



HAL
open science

L'instrument EUSO-Balloon et analyse de son efficacité de photo-détection

Julio Arturo Rabanal Reina

► **To cite this version:**

Julio Arturo Rabanal Reina. L'instrument EUSO-Balloon et analyse de son efficacité de photo-détection. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Université Paris-Saclay, 2016. Français. NNT : 2016SACLS519 . tel-01491068

HAL Id: tel-01491068

<https://theses.hal.science/tel-01491068>

Submitted on 16 Mar 2017

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

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

NNT:2016SACLS519

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

ÉCOLE DOCTORALE n° 576

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

Spécialité de doctorat : Astroparticules et Cosmologie

par

Julio Arturo Rabanal Reina

L'instrument EUSO-Balloon et analyse de son efficacité de photo-détection

Thèse présentée et soutenue à Orsay le 8 décembre 2016 :

Composition du Jury :

M. Fabien Cavalier, Directeur de Recherche, Université Paris-Sud, Président du Jury

M. Didier Lacour, Directeur de Recherche, Université Pierre et Marie Curie, Rapporteur

M. Benoît Revenu, Directeur de Recherche, Université de Nantes, Rapporteur

M. Peter Von Ballmoos, Directeur de Recherche, Université Toulouse III, Examineur

Mme. Sylvie Dagoret-Campagne, Directeur de Recherche, Université Paris-Sud, Directeur de thèse

M. Pierre Barrillon, Ingénieur de Recherche, Université Paris-Sud, Co-Directeur de thèse

Table des matières

1	Le rayonnement cosmique et les gerbes atmosphériques	8
1.1	Introduction	8
1.2	Le rayonnement cosmique CR	9
1.3	Les Rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (Ultra High Energy Cosmic Rays ultra-high-energy cosmic ray (UHECR))	18
1.4	Les Gerbes Atmosphériques (Extensive Air Showers EAS)	25
1.5	Techniques de détection des rayons cosmiques	33
1.6	Les plus grands observatoires de UHECR	35
1.7	Conclusions	38
1.8	Références	39
2	JEM-EUSO	42
2.1	Introduction	42
2.2	Le projet Extreme Universe Space Observatory onboard Japanese Experiment Module (JEM-EUSO)	43
2.3	Principe de détection de JEM-EUSO	48
2.4	Pathfinder	61
2.5	Conclusions	62
2.6	Références	63
3	La mission EUSO-Balloon	64
3.1	Introduction	64
3.2	Les objectifs de la mission	65
3.3	Organisation du projet	66
3.4	Déroulement du projet	69
3.5	Conception de l'instrument	71
3.6	La campagne de Vol	83
3.7	Conclusion	93
3.8	Références	93
4	La caméra d'EUSO-Balloon	94
4.1	Introduction	94
4.2	Architecture fonctionnelle de la caméra	94
4.3	Les composants élémentaires de la caméra	101
4.4	Les sous éléments constituant le Photon detector module (PDM)	112
4.5	Conclusions	119
4.6	Références	119

5	Assemblage, intégration et tests de la caméra	121
5.1	Introduction	121
5.2	Assembly and Integration Tests (AIT) du Data Processing (DP)	121
5.3	AIT du PDM	124
5.4	Test AIT du PDM et DP	140
5.5	Tests thermiques	145
5.6	Tests DP-Siren	148
5.7	Test du télescope complet	149
5.8	Les problèmes rencontrés pendant l'AIT	153
5.9	Conclusions	156
5.10	Références	156
6	Photométrie et principe de calibration avec le spectre au photo-électron unique	157
6.1	Introduction	157
6.2	Propriétés statistiques de la chaîne de détection du PDM	158
6.3	Contamination du signal par différents types de bruits	168
6.4	Mesure en Photo-détection	170
6.5	La mesure des probabilités cumulées de trigger ou S-Curve	175
6.6	Principe de calibration	183
6.7	Conclusions	185
6.8	Références	185
7	Calibrations du PDM EUSO-Balloon	187
7.1	Introduction	187
7.2	Paramètres de mesure en laboratoire et en vol	189
7.3	Calibration Absolue	192
7.4	Calibration Absolue-Relative	198
7.5	Résultat de la calibration absolue	202
7.6	Définitions des critères de qualité	203
7.7	Procédures de calibration utilisant les S-Curves ou Calibration Analytique	207
7.8	Conclusions	217
7.9	Références	218
8	Traitement des données des canaux ayant une faible efficacité de détection	219
8.1	Introduction	219
8.2	Description de la contribution à 2 photo-électrons dans la S-Curve	221
8.3	Méthode de calcul de l'efficacité de sélection pour de pixels de faible rendement ou méthode PFR	230
8.4	Mise en œuvre des méthodes sur les données du PDM	237
8.5	Rapport entre les valeurs des plateaux d'un et de deux photo-électrons comme caractéristique d'une association MAPMT-ASIC	242
8.6	Résultats	246
8.7	Le Test pour la validation du méthode PFR	256
8.8	Conclusions	263
8.9	Références	263
9	Actualités et Perspectives dans la chaîne de détection pour les instruments EUSO	264
9.1	Introduction	264
9.2	L'expérience Turlab	265
9.3	EUSO-TA	270

9.4 EUSO-SPB	272
9.5 Mini-EUSO	282
9.6 Conclusions	287
9.7 Références	287
A Annexes	I
A.1 Paramètres de JEM-EUSO	I
A.2 Statistique pour la photo-détection	II
A.3 Paramétrisations utiles du spectre de photo-électron et des S-Curves	III
A.4 La connexion entre Graund-Digital (GNDD) et Graund-Analogic (GNDA) des Application-Specific Integrated Circuit (ASIC)s	IV
A.5 Photométrie, sphère intégrante et source de lumière lambertienne	IX
A.6 La ceinture de Van Allen et la Radiation au International Space Satation (ISS)	XII
A.7 Loi de Paschen	XIII
A.8 Calcule relativiste de l'interaction d'une charge avec un nuage magnétique	XIV
A.9 Analyses complémentaires du bruit électronique pendant l'AIT	XV
A.10 Références	XVII
B Liste des acronymes	XVIII
C Glossaire	XXI
C.1 Références	XXII

Liste des figures

1.7	Les figures à gauche montrent les longueurs d'atténuation en fonction de l'énergie de différentes particules de rayons cosmiques pour leur interaction sur les fonds infrarouge et du Cosmic Microwave Background (CMB). La coupure GZK correspond au seuil de photo-production des protons sur le CMB. En haut et à droite haute, on montre un zoom de l'échelle d'énergie pour les deux types d'interactions subies par les protons à hautes énergies (production de paire $e^- e^+$ et photo-production de pions.) En bas et à droite bas on montre un zoom équivalent dans le cas de rayons cosmiques de type noyaux lourds, où l'on peut remarquer la distance d'atténuation et énergie pour le noyau de Fer, où la distance maximale d'une source serait de 100Mpc. Graphiques tirées de [ANCHORDOQUI, 2003] et [HARARI, 2014]. . . .	21
1.9	Diagramme de Hillas où la ligne en diagonal en bleu indique la limite du rapport de la taille et du champ magnétique des accélérateurs naturels qui ne peuvent pas accélérer des protons au-delà de 10^{20} eV. En couleur rouge, les limites pour les noyaux de Fer sont données.	25
2.1	Cette figure est une représentation artistique du télescope JEM-USO, indiquant sa place dans l'ISS, le véhicule d'embarquement, la formation d'un Extensive Air Shower (EAS) à cause de l'interaction des UHECR avec l'atmosphère terrestre ainsi que la luminescence de fluorescence et la luminescence de Tcherenkov de cet EAS. Aussi on regarde l'instrument de télémétrie (TDRS) pour la communication avec la base au sol	43
2.4	Estimation de la surface qu'observerait JEM-EUSO en mode Nadir et mode Tilt à 30°	49
2.7	Schéma général du système de déclenchement de l'instrument JEM-EUSO : les trois niveaux de Trigger se retrouvent dans les ASICs, la PDM-B (section : 4.3.2) et le Cluster Control Board (CCB) (section : 3.5.3). Les lignes blues correspondent aux données, les rouges aux alertes de trigger qui autorisent la transmission des données à l'étape suivante jusqu'à l'autorisation d'enregistrement. Les lignes vertes correspondent aux commandes pour gérer les paramètres du système de déclenchement et d'alimentation selon le résultat des évaluations à chaque niveau.	55
2.8	Le schéma montre la disposition des lentilles de Fresnel et de la surface focale. Il montre aussi la position de la caméra infrarouge et de Lidar qui sont utilisés pour la surveillance atmosphérique. Dans la partie inférieure s'observe le système de tilt.	57

2.9	La figure montre les composants et sous-modules que forment la surface focale de JEM-EUSO. La surface focale a 137 PDM, chaque PDM est formé pour 9 EC-Units, chaque EC-Unit a 4 Multi-Anode-Photo-Multiplicateur (MAPMT) s et chaque MAPMT a 64 pixels.	58
4.29	Schéma de la structure mécanique du PDM indiquant les dimensions et l'existence d'une légère courbure de la surface focale.	119
5.4	À gauche : module Charge-to-Digital Converter (QDC) permettant la mesure des signaux analogiques provenant des MAPMTs d'une EC unit. À droite : photographie de l'intérieur de la boîte noire montrant une Elementary Cell (EC-Unit) et une sphère intégrante située à ≈ 40 cm et fournissant une lumière calibrée.	125
5.5	Spectre de charge d'un pixel de l'EC-Unit 109 (mesure avec QDC).	125
8.16	Répartition des types de qualité des S-Curves sur la surface focale du PDM. Les MAPMT en noir correspondent à EC-ASICs non connectés.	247
9.1	Ensemble des projets de type EUSO après EUSO-BALLOON en 2014.	265
9.6	Installation de EUSO-TA sur le site de Telescope Array.	270
9.8	Principe de EUSO-SPB : Expérience similaire à celle d'EUSO-BALLOON, avec un ballon ultra-pressurisé pour un vol longue durée de plusieurs semaines.	272
9.10	Exemples de deux trajectoires de ballons SPB de la NASA lancés à partir de la base de Wanaka en Nouvelle Zélande. La trajectoire verte représente le premier vol de 32 jours en 2015. La trajectoire rouge est celle d'un vol en 2016.	273
9.12	Nouvelle EC-ASIC conforme pour le nouvel ASIC SPACIROC3.	275
9.14	Nouvelle carte PDM-Board.	276
9.16	Test du trigger de EUSO-SPB avec le nouveau PDM pour EUSO-SPB.	277
9.17	Test de trigger sur une trace verticale d'un laser du CLF de TA, avec la nouvelle carte PDM-Board et le nouveau PDM de EUSO-SPB sur le site du Telescope Array. a) Dispositif expérimental. b) Évolution du spot laser dans le champ de vue de 3 EC-Units du PDM.	278
9.18	Ajustement du numéro de pixel en fonction du numéro de GTU.	279
9.19	À gauche : Simulation d'une image d'une gerbe de $10^{18.5}$ eV dans le plan focal de EUSO-SPB. À droite, simulation du temps d'arrivée des photons d'une gerbe de $10^{18.5}$ eV à la surface focale de EUSO-SPB.	281
9.20	À gauche : La fraction de gerbes observables par rapport au nombre de gerbes simulées à une énergie fixée, pour différents seuils de trigger exprimés en nombre de photons par GTU. À droite : Le flux de gerbes observables par EUSO-SPB (nombre d'événements par bin en énergie de 1 eV).	281
9.22	Shéma de principe de K-EUSO.	283
9.23	Acceptance de K-EUSO appelé aussi KLYPVE (nom de l'ancien projet russe).	284
9.24	Schéma détaillé de K-EUSO.	285
9.25	Comparaison des exposition pour les observatoires actuels et les futurs projets EUSO.	286

Liste des tableaux

2.1	Quelques caractéristiques de différents objectifs secondaires du télescope JEM-EUSO.	53
4.1	Caractéristiques principales du MAPMT utilisé pour la caméra d'EUSO-Balloon.	103
5.1	Les trois interfaces DP-Siren avec les signaux échangés et le type de connexion.	148
8.2	Résultats sur la dispersion et valeurs obtenus par région triangulaire.)	259
9.1	Acceptance et spectre reconstruit avec EUSO-SPB en fonction de différents seuils de déclenchements.	282
9.2	Paramètres de l'instrument K-EUSO.	284
A.1	Résultats du test de bruit pour les différentes configurations testées.	V

Remerciements

Tout d'abord, j'adresse mes remerciements à la collaboration JEM-EUSO et au laboratoire de l'accélérateur linéaire (LAL) et au Centre National d'Études Spatiales (CNES) qui ont permis les conditions pour l'élaboration de cette thèse.

Au sein de cette expérience, j'ai vécu deux étapes importantes. La première, de type instrumental et la deuxième l'analyse des données. Je veux d'abord remercier Dr. Sylvie Dagoret-Campagne (Directrice de la thèse) et Dr. Pierre Barrillon (Co-directeur de la thèse). Ils ont contribué comme mentors et amis pendant la réalisation de ce travail. Et je vous exprime mon entière reconnaissance pour la compréhension dans les moments critiques et pour la patience et la correction de pratiquement chaque phrase de ce manuscrit. Merci pour l'opportunité que vous m'avez offerte de pouvoir faire une thèse dans ce domaine de l'instrumentation en astroparticules et pour les connaissances fondamentales que j'ai pu acquérir pour ma future expérience professionnelle.

La mission EUSO-Balloon a été l'expérience la plus enrichissante de ma carrière et elle m'a permis de satisfaire mes curiosités les plus profondes sur l'étude des rayons cosmiques et de participer très activement dans les différentes techniques de pointe pour construire un instrument si complexe et fascinant dans le contexte enrichissant d'une collaboration scientifique internationale. J'espère que le projet JEM-EUSO pourra voir le jour dans la décennie suivante, afin de fournir les données nécessaires qui permettent d'élucider les questions qui persistent sur l'anisotropie des sources d'UHECR, non seulement dans le voisinage de la voie lactée mais aussi de franchir les frontières de l'univers méconnu des UHECR.

Cette collaboration JEM-EUSO compte avec une équipe scientifique techniquement compétente, issue des quatre coins du monde qui démontre que la nature humaine est unique et forte. Il n'y a pas de frontières lorsque l'on a un but commun comme celui de la science. Dans l'équipe française je voudrais remercier Jean Evrard et Karine Mercier du CNES, à Mr Guillaume Prévôt (APC) pour son soutien permanent, son enthousiasme, son optimisme et son excellent travail. Mme Sylvie Blin (Omega) pour avoir relu et corrigé plusieurs chapitres de ce manuscrit et pour l'expérience formatrice en électronique qu'elle m'a apportée, au Professeur Mario Edoardo Bertaina (INFN-Torino) dont sa passion pour la science m'inspire en permanence. Je remercie aussi mes collègues thésards que je considère comme un groupe de fidèles amis : Dr Camille Moretto, Dr Camille Catalano, Dr Simon Bacholle et Mme Aera Yung. Le groupe d'ingénieurs de l'IRAP Baptiste, Guille et Michel. Je remercie vivement Dr Philippe Godorosky (APC) pour m'avoir fait partager son expérience scientifique et de vie, le professeur Peter Von Ballmoos (IRAP) pour être un véritable "Indianna Jones" de l'astrophysique et professeur Etienne Parizot le responsable JEM-EUSO France.

Je remercie également les membres du Jury de ma thèse qui ont accepté de lire mon manuscrit et de participer à la soutenance de ma thèse. Particulièrement remercier mes deux rapporteurs Dr Didier Lacour et Dr Benoît Revenu qui ont examiné en détail le cœur du sujet de ma thèse. Je remercie également le professeur Peter Von Ballmoos examina-

teur et surtout Principal Investigator de EUSO-Balloon, et aussi Dr Fabien Cavalier d'avoir accepté la présidence du Jury de ma thèse.

Dans ce travail, au-delà du laboratoire du LAL, il y a un certain nombre de personnes qui m'ont soutenue depuis différents endroits mais avec la synchronisation nécessaire. Deseo agradecer a mi madre Petty (quien se desapegó de mí por un lustro, para dejarme construir mi vida a mi manera, siempre apoyandome apesar del dolor y la distancia.) a mi padre, German y a mi hermanita Lucy Dangelly por sembrar en mí el amor por la ciencia y darme el coraje para sobrepasar hacer frente a los numerosos problemas de este largo camino. A mis tías Chelita (en tu nombre este trabajo), Adita mis tíos Napoleón y Humberto. A todos mis primos que son sobre todo hermanos. Pienso en mis amigos de Perú (Los PIRAMOVA (Renzo, Beto, Charlie, Jorge, Ronald), Fredy Belber, Jerzy, Nadia, Piero, Paola, Javier, Loreleyn, Dina, Janeth, Randy, etc). Mis maestros, Ricardo Villanueva, Robinsons Vasquez, Manfred Horn, Holguer Valqui, Rosendo Ochoa, Alfredo Gago, l'Ing. Alejandro Lengua et l'Ing. Gerardo Marinez. A todos mis compañeros de l'UNI, de la PUCP y colegas de Ohmlux y Jofel en particular a Gina Biasi y los hermanos Arica.

Je remercie mes amis d'ERASMUS et de la communauté internationale avec qui j'ai commencé mes aventures dans la Galie, (Madrilegnes, Basquaises (ra nire anaiari, Igor), Bavariennes, Finlandaises, Italiens et les groupes de bretons dirigés par Guillaume Bienvenu) qui me démontreront qu'une Europe diverse et unifiée est possible. Aussi à Yu-shuang Wei (Chine), Aida (Iran), Sofia (Argentine), Samuel (Colombie), Paulo Jacobs, mi compadre Hanz Vilchez et José A. Moran (Pérou).

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τρεις Ελληνίδες που έπαιζαν το ρολό της μητέρας και των αδερφών κατά την παραμονή μου στην Ευρώπη, Μαίρη Χατζή, Ευθυμιαννα Κουφογεωργίου και Μαρίνα Δρολιά. Κάθε φορά που ήμουν σπίτι σας, ενιωθα σαν να ήμουν στο δικό μου."

À Jean Jacques Noret, Vivien Morisset et Poulaine Mathieu dont l'amour pour le Pérou m'a ouvert l'opportunité de faire mes études de Master 2 en France qui ont pu se prolonger dans une thèse scientifique.

À la maison du bonheur de Poissy, vous êtes apparus à un moment déterminant. La première vague et mes sœurs françaises Fanny, Mialy et Chris; la deuxième vague Maxime, Charles-Henri, Apolline; la troisième vague Julien, Marie et Prune; la quatrième vague Juliette et Tugdual et la toute dernière Bryan et Constance. Cette maison est devenue ma famille et mes racines dans la terre de Poincaré.

Enfin, je veux adresser un remerciement personnel à Marie Andrée Lucie Sereno, pour son amour qui m'inspire à suivre mes rêves qui sont nombreux.

Introduction

Les rayons cosmiques sont des particules chargées provenant de l'univers et qui atteignent l'atmosphère de la Terre. Selon leur énergie et leur nature, ils peuvent pénétrer jusqu'à quelques mètres dans l'eau des océans. Ils sont un sujet d'étude pour leur participation aux divers processus physiques naturels. Par exemple à haute altitude, ils produisent la dissociation de certaines molécules. Lorsqu'ils sont déviés par le champ magnétique terrestre, ils produisent des aurores boréales. Dans la biologie, ils participent à la synthèse de vitamines et d'acides aminés et ils sont considérés comme un des facteurs de mutation des espèces parce qu'ils brisent la molécule d'ADN. Dans le monde de la physique, les rayons cosmiques ont une place privilégiée comme source d'étude. Ils ont une importante contribution à la nucléosynthèse de la matière de l'univers. Et ils atteignent des énergies les plus élevées connues à ce jour. La valeur de leurs énergies n'est expliquée par aucun mécanisme physique connu. Donc ils servent de messagers pour l'étude des phénomènes astrophysiques et pourraient contribuer à l'étude de la cosmologie de l'univers.

L'étude des rayons cosmiques est depuis un siècle l'objet de recherches actives et prometteuses. Mais il est difficile d'établir une explication claire des résultats de ces recherches en raison de la déflexion induite par l'interaction de ces particules chargées avec les champs magnétiques galactiques et inter-galactiques. Pour les particules les plus énergétiques (les UHECR), le champ magnétique galactique contribue peu à changer leur direction d'arrivée, révélant une possible anisotropie. Le flux des rayons cosmiques les plus énergétiques est extrêmement faible. Autrement dit, ce sont des particules extrêmement rares dont la source est inconnue. Le taux de ces événements est d'un par km^2 et par siècle au delà d'une énergie de 10^{20} eV. Si bien que l'existence de ces particules est une véritable énigme. La détection indirecte est possible grâce à l'interaction qu'ils subissent lorsqu'ils pénètrent dans l'atmosphère en produisant des gerbes cosmiques de l'atmosphère. Ce phénomène est une réaction en cascade complexe, qui produit diverses particules secondaires comme des hadrons, des muons, des photons et des particules chargées. Ces dernières ont une énergie assez faible mais suffisante pour induire une excitation de l'azote de l'atmosphère dont la dés-excitation se manifeste par l'émission de photons UV. Ces photons UV sont le signal cible à détecter par les télescopes qui observent le ciel avec pour but de reconstruire l'énergie et la direction de arrivée de la particule primaire.

Depuis que les rayons cosmiques ont été découverts par Victor Hess en 1912, des contributions fondamentales à leur connaissances ont été faites comme la nature chargée de ces particules par établie par Arthur H. Compton. Les interactions qu'elles subissent dans l'atmosphère permettent l'étude des rayons cosmiques de hautes énergies découvertes par Pierre Auger. Les chercheurs qui leurs ont succédé ont entrepris de répondre aux trois questions principales liées aux UHECRs. D'où viennent-ils? comment se propagent-ils à travers le milieu galactique et extragalactique et quelle est leur nature primordiale.

Dans cette thèse, on parlera de l'efficacité de détection d'une chaîne de détection de plusieurs prototypes proposés pour valider une technologie qui devra être appliquée à un grand télescope de fluorescence ultra-violette, à savoir, le télescope JEM-EUSO. Il sera installé sur la station spatiale internationale (ISS) dont la mission scientifique principale sera de détecter des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (UHECR), de plus de 10^{19} eV. C'est à dire la fraction des particules les plus énergétiques de l'ensemble du spectre des rayons cosmiques. L'objectif initial était que ce télescope JEM-EUSO soit installé sur l'ISS à partir de l'année 2020. Il balayera une surface d'environ 200 mille km^2 en mode d'observation perpendiculaire à la surface de la terre (mode Nadir). Le télescope Euso-Balloon fait partie des démonstrateurs du télescope JEM-EUSO.

Une grande partie de cette thèse s'est développée durant la phase C et D de la mission EUSO-BALLOON dont le but était le test de la technologie envisagée et la mesure du bruit de fond UV dans des conditions de basse pression (3 mbar). Durant la phase C, j'ai participé à l'intégration du Photo Detector Module (surface focale composée de photo-détecteurs et de la chaîne d'électronique associée). Cette phase a compris plusieurs étapes de test et de validation. La photo-détection est basée sur la technologie des photomultiplicateurs mutli-anode (MAPMT) qui transforment les photons UV incidents en un signal électrique généralement exprimé en photo-électron (pe). Par la suite, ce signal analogique est amplifié, mis en forme et discriminé au niveau d'un circuit intégré (ASIC) qui effectue un comptage du nombre de pe pour chaque canal. Le PDM comprend 36 MAPMTs de 64 pixels, ce qui donne un total de 2304 pixels par PDM. Lorsque nous balayons le seuil de discrimination et regardons l'évolution du nombre de coups en fonction de ce seuil, nous produisons une courbe connue sous le nom de S-Curve. Elle constitue notre principal indicateur sur le fonctionnement du PDM et permet de déterminer son efficacité et sa sensibilité.

Lorsque la chaîne de détection complète a été validée par le CNES, nous avons réalisé la campagne de vol qui s'est déroulée à la fin du mois d'août 2014 à Timmins-Ontario. Le ballon a comme charge utile le télescope EUSO-BALLOON constitué de deux lentilles Fresnel de $1.2 \text{ m} \times 1.2 \text{ m}$, un PDM et le système de stockage et de contrôle nommé DP (pour Data Processor). Le vol a duré 5 heures pendant la nuit du 24 au 25 août. Le ballon a atteint 40 km d'altitude et il a parcouru plus de 100 km entre la base de lancement et une forêt au nord de l'Ontario.

La phase E a été dédiée aux analyses des données du vol et à la post-Calibration de l'instrument. Ceci a pris un temps considérable pour fournir des résultats de calibration en avril 2015. La performance technique d'EUSO Ballon est loin d'être optimale. L'efficacité de la chaîne électronique est de $\sim 23\%$ sur les meilleurs pixels, soit seulement une fraction de 30% du nombre total de pixels. Un important bruit électronique est à l'origine de ces performances limitées.

La dernière partie du manuscrit présente une méthode que j'ai proposée à la collaboration JEM-EUSO, qui permet de calibrer une majorité de pixels, notamment ceux qui ont des performances limitées et qui ne peuvent pas être calibrés par des méthodes standards de la collaboration JEM-EUSO. Pour cela, nous utilisons les impulsions des signaux à 2pe électrons qui ne sont pas contaminées par le bruit. Nous avons utilisé des ajustements des S-Curves pour chaque pixel afin de déterminer leur efficacité et d'en déduire

leur sensibilité. Cette méthode permet pour les analyses de données, une récupération de l'information perdue sur les pixels d'efficacité insuffisante.

Néanmoins la chaîne d'acquisition a montré que les différents choix technologiques (MAPMT, ASICs de lecture, etc) étaient valables. Les points à améliorer ont été identifiés rapidement, et les modifications nécessaires appliquées sur les nouvelles versions des éléments de la chaîne de détection pour les nouveaux prototypes de JEM-EUSO. En particulier une meilleure gestion de la masse électrique a été réalisée ce qui a entraîné une réduction considérable du bruit électronique. De plus, une nouvelle version de l'ASIC de lecture est maintenant utilisée ce qui a permis d'augmenter la gamme dynamique du PDM. Finalement l'algorithme de déclenchement a pu être intégré et testé avec succès.

Ce manuscrit est divisé en 9 chapitres, avec la structure suivante :

Chapitre 1 : Le rayonnement cosmique et les gerbes atmosphériques Une brève introduction aux UHECR et à la détection des gerbes atmosphériques, principales techniques de détection, ainsi qu'une brève revue des principaux observatoires d'UHECR dans cette gamme d'énergies.

Chapitre 2 : JEM-EUSO, description du projet, des objectifs scientifiques de la mission et des principes de détection des gerbes atmosphériques.

Chapitre 3 : La mission EUSO-Balloon. Présentation générale de la mission EUSO-Balloon, le démonstrateur de JEM-EUSO. Ce chapitre décrit en détails, la chaîne complète de détection de ce télescope dont l'aboutissement a été la mission de vol qui a eu lieu l'été 2014 dans Ontario au Canada.

Chapitre 4 : La caméra d'EUSO-Balloon. Ce chapitre détaille le fonctionnement et les composants de la caméra de détection UV (PDM), qui est le sujet d'étude de ce travail.

Chapitre 5 : L'Assemblage, l'intégration et les tests de la caméra auxquels j'ai participé très intensivement. Ce chapitre décrit la phase AIT de la caméra, c'est-à-dire l'ensemble des tests effectués et les problèmes rencontrés.

Chapitre 6 : Photométrie et principe de calibration avec le spectre au photo-électron unique. Ce chapitre théorique introduit le principe de photo-détection appliqué aux photomultiplicateurs. Ce principe de photodétection est indispensable pour l'interprétation des données de la chaîne de détection d'EUSO-Balloon. Le comportement statistique de chaque processus de détection et de mesure au sein de la caméra y est abordé.

Chapitre 7 : Méthodes standards de la calibration du PDM EUSO-Balloon développées entre septembre 2014 et juillet 2015 par notre équipe du LAL. Ce chapitre présente les différentes calibrations appliquées à la caméra de EUSO-BALLOON, tant durant le vol qu'en laboratoire. Ces Calibrations sont indispensables pour déterminer le réglage optimal de l'instrument et pour l'analyse des données.

Chapitre 8 : Traitement des données des canaux de détection avec faible rendement ou efficacité de détection. Ce chapitre présente l'étude de la contribution des deux photo-électrons comme moyen de récupérer l'information des pixels de faible efficacité.

Chapitre 9 : Perspectives en photo-détection pour les PDM de JEM-EUSO. Le chapitre final est une vue générale sur les derniers progrès réalisés en matière photo-détection avec les prochains démonstrateurs de la collaboration JEM-EUSO.

Introduction (english version) The cosmic rays (CR) are particles coming from the universe and which reach the atmosphere of the Earth. Depending on their energy and their nature, they can penetrate in depth down to some meters into the water of the oceans. They are the subject of scientific studies using their interactions with the air medium involving the diverse natural physical processes. For example at high altitude, they induce the dissociation of some molecules. When they are deflected by the earth magnetic field, they produce auroras borealis. In the biology, they participate in the synthesis of vitamins such as aminoacids and they are considered among the causes of mutations of living species because they break the molecule of DNA. In the world of physics, the cosmic rays are also under exhaustive studies. They contribute to the nucleosynthesis of the material of the universe. They can reach the highest known energies nowadays. The value of their energy can hardly be explained by understood physical mechanisms. Thus they can be considered as messengers for the study of the astrophysical phenomena and they potentially could contribute to the study of the cosmology of the universe.

The subject of cosmic rays dates from a century of active and promising researches. But it is difficult to establish a clear explanation of the results of these researches because of the deflection inferred by the interaction of these charged particles with the galactic and inter-galactic magnetic fields. For the most energetic particles (UHECR), the galactic magnetic field contributes marginally to the change of their direction of arrival, revealing a possible anisotropy. The flux of CR most energetic are extremely strange. In other words, they are extremely rare particles of which the sources are unknown.

The rate of these events is of one by 1 km^2 per century beyond the energy threshold 10^{20} eV . So that the existence of these particles is a real puzzle. Indirect detection is possible thanks to the interactions they undergo when they penetrate into the atmosphere by producing extreme atmospheric showers. This phenomenon is a complex cascade of multiple interaction, which produces diverse secondary particles such as hadrons, muons, photons and charged particles. The latter have a rather low but sufficient energy to lead to the excitation of the Nitrogen atoms of the atmosphere. The desexcitation of those molecules is done by the emission of UV photons. These UV photons are the target signal to be detected by the fluorescence telescope observing the sky with for the purpose of reconstructing the energy and the direction of arrival of the primary particle.

Since cosmic rays were discovered by Victor Hess in 1912, mayor progresses in their knowledge was achieved on the nature of the charge of these particles established by Arthur Compton. The interactions which they undergo in the atmosphere allow the study of the cosmic rays of high energies since they were discovered by the french scientist Pierre Auger. The researchers who their succeeded began to answer the main questions connected to UHECR. Where do they come from? How they propagate through the galactic and extragalactic middle and which is their essential nature?

In this thesis, we shall speak about the efficiency of detection of a chain of detection of several prototypes proposed to validate a technology which must be applied to a big telescope of ultraviolet fluorescence JEM-EUSO. It will be installed on the international space station (ISS) the main scientific mission of which will be to detect cosmic rays of ultra-high energy (UHECR), more than 10^{19} eV . So, the fraction of the most energy particles of the whole spectre of cosmic rays. The initial objective was that this telescope JEM-EUSO is installed on the ISS from year 2020. It will sweep a surface about 200 thousand km^2 in

mode of perpendicular observation on the surface of the ground (mode Nadir).

The telescope Euso-Balloon is a demonstrator of the telescope JEM-EUSO. A big part of this thesis was developed during the phases C and D of the mission EUSO-BALLOON the purpose of which was the test of the envisaged technology and the measure of the UV background noise in conditions of low pressure (3 mbar).

During the phase C, I participated in the integration of Photo Detector Module (focal surface compound of photo-detectors and the chain of associated electronics. This phase included several steps of test and validation. The photo-detection is based on the technology of photomultipliers multi-anode which transform the incidental UV photons into an electric signal generally expressed in photo-electron.

Afterward, this analog signal is amplified, shaped and discriminated at the level of an integrated circuit (ASIC) which makes a counting of the number of pe for every channel. The PDM includes 36 MAPMTs of 64 pixels, what gives a total of 2304 pixels by PDM. When we sweep the threshold of discrimination and look at the evolution of the number of knocks according to this threshold, we produce a curve known under the name of S-Curve. It constitutes our main indicator on the functioning of the PDM and allows to determine its efficiency and its sensibility.

When the chain of complete detection was validated by the CNES, we realized the campaign of flight which took place at the end of August 2014 to Timmins-Ontario. The balloon has for payload the telescope EUSO-BALLOON constituted by two lenses Fresnel of $1.2\text{ m} \times 1.2\text{ m}$, a PDM and the system of storage and control named DP (for Data Processor). The flight lasted 5 hours during the night from 24 till 25 August. The balloon achieved 40 km of height and it traveled more of 100 km between the launching site and the forest in the North of the Ontario.

The phase E was dedicated to the data analyses of the flight and to the post-calibration of the instrument. This took a considerable time to supply results of calibration in April, 2015. The technical performance of EUSO-Balloon is far from being optimal. The efficiency of the electronic chain is of $\sim 23\%$ on the best pixels, that is only a 30% fraction of the total number of pixels. An important electronic noise is at the origin of these limited performances.

The last part of the manuscript presents a method that I proposed in the collaboration JEM-EUSO, which allows to calibrate a majority of pixels, in particular those who have limited performances and who cannot be calibrated by standard methods of the collaboration JEM-EUSO. For that purpose, we use the impulses of the signals in 2pe electrons which are not contaminated by the noise. We used adjustments of the S-Curves for every pixel to determine their efficiency and deduct their sensibility from it. This method allows for the analyses of data, a recovery of the lost information about the pixels of insufficient efficiency.

Nevertheless the chain of acquisition showed that the various technological choices (MAPMT, ASICs of reading, etc.) were valid. Points to be improved were quickly identified, and the necessary modifications were applied to the new versions of the elements of the chain of detection for the new prototypes of JEM-EUSO. In particular a better management of the electric mass was realized what entailed a considerable reduction of the electronic noise. Furthermore, a new version of the ASIC of reading is now used what allowed to increase

the dynamic range of the PDM. Finally the algorithm of release was able to be successfully joined and tested.

This thesis is formed by 9 chapters with the following structure :

Chapter 1 : The cosmic radiation and the extreme air showers (EAS). A brief introduction in the UHECR and EAS and the technical of detection, as well as a brief view of the main observatory centers of UHECR in this range of energies.

Chapter 2 : JEM-EUSO. Description of the project, the scientific objectives of the mission and the principles of detection of the EAS.

Chapter 3 : The mission EUSO-BALLOON. General presentation of the mission EUSO-Balloon, the demonstrator of JEM-EUSO. This chapter describes in detail, chains her complete of detection of this telescope the outcome of which was the mission of flight which took place the summer of the 2014 in Ontario Canada.

Chapter 4 : The camera of EUSO-Balloon. This chapter details the functioning and the components of the camera of UV detection (PDM), which is main subject of study of this work.

Chapter 5 : The Assembly, the integration and the tests of the camera in which I participated very extensively. This chapter describes the phase AIT of the camera, that is all the made tests and the met problems.

Chapter 6 : Photometry and principle of calibration with the spectre in the unique photoelectron. It is a theoretical, it introduces the principle of photo-detection applied to photomultipliers. This principle of photodetection is essential for the interpretation of the data of the chain detection of EUSO-Balloon. The statistical behavior of every process of detection and measure within the camera is approached there.

Chapter 7 : Standard methods of the calibration of the PDM EUSO-Balloon developed between September, 2014 and July, 2015 by our team of the LAL. This chapter which presents the various from calibration applied to camera of EUSO-BALLOON, both during the flight and in laboratory. These Calibrations are essential to determine the optimal regulation of the instrument and for the data analysis.

Chapter 8 : Data processing of the channels of detection with low efficiency of detection. This chapter presents the study of the contribution of both photo-electrons as way to get back the information of the pixels of low efficiency.

Chapter 9 : Perspectives in photo-detection for the PDM of JEM-EUSO. The final chapter is an overview on the last progress realized in material photo-detection with the next demonstrators of the collaboration JEM-EUSO.

Chapitre 1

Le rayonnement cosmique et les gerbes atmosphériques

*« Quelque part, quelque chose
d'incroyable attend d'être connu. »*

Carl Sagan

1.1 Introduction

Les rayons cosmiques sont connus depuis de 1912 grâce aux études des phénomènes d'ionisation et de rayonnement dans la haute atmosphère effectuées par V. Hess. Ces études donnent comme conclusion que ces particules ionisantes ont une origine extraterrestre. Écartant le soleil comme source prépondérante, plus tard A.H. Compton confirme la nature chargée de ces particules. Cependant, les particules de rayons cosmiques les plus énergétiques restent encore méconnues¹.

Depuis les années soixante, quelques détecteurs ont observé une vingtaine d'événements de rayons cosmiques qui auraient des énergies de l'ordre de 10^{20} eV, c'est-à-dire une dizaine de joules! Pour que des particules si minuscules atteignent énergies aussi violentes, il faudrait un mécanisme d'accélération tel que l'accélération de Fermi du premier ordre. Celle-ci doit encore être confirmée par l'astrophysique moderne. Nous ne savons pas d'où ils viennent, comment ils se produisent, et nous n'avons pas la certitude de leur nature.

Les rayons cosmiques sont des particules chargées électriquement², raison pour laquelle leurs trajectoires sont affectées par le vent solaire, le champ magnétique de la galaxie et le champ magnétique du milieu intergalactique. La déviation que peut avoir la trajectoire de ces particules dépend de l'énergie d'émission et de la distance de son parcours dans l'univers.

Dans la sous-section 1.3.1 on abordera, plus en détail, comment le niveau d'énergie de ces particules a un impact dans sa propagation à travers l'Univers. Nous pouvons

1. On pense que ces particules sont des hadrons et on écarte la possibilité qu'elles soient des rayons gamma ou neutrinos.

2. Les rayons gamma de haute énergie sont étudiés dans le domaine des rayons cosmiques sans être des particules chargées (sans être appelés rayons cosmiques de façon stricte). Cependant comme leur interaction avec l'atmosphère est similaire à celle des rayons cosmiques, ils sont étudiés dans le même domaine au niveau de la détection.

mettre en évidence des interactions entre les rayons cosmiques et les photons du CMB (seuil [La limite de Greisen-Zatsepin-Kuzmin \(GZK\)](#)). Cela signifie que pour des particules très énergétiques, l'univers est relativement opaque à cause du rayonnement fossile, limitant la distance à la Terre des sources potentielles à moins de 100 Mpc.

Dans cet horizon, une anisotropie de leurs directions d'arrivée est étudiée. Mais le faible flux de ces particules ne permet pas une statistique suffisante de détection, jusqu'à présent, pour identifier précisément leurs sources.

Dans ce chapitre, on aborde de façon brève des généralités sur les rayons cosmiques. La section [1.2](#) commence avec l'histoire de la découverte depuis l'époque de Hess jusqu'à nous jours. On discute aussi les principales caractéristiques du spectre des rayons cosmiques qui est le principal moyen pour répondre aux grandes questions sur leurs origines et leur propagation. La section [1.3](#) est consacrée aux rayons cosmiques d'ultra haute énergie (Ultra-high-energy cosmic ray) [UHECR](#), correspondant aux particules les plus énergétiques, leur propagation, les possibles mécanismes d'accélération et les candidats à de telles sources. La section [1.4](#) décrit le phénomène des gerbes atmosphériques qui se produisent par l'interaction des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{14} eV avec les particules de l'atmosphère. Ce phénomène sert de moyen indirect de détection des [UHECR](#). La section [1.5](#) traite des techniques de détection des gerbes atmosphériques. Et on termine ce chapitre avec la section [1.6](#) où l'on parle des deux principales expériences au sol construites pour l'étude de ces phénomènes.

1.2 Le rayonnement cosmique CR

1.2.1 La découverte des rayons cosmiques

L'histoire des Rayons Cosmiques Nous pouvons dire que l'étude de rayons cosmiques commence avec deux articles publiés par Wulf en 1909 et l'autre par Pacini en 1910 qui suggèrent la présence d'une radiation pénétrante à 500 m de la côte et à 4 m sous la surface de la mer. Leur article écarte la possibilité d'une origine en provenance de la terre [[WULF, 1909](#)][[PACINI, 1910](#)]. Alors, ils suggèrent que cette radiation pourrait avoir une origine atmosphérique.

La première mesure de la conductivité de l'air a été faite par Franz Linke en 1902-1903 avec un électromètre à feuille d'or à une altitude de 5500 m (mesure proposée par Elter et Geitel). F. Linke rapporte que le flux à 1000 m est plus faible qu'au niveau du sol et reste constant jusqu'à 3 km et au-delà le flux est plus élevé qu'au niveau du sol³. En 1911, après plusieurs mesures de l'effet d'absorption des rayonnements dans l'air dans les Alpes, Victor Hess réalise, 7 vols supplémentaires en ballon entre 2000 et 5350 m d'altitude, partant pour la plupart de Prater de Vienne [[HESS, 1912](#)]. En utilisant un électromètre, il détecte la variation l'ionisation en fonction de l'altitude. Une diminution de l'ionisation jusqu'à 1000 m et une augmentation de l'ionisation au dessus de cette valeur d'un facteur presque 3 fois supérieur à l'ionisation mesurée à 4800 m ($\sim 20 \text{ ions/cm}^3/\text{sec}$). Dans une première hypothèse, il suppose qu'il a affaire à du rayonnement γ . Il observe aussi que pendant la nuit et aussi pendant une éclipse solaire, le taux d'ionisation ne subit pas de variations. Il conclut que ces particules sont d'origine extraterrestre et non d'origine solaire. En 1914, Kolhorster utilisant deux compteurs Geiger-Muller, confirme les mesures de Hess [[KOLHORSTER, 1913](#)]. Cependant, les particules qu'il détecte sont 4 à 5 fois plus pénétrantes que les rayons γ issus des sources radioactives.

3. Les résultats de F. Linke n'ont jamais été cités et non plus reconnus par la communauté scientifique, raison pour laquelle la découverte des rayons cosmiques ne lui est pas attribuée.

Entre 1913 et 1914, les expériences en ballons sont irréalisables à cause du déclenchement de la première guerre mondiale. Mais les observations sur des hautes montagnes ont continué. Celles-ci donnent comme résultat sans ambiguïté que le rayonnement augmente à partir de 1000 m dessus du niveau de la mer en écartant le soleil comme une source potentielle.

Plusieurs origines de cette ionisation ont été proposées telles que des éléments radioactifs dans la haute atmosphère. Mais les analyses de Hess et de Schmidt en 1918 sur la distribution des gaz radioactifs dans l'atmosphère, estiment que le pourcentage de densité du nombre d'atomes de radium à 1200 m tombe à 50% par rapport avec celui de la surface de la terre [HESS, 1918]. L'unique élément radioactif qui se trouve au-delà des 10 km d'altitude est le Radium-D (en fait du plomb-210). La durée de vie des autres éléments est trop courte pour les considérer. Alors, l'argument que la source est extraterrestre, a continué à être valable.

Les comètes ont été une autre source candidate. Le passage de la comète de Halley en 1910 a permis à Wigand, en 1917, de faire une comparaison des mesures sur les changements du taux d'ionisation dans 17 lieux différents autour du globe. Il observe une augmentation de l'ionisation dans 11 lieux sur 17 où les mesures ont été prises. Ses conclusions ont été que le comète dépose des particules radiatives dans l'atmosphère [WIGAND, 1917].

En 1923 à l'Institut Technologique de Californie, Otis fait une étude (avec un vol en ballon jusqu'à 5340 m), confirmant les observations de Hess sur les variations d'ionisation en fonction de l'altitude : une diminution de l'ionisation jusqu'à 1000 m, et au delà une augmentation continue, mais moins significative que l'augmentation annoncée par V. Hess [OTIS, 1923] [WALTER, 2012].

En 1921 Robert Andrews Millikan fait des mesures jusqu'à 15.5 km et il informe qu'il confirme qualitativement l'effet de l'augmentation de l'ionisation à haute altitude, mais il est en désaccord avec l'hypothèse de l'origine extraterrestre de la source de rayonnement. Une seconde expérience de R.A. Millikan entre 1922-1925 dans la montagne de Whitney à 4421 m d'altitude et Pikes Peak à 4301 m d'altitude, montre que l'hypothèse selon laquelle les rayons ionisants seraient d'origine extraterrestre pourrait être acceptée si ces rayons étaient plus pénétrants que toute autre type de radiation connue jusqu'alors. Il introduit le terme «rayons cosmiques» et défend le fait que les rayons cosmiques sont des particules neutres (des photons).

Par une expérience plus précise effectuée à 3600 m d'altitude dans le lac Muir, en Novembre 1926, entre 0 et 20 mètres de profondeur dans l'eau, R.A. Millikan confirme que les rayons ionisants sont si pénétrants que l'on met ainsi en évidence leur origine extraterrestre [MILLIKAN, 1926a][MILLIKAN, 1926b].

C'est ainsi que la découverte des rayons cosmiques a été attribuée à V. Hess.

Le rayon cosmique est une particule! En 1911 C.T.R Wilson créa la fameuse chambre à brouillard. En 1927 Dimitry Skobelzyn observant cette chambre révèle des traces qui, si elles étaient attribuées à des électrons, ces derniers devraient avoir des énergies prodigieuses de plus de 15 MeV. Ces traces ont été interprétées comme des particules chargées secondaires issues d'interactions de rayons cosmiques avec le milieu de la chambre. Les expériences de Clay en 1927-1929 et puis celle de A.H. Compton en 1937 montrent la dépendance de l'intensité des rayons cosmiques (plus faible à l'équateur qu'aux pôles)[COMPTON, 1937] avec la latitude. Par ailleurs, R.A. Millikan fait une expérience remarquable, démontrant l'influence du champ magnétique terrestre pour les particules de plus basse énergie. Ces expériences donnent la première preuve que les rayons cosmiques sont de particules

chargées.

En 1931-1933, Zwicky introduit le terme “supernova” pour l’explosion super violente des étoiles impliquant des explosions répétitives. Zwicky et Walter Baade proposent que ces phénomènes comme sources probables de rayons cosmiques [BAADE, 1934].

Bruno Rossi (1931) et puis Alvarez et A.H.Compton (1933), utilisant une technique de coïncidence avec deux compteurs Geiger Muller (technique de W. Bothe), découvrent un taux de particules plus élevé en provenance de l’est vers l’ouest, indiquant que les particules détectées sont des particules chargées positivement [COMPTON, 1933]⁴.

La découverte des gerbes atmosphériques En 1932, Pierre Auger découvre les gerbes atmosphériques grâce à un dispositif de détection par coïncidence, amélioré par Bruno Rossi (les compteurs Geiger sont couverts par un blindage de plomb) [AUGER, 1938]. Pour réaliser cette expérience, Pierre Auger a disposé des compteurs Geiger sur le sol, sur une surface de 1 km^2 , et il a estimé la densité des particules issues des gerbes atmosphériques à plus à 1 million pour une particule, soit une énergie de 10^{15} eV pour le rayon cosmique incident. L’explication théorique des gerbes atmosphériques a été apportée par Bhabha, Oppenheimer et Heitler et confortée par la découverte des particules telles que le positron (en 1932), le muon (en 1937) et les pions (en 1947).

La découverte des Rayons Cosmiques d’ultra haute énergie (RCUHE ou UHECR) La découverte des rayons cosmiques avec une énergie de l’ordre de 10^{20} eV se produit dans les années 60 avec John Linsley et son équipe de chercheurs de l’observatoire Volcano Ranch au Nouveau Mexique [LINSLEY, 1963]. Dans cette expérience, les chercheurs utilisent des scintillateurs comme détecteurs de particules. À la même époque, la détection de la fluorescence des gerbes commence avec la proposition de Greisen et Chudakov qui parviennent à détecter des gerbes dont l’énergie est estimée jusqu’à $3 \times 10^{20} \text{ eV}$.

1.2.2 Les Rayons Cosmiques

Il y a une grande diversité de particules messagères qui se propagent dans l’univers et qui permettent l’étude de la nature et de l’évolution de l’univers. Une fraction de ces particules arrive à la terre et y subissent des interactions (ou pas) avec l’atmosphère, et avec le champ magnétique terrestre, etc.

Ces particules peuvent être de différentes natures. En sont classées ainsi :

- Les photons, qui ont une trajectoire géodésique et ont des origines surtout de milieux astrophysiques peu denses.
- Les neutrons, qui ont une vie moyenne de environ 15 minutes, dont les sources ne peuvent être plus éloignées de plus que quelques dizaines de kpc, à énergies de 10^{18} eV .
- Les protons ou noyaux, des particules chargées, de propagation chaotique, avec des énergies les plus grandes jamais observées.
- Des neutrinos qui ont une distance de propagation la plus grande et des trajectoires géodésiques.

4. À 1932 Carl Anderson utilisa une chambre à brouillard. En ajoutant un aimant, et il détecta une particule de la même masse que l’électron mais de charge positive. Ce fut la découverte expérimentale du positron dont l’existence avait été prédite théoriquement par Paul Dirac en 1927.

Tout type de particule chargée électriquement est appelée abusivement rayon cosmique depuis que Michelson l'utilise pour la première fois en 1925 pour désigner ces particules. De par le fait d'avoir une charge électrique, leurs trajectoires subissent des déviations par divers champs magnétiques au cours de leur propagation au travers du milieu galactique et intergalactique, rendant difficile de déterminer précisément leur direction d'origine.

L'étude des rayons cosmiques est focalisée sur trois questions principales :

- Leur direction d'origine, qui est étudiée au travers de leur anisotropie et de leur mécanisme d'accélération.
- La composition, qui est étudiée au travers de la forme du spectre en énergie des rayons cosmiques et aussi avec la mesure de la pénétration de ces particules dans l'atmosphère.
- La propagation qui est étudiée au travers des variations de la loi de puissance du flux des rayons cosmiques.

Le flux en fonction de l'énergie Le flux des rayons cosmiques est étroitement lié à leurs énergies. La combinaison des connaissances accumulées lors des observations de différentes expériences pendant les huit dernières décennies, a permis de construire le spectre de la figure 1.1.

Dans ce paragraphe, on donne une description du spectre des rayons cosmiques dont l'analyse révèle une série de lois de puissance de la variable énergie du type $F(E) \sim E^\alpha$, dans des gammes d'énergies différentes. Le spectre de la particule primaire est l'observable la plus importante pour étudier les rayons cosmiques et notamment leur variation selon les changements de l'indice spectral α de la loi de puissance est fonction de l'énergie et de la masse initiale de la particule primaire.

Les particules jusqu'à des énergies inférieures à 10^{10} eV sont en grande partie d'origine solaire. Elles sont composées d'ions, d'électrons et de protons. Leur flux est supérieur à 1 particule par m^2/s . Elles sont étudiées principalement par des instruments spatiaux tels que les sondes Voyager I et II, ACE/CRIS, PAMELA ou des instruments sur l'ISS comme AMS, CALET. On utilise des instruments embarqués sur des ballons pour la mission scientifique décrite dans cette thèse. Quand ces particules arrivent à proximité de la terre, elles sont principalement déviées par le champ magnétique terrestre vers les pôles magnétiques, produisant notamment les aurores boréales⁵.

La région du spectre entre 10^{10} eV à environ 10^{16} eV correspond à des particules principalement d'origine galactique. À environ 3×10^{15} eV, le flux en fonction de l'énergie présente une rupture de pente avec augmentation de la raideur connue sous le nom de genou (knee en anglais) (α change de -2.7 à -3). Cette diminution du flux se produit parce que les particules chargées ayant une énergie supérieure à 3×10^{15} eV, ne sont pas confinées dans la galaxie, par le champ magnétique galactique. Dans cette région du genou, il se produit un processus d'accélération des particules qui est expliqué par le mécanisme de Fermi de premier et de second ordre qui sera présenté en détail plus loin dans ce chapitre.

La composition des particules est d'environ de 86% de protons, de 11% de noyaux de

5. Les particules ionisantes solaires sont aussi responsables d'interactions dans la haute atmosphère ≈ 100 km, qui émettent de lumière UV nommées airglow ou nightglow

Fe et de He, de 2% d'électrons et de 1% de rayons gamma⁶. Un autre point important dans cette région du spectre, c'est que toutes les particules avec des énergies supérieures à 10^{14} eV (sauf les neutrinos) produisent des gerbes atmosphériques dans leurs interactions avec l'atmosphère terrestre dont on reparlera dans la section 1.4.

La figure 1.2 montre le spectre des rayons cosmiques de la région où la loi de puissance a un indice spectral $\alpha = -3$. Cette distribution nous permet visualiser les changements du flux pour des énergies supérieures à 10^{15} eV. On observe un changement de l'indice spectral. Plusieurs travaux essayent d'expliquer ces changements de l'indice α par la contribution des interactions et des pertes d'énergie que subissent les particules durant leur traversée du milieu galactique et extra-galactique [KOTERA, 2011][BLUMER, 2009][PARIZOT, 2014].

Les deux dernières caractéristiques remarquables de ce spectre est la région nommée cheville (ankle en anglais) et la fin du spectre. Déterminer cette région par les deux principaux observatoires Pierre Auger Observatory (PAO) et Telescope Array (TA) a été un travail compliqué en raison des modèles et des différentes considérations utilisées par ces collaborations (telles que des corrections liées aux conditions atmosphériques et de sensibilité des instruments). L'analyse indépendante de leurs méthodes pour définir autant le X_{max} est montrée dans la figure 1.3a et 1.3b. Et la cheville du spectre, pour des énergies au-delà de 10^{18} eV est montrée dans la figure 1.4.

Cependant un effort de travail en groupe entre les deux collaborations ont conduit à nouvelles conclusions par rapport à ces apparents désaccords. Utilisant événement simulé d'une EAS de protons, de noyaux de hélium, d'Azote et de fer, ils ont trié les meilleures données de la distribution de la profondeur maximale des gerbes détectées par les télescopes de fluorescence de PAO (données accumulées entre les années 2008-2012). Ces données ont été traitées par le Middle Drum detector de TA (TA-MD) et analysées par la collaboration de TA utilisant le même processus qu'ils ont appliqué sur leurs données. La comparaison des résultats des données de PAO selon TA-MD et les donnée de TA (TA-MD) sont montrées dans la figure 1.5.

Ils arrivent à la conclusion que les résultats sont en accord malgré les différences d'échelle en énergie entre les deux instruments. Cependant il est estimé que ces variations sont inférieures à l'incertitude systématique des instruments (≤ 10 g/cm² pour PAO et ≤ 16 g/cm² pour TA) [PAO-TA-ICRC2-015, 2015].

Ces structures de la fin du spectre indiquent une franche coupure du spectre semblent être une confirmation de l'effet GZK (Greisen-Zatsepin-Kuzmin) qui marque un horizon pour les sources de protons les plus énergétiques, en raison de l'interaction que ces particules avec les photons du CMB. Auger montre une décroissance du flux des particules énergétiques avant de la valeur calculée de la coupure de GZK des protons, semblant indiquer la photo-désintégration de noyaux lourds par leur interaction avec les fonds de photons diffus comme le CMB et le EBL (Extragalactic Back-ground Light) [ALOISIO, 2013].

6. Les rayons gamma primaires bien qu'ils ne soient pas des particules chargées, sont intégrés dans le spectre des rayons cosmiques. En effet, il induisent des interactions primaires de type hadronique tout comme les hadrons. On ne peut pas simplement les séparer des hadrons sans une analyse approfondie.

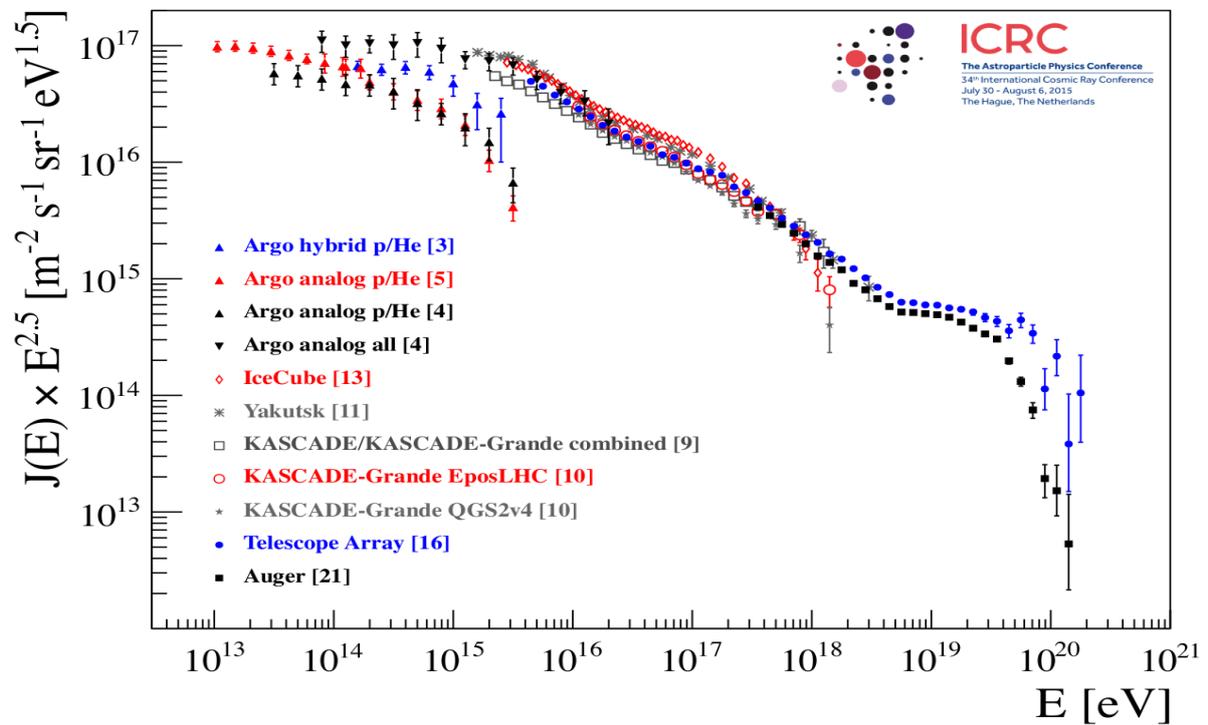


FIGURE 1.1 – Spectre d'énergie des rayons cosmiques normalisé en loi de puissance $\alpha = -2.5$ présenté à la conférence "34th International Cosmic Ray Conference". Extrait de [VERZI, 2015].

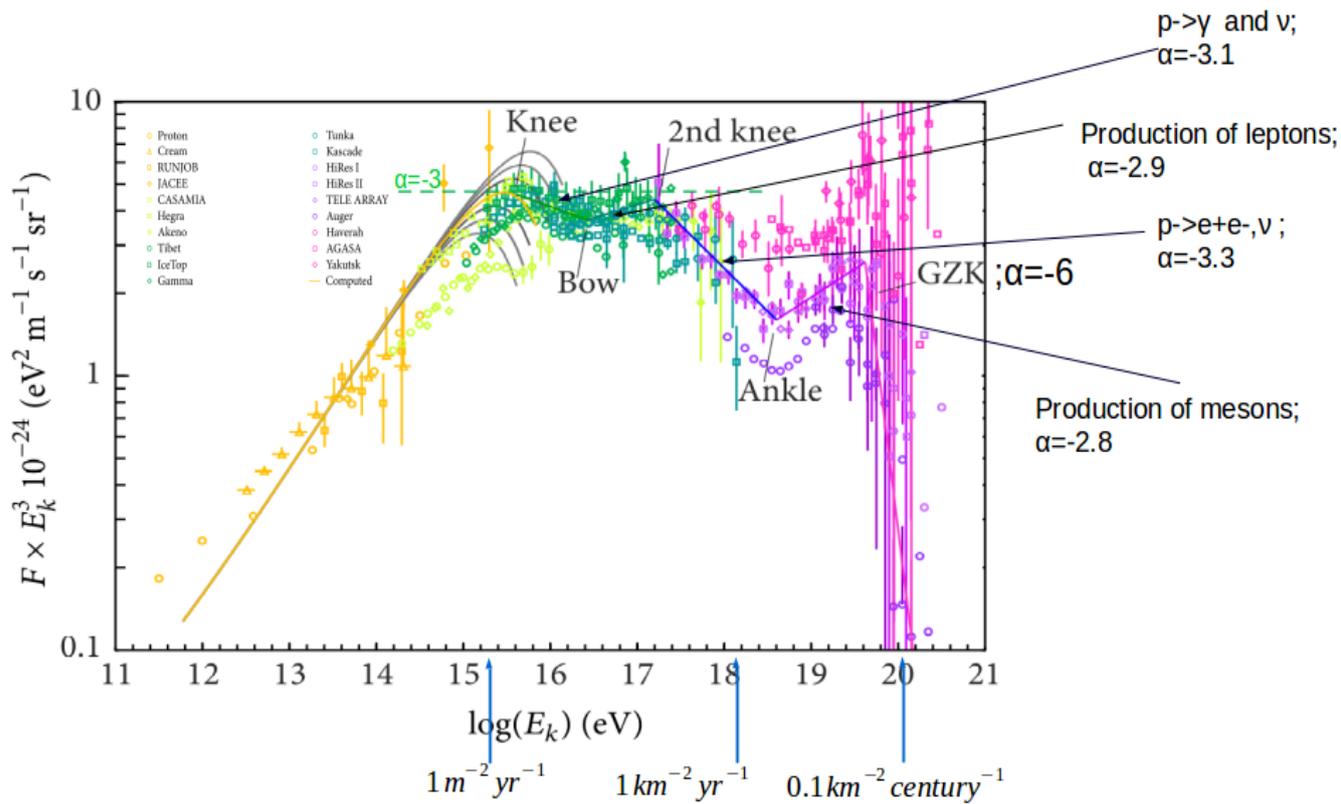


FIGURE 1.2 – Flux des rayons cosmiques multiplié par la puissance 3 de l'énergie. L'indice spectral α correspond à l'indice de la loi de puissance ajustée sur les différentes régions du spectre (le genou (Knee), l'arc (bow), le deuxième genou, la cheville (Ankle) et la coupure (cutoff)-GZK estimé). On montre les que les désintégrations et la production des particules possibles qui pourraient être la cause des changements de la pente du flux (flux tracé en échelle logarithmique).

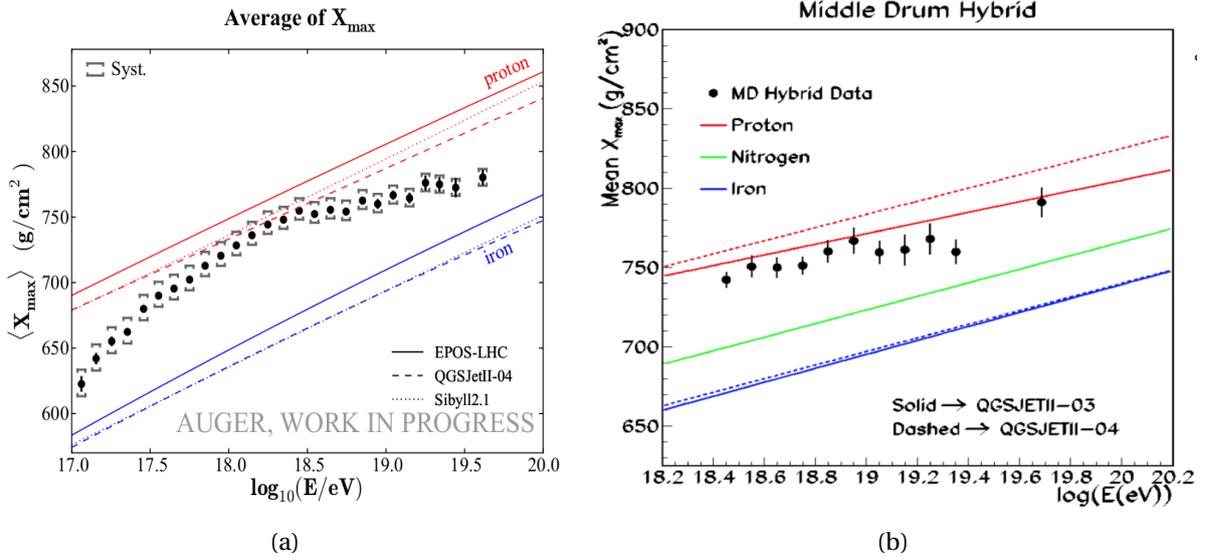


FIGURE 1.3 – Profondeur du maximum de la gerbe X_{max} dans l’atmosphère en fonction de leur énergie. Les lignes continues, en pointillés et en tirets en couleur représentent les prédictions des simulations Monte-Carlo des gerbes atmosphériques pour différents modèles d’interactions hadroniques. Ces simulations donnent des limites sur les valeurs de la moyenne du X_{max} en fonction de l’énergie pour des particules de natures différentes : en rouge les Protons, en bleu, les noyaux de Fer et en vert des noyaux d’Azote. (a) Résultat présenté par la collaboration de PAO à la conférence ICRC-2015.

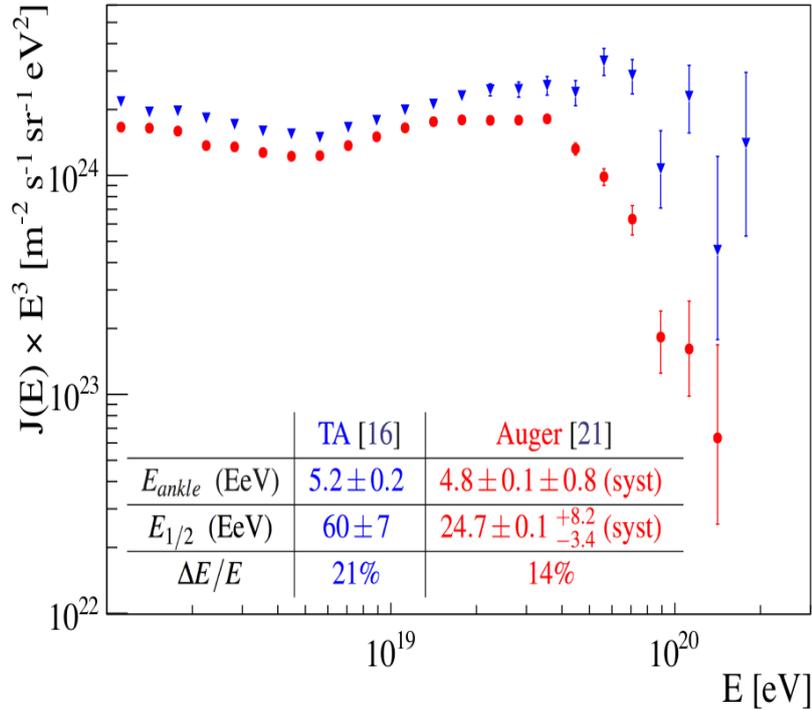


FIGURE 1.4 – Comparaison des spectres des UHECR présentés par les collaborations de PAO et TA selon ses traitements propres, en rouge et bleu respectivement.

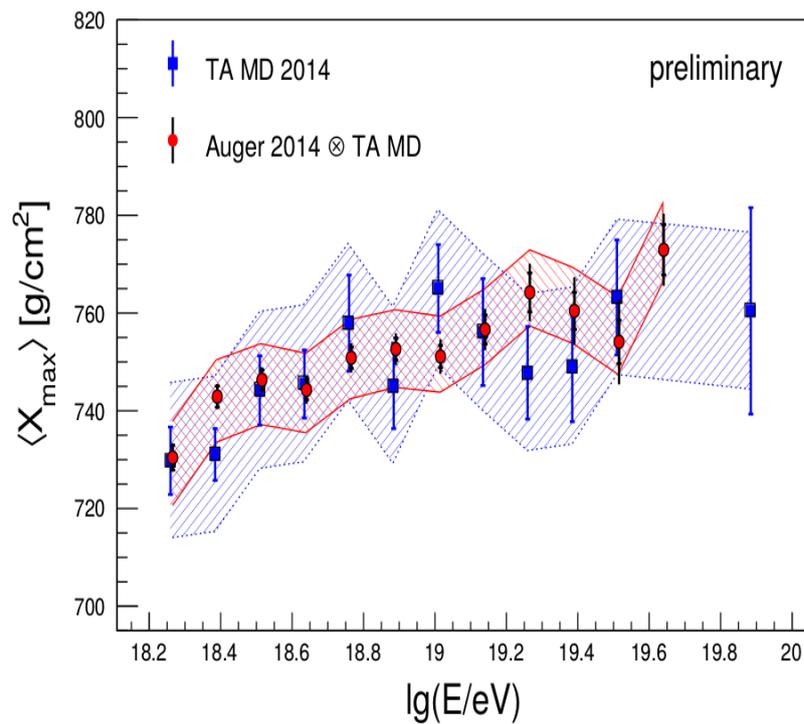


FIGURE 1.5 – Comparaison du X_{max} des données de Auger et TA traitées avec l'acceptance du MD-TA. Pour les données d'Auger les barres internes sont l'incertitude statistique de la mesure et l'erreur totale prend en compte les limites statistiques de la simulation. La frange en couleur sont les incertitudes systématiques de chaque expérience [PAO-TA-ICRC2-015, 2015].

1.3 Les Rayons cosmiques d’ultra-haute énergie (Ultra High Energy Cosmic Rays **UHECR**)

On définit les **UHECR** comme étant des rayons cosmiques dont les énergies sont supérieures à 10^{18} eV. Ces énergies sont si élevées que ces particules ne peuvent pas être confinées dans notre galaxie. On estime que la plupart des **UHECR** sont d’origine extragalactique. Ils ont des énergies si grandes que les déflexions de leurs trajectoires par les champs magnétiques sont limitées permettant ainsi une étude de leur anisotropie dans un voisinage d’un rayon de quelques Mpc.

Le taux estimé de ces particules selon les observations est de 1 part/km²/an pour des particules d’énergies de 10^{18} eV et le taux tombe à 1 part /km²/siècle pour des énergies supérieures à 10^{20} eV. Cette faiblesse du flux est la principale contrainte pour leur détection.

Dans cette section, on donne les principales notions sur la propagation, sur les phénomènes d’accélération et de composition des **UHECR**.

1.3.1 Propagation des rayons cosmiques dans l’univers

Les **UHECR** sont susceptibles d’interagir avec des champs magnétiques cosmiques (CMF) et le champ galactique (GMF). Ces interactions produisent des déflexions mais n’affectent ni leur énergie, ni leur composition.

Par ailleurs, ils peuvent interagir avec d’autres particules qui freineraient ou ralentiraient leur parcours en transformant ainsi leur nature. Ces particules sont les photons du fond diffus du rayonnement micro-onde (qui représente le fond de photons le plus dense), le fond diffus de rayonnement infrarouge et le fond diffus du rayonnement optique et ultraviolet.

Ces deux interactions sont les principales causes de la déformation que subit le spectre de rayons cosmiques.

Les Champs magnétiques Il y a deux types de champs magnétiques à prendre en compte pour la déflexion de la trajectoire des **UHECR**. On connaît relativement bien le champ magnétique galactique, son intensité est de l’ordre de μG . Mais on connaît très mal le deuxième champs magnétique extra-galactique mais il est possible qu’il atteigne une intensité de l’ordre du nG.

Plusieurs modèles de distribution des sources, avec des tailles typiques des turbulences du champ magnétique extragalactique, montrent que les particules émises par ces sources n’atteindraient jamais la Terre [ALLARD, 2012]. Cette limitation est connue comme étant l’horizon magnétique à cause d’une perte en l’énergie. Autrement dit, il existe un libre parcours moyen court (longueur d’interaction), principalement pour les rayons cosmiques de faible énergie. Cet effet modifie le spectre à pour cette gamme d’énergie.

Les champs magnétiques galactiques (GMF), ont un impact sur des directions d’arrivées des rayons cosmiques à la Terre car ils peuvent contribuer à atténuer l’anisotropie.

En régime de propagation balistique, un champ magnétique B_{rms} à une distance de L_C de la Terre produit une déflexion de la trajectoire δ_{rms} d’un noyau de charge Ze et d’énergie E qui a sa source à une distance L . Cette déflexion est donnée par l’équation [GIA-CINTI, 2011] :

$$\delta_{rms} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Ze \cdot B_{rms}}{E} (L \cdot L_C)^{1/2} \quad (1.1)$$

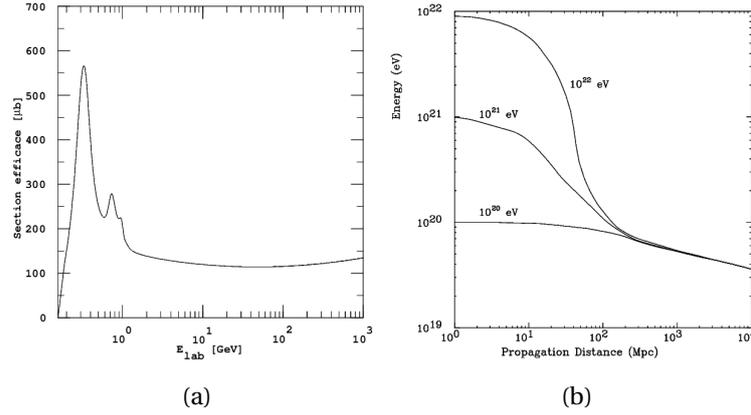


FIGURE 1.6 – (a) Section efficace de photo-production du proton qui 10^{12} eV reste presque constante à $130 \mu\text{b}$. Extrait de [BERTOU, 2001]. (b) Perte de l'énergie des protons au long de la propagation au-delà 1Mpc [ANCHORDOQUI, 2003]. La figure montre l'énergie de trois particules et leurs limites de parcours. Et comme pour des distances supérieures à 1Mpc, ces particules perdent leur énergies parce que la possibilité d'interaction augmente, limitant de cette manière l'observation de leurs sources à un horizon.

Pourtant, la direction des particules apparaît dispersée autour de leurs sources en fonction de la charge. C'est-à-dire que pour des noyaux, la rigidité E/Z est le facteur principal de leur dispersion.

Si le champ magnétique galactique n'est pas distribué de façon uniforme, alors la déflexion dépend aussi de la direction qu'on observe sur la carte céleste.

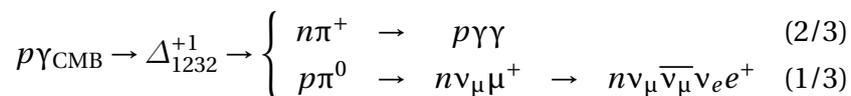
La coupure GZK En 1964, au sein des laboratoires Bell, Arno Allan Penzias et Robert Woodrow Wilson découvrent de façon fortuite le signal du fond diffus cosmologique ou fond cosmique de micro-onde (CMB) [PENZIAs, 1965]. Ce signal provient des photons fossiles issus, selon le modèle standard de la cosmologie, de l'époque dense et chaude de l'univers (le Big Bang). Dilué et refroidi par l'expansion de l'Univers, ces photons ont actuellement une température très basse de 2,728 K.

En 1966, Kenneth Greisen, Vadim Kuzmin et Georgiy Zatsepin, calculent la limite inférieure de l'énergie des particules de sources lointaines pour interagir avec les photons du CMB.

Les protons d'ultra-haute énergie subissent des pertes de leur énergie de façon adiabatique, dues à l'expansion de l'univers, mais principalement par production de paires électrons-positrons.

Ces interactions dépendent aussi du libre parcours moyen⁷ (figure 1.6b). Limitant de cette manière la distance maximale possible des sources de ces particules à un voisinage proche.

Les réactions attendues pour la production de pions sont :



et la réaction pour la production de paires électron-positron est :

7. Il correspondant à la distance moyenne parcourue par la particule projectile avant d'interagir avec une particule cible.

$$p\gamma_{\text{CMB}} \rightarrow pe^-e^+ \quad (1.2)$$

Le seuil en énergie dans le cas des interactions avec les photons du CMB est de $10^{19.6}$ eV et pour la photo-production des pions est au-delà de 6.8×10^{19} eV. Et pour la production de paires électron-positron, ce seuil est inférieur à 10^{18} eV.

Le calcul du seuil maximal en énergie pour la production de pions peut être calculé par l'équation suivante :

$$E_{p,\gamma}^{th} = m_\pi \times \frac{m_p + m_\pi/2}{\epsilon_{\text{CMB}}} \approx 6.8 \times 10^{19} \left(\frac{\epsilon_{\text{CMB}}}{10^{-3} \text{eV}} \right)^{-1} \text{eV} \quad (1.3)$$

D'une part, les pions chargés se désintègrent en muons, positrons, électrons, neutrinos et les pions neutres en rayonnement gamma. D'autre part les neutrons se désintègrent en protons, électrons et neutrinos. Toutes ces particules secondaires alimentent le flux des rayons cosmiques de plus basse énergie déformant encore plus le spectre des rayons cosmiques.

Un calcul simple pour déterminer la distance caractéristique pour la perte d'énergie (longueur d'atténuation) du proton avec le CMB est de considérer la densité du CMB ρ_{CMB} dans le milieu extragalactique à 400 photons/cm^3 et la section efficace d'interaction des photons selon l'énergie (voir figure 1.6a), donc on aura :

$$L = 1/(\sigma\rho) \approx 6 \text{ Mpc} \quad (1.4)$$

Le noyaux aussi interagissent avec les photons du CMB, mais d'une façon différente de celle des protons. Cependant en pratique, l'effet de désintégration suit le même principe.

En résumé, l'efficacité de production de paires électron-positron et la production de photo-pions dépend de l'énergie, de la masse et du libre parcours moyen du rayon cosmique primaire. Le principe de l'horizon des rayons cosmiques se traduisant par des longueurs d'atténuation ou longueurs d'interaction est illustré sur la figure 1.7. En haut et à droite, on présente la longueur d'atténuation pour les protons avec les différents processus des interactions des protons avec le CMB en production de paires et en photo-production de pions. En bas et à droite, on montre les longueurs d'atténuation pour les noyaux de He, Si et de Fe. À gauche, les seuils des interactions sur une plus grande échelle en énergie, notamment pour les photons primaires interagissant sur les fonds infrarouge et CMB sont présentés. On s'attend donc à avoir un flux de rayons gamma plus faible que celui des rayons cosmiques chargés avec un minimum à 10^{15} eV.

On peut voir que pour des protons de plus de 10^{20} eV, les sources sont disposées à l'intérieur d'un horizon de distance maximale 100 Mpc. Pour certains noyaux comme pour du fer, un horizon de 100 Mpc implique des énergies de 10^{21} eV.

1.3.2 L'accélération des rayons cosmiques

L'accélération des particules chargées à énergies aussi grandes que celles observées à la fin du spectre des rayons cosmiques, est un grand mystère qui n'a pas encore été résolu. La technologie moderne est parvenue à mettre en collision des particules jusqu'à 10^{14} eV au sein des grands collisionneurs de particules telle que le LHC. Cependant dans l'univers, on observe des particules d'énergie plus élevées qui conduisent à des particules qui lorsqu'elles sont détectées dans l'atmosphère, présentent une énergie de l'ordre de 10^{20} eV⁸.

8. Les énergies dans les collisionneurs sont considérées dans sont centre de masse. Pour un rayon cosmique formé par un proton qui arrive avec une énergie de 10^{20} eV l'énergie de collision dans le centre de masse sera de $\approx 3 \times 10^{14}$ eV

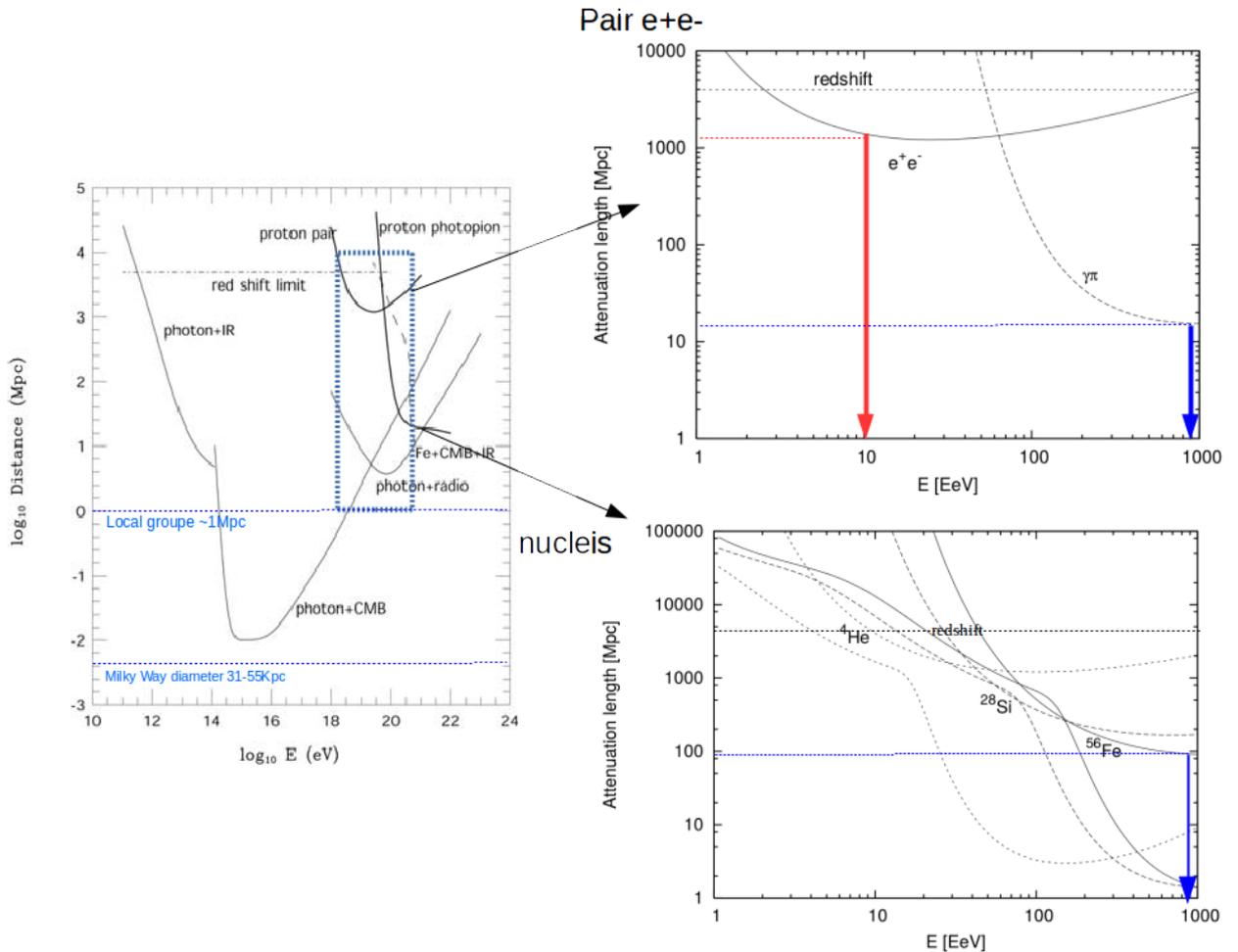


FIGURE 1.7 – Les figures à gauche montrent les longueurs d’atténuation en fonction de l’énergie de différentes particules de rayons cosmiques pour leur interaction sur les fonds infrarouge et du CMB. La coupure GZK correspond au seuil de photo-production des protons sur le CMB. En haut et à droite haute, on montre un zoom de l’échelle d’énergie pour les deux types d’interactions subies par les protons à hautes énergies (production de paire e^-e^+ et photo-production de pions.) En bas et à droite bas on montre un zoom équivalent dans le cas de rayons cosmiques de type noyaux lourds, où l’on peut remarquer la distance d’atténuation et énergie pour le noyau de Fer, où la distance maximale d’une source serait de 100Mpc. Graphiques tirées de [ANCHORDOQUI, 2003] et [HARARI, 2014].

Gardant l'idée de la conception d'un gigantesque accélérateur, Hillas a développé un critère pour classer les différentes sources possibles de UHECR. Mais il y a d'autres possibilités telles que l'amplification de l'accélération des particules à travers des mécanismes secondaires. Il y a deux types de ces mécanismes appelés top-down et bottom-up.

Le mécanisme bottom-up Ce mécanisme consiste en l'accroissement de l'accélération des particules par des phénomènes astrophysiques différents à leur origine. Ils peuvent être de deux types :

- Les mécanismes d'accélération diffuse par ondes de choc, basés sur le mécanisme d'accélération de Fermi [FERMI, 1949].
- Les mécanismes d'accélération par champs électriques très intenses, induits par la rotation rapide d'objets compacts [AXFORD]. Ces mécanismes ont moins d'intérêt du fait que les particules au cours du processus d'accélération subissent des pertes synchrotrons importantes [TARTARE, 2013]).

Les mécanismes d'accélération diffuse consiste en la déflexion que subit une particule chargée lorsqu'elle rencontre un nuage de perturbation magnétique. De façon analogue, on peut considérer le nuage magnétique comme une raquette de tennis qui frappe une balle (particule). Si la raquette est en mouvement dans la même direction que la balle, l'effet résultant est un ralentissement de la balle. Si la raquette est en mouvement dans le sens contraire de la balle, l'effet résultant est une répulsion accélérée de la balle. (Pour le calcul du gain en énergie, voir l'annexe A.8). Depuis le référentiel de la perturbation R' , le nuage a un champ magnétique B' et la particule conserve la norme de sa quantité de mouvement. De la figure 1.8 on a les relations suivantes :

$$\begin{cases} E'_1 &= \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \\ E_2 &= \gamma E'_2 (1 - \beta \cos \theta'_2) \end{cases} \quad (1.5)$$

E_1 est l'énergie de la particule avant interagir avec le champ magnétique selon le référentiel du laboratoire. E_2 est l'énergie de la particule après de l'interaction avec le champ magnétique selon le référentiel du laboratoire. θ_1 et θ_2 sont les angles que forme de la direction de déplacement de la particule avec le vecteur de vitesse du nuage magnétique. $\beta = V/c$ où V est la vitesse du nuage magnétique pour l'observateur du laboratoire. Tous les valeurs avec apostrophe sont exprimés dans le référentiel du nuage magnétique.

Dans le cas d'un nuage de plasma non relativiste en moyenne on a :

$$\Delta E/E = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1 \quad (1.6)$$

- L'angle de sortie : dû aux multiples dispersions que subissent les rayons cosmiques dans la nuage magnétique, ils finissent par être distribués aléatoirement ($-1 \leq \cos \theta'_2 \leq 1$).

$$\frac{dn}{d \cos \theta'_2} = cte$$

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0$$

- L'angle d'entrée : Le taux de collisions des rayons cosmiques avec le nuage magnétique est proportionnel à leurs leur vitesses relatives $v - V \cos \theta_1$, alors pour des particules relativistes $v \rightarrow V$ ce taux est :

$$\frac{dn}{d \Omega_1} \propto (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (1.7)$$

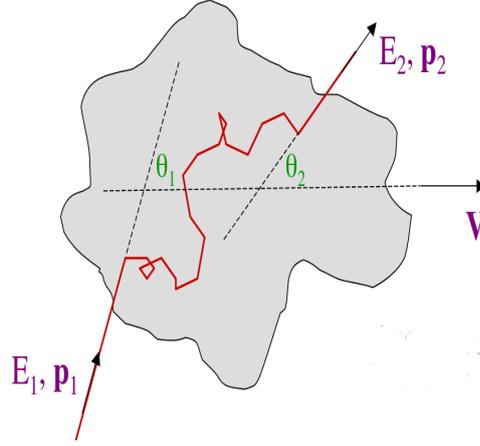


FIGURE 1.8 – En gris le nuage magnétique qui avance à vitesse V . En rouge trajectoire d'une particule dans le champ magnétique où il est indiqué que son énergie et sa direction initiale et direction finale qui est aléatoire de par les diffusions sur les champs magnétiques dans le nuage.

La moyenne sur le $\cos\theta_1$ pondéré par $\frac{dn}{d\Omega_1}$ sur tous les angles,

$$\langle \cos\theta_1 \rangle = \int \cos\theta_1 \frac{dn}{d\Omega_1} d\Omega_1 / \int \frac{dn}{d\Omega_1} d\Omega_1 = -\frac{\beta}{3} \quad (1.8)$$

On a alors un gain en énergie moyen tel que :

$$\Delta E/E = \frac{1 - \beta^2/3}{1 - \beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3}\beta^2 \quad (1.9)$$

Ceci est le mécanisme de Fermi du second ordre. Cependant il y a un problème. Le temps d'accélération $\tau_{acc} = \frac{1}{E} \left(\frac{\Delta E}{\Delta t} \right)$ [PARIZOT, 2003] est plus grand que le temps de vie moyen des rayons cosmiques ($\tau_{acc} > 10^8 yr$ et $\tau_{RC} \approx 10^7 yr$).

Fermi propose une amélioration de ce principe d'accélération, considérant des champs magnétiques présentant des inhomogénéités. Fermi remplace les nuages magnétiques de densité magnétique constante par de la turbulence MHD (magnétohydrodynamique), représentée par des champs MHD aléatoires ou des ondes de plasma.

Les particules interagissent avec les ondes de choc par l'intermédiaire de résonances EM, permettant un transfert d'énergie et d'impulsion. Pour ce modèle, on parle d'un front d'onde de choc et la particule est accélérée par des allers-retours à travers le front de l'onde de choc. Lors d'un aller-retour, le gain en énergie est toujours tel que donné dans l'équation 1.6. La différence avec l'accélération de Fermi du second ordre réside en la moyenne des angles d'entrée et de sortie qui changent à cause du champ magnétique variable interprété comme la vitesse de l'onde de choc du gaz ("downstream") relative à la région derrière le déplacement du gaz ("upstream"). Cela implique que le taux de collisions a une préférence spatiale en $0 \leq \cos\theta'_2 \leq 1$ pour :

$$\frac{dn}{d\cos\theta'_2} = 2\cos\theta'_2$$

et $-1 \leq \cos\theta'_1 \leq 0$ pour

$$\frac{dn}{d\Omega_1} \propto (1 - \beta \cos\theta_1)$$

$$\frac{dn}{d\cos\theta'_1} = 1/2(1 - \beta \cos\theta_1)$$

Ces moyennes sont [PARIZOT, 2007] :

- L'angle de sortie : $\langle \cos\theta'_2 \rangle = 2/3$
- L'angle d'entrée : $\langle \cos\theta_1 \rangle = -2/3$

On obtient :

$$\Delta E/E = \frac{1 + 4/3\beta + 4/9\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3}\beta \quad (1.10)$$

Ce processus d'accélération est le mécanisme d'accélération de Fermi du premier ordre.

Le mécanisme Top down Ce mécanisme consiste en l'interaction ou la désintégration d'une particule hyper massive qui transmet son énergie à une particule plus légère. Il peut aussi être subdivisé en deux modèles : d'une part ceux qui sont basés sur la notion de défauts topologiques et d'autre part ceux qui reposent sur la désintégration d'une particule super-massive de matière noire [BHATTACHARJEE, 2000][OLINTO, 2011]. Cependant ces modèles sont défavorisés par les limites établies par l'observatoire Pierre Auger sur les flux de photons et de neutrinos d'ultra haute énergie.

Le critère de Hillas [HILLAS, 1984] Le critère de Hillas permet de limiter les candidats possibles à des sources de rayons cosmiques en fonction de la taille et de l'intensité du champ magnétique.

Une particule est accélérée tant qu'elle est confinée dans la source à cause du champ magnétique dans son voisinage, c'est-à-dire tant que son rayon de Larmor $r_L = E/qBc$ (en régime relativiste) est inférieur à la taille L de la source.

$$E_{max} \sim \frac{\beta}{\Gamma} cZeBL \quad (1.11)$$

On observe que trouver accélérateurs de noyaux est plus facile que pour des protons pour atteindre des énergies d'ordre de 10^{20} eV.

Cependant le critère de Hillas n'est que la condition minimale pour une source de UHECR.

On peut améliorer le critère considérant le temps nécessaire pour une accélération à ces niveaux d'énergie. Ce temps d'accélération t_{acc} ne doit pas dépasser la durée de vie de la particule, ni celui de la source, ni le temps caractéristique des pertes d'énergie et en une certaine manière le temps échappement de la source.

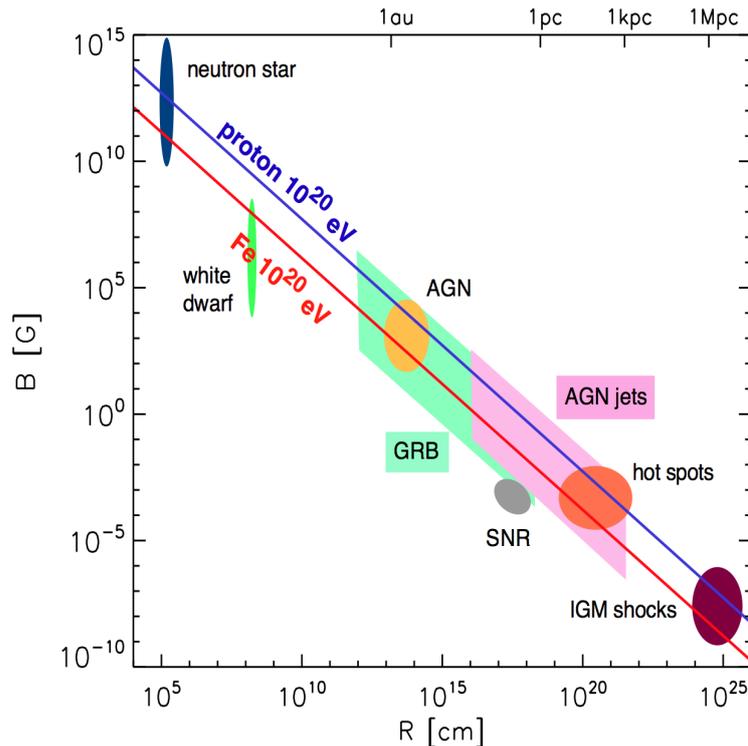


FIGURE 1.9 – Diagramme de Hillas où la ligne en diagonal en bleu indique la limite du rapport de la taille et du champ magnétique des accélérateurs naturels qui ne peuvent pas accélérer des protons au-delà de 10^{20} eV. En couleur rouge, les limites pour les noyaux de Fer sont données.

1.4 Les Gerbes Atmosphériques (Extensive Air Showers EAS)

La détection de **UHECR** est un défi pour la science. Le flux de l'ordre d'une particule par km^2 et par an pour énergies de 10^{18} eV fait que la détection directe est impossible. Cependant, grâce à la découverte des gerbes atmosphériques (**EAS**) par Pierre Auger on peut les étudier indirectement.

Lorsque un rayon cosmique d'énergie est supérieure à 10^{14} eV pénètre dans l'atmosphère, il interagit avec les molécules de l'air produisant une cascade d'interactions secondaires dont les particules secondaires peuvent être observées. Cela est connu comme étant les **EAS** ou gerbes atmosphériques.

Pour étudier le développement de telles gerbes, on a besoin de connaître la profondeur de l'atmosphère qui joue ici le rôle de calorimètre géant. Lors du développement de la gerbe une émission de lumière de fluorescence est produite, permettant de reconstruire l'énergie et la composition de la particule primaire par l'ajustement de fonctions dépendant d'un petit nombre de paramètres.

- Le nombre maximum de particules N_{max} dans le développement de la gerbe. Il est composé principalement de deux composantes muonique et d'électronique ayant chacune un nombre maximum de muons N_{μ} et un nombre maximum d'électrons N_e .
- X_{max} est la profondeur du maximum dans l'atmosphère lors du développement maximal de la gerbe,
- Λ , est le taux d'élongation, qui est l'augmentation de X_{max} en fonction du logarithme de l'énergie de la particule primaire.

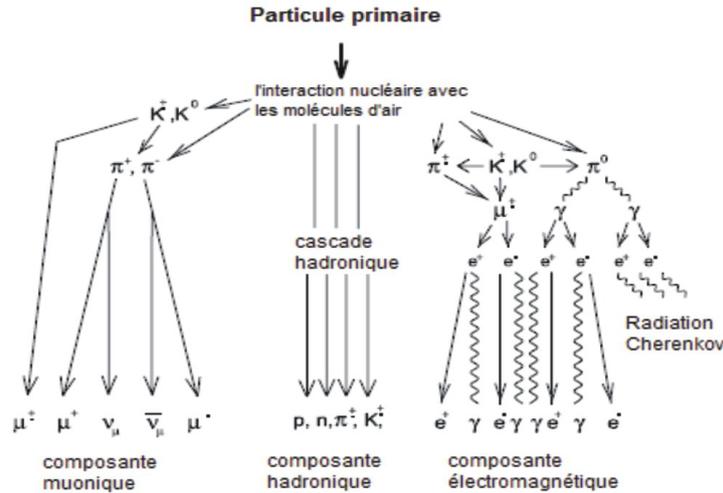


FIGURE 1.10 – Shéma de principe du développement d’une gerbe atmosphérique en quatre composantes : muonique, hadronique, électromagnétique et rayonnement Tcherencov.

— $N_e(X)$ est le nombre de particules chargées en fonction de la profondeur X de la gerbe dans l’atmosphère.

Le développement des gerbes atmosphériques est provoqué par différents processus générant différents types de particules secondaires qui peuvent être classée en composantes électromagnétiques, hadroniques, muoniques et rayonnement Tcherencov (voir figure 1.10)

Le développement des EAS Le début de la gerbe atmosphérique commence avec l’interaction d’une particule primaire avec un noyau de l’atmosphère produisant des mésons. Ces mésons sont alors sujets à deux types de processus distincts.

Un processus d’interaction avec les noyaux de l’atmosphère à l’instar du primaire.

Et comme ils ont une très faible longueur de désintégration, ils sont susceptibles de se désintégrer.

Pour le cas des interactions avec l’atmosphère à ces énergies aussi élevées, de nombreux mésons secondaires seront de nouveaux créés.

Ces particules secondaires à cause des interactions pénètrent de façon préférentielle vers l’avant, coïncidant grosso-modo avec la direction initiale du primaire (axe ou cœur de la gerbe).

Les mésons sont en majorité des pions π^\pm et π^0 . Les π^0 , de faible durée de vie ($c \cdot \tau = 25,5nm$) se désintègrent quasi-instantanément en deux photons (98.8% de probabilité). Ces photons interagissent pour créer des paires e^+e^- , produisant à leur tour de nouveaux photons. Ces processus sont particulièrement importants puisque la composante électromagnétique constitue 99% du contenu en particules de la gerbe et près de 80% de son énergie [TARTARE, 2013].

Par autre part, les π^\pm ayant un temps de vie plus long, peuvent parcourir une distance d’environ 7,8 m [OLIVE, 2014] avant la désintégration. Et pendant leur parcours, il peuvent interagir plusieurs fois en formant des cascades hadroniques.

En perdant leur énergie, une partie des π^\pm finit par se désintégrer en une composante muonique.

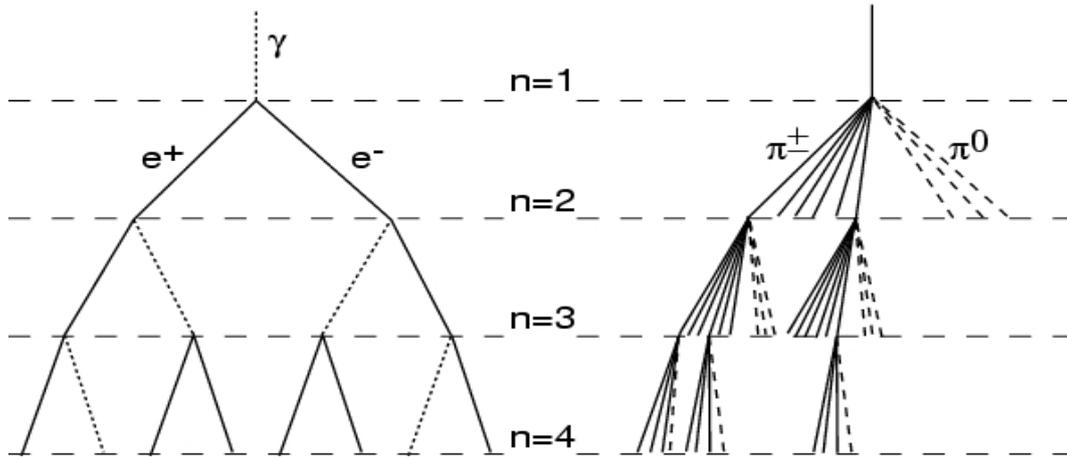


FIGURE 1.11 – À gauche, schéma du développement de la composante électromagnétique de la gerbe selon le modèle de Heitler. À droite, développement de la composante hadronique de la gerbe selon le modèle adapté de Heitler pour le cas de désintégration des pions.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.12)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.13)$$

L'autre groupe de mésons sont les kaons qui se désintègrent avec 63.43% de probabilité en :

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.14)$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.15)$$

et avec 21.13% de probabilité en :

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad (1.16)$$

$$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0 \quad (1.17)$$

Évidemment les kaons alimentent la composante muonique et la composante des pions chargés. Et aussi ils alimentent la composante électromagnétique au travers des pions neutres.

1.4.1 Types d'EAS

Les composantes des EAS ont été modélisées depuis le début de leurs découvertes. En 1946 Walter Heitler après la découverte du pion neutre, travaille sur une théorie de l'atténuation des rayonnements. Cela lui permet de proposer l'équation intégrale de Heitler qui décrit les processus de diffusion. Ses travaux sont utilisés pour la modélisation de la composante électromagnétique des EAS et constitue la base pour le développement des modèles des autres composants.

Cascade électromagnétique : le modèle de Heitler Les π^0 se désintègrent en deux photons qui produisent chacun une paire électron-positron. Tous ces processus radiatifs décrits ci-dessus, se produisent à haute énergie. Mais les interactions successives en cascades conduisent à réduire l'énergie des particules secondaires de la gerbe. D'autres processus apparaissent tels que les pertes d'énergies par ionisations pour les électrons et positrons ou encore la diffusion A.H. Compton pour les photons. Dans ce travail, les pertes

d'énergies par ionisations des particules chargées qui ionisent les atomes de l'atmosphère, nous intéressent car elles induisent la fluorescence de l'air. Cette émission de fluorescence est le signal que nous exploitons pour la détection des gerbes. Cette émission de fluorescence permet ainsi la mesure des propriétés de la gerbe, donc de la particule primaire.

Ces π_0 ont pour origine les premières interactions de la particule primaire ou de l'interaction hadronique des π^\pm lors de leur parcours dans l'atmosphère et aussi la désintégration des kaons.

Le modèle de Heitler est un modèle simple qui reproduit les propriétés du développement des cascades électromagnétiques :

D'abord l'atmosphère terrestre est divisé en couches d'épaisseur constante d . On suppose que chaque photon produit une paire électron-positron après avoir parcouru une distance d . Chaque électron produit un photon par rayonnement de freinage après avoir parcouru une distance d . La distance d sera $d = \lambda_r \ln 2$ avec λ_r la longueur de radiation de l'électron (37 g.cm^{-2}). Pour chaque parcours d'une distance d , les électrons perdent la moitié de leur énergie.

Le diagramme (a) dans figure 1.11 montre le processus multiplicatif des particules chargées en rapport le nombre de couches traversées.

Pour une profondeur $X = nd$ de la première interaction, le nombre de particules (électrons et photons) est $N = 2^n$. Si E_0 est l'énergie de la particule primaire, on simplifie la distribution d'énergie entre les particules produites comme $E = E_0/2^n$. La transition des interactions du régime radiatif au régime ionisant est le signe que les processus multiplicatifs s'arrêtent au profit des processus d'absorption. La valeur de l'énergie des particules pour cette transition est alors nommée énergie critique E_c . Cette énergie critique $E_c = 85 \text{ MeV}$ dans l'air.

La taille maximale de la cascade électromagnétique est $N_{max} = 2^{n_{max}}$ où chaque particule a une énergie $E_c = E_0/2^{n_{max}}$. Alors on peut conclure :

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_c} \quad (1.18)$$

La profondeur du maximum de la gerbe X_{max} de la cascade électromagnétique est alors :

$$X_{max} = n_{max} \lambda_r \ln 2 = \lambda_r \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.19)$$

Le taux d'élongation qui est la dérivée de X_{max} par décade d'énergie de la particule primaire, est :

$$\Lambda = \frac{dX_{max}}{d \log_{10} E_0} \quad (1.20)$$

Cascade hadronique La première interaction du rayon cosmique primaire avec un noyau de l'atmosphère conduit à une fragmentation du primaire et du noyau cible.

Ces fragments, produits de façon extrêmement localisée, vont constituer le cœur de la gerbe hadronique.

Les pions neutres, générés lors de cette première interaction, vont en partie contribuer à la composante électromagnétique de la gerbe. À chacune des étapes du développement de la composante hadronique, une fraction de $\sim 30\%$ de l'énergie est donnée aux π_0 et par conséquent à la composante électromagnétique.

90% de l'énergie totale de la gerbe se retrouve sous la forme d'électrons, positrons et de photons dont l'énergie moyenne est de l'ordre de 10 MeV.

Comme la longueur d'interaction des pions chargés est inférieure à leur longueur de désintégration, ils continuent d'interagir alimentant la composante hadronique en pions neutres et chargés.

Au-delà d'une énergie critique $E_c^\pi = 9 \text{ GeV}$, leur longueur d'interaction devient plus grande que leur longueur de désintégration, alors les pions chargés se désintègrent en muons et neutrinos alimentant alors la composante muonique de la gerbe.

Les kaons ont plusieurs canaux de désintégration, alors ils vont alimenter les différentes composantes de la gerbe en suivant le même schéma.

Modéliser une cascade hadronique est bien plus complexe qu'une cascade électromagnétique. Par exemple, le modèle de Matthews [MATTHEWS, 2005] divise l'atmosphère en couches d'épaisseur constante $\lambda_I \ln 2$ où λ_I est la longueur d'interaction des pions dans l'air lequel pour une gamme d'énergie entre 10 et 1000 GeV $\lambda_I \approx 120 \text{ g/cm}^2$.

La multiplicité de production des pions est considérée constante, donc N_{ch} pions chargés et $\frac{1}{2}N_{ch}$ de pions neutres. La cascade multiplicative s'arrête lorsque les pions chargés atteignent l'énergie critique E_c^π . Autrement dit, la probabilité de désintégration en muons et neutrinos est plus grande que la probabilité d'interaction hadronique.

On peut alors procéder de façon similaire au modèle de Heitler dans le cas d'une gerbe atmosphérique produite par un noyau.

Le maximum du développement d'une telle gerbe coïncide avec le maximum du développement de sa composante électromagnétique.

Pour un noyau de masse atomique A correspondant à une énergie primaire E_0 on peut considérer ce développement comme la superposition de A gerbes indépendantes d'énergie E_0/A produites chacune par un des A nucléons. La profondeur du maximum de développement est en fonction de A suivant : $X_{max} \sim \ln(E_0/(A \times E_c^\pi))$.

1.4.2 Les Observables

Pour connaître la composition et l'énergie et la section efficace de la particule primaire, on a besoin de définir les observables de base sur le développement des EAS.

Les deux observables habituelles sont les profils longitudinaux et latéraux, desquelles on peut obtenir les valeurs du maximum du développement X_{max} ou encore la valeur du signal à 1000 m $S(1000)$ du cœur de gerbe.

Le profil longitudinal des gerbes

Il dépend de l'épaisseur d'atmosphère traversée. On peut paramétrer le nombre moyen de particules dans la gerbe après une épaisseur d'atmosphère donnée par la formule de Gaisser-Hillas [GAISSER, 1977] :

$$N(X) = N_{X_{max}} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} \exp\left(-\frac{X_{max} - X_0}{\lambda} \right) \quad (1.21)$$

où $\lambda = 70 \text{ g.cm}^{-2}$, N_{max} est le nombre de particules au maximum de la gerbe à la profondeur X_{max} , et X_0 est la profondeur du point de première interaction.

Le maximum du développement longitudinal La position du maximum du développement de la gerbe, X_{max} , correspond à la profondeur d'atmosphère à laquelle la gerbe atteint le nombre maximal de particules, et la position de ce maximum correspond au maximum du développement de la composante électromagnétique de la gerbe. Cette valeur est l'une des observables majeures dans le cadre de la détection de fluorescence.

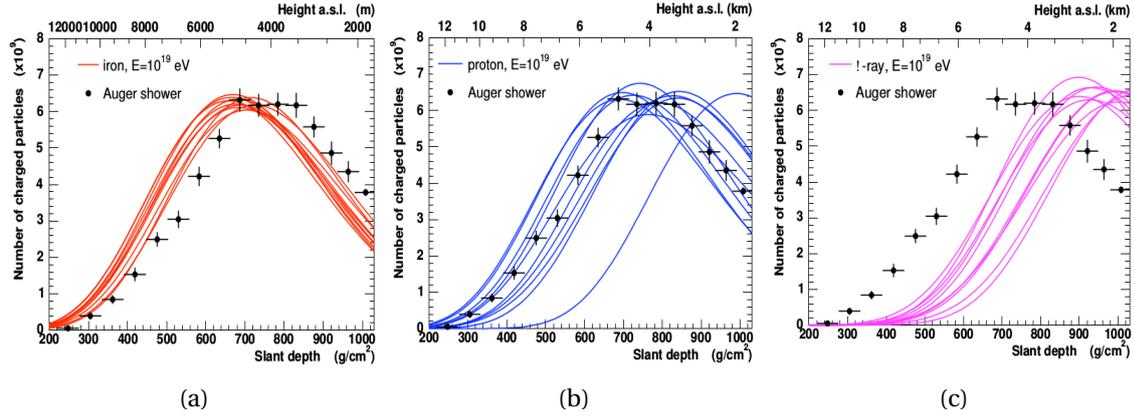


FIGURE 1.12 – Profils longitudinaux pour trois primaires différents (a) les noyaux de fer, (b) les protons, (c) les photons. Un exemple de gerbe avec une énergie de 10^{19} eV, mesuré par l’observatoire Pierre Auger est inclus dans chacune des images. Extrait de [TARTARE, 2013].

Cette variable est une variable clé dans l’étude de la composition des UHECR. En effet, X_{max} est une variable dépendant d’une part de l’énergie du primaire et d’autre part de sa composition.

On peut voir sur la figure 1.12 que la valeur de X dépend du type de la particule primaire. L’exemple montre le cas du proton, du fer et du photon où la position de leurs X_{max} moyen diffère.

Aussi, la position du X_{max} subit des variations de gerbe à gerbe pour énergies différentes à cause du fait que le développement d’une gerbe est basé sur des processus stochastiques.

La première source de ces fluctuations est la position du point de première interaction. Les autres sources de fluctuations sont des interactions pendant le développement de la gerbe. Ces fluctuations sont d’autant plus limitées que les énergies sont élevées.

À partir du modèle de Heitler, on peut définir $\langle X_{max} \rangle$ comme étant une fonction linéaire du logarithme de l’énergie de la gerbe par nucléon [PAO, 2013] :

$$\langle X_{max} \rangle = X_0 + \Lambda \cdot \log_{10} \left(\frac{E}{E_0 \cdot A} \right) \quad (1.22)$$

où X_0 est la profondeur moyenne d’une gerbe de proton à l’énergie E_0 et Λ est le taux d’élongation [WALKER, 1981][GAISSER, 1979].

Pour des hautes énergies ce modèle doit être plus flexible, raison pour laquelle des paramètres sur l’énergie et le nombre de masse sont rajoutés. (pour plus de détail consulter équation 2.2 de [PAO, 2013]). Pour le cas d’une particule primaire avec un noyau de nombre de masse A , on a :

$$\langle X_{max} \rangle = \langle X_{max} \rangle_p + f_E \cdot \ln A \quad (1.23)$$

Enfin, à partir de ces paramétrisations simples, de la valeur du X_{max} , les fluctuations $\sigma^2(X_{max})$ sont sensibles à la composition du primaire :

$$\sigma^2(X_{max}) = \sigma_{sh}(\ln A) \quad (1.24)$$

où f_E dépend des valeurs des paramètres X_0 , Λ , et des autres paramètres de forme qui déterminent le modèle à considérer (voir équation 2.5 [PAO, 2013]).

Ces paramètres ne permettent pas une mesure de la composition individuellement, événement par événement. Le seul moyen pour déterminer la nature des rayons cosmiques est l'accumulation statistique des mesures de X_{max} et des profils longitudinaux.

Bien que les fluctuations soient plus faibles à des énergies élevées, les distributions du X_{max} dans le cas des protons et du fer se superposent en partie rendant difficile de conclure si la particule primaire est de la nature des noyaux de fer ou bien de la nature des protons (voir les diagonales de la figure 1.3a et 1.3b).

La distribution latérale des gerbes

La distribution latérale de la gerbe est déterminée grâce aux techniques de détection au sol.

La distribution latérale est la densité de particules en fonction de la distance à l'axe de la gerbe.

Cette distribution est échantillonnée au sol grâce à des cuves Tcherenkov (par exemple l'observatoire Pierre Auger en Argentine et le projet The Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO)).

Les distributions latérales des différentes composantes de la gerbe ont des évolutions différentes. Pour la composante électromagnétique, la décroissance de la densité des particules avec la distance au cœur est plus grande que dans le cas de la composante muonique. C'est-à-dire que les électrons de la gerbe se concentrent près du cœur de gerbe. Mais pour des distances au-delà d'un kilomètre, le signal produit par les muons est plus important que celui de la composante électromagnétique.

Cette diminution rapide du nombre d'électrons en fonction de la distance au cœur est due à l'absorption des particules électromagnétiques de basse énergie par l'atmosphère.

La distribution latérale des muons est plus sensible à la composition du rayon cosmique primaire que celles des photons et des électrons [TARTARE, 2013].

Pour un petit angle zénithal d'incidence, la forme de la distribution latérale varie peu avec l'épaisseur d'atmosphère. Les distributions latérales pour différentes profondeurs d'atmosphère, pour un même angle et une même énergie sont similaires à un facteur de normalisation près.

Dans le cas de gerbes qui ont traversé un grand volume d'atmosphère ou à grand angle zénithal d'incidence, la distribution latérale change significativement.

Cela se produit en raison de l'effet du champ magnétique terrestre sur les particules chargées.

Le champ magnétique terrestre sépare les composantes chargées positives des négatives au niveau du sol produisant une asymétrie dans la distribution latérale.

Comme dans le cas du profil longitudinal, la distribution latérale est requise dans les simulations numériques pour préciser les densités de particules en différentes parties de la gerbe et pour déterminer l'asymétrie de charges à cause du champ magnétique terrestre.

1.4.3 Émission de la lumière dans l'atmosphère

Une partie des électrons qui passent du régime radiatif au régime ionisant, déposent leur énergies par interaction avec les molécules de l'atmosphère pour rayonner sous forme de lumière de fluorescence dans la bande spectrale 290 – 430 nm.

Les particules relativistes de la gerbe qui se propagent à une vitesse plus grande que la lumière dans l'air, produisent de la lumière Tcherenkov. Les photons de fluorescence émis, suivent l'axe de propagation de la gerbe

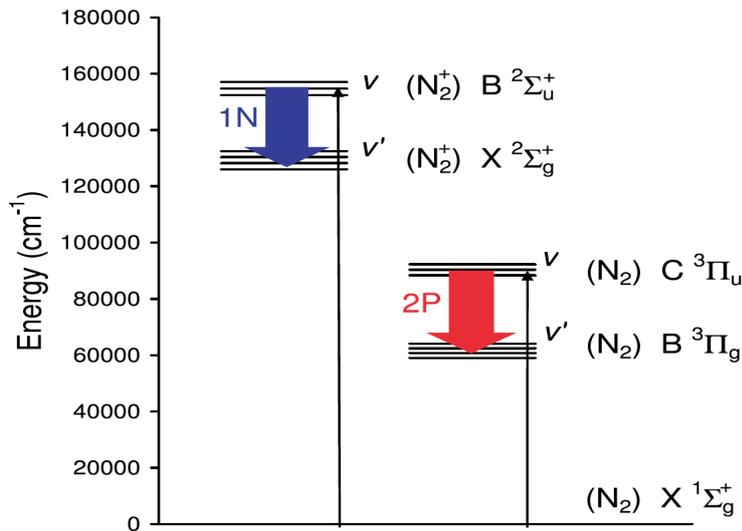


FIGURE 1.13 – Diagramme des bandes impliquées pour la fluorescence de l'azote. Figure extraite de [ARQUEROS, 2009]

Cette lumière de fluorescence UV est souvent utilisée pour reconstruire la direction de propagation, l'énergie et la composition des rayons cosmiques.

Génération des photons UV par fluorescence Les particules chargées de la composante électromagnétique, engendrent des collisions inélastiques avec l'azote moléculaire présent à 80% dans l'atmosphère. Ces collisions excitent et/ou ionisent les molécules d'azote qui émettent alors des photons de fluorescence en se désexcitant.

Le diagramme de la figure 1.13 montre les états électroniques excités de N_2 et N_2^+ impliqués dans la fluorescence de l'air.

Les processus de collisions participent aussi à la transition électronique sans émission de photons. La température et la pression augmentent la probabilité de collision. Ces deux paramètres thermodynamiques doivent également être surveillés. Toutes ces dépendances doivent être prises en compte pour les analyses de l'émission de fluorescence.

La quantité de photons émise par fluorescence par unité d'énergie déposée par l'électron primaire est définie comme étant le rendement de la fluorescence de l'air.

La pression et la température influencent le facteur d'inhibition du processus radiatif des systèmes 1N et 2P. Ce facteur dépend donc de l'altitude du développement de la gerbe.

La quantité de photons de fluorescence émis par une gerbe atmosphérique permet d'estimer l'énergie déposée par la composante électromagnétique. Il permet le calcul de l'énergie de la particule primaire sans avoir besoin de connaître la composante hadronique, puisque la proportion d'énergie emportée par la gerbe électromagnétique est bien connue (par la simulation des gerbes par la méthode Monte-Carlo).

L'émission Tcherenkov L'émission Tcherenkov se produit lorsqu'une particule chargée se déplace dans un milieu diélectrique avec une vitesse supérieure à la vitesse de lumière dans ce milieu. Alors le milieu se polarise sous l'effet du champ électrique de la particule et lorsque la vitesse de la particule est suffisante, un front d'onde cohérent se forme en forme de cône avec un angle spécifique. Ce rayonnement est de spectre continu et fortement anisotrope, contrairement au spectre de fluorescence, qui est isotrope et dont le

spectre présente des raies d'émission.

Pour avoir une référence, le nombre de photons Tcherenkov produits par un proton à 10^{20} eV est de l'ordre de 10^{15} , ce qui est comparable au nombre de photons de fluorescence émis isotropiquement par la même gerbe.

La lumière Tcherenkov réfléchi sur Terre (signature Tcherencov) est un objectif d'observation pour une observation depuis l'espace ou la stratosphère, afin de mesurer la distance de la gerbe au télescope.

Les sources de bruit de fond UV

Le rapport signal sur bruit du signal UV pour la détection de fluorescence de faible intensité telle que des EAS est fondamental pour la reconstruction de la gerbe.

Dans la condition de nuit astronomique⁹, il reste de sources de lumière d'origine naturelle ou humaine.

Le « nightglow » est la principale source de lumière diffuse dans le ciel nocturne sans Lune. Il est constitué par la luminescence produite dans l'atmosphère à environ 100 km d'altitude. Il provient de la recombinaison de l'oxygène atomique produit pendant la journée par action de la lumière du soleil, pour produire molécules de oxygène excité qui finalement se désexcitent par émission des photons UV.

Ces photons partent directement vers l'espace et aussi ils se réfléchissent sur le sol. Alors pour une observation depuis l'espace, ils constituent une source de bruit UV.

Les autres sources de bruit sont :

- La diffusion de la lumière solaire sur les poussières du milieu interplanétaire du système solaire connue comme la lumière Zodiacale,
- La lumière du fond interstellaire, qui provient de l'ensemble des étoiles de faible intensité;

Cette réflexion dépend du type de sol (albedo) de l'atmosphère qui diffuse la lumière vers le télescope.

De sources de lumière non diffuses font partie aussi du bruit de fond UV telles que les éclairs, météores, aurores boréales/australes et qui sont des phénomènes transitoires difficilement prévisibles.

Les sources artificielles telles que les villes sont une source importante de lumière parasite aussi à considérer malgré que la plupart de ces lumière est concentrée dans la gamme visible.

1.5 Techniques de détection des rayons cosmiques

Les techniques de détection des EAS présentées dans cette section sont celles utilisées par les observatoires PAO et TA.

La première technique est basée sur l'utilisation d'un réseau de détecteurs au sol qui permet la détection des particules secondaires des EAS arrivant au sol. Le principe de cette technique avait été mise en œuvre par Pierre Auger.

La deuxième technique est basée sur un réseau de télescopes de fluorescence. Elle permet l'observation du profil longitudinal du développement de la gerbe.

9. Une nuit astronomique est lorsque l'angle zenith de la lune et du soleil est au-delà du 108° . [USNO]

Il convient de noter que le premier observatoire Volcano Ranch Ground Array (dans le Nouveau Mexique) était l'un des grands efforts pionniers dans de l'étude des UHECR. Il était connu comme le "Desert Queen" et dirigé par un groupe de scientifiques du MIT.

La première détection des gerbes atmosphériques par cette technique fut réalisée en 1976 sous la direction de John Linsley.

Échantillonnage des particules au sol Cette technique consiste en la détection de particules secondaires des EAS atteignant le sol permettant d'observer le profil latéral de la gerbe.

Pour cela, il faut une répartition de détecteurs au sol. Comme on l'a vu, le taux de EAS est si faible qu'une grande surface est requise.

La technologie des détecteurs au sol peut consister soit en des scintillateurs (TA) [TA, 2012], soit en des cuves à effet Tcherenkov (PAO) [PAO, 2004]. . Pour estimer l'énergie de la particule primaire, on utilise l'énergie déposée à une certaine distance de l'axe de la gerbe. Cette estimation est faite par l'utilisation de modèles de développement des gerbes hadroniques implémentés dans des simulations.

Il dépend aussi du type de détecteur, par exemple les cuves Tcherenkov sont plus sensibles aux muons (PAO). Les scintillateurs sont aussi sensibles aux électrons qu'aux muons (TA).

Une autre caractéristique qui peut être déterminée est l'orientation de l'axe de la gerbe. Pour cela, on calcule la différence entre le temps de arrivé du front de la cascade sur les détecteurs. L'avantage de cette technique, c'est qu'il peut être utilisé 100% du temps autant de nuit comme de jour.

Mesure de fluorescence L'objectif de cette technique, c'est observer le développement longitudinal de la gerbe atmosphérique.

Comme on a vu, la quantité de lumière émise par fluorescence UV est proportionnelle à l'énergie de la composante électromagnétique et cela est plus facile à utiliser pour calculer l'énergie de la particule primaire puisqu'elle est moins dépendante des modèles hadroniques de développement des gerbes.

Avec plus de 90% de l'énergie de la particule primaire qui est emportée par la composante électromagnétique de la gerbe, les simulations utilisées pour la calculer ont besoin de faire de corrections pour estimer l'énergie manquante correspondant aux neutrinos et aux muons.

La mesure de fluorescence se fait en utilisant un télescope. Autant pour PAO que TA, une configuration de miroirs permet de projeter l'image de la gerbe sur la surface focale qui est constituée d'une matrice de photomultiplicateur (PMT)s.

La différence entre les temps d'arrivée des photons sur les différents pixels donne l'orientation de la gerbe.

Les télescopes au sol font une observation stéréoscopique pour déterminer complètement la géométrie de la gerbe (orientation, point d'impact, distance de la gerbe au détecteur).

Un seul télescope ne permet pas déterminer la distance de la gerbe au détecteur. Cependant la détection en stéréo d'une gerbe par deux télescopes donne la différence de temps d'arrivée des photons entre-eux. De cette manière la position peut être estimée. Parmi les facteurs nécessaires pour le calcul, il y a le rendement de fluorescence de l'air. Cette valeur est variable en fonction de l'altitude et les conditions atmosphériques. Une autre contrainte est l'atténuation de la lumière par la diffusion due aux aérosols. Alors ces

conditions de visibilité doivent être surveillées lors des mesures de gerbes. Pour cela un LIDAR (Light Detection And Ranging) est utilisé. Il consiste en un laser, qui déclenche des impulsions de lumière en directions des gerbes.

Cette technique se fait dans des conditions de bruit de fond UV les plus faibles possible (nuit sans lune) ayant seulement un temps de mesure (rapport cyclique) de 10 à 20%.

Détection hybride Comme les techniques exposées sont en certain points complémentaires, une détection en parallèle d'un événement par les deux méthodes est nommée hybride. Géométriquement les détecteurs de surface donnent le point d'impact au sol de la gerbe et le détecteur de fluorescence détermine la direction de son développement longitudinal.

1.6 Les plus grands observatoires de UHECR

1.6.1 L'observatoire Pierre Auger PAO

L'observatoire Pierre Auger est une expérience pour la détection de EAS pour l'étude de UHECRs. La collaboration est constituée d'une vingtaine de pays. La construction de l'observatoire a commencé par la réalisation d'un réseau prototype de 1999 à 2002. Il était déjà à l'époque le plus grand détecteur de rayons cosmiques du monde pour un seuil en énergie de 10^{19} eV. PAO est un détecteur hybride qui utilise un réseau de 1600 cuves Tcherencov réparties sur une surface au sol de 3000 km^2 dans la Pampa Amarilla Mendoza Argentine (35.3° de latitude sud). La disposition des cuves d'eau est effectuée suivant une maille triangulaire de côté de 1.5 km. Une cuve est un cylindre de 3,6 m de diamètre et de 1.55 m de haut. Trois photo-multiplicateurs regardent vers le bas pour détecter la lumière Tcherencov qui est produite par les particules secondaires chargées de la gerbe lorsqu'elles traversent l'eau. La collection totale de lumière Tcherencov se fait grâce à la surface interne du tank qui est hautement réfléchissante et opaque à la lumière visible. Cette dernière caractéristique permet à ces cuves de fonctionner de nuit comme de jour (voir la figure 1.15a).

Aussi, l'observatoire est formé par de 24 télescopes de fluorescence (FD) de type Fly's eyes repartis en 4 sites distants ayant chacun 6 télescope surveillant le réseau de cuves dans un angle azimutal de 180° . Chaque télescope a un miroir segmenté de 11 m^2 et une caméra de 440 pixels (l'élément de détection d'un pixel est un photomultiplicateur). Le Field of View (FoV) est de 30° (azimut) \times 28.6° (élévation) (voir la figure 1.15b).

Le réseau de tanks a la fonction de détecter les composantes électromagnétiques et hadroniques des gerbes et mesure le temps d'arrivée du front de la gerbe dans les cuves. Par ailleurs, les télescopes ont le rôle de détection de la lumière de fluorescence générée par la composante électromagnétique ainsi que la lumière Tcherencov. En 2014, un nouveau réseau supplémentaire, de détecteurs enterrés (à une profondeur de 24 m dans le sol) a été proposé mais pas encore mise en œuvre [PAO, 2016], pour améliorer la détection de muons AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array) .

Le sujet scientifique brûlant sur la question de l'existence d'une anisotropie de la direction d'arrivée des rayons cosmiques de haute énergie et aussi la différence de la forme de la coupure du spectre entre l'hémisphère céleste nord et l'hémisphère céleste sud impose la réalisation d'un observatoire complémentaire de taille similaire dédié à l'observation de l'hémisphère céleste nord par contraste à l'observation de l'hémisphère céleste sud par PAO.

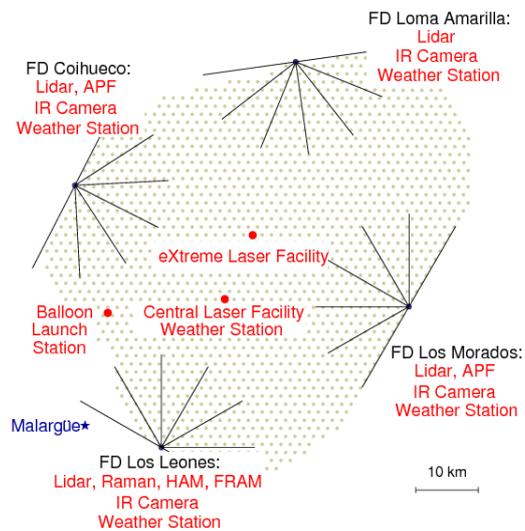


FIGURE 1.14 – Schéma de la répartition des 1600 cuves à lumière Tcherencov réparties sur une surface de 3000 km² et de quatre sites de six télescopes de fluorescence. Extrait de [ABRAHAM, 2010].

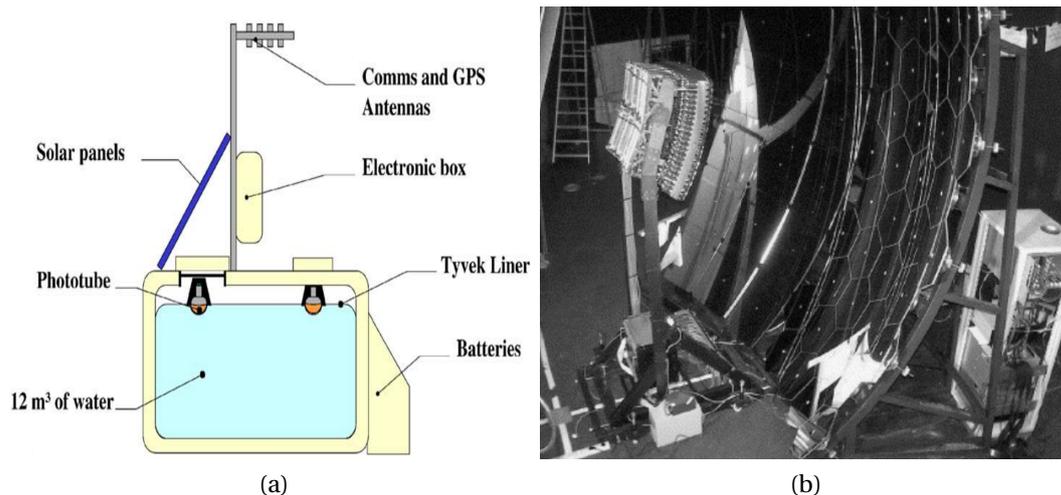


FIGURE 1.15 – (a) Schéma du tank Tcherencov (b). Photographie du miroir d'un télescope FD. On note que le miroir est segmenté en éléments hexagonaux. Le détecteur dans le plan focal est constitué par une matrice de 440 photomultiplicateurs. [ABRAHAM, 2004].

Parmi les spécifications pour installer un tel observatoire sont les suivantes : une latitude comprise entre 35° et 40° de latitudes Nord ; une surface plane de plus de 3000 km^2 . Il faut aussi une altitude suffisamment élevée, entre 1000 m et 1500 m au-dessus du niveau de la mer. L'emplacement de l'observatoire doit être éloigné de toute source artificielle de lumière telle que les régions fortement urbaines, en raison de la haute sensibilité des instruments. Comme l'alimentation énergétique est de type solaire, la région doit être suffisamment ensoleillée durant une grande partie de l'année. Le pays-hôte doit être membre de la collaboration, et fournir le site, diverses infrastructures et des facilités d'ordre scientifique et politique.

1.6.2 L'observatoire Telescope Array TA

Le « Telescope Array » TA est un observatoire hybride tel que PAO. Constitué par un réseau de 507 scintillateurs (SD) et de trois stations de 12 à 14 télescopes de fluorescence chacune.

Sa construction et son fonctionnement ont débuté en 2008. Il est placé dans le désert du Millard County, dans l'Utah aux USA (39.4° latitude nord) à une altitude de 1400 mètres au-dessus du niveau de la mer. Il couvre une surface de 700 km^2 , avec une distance entre deux détecteurs de surface (SD) de 1.2 km

Chaque détecteur SD est formé par deux couches de scintillateurs plastiques de 1.2 cm d'épaisseur et de 3 m^2 de surface. Ces plaques de scintillateurs sont connectées à des tubes photo-multiplicateurs (voir la figure 1.16a).

TA a trois stations de détection de fluorescence (FD), Black Rock Mesa, Long Ridge, et Middle Drum. Elles forment un triangle de 35 km de côté. Le FoV de chaque station (formé par 12 à 14 télescopes de fluorescence) est de 33° (azimut) \times 108° (élévation). Le miroir est segmenté en 18 éléments ayant une surface totale de 6.8 m^2 . La caméra est constituée de 256 photomultiplicateurs. Le champs de vue (FoV) de chaque télescope est de 18° en azimut et de 15.5° en élévation.

La photographie de la figure 1.16b illustre l'une des stations FD.

TA compte divers instruments complémentaires pour la surveillance de la qualité de la transmission de l'atmosphère tels que des caméras infrarouges. Il y a aussi un système de calibration nommé (LIDAR) qui consiste dans un laser qui émet des faisceaux lumineux de puissance connue vers le ciel.

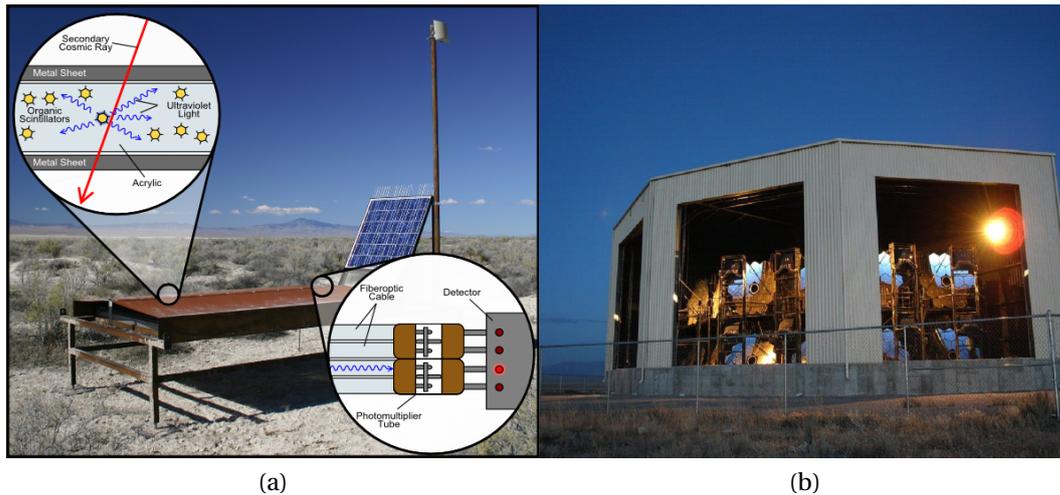


FIGURE 1.16 – (a) Photographie et schéma des plaques de scintillateurs et des photomultiplicateurs qui détectent la lumière UV lorsque une particule secondaire de la gerbe traverse les plaques. (b) Photographie de la station Black Rock Mesa montrant les télescopes FD avec leurs miroirs segmentés.

1.7 Conclusions

Malgré l'étude expérimentale approfondie des rayons cosmiques de haute énergie, l'existence des **UHECR** demeure l'une des grandes énigmes de l'astrophysique. Les trois grandes questions qui la concernent sont les suivantes : d'où viennent-ils ? et leur directions d'arrivée sont-elles réparties de façon isotrope ou bien anisotrope ? proviennent-ils du voisinage de notre galaxie ? Quel est le processus d'accélération qui permet aux rayons cosmiques d'atteindre de tels niveaux d'énergies ? Quelle est la composition des particules primaires des **UHECR** ? Tous ces questions sont liées entre elles et mettent en question deux champs de la physique fondamentale tels que la physique quantique et la relativité. Ils ouvrent la possibilité de la découverte indirecte des particules exotiques de l'univers primordial, ainsi que la compréhension du fonctionnement des phénomènes astrophysiques violents. Connaître les processus de propagation des **UHECR** est aussi un moyen indirect d'étudier le milieu extragalactique qui reste encore méconnu. Les rayons cosmiques jouent un rôle important dans la nucléosynthèse, dans l'évolution de l'univers et les réponses à ces questions sont d'un intérêt fondamental pour la science contemporaine.

On utilise le spectre des rayons cosmiques pour répondre à ces questions. L'utilisation des divers modèles de simulation des spectres observables permet de nous approcher de la réponse d'une grande partie de ces questions. Ainsi connaître le spectre avec une grande précision est un objectif des observatoires construits durant ces 80 dernières années. L'énigme de l'origine de ces particules s'accroît d'autant plus que leurs énergies augmentent.

Au niveau de la Terre, il est difficile de définir et de mesurer précisément le spectre, particulièrement pour les énergies les plus élevées. Donc la détection directe est pratiquement impossible. La détection de **UHECR** se fait indirectement en observant les gerbes atmosphériques **EAS** dont les particules primaires ont des énergies supérieures à 10^{14} eV, induites en pénétrant dans l'atmosphère de la Terre.

L'atmosphère est un grand calorimètre aux propriétés de détection très variables livrées aux aléas météorologiques. Quelque soit la variabilité de l'atmosphère terrestre,

mettre au point des techniques de détection constitue un grand défi. L'étude du développement des gerbes est pour le moment l'unique moyen d'étudier les UHECR. L'étude de leurs caractéristiques telles que leur pénétration dans l'atmosphère et les types de particules secondaires qui sont produites, nous permettent d'estimer la nature de la particule primaire et son énergie. Entre autre, la géométrie de la gerbe atmosphérique permet cartographier la direction d'arrivée de la particule primaire, sur la carte céleste.

On a présenté brièvement les deux principales techniques de détection utilisées. L'échantillonnage des particules au sol et la mesure de la lumière fluorescence. La première méthode est dédiée à la détection de la composante hadronique de la gerbe et la deuxième est consacrée à la détection de la composante électromagnétique. Dans les travaux présentés dans ce mémoire de thèse, on s'intéresse essentiellement à la fluorescence UV issue l'excitation que les particules chargées de la composante électromagnétique induisent principalement sur l'azote de l'atmosphère.

Dans le chapitre suivant, on parlera d'un instrument nommé JEM-EUSO dont le rôle sera de détecter la fluorescence des gerbes depuis l'espace. L'instrumentation pour la photodétection UV avec une bonne résolution temporelle et spatiale est le sujet principal de cette thèse. L'application de ces conceptions sur le premier prototype de JEM-EUSO (EUSO-Balloon) et une étude approfondie de son efficacité, sont abordées tout au long des chapitres suivants.

1.8 Références

- ABRAHAM, J. 2004, «Properties and performance of the prototype instrument for the pierre auger observatory», *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 36
- ABRAHAM, J. 2010, «A study of the effect of molecular and aerosol conditions in the atmosphere on air fluorescence measurements at the pierre auger observatory», *Astroparticle Physics*, vol. 33. 36
- ALLARD, D. 2012, «Extragalactic propagation of ultrahigh energy cosmic-rays», *Astroparticle Physics*, vol. 39. 18
- ALOISIO, R. 2013, «Ultra high energy cosmic rays : A short review», *Nuclear Physics B Proceedings Supplement*. 13
- ANCHORDOQUI, L. 2003, «Ultrahigh energy cosmic rays : The state of the art before the auger observatory», *International Journal of Modern Physics A*, vol. 18. iv, 19, 21
- ARQUEROS, F. 2009, «Analysis of the fluorescence emission from atmospheric nitrogen by electron excitation, and its application to fluorescence telescopes», *New Journal of Physics*. 32
- AUGER, P. 1938, «Les grandes gerbes cosmiques de l'atmosphère», *Comptes Rendus*. 11
- AXFORD, W. I. «The origins of high-energy cosmic rays», *ApJS90*. 22
- BAADE, W. 1934, «On super-novae», *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, vol. 20. 11
- BERTOU, X. 2001, «L'observatoire pierre auger vers la détection de photons et neutrinos à ultra haute energie», *Thèse de doctorat de l'Université Paris Diderot-Paris 7*. 19

- BHATTACHARJEE, P. 2000, «Origin and propagation of extremely high energy cosmic rays», *Physics Reports*, vol. 327. [24](#)
- BLUMER, J. 2009, «Cosmic rays from the knee to the highest energies», *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 63. [13](#)
- COMPTON, A. H. 1933, «A geographic study of cosmic rays», *Phys. Rev.* [11](#)
- COMPTON, A. H. 1937, «Cosmic rays on the pacific ocean», *Phys. Rev.*, vol. 52. [10](#)
- FERMI, E. 1949, «On the origin of the cosmic radiation», *Physical Review*, vol. 75. [22](#)
- GAISSER, I. 1979, «Elongation rate of air showers and implications for 10^{17} - 10^{18} ev particle interactions», *The 16th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Tokyo, Japan.* [30](#)
- GAISSER, T. 1977, «Performance of the euso-balloon optics», *The 15th International Cosmic Ray Conference (ICRC)*, vol. 8. [29](#)
- GIACINTI, G. 2011, «Ultrahigh energy nuclei in the turbulent galactic magnetic field», *Astroparticle Physics*, vol. 35. [18](#)
- HARARI, D. 2014, «The flux suppression at the highest energies», *Comptes Rendus Physique 15*, vol. 18. [iv, 21](#)
- HESS, V. 1912, «Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrten», *Physikalische Zeitschrift*, vol. 13. [9](#)
- HESS, V. 1918, «Über die verteilung radioaktiver gase in der freien atmosphäre», *Physikalische Zeitschrift*, vol. 19. [10](#)
- HILLAS, A. 1984, «The origin of ultra-high-energy cosmic rays», *ARA and A.* [24](#)
- KOLHORSTER, W. 1913, «Messungen der durchdringenden strahlung im freiballon in grosseren hohen», *Phys. Z.*, vol. 14. [9](#)
- KOTERA, K. 2011, «The astrophysics of ultrahigh energy cosmic rays», *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, vol. 49. [13](#)
- LINSLEY, J. 1963, «Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 1020 ev», *Physical Review Letters*, vol. 10. [11](#)
- MATTHEWS, J. 2005, «A heitler model of extensive air showers», *Astroparticle Physics.* [29](#)
- MILLIKAN, R. A. 1926a, «High frequency rays of cosmic origin i. sounding balloon observations at extreme altitude», *Phys. Rev.*, vol. 27. [10](#)
- MILLIKAN, R. A. 1926b, «High frequency rays of cosmic origin ii. mountain peak and airplane observations.», *Phys. Rev.*, vol. 27. [10](#)
- OLINTO, A. 2011, «Astroparticle physics at the highest energies», *The 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC), Beijing, China.* [24](#)
- OLIVE, K. 2014, «Particle physics booklet-particle data group.», *Chin. Phys. C.*, vol. 38. [26](#)

- OTIS, R. M. 1923, «The variation of penetrating radiation with altitude», *Proc. Amer.Phys. Soc.* [10](#)
- PACINI, D. 1910, «Penetrating radiation on the sea», *Le Radium*, vol. 8. [9](#)
- PAO, C. 2004, «Properties and performance of the prototype instrument for the pierre auger observatory», *Nuclear Instruments and Methods in*, 523(1–2) :50 – 95. [34](#)
- PAO, C. 2013, «Interpretation of the depths of maximum of extensive air showers measured by the pierre auger observatory», *ArXiv e-prints*. [30](#)
- PAO, C. 2016, «Prototype muon detectors for the amiga component of the pierre auger observatory», *Journal of Instrumentation*. [35](#)
- PAO-TA-ICRC2-015. 2015, «Pierre auger observatory and telescope array : Joint contributions the 34th international cosmic ray conference (icrc 2015)», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC),The Hague, The Netherlands*. [13](#), [17](#)
- PARIZOT, E. 2003, «Accélération des particules : les mécanismes de fermi», *École CNRS de Goutelas XXVI*. [23](#)
- PARIZOT, E. 2007, «Accélération de fermi», *Cours NPAC/Astrophysique des particules Univ. Paris 7/APC*. [24](#)
- PARIZOT, E. 2014, «Cosmic ray origin : Lesson from ultra-high-energy cosmic rays and the galactic/extragalactic transition», *Nuclear Physics B Proceedings Supplement*. [13](#)
- PENZIAS, A. 1965, «A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s.», *Astrophysical Journal*, vol. 142. [19](#)
- TA, C. 2012, «The surface detector array of the telescope array experiment», *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A :Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 689(0) :87 – 97,. [34](#)
- TARTARE, M. 2013, «Étude des neutrinos d’ultra-haute énergie à l’observatoire pierre auger», *Thèse de doctorat de l’Université Grenoble I - Joseph Fourier*. [22](#), [26](#), [30](#), [31](#)
- USNO. [33](#)
- VERZI, V. 2015, «Cosmic rays : air showers from low to high energies rapporteur report», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC),The Hague, The Netherlands*. [14](#)
- WALKER, R. 1981, «Measurement of the elongation rate of extensive air showers produced by primary cosmic rays of energy above $2 \times 10^{17} \text{eV}$ », *Journal of Physics G : Nuclear Physics*, vol. 7. [30](#)
- WALTER, M. 2012, «Early history of cosmic particle physics.», *The European Physical Journal H*. [10](#)
- WIGAND, A. 1917, «Die ionisierung der erdatmosphäre durch den halleyischen kometen 1910, ein beitrag zur kenntnis des ursprungs der durchdringenden strahlung», *Phys. Z.*, vol. 18. [10](#)
- WULF, T. 1909, «Über den ursprung der in der atmosphäre vorhandenen gammastrahlung», *Phys. Z.*, vol. 10. [9](#)

Chapitre 2

JEM-EUSO

« *“Et pourtant, elle tourne!”* »

Galileo Galilei

2.1 Introduction

L'observatoire "Extreme Universe Space Observatory onboard Japanese Experiment Module" **JEM-EUSO** est principalement formé par un télescope de type réfractif, avec une optique composée de trois lentilles de Fresnel. Le point d'observation sera la Station Spatiale Internationale (**ISS**). Il a comme objectif l'étude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (**UHECR**) par la détection de photons UV issus de la désexcitation des atomes d'Azote lors du passage des particules chargées des gerbes atmosphériques (voir la figure 2.1).

Les niveaux d'énergies de ces particules excèdent 5×10^{19} eV et malgré leur découverte il y a plus d'un siècle, leur origine, leur nature et les mécanismes d'accélération restent à expliquer. De plus, la découverte des photons du fond diffus cosmologique dans les années soixante a conduit à l'hypothèse que les particules des **UHECR** interagissent avec ces photons, limitant ainsi la distance maximale possible de la Terre à leurs sources. Ce phénomène est connu comme étant l'effet **GZK** (voir la section 1.3.1).

Les événements mesurés par les observatoires au sol tels que L'observatoire Pierre Auger (**PAO**), le Telescope Array (**TA**), Cascade, et autres, donnent une première approche sur la nature et les niveaux d'énergies des **UHECR**. Cependant leurs résultats ne résolvent pas le problème de l'isotropie, puisque chaque observatoire reste limité dans son observation, à une partie de la sphère céleste.

Cela fait trois décennies qu'existe la proposition d'effectuer l'observation des **EASs** d'**UHECR** depuis l'espace. **JEM-EUSO** est le projet de cette proposition. Le télescope **JEM-EUSO** offre une capacité de collection des gerbes d'**UHECR** dix fois plus grande que **PAO**, grâce à son grand champ de vue, son efficacité de collection et sa sensibilité. Par ailleurs **JEM-EUSO** fera des observations de la totalité de la sphère céleste.

Ce chapitre présente une revue de l'histoire, la conception, les objectifs, les spécifications techniques, le principe de détection et une description de la chaîne de détection de ce télescope. L'importance technique et scientifique d'un tel projet nécessite le développement d'une série de prototypes (ou pathfinders). La fin de ce chapitre est consacrée aux différents projets développés ces dernières années.

Ce chapitre est organisé en trois sections :

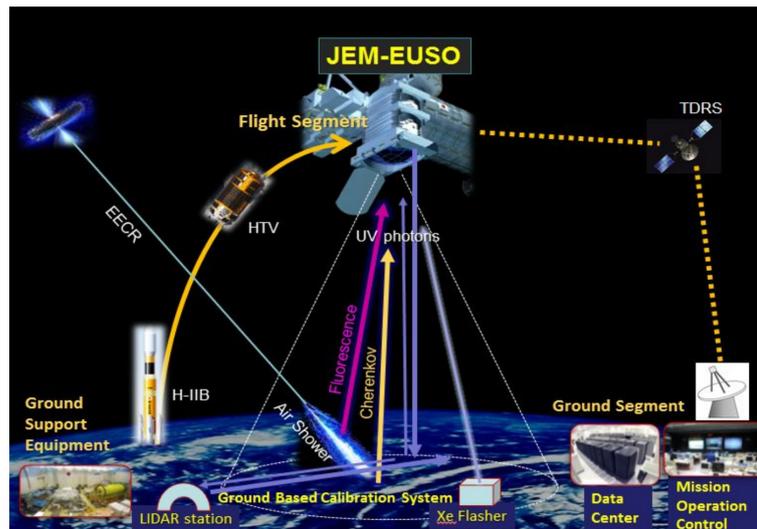


FIGURE 2.1 – Cette figure est une représentation artistique du télescope JEM-USO, indiquant sa place dans l'ISS, le véhicule d'embarquement, la formation d'un EAS à cause de l'interaction des UHECR avec l'atmosphère terrestre ainsi que la luminescence de fluorescence et la luminescence de Tcherenkov de cet EAS. Aussi on regarde l'instrument de télémétrie (TDRS) pour la communication avec la base au sol

La section 2.2 traite du projet JEM-EUSO, de son histoire, de ses objectifs et de la conception de l'instrument.

La section 2.3 est une introduction au principe de détection de ce télescope.

Dans une dernière section 2.4, nous survolons les divers prototypes de télescopes qui utilisent ou vont utiliser le même type de module de photodétection que JEM-EUSO, et parmi eux des systèmes optiques similaires.

2.2 Le projet JEM-EUSO

2.2.1 L'histoire

La conception : La première proposition de réaliser une observation de rayons cosmiques depuis l'espace avait été suggérée par John Linsley dans les années 70's en réponse à un appel de la National Aeronautics and Space Administration (NASA) pour la recherche de nouvelles idées dans le domaine des hautes énergies en astrophysique. Le premier instrument proposé fut Satellite Observatory of Cosmic Ray Showers (SOCRAS), un télescope avec un miroir de 38 m de diamètre que aurait balayé une surface de 10^4 km^2 et une masse d'aire de $\approx 10^{11} \text{ tons}$ depuis un orbite de $\approx 500 - 600 \text{ km}$ de la surface terrestre (FoV 9.5° à 11.5°). Cette idée avait été présentée par Benson et Linsley dans le 17ème ICRC de 1981 à Paris. Malheureusement la technologie pour un telle réalisation, n'était pas encore disponible.

L'évolution vers JEM-EUSO En 1995 Youshiyuki Takahashi développe le concept Maximum-energy Auger (Air)-Shower Satellite (MASS) ayant comme caractéristique principale une amélioration de l'optique par rapport à SOCRAS. Cette optique est fondée sur des doubles lentilles de Fresnel, permettant d'élargir le FoV à 30° . Cette idée fut présentée au 24ème ICRC de Rome (1995). Cette avance aurait permis résoudre les contraintes du projet SOCRAS. Dans la même année, Linsley et Livio Scarsi utilisent l'idée de Takahashi pour

concevoir [MASS/Airwatch](#).

En 1996, aux USA, un projet se développe en parallèle connu comme [Orbiting Wide Angle Light Concentrator \(OWL\)](#). Accepté par la NASA, il avait été envisagé de le mettre en marche à l'horizon 2010. Le télescope OWL consistait de deux satellites en observation stéréo avec un FoV de 45° , un miroir de 7 m de diamètre et une surface focale formée par des photomultiplicateurs multi-anodes. La surface focale aurait eu un total de 5×10^5 pixels. Il aurait débuté sa trajectoire en orbite à 1000 km d'altitude pour la finir à 550 km. Cependant, ce projet reste en suspens de nos jours.

Entre-temps, en Europe, le projet [MASS/Airwatch](#) évolue et devient l'[Extreme Universe Space Observatory \(EUSO\)](#), initialement conçu comme un satellite. En 2001 EUSO a été sélectionné par l'[European Space Agency ou Agence Spatial Européenne \(ESA\)](#) pour être installé dans le module Columbus de ISS ce qui a impliqué une re-configuration du concept structurel. [MASS/Airwatch](#) avec son observation stéréo n'était plus nécessaire, puisque l'observation se fera par une unique optique avec un grand champ de vue.

Plus tard, en juillet de 2004, la phase A a été validée. Cependant l'[ESA](#) reporte le démarrage de la phase B du projet pour des raisons budgétaires.

En 2006 Takahashi forge une nouvelle adaptation, cette fois, pour le module KIBO, c'est à dire le Japanese Experimental Module (JEM) de l'[ISS](#).

Il le nomme alors, [JEM-EUSO](#). Son lancement et son installation s'envisagent, en ce moment là, pour 2013. Mais l'acceptation de la mission [EUSO](#) de la part de l'[ESA](#) dans son programme ELIPS (European Programme for Life and Physical Sciences in Space) se fait attendre jusqu'à 2010. La phase A/B1 de [JEM-EUSO](#) a été poursuivie sous la responsabilité de l'Agence Spatial Japonaise ou [Japan Aerospace Exploration Agency \(JAXA\)](#) poussant la date du lancement à l'horizon 2016.

En 2014, la collaboration [EUSO](#) est confrontée à un nouveau problème de financement lorsque la [JAXA](#) annonce la limitation de sa contribution comme porteur de la mission. Mais en gardant le compromis d'utiliser le module japonais accueillera le télescope. Dans ce contexte la [NASA](#) prend la relève de la mission.

A l'origine, l'embarquement du télescope devait être pris en charge par la fusée H2B et la tâche de l'acheminer à l'[ISS](#) aurait été effectuée par le véhicule de transfert H-II (HTV). Au jour d'aujourd'hui, la nouvelle proposition est d'utiliser le système de livraison SpaceX Dragon. Cela implique de redessiner la partie la plus large du télescope, en d'autres termes il faut redimensionner les lentilles de Fresnel et la forme de la surface focale.

En parallèle le groupe russe de la collaboration lance le projet [KLYPVE-EUSO \(K-EUSO\)](#). Une version plus petite que [JEM-EUSO](#) qui aura une optique réfléchive (avec un miroir), la même technologie de détection et dont le lancement est prévu pour l'année 2019.

Avant 2014 le fonctionnement de l'[ISS](#) était prévu jusqu'à 2019. Mais cette même année un nouveau délai a été annoncé par la collaboration Américaine et Russe reportant la date d'arrêt des services à 2024. Le nouveau délai donne, de cette manière, une dernière opportunité à la mission [JEM-EUSO](#) tel qu'on l'imagine maintenant. Le fait que la durée de fonctionnement de [JEM-EUSO](#) soit de 3-5 ans, exige que l'installation du télescope s'effectue au plus tard en 2020.

Parmi les changements par rapport à la première version du détecteur [EUSO](#) on peut remarquer l'augmentation en la gamme d'énergie à observer ($> 10^{19}$ eV), ainsi que l'augmentation de la surface effective. La réduction du seuil inférieur d'énergie est obtenue grâce à la précision sur la fabrication des lentilles, à des détecteurs possédant une meilleure efficacité quantique, et à un algorithme de déclenchement plus performant. L'amélioration de la surface effective de détection est réalisée grâce à une inclinaison du mode nadir jusqu'à 45° aussi appelé "mode tilted". Cela est rendu possible par les caractéristiques du

module [Japanese Experiment Module “Kibo” Exposed Facility \(JEM/EF\)](#).

Le mode tilted permet d’augmenter le seuil d’énergie (hautes énergies), cependant l’irrégularité d’absorption atmosphérique est accrue, ce qui rend la mesure plus difficile, impliquant des analyses plus ardues.

Pendant la période de fonctionnement il est prévu que la moitié du temps sera en mode Nadir afin de détecter les rayons cosmiques de basses énergies et la deuxième partie en mode tilted pour les énergies plus élevées.

2.2.2 Objectifs Scientifiques

Dans sa configuration actuelle la mission [JEM-EUSO](#) sera l’observatoire d’UHECRs avec le taux de détection le plus élevé jamais obtenu. Toutefois, la grande sensibilité qu’aura cet instrument, ouvre la porte à l’exploration d’autres phénomènes lumineux qui rentrent dans son champ d’observation. Autrement dit, le télescope sera capable de détecter une grande diversité de sources d’émission UV dans l’atmosphère terrestre. Les objectifs de la mission s’étendent donc au-delà des implications reliées à l’étude des [UHECRs](#). Ce détecteur permettra les études en astronomie et astrophysique et ouvrira des nouveaux en exploration.

L’étude en astronomie et astrophysique concerne la détection des [EASs](#) issues des interactions des particules avec l’atmosphère à des énergies d’ordre de 10^{20} eV (UHECR) ¹.

Les principaux sujets de recherche dans ce domaine sont :

- L’étude de l’isotropie de sources des [UHECRs](#). Pour cela on utilise l’axe de la trajectoire de la particule qui permet d’étudier la corrélation entre la statistique des événements et direction d’arrivé. La confirmation de l’isotropie donnerait des indices sur la nature de l’univers primordial, ce qui pousserait l’intérêt en l’exploration de particules exotiques telles que les [Super Heavy Dark Matter \(SHDM\)](#) de l’époque inflationnaire.
- Dans le scénario d’un univers anisotrope, les études se cibleraient sur le spectre d’énergie des sources individuelles souhaitant délimiter les hypothèses sur les mécanismes d’accélération et émission des [UHECR](#) (voir sous-section 1.3.2).
- Parmi les principaux buts scientifiques figure la détermination de la structure de trans-[GZK](#) dans le spectre d’énergie de rayons cosmiques. Celle-ci dépend principalement du nombre d’événements au-dessus de l’énergie de cut-off [GZK](#) ($E > 6.8 \times 10^{19}$ eV). La définition de cette région du spectre pourra éventuellement valider l’invariance de Lorentz de-sous $\Gamma \approx 10^{11}$, qui est un point de discussion très controversé dans la physique fondamentale autant pour la relativité générale que pour la théorie quantique de champ [[OLINTO, 2015](#)].

Les objectifs d’exploration sont multiples :

- La détection de rayons gamma avec des énergies extrêmes au-delà du [GZK](#) ($< 10^4 pc$).
- La détection de neutrinos avec des énergies extrêmes. Celle-ci est possible dans le processus nommé Earth-skimming. (Consulter la section 1.4.1)
- L’étude du champ magnétique galactique.
- La vérification de la relativité et l’effet de la gravité quantique aux énergies extrêmes.
- Étude des nightglows, décharges de plasma et éclairs dans l’atmosphère, aussi appelées [Transient Luminous Events \(TLE\)](#).

1. Dans la section suivante, on verra que le taux de détection de [JEM-EUSO](#) est d’environ un ordre supérieur à celui de [PAO](#) (qui a détecté la majeure partie des événements dans ces gammes d’énergie).

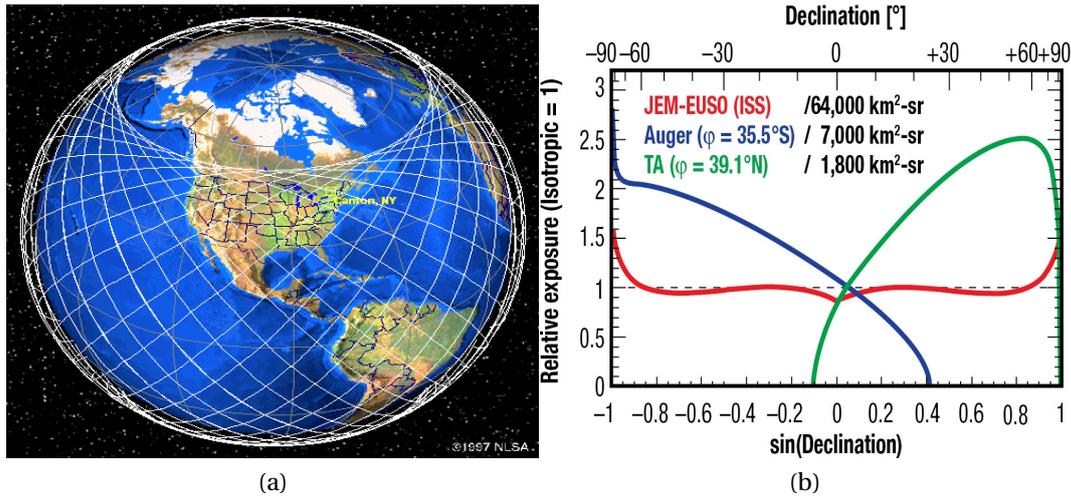


FIGURE 2.2 – (a) Trajectoire orbitale de l’ISS qui a un angle d’inclinaison de 51.6°. (b) Courbe d’exposition relative en fonction de la latitude pour les expériences PAO, TA et JEM-EUSO.

— Détection de météorites, météores, et débris.

Par ailleurs, le fait que JEM-EUSO soit installé sur l’ISS donne l’avantage de pouvoir observer les deux hémisphères dans leur totalité (voir trajectoire dans le graphique 2.2a). Alors que les observations au sol correspondent principalement à un seul hémisphère. Il existe, bien sûr, des observatoires au hémisphère nord et hémisphère sud (telles que PAO et TA), mais leurs caractéristiques différentes induisent des clivages entre leurs résultats et conclusions. Dans ce contexte une mesure des deux régions de l’univers avec le même instrument résoudra ces ambiguïtés. Le graphique 2.2b montre l’exposition relative en fonction de la latitude de la carte stellaire des expériences PAO, TA et celle attendue de JEM-EUSO. On peut voir que l’ensemble des données de PAO et TA couvrent la carte stellaire. Cependant, leur exposition relative est différente et dépend de la latitude d’observation. JEM-EUSO a l’avantage de mesurer toutes les latitudes avec une exposition quasi identique [JEM-EUSO], [OLINTO, 2015].

2.2.3 Conception et exigences techniques

La performance de tout télescope est définie principalement par trois paramètres : la puissance optique (rapport entre l’angle de champ de vue et l’aire effective), la transmittance optique et le temps de réponse du détecteur.

Étant donné que la détection des UHECR avec des énergies de 10^{20} eV est le principal objectif du télescope JEM-EUSO, ses paramètres sont régis par la géométrie des traces des EAS et leurs flux de photons UV.

EUSO Simulation and Analysis Framework (ESAF) [BERAT, 2010] est le logiciel de simulation de détection de gerbes atmosphériques pour un détecteur placé dans l’espace. Les différents paramètres optiques sont optimisés à fin de détecter des UHECRs d’énergies de 10^{20} eV dont la géométries de traces et leur flux de photons UV peuvent être variables.

Ce logiciel a évolué au cours des années permettant maintenant la simulation des gerbes sous conditions atmosphériques variables et effectuant la chaîne complète de détection.

Les figures 2.3 montrent la formation d’un EAS et la simulation du spectre réalisée avec ESAF pour un EAS avec une énergie de $\approx 10^{20}$ eV et un angle zénith de 60°. A cette

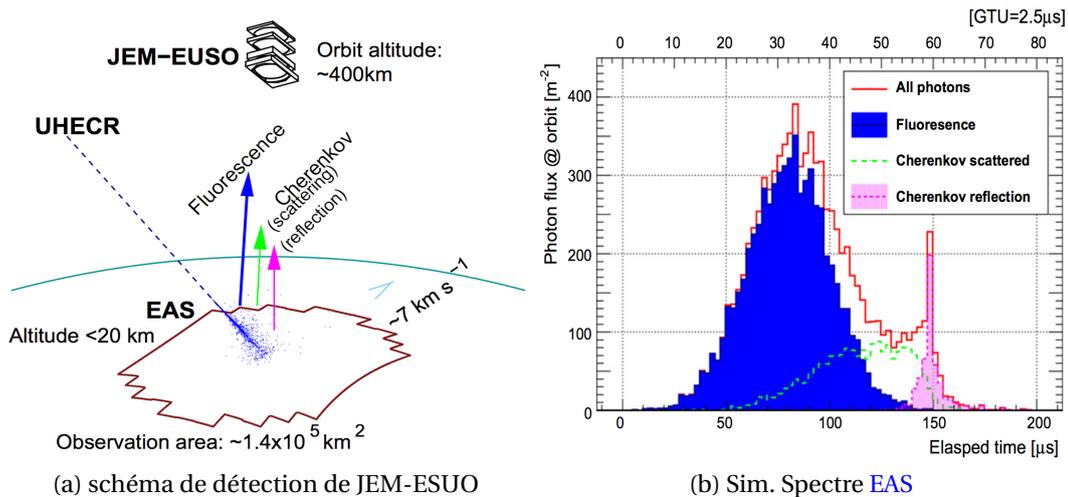


FIGURE 2.3 – (a) La figure est une représentation de la détection d'un EAS par le télescope JEM-EUSO où les trois types de luminescence à capturer sont représentées par les flèches à couleur. (b) Simulation faite en utilisant ESAF, où on peut distinguer la distribution temporelle du développement d'un EAS. La courbe bleu est la contribution de la fluorescence, la courbe vert est la lumière Tcherenkov et la courbe magenta est la réflexion au sol de la lumière Tcherenkov.

type de EAS, on appelle dans ce document, EAS de référence, parce que le plus part de spécifications techniques sont calculé pour sa détection.

Les flèches de couleur de la figure 2.3a correspondent aux différentes lumières à mesurer. Celle en bleu est la fluorescence UV (bleu), celle en vert est la lumière Tcherenkov (vert) et celle en magenta est la réflexion de la lumière Tcherenkov sur la surface de la Terre (magenta). Dans le spectre de la figure 2.3b, les couleurs des courbes correspondent à celles des différentes lumières tandis que celle en rouge est l'accumulation de toutes ces contributions.

Les conditions atmosphériques jouent un rôle important dans la détection des EAS. Par exemple selon l'altitude et l'épaisseur des nuages, un décrétement de l'intensité des EAS peut se produire et ainsi une gerbe d'une certaine énergie peut être interprétée comme une autre de moindre énergie avec le même angle au zénith. Les détails sur ce point sont encore étudiés au sein de la collaboration. Cependant pour déterminer les spécifications sur la résolution spatial-temporelle il suffit de considérer un angle zénith de 60° qui a une marge d'erreur acceptable [BERTAINA, 2015].

Les positions et la vitesse du point d'observation sont des atouts mais aussi des contraintes à surmonter du point de vue technique. L'ISS orbite à 400 km de la surface de la Terre, avec une vitesse de déplacement de $7 - 8\text{ km/s}$ et un angle d'inclinaison de 51.6° . Celle-ci implique que la vitesse d'échantillonnage ou **résolution temporelle de mesure** prise de mesure doit être bien supérieure à la vitesse de déplacement de la station. Cette contrainte temporelle doit s'ajouter aux contraintes temporelles propres au flux de photons UV (290 à 430 nm) des EAS et du bruit de fond ($\text{Gate Time Unit (GTU)} \leq 2.5\mu\text{s}$)². Autrement dit, l'instrument doit être capable de régler ses paramètres temporels au moment de la détection pour observer toutes ces sources de lumière.

L'optique avec les lentilles de Fresnel permet un FoV de 60° cela implique qu'une distance de 400 km la surface effective est de $\geq 1.3 \times 10^5\text{ km}^2$ et une aire de la surface focale $\geq 3.6\text{ m}^2$. La résolution spatiale sera $0.5 - 0.75\text{ km}$ ($0.074^\circ - 0.1^\circ$) en observation Nadir. Im-

2. cette dernière à de sources diverses avec flux différentes

pliquant une taille de pixel $\leq 4.5 \text{ mm}$. Ce point est détaillé dans la partie 2.3.2.

Comme la cible de détection sont les EAS issus UHECR avec des énergies supérieurs à $5.5 \times 10^{19} \text{ eV}$ avec un angle de préférence à 60° de zénith et observation Nadir, la précision de la détermination de l'énergie requise est $\Delta E/E \leq 30\%$ et une efficacité de photon détection attendue de ≥ 0.12 .

Le développement des EASs dépend du volume d'aire qui traverse. Pour cela on mesure le paramètre de profondeur atmosphérique maximal X_{max} qui est liée à l'énergie du rayon cosmique. Pour les niveaux d'énergies qu'on veut étudier l'instrument doit avoir une précision $X_{max} \leq 120 \text{ g/cm}^2$.

Pour plus de détails sur les paramètres de JEM-EUSO voir l'annexe A.1.

JEM-EUSO aura une bonne résolution en énergie (30%), cependant, la résolution sur $X_{max} = 120 \text{ g/cm}^2$ n'est pas assez grande pour faire une distinction entre les EASs issus de noyaux d'atomes selon leur masse atomique. Néanmoins cela sera suffisant pour distinguer les événements produits par neutrinos, photons ou hadrons.

2.3 Principe de détection de JEM-EUSO

Le télescope JEM-EUSO utilise la fluorescence UV produit par les électrons des EASs lorsqu'ils interagissent avec l'azote. Ces électrons sont le résultat de l'interaction de la particule primaire (ou rayon cosmique) avec les molécules de l'atmosphère (section 1.4). Autrement dit l'atmosphère constitue un calorimètre (graphique 2.3a). Cependant, ce calorimètre a un état inconstant avec plusieurs facteurs variables tels que la densité des molécules d'aire, la présence de nuages à différentes altitudes et la profondeur optique. Les conditions de l'atmosphère peuvent changer en quelques minutes ou heures et dépendent de la saison et de la position géographique, ce qui ajoute des contraintes optiques importantes pour estimer l'énergie et de X_{max} des EASs. Partant de ce fait, une étude détaillée de ces implications est nécessaire pour estimer les corrections.

Les simulations des EASs dans ESAF à différents conditions atmosphériques et connaissant l'efficacité de l'instrument nous permettent l'estimation de la faisabilité de la détection des EAS depuis l'espace ([GUZMAN, 2015] et [BERTAINA, 2015]). Le point de départ pour calculer les paramètres du télescope est le rapport signal sur bruit du flux de photons UV et la géométrie des traces des EAS. De plus, la reconstruction 3D des EAS dépend de la résolution temporelle (l'axe Z) et de la résolution spatiale (les axes X et Y).

2.3.1 Le champ de vue ou FoV

Le spectre général d'énergie (voir figure 1.1) montre le faible flux de rayons cosmiques de haute énergie. Il est estimé que pour des particules autour de $\approx 10^{18} \text{ eV}$ et $\approx 10^{20} \text{ eV}$ le taux est respectivement de $1 \text{ part./km}^2/\text{an}$ et de $0.1 \text{ part./km}^2/\text{siècle}$. Ce taux est tellement faible que les observatoires sur sol ont besoin d'énormes surfaces de détection (PAO : 3000 km^2 , TA : 762 km^2). En revanche, pendant les années 90, le développement d'une optique avec double lentille Fresnel sphériques a montré qu'un champ de vue assez étendu pouvait être atteint; ouvrant ainsi la voie à une observation depuis l'espace. De nos jours, la valeur du FoV de JEM-EUSO avec cette optique est de 60° . En considérant les 400 km altitude de l'orbite de l'ISS et une observation en mode nadir, JEM-EUSO couvrira une surface de $1.3 \times 10^5 \text{ km}^2$. La figure 2.4 montre les surfaces qui correspondent aux deux modes d'observation.

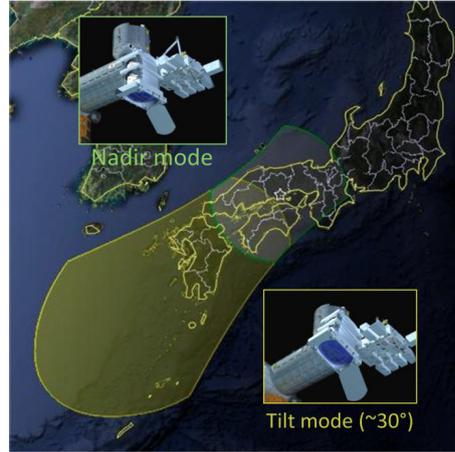


FIGURE 2.4 – Estimation de la surface qu’observerait JEM-EUSO en mode Nadir et mode Tilt à 30°.

2.3.2 La résolution spatiale

La taille d’une **EAS** dépend de l’énergie et l’angle zénith de l’axe avec lequel le rayon cosmique rentre dans l’atmosphère. Ces facteurs doivent être pris en compte pour calculer la résolution spatiale que le télescope doit avoir pour assurer la reconstruction des axes X et Y de la géométrie de la gerbe. (voir section 1.4).

Si trois particules avec une énergie de 10^{20} eV rentrent dans l’atmosphère avec un angle zénith de 30°, 60° et 75° chacune, la projection de leur **EAS** sur le plan d’observation en mode Nadir donne environ 10 km, 30 km et 100 km respectivement. Au niveau de la surface focale cela représente 5 cm, 15 cm et 50 cm respectivement. Les événements à 60° étant pris comme référence, la longueur de leur trace sur la surface focale détermine les dimensions des modules de détection ainsi que la taille des pixels qui devra être de l’ordre de 4,5 mm. Avec le choix de photomultiplicateurs multi-anodes pour capteur de lumière, on a des pixels de 3 mm de côté. Dans **JEM-EUSO** cela correspond à une résolution angulaire de 0,1° et une surface observé 0.75 km. La figure 2.5a (Figures extrait de référence [BERTAINA, 2015]) est une simulation montrant des exemples de gerbe atmosphérique sur la surface focale de **JEM-EUSO**, pour différents angles zénith où chaque carré est une module de détection.

2.3.3 La résolution temporelle de mesure de JEM-EUSO

Pour la reconstruction de l’axe Z de la gerbe il faut utiliser la résolution temporelle.

Comme on a vu dans la figure 2.5b la simulation des **EAS** avec des énergies de l’ordre de 10^{20} eV ont un temps de développement de 30 à 200 μ s, selon leurs angles zéniths.

Dans la figure 2.5b la distribution temporelle d’**EASs** à une même énergie et à différents angles zéniths, est représentée. On peut voir clairement que le temps de développement est plus grand pour un angle de 75° qu’un angle de 30°. Cependant le pic de la réflexion Tcherenkov est plus prononcé à 30°.

Ces résultats de simulation impliquent que la résolution temporelle doit être < 10 ms pour observer les pics Tcherenkov de la réflexion et de l’ordre de 10 ns pour son étudier l’énergie.

Pour le calcul de la résolution temporelle on utilise la corrélation spatial-temporelle donnée par l’équation 2.1 :

$$\delta_T = \left(\frac{\delta \cdot h_0}{c} \right) = 2.3 \mu s \quad (2.1)$$

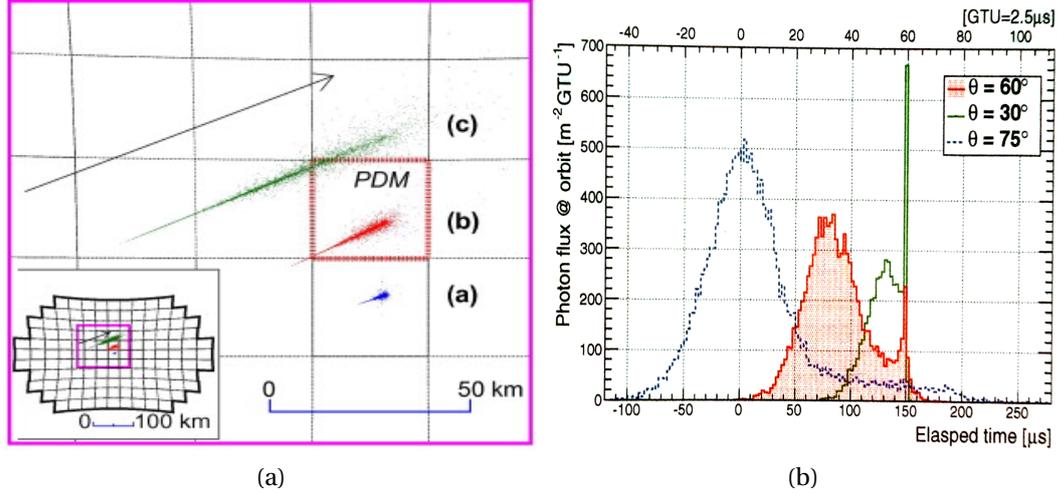


FIGURE 2.5 – (a) Simulation de la projection de trois gerbes atmosphériques ($E = 10^{20} eV$) avec un angles zénith de 30° (bleu), 60° (rouge) et 75° (vert), sur la surface focale de JEM-EUSO. (b) Distribution du développement des EAS avec une même énergie ($E = 10^{20} eV$), mais avec des angles zénith de 30° (vert), 60° (rouge) et 75° (bleu). Les graphiques ont été décalés pour les aligner sur le pic de réflexion Tcherenkov.

Où $\delta = 0.1^\circ$ est la résolution angulaire du pixel à l'altitude $h_0 = 400 km$ et c la vitesse de la lumière. Cette valeur de résolution est cohérente pour résoudre le spectre de développement temporelle des EASs et elle a dicté le choix d'un temps d'échantillonnage de $2,5 \mu s$ correspondant à l'un des paramètres essentiels de l'électronique de JEM-EUSO : la GTU (voir section 3.5.2)

2.3.4 L'ouverture et l'exposition annuelle [BERTAINA, 2015]

L'ouverture géométrique pour une EAS d'énergie E est définie par l'équation suivante :

$$A(E) = \frac{N_{trig}}{N_{sim}} \cdot S_{sim} \cdot \Omega_0 \quad (2.2)$$

Où $\Omega_0 = \pi [sr]$ est l'angle solide pour $0^\circ \leq \Theta \leq 90^\circ$, N_{trig}/N_{sim} est la probabilité de déclenchement donné par la simulation et S_{sim} est la surface simulée.

L'ouverture dépend directement du nombre de photons détectés, cela se traduit au niveau technique, en une dépendance de la puissance de focalisation, transmittance du filtrage et de la réponse de photo détection. L'ouverture est de $4 \times 10^5 \cdot km^2 \cdot sr \cdot an$ ($5 \times 10^{19} eV$)

L'exposition annuelle est définie par :

$$(Exposition - annuel) = A(E) \cdot \kappa_C \cdot \eta_0 \cdot (1 - f_{loc}) \cdot (1 [yr]) \quad (2.3)$$

Où κ_C est le rapport de l'ouverture dans le cas d'un ciel nuageux et d'un ciel clair, f_{loc} est le pourcentage de temps où les sources de lumière stables entrent dans le FoV et η_0 est la fraction de temps de travail. Le temps de travail dépend d'un seuil sur intensité du bruit de fond changeant³. [SHINOZAKI, 2013]. Ce seuil est fixé à $1500 photons \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot ns^{-1}$. pour supprimer la lumière rétro-diffusé de la lune.

3. Par exemple en conditions de nouvelle lune l'intensité de bruit UV ($300 - 400 nm$) est estimé en $500 phot \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot ns^{-1}$.

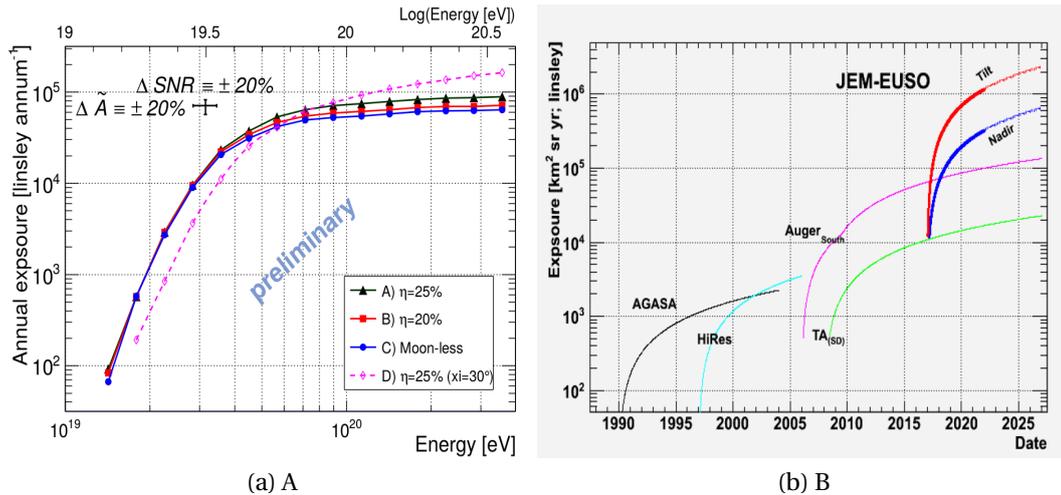


FIGURE 2.6 – (a) Courbes estimées de l’exposition annuel de JEM-EUSO pour différentes conditions de bruit de fond (dépendant de η) en mode Nadir et tilté à 30° . (b) Graphique comparatif des expositions en mode nadir en bleu, mode tilté en rouge, PAO en magenta, TA en vert, AGASA noir et HiRrs en bleu ciel.

Le graphique 2.6a montre l’estimation d’exposition annuelle pour différentes corrections η pour les modes nadir et tilté de 30° . Le graphique 2.6b montre la comparaison entre l’exposition annuelle de JEM-EUSO et celles de PAO, TA, AGASA et HiRrs.

On peut observer que la capacité de collection annuelle de JEM-EUSO est de dix fois supérieur à celle de PAO en mode Nadir.

2.3.5 La résolution temporelle de détection de photons par pixel de JEM-EUSO

Les simulations en ESAF montrent que le flux maximal de photons arrivant à la surface focale de JEM-EUSO (n_{ph}) pour la gerbe de référence est de ≈ 380 par $\text{GTU} = 2.5\mu\text{s}$. (voir pic de la courbe rouge de la figure 2.5b). Une gerbe de référence. Comme l’efficacité de détection de JEM-EUSO est exigée $\geq 12\%$, alors on attend au moins 45 photons détectés (photo-électrons (pe))⁴ par GTU. Cependant pour observer la signature de Tcherenkov pour un angle zénith de 30° on attend $680\text{ph}/\text{GTU}$ c’est à dire $\approx 81\text{pe}/\text{GTU}$, pour atteindre ce niveau de détection, un **résolution temporelle de détection de photons** doit être de $2500\text{ns}/81 \approx 30\text{ns}$.

On voudrait une résolution encore plus petite à niveau de la photo-détection puisque des empilements de deux ou plus photons et/ou impulsions à la sortie du détecteur, sont plus fréquents à résolutions larges. Comme on discutera dans la section 8.2 les empilements font perdre des coups au comptage des impulsions mais on peut profiter de l’amplitude des impulsions pour calculer la charge accumulée de manière qu’on pourra

4. Ambiguïté : Le terme photo-électron a souvent une mauvais utilisation, strictement un photo-électron est l’électron libéré par un photon par processus photo électrique au photo-cathode d’un photomultiplicateur, cette photon passe pour une amplification multiplicative (gain) de sa charge dans les dynodes d’un photomultiplicateur et finalement la charge accumulée dans l’anode, est libérée produisant un impulsion de signal. Aussi, on parle d’un photo-électron comme ce signal à la sortie du photomultiplicateur qui représente, en fait, un photon détecté. Dans le chapitre 6 on verra que statistiquement le photo-électron et l’impulsion de sortie sont près pour le cas de gain grands.

compter la charge en cas d'empilement. Calculer la charge permet améliorer la **résolution temporelle de détection de photons** puisque cela dépend que du **PMT** qui a une résolution temporelle pic-pic de < 10 ns.

2.3.6 La résolution X_{max} et la résolution énergétique

Ayant L_{RMS} comme la longueur du trace d'un **EAS** avec une valeur de $1.5^\circ - 2^\circ$, son incertitude sera :

$$L_{RMS} = L_{EAS} \cdot \frac{\sqrt{N_{EAS} + N_B}}{N_{EAS}} \approx 0.4^\circ \quad (2.4)$$

Maintenant la valeur de l'erreur statistique de $\Delta X_{max-stat}$ est calculé par l'équation :

$$\Delta X_{max-stat} \approx \left(\frac{L_{RMS}}{[rad]} \right) \cdot \frac{\sqrt{N_{EAS} + N_B}}{N_{EAS}} \cdot \left(\frac{h}{1[cm]} \right) \cdot \left(\frac{\rho_{air}}{1[g/cm^3]} \right) / \sin\theta \quad (2.5)$$

Qui a une valeur de $30 - 50 g/cm^3$ pour $\rho_{air} \approx 0.6 \times 10^{-3} g/cm^3$ et $h = 7 km$.

Cependant pour l'erreur systématique, la profondeur atmosphérique X_{max} et l'énergie sont en principe reconstruits par des algorithmes qu'utilisent **ESAF**, nommés E_{reco} et X_{max}^{reco} respectivement . Le but de ces travaux est de garantir les spécifications de **JEM-EUSO**. La dernière étude sur ces paramètres est décrite dans [**FENU, 2015**] dont un résumé est donné ci-dessous. La simulation se base sur la formulation (Greisen Ilna Lindsley) GIL , qui décrit la distribution de particules chargées au long de l'axe des **EAS** [**N. ILINA**]. Cela a comme but d'obtenir tous les cas possibles d'**EAS** que **JEM-EUSO** observera, c'est-à-dire simuler les **EAS** avec différents énergies et angles zéniths. Les valeurs de E_{reco} et X_{max}^{reco} sont obtenues grâce à la reconstruction géométrique de l'axe de la gerbe et la détermination de la position où la diffusion de la lumière Tcherenkov a lieu lorsque la gerbe atteint la surface de la Terre. Cette diffusion est nommée la signature Tcherenkov. Fenu dans l'article [**FENU, 2015**] parle de deux méthodes pour la reconstruction géométrique. La première méthode consiste à trouver les écarts temporel et spatial entre les pics Tcherenkov de la trace. Ces pics correspondent à la contribution majeure de lumière Tcherenkov d'un part et à la signature Tcherenkov d'autre part. La deuxième méthode nommée "slant depth method" est basée sur une reconstruction a priori de la direction que suit l'axe de la gerbe et la projection du X_{max} sur le **FoV**. Ensuite, comme cette valeur garde une relation avec l'énergie , il est possible de calculer cette dernière. Pour obtenir la résolution énergétique on construit une fonction de distribution dépendant de l'énergie réel E_{real} et de l'énergie reconstruite E_{reco} . La distribution de l'énergie est basée sur équation suivante :

$$\Delta E = \frac{E_{reco} - E_{real}}{E_{real}} \quad (2.6)$$

De la même façon, la fonction de distribution pour déterminer la résolution du X_{max} est :

$$\Delta X_{max-sys} = \frac{X_{max}^{reco} - X_{max}^{real}}{X_{max}^{real}} \quad (2.7)$$

Les deux distributions sont traitées comme des gaussiennes dont l'écart-type sera la résolution.

La résolution énergétique s'améliore avec l'accroissement de l'énergie quelque soit la méthode utilisée. Selon l'article cité, la résolution énergétique passe de 20% pour des énergies de $5 \cdot 10^{19} eV$ à 5 - 10% pour énergies de $3 \cdot 10^{20} eV$. De même pour la résolution

X_{max} qui passe de $\pm 120 \text{ g/cm}^2$ pour la méthode slat depth et $\pm 100 \text{ g/cm}^2$ pour la méthode Tcherenkov à $\approx 50 \text{ g/cm}^2$ pour les deux méthodes à $3 \cdot 10^{20} \text{ eV}$

Bien qu'avec la méthode slat depth, la résolution de X_{max} s'améliore avec l'angle zénith, la détection de la signature Tcherenkov donne une meilleure reconstruction de X_{max} et de l'énergie. Fenu suggère donc de combiner les méthodes selon le type de gerbe puisque certaines ne présentent pas de diffusion Tcherenkov. La conclusion de cet article est : quelque soient l'énergie et l'angle zénith utilisé dans la simulation la résolution énergétique est de 30% et la résolution X_{max} est meilleur que les 120 g/cm^2 , deux valeurs exigées pour les spécifications de JEM-EUSO.

2.3.7 Le Processus de déclenchement ou Philosophie de Triggers

Un processus de déclenchement est la solution à plusieurs contraintes qu'on peut trouver lors d'une détection. Dans le cas de JEM-EUSO on expliquera successivement, les raisons principales de la nécessité d'avoir un système de déclenchement :

- Le taux de données que génère la surface focale du télescope JEM-EUSO s'estime à 142 GB/s mais le taux de téléchargement de données vers la base au sol est de 3 GB/jour . La réduction du taux est par conséquent obligatoire. Elle est réalisée grâce à une méthode de discrimination entre les événements d'intérêt et le bruit de fond.
- Le télescope JEM-EUSO est censé détecter les EASs des UHECRs mais aussi d'autres phénomènes luminescents de l'atmosphère. Ces phénomènes ont des intensités et des durées différentes de celles des EASs. Le tableau 2.1 montre les principaux phénomènes ainsi que leur périodicité et durée.

objectif	région	fréquence	taille	duré	zone du spectre	énergie
météores	atmosphère	5-100 par heur	$\approx 0.5\text{-}2 \text{ m}$	$\approx 0.5\text{-}3 \text{ s}$	violet-rouge	variable
Lightning	troposphère	3 min	1-5 km	$\approx 0.1 \text{ s}$	violet-rouge	10^{12} W
Sprites	mesosphère	inconnu	1-5km	$< 10 \text{ ms}$	rouge	10^7 W
Jets	stratosphère	inconnu	$> 10 \text{ km}$	$\approx 0.4 \text{ s}$	bleu	10^4 W
Elves	troposphère	inconnu	$> 10 \text{ km}$	$< 1 \text{ ms}$	rouge	inconnu
Noctilucent	mesosphère	très variable	$> 10 \text{ km}$	heurs	solaire	inconnu
Auroras	mesosphère	variable	$> 100 \text{ km}$	min-heurs	violet-rouge	10^{10} W
débris spatiaux	atmosphère	5 par jour	$\approx 0.5\text{-}2 \text{ m}$	$\approx 0.5\text{-}3$	violet-rouge	variable

TABLEAU 2.1 – Quelques caractéristiques de différents objectifs secondaires du télescope JEM-EUSO.

Pour étudier ces autres événements, l'instrument JEM-EUSO devra adapter sa sensibilité en fonction du rapport signal sur bruit, où certaines de ces sources joueront le rôle de bruit de fond dépendant de la cible à mesurer. Par exemple l'airglow de la troposphère est considéré comme une source de bruit de fond durant la mesure d'EAS.

Le bruit de fond peut également changer selon la région géographique. Tel est notamment le cas de l'anomalie de l'Atlantique sud (AAS). Dans cette région, l'activité de radiation est plus élevée et des interactions peuvent générer des photons UV sur le chemin optique du télescope contribuant au bruit de fond à hauteur de 1% [BERTAINA, 2015].

L'évolution des phases lunaires produit aussi un changement constant mais lent du bruit de fond de base.

Une autre source de bruit pourrait être l'antropo-activité (lumière produites par l'activité humaine telle que les villes, les mines, etc). Selon les discussions de [BERTAINA, 2015], l'activité humaine ajoute environ 1% au bruit de fond UV ce qui est faible voir négligeable, sauf lorsque la sensibilité du télescope est utilisée à sa capacité maximale.

Les sources de bruit de fond plus constant seraient l'airglow, la lumière des étoiles et des planètes qui se réfléchit sur le sol et la lumière de la lune. Les considérer constants ou variables dépendent de la durée du phénomène à étudier.

- Comme on le verra dans la section suivante, la surface focale du télescope utilise comme détecteurs des MAPMTs. Le fonctionnement des MAPMT s est limité par le débit de courant anodique. Ce courant dépend du nombre de photons collectés par unité du temps, c'est-à-dire qu'une exposition soudaine à un flux élevé de lumière pourrait endommager les PMT de façon permanente. Un système de protection agissant rapidement sur l'alimentation haute tension des MAPMTs, est donc nécessaire. Il convient également de ne pas arrêter toute la capacité de détection de la surface focale lorsqu'une région est affectée par un événement très lumineux. Donc, ce système de protection doit permettre d'éteindre uniquement les zones concernées et les rallumer une fois le danger passé.

En résumé, la grande quantité de données générées par la surface focale, l'adaptation de la sensibilité de l'instrument pour garder un rapport signal sur bruit raisonnable pour la mesure et finalement, la nécessité d'un système de protection en cas d'événements trop lumineux entraînent la nécessité de concevoir un système hiérarchique qui trie les événements mesurés pour déclencher l'enregistrement, gérer les paramètres de l'instrument ou activer une alarme. Ce système de tri est appelé trigger, il possède plusieurs niveaux.

Les tâches du système de trigger

Les principales fonctions du trigger sont :

- diminuer le taux de transmission de données. Pour cela il faut d'abord, discriminer le signal provenant de photons du bruit électronique. Ensuite, il faut séparer les événements correspondant à des phénomène d'intérêt de ceux étant du bruit de fond UV.
- Envoyer l'alerte pour déclencher l'enregistrement des données lorsqu'un événement d'intérêt est identifié.
- Envoyer les alarmes pour le changement de sensibilité de l'instrument. La méthode consiste à changer certains paramètres tels que le gain des MAPMT s, les gains de pré-amplification au niveau de l'électronique de front-end, régler le seuil de discrimination du signal analogique, adapter le temps d'échantillonnage (GTU), et/ou le temps d'évaluation entre les niveaux de triggers.
- Prévenir d'un risque d'endommagement des MAPMT s, pour que l'alimentation de la haute tension soit réduite ou éteinte.

La conception de la structure de fonctionnement

Le système de trigger est passé par plusieurs évolutions au cours des ans. La première difficulté réside dans la répartition des fonctionnalités de tri dans les différents éléments

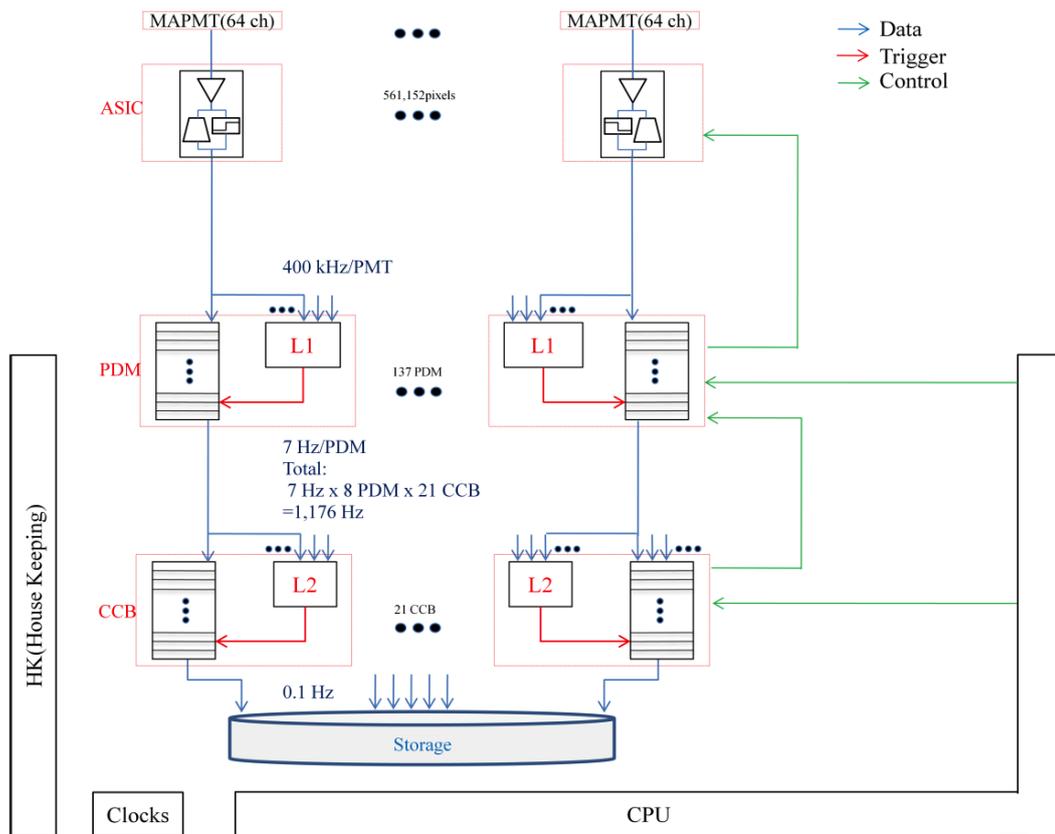


FIGURE 2.7 – Schéma général du système de déclenchement de l'instrument **JEM-EUSO** : les trois niveaux de Trigger se retrouvent dans les ASICs, la PDM-B (section : 4.3.2) et le CCB (section : 3.5.3). Les lignes bleues correspondent aux données, les rouges aux alertes de trigger qui autorisent la transmission des données à l'étape suivante jusqu'à l'autorisation d'enregistrement. Les lignes vertes correspondent aux commandes pour gérer les paramètres du système de déclenchement et d'alimentation selon le résultat des évaluations à chaque niveau.

de la chaîne d'électronique La version qui est en vigueur pour **JEM-EUSO** et qui sera utilisé pour la prochaine mission SPB-EUSO est basé sur trois niveaux de triggers nommés L0, L1 et L2.

Description des niveaux de triggers

Les niveaux de triggers sont classifiés comme L0, L1 et L2.

Trigger L0 il permet de faire la distinction entre les pulses d'un signal issus de photons et de ceux du bruit électronique. Pour cela, le signal analogique est discriminé grâce à un seuil réglable au niveau d'un ASIC qui sera décrit dans la section 4.3.2. Il est formé par deux étapes :

- Photo Trigger : Il s'agit de la discrimination des signaux analogiques. Pour le réglage de celui là, on utilise un seuil qui permet de détecter des charges à partir du tiers de la charge d'un signal de photo-électron. C'est un discriminateur très rapide de l'ordre de la *ns*. Ainsi l'électronique impliquée doit travailler à une fréquence très élevée.
- Counter ou Comptage : Lorsque le signal est trié et numérisé, l'électronique

procède au comptage par période d'un GTU et par pixel, le résultat est envoyé au niveau suivant de l'électronique en paquet de 8 bits/GTU/ pixel.

Trigger L1 Le **Persistent Track Trigger (PTT)** est un algorithme qui a par but de trier les coïncidences spatial-temporelle sur de périodes courtes de temps. Il reçoit le comptage de coup par pixel et il les somme pour une matrice de 3x3 pixels appelée cellules. La somme se fait en périodes de P consécutives GTUs (2 à 5). Lorsque la somme dépasse un seuil S, il se déclenche l'alerte vers L2. Ce seuil est réglable selon les conditions de mesure comme le niveau de bruit de fond. A propos de la configuration de cellules, chaque pixel appartient à plusieurs cellules, soit au centre ou sur le bord de leurs propre MAPMT. C'est-à-dire virtuellement les cellules se superposent entre elles. Les pixels au bord des MAPMT ne sont jamais centre de cellules, parce que les cellules sont confinées par MAPMT. Alors un MAPMT qui a 8x8 pixels aura 36 cellules. Les paramètres de l'algorithme sont : N, P et S. Il y a deux modes de fonctionnement pour L1, ceux que l'utilisateur peut choisir. Le mode manuel qui permis à l'utilisateur changer les trois paramètres N,P et S. Le mode automatique qui autogère les valeurs de N et S en fonction du bruit de fond afin de maintenir le taux de déclenchements sur les événements faux (≈ 1 Hz per EC) Le paramètre P reste fixé pour l'utilisateur à 1, 2 et 5 pour EUSO-TA, EUSO-Balloon et JEM-EUSO respectivement. Pour JEM-EUSO s'estime que ce trigger a un facteur de réduction de 10^{-3} en le taux de transmission d'information en bits. Ce niveau de trigger est installé dans le composant FPGA du PDM-B (voir section 4.3.2).

Trigger L2 ou Linear Track Trigger (LTT) : il recherche les événements persistants sur un long période. Ce niveau de algorithme de trigger est installé dans le CCB (voir section 3.5.3) et il gère les données à une fréquence de 56 Hz. L'algorithme tourne sur les triggers L1. Si ceux-là persistent dans la matrice de pixels pendant N_2 GTUs (dizaines de GTU), le trigger L2 se déclenche et démarre le enregistrement des 128 GTU, où toutes les données impliquées au calcul du déclenchement sont considérées dans l'enregistrement. Ce niveau de trigger aura aussi un facteur de réduction de environ 3×10^{-3} .

Le Trigger pour la haute tension Afin de protéger les MAPMT, le flux doit se maintenir en dessous de 100 photo-électrons par GTU et par pixel. Lorsque le FPGA détecte un excès pendant un ou deux GTU, il enverra une commande d'arrêt ou de diminution de la haute tension des MAPMT (HVPS-switch).

2.3.8 La chaîne de détection du télescope JEM-EUSO

Dans cette section nous allons nous intéresser à la chaîne de détection d'une façon générale. Les chapitre suivants fourniront plus de détails, en particulier sur la caméra UV.

Optique de JEM-EUSO

JEM-EUSO est une télescope réfractif dont l'optique est formée par trois lentilles circulaires de Fresnel de 1,5 m de diamètre. La configuration optique donne une ouverture de $f/1$ (voir schéma 2.8) permettant obtenir une tâche d'Airly de 2,5 à 5 mm.

Les lentilles sont construites avec un polymère nommé Poly(MethylMethAcrylate) (PMMA). Ce matériel facilite la délicate fabrication des fins canaux usuels des lentilles de Fresnel. Par ailleurs, le PMMA est léger, résistant aux déformations dues aux vibrations et/ou changements brusques de température. Ces qualités sont très importantes pour les missions spatiales.

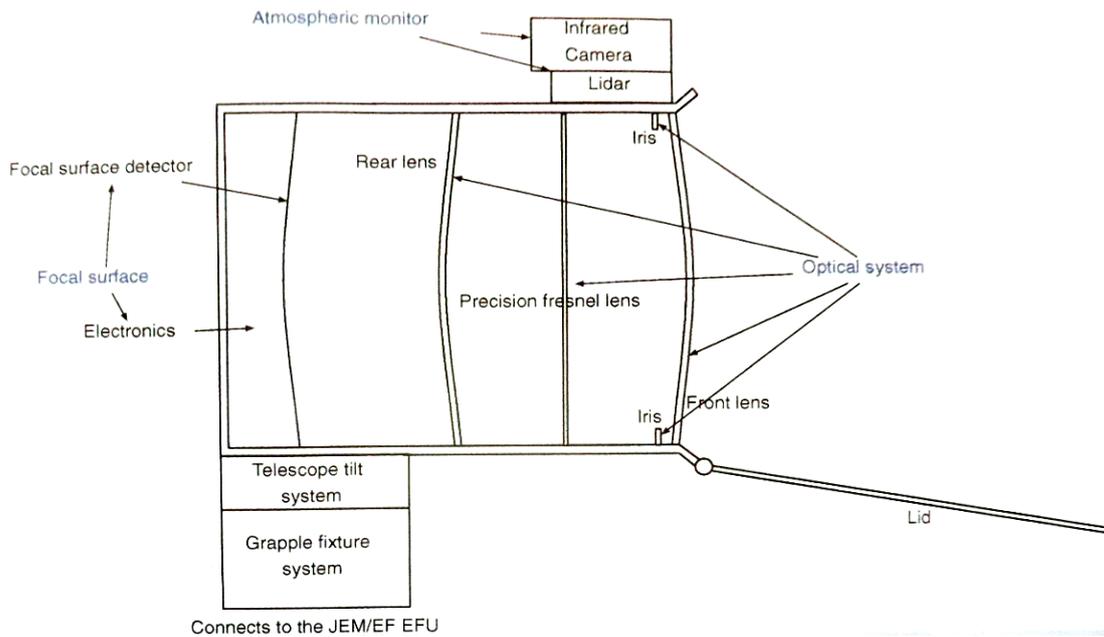


FIGURE 2.8 – Le schéma montre la disposition des lentilles de Fresnel et de la surface focale. Il montre aussi la position de la caméra infrarouge et de Lidar qui sont utilisés pour la surveillance atmosphérique. Dans la partie inférieure s’observe le système de tilt.

La première lentille a une double courbe de Fresnel, située à l’extérieur. Partant de ce fait, elle est protégée des atomes d’oxygène libres dans l’espace par une couche de Cytop [Amorphous fluoropolymer cytop [GLASS]]. La deuxième lentille est une combinaison d’une lentille de Fresnel et d’une lentille diffractive dont le but est de réduire le facteur de vignettage et l’aberration chromatique. Cette dernière est due à l’indice de réfraction du PMMA pour des longueurs d’onde entre 290 à 420 nm. La troisième lentille est une double lentille de Fresnel; son rôle est de focaliser la lumière sur la surface focale.

Leur conception et usinage est à la charge de RIKEN, qui dispose d’une machine qui taille le PMMA, avec une résolution de taille de canaux de 0.5 à 1 mm.

La surface focale de JEM-EUSO

La surface focale est constituée de 137 PDMs (Photo Detector Module), elle est placée dans le point focal de l’optique réfractive, elle a une forme sphérique avec un rayon de courbure de 2505 mm et un diamètre de presque 2,5 m.

Chaque PDM est une unité basique de détection formée par 36 MAPMT de 64 pixels de 3 mm. Le MAPMT a pour fonction de transformer les photons en photo-électrons et de multiplier ces derniers par un gain de 10^6 , environ, dans son mode de détection de photons individuels. Les MAPMT sont regroupés par 4 pour former une unité appelée Elementary Cells (EC-Unit). Chaque cellule est alimentée en haute tension par un convertisseur Cockroft-Walton (CW) qui peut changer les valeurs de tension afin de gérer les gains des MAPMTs, selon les paramètres de mesure (Chapitre 7 de [BLAKSLEY, 2013]). Le PDM comporte également une électronique de front-end qui a comme tâches principales la discrimination des signaux analogiques provenant des MAPMT, L0, la numérisation des données et le trigger L1. Ces principaux éléments sont des circuits intégrés ASIC et FPGA. Chaque ASIC est associée à un MAPMT et assure la discrimination des signaux analogiques issus des 64 canaux des MAPMTs avec une résolution de 10 ns. Puis elle assure le

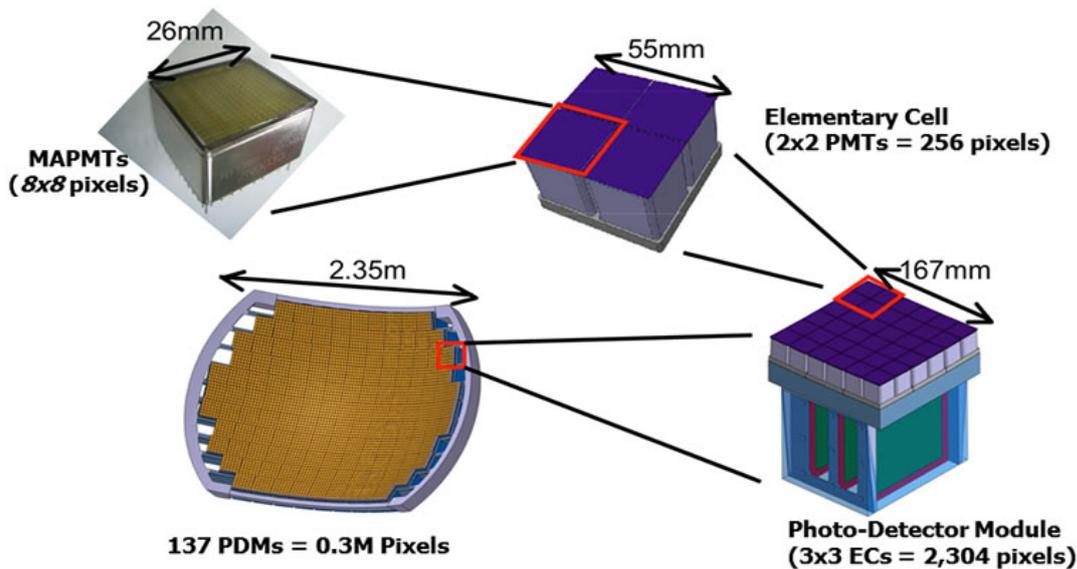


FIGURE 2.9 – La figure montre les composants et sous-modules que forment la surface focale de JEM-EUSO. La surface focale a 137 PDM, chaque PDM est formé pour 9 EC-Units, chaque EC-Unit a 4 MAPMT s et chaque MAPMT a 64 pixels.

comptage des photo-électron **Single photon Counting (SPC)** et la numérisation des données par pixel et par **GTU**. A la sortie des ASIC le taux de données est de $576 - bit/GTU$ qui correspond à $\approx 142 GB/s$ pour l'ensemble de PDMs de la surface focale.

La deuxième partie de l'électronique de front-end, est une carte électronique FPGA ou PDM-Board qui sera décrite dans le chapitre 4.4.3 mais dont on peut dire qu'elle assure le trigger L1 et l'interface avec de nombreux éléments de la chaîne d'électronique.

La PDM-Board transmet les données vers le **CCB** à un taux de $0.94 GB/s$ ou $7 Hz/PDM$ après d'avoir appliqué le trigger L1, ce qui correspond à un facteur de réduction de 10^{-3} .

Processeur de données (DP)

Le **DP** est le centre d'analyse des données en temps réel. Il gère les paramètres de l'instrument, et génère les consignes de mesure, de sécurité et de stockage. Dit autrement, il est le cerveau de l'instrument. Il est constitué de plusieurs éléments.

Cluster Control Board CCB Cette carte est le lien entre l'ensemble du **DP** et le **PDM** (via la PDM-Board) Il y aura entre 18 et 20 **CCBs** qui ont comme tâche principale le niveau de trigger L2. Chaque **CCB** s'occupe des l'analyses des données transmises par ≈ 8 **PDMs** et fournit de données à un taux de $0.5 Hz$ ou $7,9 MB/s/CCB$.

Le système de trigger complet permet de réduire les $142 GB/s$ générés pour la surface focale à $3 GB/jour$. Le graphique 2.10 résume clairement les composants et la réduction de taux de données à chaque niveaux de la chaîne de détection.

Clock Board (CLKB) Cette carte est le composant du DP qui génère et distribue les horloges de fonctionnement telles que le System Clock de $40 MHz$ et le **GTU** clock de $400 kHz$. Il s'occupe aussi de la synchronisation avec l'électronique de la surface focale et le DP. Le **CLKB** génère aussi et reçoit le contrôle de temps d'acquisition. Étant connecté au système **Global Positioning System (GPS)** il mesure le temps d'arrivée

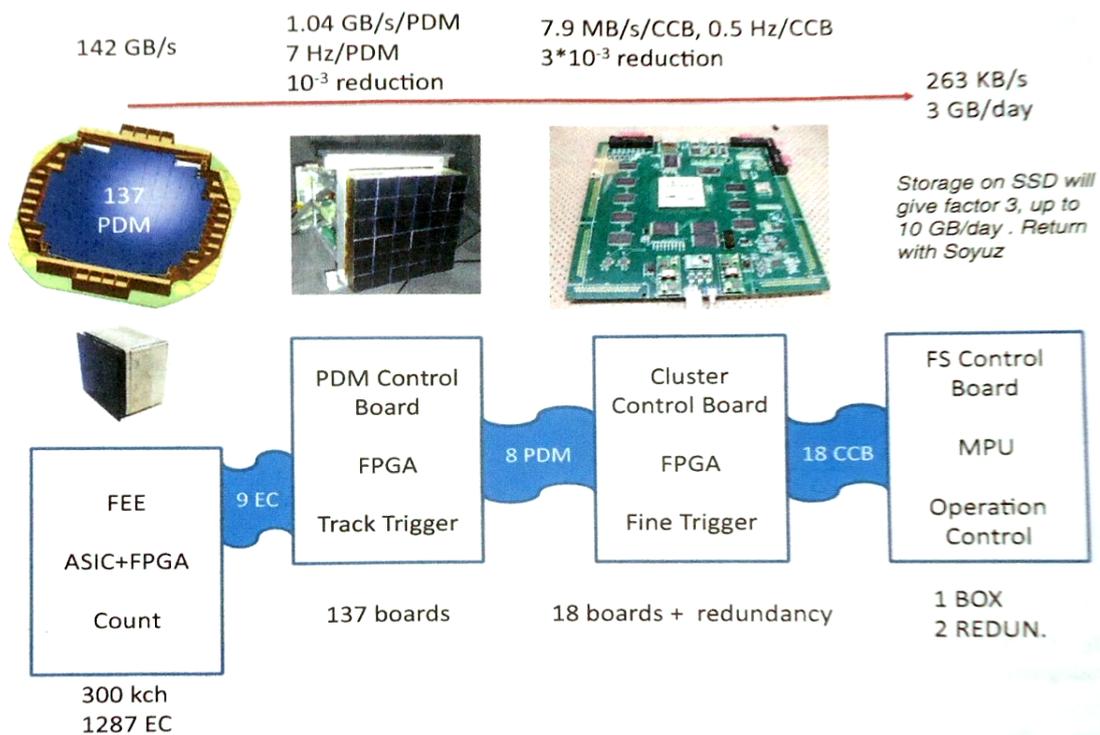


FIGURE 2.10 – Schéma illustrant la réduction du taux de données : la surface focale formée par 137 PDMs ou 4932 MAPMT s produit 142 GB/s, les 137 PDM-Boards applique le trigger L1 qui réduit le taux de données d'un facteur 10^{-3} , ensuite les données sont transmises aux 18 CCBs qui traitent l'information de 8 PDMs chacun. Ils appliquent le trigger L2 aux données et les réduisant d'un facteur 3×10^{-3} avant de les envoyer au Central Processing Unit (CPU) pour son stockage selon le type d'événement mesuré.

des événements et gère le signal du trigger L2 envoyé par le CCB.

IDAQ Le data handling ou (IDAQ) est l'interface entre les CCB et le CPU. Il a comme tâche la collection des signaux envoyés par 20 CCBs et leur transmission au CPU à travers un bus PCI.

CPU Le CPU est équipé d'un processeur de 100 MHz, il s'occupe de gérer de façon générale toute l'expérience à une vitesse plus lente que celle du PDM Board (PDM-B) et du CCB, puisque il est la dernière étape de la chaîne de détection. Il gère les alarmes et contingences en temps réel. Les commandes qu'il génère sont le résultat d'une analyse qui prend en compte tous les facteurs (conditions et paramètres de la mesure, la sécurité, l'état de l'instrument, etc). Il a une grande autonomie qui nous permet de simplifier les gestions de commandes depuis la base au sol. Ses principales fonctions sont :

- Gérer le stockage de données en façon périodique.
- Gérer le slow-control de 1553 commandes (1Mb/s).
- Gérer les états d'acquisition.
- Contrôler l'information fournie par le HK.
- Distribuer les commandes issues de la base au sol.
- Gérer les contingences en temps réel.
- Gérer la calibration périodique.
- Contrôler l'alimentation de tous les systèmes.
- Générer les paramètres d'acquisition selon l'état de l'instrument.

Housekeeping (HK) Cet élément s'occupe de distribuer les commandes vers les détecteurs. Ces commandes sont de deux types, soit cycliques soit ponctuelles. Le HK est lié au CPU, il collecte la télémétrie et surveille en temps réel l'état de la mesure et de l'instrument, optimisant de cette façon les paramètres d'observation, autrement dit ces fonctions permettent au CPU de faire de prédictions pour l'acquisition et la génération de commandes.

Stockage

Les données sont transmises de JEM-EUSO à l'ISS à travers un protocole Ethernet où elles sont sauvegardées périodiquement. Le stockage est d'environ 10 GB/ *jour* dont 3 GB sont transmis à la base au sol utilisant le Tracking and Data Relay Satellite (TDRS). Les données restantes sont sauvegardées dans un disque dur local. Ces données sont rapatriées sur Terre par la navette Soyouz ou Dragon lors de ses voyages de retour. Un taux de 5 TB/6 *mois* est attendu. Les données à transmettre au sol par le TDRS sont :

- Rayons cosmiques détectés.
- TLE's, information d'éclairage
- L'information du HK
- Alarmes
- Calibration

2.3.9 Le système de surveillance atmosphérique

Connu en anglais sous le nom d'Atmospheric monitoring (AM) il consiste en une caméra infrarouge qui étudie les conditions atmosphériques tels que les nuages, l'altitude et la profondeur optique, données importantes pour la caractérisation des EAS.

2.4 Pathfinder

Pour la validation de la phase B du projet [JEM-EUSO](#) un test complet de la technologie envisagée est nécessaire. Voilà pourquoi, une série d'expériences sont mises en œuvre. Ayant de cette manière un vecteur d'évolution et d'amélioration permanent des différents composants du télescope.

2.4.1 EUSO-Balloon

Il est le premier prototype de [JEM-EUSO](#) avec la chaîne complète de détection équivalente à un [PDM](#) envisagée pour la surface focale du télescope [JEM-EUSO](#). Sa mission de vol a eu lieu le 24 d'août de 2014 à Timmins Ontario Canada. Il a atteint l'objectif de mesurer le bruit de fond UV dans de conditions proches de celles de [JEM-EUSO](#), en effectuant un vol à 40 *km* d'altitude pendant 5 heures sous une pression atmosphérique de 3 *mbar* et des températures descendant jusqu'à -30°C.

De plus, durant 2 heures, un hélicoptère a volé en dessous du ballon à une altitude de 3 *km*. Il était équipé d'un système de lasers permettant de simuler une gerbe atmosphérique que l'instrument a pu détecter.

Cette mémoire est dédiée principalement à cet instrument qui sera décrit dans les deuxième et troisième parties.

2.4.2 EUSO super pressure balloon (EUSO-SPB)

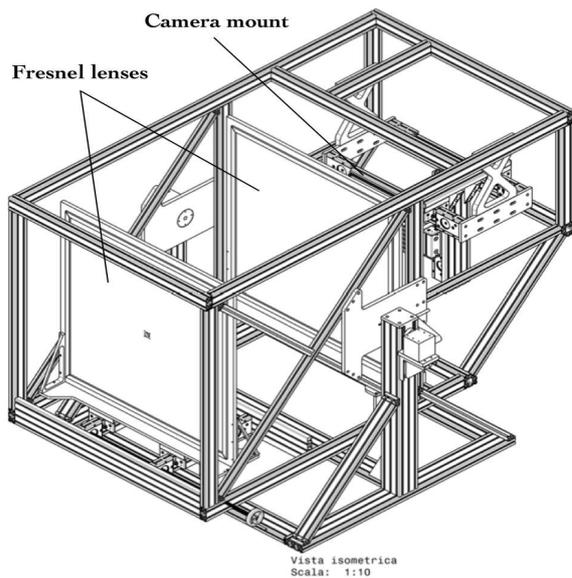
De même que EUSO-Balloon, ce télescope est formé d'un seul [PDM](#). Celui-ci a néanmoins bénéficié d'améliorations à différents niveaux, comme conséquence des conclusions tirées du premier ballon. Son vol aura lieu depuis la Nouvelle Zélande au printemps 2017 et il s'effectuera autour de l'Antarctique à $45 \pm 10^\circ$ latitude sud. Son objectif principal est la détection de gerbes cosmiques qui n'ont pas été observées lors du premier vol à cause du court temps d'exposition. Les travaux de simulation estiment la détection en environ 10 événements pendant les 34 jours de vol. Ce vol sera également l'occasion de valider les algorithmes trigger en conditions réelles. Deux périodes de lune nouvelles seront nécessaires pour atteindre ce but. Il est envisagé d'utiliser un avion équipé du même système de lasers que l'hélicoptère lors du premier vol pour simuler des rayons cosmiques.

2.4.3 EUSO-TA

Placé dans le même champ que Telescope Array en Utha USA, c'est un télescope constitué d'un [PDM](#) identique à celui d'EUSO-Balloon qui a pour tâche la surveillance du ciel avec une inclinaison et un champ de vue $\pm 6^\circ$. Il est synchronisé avec les télescopes de [TA](#) dont il utilise le système de déclenchement. Les premières mesures réalisées en 2015 ont été un succès puisqu'il a été démontré la possibilité de détecter des gerbes atmosphériques (référence [[MACKOVJACK, 2015](#)]) Son intégration a été principalement dirigée par les équipes Japonaise et Américaine de la collaboration, avec le soutien des laboratoires Européens lors des campagnes de prise de données.

2.4.4 K-EUSO

K-EUSO est une mission spatiale dirigée par l'équipe Russe qui sera mise en œuvre en 2018 et dont l'installation est prévues à l'horizon 2019 sur le module Russe MRM-1 de l'[ISS](#). Son principal objectif est la détection de gerbes atmosphériques de rayons



(a) A



(b) B

FIGURE 2.11 – (a) Schéma optique d'EUSO-TA. (b) Photographie du télescope EUSO-TA en Utha USA.

cosmiques de $5 \times 10^{19} eV$. Le transport sera fait via un Soyuz et l'installation sera effectuée par le Progress cargo (le Extra-Vehicular-Activity). Il aura une exposition annuelle de $10^4 km^2 \cdot sr$, légèrement supérieur à celui de PAO. Il utilisera une surface focale formée de $1.45 m^2$ c'est à dire 52 PDM EUSO. Son champ de vue sera de $\pm 14^\circ$. La principale différence avec JEM-EUSO outre le nombre prévu de PDM, est l'optique réflective (celui de JEM-EUSO est réfractive) avec l'utilisation d'un miroir modulaire de $1.4 m$ de diamètre.

2.4.5 Mini-EUSO

Mini EUSO est la première expérience spatiale parmi les prototypes de JEM-EUSO. Il est formé d'une optique réfractive de deux lentilles de Fresnel de $25 cm$ de diamètre, il a une surface focale d'un PDM identique à celle de EUSO-SPB. Donnant de cette manière un champ de vue de 19° . Il sera installé dans la fenêtre du module russe de l'ISS, le Zvezda. D'où il observera la Terre en mode Nadir.

Ses objectifs principaux sont de faire une carte à haute résolution dans le canal UV de la Terre, de faire une étude de la composition chimique de la mésosphère, une étude de la lumière des airglow, les TLE, les météores et météorites. Bien sûr, la détection de certaines gerbes cosmiques reste un objectif, de même que la possibilité des premiers pas vers la détection de débris spatiaux. Son fonctionnement est pour l'horizon 2017-2018.

2.5 Conclusions

Il paraît clair que JEM-EUSO sera le digne successeur (ou au moins complément) de PAO et de TA puisqu'il devra permettre de détecter une grande quantité de rayons cosmiques de très haute énergie ($> 10^{19} eV$). Ceci sera rendu possible par un télescope équipé de lentilles de Fresnel avec un grand champ de vue permettant de couvrir une surface de $1.3 \times 10^5 km^2$ en mode Nadir plus de 40 fois celle de PAO. La surface de détection de la

caméra UV de ce télescope aura une résolution spatiale et temporelle de 0.1° et $2.5 \mu\text{s}$ respectivement.

Le développement d'un tel instrument doit être précédé de la réalisation d'une série de prototypes et de pathfinders (démonstrateurs) pour vérifier la validité des concepts scientifiques, les choix technologiques et les algorithmes de déclenchement entre autres choses. Le démonstrateur EUSO-Ballon est le premier d'entre eux à avoir permis une grande avancée dans la validation du concept de JEM-EUSO comme le montreront les chapitres suivants.

2.6 Références

- BERAT, C. 2010, «Esaf : Full simulation of space-based extensive air showers detector», *Astroparticle Physics*, vol. 33. [46](#)
- BERTAINA, M. 2015, «Jem-euso observational technique and exposure», *Experimental Astronomy*, vol. 40. [47](#), [48](#), [49](#), [50](#), [53](#), [54](#)
- BLAKSLEY, C. 2013, «Characterization of multi-anode photomultiplier tubes for jem-euso», *Thèse de doctorat de l'Université Paris Diderot-Paris 7*. [57](#)
- FENU, F. 2015, «Performance of jem-euso : energy and x_{max} reconstruction», *Experimental Astronomy*, vol. 40. [52](#)
- GLASS, A. [57](#)
- GUZMAN, A. 2015, «Jem-euso observation in cloudy conditions», *Experimental Astronomy*, vol. 40. [48](#)
- JEMEUSO, C. [46](#)
- MACKOVJACK, S. 2015, «Night time measurement of the uv background by euso-balloon», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. [61](#)
- N. ILINA, N. P. V., KALMIKOV. «Cerenkov radiation and parameters of extensive air showers», *Soviet Journal of Nuclear Physics-Ussr*, vol. 55. [52](#)
- OLINTO, A. 2015, «Jem-euso science», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. [45](#), [46](#)
- SHINOZAKI, K. 2013, «Estimated exposure of uhocr observation by the jem-euso mission», *The 33th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Rio de Janeiro, Brasil*. [50](#)

Chapitre 3

La mission EUSO-Balloon

*« Tout obstacle renforce la
détermination. Celui qui s'est fixé un
but n'en change pas. »*

Leonardo De Vice

3.1 Introduction

Ce chapitre traite des objectifs de la mission EUSO-Balloon, ainsi que de la conception et de la mise en œuvre des instruments impliqués. Ce projet, sélectionné par le [Centre National d'Études Spatiales \(CNES\)](#), a été développé entre septembre 2011 et août 2014 au sein de la collaboration internationale de JEM-EUSO.

Les groupes du Laboratoire d'Astroparticules et Cosmologie (APC/IN2P3, université Paris Diderot Paris VII), du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL/IN2P3, université Paris Sud XI) et de l'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP/INSU, université Paul Sabatier Toulouse III) ont été les principaux responsables du développement et de l'intégration de la charge utile, en collaboration étroite avec les autres instituts membres de la collaboration JEM-EUSO. Le vol du ballon a été prise en charge par le [CNES](#).

La charge utile consiste en un télescope incluant une caméra UV fonctionnant dans la gamme de 290 à 430 nm de longueur d'onde et d'une optique de Fresnel. La résolution spatiale (ou angulaire) et temporelle du télescope doivent permettre la reconstruction géométrique des gerbes cosmiques qui se développent sur quelques dizaines de kilomètres sur une durée s'étendant de 30 à 150 μ s. En complément, une caméra infrarouge (IR) indépendante est installée pour étudier les conditions météorologiques durant le vol (présence et structure des nuages en particulier).

L'instrument EUSO-Balloon a été le premier prototype du télescope JEM-EUSO doté d'une chaîne de détection complète. Le fonctionnement de l'ensemble a été testé lors d'un vol à 40 km d'altitude pendant une durée de 5 heures, permettant ainsi de soumettre l'instrument à des conditions extrêmes (-70°C à 25°C , 3 mbar) proches de celles de la stratosphère. Le lancement du ballon s'est effectué depuis la base de ballons stratosphériques de Timmins (Ontario, Canada) sous la responsabilité partagée du [CNES](#) (France) et de l'[Agence Spatiale Canadienne \(ASC\)](#).

Dans un premier temps, les objectifs de la mission seront exposés. Dans un deuxième temps, l'organisation du projet sera décrite. Ensuite, nous traiterons du déroulement du projet, de la conception générale de l'instrument ainsi que la description détaillée des principaux sous-systèmes. L'avant-dernière section sera dédiée à la campagne de vol et finalement on donnera les conclusions relatives à la mission.

3.2 Les objectifs de la mission

Comme tout pathfinder d'une mission spatiale, EUSO-Balloon a des objectifs liés au niveau d'avancée scientifique et technique (Technical Readiness Level) de JEM-EUSO. Ils ont été clairement stipulés dès la rédaction de la proposition au CNES, avec par ordre de priorité :

1. Le projet doit être un démonstrateur de technologies : le but est de prouver la validité du concept et de valider la technologie dans des conditions proches de celles de l'espace (40 km d'altitude)
2. L'instrument doit mesurer le bruit de fond UV (pour différents albédos)
3. L'instrument doit détecter des événements physiques (réels ou simulés)

Tous ces objectifs tendent à la validation du principe de détection des EAS dans le cadre du projet JEM-EUSO.

Le premier point, qui a une priorité de niveau A, vise la validation des choix technologiques typiques à JEM-EUSO :

- Surface de détection formée d'une matrice de photomultiplicateurs multi-anodes alimentés par une alimentation Haute Tension personnalisée et incluant un système de réduction de la tension et de protection des MAPMTs.
- Electronique frontale permettant le comptage des photo-électrons pendant une fenêtre d'une GTU.
- Chaîne d'acquisition incluant des FPGAs, un CPU, un GPS, des horloges précises, un monitoring centralisé des éléments, etc. Le tout devant fonctionner dans des conditions extrêmes de température et pression.
- Système de déclenchement hiérarchisé permettant la détection des événements aussi éphémères que les EAS.
- Système optique incluant des lentilles de Fresnel de haute résolution.

L'ensemble de ces choix doit aboutir à un instrument permettant une mesure du bruit de fond UV, jamais réalisée depuis la stratosphère. C'est l'objectif scientifique principal. Il nécessite la capacité de détection des photons uniques issus du fond UV du ciel ayant pour origine les phénomènes atmosphériques et la réflexion sur la surface terrestre de la lumière de sources spatiales. Cette mesure précise du bruit de fond pour différents albédos (forêt, montagne, désert, eau...) et avec un champ de vue par pixel similaire à JEM-EUSO est une condition nécessaire pour le réglage fin des algorithmes de déclenchement pour la détection des gerbes à partir de $10^{18} eV$.

A ces deux objectifs principaux complémentaires s'ajoute un troisième moins prioritaire qui est la reconstruction d'une trace liée au passage d'un rayon cosmique ou équivalent. Il a été en effet envisagé d'avoir la première détection des EAS depuis la stratosphère. Néanmoins la courte durée d'exposition (vol d'une nuit) entraîne une probabilité infime de détecter une EAS : $1 \text{ part./km}^{-2} \cdot \text{ans}^{-1}$ pour des énergies au-delà de $10^{18} eV$ (voir section 1.2). Pour augmenter les chances de détecter une trace, une simulation des

gerbes cosmiques en utilisant un flash laser a été intégrée à la campagne. L'idée est de détecter des traces transitoires de lumière issues de l'induction produite par un flash laser tiré depuis un hélicoptère suivant la trajectoire du ballon (voir chapitre 3.6).

3.3 Organisation du projet

La mission EUSO-Balloon a été proposée par le groupe Français de la collaboration [JEM-EUSO](#) formé par les laboratoires suivants : APC, LAL, IRAP. Elle a été soutenue par la collaboration JEM-EUSO, dès le début, tant dans l'organisation que dans la définition et la construction de tous les sous-systèmes. De son côté le [CNES](#), en plus de superviser le projet lors de toutes les phases, a géré la campagne de vol, le système de communication en vol et le transport de la charge utile.

La figure 3.1 donne l'organigramme du projet. A la demande du [CNES](#), de nombreuses responsabilités ont incombé à des membres des laboratoires Français de la collaboration pour faciliter les échanges. On retrouve en particulier :

Le Principal Investigateur (PI) Le PI (Peter von Ballmoos, IRAP) définit le programme scientifique et la spécification de la mission en coordination avec la direction de [JEM-EUSO](#) (PI P. Picozza, adjoint PI T. Ebisuzaki, Coordinateur Global A. Santangelo) et le scientifique instrumentaliste de [JEM-EUSO](#) M. Bertaina.

Le Project Manager (PM) Le PM (Guillaume Prévôt (APC) qui a succédé à Sylvie Dago-ret, LAL) est responsable de la gestion du projet, du calendrier, des coûts et de la coordination de toutes les activités. Avec l'aide du System Manager et des différents responsables de sous systèmes il a la charge d'organiser le travail technique (qu'il coordonne) et de gérer les interfaces. Il est l'interlocuteur principal du [CNES](#) à qui il fait état de l'avancée du projet. Pour se faire, il organise des réunions régulières ainsi que des examens d'étape. Il coordonne également les revues clôturant chaque phase du projet. En plus des présentations pour la revue, ceci implique la rédaction de nombreux documents.

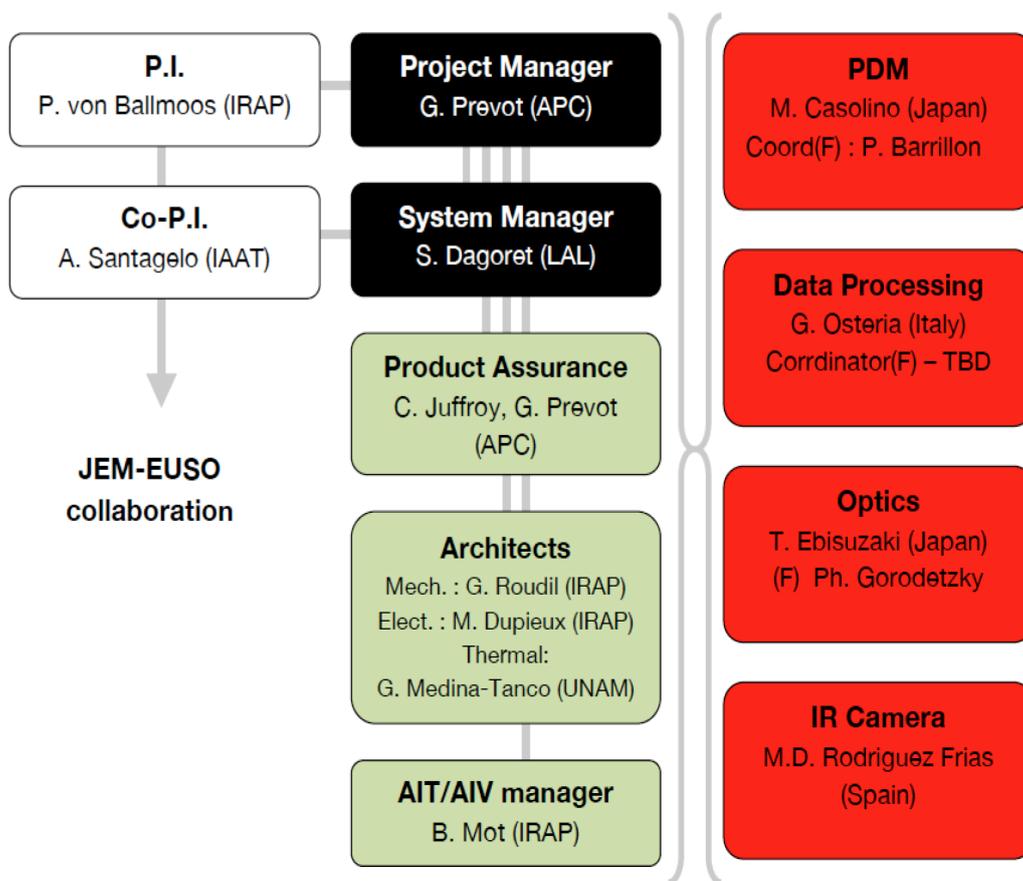


FIGURE 3.1 – Organigramme du projet EUSO-Balloon.

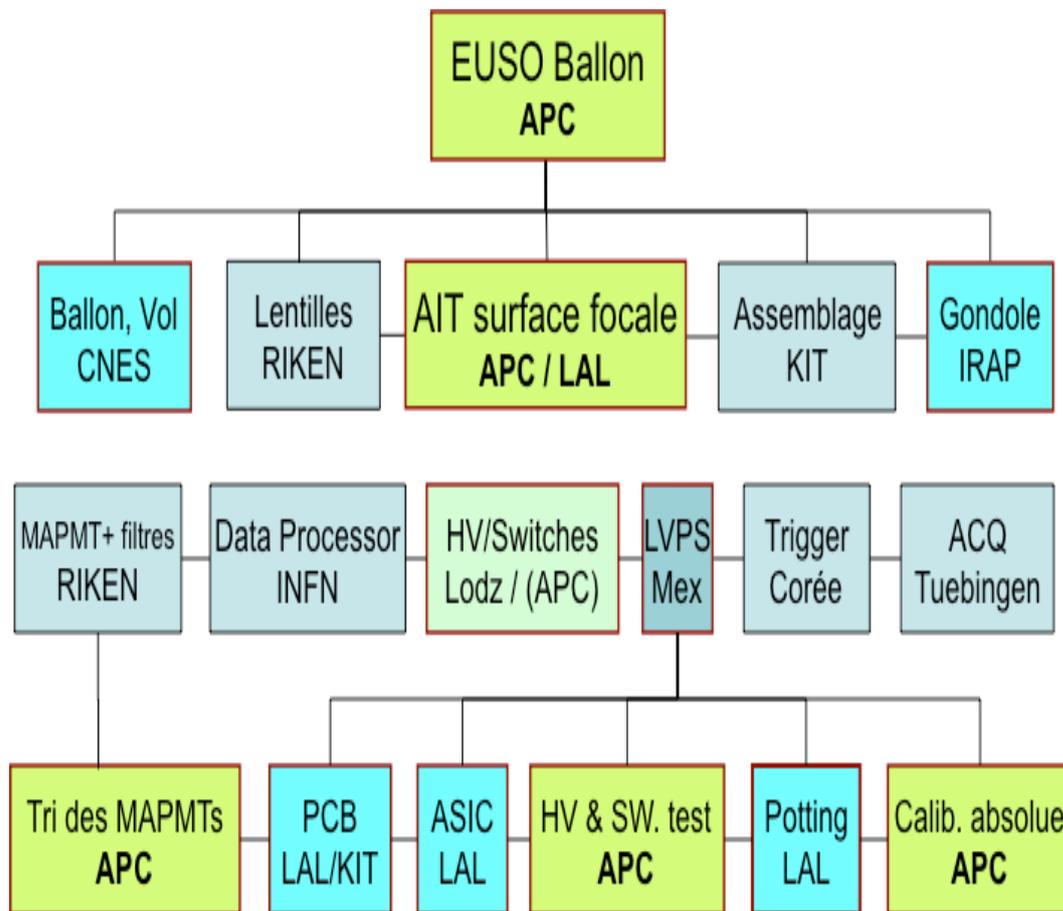


FIGURE 3.2 – Organigramme de tâches de sous-systèmes et composants par laboratoire

3.4 Dérroulement du projet

Le 14 septembre 2011 a eu lieu la réunion de lancement (kick-off meeting) d'EUSO-Balloon. Elle a permis de décrire le projet dans les grandes largeurs, de définir le rôle de chacun, de clairement spécifier les objectifs (voir section précédente) et d'établir un calendrier prévisionnel. Les représentants du [CNES](#) ont également pu expliquer le déroulement prévu. Comme chaque projet de ce type, EUSO-Balloon est ensuite passé par plusieurs phases :

- Phase A : étude de faisabilité et rédaction de nombreux documents
- Phase B : réalisation et tests (seuls ou interfacés) des prototypes des éléments de la chaîne d'électronique, finalisation du design de l'instrument (mécanique, électronique et optique) et mise à jour des documents.
- Phases C et D : fabrication du modèle de vol, tests et intégration puis campagne de vol.

3.4.1 La phase A

Cette phase s'est étalée d'octobre 2011 à février 2012. Elle a consisté principalement en l'étude de faisabilité des différents sous systèmes de l'instrument et en la rédaction de plus d'une trentaine de documents requis par le [CNES](#). Ceux-ci ont été remis aux examinateurs du projet peu avant la revue de phase A (PRR : Preliminary Requirements Review) durant laquelle les conclusions de l'étude de faisabilité et les documents eux-mêmes ont été présentés. Voici une liste non exhaustive des sujets traités dans ces documents :

- Spécifications et définition de l'instrument, de la mission et du vol
- Architectures (électrique, mécanique, thermique)
- Interfaces (électrique, mécanique)
- Plan de développement
- Plan d'assemblage, d'intégration et de tests (PAIE)
- Analyse de risque
- Matrices de conformités
- Planning du projet (cf figure [3.3](#))

3.4.2 Phase B : réalisation des prototypes

A la suite de l'avis positif du comité exécutif du [CNES](#), le projet est passé en phase B à partir de février 2012. Celle-ci a été dédiée à la réalisation de prototypes des éléments électroniques les plus critiques, en particulier ceux qui étaient à la charge du LAL, à la finalisation des conceptions détaillées des différentes parties mécaniques (gondole, intégration et fixation de l'électronique et de l'optique) et à la production de certaines d'entre elles, à la définition d'une architecture électrique claire, etc.

Suite à une demande du comité exécutif du [CNES](#) de renforcer l'équipe de gestion du projet, Guillaume Prévôt (APC) a été nommé Project Manager à partir de mai 2012 en collaboration avec Sylvie Dagoret (LAL) qui avait assuré cette tâche durant la phase A et le début de la phase B.

De février à décembre 2012, le design et la fabrication des prototypes ont été menés par les différents groupes impliqués. En fin d'année, les tests de chaque élément seul ou

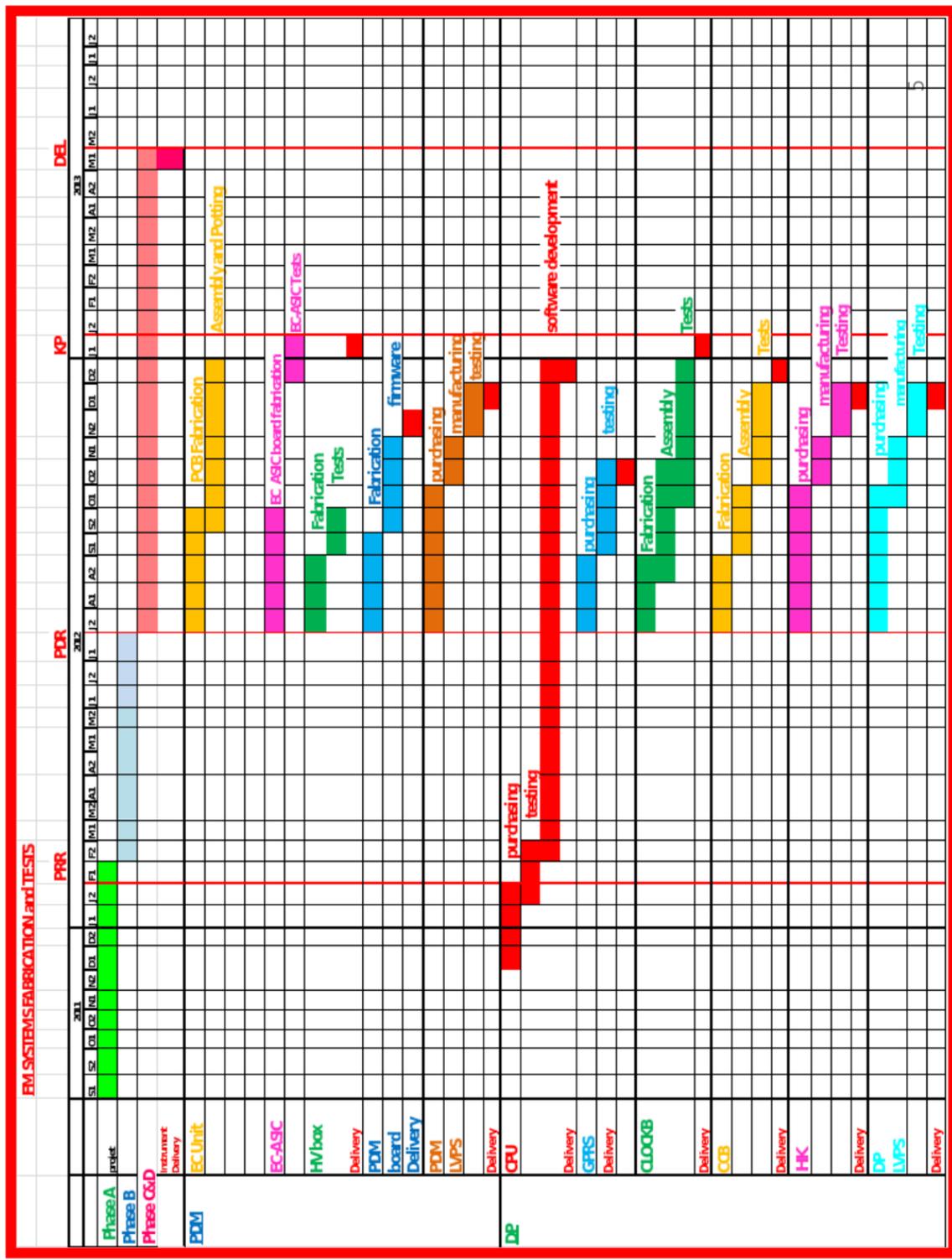


FIGURE 3.3 – Plan de travail proposé à la fin de la phase A en février 2012.

interfacé avec d'autres ont permis d'arriver à la revue de fin de phase (CDR : Critical Design Review, le 18 décembre 2012) avec tous les résultats et conclusions nécessaires pour que les membres du comité exécutif puissent juger de la bonne avancée du projet.

3.4.3 Phase C et D : Production et intégration du modèle de vol

La qualité des travaux a été reconnue par les représentants du CNES qui ont validé le passage en phase C (janvier 2013). Celle-ci s'est déroulée de la façon suivante : dans un premier temps, les éléments de vol et des pièces de rechange ont été fabriqués et testés individuellement (cf chapitre 5). Dans un second temps, l'assemblage et les tests d'intégration (AIT) des différentes parties de l'électronique et de l'optique ont été réalisés (cf chapitre 5). Cette deuxième étape a duré près d'une année et s'est déroulée à l'APC puis à l'IRAP sous le contrôle des responsables de chacun des sous-systèmes. En parallèle la structure mécanique a été réalisée et assemblée à Toulouse. De plus, un ensemble de documents spécifiques à l'AIT, appelé PAIE (Plan d'Assemblage, d'Intégration et d'Essai) ont été rédigés. Ils devaient indiquer les responsables, lister et décrire les tests ainsi qu'expliquer leur séquençement, détailler les procédures d'assemblage et clarifier les tâches de chacun.

L'ensemble des résultats de l'AIT ont été présentés lors d'une revue de vol (FAR : Flight Acceptance Review) le 4 juin 2014 au CNES puis lors d'une revue complémentaire le 11 juillet 2014. Le feu vert du comité exécutif du CNES pour le vol d'EUSO-Balloon est officiellement tombé le 12 juillet 2014.

La campagne de vol (cf section 3.6) s'est déroulée sur le site de la nouvelle base de lancement de ballon franco-canadienne co-gérée par le CNES et l'agence spatiale canadienne (ASC), à proximité de l'aéroport de la ville de Timmins. Du 12 au 18 août, une vingtaine de chercheurs, ingénieurs et doctorants de tous les pays impliqués ont assuré le déballage des boîtes de transport, le montage complet de l'instrument, effectué les tests de validation à chaque étape importante ainsi que la mise en configuration pour le vol. Le 22 août, EUSO-BALLOON était prêt à voler. Après l'annulation du vol le 23 août pour permettre le remplacement d'un élément défaillant du système de vol du ballon du CNES, EUSO-BALLOON a finalement pu s'envoler dans la soirée du dimanche 24 août 2014.

3.5 Conception de l'instrument

3.5.1 Les spécifications techniques

La conception du télescope EUSO-Balloon a été dictée par les objectifs de la mission, les contraintes liées à un vol en ballon stratosphérique, la volonté d'avoir un instrument prêt dans un délai raisonnable (moins de 3 ans) et les ressources humaines et financières disponibles. Les objectifs ayant été présentés dans la section 3.2, nous allons nous pencher sur les spécifications découlant directement de l'utilisation d'un ballon stratosphérique pour faire voler l'instrument.

En premier lieu, un vol à 40 km d'altitude implique une basse pression (3 mbar) dont il faut tenir compte pour protéger certains éléments (ceux liés à la Haute Tension en particulier) à moins de pressuriser l'instrument ce qui peut-être compliqué. Cette altitude entraîne également des possibles variations de température importantes (-30° à 50°).

L'alimentation électrique de tous les éléments de la chaîne d'électronique doit être particulièrement étudiée pour que les batteries de vol puissent fournir la puissance nécessaire pendant le temps du vol et plus.

paramètres	JEM-EUSO	EUSO-BALLOON	EUSO-TA
Distance H(km)	420	38	0.1
Diamètre D (m)	2.5	1	1
Distance focale F (m)	1.6	1.6	1.6
FoV/pix α_{pix} (deg)	0.08 ^o	0.25 ^o	0.33 ^o
Pixel@target δ (km)	0.58	0.175	3x10 ⁻⁴
FoV/PDM α_{PDM} (deg)	3.8 ^o	±6 ^o	±4 ^o
PDM@ground Δ (km)	28.2	8.4	1.3x10 ⁻³
RMS taille de la tâche d'Airy σ_x (mm) (@ 0 ^o)	2.5	1.6	9
Nombre de PDM N_{PDM}	143	1	1

TABLEAU 3.1 – Tableau comparatif des principaux paramètres des télescopes JEM-EUSO, EUSO-Balloon et TA-EUSO.

Enfin, la communication avec l'instrument, depuis le sol, est limitée à une certaine bande passante dictée par le système utilisé. Ceci a un impact direct sur le taux de transfert de données et sur la facilité à interagir avec l'électronique embarquée.

Tous ces facteurs ont entraîné la conception d'un instrument décrit dans la suite de cette section et dont les caractéristiques principales sont données dans le tableau 3.1 qui les compare à celles des télescopes JEM-EUSO et TA-EUSO.

3.5.2 Présentation générale de l'instrument

Le télescope EUSO-Balloon a été conçu pour être le plus proche technologiquement parlant du futur instrument JEM-EUSO (cf chapitre précédent) tout en tenant compte des spécifications techniques que nous venons de discuter. Il est structuré en plusieurs éléments principaux :

- Une structure mécanique (la gondole du ballon) qui accueille les autres sous-systèmes. Elle est étanche à l'eau et protégée de la lumière parasite.
- Un système d'optique (aussi appelé [The Telescope subsystem \(TEL\)](#)) constitué de deux lentilles de Fresnel carrées qui font converger les photons UV sur les pixels du PDM.
- Un Photo Detector Module (PDM) contenant 36 photomultiplicateurs (MAPMT de 64 pixels chacun), constituant la surface de détection, et leur électronique associée (alimentation haute tension et six cartes de lecture équipées d'ASICs SPACIROC), ainsi qu'un système de déclenchement de premier niveau (PDM board).
- Un système appelé Data-Processor (DP)¹ contenant un ensemble de cartes collectant les données (CPU), générant des horloges (CLKB), effectuant de la surveillance et du contrôle (House-Keeping), assurant l'alimentation de toutes les cartes (LVPS) et le lien avec le PDM (CCB).
- Le système de communication en vol du [CNES \(NOSYCA\)](#) comprenant les boîtiers SIREN et PASTIS, la centrale inertielle (ICDV) et leurs batteries respectives.
- Les batteries de vol alimentant les cartes du PDM et du DP, regroupées dans une boîte (power pack ou PWS) et permettant une autonomie de 24 heures environ.
- Une caméra infrarouge indépendante qui complète les mesures dans le domaine de l'IR en observant le même champ de vue que la caméra UV.

1. Le PDM et le DP forment "[The Electronics subsystem \(ELS\)](#)".

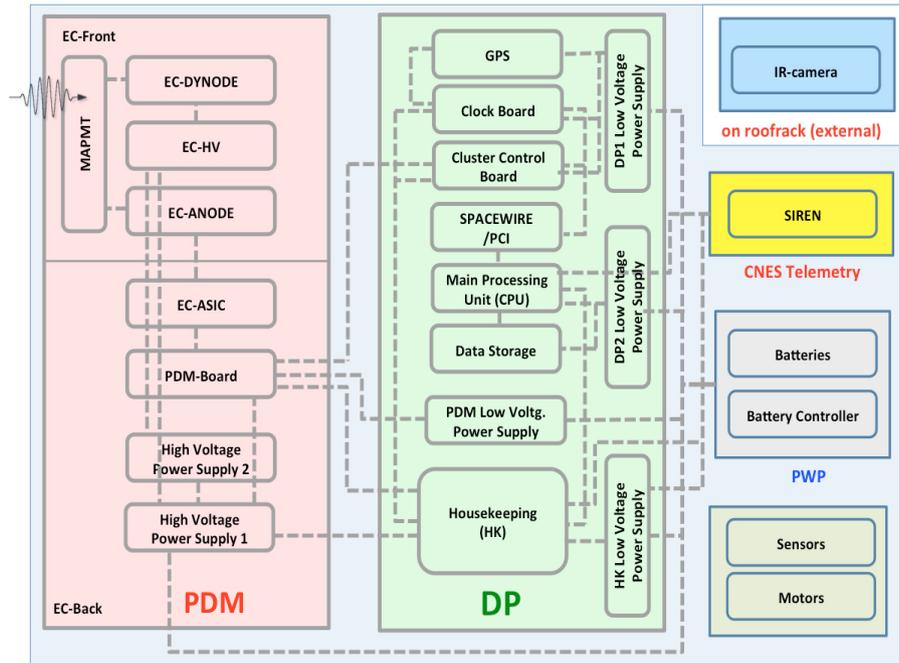


FIGURE 3.4 – Schéma général de l'instrument, où sont indiquées les connexions entre les principaux éléments.

La figure 3.4 représente le schéma général de l'instrument avec tous les éléments principaux et les interfaces entre eux.

Le système sauvegarde les données correspondant au nombre de photons détectés par chaque pixel pendant une fenêtre de temps de $2,5 \mu\text{s}$ appelé GTU pour Gate Time Unit.

3.5.3 Les sous-systèmes

La mécanique

La structure mécanique de l'instrument a pour fonction de supporter et protéger les composants optiques, électroniques, électriques et les données tout en devant avoir un poids et un coût raisonnables. Dans cette perspective elle doit :

- pouvoir atterrir et amerrir en conservant son intégrité physique (protection de l'optique, l'électronique et surtout du disque dur contenant les données)
- éviter la pollution lumineuse en évitant les fuites de lumière hors du champ de vue et les réflexions internes
- posséder une partie étanche où sera installé le système électronique
- garantir une rigidité suffisante pour éviter la perte du réglage des lentilles (mise au point de la PSF²) lors du décollage et durant le vol.

Pour atteindre ces objectifs, la structure a été conçue en forme de caisse parallépipède de 1.24m fois 1.24m de base et 2.96m de hauteur (cf figure 3.5). Appelée gondole, elle est divisée en deux sections, la première abritant les deux lentilles de Fresnel et la deuxième comportant le PDM et le DP). Des flotteurs de polystyrène entourent le compartiment contenant la chaîne d'électronique, avec le but de les maintenir hors de l'eau

2. Point Spread Function

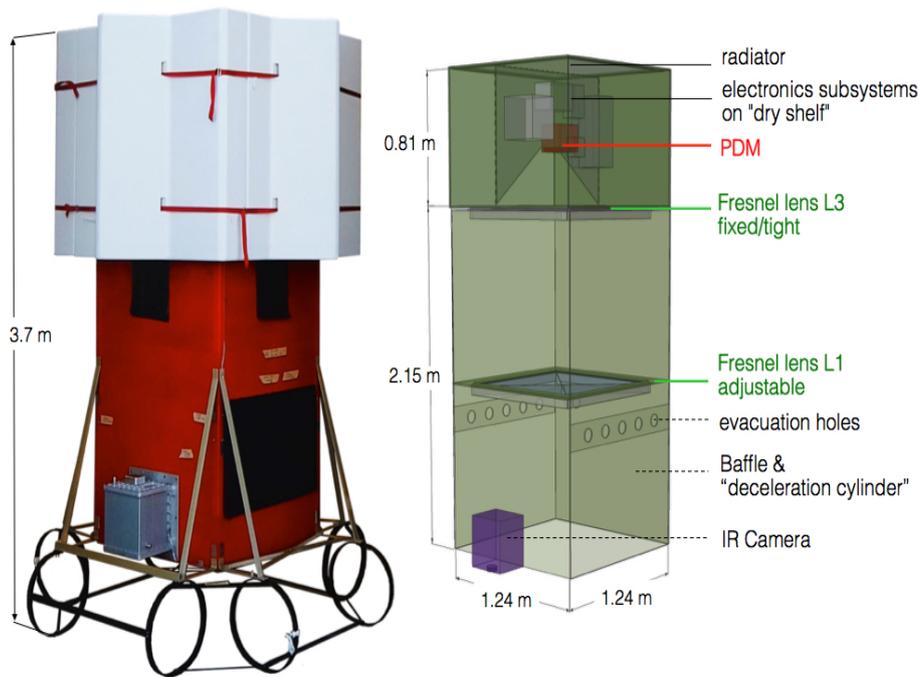


FIGURE 3.5 – Structure mécanique du télescope EUSO-Balloon. La figure à gauche montre les flotteurs dans la partie supérieure de la caisse et les amortisseurs à la base. La figure à droite montre l'emplacement des lentilles de Fresnel et la position du PDM et de la caméra infrarouge. (figure extrait de référence [BALLMOOS, 2015])

en cas de amerrissage. Pour limiter l'impact lors d'un atterrissage, un système d'anneaux ("crash pads") installés à la base de la caisse, servent d'amortisseurs.

Le système optique

La probabilité de détection des EAS de UHECR dépendant directement de la surface de détection, l'optique des télescopes de la famille EUSO doit fournir un large champ de vue (voir 2.3.1). Les autres paramètres importants de l'optique sont : la distance de focalisation (position optimale où placer le PDM), l'échelle focale (FoV par pixel), la taille de la **Point Spread Function (PSF)** et l'efficacité du système qui est le pourcentage de lumière incident qu'on retrouve dans le centre de la PSE.

Cela implique une fabrication de lentilles uniques en leur genre dont le champ de vue est le plus grand jamais réalisé pour une mission spatiale (ou ballon) avec une taille de canaux taillés d'une précision de l'ordre de 0.5 mm .

L'efficacité de collection de l'optique attendue est de 35% pour EUSO-Balloon et 40% pour TA-EUSO et JEM-EUSO pour un angle 0° entre le faisceau de lumière et l'axe optique [TAKIZAWA, 2013]. Les lentilles du télescope EUSO-Balloon ont, en principe, des exigences de fabrication semblables à celles de JEM-EUSO. A l'origine l'optique devait comprendre 3 lentilles (voir figure 3.6 :

- L1 : Une lentille de type Fresnel sphérique.
- L2 : Une lentille de diffraction, permettant de réduire les aberrations chromatiques.
- L3 : Une lentille de type Fresnel sphérique.

Les tests d'efficacité de cette configuration ont donné une valeur de $12.4 \pm 0.6\%$ contre une valeur de $30.5 \pm 3\%$ quand la lentille L2 est absente (Annexe A de [CATALANO, 2015b]).

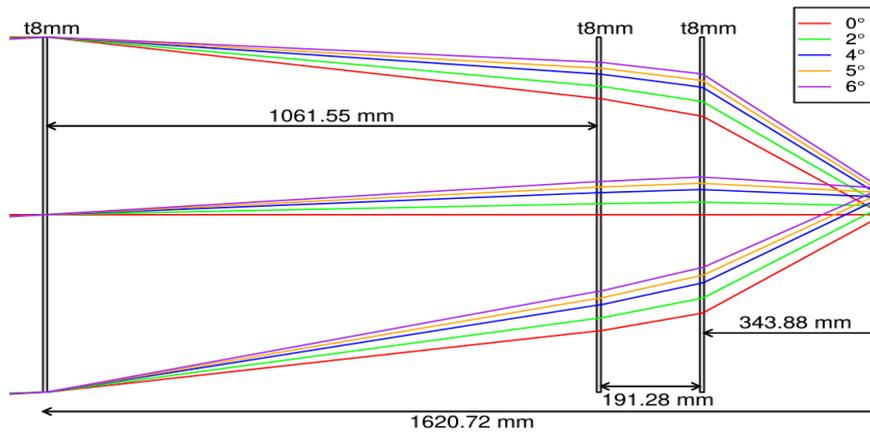


FIGURE 3.6 – Premier dessin de l'optique de EUSO-Balloon.

Ceci a révélé un erreur d'usinage qui a conduit à supprimer la lentille de diffraction L2 de la configuration optique (cf figure 3.7).

Les principales caractéristiques optiques du télescope sont les suivantes :

- Le champ de vue (FoV) du télescope est de 12° impliquant que chaque pixel de $3\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ correspond (en projection) au sol à $75\text{ m} \times 175\text{ m}$.
- Le diamètre des lentilles est de 1 m c'est à dire 0.95 m^2 et une épaisseur de 8 mm .
- La fonction d'étalement du point (PSF) a une largeur à mi-hauteur ou **full width at half maximum (FWHM)** de $9 \pm 2\text{ mm}$.
- L'efficacité de collection optique dépend de la longueur d'onde : 16%, 21% et 26% pour des longueurs d'onde de respectivement 313 nm , 365 nm et 405 nm [CATALANO, 2015a].
- La lentille L1 a une distance focale de 258.56 cm et L3 de 60.2 cm , ce qui donne une distance focale effective de 361 mm ([CATALANO, 2015b]).
- La distance entre L1 et L3 est de 1115 mm
- La distance entre L3 et la surface focale est de 431 mm (voir figure 3.7a).

Le matériau utilisé pour la fabrication de ces lentilles est le PMMA similaire à celui prévue pour les lentilles de JEM-EUSO (voir 2.3.8). Leur conception et fabrication est à la charge de RIKEN, qui dispose d'une machine d'usinage qui taille le PMMA avec une résolution de 0.5 mm . Les tailles de canaux pour les lentilles sont de 1 mm de profondeur pour L1 et de 2 mm pour L2. Ils ont une largeur de 0.003 à 2.63 mm pour L1 et 1.65 à 36.71 mm pour L2 [HACHISU, 2013].

Le Photo Detector Module PDM

Dans le cas de l'instrument EUSO-Balloon, la caméra UV se limite à un PDM (contre 137 pour JEM-EUSO). Celui-ci sera décrit en détail dans le chapitre 4, nous donnerons ici les principales informations le concernant.

Le PDM est la partie du télescope chargée de la détection des photons UV ainsi que de tous les processus qui réalisent la transformation de ces photons en signal électrique (voir détail en 4.2.1). A la sortie du PDM on trouve le nombre de photo-électrons comptés pendant une GTU pour chaque pixel. Il est constitué de :

- 9 EC unit qui comprennent chacune 4 MAPMTs de 64 pixels et un assemblage de cartes électroniques (front-end electronics) placées dans l'ombre des MAPMTs,

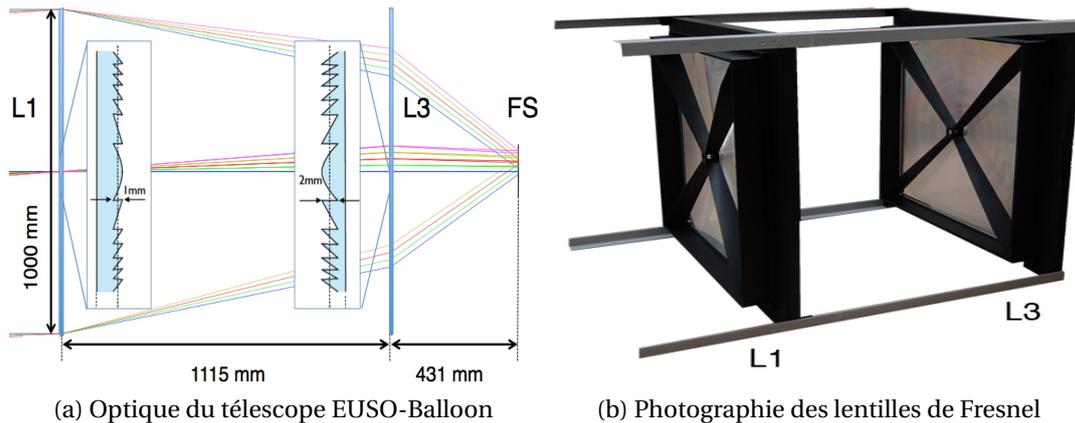


FIGURE 3.7 – (a) Schéma de l'optique du télescope EUSO-Balloon où la distance entre les lentilles de Fresnel est indiquée, les lignes en couleur montre le chemin optique pour différents angles d'entrée. (b) Photographie des lentilles intégrées à la partie de la structure mécanique qui est leur sert de support [CATALANO, 2015a].

- 6 cartes EC-ASICs disposant chacune de 6 ASICs SPACIROC chargés du comptage des photo-électrons,
- un système d'alimentation haute tension (HVPS) réparti dans plusieurs boîtes,
- une carte FPGA (PDM board) interfacée avec les EC-ASICs, le HVPS et le DP et qui s'occupe d'appliquer le trigger de niveau 1 (voir la section 2.3.7))

La surface de détection, qui fait $167 \times 167 \text{ mm}^2$, est située dans le plan focal de l'optique de l'instrument. Elle est formée d'une matrice de 6×6 photomultiplicateurs, ce qui représente 2304 pixels (cf figure 3.8b). Chaque MAPMT est équipé d'un filtre pour fonctionner dans la gamme de longueur d'onde $290 - 430 \text{ nm}$.

Le Data Processor

comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent (cf section 2.3.8), le DP est l'ordinateur de bord de l'instrument. Le DP d'EUSO-Balloon (cf figure 3.9) est structuré d'une manière très similaire à celui prévu pour JEM-EUSO. On retrouve en effet un CPU, une carte CCB permettant de relier le PDM au CPU, une carte fournissant les horloges (Clock Board : CLKB), le House Keeping (HK) et un système de stockage des données. Néanmoins, des choix ont dû être effectués pour la première réalisation de ces cartes d'électronique :

- le CPU dispose d'un processeur Atom N270 de 1.6 GHz. Il communique avec le CCB et la CLKB via des câbles SpaceWire (200 Mbits/sec)
- le CCB est développé autour d'un FPGA Xilinx Virtex-4-FX-60
- la CLKB a pour composant principal un FPGA Xilinx Virtex-4-FX-60
- le stockage s'effectue sur 2 (pour la redondance) disques durs SSD de 512 GB
- le HK est composé, entre autres, d'une carte micro-contrôleur AVR

En plus de ces éléments, on trouve :

Le récepteur GPS (Oncore M12+) dont le rôle est de fournir le temps d'arrivée d'un évènements (UTC), avec une précision de quelques μs , et la position de l'instrument (GPS) grâce à sa capacité de connexion auprès de 12 satellites. Il est directement lié à la carte CLKB qui lui fournit toutes les horloges dont il a besoin.

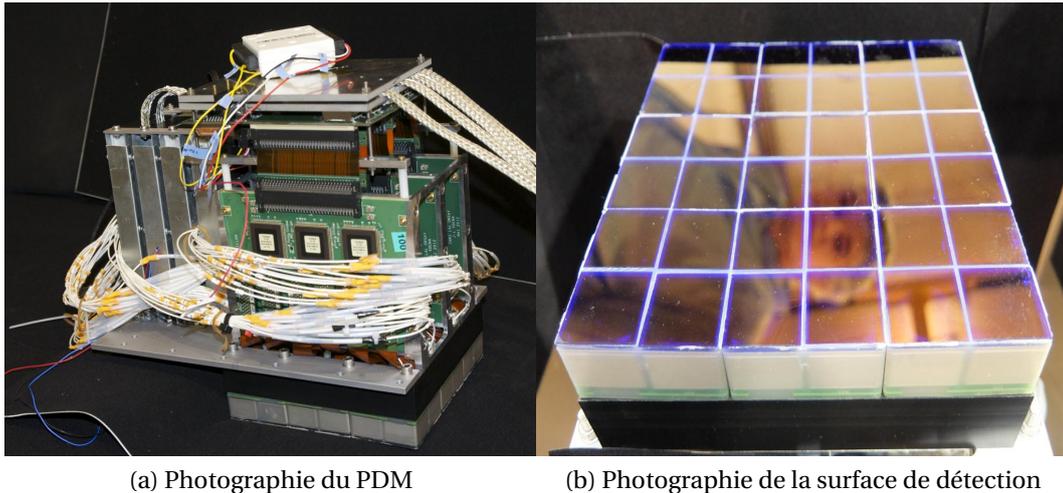


FIGURE 3.8 – (a) Cette photographie représente le PDM complet en fin d'intégration. On peut distinguer les cartes EC-ASICs, les câbles de haute tension (blanc) qui entourent l'instrument et les boîtes argentées qui accueillent les HVPS. (b) On observe les 36 MAPMTs, équipés de filtres, qui conforment la surface de détection [BARRILLON, 2015].

Les alimentations basse tension (Low Voltage Power Supply (LVPS)) Pour alimenter les différentes cartes du DP et le PDM, plusieurs cartes d'alimentation basse tension ont été réalisées : LVPS-HK, LVPS-PDM, LVPS1-DP and LVPS2-DP. Elles sont pilotées par le HK. Elles sont toutes alimentées en 28V (fourni par la batterie) et fournissent une tension de 5V.

Une autre caractéristique du DP d'EUSO-Balloon vient de la nécessité de communiquer avec le système de télémétrie du CNES pour la réception et transmission des commandes et données (voir section suivante).

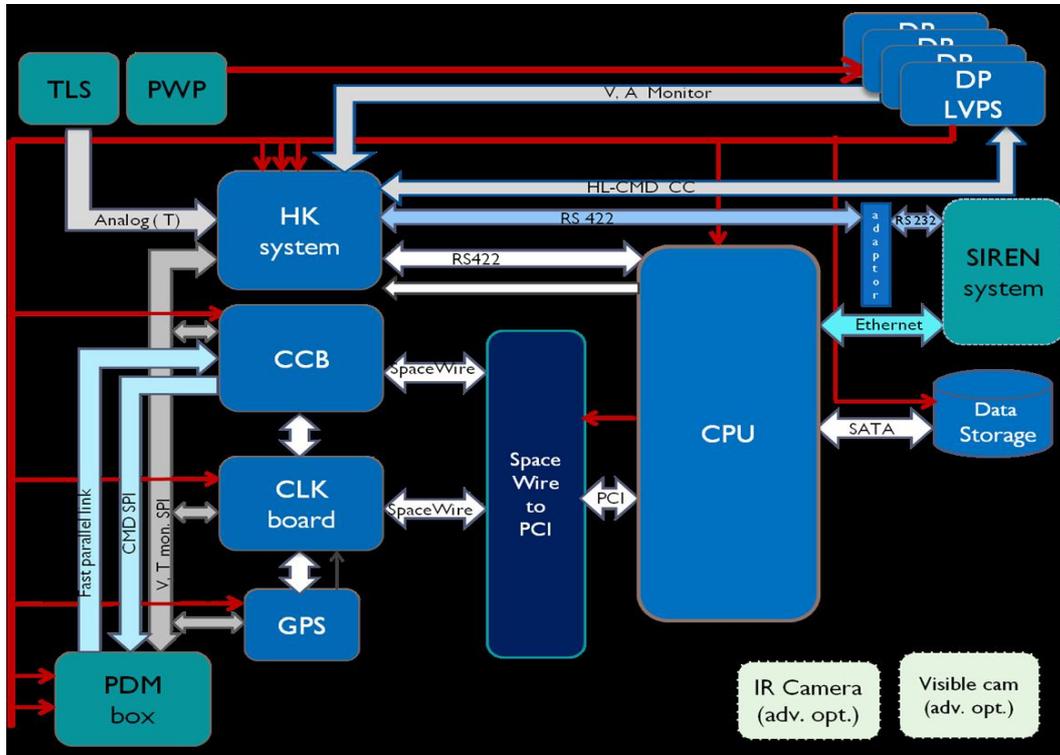
En résumé voici, la liste des principales fonctions du DP :

- Contrôle du PDM
- Gestion du trigger de deuxième niveau (L2).
- Marquage des événements avec l'heure et la position de la charge utile
- Gestion du stockage des données, des mesures en temps réel et le temps mort de l'instrument
- Interface avec le système de télécommandes et télémétrie.
- Suivi des sous-systèmes (températures, tensions, courants)

3.5.4 Les systèmes annexes

La caméra infrarouge IR

Le développement de la caméra infrarouge a été pris en charge du groupe espagnol de la collaboration ([RODRIGUEZ-FRIAS, 2015]). Sa fonction, comme cela a déjà été dit, est de compléter l'information sur l'atmosphère dans le spectre IR, permettant une meilleure analyse des données. Pour se faire elle fournit des images dans la gamme $10.8 \mu m$ et $12 \mu m$ de longueur d'onde, avec une largeur de bande de $0.85 \mu m$, grâce à un microbolomètre ULIS UL 04171 et deux filtres. La caméra est installée dans une caisse d'aluminium rempli d'azote à une pression de $1.5 bar$ et une couche de styromousse. Le module



(a) Schème du DP



(b) DP complète

FIGURE 3.9 – (a) Le schéma donne détails des différents sous-systèmes qui forment le DP et leur connexions. (Figure extraite de la référence [G.OSTERIA, 2015]) (b) Disposition physique des sous-systèmes du DP dans la structure mécanique. (figures extraites de la référence [BARRILLON, 2015])

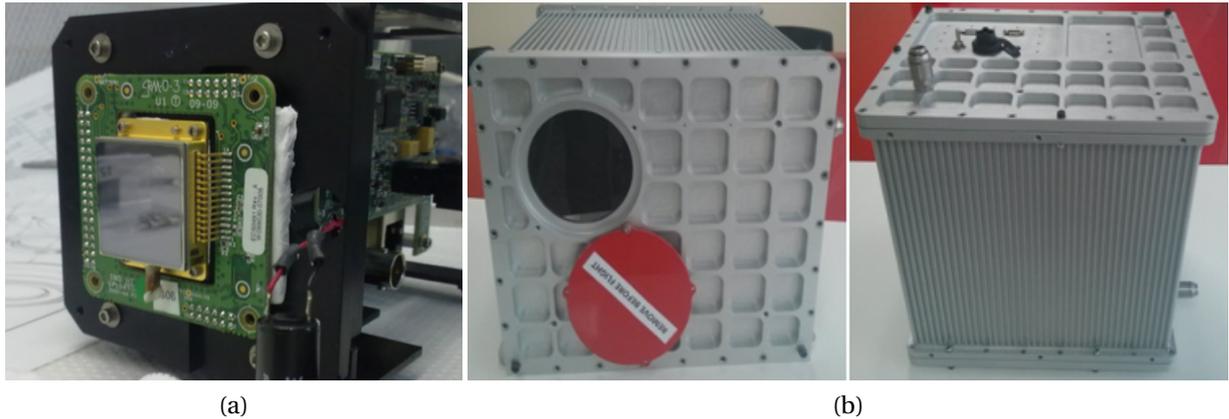


FIGURE 3.10 – À gauche : Photographie de la surface de détection de la caméra IR. Au centre : Photographie de la boîte d'aluminium qui contient la caméra avec l'ouverture optique. À droite : photographie du port de connexion et des dissipateurs de chaleur de la boîte d'aluminium.

de la caméra appelé IRXCAM-640 comprend le hardware et le software qui ont été développés pour pouvoir contrôler le micro-bolomètre et la calibration de ses différents paramètres. La surface de détection est formée de 640×480 pixels d'une taille de $25 \times 25 \mu m$, produisant des images de $16 mm \times 12 mm$. L'optique est constituée de lentilles SURNIA du fabricant Janos Technology. Elle offre un champ de vue de 45° qui permet de couvrir un plus grand le champ de vue qu'EUSO-Balloon.

Toutes les données de la caméra et de leurs senseurs de température, d'humidité et de pression, sont sauvegardées dans une mémoire SSD interne à la caméra IR.

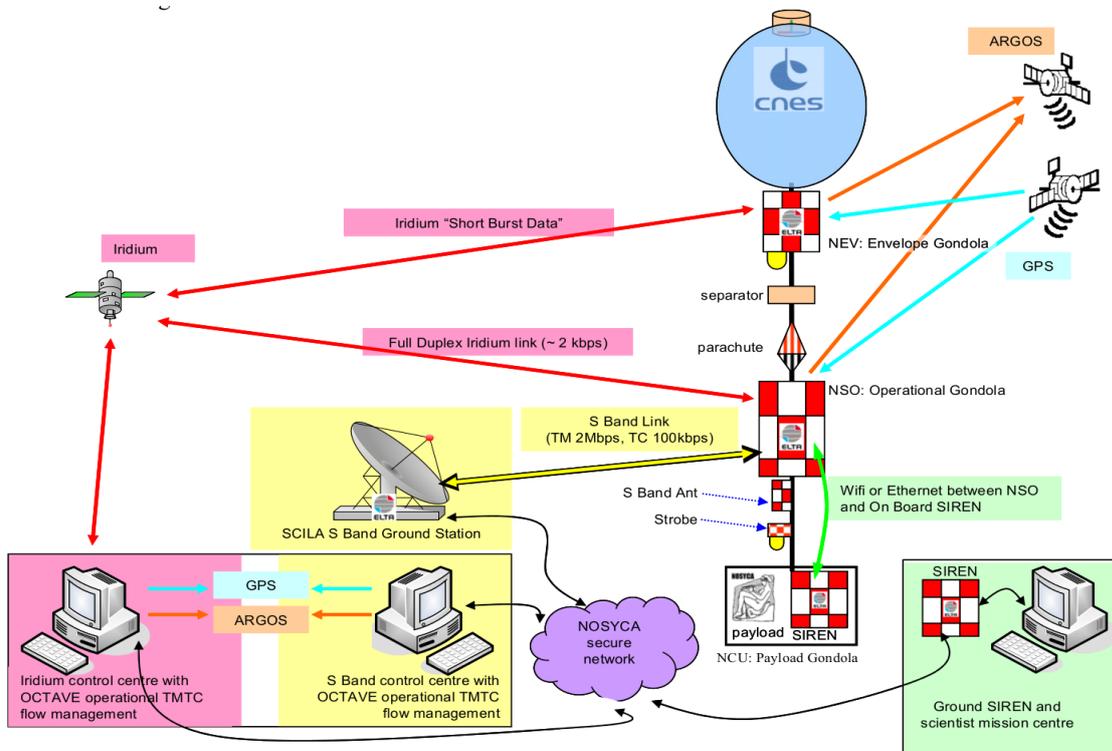
La télémétrie CNES

Durant un vol, il est impératif d'avoir une communication (même minimale) avec l'instrument pour avoir un suivi de son état, un aperçu des données enregistrées et une possibilité de contrôler certains éléments. Dans le cas des ballons pilotés par le CNES depuis la base de Timmins en Ontario, la communication depuis le sol vers l'instrument s'effectue grâce au système de télémétrie nommé NOSYCA, créé en 2014.

L'architecture globale de communication de NOSYCA utilise deux voies : une pour le flux de données scientifiques et de contrôle de la charge utile et une deuxième pour le contrôle et les commandes du ballon. Cette séparation est nécessaire pour éviter des conflits de communication.

L'architecture de communication est montré dans la figure 3.11a. En partant de l'instrument, la communication s'effectue par liaison filaire depuis le DP vers un module d'interface nommé SIREN (Système d'Interface du Réseau NOSYCA) qui est placé dans la gondole au plus près du DP. Par wifi, le module SIREN est relié au module d'opération de la gondole, le NSO. Ce dernier transmet les données et les commandes à un équipement au sol (SCILA) grâce à un lien radio bande S avec un taux maximal de $1.7 Mb/s$. SCILA est relié via le réseau de la base à un nouveau module SIREN connecté par liaison filaire à l'ordinateur GSE (Ground Support Equipment) piloté par l'équipe scientifique gestionnaire de l'instrument.

Les données de position et contrôle du ballon sont transmises par la deuxième voie. Les satellites GPS, ARGOS et Iridium sont mis à contribution en communiquant avec eux depuis le sol grâce à des équipements dédiés.



(a) Schéma du système NOSYCA



(b) Le module SIREN

FIGURE 3.11 – (a) Le schéma montre l'architecture globale de communication du système NOSYCA qui gère la télémétrie pour le contrôle et la surveillance depuis sol du télescope EUSO-Balloon [MOULE, 2013]. (b) Photographie d'un module SIREN qui est un chaînon essentiel du système de communication [ELTA].

3.5.5 L'architecture électrique

Comme dans tous les systèmes de détection, l'architecture électrique est un des développements sensibles de l'instrument. Une erreur dans sa réalisation peut entraîner un bruit électronique important, une consommation excessive ou même le dysfonctionnement d'un élément.

Avec l'aide d'un expert du [CNES](#), les équipes impliquées ont donc travaillé particulièrement sur l'architecture électrique de la chaîne d'électronique et ont abouti au schéma complet représenté sur la figure 3.12. Un soin tout particulier a été mis sur les alimentations (haute et basse tensions) au niveau desquels des convertisseurs DC/DC ont été placés pour produire les tensions requises associées à des masses secondaires et ainsi éviter des boucles de masse. La masse électrique utilisée comme référence est la masse de la batterie (GND_{Mecha_PWP} sur le schéma) qui est reliée à la structure mécanique du DP et du PDM (GND_{Mecha_DP} et GND_{Mecha_PDM} sur le schéma). Cette configuration amène des avantages de stabilité, mais le risque de formation de boucles de courant est élevé dans le cas de mauvaises connexions ou faibles contacts (cf chapitres suivants).

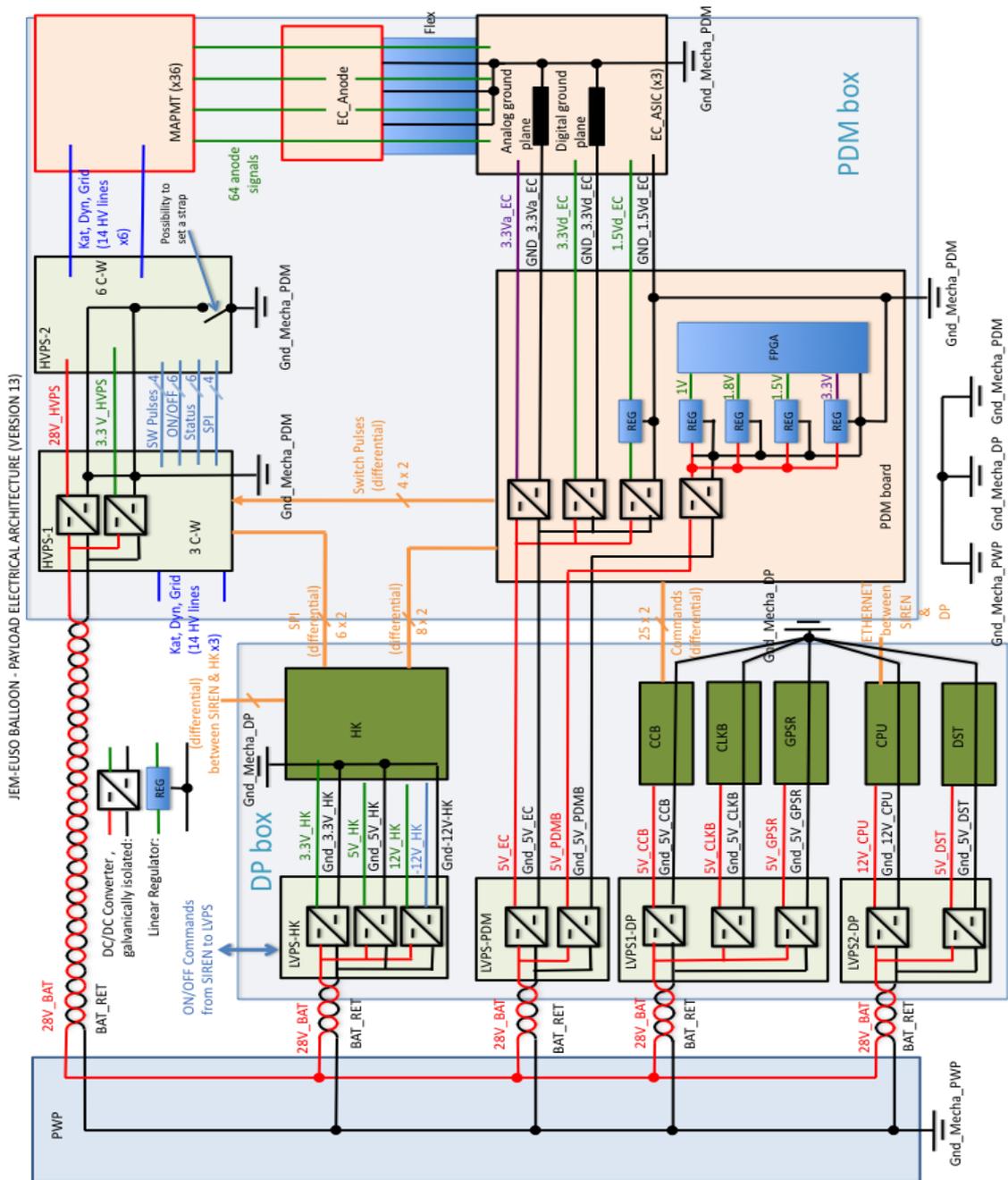


FIGURE 3.12 – Schéma de l'architecture électrique du télescope EUSO-Balloon.

3.6 La campagne de Vol

Suite aux deux revues de vol (4 juin et 11 juillet 2014), le CNES a donc donné son feu vert au projet EUSO-Ballon pour sa participation à la campagne de vol d'août-septembre 2014 depuis la base de Timmins au Canada. Cette décision s'est faite en accord avec la collaboration JEM-EUSO qui avait jugé que l'instrument avait les performances requises pour assurer sa mission. La préparation de la campagne a fait suite à ces deux revues, elle sera décrite dans la section suivante. Le déroulement de la campagne et de la nuit de vol des 24-25 août seront décrits respectivement dans les sections suivantes

3.6.1 Préparation de la campagne de vol

Dans un premier temps, l'acheminement de l'instrument et du matériel nécessaire à son intégration a été pris en charge. Une liste de colisage détaillée a été rédigée pour ne rien n'oublier, elle comportait le simple tournevis comme l'indispensable alimentation pour les tests avant intégration. Un manuel de l'instrument a été rédigé pour permettre à l'ensemble des personnes impliquées de maîtriser les différents aspects de l'instrument lui-même mais aussi les étapes de son intégration et le plan du déroulement de la campagne.

La planification impliquait aussi l'organisation de la présence de tous les protagonistes. Une campagne de vol peut durer plusieurs semaines, il est donc important d'échelonnement l'arrivée et le départ de tout le monde en prenant soin d'avoir une à plusieurs personnes expertes d'un sous-système présente(s) à tout moment (voir figure 3.13).

3.6.2 Intégration de l'instrument sur la base

Description de la base La base de lancement, dont l'accès est réglementé, se situe près de l'aéroport de Timmins qui comportent 2 pistes. Elle comporte plusieurs bâtiments (hall d'assemblage, hall de stockage, bureaux, cantine) comme le montre la figure 3.14. Les lancements s'effectuent depuis le bout d'une piste de l'aéroport.

Le hall d'assemblage Le hall d'assemblage est un grand bâtiment divisé en plusieurs zones, chacune dédiée à un instrument (voir figure 3.15. La répartition s'effectue d'après l'agenda prévu de présence des équipes et les priorités. Chaque expérience a ses spécificités et sa fenêtre de vol en dépend. En ce qui concerne EUSO-Ballon, nous souhaitons

Date	10/08/2014	11/08/2014	12/08/2014	13/08/2014	14/08/2014	15/08/2014	16/08/2014	17/08/2014	18/08/2014	19/08/2014	20/08/2014	21/08/2014	22/08/2014	23/08/2014	24/08/2014	25/08/2014	26/08/2014
Peter Von Ballmoos	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Camille Catalano	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	0
Michel Dupieux	0	1	1	1	1	1	1	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0
Baptiste Mot	0	1	1	1	1	1	1	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0
Gilles Roudil	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Guillaume Prévot	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Aera Jung	0	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Simon Bacholle	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Philippe Gorodetzky	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1	1	1
Pierre Prat	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1	1	1	0	0	0	0	0
Etienne Parizot	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1
Sylvie Dagoret	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1	0	0	0
Julio Rabanal	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Pierre Barrillon	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	0	0
Camille Moretto	0	0	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	0	0
Hiroko Miyamoto	0	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Giuseppe Osteria	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Valentina Scotti	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Claudio Fornaro	0	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Hector Prieto	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Michael Wille	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	1	1	0
Matthew Rodencal	0	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	0
Jim Adams	0	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	0
Lawrence Winckle	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

FIGURE 3.13 – Tableau de présence des participants à la campagne de vol.



FIGURE 3.14 – Assemblage de photographies illustrant l’organisation de la base de Timmins.

voler lors d’une nuit avec une lune absente ou réduite, ce qui nous imposait de voler entre le 20 et le 29 août (voir figure 3.16).

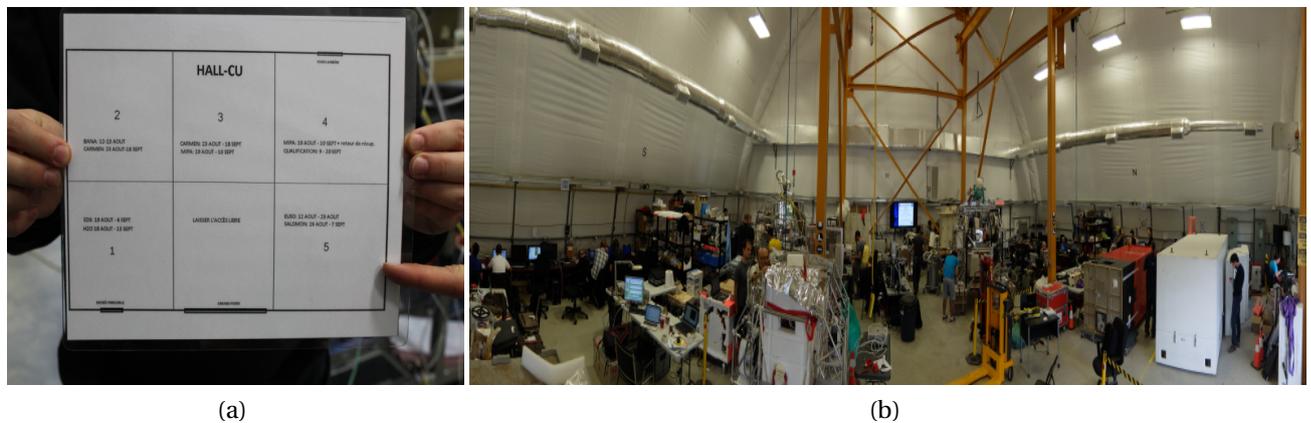


FIGURE 3.15 – (a) Rayons d’intégration des différents expériences. Le rayon numéro 5 correspond à l’expérience EUSO-Balloon. (b) Vue général de la salle d’intégration pré-vol.

Préparation de l’instrument Tout a commencé le 12 août 2014 par le déballage des boîtes et containers. S’en est suivi un énorme travail pour ré-assembler l’instrument, le remettre en état de marche, lui faire quelques ajouts³. Il s’agissait de reproduire une partie du travail de plus d’un an en quelques jours tout en effectuant des actions inédites.

Un compte rendu quotidien était rédigé pour garder une trace de toutes les actions réalisées et tenir le reste de la collaboration au courant des avancées.

3. Un déflecteur de lumière et un diaphragme ont été rajoutés pour limiter la lumière parasite provenant de la réflexion sur la structure de la gondole. Une "chatière" a été aménagée pour permettre un accès à l’électronique une fois la gondole fermée. Un compteur Geiger, une NIST (capteur de lumière faible gain) et une GoPro ont été rajoutés.

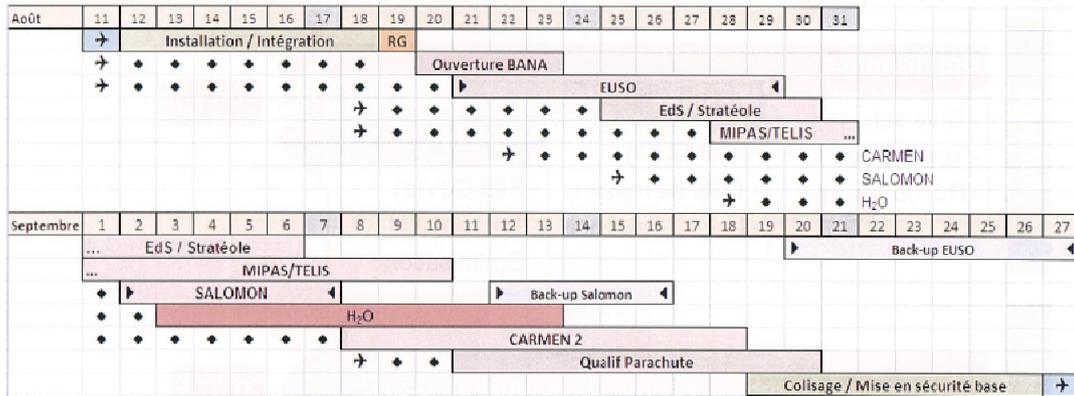


FIGURE 3.16 – Calendrier prévisionnel de la campagne d’été 2014. Les points correspondent à la phase de préparation de l’intégration, le rectangle a la fenêtre de lancement.

Les étapes les plus importantes de la préparation de l’instrument ont été :

- Containers vidés et boites amenées dans le hall d’assemblage
- État des éléments vérifié
- Vérification du bon fonctionnement de l’électronique
- Fixation de tous les éléments de la chaîne d’électronique sur la structure mécanique
- Tests de bon fonctionnement avec alimentation externe et batteries de vol
- Routage des câbles
- Fixation de sondes de température
- Test du système de communication en vol
- Fixation de flotteurs
- Intégration finale

En plus de tout ce travail d’intégration et de tests, il ne fallait pas perdre de vue d’autres aspects cruciaux de la campagne :

- La chronologie négative : liste de toutes les actions à réaliser chronologiquement le jour du lancement jusqu’au «OK» final
- La récupération de l’instrument : il fallait briefier l’équipe locale en charge de la récupération de l’instrument après son atterrissage en lui donnant les consignes de précaution et les priorités en cas de destruction de la gondole.
- La météo : une des équipes de la base fournissait les prévisions météorologiques prévues pour le jour du lancement pour valider ou non la possibilité qu’il ait lieu
- Répartition des tâches pour la journée et la nuit
- Stratégie de prises de données : le vol ne durant que quelques heures, la stratégie de prises de données était indispensable. La figure 3.17 donne un résumé de la séquence d’opérations prévues pendant l’ascension et toute la durée du vol.

Les figures 3.18a, 3.18b et 3.18c représente trois photos illustrant le montage pour aboutir à un instrument complet.

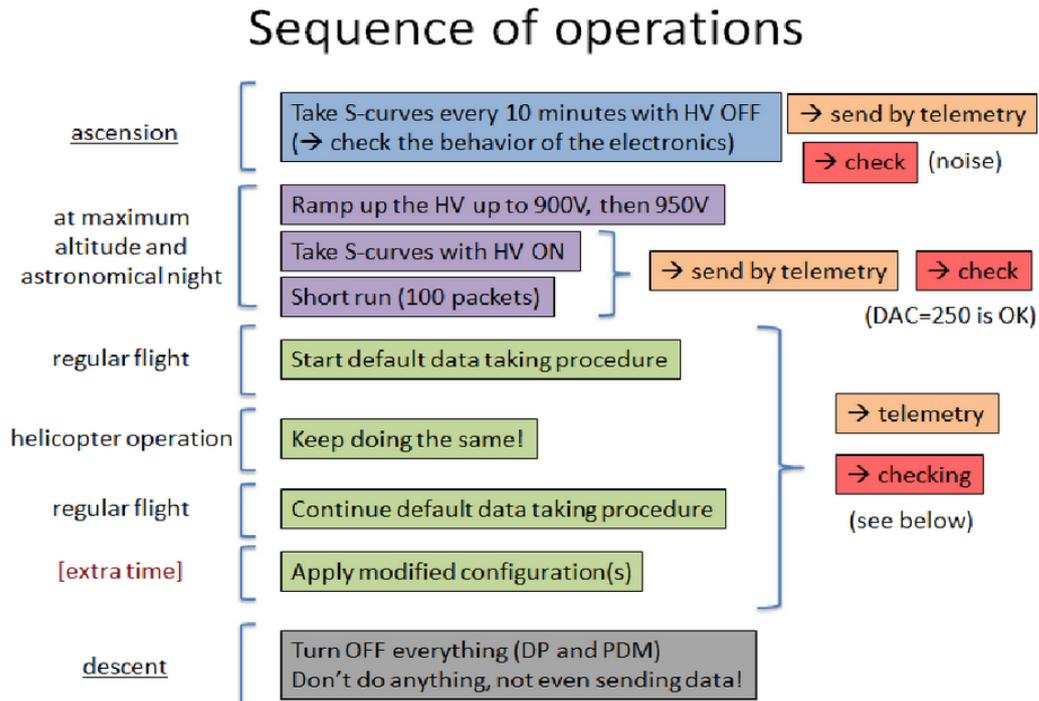


FIGURE 3.17 – Séquence d’opérations prévue pour le vol. La surveillance (Check-checking) consistait en une rapide analyse des données transmises par télémétrie. La procédure de prise de données par défaut correspondait à des séries de runs de 2000 paquets (chaque paquet correspondant à 128 GTU) avec un seuil de détection fixé. Toutes les dix minutes un run similaire mais de 100 paquets devait être effectué et les données correspondantes envoyées au sol. Toutes les trente minutes un run de S-Curves était réalisé.

3.6.3 La journée et la nuit du vol

Configuration de vol Une fois l’instrument complètement validé et la chronologie négative vérifiée, l’équipe s’est mise en configuration de vol avec un groupe gérant la communication avec l’électronique à bord et un autre assurant l’analyse online des quelques données retransmises au sol comme le montre la figure 3.19.

Transfert sur le tarmac et lancement Le 24 août, les conditions météo étaient bonnes pour un vol en soirée. L’instrument a donc été transféré en bout de piste sur le tarmac (voir figure 3.20). A chaque étape des tests de bon fonctionnement étaient effectués. Ils permettaient de donner le feu vert aux équipes locales pour la sortie du ballon, puis son gonflement et enfin son lancement.

En plus du ballon principal, des ballons auxiliaires sont utilisés pour aider au décollage de l’instrument. Un des tests consiste à vérifier que ces ballons peuvent soulever la charge utile (voir figures 3.21a et 3.21b).

Le ballon principal est rempli de $4 \times 10^5 \text{ m}^3$ d’hélium. Une fois le dernier test de communication et de bon fonctionnement effectué avec succès, le lancement a eu lieu à 00h05m UTC.

Ascension et vol L’ascension a duré 2 heures et 40 minutes. Durant celle-ci, la nuit est tombée et la haute tension a pu être allumée. Les premières tentatives furent infructueuses avant qu’enfin l’ensemble du PDM soit alimenté et que les premières lumières puissent être enregistrées. Le ballon a atteint une altitude de 38 km qu’il a conservée pen-

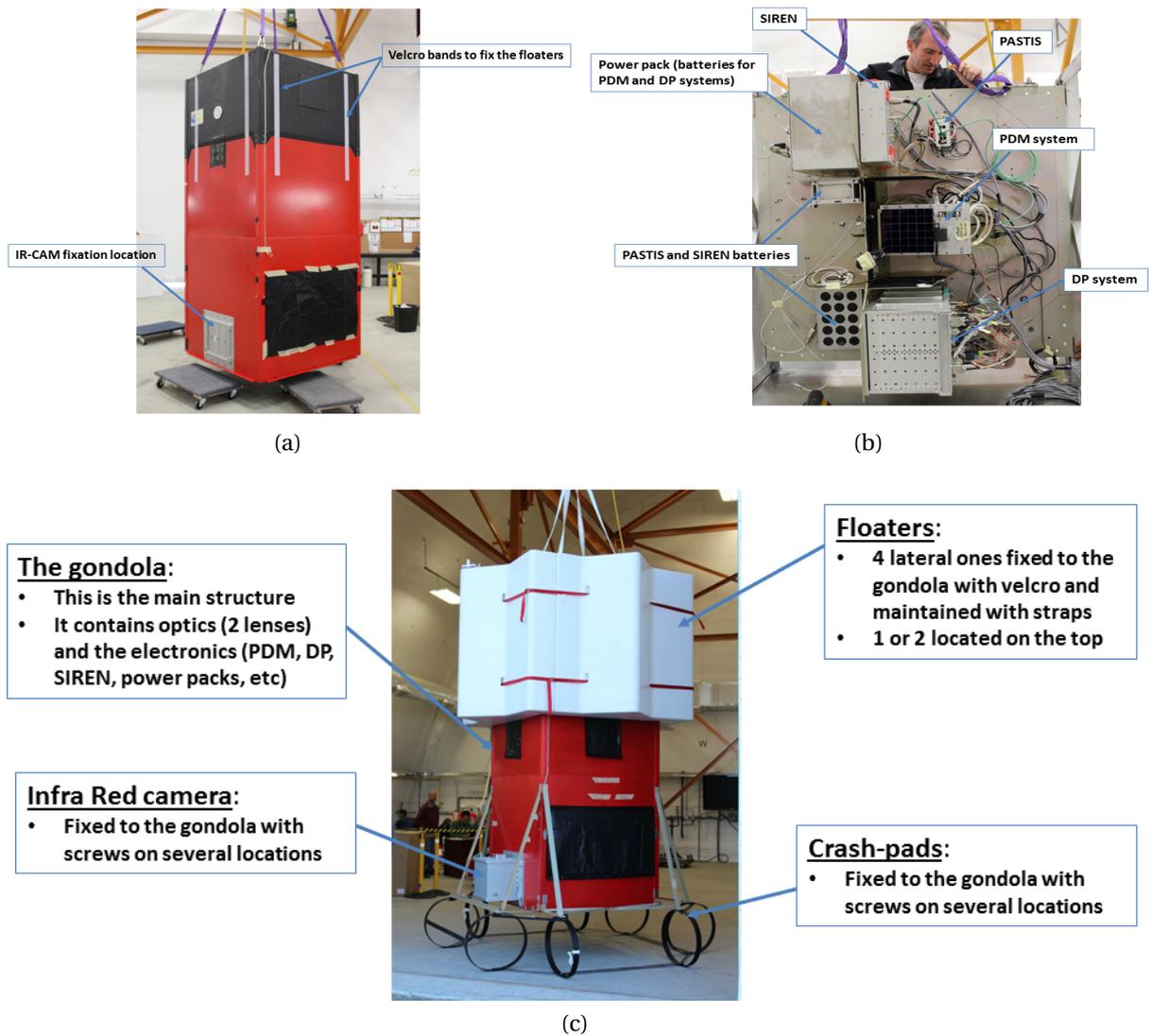


FIGURE 3.18 – (a) Photographie de la gondole avant l’intégration de la caméra PDM. (b) Photographie de la plaque du radiateur avec tous les composants électroniques du télescope. (c) Photographie du télescope EUSO-Balloon complet.



FIGURE 3.19



FIGURE 3.20 – Déplacement de l'instrument vers la piste de décollage.

dant plus de 5 heures. La figure 3.23 représente l'altitude du ballon et de l'hélicoptère, qui l'a sous-volé pendant près de 2 heures, en fonction de l'heure.

La figure 3.24 représente la trajectoire suivie par le ballon et l'hélicoptère en fonction de la latitude et de la longitude. Durant l'ascension le ballon a été porté par le vent vers l'est avant que l'inversion de ce dernier ne pousse l'instrument vers l'ouest durant le vol.

Une grande quantité de données ont pu être enregistrées dans différentes configurations. La figure 3.25a montre le résultat de la mesure de fond UV pendant le vol, considérant uniquement les 30% de pixels qui ont eu une efficacité supérieure à 10% [MACKOVJACK, 2015]. (Pour plus d'information sur l'efficacité de pixels du PDM de EUSO-Balloon voir figure 7.6).

Quelques centaines de traces laser ont été également détectées. La caméra infrarouge a récolté des données complémentaires au télescope UV qui ont permis d'étudier l'effet des nuages, des lumières humaines, etc (voir figure 3.25).

Récupération de l'instrument Une fois la décision prise de décrocher l'instrument du ballon, la trajectoire de celui-ci a été suivie pour indiquer à l'équipe de récupération la po-

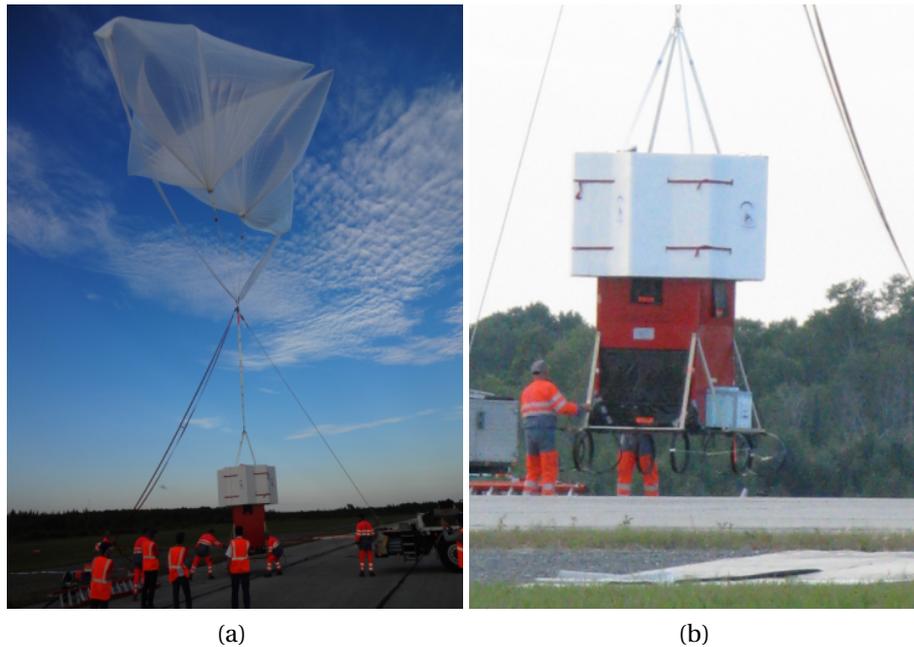


FIGURE 3.21 – (a) Moment où le ballon est rempli avec le hélium. (b) Photographie du moment de décollage de la nacelle télescope EUSO-Balloon.



FIGURE 3.22 – Vue panoramique juste avant le lancement.

sition où aller. Trois membres de l'équipe EUSO-Balloon sont allés sur place pour inspecter l'instrument (PDM, optique et mécanique) au plus près de sa zone de récupération. Celle-ci fut complexe du fait de l'amerrissage de l'instrument dans un lac. Un hélicoptère a permis de le soulever hors de l'eau pour constater qu'il n'avait subi aucun dommage et que le système de flottaison avait parfaitement fonctionné. une fois de retour à la base, les 90 Go de données accumulées ont pu être récupérées.

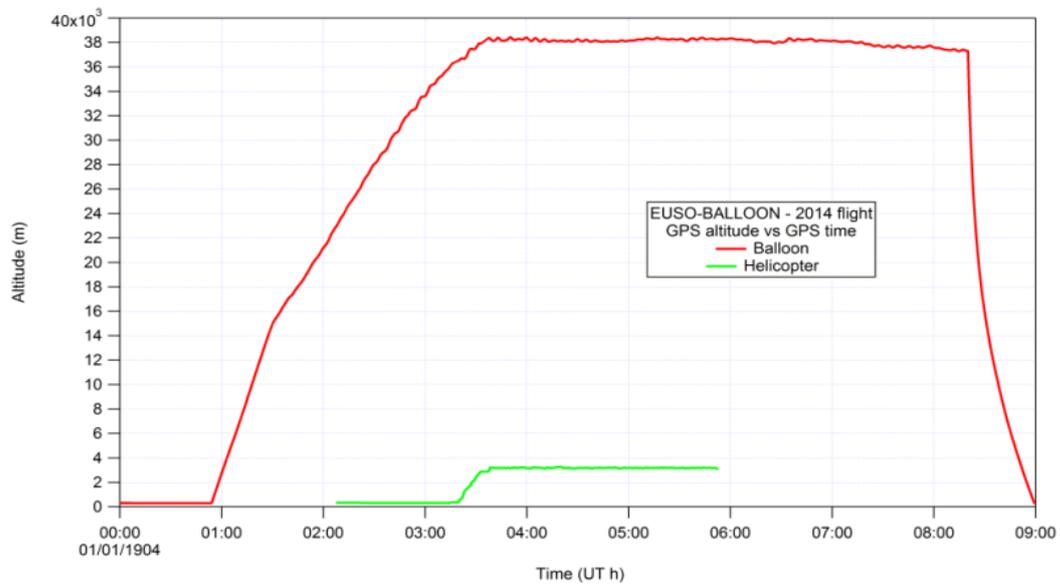


FIGURE 3.23 – Altitude du ballon et de l’hélicoptère en fonction de l’heure.

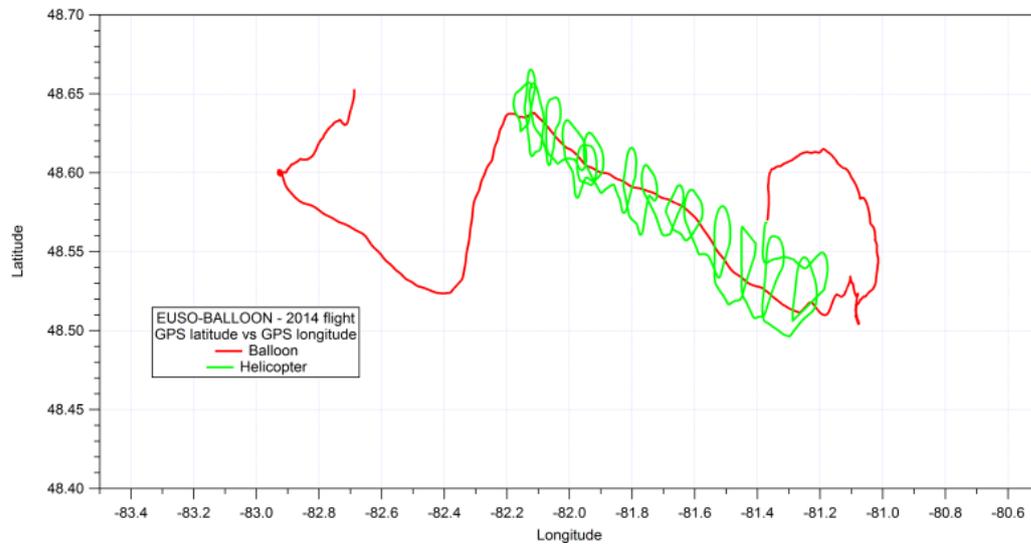
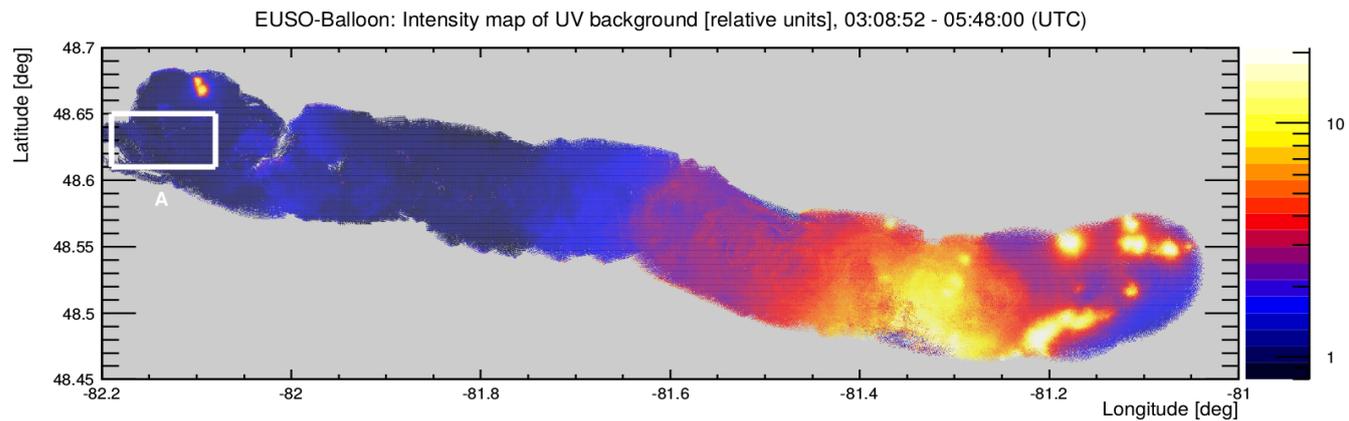
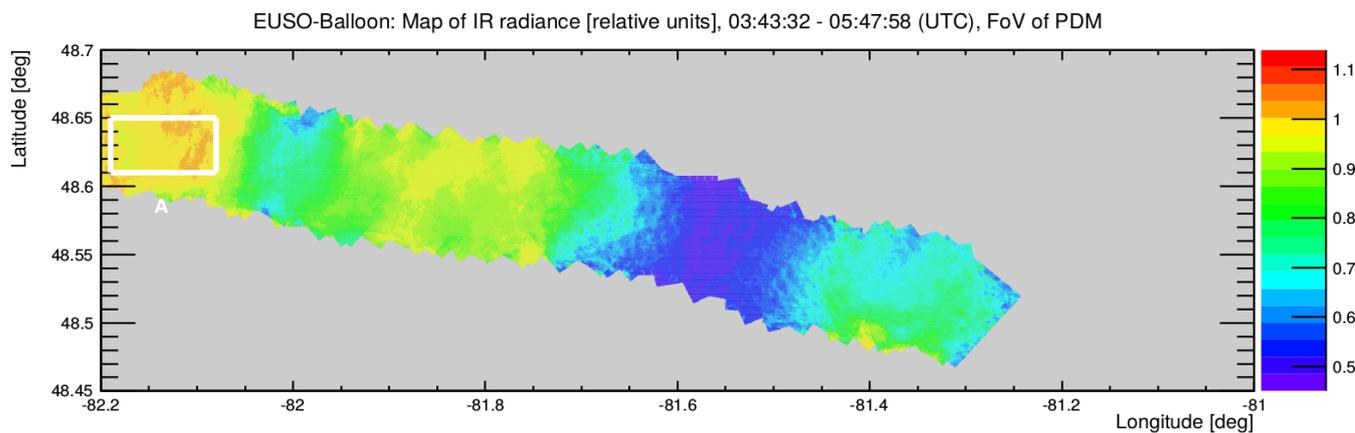


FIGURE 3.24 – Trajectoires du vol d’EUSO-Balloon (en rouge) et du hélicoptère (en vert).

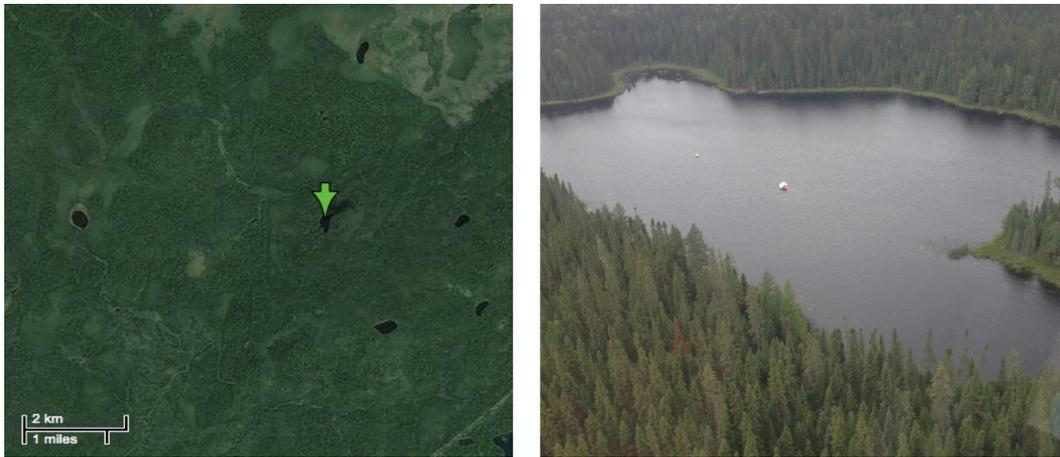


(a)



(b)

FIGURE 3.25 – (a) Image UV obtenue pendant le vol. L'intensité est en échelle logarithmique et normalisée sur le bruit de fond moyen du cadre en blanc "A". Les régions jaunes représentent la ville de Timmins, les mines et en haut du cadre blanc "A" l'aéroport de Timmins et la base de vols stratosphériques. Les zones rouges et violets sont la diffusion de la lumière en raison de la présence de nuages. (b) Images en infra-rouge capturées par la caméra-IR où les images en jaunes montrent la majeure densité de nuages [MACKOVJACK, 2015].



(a)



(b)

FIGURE 3.26 – Position et photographie du lac où la nacelle a été trouvée. La récupération de l'instrument a été effectuée grâce à un hélicoptère.

3.7 Conclusion

Ce chapitre a permis de décrire le projet EUSO-Balloon, ses objectifs, son organisation, son déroulement sa structure et le succès de sa campagne de vol. Une vue générale du travail collaboratif indispensable à son développement a été donnée. En moins de trois ans, la collaboration a réussi à concevoir construire et mettre en œuvre un instrument complexe au prix d'un travail acharné de l'ensemble des équipes et malgré de nombreux problèmes à surmonter. Le succès de cette mission est une étape importante afin de poursuivre le chemin vers le projet spatial des prototypes et démonstrateurs qui vont lui succéder, rendant envisageable la construction et installation du télescope JEM-EUSO dans les prochaines années. Ce chapitre sert d'introduction à la caméra de détection "le PDM". La réalisation du PDM, qui sera décrit précisément dans le chapitre suivant, a constitué un défi permanent. Sa complexité est abordée pédagogiquement, pas à pas, pour sa totale compréhension. Plusieurs points décrits dans ce chapitre, seront approfondis ultérieurement.

3.8 Références

- BALMOOS, P. 2015, «The euso-balloon mission», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands.* 74
- BARRILLON, P. 2015, «Performance of the euso-balloon electronics», *Topical Workshop on Electronics for Particle Physics, Lisbon, Portugal.* 77, 78
- CATALANO, C. 2015a, «Performance of the euso-balloon optics», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands.* 75, 76
- CATALANO, C. 2015b, «Premières lumières du télescope euso-balloon», *Thèse de doctorat de l'Université Toulouse III - Paul Sabatier.* 74, 75
- ELTA. «Catalogue, observation and telecommunication equipment nacelle sirene», . 80
- G.OSTERIA, J. B. C. F., V. SCOTTI. 2015, «The data processor system of euso-balloon : in flight performance», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands.* 78
- HACHISU, Y. 2013, «Manufacturing of the ta-euso and the euso-balloon lenses», *The 33th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Rio de Janeiro, Brasil.* 75
- MACKOVJACK, S. 2015, «Night time measurement of the uv background by euso-balloon», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands.* 88, 91
- MOULE, T. 2013, «Nosyca : A new standard for balloon operations flight proven», *Balloon Product Manager at ELTA, 26 rue des Cosmonautes, 31400 Toulouse FRANCE.* 80
- RODRIGUEZ-FRIAS, M. 2015, «The spanish infrared camera onboard the euso-balloon (cnes) flight on august 24, 2014», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands.* 77
- TAKIZAWA, Y. 2013, «The ta-euso and euso-balloon optics designs», *The 33th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Rio de Janeiro, Brasil.* 74

Chapitre 4

La caméra d'EUSO-Balloon

« Supposer que l'œil, avec tous ses dispositifs inimitables [...], pourrait être formé par sélection naturelle, semble, je l'avoue sans mal, absurde au plus haute degré. Cependant, la raison me dit que si l'on peut montrer qu'il existe de nombreuses gradations depuis un œil parfait et complexe jusqu'à un œil très imparfait et simple, chaque degré étant utile à son possesseur [...], alors notre difficulté à croire qu'un œil parfait et complexe peut être formé par sélection naturelle, bien qu'insurmontable pour notre imagination, ne peut plus être considérée comme réel. »

Charles Darwin "L'origine des espèces"

4.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la caméra UV (aussi appelée **PDM**) du télescope EUSO-Balloon qui a été brièvement introduite dans la section 3.5.3. Dans un premier temps, nous détaillerons son architecture fonctionnelle qui comprend la photo-détection, le traitement du signal et l'alimentation en haute tension des **MAPMTs** de la surface de détection. Les deux sections suivantes (4.3 et 4.4) décriront les composants sélectionnés et développés pour former un **PDM** permettant d'atteindre les objectifs décrits dans la section 3.2.

4.2 Architecture fonctionnelle de la caméra

Pour rappel, le **PDM** reçoit la lumière provenant des **EAS** à un taux d'un photon toutes les 5 – 6 ns. Les photons sont transmis par le système optique du télescope avec comme une **PSF** de 9 ± 2 mm (section 3.5.3). Dans cet contexte l'architecture de fonctionnalités du **PDM** comprend plusieurs parties successives :

- la photo-détection impliquant les MAPMTs et l'alimentation haute tension
- le traitement des signaux analogiques provenant des MAPMTs qui s'opère au niveau des ASICs de lecture (trigger L0, comptage et numérisation) et d'un FPGA (trigger L1)
- la transmission des données vers le DP

4.2.1 La photo-détection

La caméra d'EUSO-Balloon doit détecter les photons émis, dans une gamme de longueur d'onde de 290 – 430 nm, par excitation des atomes d'azote de l'atmosphère lors du passage des électrons des gerbes (EAS) (fluorescence UV). Cette détection devra s'effectuer par dessus celle des photons du bruit de fond UV dont le taux attendu pour un nuit sans lune sur la surface focale de JEM-EUSO est de $500 \text{ ph/m}^2/\text{ns}/\text{sr}$. Ceci correspond à environ 1.5 photons par pixel par GTU [JEMEUSO, 2011], à comparer avec le millier de photo-électrons attendus pour l'ensemble d'une gerbe typique de $> 10^{20} \text{ eV}$ avec un angle d'entrée de 60° (voir section 2.3.5). En plus de la lumière de fluorescence, la caméra devra détecter la signature Tcherencov à 30° d'angle zénith des EAS. Pour cela nous avons vu dans la section 2.3.5 qu'il faut une [résolution temporelle de détection de photons](#)¹ inférieure à 30 ns. Dans l'analyse j'utilise les fenêtres temporelles comme un paramètre important du comportement poissonnien de la détection et comptage et cette fenêtre va changeant à chaque étape, raison pour la quelle je dois faire une appel de la différence entre [résolution temporelle de détection de photons](#) à niveau du MAPMT (capacité maximal de observation de pe ou impulsions) et [résolution temporelle de mesure](#) qui est la fenêtre de mesure le gtu après le paquets etc

Au moment où la collaboration JEM-EUSO (2008) a dû faire un choix pour la réalisation d'un comptage individuel de photons il existait deux technologies principales : le photomultiplicateur (PMT) et la [photodiode d'avalanche \(APD\)](#). La fabrication de détecteurs utilisant des APDs pour des projets d'astrophysique était alors limitée par le manque d'études et de développement de ces capteurs [PELLION, 2008]. Pour la phase A de JEM-EUSO, les PMTs ont donc été choisis comme l'option officielle. Quatre caractéristiques fondamentales, plus adaptées aux exigences du projet, ont fait pencher la balance :

- La résolution temporelle pic à pic des PMT est $< 10 \text{ ns}$,
- La largeur d'impulsion minimale (1/3pe) PMT est comprise entre 3 et 5 ns,
- le temps de montée de l'impulsion est $< 1 \text{ ns}$,
- le gain d'amplification et l'efficacité de détection dans la gamme de longueur d'onde d'intérêt.

Parmi tous les types de PMTs, le modèle multi-anode MAPMT a été sélectionné car il possède la plus petite taille de pixel ($3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$) et les performances requises (voir la section 2.3.8).

On peut noter que depuis la sélection des MAPMTs, les APD et les [silicon photomultipliers \(SiPM\)](#) ont été développés grandement et rentrent dans les clous des spécifications de JEM-EUSO. Une RD sur l'utilisation des SiPM est d'ailleurs en cours pour évaluer la possibilité d'utiliser ce type de photo-détecteur pour construire la surface focale de JEM-EUSO [MORETTO, 2015] [HAUNGS, 2015].

1. Cette résolution temporelle de détection indique le délai d'arrivée minimum entre deux photons pour qu'ils soient détectés tous les deux séparément.

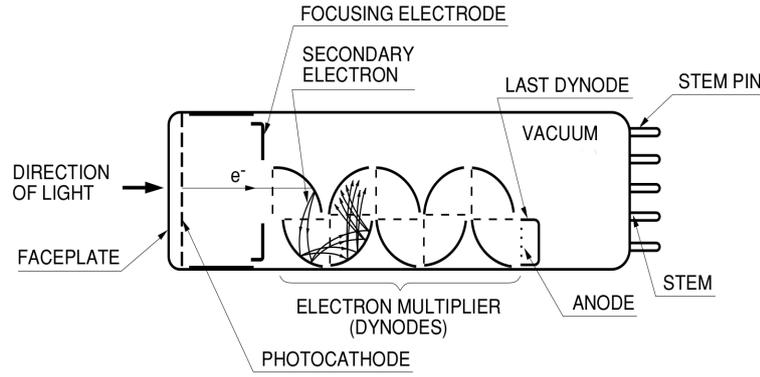


FIGURE 4.1 – Un photomultiplicateur avec 10 dynodes [BLAKSLEY, 2013].

Photomultiplicateur PMT

Un PMT est constitué d'un tube à vide qui contient une cathode, une électrode de focalisation, une anode et une série de dynodes (voir figure 4.1). La cathode et les dynodes sont polarisées sous haute tension (≈ 1 kV) dégressive (cathode au maximum, dernière dynode au minimum). Lorsque les photons arrivent sur la surface de la photo-cathode il se produit une émission d'électrons, appelés **photo-électrons primaires**, vers la première dynode par effet photoélectrique. Puis d'une dynode à l'autre, un cascade de **électrons secondaires** se forme pour finalement atteindre l'anode. Ce phénomène de cascade entraîne une amplification successive de la charge du photo-électron primaire. Elle est nommée gain multiplicatif du PMT qui a une valeur typique de 10^6 .

Ce gain de multiplication électronique μ est le produit des gains de chaque dynode. Le gain d'une dynode i est, lui, le produit de l'efficacité de collection ρ_i de cette dynode avec le nombre de **électrons secondaires** qu'elle produit δ_i . Étant donné que δ_i dépend de la tension que reçoit chaque dynode $V_{dyn,i}$ et que ρ_i peut être approximé à 1, le calcul peut se réduire à la suivante équation :

$$\mu = \prod \rho_i \cdot \delta_i = \prod z_i V_{dyn,i}^{\alpha_i} \quad (4.1)$$

où les termes z_i et α_i sont propres à chaque dynode. Une approximation courante est de considérer que les termes α_i sont tous égaux à un même α .

La tension totale fournie au PMT est V_{HV} . Si la tension que reçoit chaque dynode est $V_{dyn,i}$, on peut écrire :

$$V_{HV} = \sum V_{dyn,i} = \sum \beta_i \cdot V_{HV} \quad (4.2)$$

où β_i est la fraction de la tension de V_{HV} que la dynode i reçoit. L'équation 4.1 devient par conséquent :

$$\mu = \prod \rho_i \cdot \delta_i = \prod z_i \cdot V_{HV}^{\alpha} \cdot \beta_i^{\alpha} \quad (4.3)$$

$$\mu = V^{k\alpha} \cdot \prod z_i \cdot \beta_i^{\alpha} \quad (4.4)$$

où k est le nombre de dynodes. Cette dernière équation montre la forte dépendance du gain en fonction de la tension totale d'alimentation V_{HV} . On parle d'efficacité dans la multiplication électronique : ϵ_G .

En complément du gain multiplicatif, trois caractéristiques entrent en jeu dans le fonctionnement d'un PMT :

- L'efficacité quantique ϵ_q qui est le rapport entre le nombre de photo-électrons générés et le nombre de photons incidents sur la photo-cathode. Cette efficacité dépend de la longueur d'onde de la lumière (290 – 430 nm pour le PDM) et du matériel avec lequel la photo-cathode est fabriquée².
- L'efficacité de collection ϵ_{coll} qui est le rapport entre le nombre des photo-électrons émis au niveau de la photo-cathode et le nombre de photo-électrons collectés par la première dynode.

Ces différentes efficacités intrinsèques au PMT permettent d'exprimer son efficacité de détection :

$$\epsilon_{det-PMT} = \epsilon_q(\lambda) \times \epsilon_{coll}(V_{HV}) \times \epsilon_G(V_{HV}) \quad (4.5)$$

Les modes de fonctionnement

Le PMT possède deux modes de fonctionnement grâce au fait que sa tension d'alimentation peut être modulée. Cela permet un ajustement du gain dans la gamme 30 à 10^6 .

Le mode de gain élevé est appliqué pour la détection de très bas flux de lumière; aussi bas que la détection de photons individuels (on parle de **Single Photoelectron State (SPE)** ou simple photo-électron). Etant donné que la quantité de **photo-électrons primaires** est très petite, il est nécessaire d'avoir un gain multiplicatif élevé pour avoir une charge significative à la sortie de l'anode. Ainsi le signal analogique sera visible et utilisable.

Le deuxième mode est utilisé pour un flux élevé de lumière ou flux continu (**Multi Photoelectron State (MPS)**) dont les signaux correspondants se superposent rendant impossible la discrimination de leurs pics. On parle d'empilement. Pour ce type d'illumination le gain du PMT doit rester bas puisque les **photo-électrons primaires** sont déjà si nombreux que la charge au niveau de l'anode sera élevée.

La figure 4.2 illustre ces deux modes de fonctionnement d'un PMT. On y trouve 7 illustrations :

1. Flux élevé de photons arrivant sur la photo-cathode.
2. Les photo-électrons générés sur la photo cathode³.
3. Pulses fins qui sortent de l'anode et qui correspondraient à chaque photo-électron primaire.
4. Superposition des pulses qui serait le signal de sortie réel.
5. Un flux faible de photons arrive sur la photo-cathode.
6. Les photo-électron qui se produisent dans la photo-cathode.
7. Pulses fins au niveau de l'anode, leur faible nombre fait qu'il n'y a pas de superposition.

Les 4 premières et 3 dernières concernent respectivement les mode MPS et SPE

Calcul de la charge à la sortie de l'anode

La charge collectée dans l'anode, durant un temps correspondant à la **résolution temporelle de détection de photons**, peut être estimée comme la surface sous le pic d'impulsion du signal analogique de courant. Pour le MAPMT la largeur d'impulsion pour d'un

2. Le nombre d'électrons libérés dépend de l'énergie des photons et du niveau d'énergie moléculaire de l'alliage métallique de la photo-cathode.

3. Le nombre de photo-électrons générés est moins grand que le nombre de photons incidents car l'efficacité quantique est inférieure à 1.

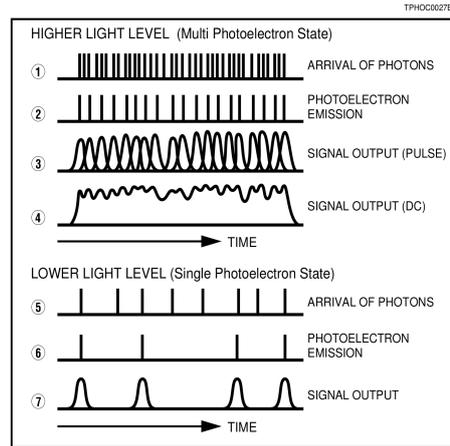


FIGURE 4.2 – Modes de détection selon le flux de lumière. Lorsque le flux de lumière est élevé (MPS) le signal de photo-électrons se superposent. Lorsque le flux de lumière est bas (SPE), les pics du signal de photo-électrons sont assez écartés pour être discriminés et comptés par l'électronique de lecture [PHOTONICS, 2007].

photo-électron primaire est de 3 – 5 ns. On peut dire que la charge est approximativement la surface du triangle où la hauteur est le maximum du pic de courant et la base est la résolution temporelle. Cela revient à l'équation suivante :

$$Q = \frac{I \times \Delta t}{2} \quad (4.6)$$

Si le gain multiplicatif est de 10^6 , un photo-électron primaire représente une charge égale à 160 fC au niveau de l'anode pour un $\Delta t = 4$ ns et un pic de courant d'un photo-électron de typiquement ≈ 80 μ A.

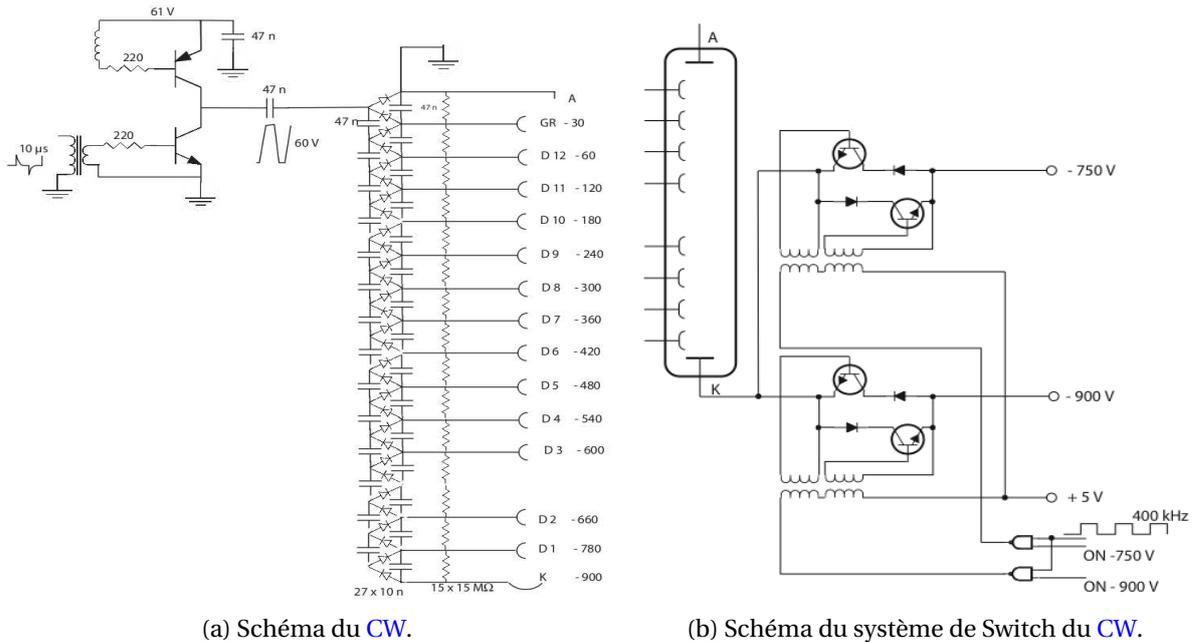
Alimentation Haute Tension

Nous avons vu que le gain d'un PMT dépend de la tension qui lui est fournie et que son efficacité de détection est liée aux efficacités intrinsèques (quantique, de collection et électronique) du PMT. De même pour les MAPMTs utilisés pour EUSO-Balloon, chacun des 64 pixels d'un même photomultiplicateur a un gain et une efficacité différents. Ces caractéristiques sont également différentes d'un MAPMT à un autre.

Pour effectuer des mesures de précision, telles que celles envisagées par les projets EUSO, il est nécessaire d'avoir un gain le plus homogène possible entre les pixels et donc une haute tension la plus stable possible. En extrapolant, c'est la tension aux bornes de chaque dynode, en plus de celle aux bornes de la cathode, qui doit être aussi stable que possible.

Usuellement, c'est le diviseur de tension résistif qui est utilisé. C'est, en effet, le dispositif qui permet de produire plusieurs tensions précises le plus simplement, de part sa fabrication aisée. Il a néanmoins un inconvénient de taille, rédhibitoire dans le cas de JEM-EUSO, c'est qu'il nécessite une importante puissance. En effet, dans le cas de JEM-EUSO, l'utilisation d'un diviseur de tension impliquerait un courant de 20.2 mA par photo-électron par pixel par GTU. A l'échelle de la surface focale de JEM-EUSO, cela représenterait une puissance d'environ 1.8 kW alors que spécifications requièrent 500 W au total pour l'instrument.

Il a donc fallu trouver une autre solution pour JEM-EUSO et ses pathfinders. Le circuit appelé Crookroft-Walton (CW) est une autre option qui permet de générer une ten-



(a) Schéma du CW.

(b) Schéma du système de Switch du CW.

FIGURE 4.3 – (a) Schéma du CW qui alimente en haute tension les MAPMT. (b) Schéma du système de switches du CW qui permet de réduire la tension de la photo-cathode pour diminuer le gain des MAPMT.

sion presque continue à partir d'un dispositif recevant en entrée un pulse de courant. Son schéma simplifié est donné par la figure 4.3a(a). Il fait intervenir une matrice de condensateurs et diodes arrangés de telle sorte que les tensions de chaque dynode sont produites [BLAKSLEY, 2015].

Outre la détection des EAS, JEM-EUSO souhaite étudier d'autres phénomènes (voir chapitre 2) avec des intensités de lumière différentes et parfois beaucoup plus élevées. Pour des événements correspondants à ces autres axes de recherche, il est impératif de pouvoir réduire le gain des MAPMTs pour éviter d'endommager les anodes. Il peut également se produire des événements très lumineux qui nécessitent l'extinction de la haute tension.

Cette réduction du gain doit s'effectuer très rapidement (de l'ordre de quelques microsecondes) pour protéger les MAPMTs. Un changement en parallèle des tensions de toutes les dynodes est recommandable. Avec un diviseur de tension, le changement de la tension de référence (celle de la cathode) permettrait de répercuter le changement à toutes les tensions. Ce n'est pas le cas pour le CW qui produit (à partir d'une tension initiale de 28V) lui même toutes les tensions dont celle de la cathode.

Une solution a néanmoins été trouvée. Plutôt que de changer la tension de chaque dynode (ce qui prend trop de temps), il est possible de diminuer le rapport entre la tension de la photo-cathode et celle de la première dynode. Par ce biais on diminue le gain multiplicatif global du MAPMT même si le gain entre chacun des autres dynodes n'est pas affecté. Le système qui permet d'effectuer cette action est représenté sur la figure figure (4.3b(b)) est appelé switches. Il est piloté par des pulses fournis par la PDM board qui permettent de passer d'un gain nominal à un gain réduit d'un facteur 100 ou 10000 en quelques microsecondes.

4.2.2 Traitement du signal

Le traitement des signaux fournis par les PMT (impulsions⁴) doit être effectué par une électronique adaptée aux deux modes de fonctionnement (SPE et MPS). Le traitement se passe en deux étapes, le traitement analogique et le traitement digital des signaux.

Traitement analogique du signal

Il consiste principalement en une discrimination du signal pour compter le nombre d'impulsions supérieures à un seuil ajustable (seuil de sélection). On parle de **Photo-Counting** qui est particulièrement utilisé pour la détection de SPE. L'électronique doit pouvoir détecter de 1.5 à 15 photo-électrons/GTU avec une résolution temporelle de 30 ns. Pour se faire une des spécifications la concernant est de pouvoir discriminer un signal dès 50 fC de charge ce qui correspond à 1/3 de photo-électron pour un PMT ayant un gain de 10^6 .

Dans le cas d'événements correspondants au mode MPS, l'électronique doit pouvoir estimer la charge du photon initial qui peut atteindre 150 photo-électron/GTU/pixel⁵. La seule discrimination ne suffit pas parce que le PC sert juste à compter impulsions de signal et pas à estimer la charge⁶, on utilise alors le concept de ToT pour Time over Threshold⁷.

La gamme dynamique de détection de l'électronique est 1.5 à 150 photo-électron/GTU/pixel. Les valeurs inférieure et supérieure sont respectivement fixées par la spécification sur la détection du bruit de fond UV et le flux de photons des EAS de référence ($> 10^{20}$ eV et 60° de zénith) au maximum de l'émission et au moment de la signature Tcherencov de la réflexion au sol. Cette dernière requiert une **résolution temporelle de détection de photons** de l'ordre de 10 ns pour calculer l'énergie qu'elle libère (voir annexe A.1). Le **Photo-Counting** n'ayant pas ce niveau de résolution, c'est le KI qui doit prendre le relais pour cette mesure spécifique.

Traitement digital du signal

La partie digitale de l'électronique s'occupant du traitement du signal devra recevoir le signal discriminé et assurer le comptage et la numérisation par GTU et par pixel des deux types de traitement analogique (Photo Counting et Time-Over-Threshold). Dans l'idée de réduire le nombre de sorties de l'électronique, les données de 64 pixels devront être regroupées par 8.

Les données numériques du Photo Counting serviront d'entrée au trigger de niveau 1 qui assure la sélection des événements d'intérêt et permet du même coup de limiter le taux de données⁸ (voir la section 2.3.7). En parallèle, les données du ToT devront servir à détecter des événements trop lumineux, pouvant endommager les PMTs, et ainsi induire la réduction de la haute tension (système de switchs décrit dans la section précédente).

4. En premier approximation chaque impulsion représente un **photo-électrons primaires**

5. Le rang dynamique de détection de 1.5 à 150 photo-électron/GTU/pixel. La valeur inférieure est fixée pour le bruit de fond UV et la deuxième valeur par le flux de photons des EAS de référence dans le moment de émission maximale de photons (voir section 2.3.5 et annexe A.1).

6. Une estimation de charge avec le **Photo-Counting** est possible pour de flux très bas de photons (périodes >30 ns) où les empilements de événement son négligeables

7. Plus la charge initiale est élevée plus longtemps le signal analogique restera au dessus du seuil, ce qui permet d'avoir une estimation de la charge.

8. Le PDM possède 2304 pixels. Si chacun d'eux produit 8 bits de données par GTU, on s'attend typiquement à un taux de 18.4kbytes/GTU.

4.3 Les composants élémentaires de la caméra

La caméra a été conçue en tenant compte des besoins listés précédemment dans ce chapitre, des limitations technologiques et des contraintes liées à l'environnement de fonctionnement. Tout ceci a amené la collaboration à faire des choix sur les composants en tenant compte des spécifications techniques. Ainsi le MAPMT d'Hamamatsu R11265-M64 a été choisi pour assurer la photo-détection, l'ASIC SPACIROC a été développé pour assurer le traitement analogique du signal ainsi que la numérisation des données et un FPGA Xilinx Virtex 6 240T a été sélectionné pour assurer le trigger L1, l'interface avec le DP et le contrôle des ASICs.

4.3.1 Le photomultiplicateur multi-anode

Un photomultiplicateur multi-anode (MAPMT) est un PMT formé d'une matrice d'anode. Les électrodes de focalisation, les dynodes et les anodes sont placées dans le même tube à vide. La configuration en matrices permet de diviser la photo-cathode en une matrice des pixels. Le modèle R11265-M64 a 64 pixels (8x8), chacun faisant $3\text{ mm} \times 3\text{ mm}$, et 12 dynodes. Il n'y a pas d'espace mort entre les pixels ce qui fait que la surface efficace est de $23,04\text{ mm} \times 23,04\text{ mm}$ pour une dimension extérieure de $26,2\text{ mm} \times 26,2\text{ mm}$.

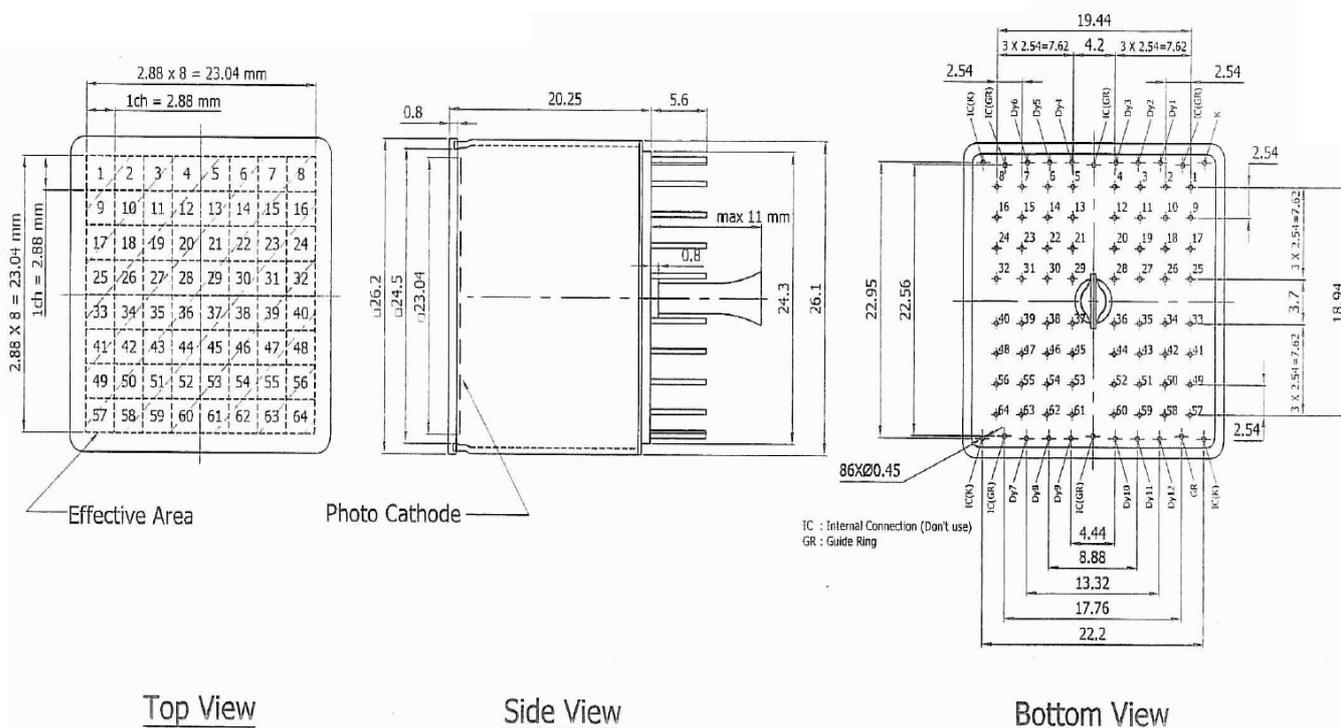


FIGURE 4.4 – Trois vues schématiques du MAPMT R11265-M64. A noter que dans ce schéma le tube à vide sort au centre des broches. Ce n'est pas le cas pour les MAPMTs utilisés pour EUSO-Balloon.

La photo-cathode est fabriquée en ultra bialkali composant formé d'antimony, potassium et césium. Comme on peut le voir sur la figure 4.6, ce modèle de MAPMT possède une efficacité quantique supérieure à 35% pour les longueurs d'onde entre 290 nm et 430 nm (avec un pic à 40% à $\lambda = 350\text{ nm}$ (voir figure 4.6). On peut également noter qu'en dehors de cette gamme, la sensibilité chute fortement même pour des longueurs d'onde

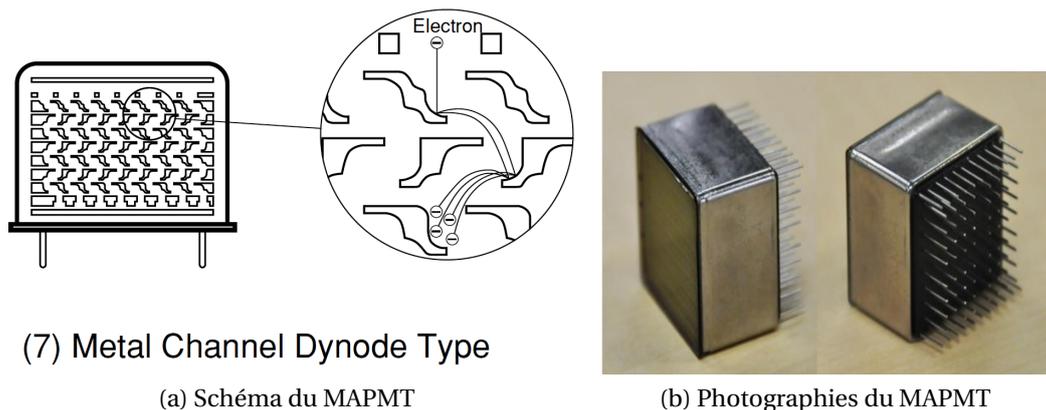


FIGURE 4.5 – (a) Schéma de disposition de la photo-cathode, d'une anode et des dynodes du PMT multi-anode Hamamatsu R11265-M64 (b) Photographie du MAPMT Hamamatsu R11265-M64. On distingue la surface de détection au premier plan et les broches de sortie des signaux analogiques et d'alimentation Haute Tension à l'arrière PHOTONICS [2007].

de 200 nm ou 500 nm ce qui explique l'importance de l'utilisation d'un filtre pour réduire la gamme de longueur d'onde.

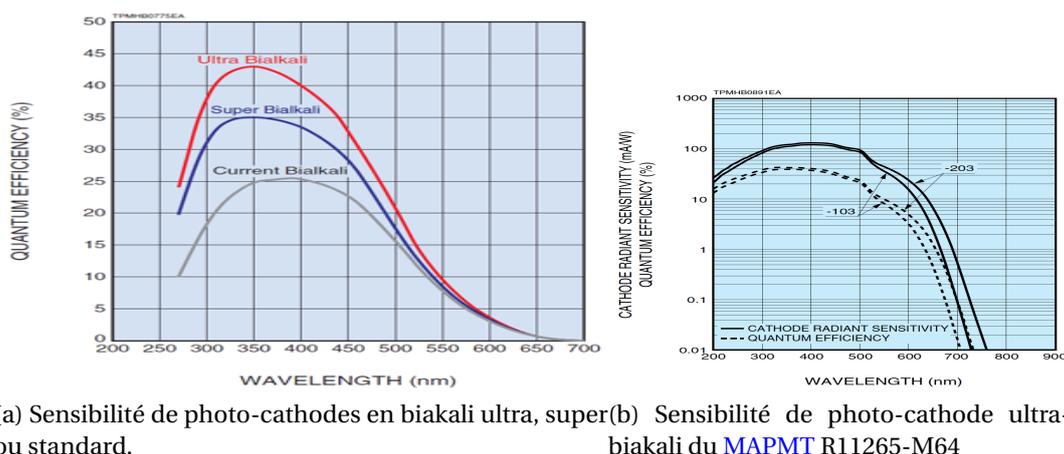


FIGURE 4.6 – Efficacité quantique des photo-cathodes en biakali.

Le tableau 4.1 résume les principales caractéristiques de ce modèle de MAPMT. On voit, en particulier, que le gain varie entre les pixels d'un même MAPMT d'un facteur non négligeable. Cette variation est principalement due à la non uniformité de l'électrostatique d'un pixel à l'autre.

4.3.2 L'ASIC de lecture SPACIROC

SPACIROC a été spécialement développé pour JEM-EUSO par le groupe de microélectronique OMEGA. La première version (SPACIROC1 dont le layout est représenté sur la figure 4.7) de cet ASIC de 64 voies a été soumise, en mars 2010, dans la technologie 0.35µm SiGe (0-3 V d'alimentation). La figure 4.8 représente le "schéma bloc" de SPACIROC1. On y retrouve les fonctionnalités requises : le Photo Counting qui a la fonction de mettre en forme et discriminer les pulses correspondant à un pixel par GTU en fonction d'un seuil de sélection, le Time over Threshold qui calcule la somme des largeurs des pulses par GTU par un groupe de huit pixels voisins et le comptage (partie digitale). En sus, une pré-amplification des signaux analogiques est réalisée en amont du PC et du ToT.

Paramètres	Valeur
Pitch pixel	2.88 mm
Surface sensible	23.04 mm x 23.04 mm
Dimensions	26.2 mm x 26.2 mm x 20.25 mm
Poids	27.3 g
Gamme spectrale de la réponse	185 à 650 nm
Efficacité quantique	> 35% (maximum 40%)
Nombre de dynodes	12
Alimentation maximale	1100 V
Gain typique	10^6 à 900 V
Capacité (anode)	3 pF
"Dark current"	0.4 nA
Temps de montée du signal	≤ 1 ns
Uniformité du gain entre les anodes	1 :3
Diaphonie entre les pixels	1%
Températures d'utilisation	-10° à 30°C

TABLEAU 4.1 – Caractéristiques principales du MAPMT utilisé pour la caméra d'EUSO-Balloon.

Nous allons étudier plus en détail chacune des quatre fonctions principales de SPACIROC1.

La pré-amplification Il y a 64 pré-amplificateurs possédant un gain ajustable (8 bits) de façon individuelle, aussi appelé gain de pré-amplification en unités DACs. Cette fonctionnalité permet d'uniformiser les performances entre pixels. La pré-amplification est constituée de trois sous-systèmes :

- **Super Common Base (SCB)** : Cette structure, basée sur un amplificateur à base commune de très basse impédance, est utilisée comme un convoyeur de courant de façon à ce que le courant provenant des anodes d'un MAPMT puisse entrer dans l'ASIC.
- Miroir **Positive Metal-Oxide Semiconductor (PMOS)** : Le courant provenant du SCB est copié dans un ensemble de 8 miroirs de courant PMOS. Des paramètres de configuration (slow control) permettent d'activer ou désactiver chaque miroir de courant. Ainsi le slow control possède 8-bits (0-255) pour chacune des 64 voies pour contrôler le facteur appliqué au courant copié. Pour un gain réglé de 0, 64 et 255, le facteur correspondant est respectivement de 0, 1 et 3.984.
- Miroir NMOS : Il s'occupe de copier les signaux pré-amplifiés pour quatre sorties, trois vers les discriminateurs du **Photo-Counting** (voir plus bas) et une pour le ToT. Il y a 4 miroirs au total, chacun peut être activé/désactivé via des bits de slow control, de façon commune pour les 64 voies. Pour la partie ToT, quand le miroir correspondant est activé, la somme des courants de 8 voies voisines est effectuée (voir plus bas).

Le Photo-Counting Il y a trois types⁹ de discriminateur pour chaque voie. SPACIROC1 étant le premier prototype de cet ASIC, trois options différentes (voir figure 4.10) avaient été, en effet, développées pour tester leurs performances :

9. Le choix du type est commun aux 64 voies et se fait via le slow control.

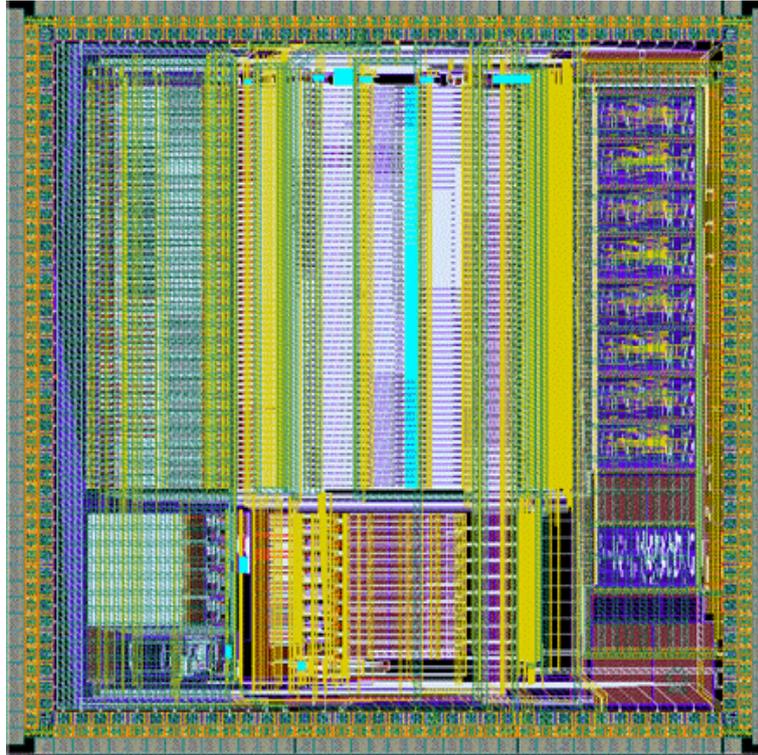


FIGURE 4.7

Layout de la première version de SPACIROC.

- Le Trigger Préamplificateur (TrigPA) : Il utilise directement le signal pré-amplifié. Son **seuil de sélection** est contrôlé pour une commande réglée sur 10-bit commune à toutes les voies. La figure 4.11a donne un exemple de signal pré-amplifié (a) et le résultat de la discrimination (b) pour un signal simulé d'un photo-électron. Cette option est a priori celle qui doit consommer le moins.
- Le trigger Fast Shaper Unipolaire (TrigFSU) : Ce discriminateur est un héritage de l'ASIC MAROC [AHMAD, 2011]. Dans ce cas, le signal pré-amplifié est mis en forme, résultant en un signal positif qui est comparé à un **seuil de sélection** réglé grâce à un paramètre (DAC) de 10 bits du slow control. La figure 4.11a montre un signal pré-amplifié (gain 64) et mise en forme correspondant à 1 photo-électron et le résultat de la discrimination pour 2 gains (64 et 128). On peut noter que la mise en forme effectuée par le FSU peut être ajustée via un jeu de résistances (15k Ω et 100k Ω en plus des 100k Ω disponibles par défaut) et capacités (25fF, 50fF et 100fF) qui sont activables grâce à 5 bits du slow control.
- **Very Fast Shaper (VFS)** : C'est une fonctionnalité qui a été développée spécifiquement pour SPACIROC1. Comme son nom l'indique, il est sensé être plus rapide que le trigger FSU mais a priori moins linéaire. Etant donné qu'il utilise la même ligne de base que le FSU, ils partagent le même **seuil de sélection**. La figure 4.13 correspond à la simulation de 3 signaux (1/3, 1 et 2 pe) mis en forme par le VFS et le résultat de la discrimination.

KI (Time-Over-Threshold) Cette partie est basée sur le modèle K-02 qui a été développé par une collaboration entre la JAXA et RIKEN au Japon. Le but du **KI (Time-Over-Threshold)** est de mesurer le temps au dessus du seuil pour obtenir la largeur d'impulsion. Il est formé principalement d'un convertisseur Q-to-T qui interprète la

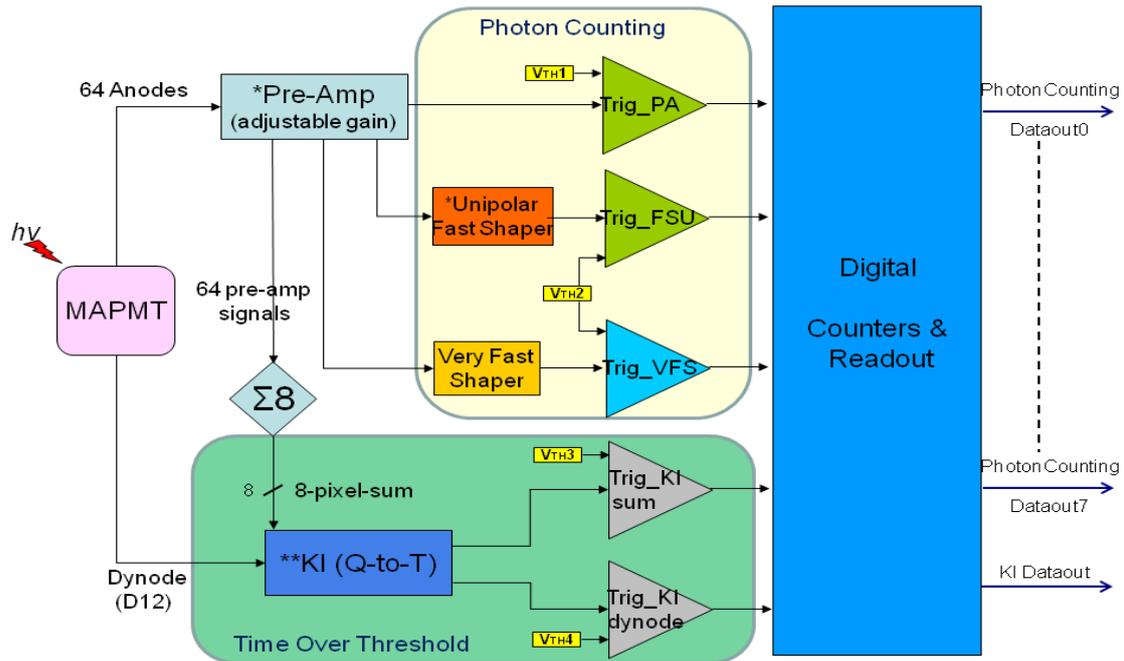


FIGURE 4.8 – Architecture de l'ASIC SPACIROC1 AHMAD [2012].

largeur du pic d'impulsion (ns) comme une valeur proportionnelle à la charge du pic. Le KI (Time-Over-Threshold) a 9 canaux d'entrée et sortie. Les signaux pré-amplifiés de 8 pixels sont sommés. On obtient donc 8 sommes à partir des 64 canaux. Le neuvième canal correspond au signal de la dernière dynode provenant directement du MAPMT. Il donne le valeur total de la charge par GTU à la sortie du MAPMT.

La partie digitale Elle a pour rôle de compter le nombre de photons détectés (PC) et de mesurer l'intensité du photon incident en mesurant le temps pendant lequel le signal intégré correspondant se trouve au dessus du seuil (KI). Elle doit aussi gérer le transfert des données sur des liens séries.

Photon Counting Digital En ce qui concerne le photon-counting, la partie digitale est organisée en huit modules identiques. Chaque module gère huit signaux discriminés (triggers) provenant du Photon-Counting et transmet 64-bit de données sur un lien série. Au total, il y a donc 8 liens séries qui transfèrent l'ensemble des données PC à chaque GTU (512-bit/GTU). Chaque module comprend :

- Les compteurs (counters) : ceux sont des compteurs "gray" de 8-bit¹⁰ qui compte le nombre de front de montée du trigger PC. Il y a 64 compteurs.
- Les registres de compteur (counter registers) : les données de chaque compteur sont enregistrées à la fin de l'acquisition durant une GTU. Elles seront envoyées pendant la prochaine GTU.
- Machin d'état de lecture (readout state machine) : elle gère la lecture et la vérification des données, ainsi que le système d'alerte (flag).

10. Les compteurs fonctionnent au mieux à 100 MHz. Pour la durée d'une GTU (40 kHz), on s'attend par conséquent à un nombre maximal de coups de 250 qui peut être codé en 8 bits.

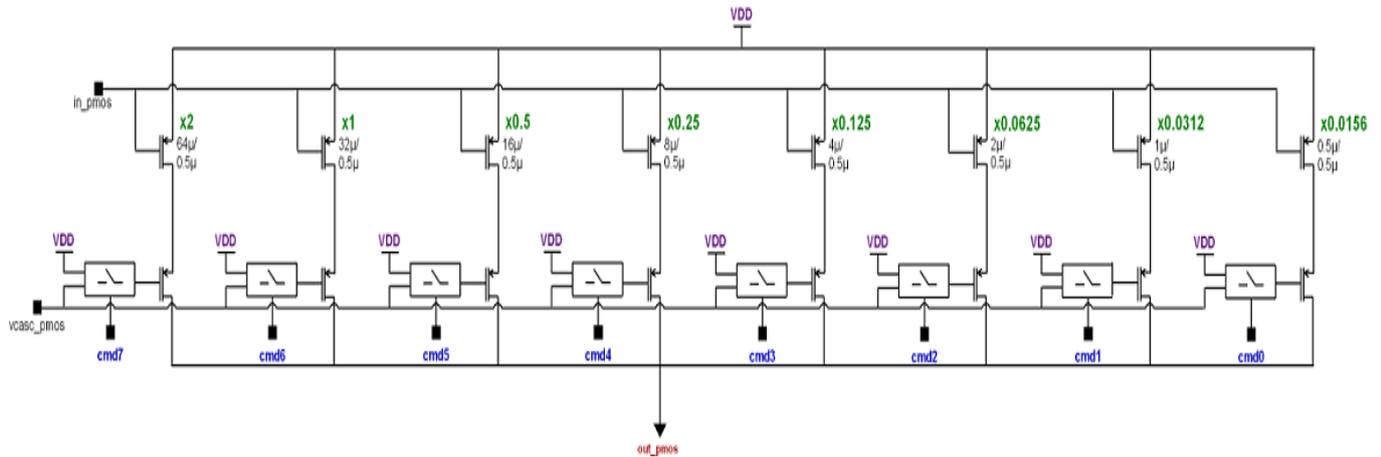


FIGURE 4.9 – Schéma de la partie miroirs de courant PMOS de SPACIROC1.

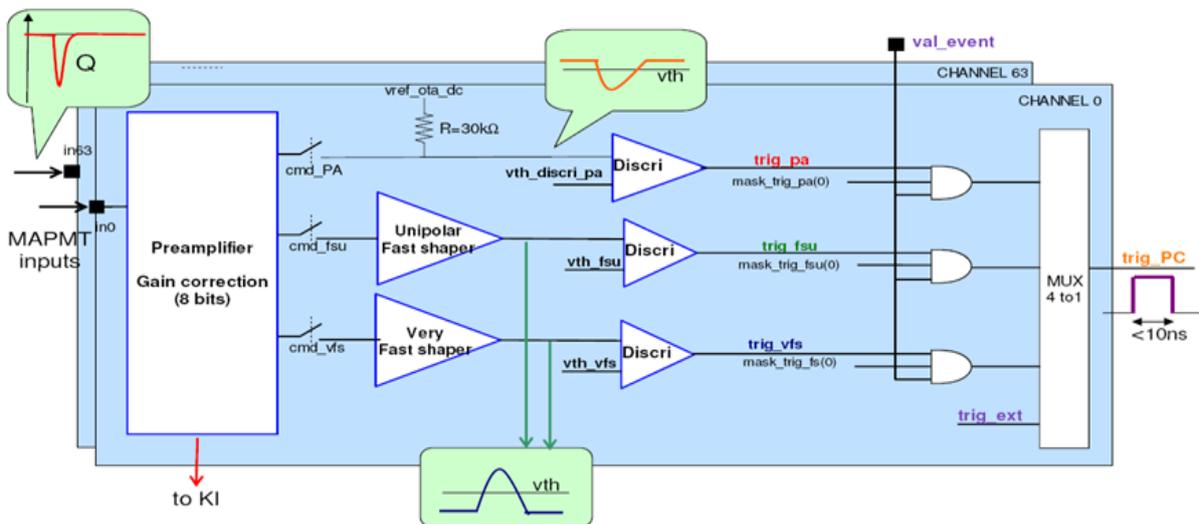


FIGURE 4.10 – Schéma bloc de la photo-counting de SPACIROC1.

KI Digital La partie digitale concernant le KI a la même architecture que celle du photon counting. Il y a néanmoins quelques petites différences. En premier lieu, le KI n'ayant que 9 canaux, un seul module digitale est nécessaire. Ensuite les compteurs gray sont organisés comme suit : pour les 8 KI-SUM, 7 bits sont nécessaires ¹¹, ce qui fait 56 bits au total. A ceux-ci s'ajoutent 8 bits pour le KI de la dernière dynode, soit 64 bits au total.

Le transfert de données La transmission de ces données digitales s'effectuent via 9 liens séries appelés DataOut (0 à 8). On retrouve les 8 sorties du Photon Counting et 1 sortie pour le KI correspondant à 64 bit chacune. La figure 4.15 indique les deux façons de récupérer les données (grâce à un FPGA généralement) :

- A En utilisant le signal TransmitOn qui reste actif (haut) pendant toute la durée du transfert des données (64 bits) + 2 bits supplémentaires (Start Bit et Parity Bit) qui marquent le début et la fin des données.
- B En utilisant le premier bit (Start Bit) qui est toujours à un niveau haut lors du transfert des données.

11. Les compteurs du KI fonctionnent à 40 MHz, on s'attend donc, pour une GTU, à un maximum de 100 coups qui peut être codé en 7 bits.

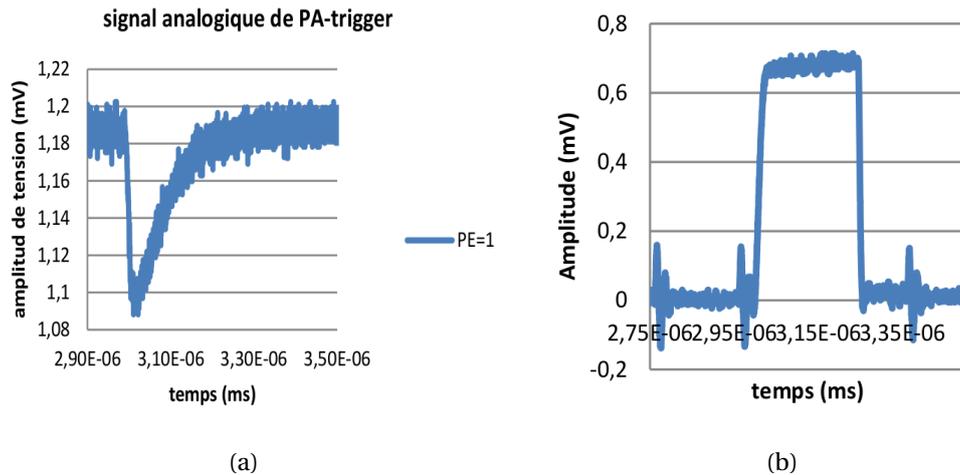


FIGURE 4.11 – (a) Signal analogique pour une charge de 160fC (1 photo-électron) pour une pré-amplification avec un gain unité. (b) Résultat de la discrimination du signal analogique PA.

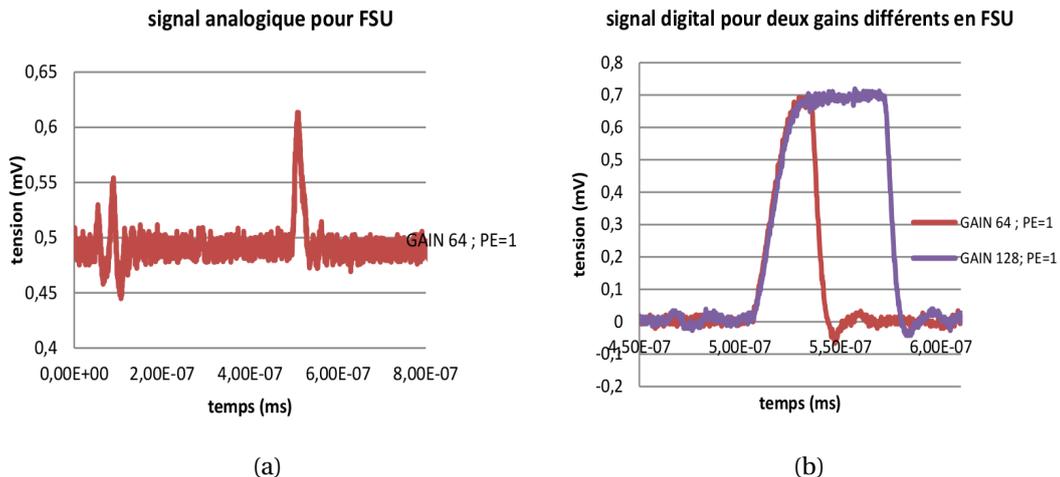


FIGURE 4.12 – (a) Signal analogique équivalent à un photo-électron, pré-amplifié avec un gain réglé à 64 (gain unité) et mis en forme par le FSU. (b) Signal discriminé dans le cas d'un gain de pré-amplification de 64 (rouge) et 128 (violet).

Dans les deux cas, une horloge de 40 MHz doit être fournie par l'élément qui lit les données.

SPACIROC1 a été utilisé par EUSO-Balloon et EUSO-TA. Ce circuit intégré a continué d'évoluer, en parallèle au développement de ces projets, pour aboutir à la troisième version (SPACIROC3) qui est présente sur les instruments EUSO-SPB et mini-EUSO.

La linéarité des ASICs La linéarité de comptage de charge est l'indicateur de rendement total de l'électronique ASIC (dynamique de détection). Alors la linéarité du FSU devra être ajoutée à la linéarité de l'amplificateur pour tenir la linéarité total des ASIC. La figure 4.17 montre la linéarité de comptage en fonction de la charge pour le Photo Counting dans le mode FSU-Trigger (ligne bleue) et pour le KI (Time-Over-Threshold) (ligne verte). Le Photo-Counting a une linéarité acceptable entre 0 – 20 photo-électrons et le KI (Time-Over-Threshold) entre 20-120 photo-électron.

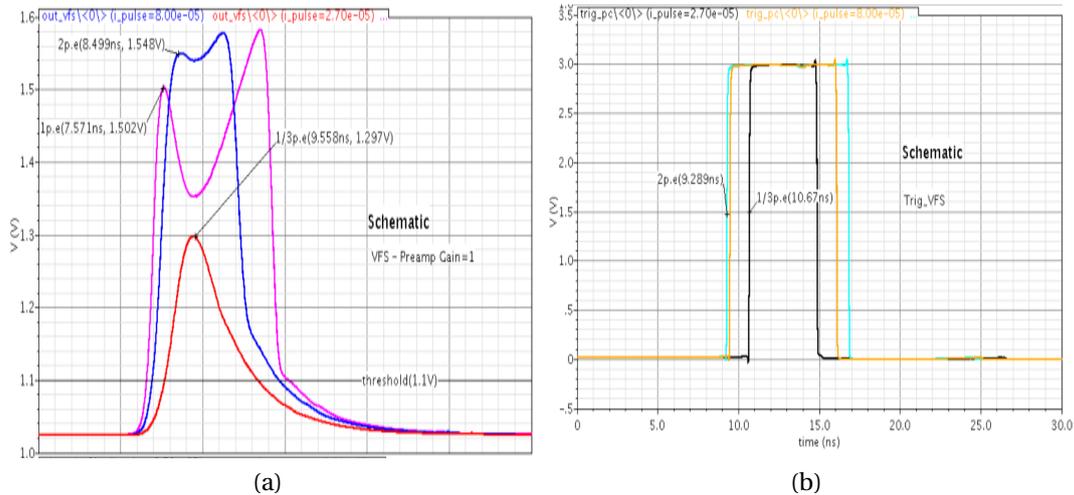


FIGURE 4.13 – (a) Simulation de trois signaux (1/3pe, 1pe et 2pe) pré-amplifiés avec un gain 64 et mis en forme par le VFS. (b) Résultats de la discrimination pour ces 3 signaux analogiques [AHMAD, 2012]

Cela déjà limite l'étude des EAS dont spécification de détection est comptage d'environ 80 pe/GTU. On verra dans le dernier chapitre 9 que le nouveau ASIC-SPACIROC3 remonte ce contraint.

Le field-programmable gate array (FPGA)

Les données numériques de l'ensemble du PDM (36 ASICs SPACIROC1 correspondant aux 36 MAPMTs de la surface focale) sont transférées à chaque GTU (taux de 28.8Mbits/s) à un FPGA qui est un circuit intégré Xilinx Virtex 6 240T multi plate-formes. Il contient toutes les fonctionnalités nécessaires pour gérer les interfaces avec les différents éléments de la chaîne d'électronique (PDM, DP et HK), l'algorithme de déclenchement L1, le système de pilotage des switches de haute tension et la gestion des données des ASICs dans l'attente d'une décision de transfert pour passer au niveau de décision suivant (carte CCB). En ce qui concerne les interfaces, à titre d'exemple, le FPGA doit fournir les paramètres de slow control aux 36 ASICs pour fixer, en particulier, le gain de pré-amplification de chaque canal et le seuil de détection du Photon Counting.

Il travaille avec une horloge externe de 400 MHz et une fréquence interne de ≈ 1 GHz.

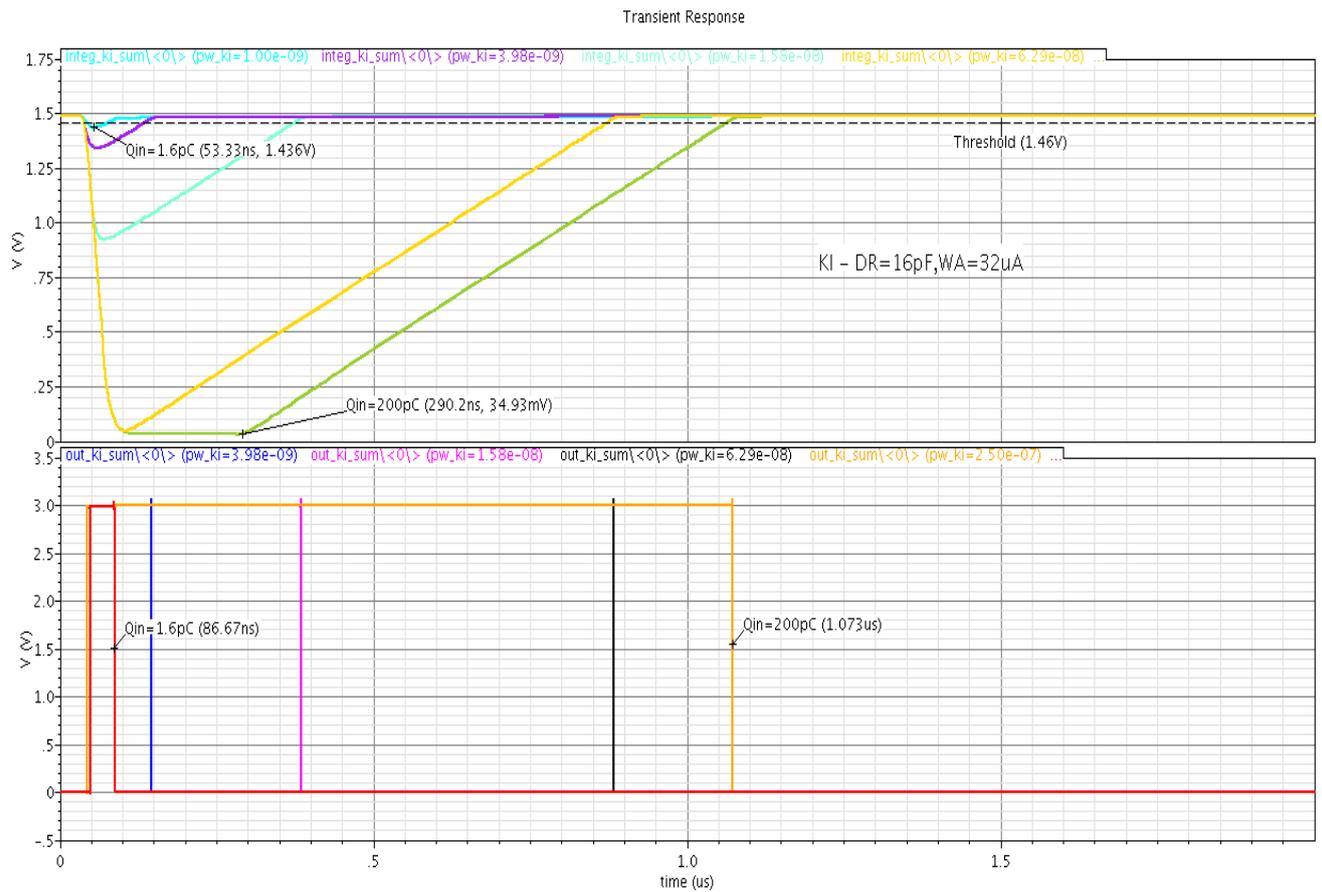


FIGURE 4.14 – En haut : Simulation de 5 signaux analogiques allongés pour le KI (**Time-Over-Threshold**) avec charges de 1.6pC à 200pC distribué sur 8 canaux (pixels) chacun. En bas : discrimination des signaux précédents avec un seuil $V_{th} = 1.46V$ [AHMAD, 2012].

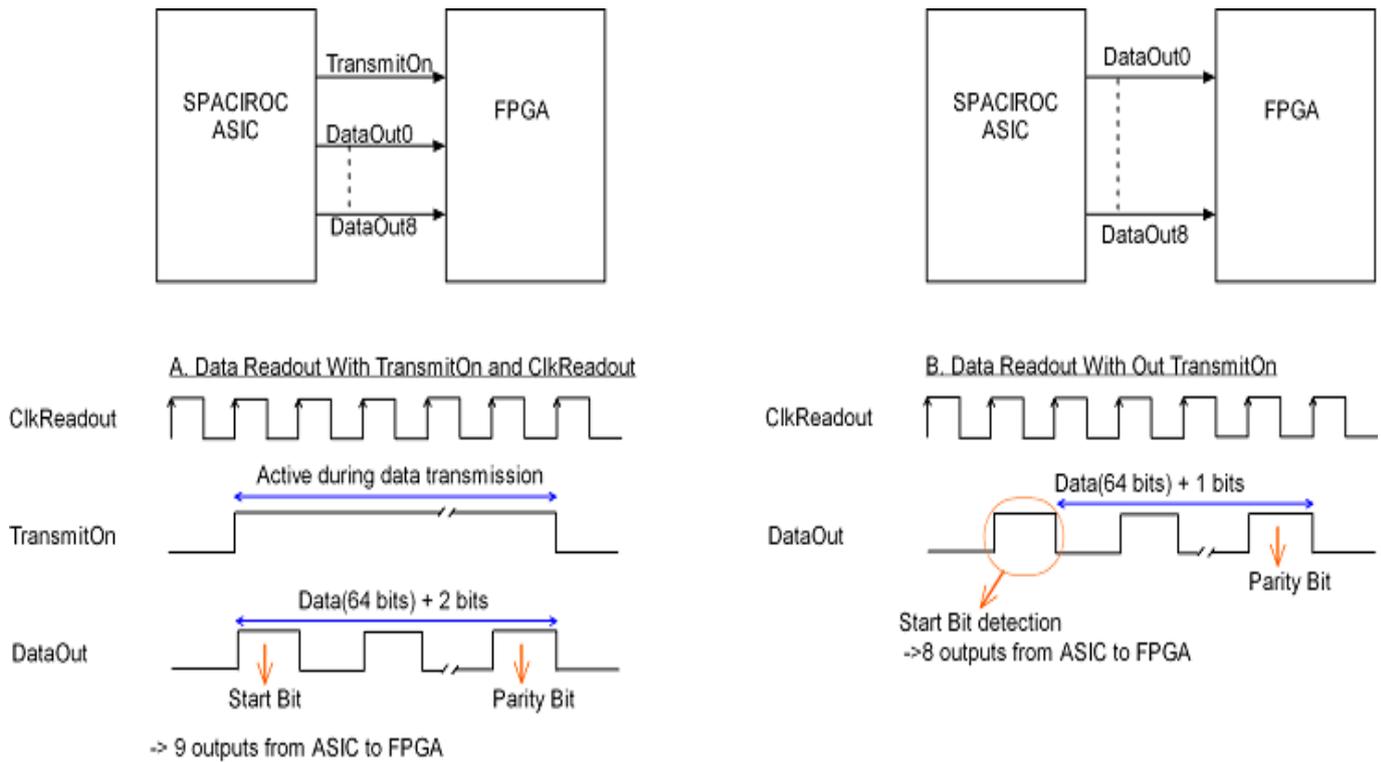


FIGURE 4.15 – Diagramme temporel des deux façons de récupérer les données de SPACIROC1. ClkReadOut correspond à l’horloge de 40 MHz fournie par le FPGA. TransmitOn est un signal qui reste actif (haut) pendant la durée du transfert de données (64+2 bits x 25 ns).

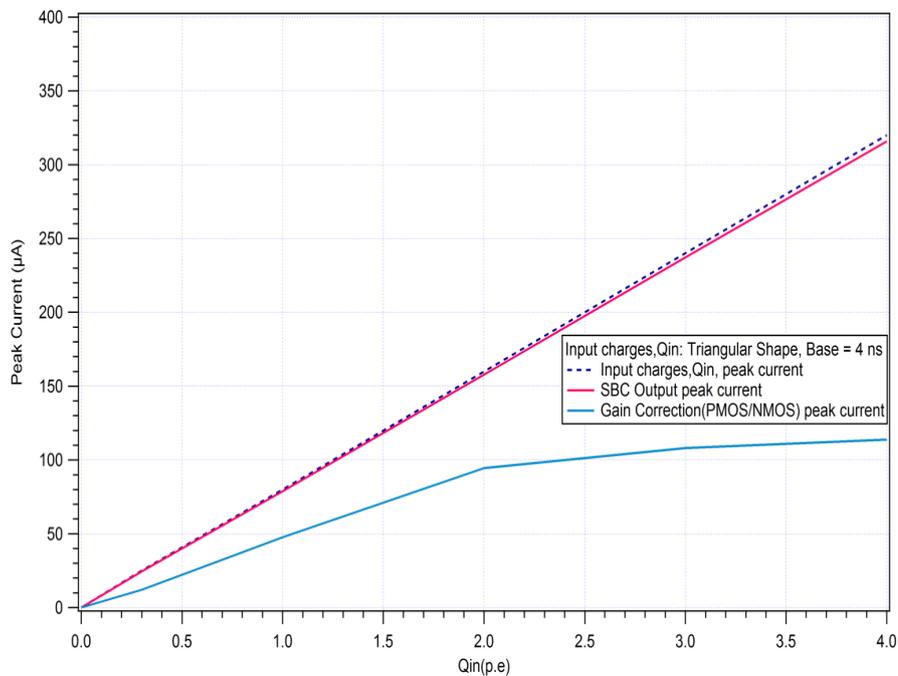


FIGURE 4.16 – Linéarités des composant du système de pré amplification le SCB et le PMOS. Le deuxième ne garde pas une grand linéarité pour de pulses de plus avec charges équivalents de 2pe

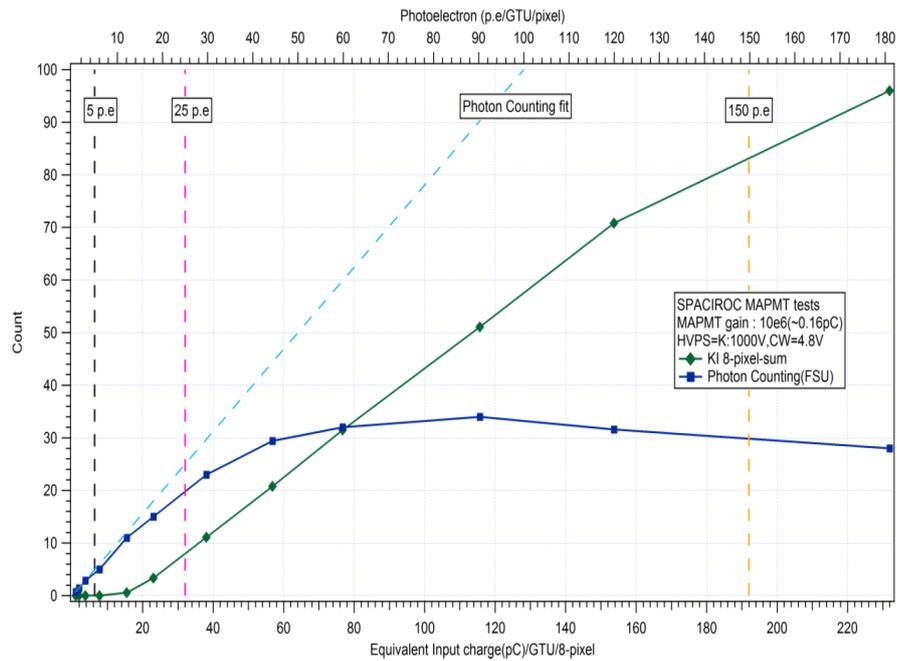


FIGURE 4.17 – La linéarité du comptage en GTU par pixels versus la charge injectée pour le Uni-polmar Fast Shaper (FSU) (ligne bleu foncé) et le KI (Time-Over-Threshold) (ligne vert), la ligne couleur en bleu clair est le cas de linéarité idéale pour le Photo-Counting.

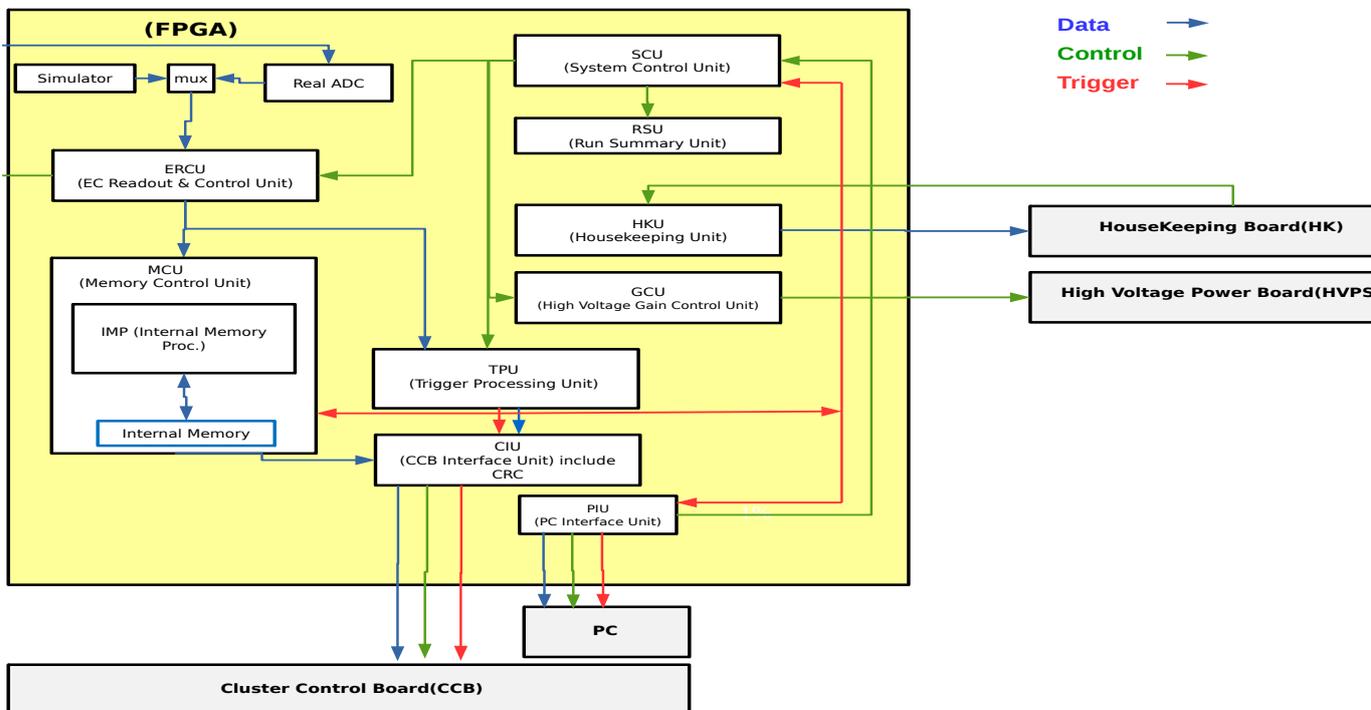


FIGURE 4.18 – Schéma de l'architecture fonctionnelle du FPGA dont les entrées/sorties vers les différents éléments sont spécifiées.

4.4 Les sous éléments constituant le PDM

Les composants mentionnés dans la section précédente sont regroupés pour former des sous éléments qui constituent le PDM.

4.4.1 L'EC-Unit

La surface focale, ou bloc de Photo-détection, est un assemblage 9 sous-modules appelés **EC-Unit** qui sont agencés dans une matrice 3x3 et supportés par une structure mécanique (figures 4.19a et 4.19a) qui sera décrite dans la section 4.4.5.

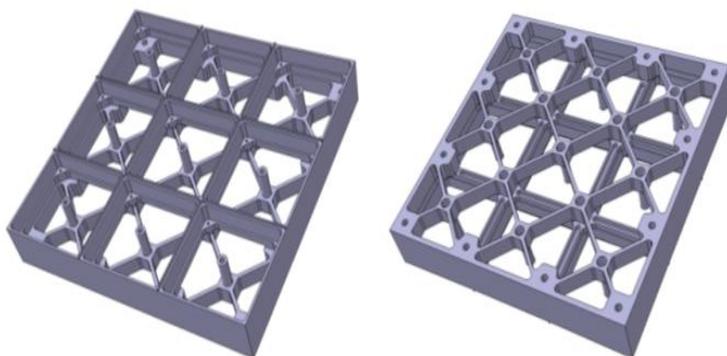
L'EC-Unit est un assemblage de quatre MAPMTs et d'une succession de trois types de cartes d'électronique frontale. Mis à part les MAPMTs qui ont été longuement décrits un peu plus tôt nous allons maintenant décrire les différents éléments de l'EC unit.

Le filtre UV Sur la face détectrice de chaque MAPMT, un filtre BG3 est collé. Il permet de filtrer la lumière UV pour laisser passer principalement celle se trouvant dans la fenêtre de longueur d'onde souhaitée ($290 - 430nm$) comme le montre la courbe de transmittance représentée sur la figure 4.20. En effet, la transmittance est supérieure à 90% dans la fenêtre définie ¹².

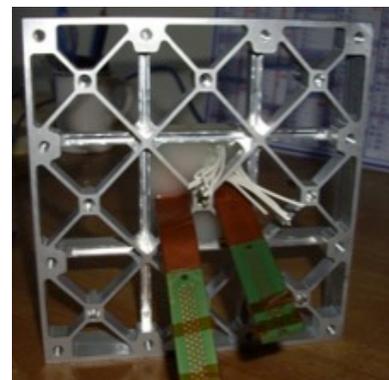
L'assemblage Les quatre photomultiplicateurs sont assemblés dans une matrice 2x2 avec un espace mort entre eux de $\approx 2,18mm$ qui est compensé par la géométrie des filtres (cône de Winston). Chaque MAPMT doit être alimenté en haute tension avec 14 tensions différentes et ses 64 signaux analogiques doivent être transférés. Pour se faire trois types de cartes ont été développées :

- La carte EC-HV : cette carte, très simple, possède 14 trous sur lesquels sont soudés 14 câbles HT provenant du HVPS. Ces 14 tensions sont routées au sein du pcb vers des broches qui atteignent la carte EC-Dynode
- La carte EC-dynode : elle couvre la surface des 4 MAPMTs. Elle reçoit les 14 tensions transmises par la carte EC-HV et les transmet elle même aux 4 MAPMTs grâce à un routage effectué sur 8 couches pour respecter les règles d'isolation entre tensions. Les 4 **MAPMTs** partagent donc la même alimentation haute tension.

12. La transmittance est également très élevée dans l'infrarouge mais le MAPMT n'est lui pas sensible à ces longueurs d'onde.



(a) Dessins de la mécanique d'accueil des EC units



(b) Photographie de la mécanique d'accueil des EC units

FIGURE 4.19 – Pièces (dessins et photographie) de la mécanique de la surface focale

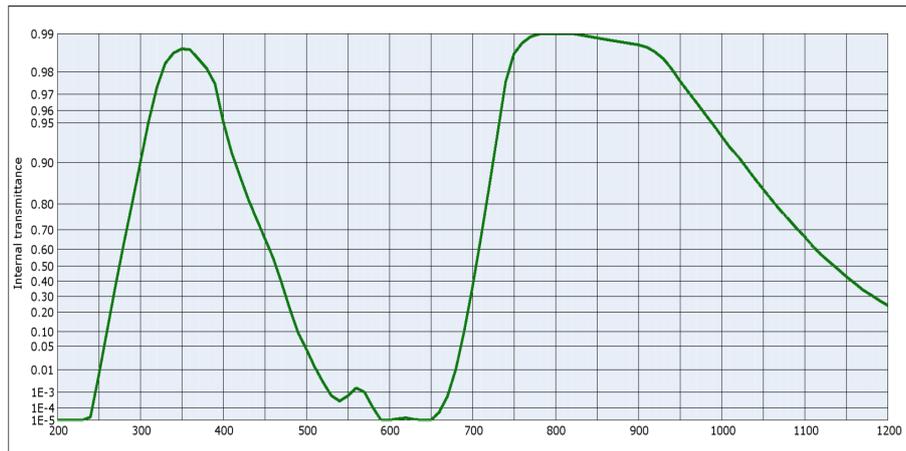


FIGURE 4.20 – Transmittance du filtre UV BG3 utilisé pour couvrir la surface focale SCHOTT [2014].

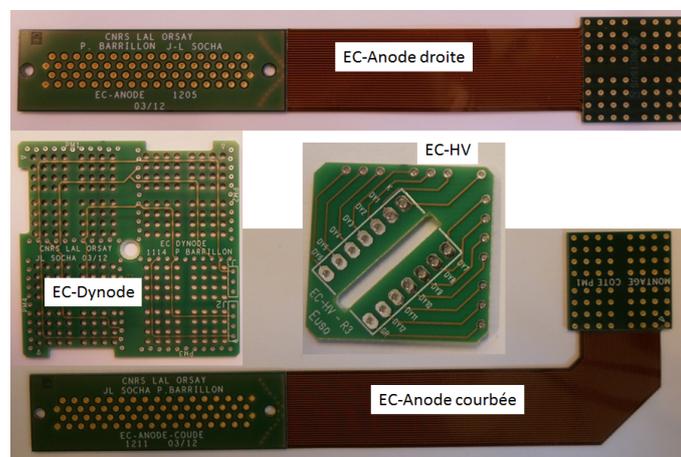


FIGURE 4.21 – Photographies des 4 cartes d'électronique utilisées dans les EC units. NB : les photos sont à des échelles différentes.

- Les cartes EC-anodes : il en existe deux types, l'une droite et l'autre courbée pour les besoins de l'assemblage. Deux de chaque type sont utilisées. Chacune des quatre cartes utilisées est formée d'une partie rigide possédant 64 trous métallisés dans lesquels sont soudés les 64 anodes d'un MAPMT. Cette partie rigide est prolongée par un câble kapton flexible qui aboutit à une nouvelle partie rigide sur laquelle est soudée un connecteur 68 points (64 signaux analogiques et 4 masses) qui sera connecté à son complémentaire sur une carte EC-ASIC (voir section 4.4.3).

La figure 4.22 montre bien, par un schéma et deux photographies, la complexité et la densité de l'EC unit. On voit également que le modèle de vol est presque entièrement enrobé d'une résine qui est destinée à protéger les MAPMTs d'éventuelles décharges électriques (claquages), à très basse pression atmosphérique (3 mbar), en les isolant au maximum du reste du PDM.

Pour surmonter les contraintes d'intégration, l'assemblage de chaque EC unit doit être précis et millimétré (voir Figure 4.23). C'est pourquoi la collaboration a décidé de faire appel à la société MATRA Electronique pour la réalisation de toutes les EC units (prototypes mécanique et électrique et modèles de vol).

Les EC-Units sont fixés à la structure mécanique grâce à une vis passant en leur centre (le trou central de l'EC-Dynode visible sur la figure 4.21). Pour tous les mo-

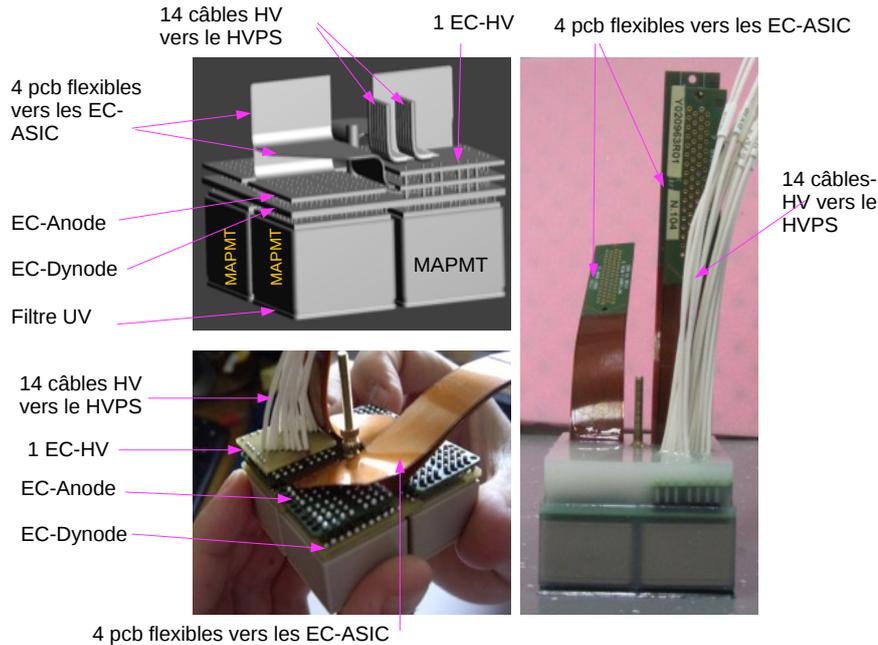


FIGURE 4.22 – En haut à gauche : schéma détaillé d’une EC unit. En bas à gauche : photographie d’une prototype mécanique d’une EC unit. A gauche : photographie d’un modèle de vol d’EC unit enrobé de résine. Ces deux derniers ont été assemblés par l’entreprise MATRA Electronique.

dèles de vol utilisés pour EUSO-Balloon, les vis étaient métalliques ce qui a entraîné des problèmes de tenue de la haute tension à basse pression (voir chapitre 5). Pour les projets EUSO-SPB et mini-EUSO, le choix d’utiliser des vis en téflon a été pris.

4.4.2 Le Bloc Haute tension et ses switches de protection

Le système de **High Voltage Power Supply (HVPS)** est formé par 9 circuits **CW** qui alimentent chacun un **EC-Unit**. Initialement, l’ensemble du système HVPS devait être réparti dans deux boîtes placées au sein du PDM (entre 2 cartes EC-ASICs) mais finalement l’équipe en charge du PDM a décidé d’opter pour une solution plus facile à intégrer. Les 9 circuits **CW** sont donc répartis dans 3 boîtes (HVPS2, HVPS3 et HVPS4). Une boîte additionnelle (HVPS1), contenant les switch et la logique de commande et d’interface, complète le système.

Sur la figure 4.24, on voit que les trois boîtes contenant les Cw sont interfacées avec le HVPS1 et les EC units. De son côté le HVPS1 peut être considéré comme la boîte de contrôle :

- il reçoit le 28 V de la batterie,
- il fait l’interface avec le **HK** qui lui envoie les commandes (ON/OFF, réglage de la tension) et qui reçoit des signaux (e.g : alarme),
- il fait l’interface avec la **PDM-B** qui lui fournit les pulses pour le fonctionnement du système de switches,
- il fait l’interface avec les cartes **CW** à qui il transmet les pulses pour le système de switch, le 28 V et une tension de 3.3V produite par un DC/DC, la commande de ON/OFF et les signaux permettant le réglage de la tension.

Dans le même ordre d’idée que les EC units, chaque boîte a été remplie avec de la résine pour éviter les décharges à basse pression.

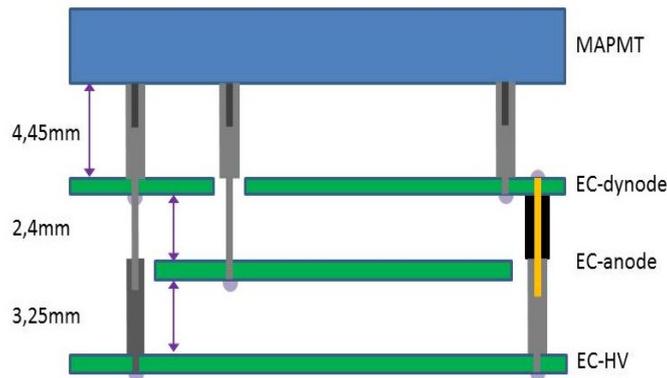


FIGURE 4.23 – Schéma des différentes couches constituant une EC unit.

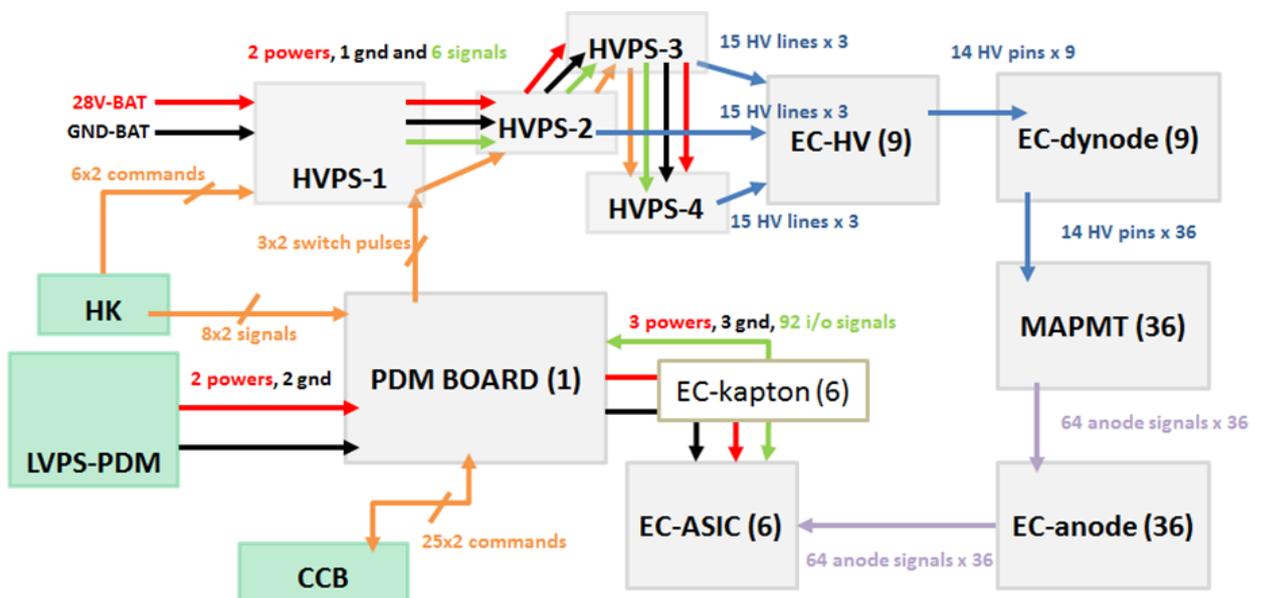


FIGURE 4.24 – Architecture électrique du PDM où les quatre cartes HVPS sont représentées, ainsi que leurs interfaces.

4.4.3 La carte EC-ASIC (ASIC-Board)

L'EC-ASIC est une carte multi-couches (10) qui accueille 6 de ASIC SPACIROC1, trois sur chaque face (voir figure 4.26). Elle possède également 6 connecteurs 68 points (tous sur la même face) qui sont les complémentaires des connecteurs des EC units qui sortent les signaux analogiques d'un MAPMT. En plus, un connecteur 120 points lui permet d'être interfacée avec la PDM board via un câble kapton flexible visible sur la photographie 4.27. Sur cette même photographie on peut voir que les EC-ASICs sont regroupées par paire étant fixée au même cadre de la structure mécanique. Une paire d'EC-ASICs permet de lire trois EC-units alignées; chaque carte s'occupant de trois moitiés d'EC units.

Le connecteur de 120 points comprend 54 voies pour les données [Photo-Counting](#) et KI correspondant aux 6 ASICs. Les voies restantes sont destinées à l'alimentation, à la masse électrique, aux horloges (GTU et 40MHz), aux signaux logiques (e.g : transmitOn), etc.

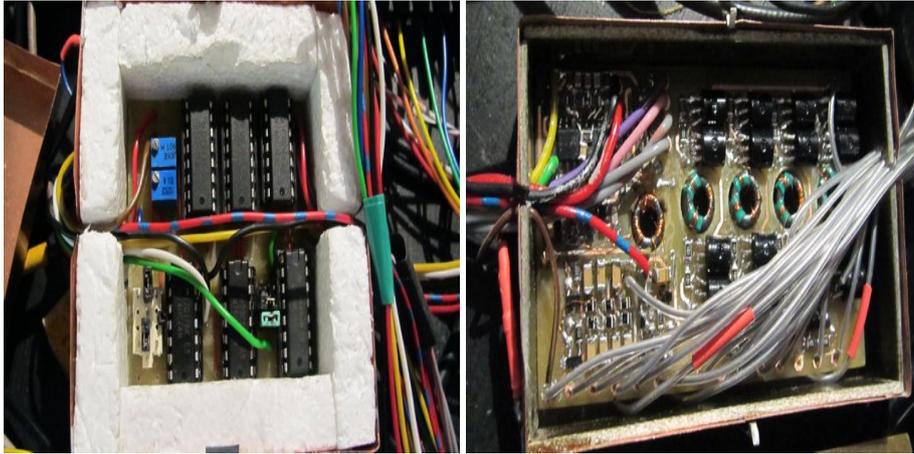


FIGURE 4.25 – Photographies du HVPS.

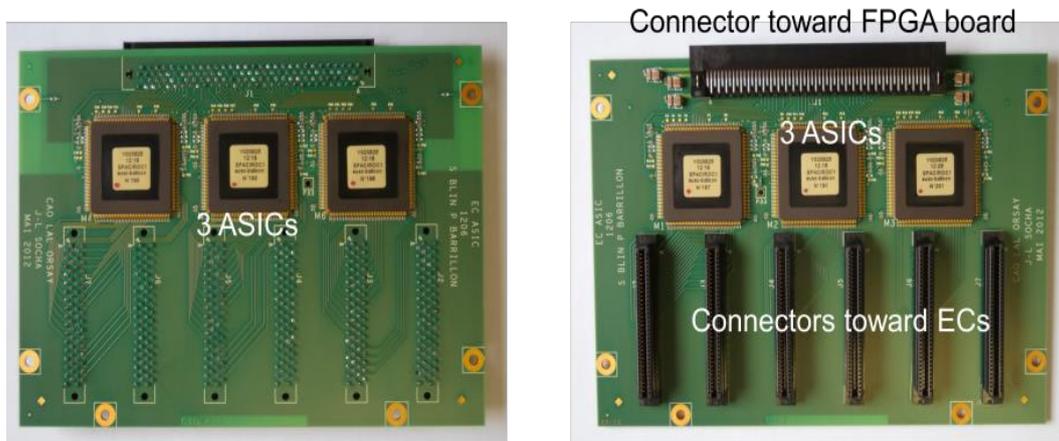


FIGURE 4.26 – Photographies des deux faces d'une carte EC-ASIC sur laquelle on peut distinguer les trois ASICs par face et les connecteurs sur une seule.

Les ASICs sont soudées directement sur le pcb. Elles sont encapsulées dans un boîtier QFP160 qui permet leur test individuel avant installation sur les cartes.

Il est important de remarquer pour la suite de ce manuscrit que les 10 couches de l'EC-ASIC se répartissent en 2 couches d'alimentation, 6 couches de routage des signaux et 2 couches de masse électrique, l'une dédiée à la masse analogique (GNDA) et l'autre à la masse digitale (GNDD).

La linéarité entre la charge d'entrée et le courant de sortie du SCB est bonne pour des charges supérieures à 4 pe par pulse, alors que celle du PMOS est conservée seulement jusqu'à 2 pe par pulse (voir figure 4.16). Cette courte fenêtre de linéarité est une contre-partie à une consommation faible et une large flexibilité de réglage du gain de pré-amplification. De plus, le PC est sensé opérer pour 1 ou 2 pe, il ne nécessite donc pas une excellente linéarité au delà.

4.4.4 La PDM board

Cette carte qui a comme composant principal un FPGA, présenté dans la sous-section 4.3.2, est la pierre angulaire du PDM comme on peut le voir sur le schéma de l'architecture électrique ce dernier (figure 4.24). En effet, elle interface avec les 6 cartes EC-ASICs, le HVPS1, ainsi que trois éléments du DP : CCB, HK et LVPS-PDM.



FIGURE 4.27 – Photographie de l'intégration des 6 cartes EC-ASICs dans la structure mécanique. Chacune d'elles est prolongée par un câble flexible kapton (EC-kapton).

Elle constitue la première étape de contrôle du PDM, ayant pour fonction de fournir les configurations aux 36 ASICs SPACIROC1, de récolter leurs données, de leur transmettre leurs alimentations et masses électriques associées. De plus, elle s'occupe de produire et fournir les pulses nécessaires au fonctionnement du système de switchs des HVPS. Elle est également le lien indispensable vers la chaîne du DP et en particulier la carte CCB qui lui transmet les horloges et commandes en provenance respective de la Clock board et du CPU. Dans le sens inverse, la PDM board transmet les données correspondant à 128 GTUs consécutives lorsque le CCB le requière.

La **PDM-B** a six interfaces de communication :

1. Avec les EC-ASIC (Elementary Cell-ASIC) : 120 pins
2. Avec CCB (Cluster Control Board) : 51 pins
3. Avec LVPS (Low Voltage Power Supply) : 9 pins
4. Avec HVPS (High Voltage Power Supply) : 9 pins
5. Avec HK (HouseKeeping) : 25 pins
6. Avec J-tag (programme de téléchargement du FPGA) : 5 pins

Les figures 4.28a et 4.28b représentent les deux faces de la PDM board modèle de vol. On peut distinguer les différents connecteurs permettant les interfaces avec : les 6 cartes EC-ASIC (120 points - Hirose), le CCB (51 points micro sub-D), le HK (25 points micro sub-D), le HVPS (9 points micro sub-D) et le LVPS-PDM (9 points micro sub-D). Ce dernier fournit deux tensions de 5V (et leur masse électrique associée) à la PDM board. Celle-ci possède plusieurs convertisseurs DC/DC et régulateurs linéaires pour produire les différents tensions nécessaires au bon fonctionnement du FPGA (1V, 1.5V, 1.8V et 3.3V) et des ASICs (3.3V analogique, 3.3V digital et 1.5V de référence).

Le développement du hardware et du firmware de la PDM board au sein de la collaboration **JEM-EUSO** a été réalisé par le groupe Coréen [JUNG, 2015].

4.4.5 La structure mécanique

La structure mécanique avait été développée bien avant le démarrage du projet EUSO-Balloon par un groupe Italien de Frascati qui avait porté une attention toute

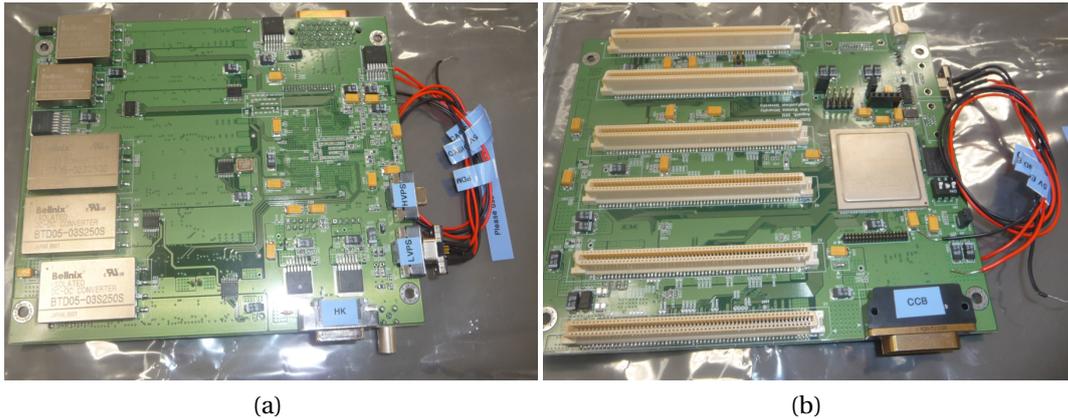


FIGURE 4.28 – (a) Face externe de la PDM board sur laquelle on distingue les convertisseurs DC-DC protégés par boîtes métalliques. (b) Face interne de la PDM board où on observe le FPGA (centre droite), les six connecteurs pour les **Elementary Celle ASIC** ou **ASIC Board (EC-ASIC)**s placés en parallèle (à gauche) et le connecteur vers le CCB (en bas).

particulière sur l'optimisation du poids et de la résistance. L'électronique qu'elle accueille a dû s'adapter à ses dimensions contraignantes. Dans certains cas (e.g : taille des EC-ASICs), des pièces de la mécanique ont dû être remaniées.

La structure est divisée en deux parties principales. L'une accueille les 9 EC units (voir figure 4.19b) et a été produite dans un matériau isolant appelé DELRIN pour éviter que la structure mécanique recevant les MAPMTs soit à la masse électrique. L'autre partie, qui se fixe perpendiculairement à la première, accueille les 6 cartes EC-ASICs (2 sur chacun des 3 cadres, voir figure 4.27) et la PDM board (perpendiculaire aux cadres).

La figure 4.29 donne les différentes dimensions de la structure mécanique. A titre d'exemple, la surface focale fait $16,7\text{ cm} \times 16,7\text{ cm}$. Dans le but d'être le plus proche possible du prochain télescope JEM-EUSO, la surface focale a une légère courbure (rayon de 2.505 m).

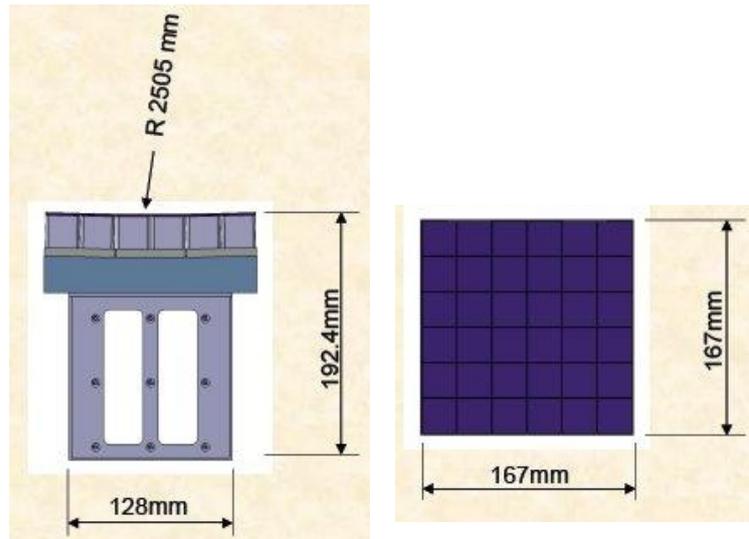


FIGURE 4.29 – Schéma de la structure mécanique du PDM indiquant les dimensions et l'existence d'une légère courbure de la surface focale.

4.5 Conclusions

La caméra d'EUSO-Balloon est un détecteur complexe que nous avons présenté en détail dans ce chapitre. Elle possède des éléments spécifiques qui ont été choisis et développés pour atteindre les performances techniques proches de celles requises pour JEM-EUSO et pouvant supporter les contraintes liées à un fonctionnement à basse pression. Nous avons vu que chaque élément a son importance et son rôle, du MAPMT l'unité de détection photosensible aux ASICs de lecture où s'effectue le comptage des photoélectrons, en passant par le système d'alimentation haute tension et la carte PDM board.

Aussi on a aussi détaillé les modes de fonctionnement et les paramètres qui ont une influence sur la sensibilité totale de l'instrument (alimentation de la haute tension pour les MAPMTs et [seuil de sélection](#) des impulsions dans les ASICs).

Ce chapitre était une étape importante de ce manuscrit pour mieux appréhender les chapitres suivants qui traiteront de la phase d'intégration et de tests de l'instrument, de la campagne de prise de données et des analyses de ces dernières.

La résolutions temporelles de détection est le principale paramètre que la PDM doit atteindre selon les spécifications de JEM-EUSO (paramètre fondamentale pour détecter le développement des [EAS](#)). Et les test individuelles du principaux composants garantissent cette spécification. On verra dans le chapitre 5 comme la PDM intégrée conserve cette paramètre.

4.6 Références

- AHMAD, S. 2011, «Spaciroc : A front-end readout asic for jem-euso cosmic ray observatory», *Proceedings of the 2nd International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP 2011)*. [104](#)
- AHMAD, S. 2012, «Développement et réalisation d'un circuit de microélectronique pour le détecteur spatial de rayons cosmiques jem-euso», *Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud XI*. [105](#), [108](#), [109](#)

- BLAKSLEY, C. 2013, «Characterization of multi-anode photomultiplier tubes for jem-euso», *Thèse de doctorat de l'Université Paris Diderot-Paris 7*. 96
- BLAKSLEY, C. 2015, «A cockcroft-walton high-voltage power supply for the euso instruments», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. 99
- HAUNGS, A. 2015, «Towards a sipm based fluorescence camera for jem-euso», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. 95
- JEMEUSO, C. 2011, «Estimation of jem-euso experiment duty cycle based on universitetsky tatiana measurement», *The 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC), Beijing, China*. 95
- JUNG, A. 2015, «Design and implementation of the photo-detector module electronics for the euso-balloon, prototype of the jem-euso telescope», *Journal of Instrumentation*, vol. 10. 117
- MORETTO, C. 2015, «Étude du fonctionnement d'un télescope de lumière de fluorescence dans le cadre du projet euso-balloon», *Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay*. 95
- PELLION, D. 2008, «Modélisation, fabrication et évaluation des photodiodes à avalanche polarisées en mode geiger pour la détection du photon unique dans les applications astrophysiques», *Thèse de doctorat de l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*. 95
- PHOTONICS, H. 2007, «Photomultiplier tubes - basics and applications», *3rd edition*. 98, 102
- SCHOTT. 2014, «Data sheet bg3 filter», . 113

Chapitre 5

Assemblage, intégration et tests de la caméra

« Si vous voulez trouver les secrets de l'univers, pensez en termes d'énergie, de fréquence, d'information et de vibration »

Nikola Tesla

5.1 Introduction

Le 18 décembre 2012, la réunion "Critical Design Review" (CDR) s'est tenue au CNES concluant la phase B du projet dédiée aux prototypes. Le rapport final positif a permis de passer à la phase suivante durant laquelle l'ensemble des éléments de vol ([Flight Model \(FM\)](#)) devaient être produits et testés individuellement. Une fois chaque élément de vol validé, toutes les personnes impliquées se sont attelées à la phase critique d'assemblage, d'intégration et de tests ([AIT](#)) du [PDM](#) et du [DP](#) respectivement au [laboratoire d'Astro-Particule et Cosmologie \(APC\)](#) (Paris-France) et à [Istituto Nazionale di Fisica Nucleare Sezione di Napoli \(INFN\)](#) (Naples-Italie).

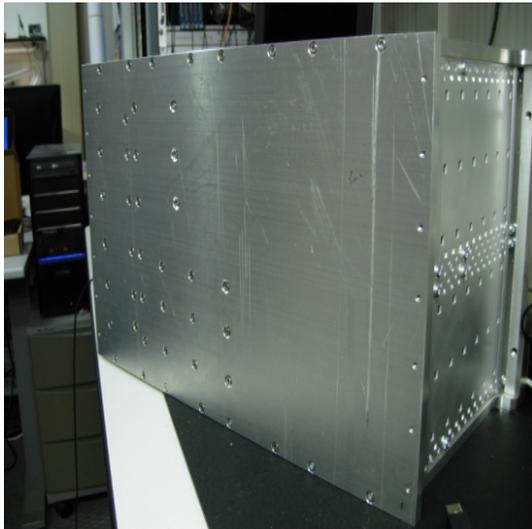
Dans un second temps (Octobre 2013), le [DP](#) fonctionnel a été acheminé à l'[APC](#) pour y être testé et associé au [PDM](#).

Après de nombreux tests (et des problèmes à résoudre), qui seront exposés dans ce chapitre, le système a finalement pu être validé en laboratoire (1 *bar*, 25°C) et en conditions de vol (3 *mbar*, 0 à 50°C) au début du mois de juillet auprès du [Simulateur Environnement Opérationnel Nacelles \(SIMEON\)](#) du CNES à Toulouse.

Dans ce chapitre, nous exposerons de façon générale les tests effectués pour l'ensemble du télescope en approfondissant ceux impliquant le [PDM](#). Nous verrons que d'une part la capacité de détecter des photons individuellement au dessus du bruit électronique et d'autre part la stabilité de la communication entre les sous-systèmes ont été les principaux critères de bon fonctionnement de l'instrument.

5.2 [AIT](#) du [DP](#)

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, le [DP](#) est un ensemble de sous-systèmes : le CPU, HK, CCB, LVPS, [CLKB](#) et [GPS](#). Tous ces sous-systèmes sont des



Subsystem test bench	Electric compatibility	Lines Tested	Result
HK LVPS-DP1 (CLKB, CCB, GPS)	Analog Reading	Monitor	Ok
	HL_CMD	Turn ON/OFF	OK
	Contact Closure	ok	Ok
	Cable compatibility	ok	Ok
HK LVPS-DP2 (CPU, DST)	Analog Reading	Monitor	OK
	HL_CMD	Turn ON/OFF	
	Contact Closure	ok	Ok
	Cable compatibility	ok	
HK LVPS-HK	Analog Reading	Monitor	OK
	Cable compatibility	ok	OK

FIGURE 5.1 – A gauche : Plaque de refroidissement à l’arrière du DP. A droite : tableau de résultats des tests du HK avec d’autres éléments du DP.

cartes électroniques sensibles au bruit électronique et aux variations de température. Ils ont donc été conçus pour être intégrés dans des boites individuelles encastrables dans un châssis 3U et permettant l’évacuation de chaleur vers une plaque métallique fixée à la structure mécanique de la gondole (voir figure 5.1a). Le DP dans son ensemble a une masse électrique commune qui correspond à la masse de sa structure mécanique reliée au moins de la batterie de vol.

Les tests du DP menés à Naples se sont déroulés en 5 phases :

- Dans un premier temps, les aspects mécaniques ont été vérifiés : insertion des différents éléments dans le châssis, fixation des plaques de refroidissement de chaque carte à la plaque principale du DP (figure 5.1a), etc.
- Dans un second temps, les tests ont concerné les LVPS, le HK et le CPU. Ils ont permis de vérifier les câbles de vol, les connecteurs des faces avant des différents éléments, les protocoles de communication, le fonctionnement du CPU et du disque de sauvegarde des données (e.g : étapes de validation de ce test 5.1b).
- Ensuite les cartes CLKB et GPS ont été rajoutées. Leur fonctionnement, impliquant une interface SPI, en interaction avec les autres éléments (LVPS-DP1, HK, etc) a pu être vérifié. La figure 5.2 montre le schéma de connexion pour ce test.
- Puis la carte CCB a été intégrée et ses liens avec le HK, le LVPS-DP1 et la CLKB ont pu être testés.
- Enfin le test de la chaîne complète a pu avoir lieu avec l’utilisation de l’interface SpaceWire (figure 5.3).

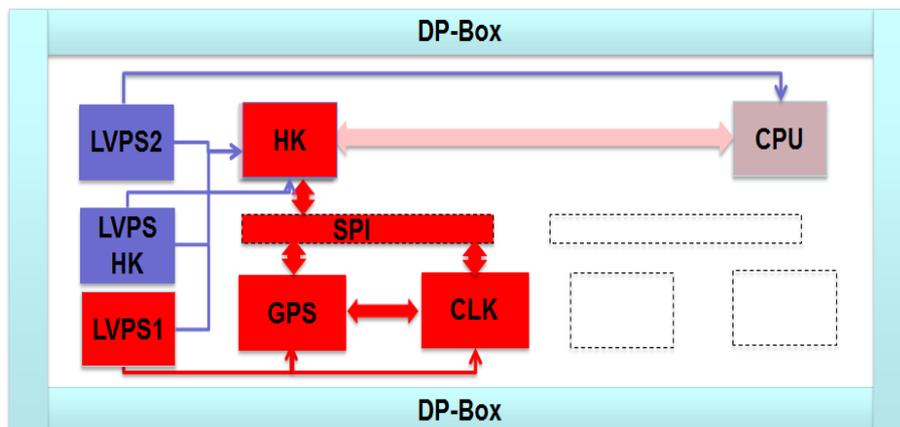


FIGURE 5.2 – Schéma des tests impliquant le GPS et la CLKB.

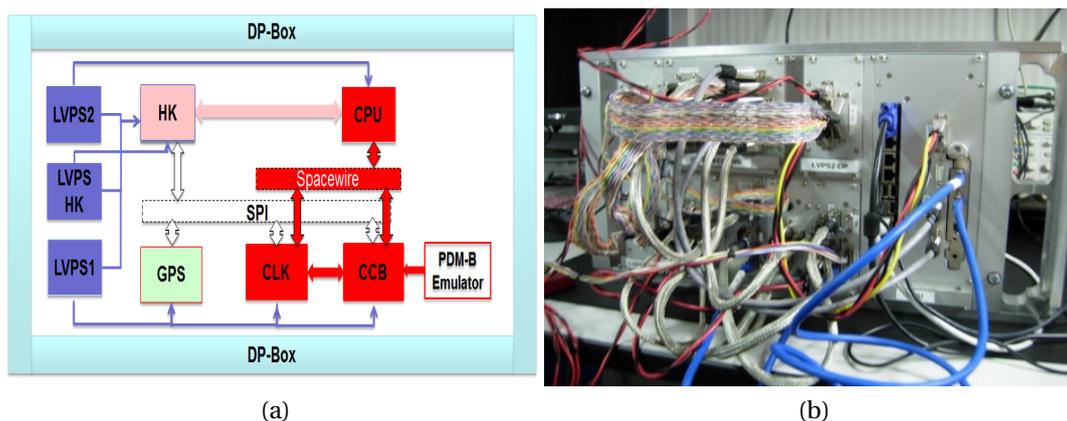


FIGURE 5.3 – (a) Configuration finale du test du DP. (b) vue du DP intégré avec tous ses câbles d'interface.

5.3 AIT du PDM

Dans cette section nous allons parlé de façon détaillée des tests du PDM qui se sont déroulés la première année de cette thèse. Ils ont impliqué chaque élément de vol et la caméra complète après intégration. Outre les tests en eux mêmes et les résultats, les problèmes découverts seront décrits et les solutions et stratégies pour les résoudre discuter.

Pour rappel, Les sous-systèmes du PDM sont :

- La partie détection formée par 9 EC-Unit de 4 MAPMTs chacune.
- Les 6 cartes EC-ASICs avec 6 ASICs chacune.
- Une PDM-B qui gère la transmission des alimentations et des commandes vers les 6 EC-ASICs et reçoit leurs données chaque GTU.
- Quatre boites HVPS qui fournissent la haute tension aux 36 MAPMTs

5.3.1 Test individuel des EC-Unit

En tout, ce sont 11 EC-Units qui ont été assemblées et enrobées de résine (voir sous-section 4.4) par l'entreprise MATRA. L'une d'entre elles a dû être démontée à cause d'un court-circuit, entre 2 dynodes, détecté lors des tests individuels menés à l'APC. Deux MAPMTs, parmi les quatre, ont pu être récupérés et utilisés dans une autre EC-Unit qui a constitué l'EC unit de remplacement ("spare").

Avant cela, l'ensemble des MAPMTs ont été testés et calibrés. Suivant leurs caractéristiques (gain, efficacité) ils ont été groupés par 4 pour constituer des EC-Units les plus homogènes possibles [BLAKSLEY, 2013].

Chaque EC-Unit assemblée a été testée dans une boîte noire du laboratoire de photo-détection de l'APC. La photographie de droite de la figure 5.4 montre la disposition des éléments pour le test, au sein de la boîte noire. Les EC-Units sont positionnées à ≈ 40 cm d'une sphère intégrée qui contient une LED UV de 378 nm. Cette configuration joue le rôle de source lambertienne nécessaire pour le test (voir annexe A.5.1 et la section 7.3.1). L'EC unit est alimentée en haute tension grâce à un module CAEN située à l'extérieur et qui fournit les 14 tensions nécessaires. Les signaux analogiques des 4 MAPMTs (256 canaux) sont transmis, hors de la boîte noire, à un module de cartes QDC qui effectuent la mesure du spectre de charge de chaque pixel. La photographie de gauche de la figure 5.4 montre le jeu de cartes QDC et les câbles LEMO provenant de la boîte noire.

A la différence de l'électronique incluant les ASICs qui a une résolution résolution en charge est de 1 fC, celle du QDC est de 20 fC car il ne possède pas la partie amplification qu'a l'ASIC. La figure 5.5 montre un exemple de spectre de charge (exprimé en "cout" du QDC) pour un pixel éclairé avec un lumière contrôlée. On voit trois parties distinctes caractéristiques de la gauche vers la droite : le pic du piédestal partiellement représenté, la vallée et le pic correspondant au photo-électron unique (spe). L'extrapolation (ligne en rouge) permet de déterminer la position de la vallée et du pic du spe et d'estimer, par la suite, le gain et l'efficacité de chaque pixel. Il a noté que la séparation entre la vallée et le pic n'est pas toujours aussi bien marquée et que par conséquent l'ajustement ne converge pas tout le temps. Ainsi sur l'exemple de résultat donné pour l'EC-Unit 109 par la figure 5.6, certains pixels n'ont pas de valeur d'efficacité.

Un autre objectif du test sur les EC-Unit fut de déterminer le gain de chaque pixel. Le travail a pu être réalisé pour plus de 50% des pixels comme montre la figure 5.7b. Le gain est directement lié à l'écart entre les pic du piédestal et du photo-électron unique.

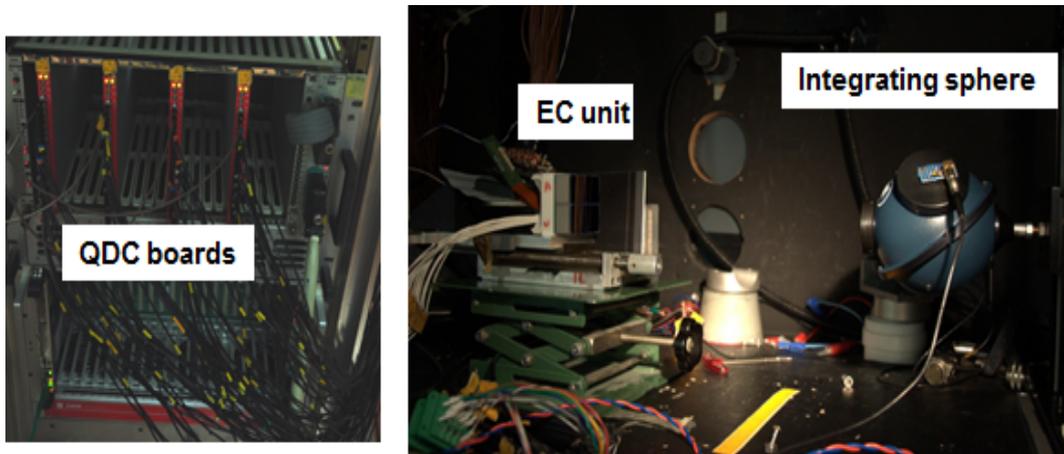


FIGURE 5.4 – À gauche : module QDC permettant la mesure des signaux analogiques provenant des MAPMTs d’une EC unit. À droite : photographie de l’intérieur de la boîte noire montrant une EC-Unit et une sphère intégrante située à ≈ 40 cm et fournissant une lumière calibrée.

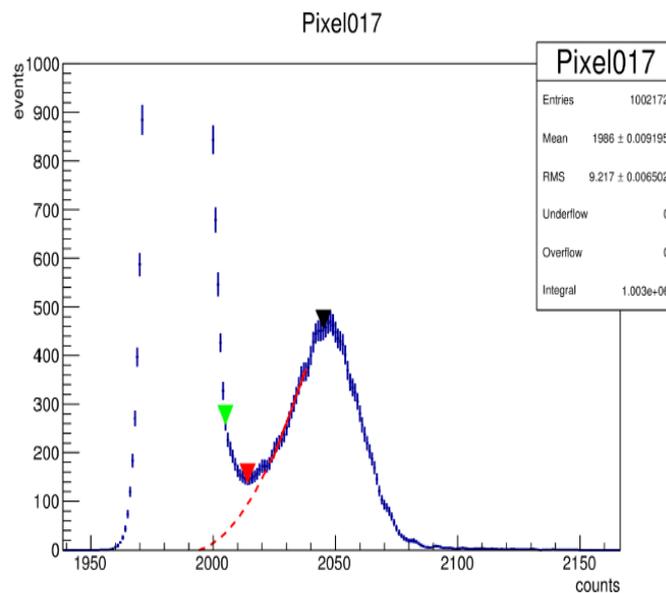


FIGURE 5.5 – Spectre de charge d’un pixel de l’EC-Unit 109 (mesure avec QDC).

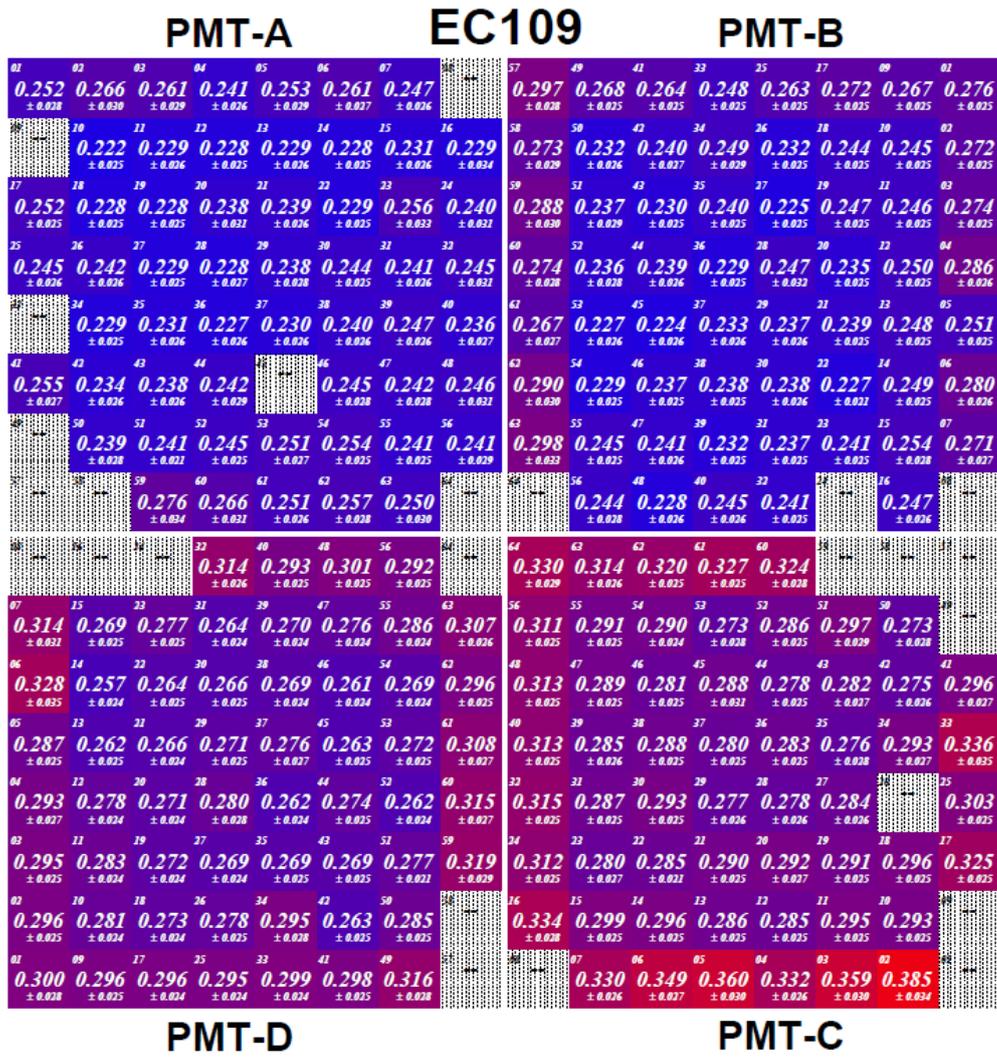


FIGURE 5.6 – Exemple de résultat d’efficacité absolue des pixels des quatre photomultiplicateurs formant l’EC-Unit 109. Mesures effectuées avec le système QDC et une tension de cathode de 1100V.

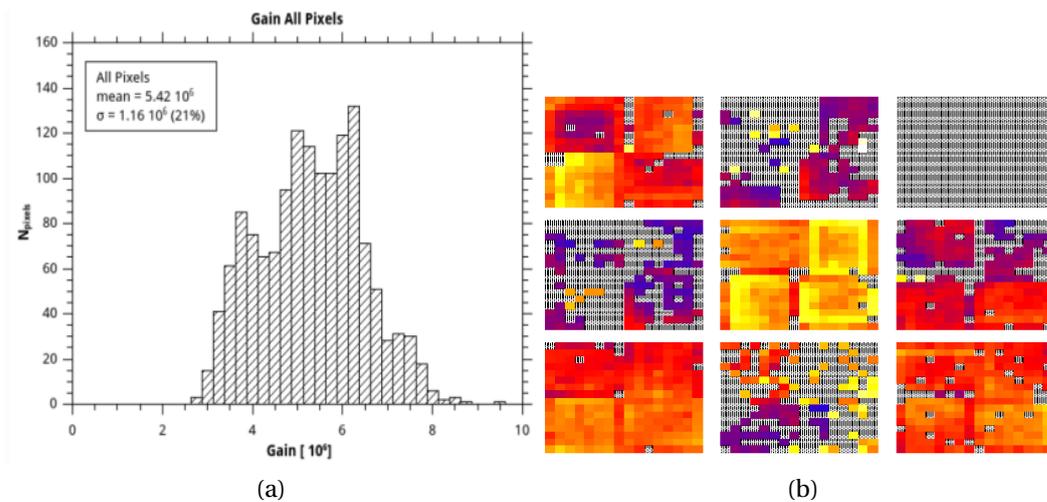


FIGURE 5.7 – (a) Distribution du gain de l’ensemble des pixels de chaque EC-Unit. (b) Résultat de test de gain pour plus de 50% de pixels du MAPMTs FM (les pixels en grille son pixels avec un gain inférieur à 1.1×10^6 , la couleur jaune représente un gain de 8×10^6 coups) [BLAKSLEY, 2013].



FIGURE 5.8 – Connexion d'une carte EC-ASIC et de la carte de test associée.

5.3.2 Test des cartes EC-ASICs

Dans un premier temps une centaine de puces SPACIROC1 ont été testées pour sélectionner celles fonctionnant et rejeter celles montrant des problèmes (consommation trop élevée, non-linéarité du réglage du seuil de déclenchement, données incohérentes). Plus de 80 puces ont ainsi été sélectionnées et utilisées pour assembler deux cartes prototypes puis 10 cartes "modèle de vol".

Ces dernières ont toutes été testées grâce à une carte de test dédiée (Test-EC-ASIC, voir figure 5.8) permettant de vérifier le bon fonctionnement des principales fonctionnalités. Cette carte est composée principalement d'un FPGA, d'un oscillateur, de régulateurs et d'une connexion USB vers un ordinateur. Elle reprend certaines fonctions de la PDM-B, telles que l'envoi des paramètres de configuration (slow control) des 6 ASICs avec en particulier la valeur des gains de pre-amplification ou le seuil de sélection exprimé en DAC. Elle a la versatilité de contrôler individuellement chaque EC-ASIC ou groupe de canaux de l'EC-ASIC.

L'ordinateur relié par USB contrôle la carte de tests grâce à un programme développé en Labview qui l'interface avec le FPGA. Le firmware de ce dernier contient toute la logique de communication avec les ASICs, l'interprétation des commandes USB et le transfert des données.

Les tests à effectuer pour caractériser au mieux les EC-ASICs sont :

Linéarité du seuil de sélection . A chaque valeur de seuil fixée par slow control correspond une tension V_{th} utilisée pour discriminer le signal amplifié. Le test de la linéarité consiste à scanner le seuil (DAC) et de mesurer la tension (V). La figure 5.9 représente une courbe de linéarité dans le cas d'une bonne et d'une mauvaise puce.

L'homogénéité des S-Curves Le test dit de S-Curve consiste à scanner le seuil de détection et de regarder les données de photo-counting obtenues pour plusieurs acquisitions¹ pour chaque valeur de seuil. Pour plus de détails sur la S-Curve, caractéristiques et types voir la sous-section 6.5. Ce test peut être effectué sans injecter de signal dans les cartes EC-ASIC ou en injectant un signal simulant celui d'un MAPMT (généralement un multiple de 1 pe). Dans le premier cas, on parle de sc-piédestaux, on s'attend à ce que le comptage soit différent de 0 autour de la position du piédestal. Néanmoins qu'un signal soit injecté ou pas, le pic du piédestal est toujours

1. On effectue généralement 100 acquisitions pour chaque valeur de seuil ou l'on normalise à 100 pour obtenir une efficacité de déclenchement exprimée en %.

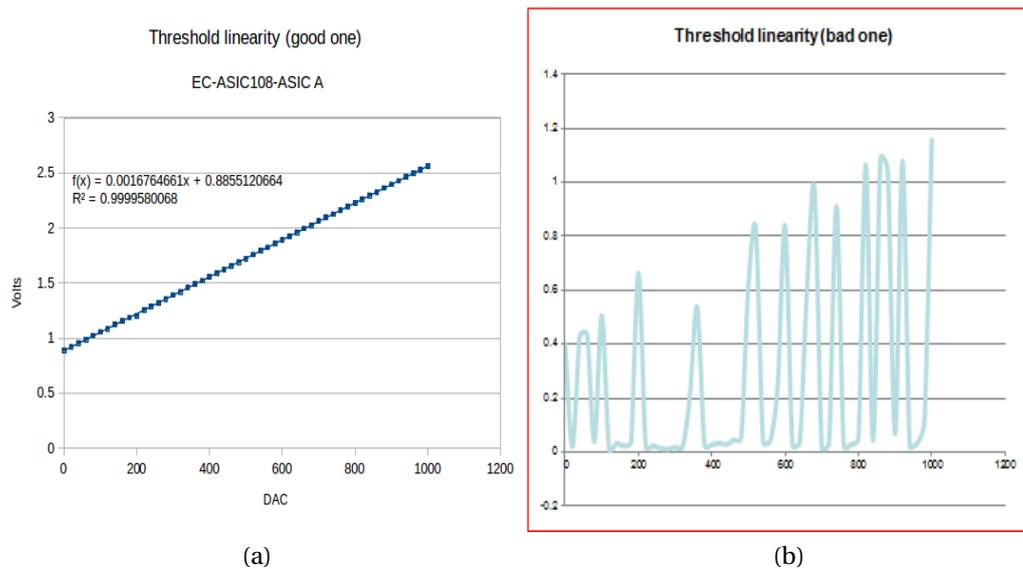


FIGURE 5.9 – Exemples de linéarité du seuil de sélection (a) pour un bon ASIC (b) un mauvais ASIC. L'axe des ordonnées est la valeur de V_{th} en V et l'axe des abscisses correspond au seuil exprimé en DAC.

présent. Ces mesures sont effectuées pour tous les canaux des 6 ASICs de chaque carte EC-ASIC. La figure 5.10 donne le résultat du test pour les 64 canaux d'un ASIC de l'EC-ASIC 108. A gauche on observe le pic du piédestal pour une mesure effectuée avec une charge injectée de 50 fC (1/3 pe), au milieu les S-Curves obtenues pour une injection de charge de 160 fC (1 pe) pour tous les canaux et à droite la distribution du seuil (en DAC) pour lequel les S-Curves précédentes sont à 50% (point d'inflexion). Cette dernière figure est une bonne estimation de l'homogénéité entre canaux. Dans l'exemple donné la dispersion est de 4.5%.

Suite aux tests des 10 cartes, deux furent rejetées à cause d'une mauvaise linéarité du seuil ou de la présence de canaux morts ou bruyants pour une ou plusieurs puces.

5.3.3 Test des EC-Kaptons

Ce câble permet de relier une carte EC-ASIC à la PDM-B. Dix unités ont été produites. Chaque câble a été testé en étant placé entre une carte de test et une carte EC-ASIC (voir figure 5.11). Les 10 câbles ont été validés en vérifiant qu'ils n'apportent pas de perturbation dans le fonctionnement de l'EC-ASIC.

Les mêmes tests que ceux présentés dans la section précédente ont donc été réalisés en utilisant la même carte EC-ASIC et en changeant d'EC-kapton à tour de rôle. Le but était de sélectionner les six câbles Kaptons entraînant la plus faible variation dans la transmission des signaux.

La figure 5.12 donne l'exemple de la linéarité du seuil, la différence relative avec et sans EC-kapton est donnée en fonction de la valeur du seuil en DAC. On voit que cette différence est mieux que 2%. Ce fut le cas pour tous les câbles testés.

Les mesures de S-Curves ont montré que la position du piédestal ne varie pas ou peu (voir graphique de gauche de la figure 5.13). Néanmoins, dans le cas où un signal est injecté, on observe un décalage des S-Curves lorsqu'un câble est rajouté (voir graphique de droite de la figure 5.13). Le seuil pour lequel on obtient 50% d'efficacité de déclenchement augmente de quelques DACs ce qui n'est pas préjudiciable pour les performances

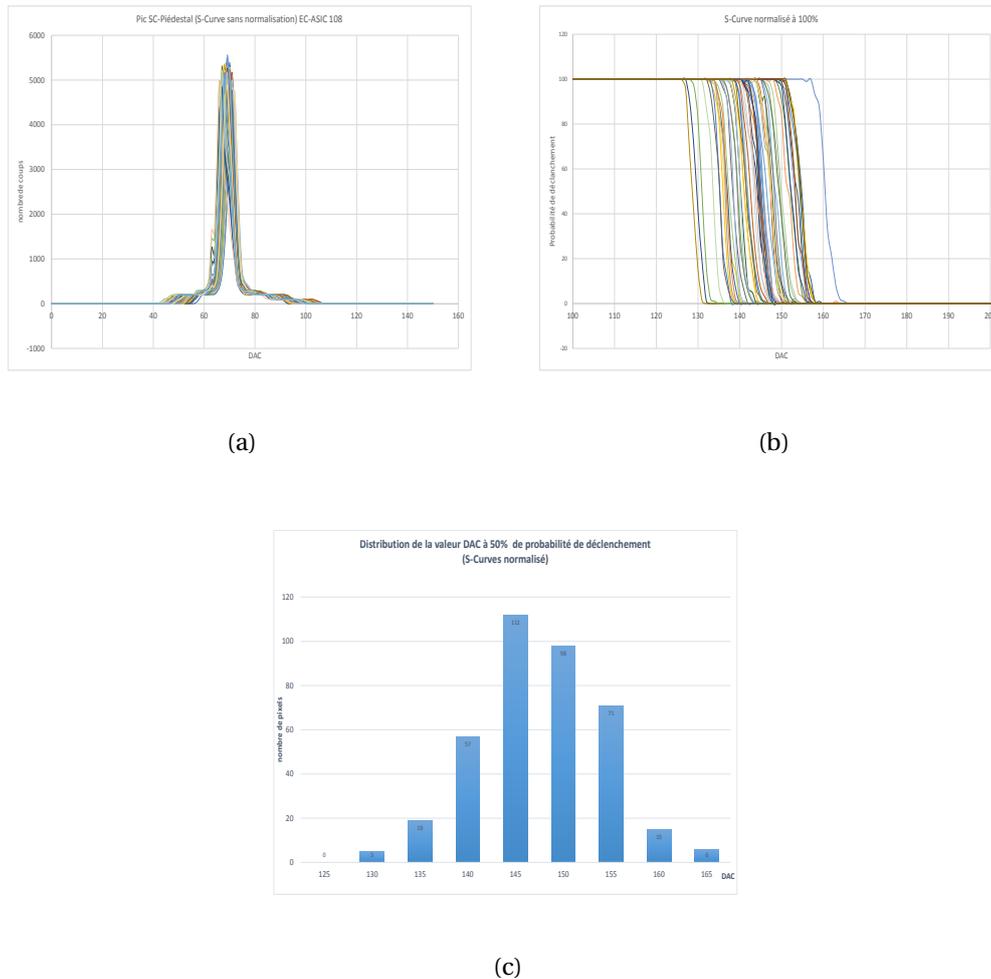


FIGURE 5.10 – Résultat du test sur l’ASIC B de l’EC-ASIC 108. (a) S-Curves obtenues pour une injection de charge de 50 fC. Le pic des piédestaux est clairement visible à une valeur de seuil de 77 ± 3 DAC. (b) S-Curves pour une injection de charge de 160 fC. (c) la distribution des valeurs du point à 50% de probabilité de déclenchement des S-Curves. La moyenne est de 147.6 DAC et l’écart type de 6.7 DAC.

du PDM.

5.3.4 Test PDM-B

Cette carte ((voir figure 5.14a), pierre angulaire du PDM et de la chaîne électronique, a été testée, individuellement dans un premier temps, pour vérifier son intégrité, sa consommation sans connexion à ses interfaces, sa gestion de données de tests, etc. Pour se faire une carte d’interface National Instrument (voir figure 5.14b) a été utilisée pour communiquer avec la PDM-B. Toutes ces mesures et développements préliminaires ont permis de valider la PDM-B avant les tests d’interface décrits dans la suite.

5.3.5 Test HVPS

Les premiers tests du HVPS n’ont pas impliqué de MAPMT. Ils ont constitué en une vérification de leur bon fonctionnement en utilisant une carte du commerce (carte Na-

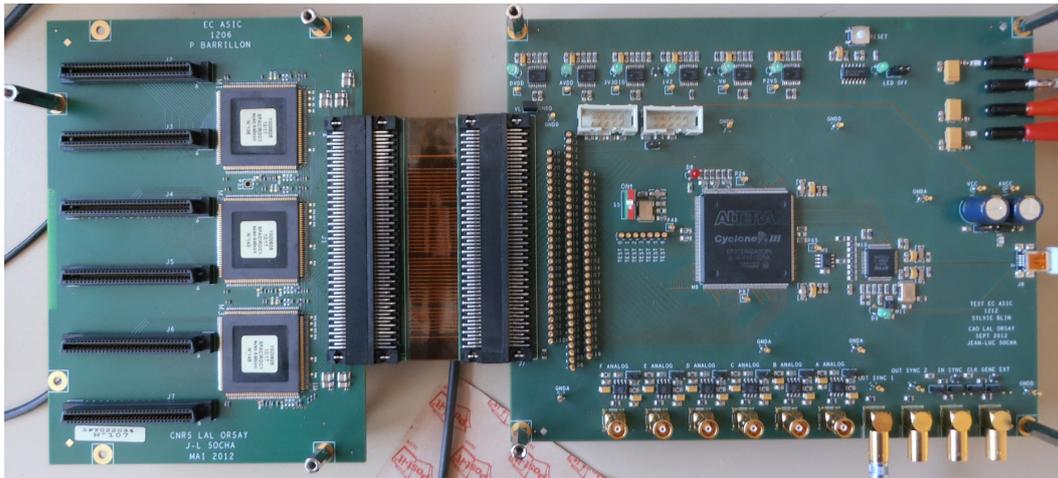


FIGURE 5.11 – Câble kapton testé entre une carte EC-ASIC et la carte de tests.

Difference with - without kapton (1 kapton)

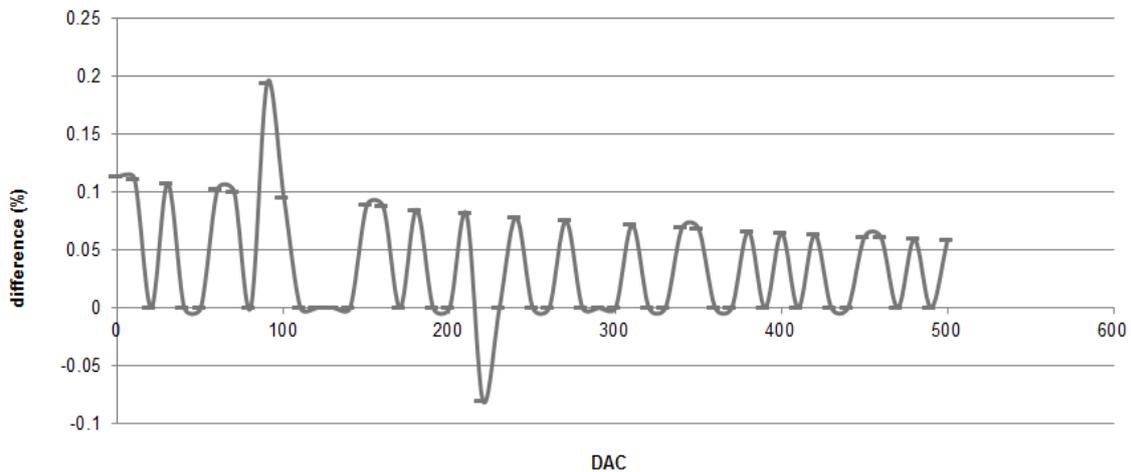


FIGURE 5.12 – Différence normalisée de la tension de seuil en fonction du seuil configuré.

tional Instrument (NI)) permettant de simuler les signaux du HK. Pour les neuf HVPS-CW les tensions délivrées étaient satisfaisantes.

5.3.6 Test EC-Unit + EC-ASIC (+ HVPS)

Pour le test final et la calibration des EC-Units, un banc de test incluant la boîte noire, la sphère intégrante (avec LED fournissant une lumière continue au niveau du photo-électron unique), deux cartes EC-ASIC lues par deux cartes de test a été utilisé (voir figure 5.16). Les EC-Units étaient alimentées en haute tension soit par le module CAEN fournissant les 14 tensions nécessaires, soit par le HVPS suivant la période.

La figure 5.17 représente un zoom de la connexion d'une EC unit à deux cartes EC-ASICs, chacune étant reliée à une carte de tests reliée. Un programme de pilotage des deux cartes de tests en parallèle a été développé. Il permettait de réaliser des mesures de S-Curves utilisées pour la caractérisation et la calibration des EC units. Pour se faire chaque Ec unit a été illuminée grâce à la sphère intégrante de façon similaire aux premiers tests des EC-Units avec le module QDC.

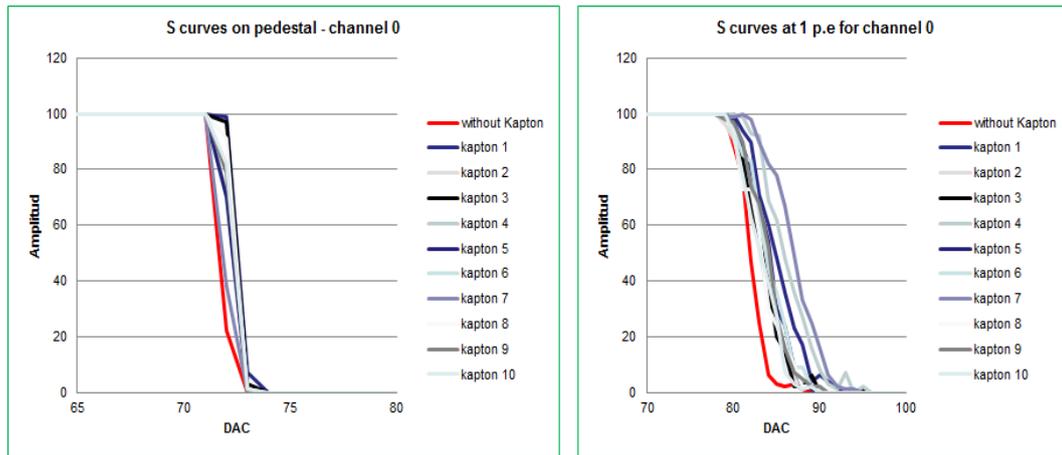


FIGURE 5.13 – S-curves de la voie 0 d'un ASIC dans le cas d'un test sans câble et pour les 10 câbles. A gauche : aucun signal injecté (sc-piédestaux). A droite :

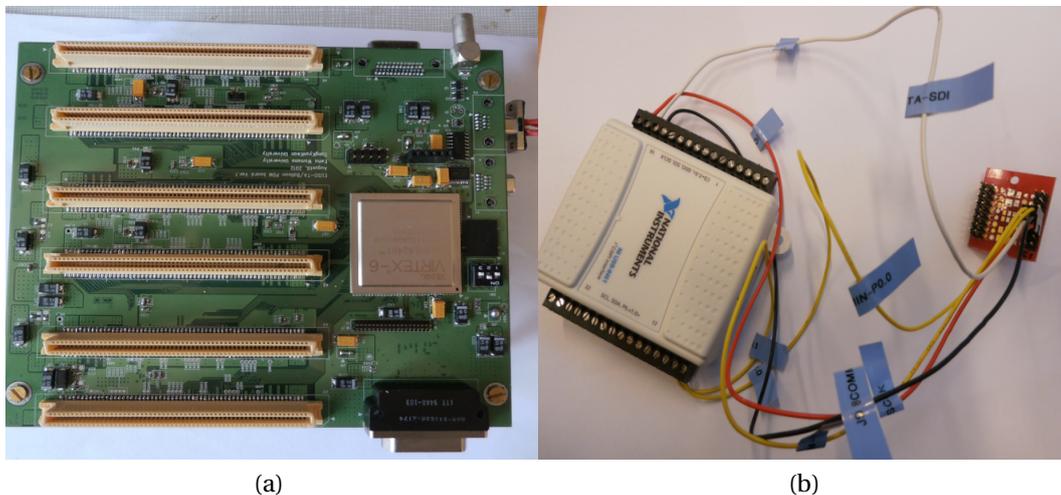


FIGURE 5.14 – (a)Modèle de vol de la PDM-B. (b)carte d'interface National Instrument (NI).

Dans un premier temps, toutes les voies des quatre ASICs utilisés avaient un gain de préamplification unitaire. La non-uniformité du gain des MAPMTs n'était donc pas compensée. Dans un second temps, celle-ci est corrigée en jouant avec le gain de préamplification des ASICs. La figure 5.18 donne une illustration de ces mesures. Sur la gauche on retrouve les S-Curves avant (haut) et après (bas) égalisation des gains. De ces S-Curves est extraite l'efficacité de détection (PDE) représentée sur la carte des pixels à droite.

L'interface HVPS – EC-unit a été vérifié, avec succès, en alimentant une EC-Unit avec les 9 différents CW (à tour de rôle) et en enregistrant les S-Curves à l'aide d'une carte EC-ASIC et sa carte de test associée (voir figure 5.19).

5.3.7 Test PDM-B + EC-ASIC

Ce test a impliqué jusqu'à 6 cartes EC-ASICs branchées à la PDM-B alimentée par une alimentation standard. Le but initial était de vérifier que la consommation de la PDM board était en dessous des limites sur les deux lignes d'alimentation (15 W pour les parties FPGA et EC-ASIC). La figure 5.20 représente l'évolution de la consommation de la partie FPGA (en rouge), EC-ASIC (en vert) et la consommation totale (en bleu) en fonction du

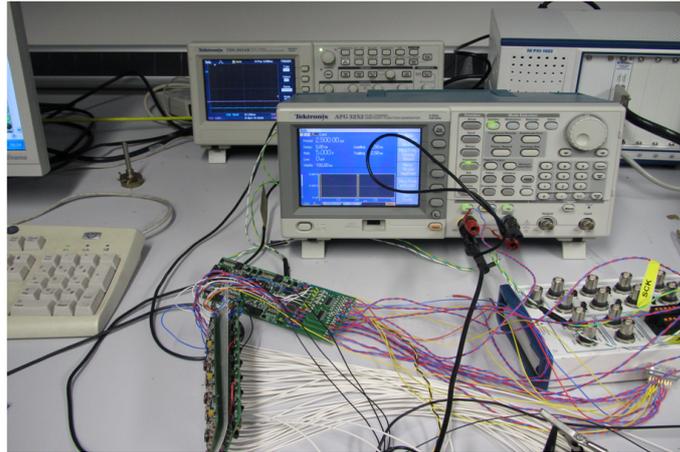


FIGURE 5.15 – Vue du banc de tests du HVPS.

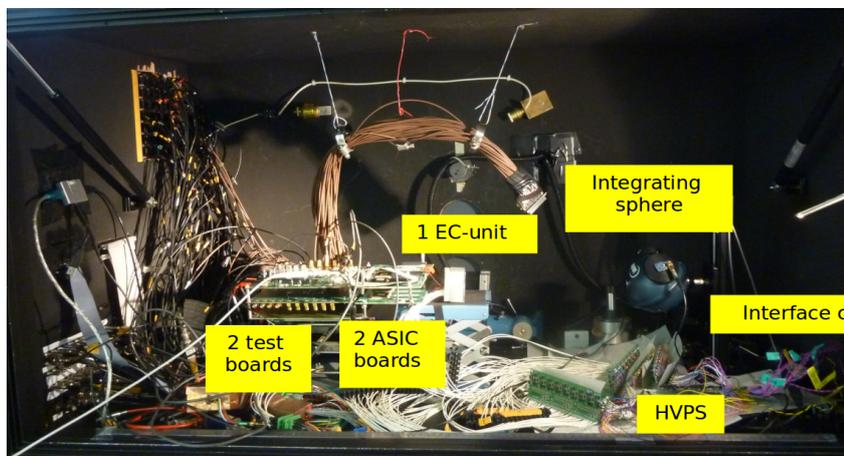


FIGURE 5.16 – Photographie de la disposition des éléments à tester (2 EC-ASICs, 1 EC-Unit et HVPS-board) dans la boîte noire de l'APC.

nombre de cartes EC-ASIC connectées à la PDM board. On peut noter que la partie FPGA reste quasi constante alors que la partie concernant les EC-ASICs augmente linéairement.

L'autre aspect à tester concernait la communication entre la PDM board et les EC-ASICs. L'ensemble des signaux doivent être transmis et interprétés correctement, comme par exemple les bits de configuration des 36 puces. Dans un premier temps, une carte EC-ASIC a donc été connectée à chacun des six connecteurs de la PDM board. Chaque puce a été configurée pour ces six emplacements et le fonctionnement a été vérifié. A titre d'exemple, la figure 5.21 donne l'évolution de la position (en unité DAC, du seuil de détection) du pic du piédestal en fonction du canal pour une carte EC-ASIC branchée sur les 6 différents connecteurs. Aucune différence significative n'a été observée d'un emplacement à l'autre, ce qui prouve que les 6 ASICs ont été configurés correctement et de façon similaire.

Des mesures similaires (S-Curves) ont été effectuées en connectant 6 cartes EC-ASICs à la PDM board, avec et sans signal injecté. La position et l'amplitude du pic du piédestal étaient les paramètres étudiés pour repérer d'éventuels problèmes. Les figures 5.22 et 5.23 montrent l'évolution de ces deux paramètres en fonction du numéro de canal pour l'ensemble des voies (2304). L'axe des abscisses représente les voies groupées par ASIC et EC-ASIC². On peut voir que la première EC-ASIC a des valeurs d'amplitudes différentes des

2. Les groupes de 64 et 384 voies correspondent à respectivement à une même ASIC et EC-ASIC.

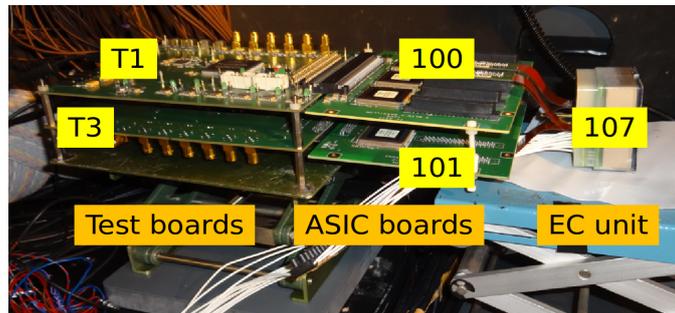


FIGURE 5.17 – Système de test des EC-Units impliquant 2 cartes de test et deux EC-ASIC.

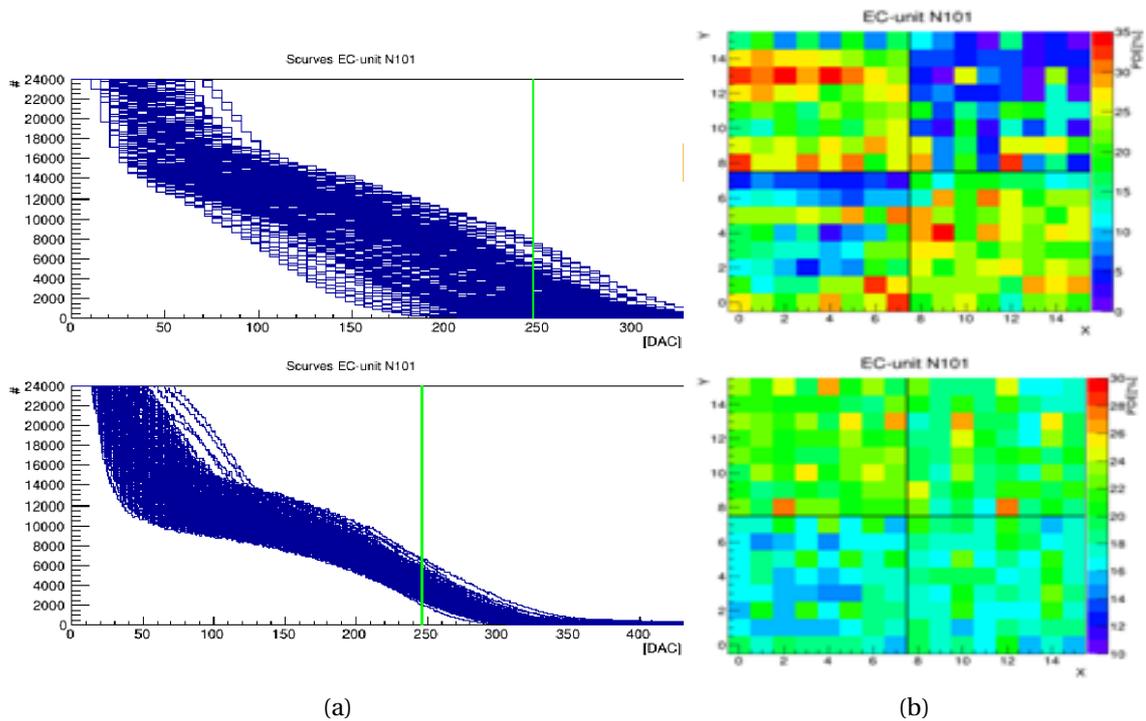


FIGURE 5.18 – (a) En haut : S-Curves des canaux de l'EC-Unit8 avec gain de pre-amplification unitaire pour tous les canaux. En bas : S-Curves de tous les canaux de l'EC-Unit8 après processus d'égalisation de gain. (b) Carte des pixels représentant l'efficacité de détection avant (haut) et après (bas) égalisation des gains.

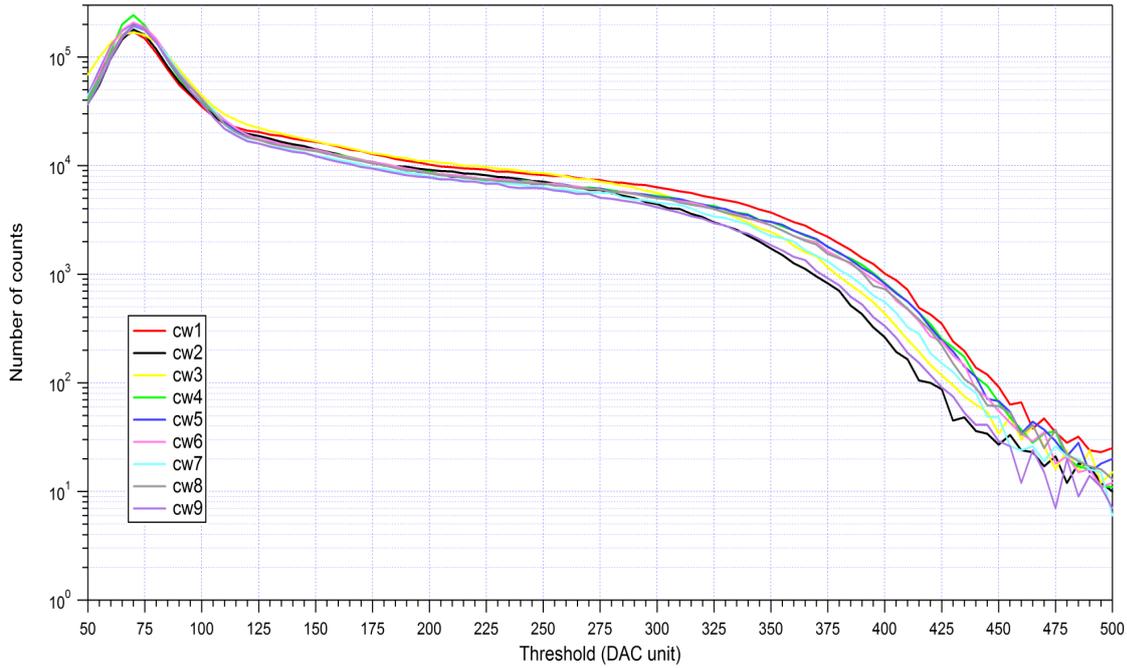


FIGURE 5.19 – S-Curves pour un pixel obtenu avec les 9 HVPS CW de vol.

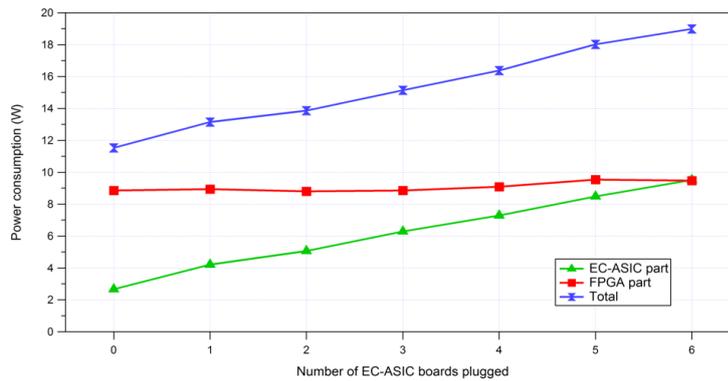


FIGURE 5.20 – Consommation de la PDM-B en fonction du nombre de cartes EC-ASIC connectées.

autres cartes ce qui ne lui empêche pas d’avoir une position du pic similaire. Par contre pour quelques voies du premier ASIC de la troisième carte EC-ASIC (en vert), l’amplitude et la position du pic sont nulles. Ce type de graphiques on permet de surveiller le fonctionnement des ASICs tout au long de l’intégration .

5.3.8 Test PDM-B + HVPS

Comme nous l’avons vu dans la description du PDM (voir section 4.4.2), la PDM-B transmet à la partie contrôle du HVPS (HVPS1) des signaux dits de “switch” permettant de régler le niveau de tension fournie par les CW aux EC-Units. Pour tester cette fonctionnalité, la PDM board et le HVPS ont été reliés (voir figure 5.24) tandis que le HVPS alimentait une EC unit dont les signaux analogiques d’un pixel étaient observés avec un oscilloscope.

Le test mené a montré que la PDM-B était capable d’envoyer les signaux permettant de réduire la haute tension d’un facteur 100 en moins de 2 μ s. La figure 5.25 montre les signaux acquis à l’aide de l’oscilloscope : en haut le signal analogique d’un pixel d’un

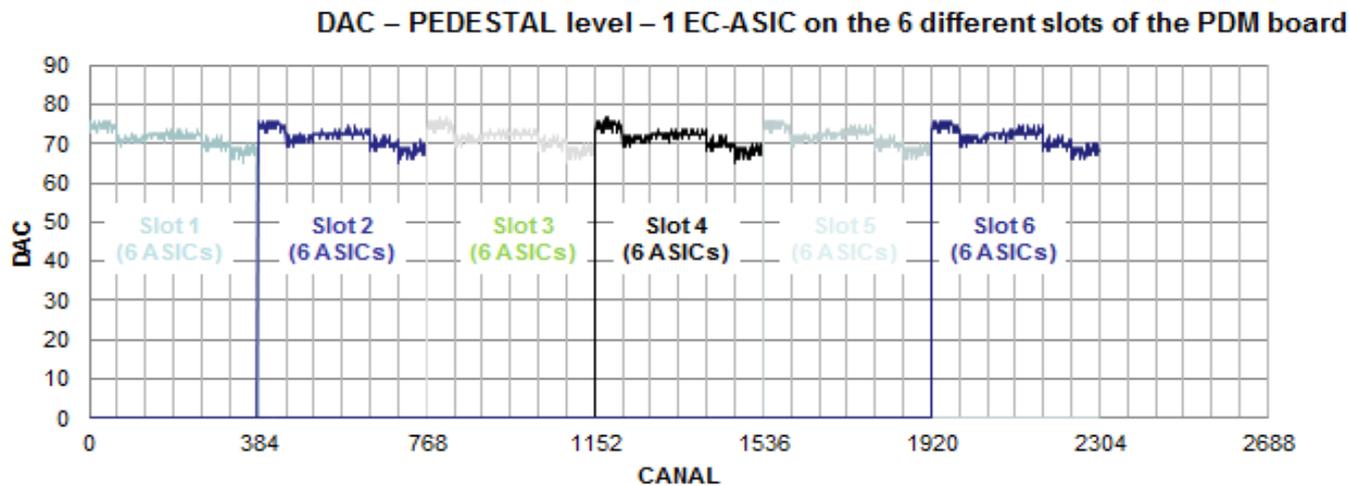


FIGURE 5.21 – Evolution de la position du pic du piédestal des 384 voies d’une EC-ASIC suivant le connecteur de la PDM board auquel elle était branchée.

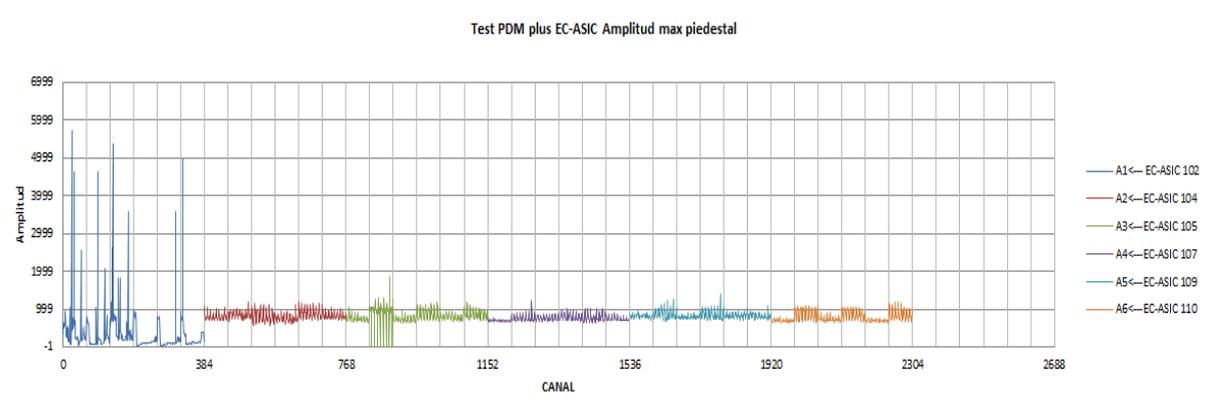


FIGURE 5.22 – Amplitude du SC-piédestal pour l’ensable de tous les pixel du PDM.

MAPMT illuminé de façon intense (on peut noter l’activité en dessous du niveau DC sur la partie gauche) et en bas le pulse de switch envoyé par la PDM board. Le changement de niveau du signal de switch entraîne la diminution de la haute tension. L’effet se fait ressentir $2\mu\text{s}$ plus tard sur le signal du pixel qui n’a plus la même activité.

5.3.9 PDM complet

De nombreux tests ont été menés avec le PDM complet (9 EC-Units, 6 EC-ASICs, 4 HVPS et le PDM-B). Dans un premier temps, le but a été de vérifier que le HVPS pouvait alimenter correctement les 9 EC-Units et que les signaux analogiques produits par celles-ci étaient bien récupérés par les 6 cartes EC-ASIC lues par la PDM-B. A chaque étape de l’intégration, des S-Curves avec et sans lumière étaient enregistrées pour vérifier le bon fonctionnement du système. Le contrôle de la PDM board a été effectué via l’interface NI (voir figure 5.14b) et un programme dédié développé en Labview. Les figures 5.26 et 5.26 présentent les résultats obtenus pour l’EC unit 108 dans les cas respectifs d’un tests sans et avec lumière (1,5pe/GTU). Chaque figure comporte quatre graphiques représentant les 64 S-Curves de chacun des quatre MAPMTs de l’EC unit. Le graphique situé en haut correspond au nombre de coups en fonction du numéro de voie pour un seuil de 200 DAC.

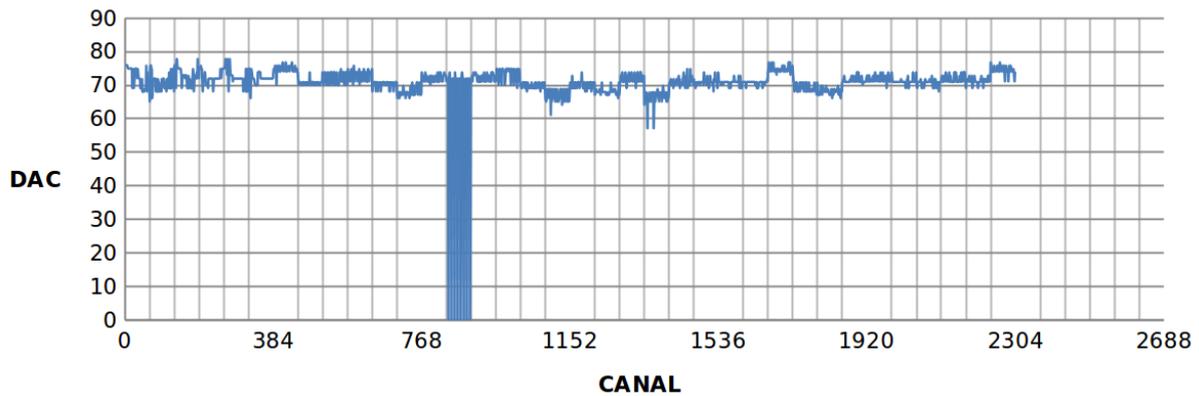


FIGURE 5.23 – Position Digital-to-Analog Converter (DAC) du pic du SC-piédestal pour l'ensemble des canaux du PDM.

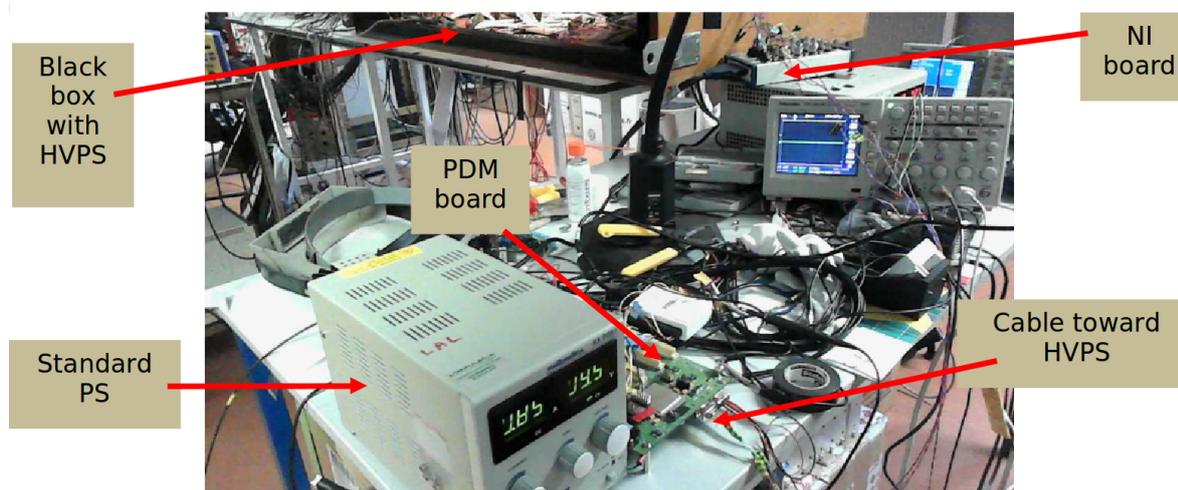


FIGURE 5.24 – Set-Up pour le test de HVPS-PDM-B

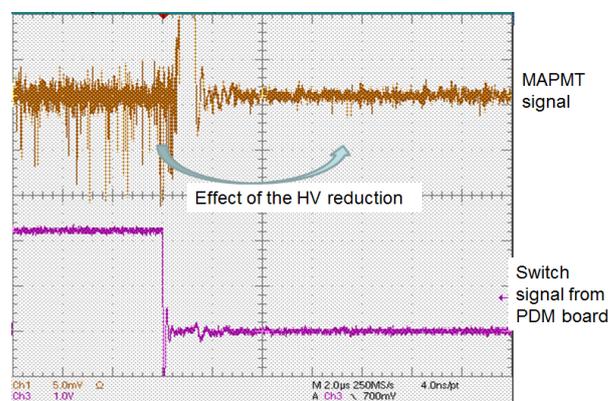


FIGURE 5.25 – Capture d'écran de l'oscilloscope utilisé pour observer le signal d'un pixel d'un MAPMT d'une EC unit alimentée par le HVPS et illuminée grâce à une sphère intégrante. Le signal de switch envoyé par la PDM board est également représenté (en violet). Lorsque ce pulse change de niveau, le HVPS diminue la haute tension d'un facteur 100 ce qui entraîne une diminution du signal du MAPMT.

Ces graphiques montrent que le seuil à 200 DAC est un le bout droite des SC-piédestal et il n'y a pas autant de uniformité entres les canaux du même ASIC ($\delta\text{DAC}/\text{DAC}$ 30%)

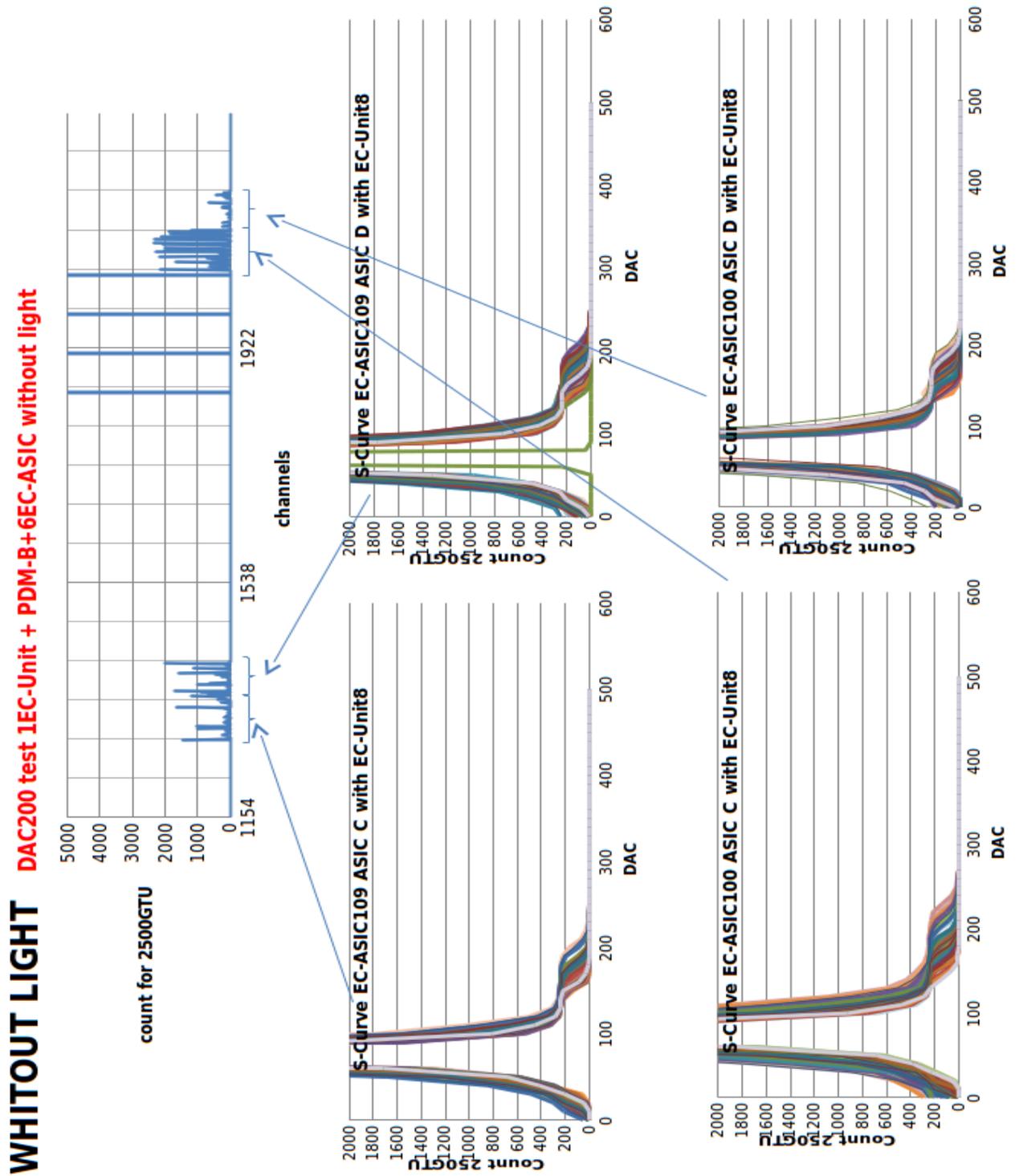


FIGURE 5.26 – Test de l’ensemble de l’EC-Unit8 intégrée dans le PDM et lue par l’ensemble de la chaîne du PDM, dans le cas sans lumière. Chaque graphique a les 64 S-Curves des canaux d’un ASIC/MAPMT. Le graphique de la partie supérieure est les nombre de coups mesurés à 200 DAC pour tous les canaux du PDM.

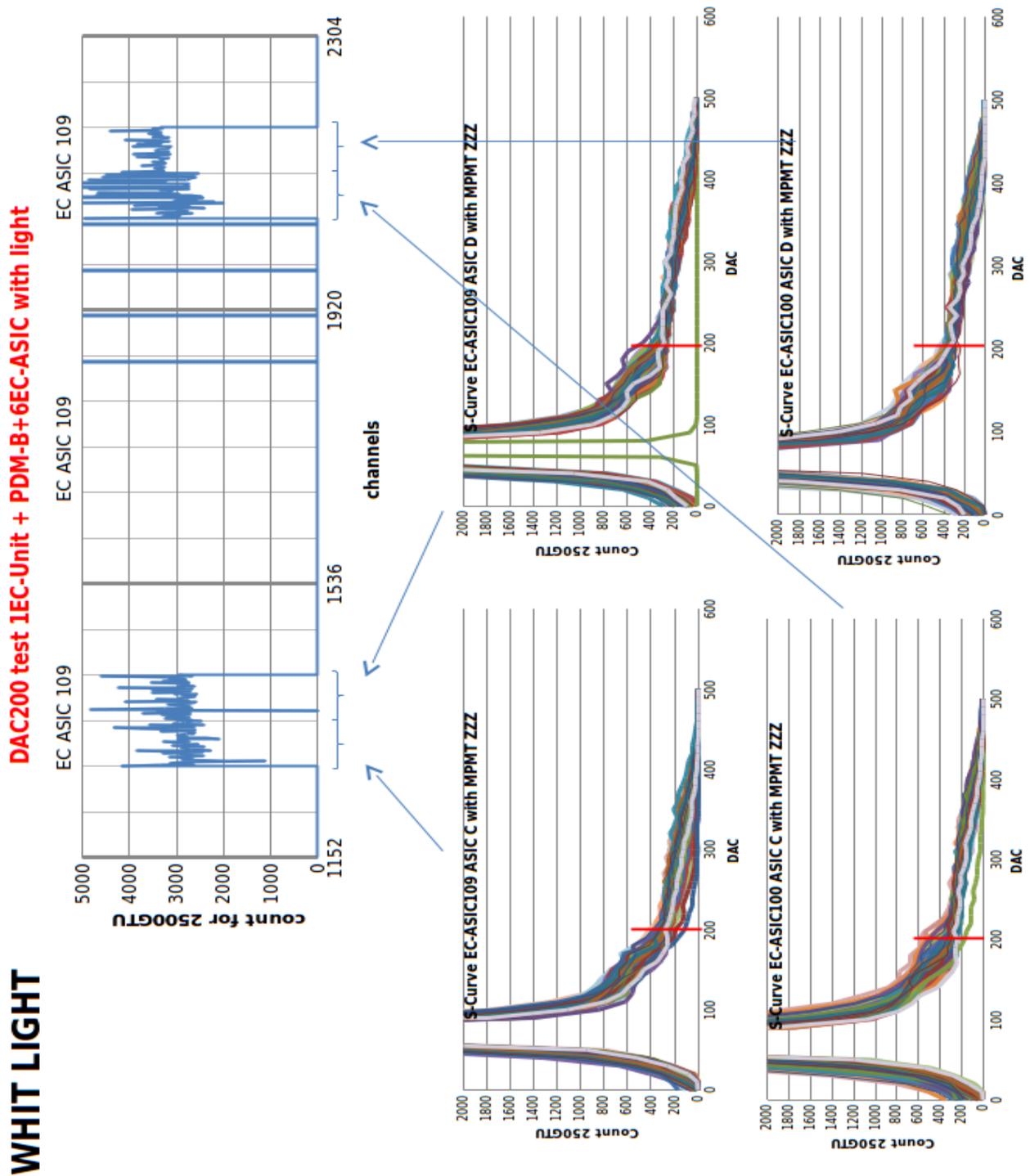


FIGURE 5.27 – Test de l’ensemble de l’EC-Unit8 intégrée dans le PDM et lue par l’ensemble de la chaîne du PDM, dans le cas avec lumière.

5.4 Test AIT du PDM et DP

La connexion entre le DP et PDM s'effectue via quatre interfaces (voir schéma 5.28) dont les tests sont exposés dans cette section.

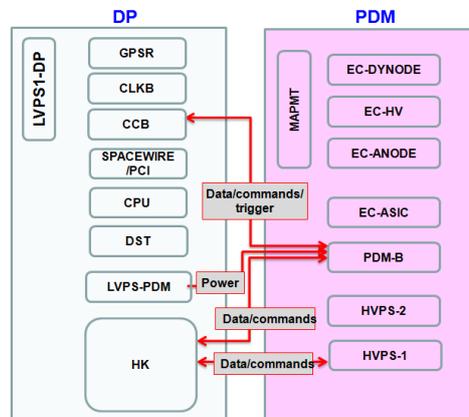


FIGURE 5.28 – Schéma des quatre interfaces entre le DP et PDM et les types de signaux auxquels ils correspondent.

5.4.1 LVPS-PDM + PDM-B

Le LVPS-PDM (pilote par le HK) fournit 2 tensions indépendantes à la PDM-B : $V_{in,EC} = 5.5\text{ V}$ et $V_{in,PDM} = 5.5\text{ V}$ respectivement pour les EC-ASICs et la PDM-B (principalement le FPGA) et tout avec une puissance disponible de 15 W sur les deux lignes.

Dans un premier temps le LVPS-PDM (alimenté en 28V par une alimentation standard) alimentait une PDM-B sur laquelle aucune carte EC-ASIC n'était connectée. Le fonctionnement de la PDM-B était bon dans cette configuration. Ensuite, des cartes EC-ASIC furent connectées une à une, le fonctionnement de l'ensemble et la consommation étant vérifiés après l'ajout de chaque carte. Jusqu'à la quatrième carte tout fonctionnait très bien mais au-delà le système ne marchait plus. Une surconsommation ou pic de courant a été rapidement suspecté. Pour le vérifier, un setup particulier a été mis en place (voir la figure 5.29). Il intégrait une résistance de $0.05\ \Omega$ mise en parallèle à l'oscilloscope permettant pour la mesure du courant et ainsi l'estimation de la puissance. La plupart de ces mesures ont été effectuées en réglant (lorsque cela était possible) le seuil de détection au niveau du piédestal pour entraîner une consommation maximale des ASICs et donc de la PDM board. La figure 5.30 représente un tableau des mesures de puissance consommée en fonction du seuil de détection appliqué. On voit que le maximum est atteint pour un seuil de 71 DAC.

La consommation estimée pour une configuration impliquant six EC-ASICs atteignant 18 W, la solution adoptée fut de changer les convertisseurs du LVPS pour passer d'une puissance de 15 W à une de 20 W (voir tableau 5.29).

Malgré ce changement, de l'instabilité dans le fonctionnement de l'ensemble a été observée. Des mesures complémentaires ont montré que l'augmentation du courant était couplé à une diminution de la tension fournie (de 5.5 V à 5 V) par le LVPS-PDM comme le montre le figure 5.32. Ce problème a finalement été résolu en remplaçant les câbles d'alimentation entre le LVPS-PDM et la PDM board par des câbles plus gros et solides.

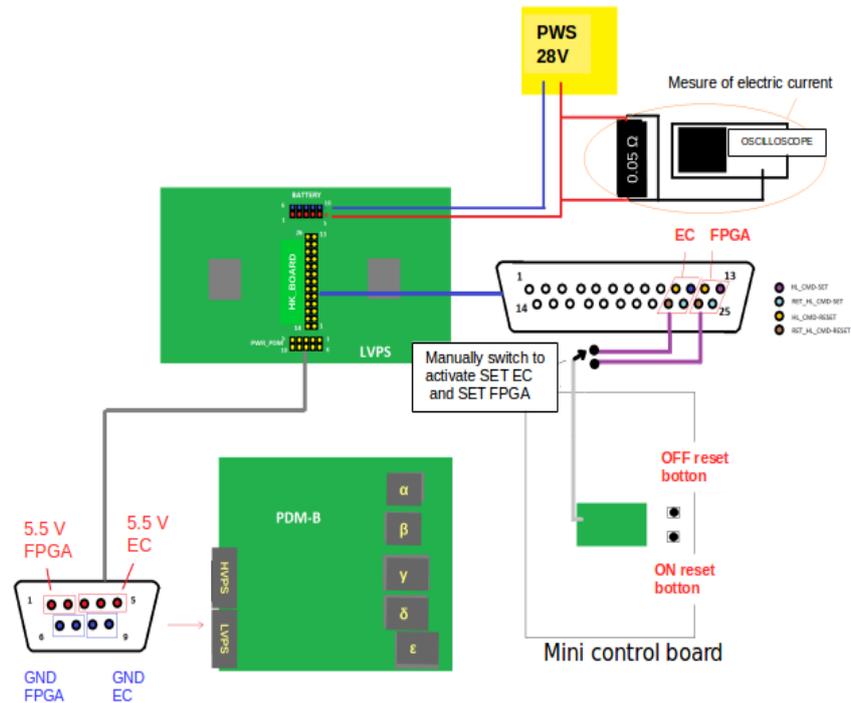


FIGURE 5.29 – Schéma du Set-Up pour la mesure du courant/consommation. Une alimentation fournit une tension de 28V au LVPS-PDM. Une simple carte de contrôle a été utilisée pour envoyer les commandes au LVPS-PDM pour travailler indépendamment du DP. Sur la PDM board sont représentés les différents convertisseurs et régulateurs produisant les tensions secondaires à partir des tensions fournies par le LVPS-PDM.

5.4.2 Communication PDM-B et HK

C'est un simple test de communication qui a montré que cette interface fonctionnait correctement en vérifiant que les commandes et les informations étaient transmises correctement.

5.4.3 Test PDM-B + CCB

Ce lien est la clef de la chaîne d'électronique d'EUSO-Ballon puisqu'il permet la communication entre le PDM et le DP. Les commandes provenant du CPU sont transmises par le CCB à la PDM-B via un lien SPI. La PDM-B, sur requête du CCB, transmet les données par un bus parallèle. Cette interface a été testée continûment alors que le firmware de la PDM-B était développé ou adapté. Ces tests impliqués également le reste de la chaîne d'électronique : CPU, disque, EC-ASIC, etc (voir figure 5.34). Principalement nous avons vérifié, avec succès, que :

- les ASICs des cartes EC-ASICs pouvaient être configurés correctement par l'envoi de commandes depuis le CPU. Une linéarité du seuil de déclenchement était un bon moyen de vérifier cela.
- la commande de prise de données fonctionnait
- le transfert de données correspondant à plusieurs milliers d'événements se faisait avec succès

Le test de la chaîne complète d'électronique a été répété maintes fois et dans plusieurs conditions durant la phase d'AIT :

DAC	Power Total LVPS+PDM- B+EC (W)	Consumption 6 EC-ASICs (W)	Consumption PDM-B (W)	Consumption LVPS (W)
65	17,36	5,90	9,20	2,26
66	17,64	5,97	9,22	2,45
67	17,92	6,06	9,24	2,62
68	17,92	6,20	9,27	2,46
69	18,20	6,39	9,31	2,51
70	18,48	6,54	9,36	2,58
71	18,48	6,62	9,41	2,45
72	18,48	6,60	9,39	2,49
73	18,20	6,39	9,37	2,43
74	17,92	6,21	9,34	2,37
75	17,64	6,04	9,28	2,31
76	17,64	5,88	9,23	2,52
77	17,36	5,78	9,21	2,36
78	17,36	5,72	9,19	2,44
79	17,36	5,70	9,19	2,48
80	17,08	5,68	9,17	2,23

Max consumption →

Second test

Values measured estimate by difference

FIGURE 5.30 – Evolution de la consommation, de différents groupes d’éléments, en fonction du seuil de détection appliqué.

- Tests en boîte noire à 1 atm et 25°C à l’[APC](#).
- Test avec gestion de la pression (jusqu’à 3 mbar) et de la température (de 0 à 50°C) au [CNES](#) à Toulouse (voir section 5.5).
- Tests à 1 atm et 25°C à l’[Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie \(IRAP\)](#) à Toulouse avec le système optique
- Tests à 3 mbar et 25°C à l’[APC](#) pour finaliser la validation du PDM

First Board LVPS-PDM 2 x 15W (28V)									
quantity of EC-ASICs	Power Min. (W)	Power Max. (W)	tempe average (C°)						
			CONV. DC/DC (look setup)						
			α	β	γ	δ	ϵ	FPGA	
6	17,6	20,2	30-37	29-37	29-39	30-40	30-41	40-44	
5	16,5	18,2	31-37	29-37	29-38	30-39	30-41	40-44	
4	15,2	16,5	32-36	28-35	29-38	30-39	30-41	38-43	
3	14,6	15,4	29-34	28-36	28-38	29-39	28-41	33-39	
2	14	15	30-37	27-37	29-39	28-40	29-41	34-41	
1	14,3	15,4	30-37	29-38	29-39	28-40	29-41	34-41	

New Board LVPS-PDM 2 x 20W (28V)									
quantity of EC-ASICs	Power Min. (W)	Power Max. (W)	tempe average (C°)						
			CONV. DC/DC (look setup)						
			α	β	γ	δ	ϵ	FPGA	
6	16,8	20,1	38	34	34	40	41	40	
5	15,3	16,5	37	34	35	38	39	38-43	
4	14,2	15,3	33	34	34	35	36	34-40	
3	13,4	14,8	33	37	35	35	34		
2	13,4	13,9	33	37	35	35	33	30-38	
1	12,6	12,6	33	37	30	34	38	41	

FIGURE 5.31 – Tableaux de mesures des deux modèles de LVPS (15W en haut et 20 W en bas) Les mesures ont compris la surveillance sur la libération de chaleur des composants du PDM-B. Les lettres grecques représentent les convertisseurs du PDM-B dans la figure 5.29.

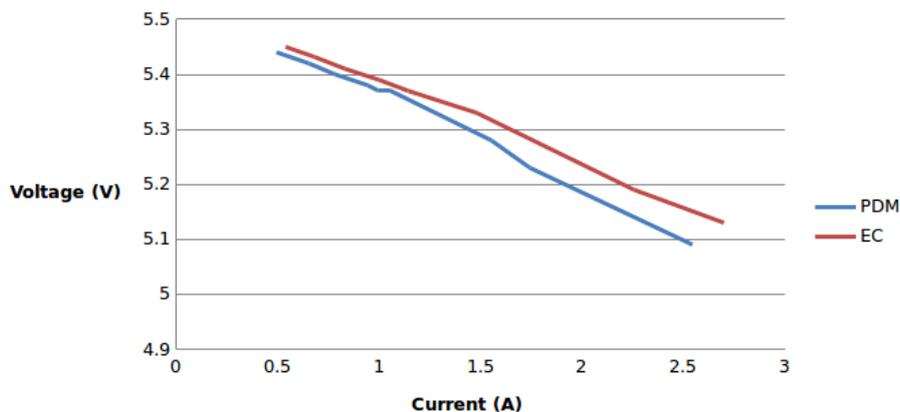


FIGURE 5.32 – Courbe de changement de la Tension en fonction de la courant à cause d'augmentation de EC-ASICs connectées au PDM-B

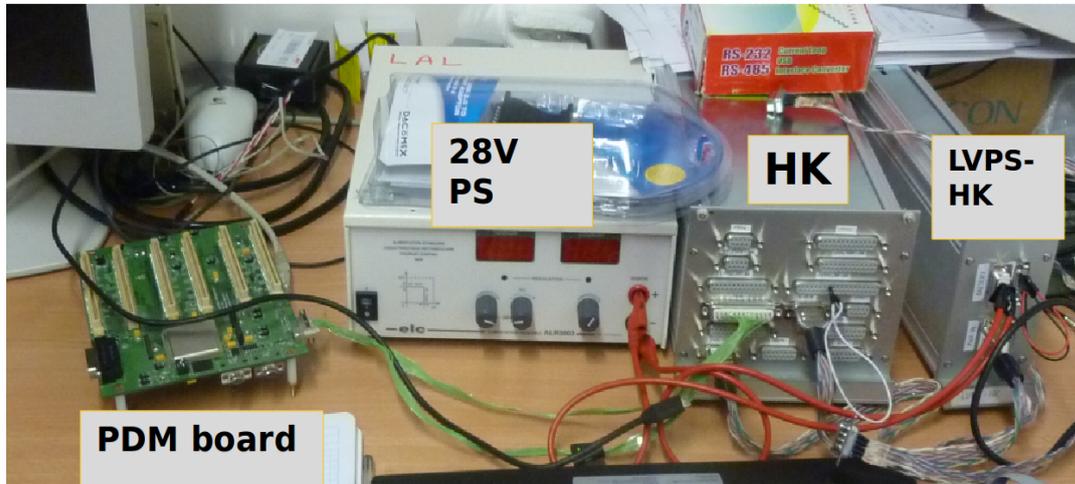


FIGURE 5.33 – Photographie du set-up utilisé pour tester la communication entre le [HK](#) et la PDM board.

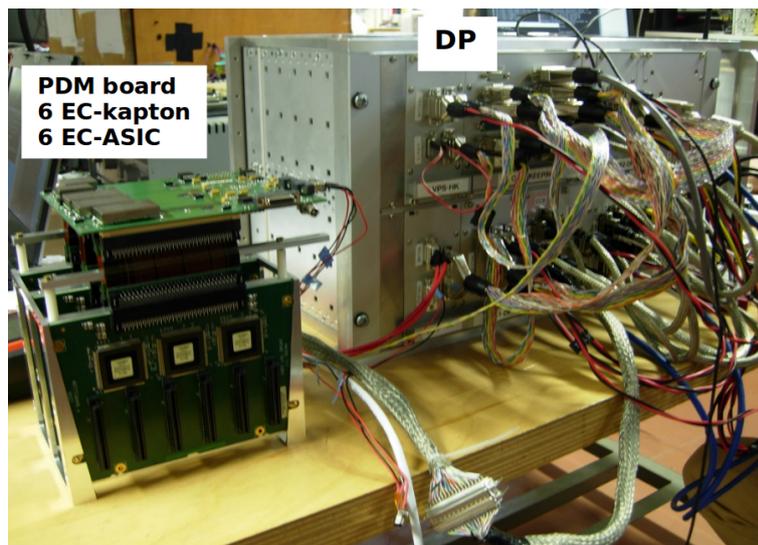


FIGURE 5.34 – Photographie de la connexion entre la PDM board (connectée à 6 EC-ASIC) et le DP.

5.5 Tests thermiques

Le 4 mars 2014, la chaîne complète PDM et DP fonctionnait pour la première fois. Les trois jours suivants furent dédiés à des tests thermiques à basse pression nécessaires pour vérifier que le système pouvait fonctionner dans les conditions de vol (3 mbar, [0, 50] C°) fournies par la cuve SIMEON (voir figure 5.36b), installée au CNES, qui a la capacité de volume pour accueillir l'ensemble PDM et DP.

Le première étape fut la fixation du DP et du PDM sur une plaque de la structure mécanique appelée radiateur (voir figure figure 5.40) car elle permet l'échange thermique avec l'extérieur. Cette plaque correspond à la partie supérieure de la nacelle.

Le suivi de la température des éléments (électroniques et mécaniques) critiques était une nécessité durant ces tests. Plus d'une trentaine de sondes thermiques ont donc été installées aux points sensibles du PDM (ASIC, FPGA, MAPMTs, voir figure 5.36a) et du DP (e.g : plaque arrière) et de la structure mécanique.

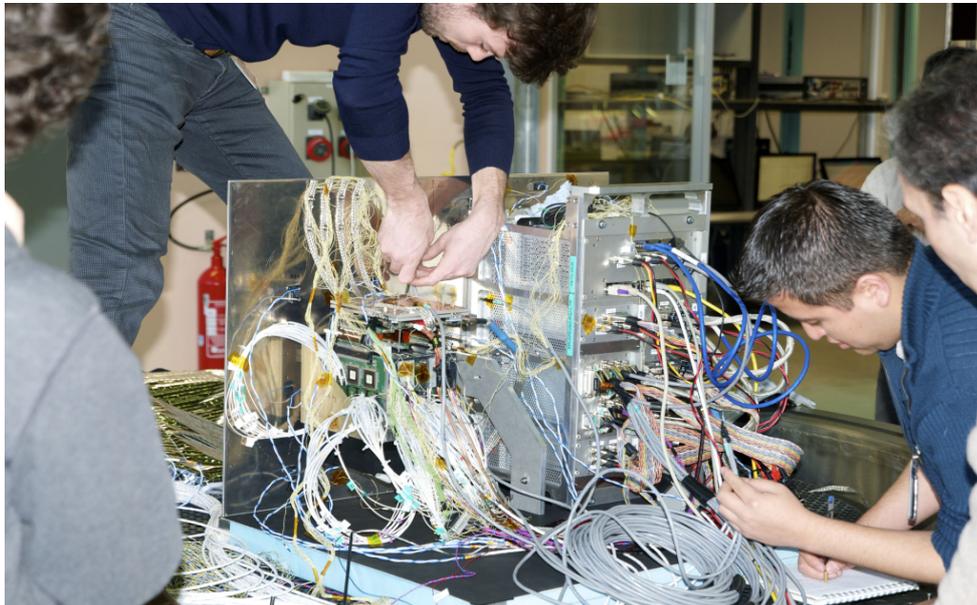


FIGURE 5.35 – Photographie du PDM et du DP fixés sur le radiateur. Des sondes thermiques sont entrain d'être installées sur l'instrument.

Après un simple test de fonctionnement à température et pression ambiantes, l'ensemble a été installé sur la plate-forme de la cuve SIMEON (voir figure 5.36b) et les variations de pression et température³ ont pu démarrer. La figure 5.37 donne le graphique commenté de l'évolution de la pression et de la température en fonction du temps. L'échelle de temps est d'environ 2 jours. Durant cette période plusieurs problèmes sont apparus :

- Le LVPS-HK était dans l'incapacité de démarrer pour une température en dessous de 0°C. Une anomalie au niveau d'une résistance a été découverte et corrigée pour la carte présente. De nouvelles cartes furent produites par la suite et testées individuellement avec succès.
- Le FPGA de la PDM board s'est mis en mode de sécurité (pendant 1 ou 2 mn) quand la température atteignait 50°C. L'évacuation de la chaleur du FPGA et de régulateurs de la PDM board fut améliorée par la suite.

3. La température était contrôlée grâce à des chaufferettes fixées sur le radiateur.

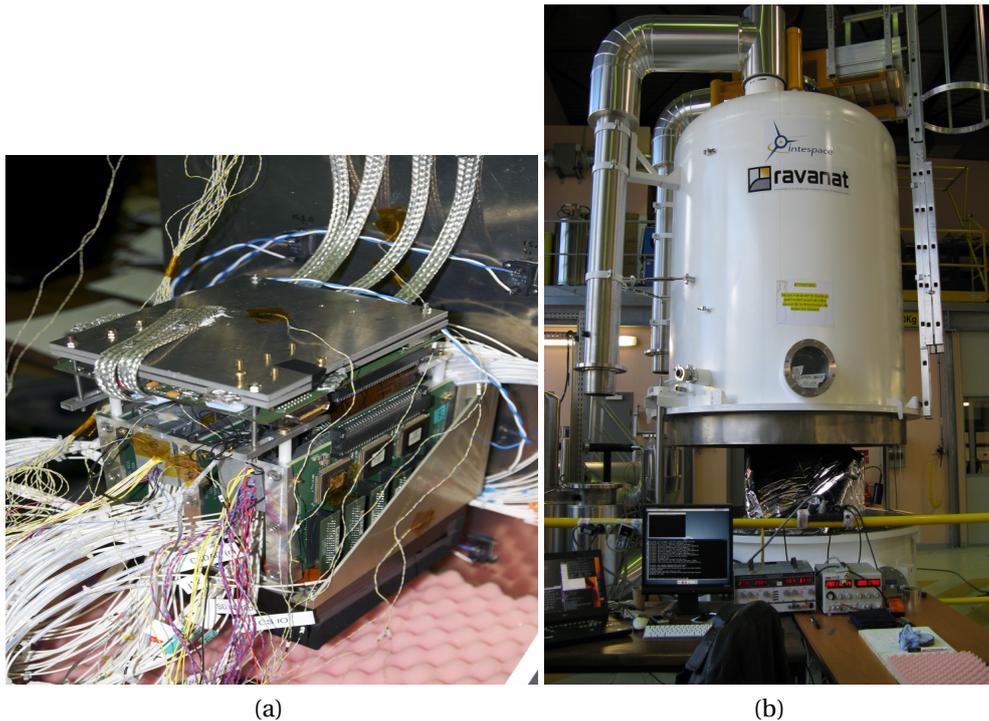


FIGURE 5.36 – (a) Photographie du PDM équipé de sondes thermiques durant les tests dans la cuve SIMEON. (b) Cuve SIMEON, avant sa fermeture, avec la chaîne d’électronique sur sa plate-forme.

- A 3 mbar et quelque-soit la température, il était impossible d’allumer la haute tension pour les 9 EC-Units simultanément. Il fut décidé de changer la façon de régler la haute tension en développant une commande qui permettait de monter progressivement la tension de 50 V à 950 V par pas de 50 V. De plus à 0°C, le HVPS ne marchait pas correctement. Il fut décidé de procéder à des tests complémentaires à l’APC et au CNES dans les mois qui suivaient.

En avril 2014, un nouveau jeu de cartes HVPS a été produit et intégré (après test) différemment dans quatre boîtes au lieu de deux. Les tests de ce nouveau HVPS de 0 à 50 °C ont été positifs et ont permis de le valider à ces températures. Au début du mois de juin 2014, de nouveaux tests dans la cuve SIMEON ont eu lieu à différentes pressions. Jusqu’à 8 mbar, la haute tension pouvait être allumée et le fonctionnement HVPS était correct. Pour des pressions plus faibles, des alarmes étaient produites par le HVPS et transmises au HK qui arrêtait automatiquement le HVPS. Ce problème était un point bloquant pour la validation de l’instrument pour participer à la campagne de vol prévue en août 2014. Des tests complémentaires spécifiques ont été menés début juillet 2014 à l’APC. Ils ont permis de découvrir et résoudre le problème. La section 5.8.1 est dédiée à cette question qu’elle traite en détail.

Pressure and radiator heaters temperatures

On the metallic plate which welcomes the DP and PDM, Jean E. put some heaters at different locations.

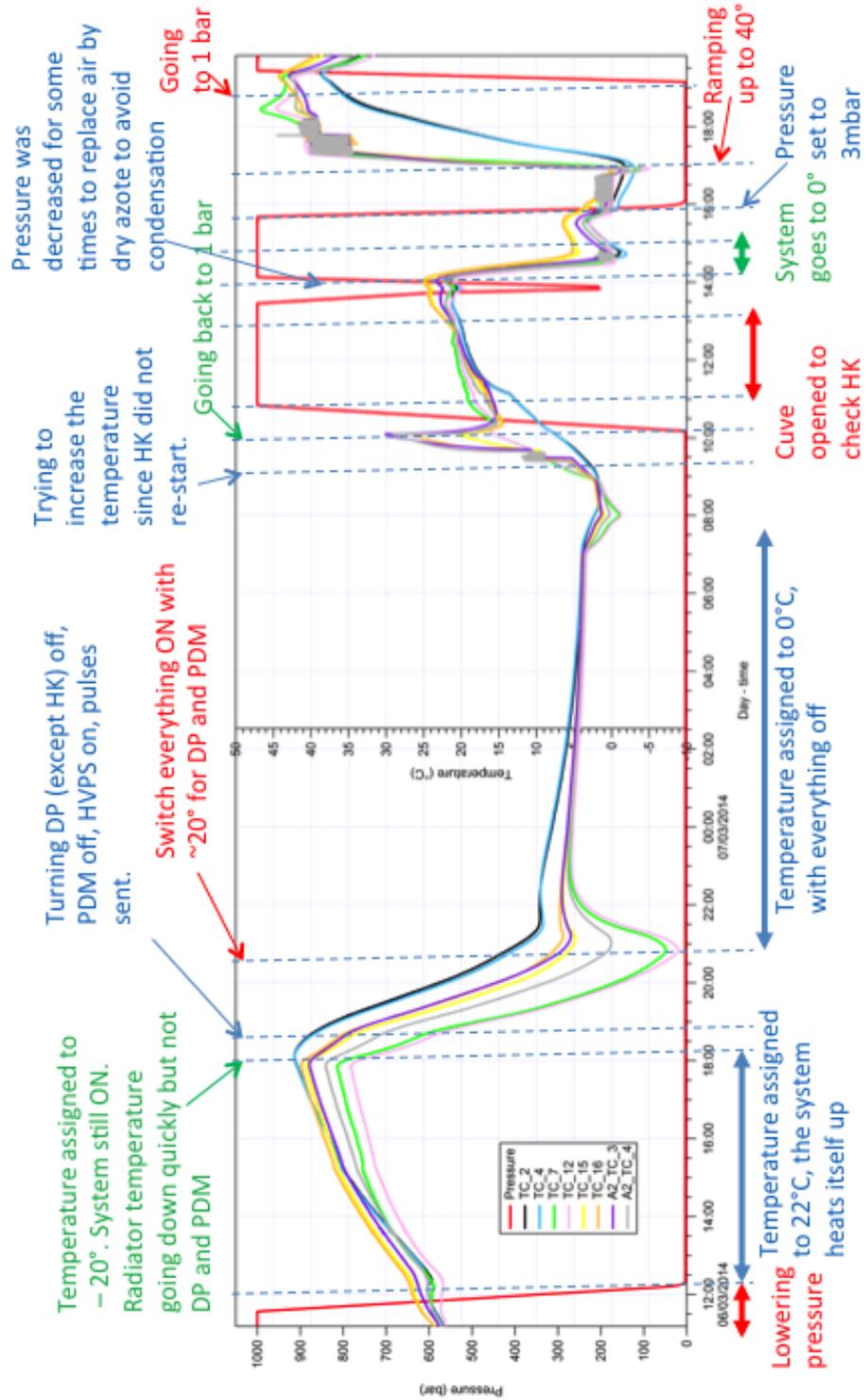


FIGURE 5.37 – Courbes de température et pression du premier test au CNES (5-7 mars 2014).

5.6 Tests DP-Siren

Il existe trois interfaces entre le DP et le système de communication en vol du CNES appelé SIREN (voir figure 5.38). Le tableau 5.1 donne, pour chaque interface, le type de signal échangé et la connexion utilisée.

Ces trois interfaces ont été testées avec succès en utilisant les câbles et connecteurs de vol. A titre d'exemple, la commande d'allumage du LVPS-HK et du HK fonctionnait correctement, de même que la communication entre le CPU et Siren.

Une séquence simulant l'opération en vol a été également vérifiée :

- Allumage des éléments dans un ordre pré-établi (HK - CPU - GPS - CLKB - CCB - PDM board)
- Contrôle des paramètres du HK
- Configuration des éléments
- Prise de données (S-curves)
- Transfert des données au PC portable GSE (ground support equipment)
- Extinction des éléments dans un ordre pré-établi

Interface	Signaux	Lien/Connection
Siren-LVPS-HK	Switch ON/OFF HK	(open drain switches)
Siren-HK	Telemetry-Telecommand	(RS232/RS422)
Siren-CPU	TM/Data-Telecommand	(TCP-IP/UDP)

TABLEAU 5.1 – Les trois interfaces DP-Siren avec les signaux échangés et le type de connexion.

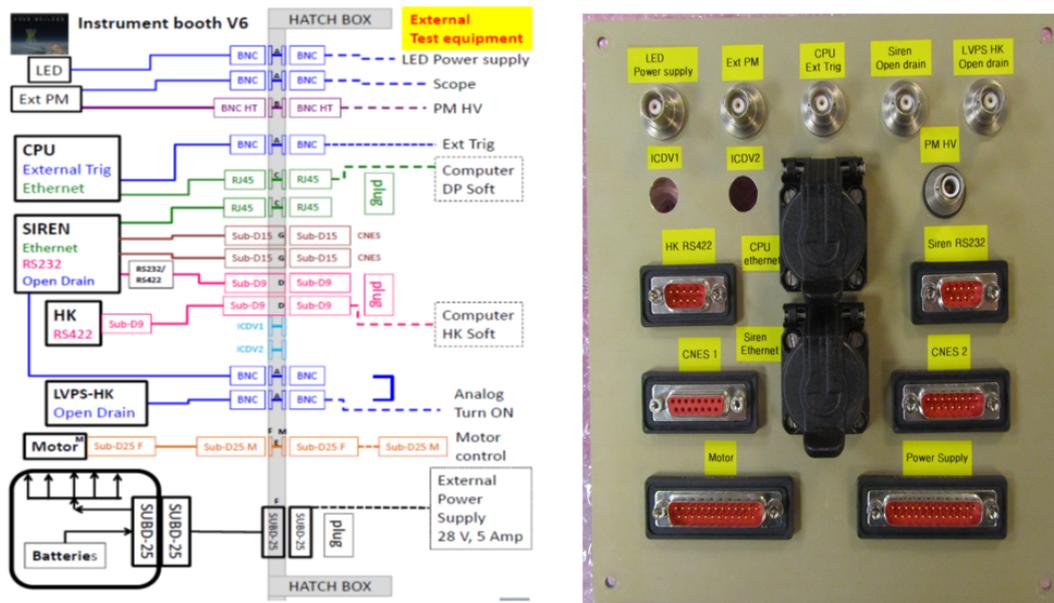


FIGURE 5.39 – Schéma et photographie de la "hatch", traversée étanche permettant de passer d'une configuration de vol à une configuration de tests.

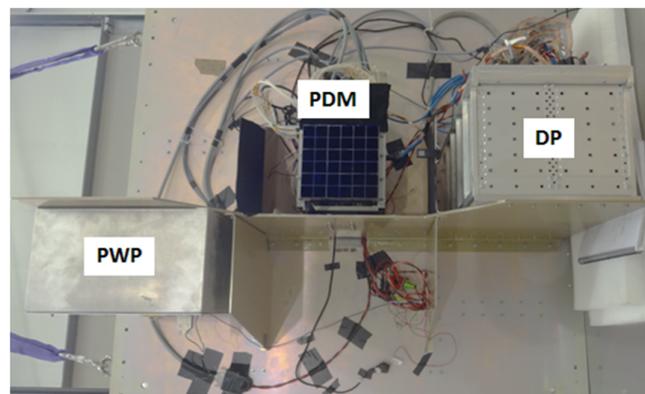


FIGURE 5.40 – Photographie du radiateur sur lequel est fixé le PDM, le DP et la boîte d'alimentation (PWP).

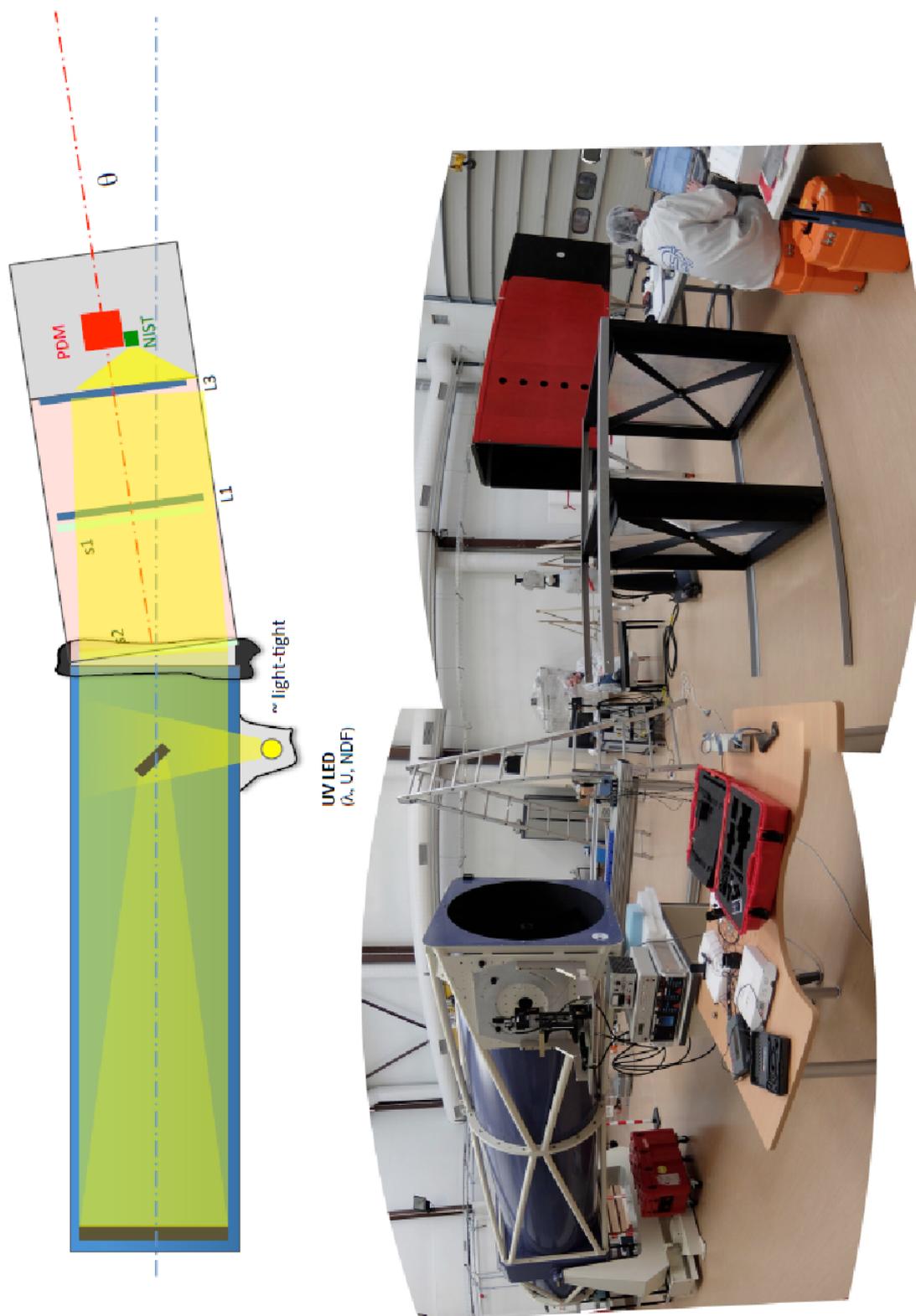


FIGURE 5.41 – En haut : schéma de la configuration des télescopes pour l’alignement et le positionnement du PDM. Le spot d’origine infinie est obtenu grâce au télescope newtonien (en bleu) qui transmet la lumière d’une lampe LED UV. En bas : double photographie des deux télescopes. A droite se trouve la nacelle EUSO-Balloon contenant les deux lentilles de Fresnel et le PDM.

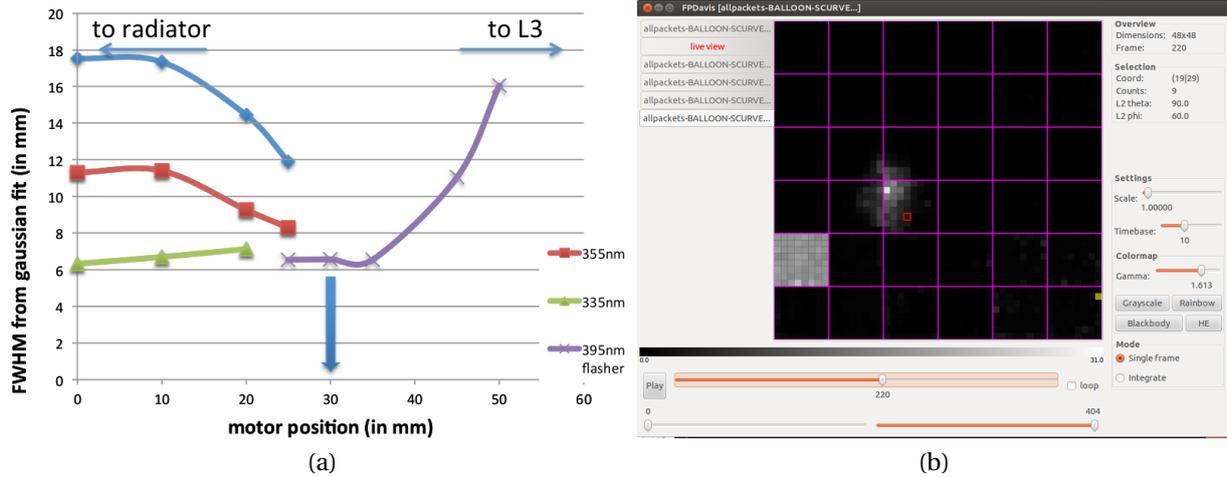


FIGURE 5.42 – (a) Graphique représentant la taille du spot FWHM sur la surface du PDM en fonction de la position de ce dernier dans l'axe optique. Les différentes couleurs de courbes correspondent à différentes longueurs d'onde. La flèche bleu indique la position optimale pour le PDM. (b) Image du spot enregistré par le PDM pour l'alignement optimal.

L'efficacité optique Le calcul de l'efficacité optique de l'instrument a été réalisé grâce à la mesure du flux de lumière du même spot par une NIST (voir la section 7.3.2) placée dans le même plan que la surface du détecteur. Dans le schéma 5.41 le diode NIST est représenté par un carré vert jouxtant le PDM (carré rouge). La NIST a été éclairée avec des spots de différents rayons pour déterminer la lumière totale. La figure 5.43a montre le pourcentage de lumière encerclée en fonction du rayon du spot.

Selon [CATALANO, 2015], l'efficacité optique est définie comme le flux encerclé absolu, étalonné avec la puissance lumineuse envoyée à travers l'optique de collimation. Pour un angle de lumière de 3,5 degrés d'incidence et de longueur d'onde 390 nm l'efficacité est de $22\% \pm 2,2$ correspondant à une zone de 0.75 cm^2 équivalent à 3×3 pixels du PDM. Cette valeur varie légèrement en fonction de la longueur d'onde de la lumière.

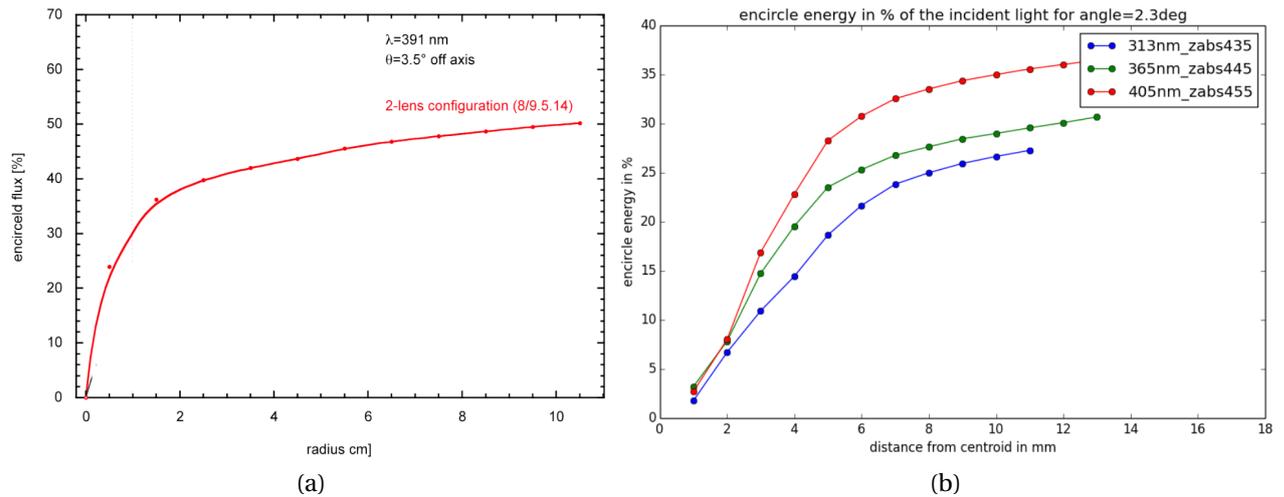


FIGURE 5.43 – (a) Pourcentage de lumière encerclée en fonction du rayon du spot (391 nm) (b) Efficacité optique pour trois différentes longueurs d’onde [CATALANO, 2015].

5.8 Les problèmes rencontrés pendant l’AIT

5.8.1 Haute tension à basse pression

Comme nous l’avons vu dans la section 5.5, le HVPS ne fonctionnait pas comme voulu 3 mbar quelque-soit la température. Des tests spécifiques furent menés à l’APC, en juin et juillet 2014, qui permirent de résoudre le problème. Celui-ci trouvait sa source dans une anomalie décelée dans les EC units. Elle est liée à la vis centrale de l’EC unit utilisée pour la fixation de celle-ci dans la structure mécanique du PDM. Les vis utilisées pour tous les EC-Units de vol sont métalliques. Lors de tests à pression ambiante, il fut découvert que si cette vis était mise à la masse électrique des signaux parasites apparaissaient sur les anodes des MAPMTs. L’origine de ce problème est une conjonction de faits : la vis est maintenue avec un écrou et une rondelle métallique. Cette dernière est en contact avec 4 trous métallisés de la carte EC-dynode (voir figure 5.44a. Ces trous font face à 4 broches de MAPMTs coupées mais au même potentiel que la cathode. En mettant la vis au même potentiel que la cathode de l’EC unit, le signal parasite disparaissait, il fut donc décidé de procéder à cette connexion pour les 9 EC-Units du PDM.

Néanmoins la résolution de ce problème de signal parasite a entraîné celui de la tenue de la haute tension à 3 mbar. En effet, les vis étaient les seuls éléments à un potentiel de près de 1000 V à ne pas être enrobés. Cela entraînait des décharges beaucoup plus probables à basse pression (voir annexe A.7 concernant la loi de Paschen). Nous avons donc décidé de laisser les vis "en l’air", sans qu’elles soient mises au potentiel de la cathode ou de la masse électrique. Ceci eut l’effet escompté : les 9 EC-Units fonctionnaient à la tension nominale à 3 mbar.

5.8.2 Le bruit électronique

Le principal challenge de l’intégration du PDM a sûrement été la réduction du bruit électronique lorsque l’instrument a été complètement assemblé et en fonctionnement (alimentation de haute tension comprise). La figure 5.45 montre l’exemple d’un cas pire pour une mesure effectuée à 25°C et 3mbar. Le SC-piédestal a une forme complètement aberrante (pic du piédestal indécélable) et atteint des valeurs de seuil de presque 250 DAC.

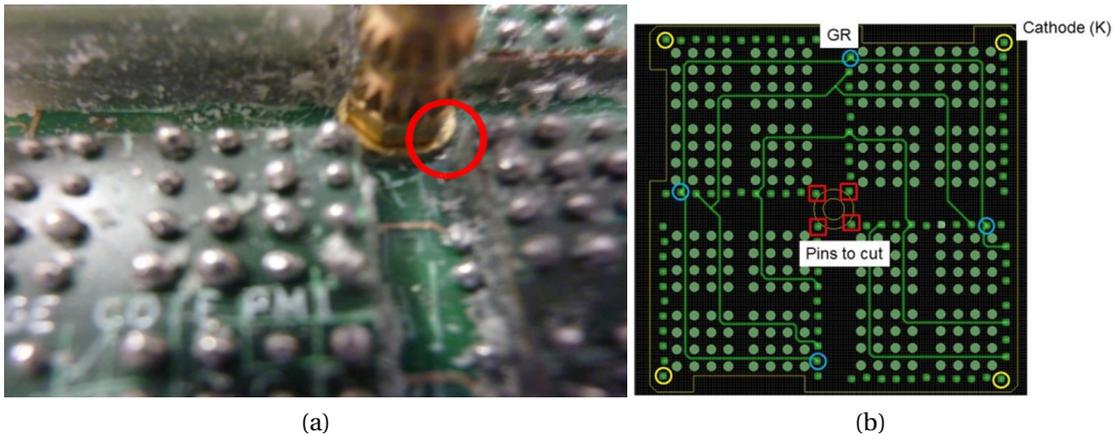


FIGURE 5.44 – (a) photographie avec le détail du contact électrique entre la vis centrale de l'EC-Unit; la rondelle, l'écrou et les trous métallisés de l'EC-dynode. (b) schéma de l'EC-dynode sur lequel les quatre trous incriminés sont indiqués.

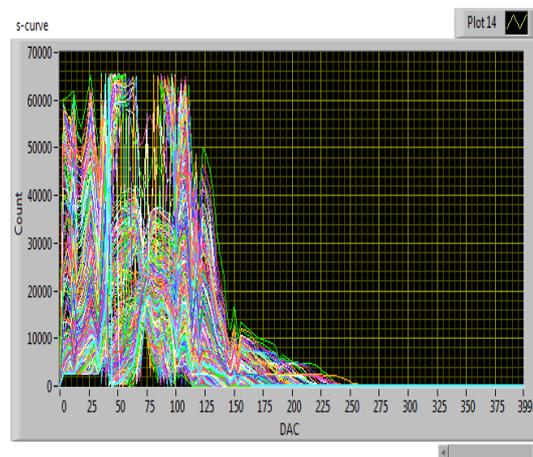


FIGURE 5.45 – SC-piédestal du PDM à 3mbar à 25°C. Test effectué au laboratoire de la APC après les modifications du HVPS.

L'étude des S-Curves et principalement la largeur du SC-piédestal a été l'observable clé pour rechercher l'origine de ce bruit électronique. Assez rapidement, il a été clair que le nœud du problème était la gestion de la masse électrique du PDM. De nombreux tests, essais ont été menés, parfois dans l'urgence quand les revues de vol s'approchaient. Finalement, une solution a été trouvée pour réduire le bruit (la largeur du piédestal) dans des proportions qui permettaient de fixer un seuil de détection rejetant le piédestal et sélectionnant le photo électron unique pour une majorité de pixels. Elle consistait à avoir un point de masse électrique auquel étaient reliés les masses des EC-ASICs⁴, de la PDM board et du HVPS par des câbles épais et solides. Cette connexion vers un point commun a été nommée connexion araignée (spider GND). Les figures 5.46a et 5.46b montrent un exemple de S-Curves avant et après connexion araignée. Une réduction, en moyenne, de 40DAC de la largeur du SC-piédestal a été obtenue grâce à cette configuration qui fut utilisée durant le vol.

Après le vol, quand le temps le permettait, des tests complémentaires ont permis de trouver une autre source d'amélioration qui a été appliquée pour les projets dévelop-

4. Les masses des EC-ASICs furent aussi isolées de la structure mécanique pour éviter les boucles de masse.

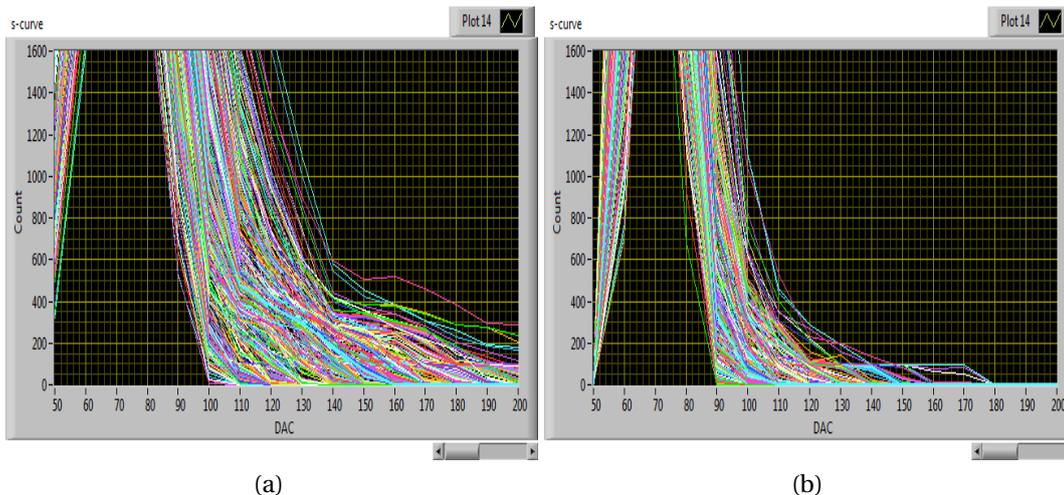


FIGURE 5.46 – (a) SC-piédestaux sans la connexion de de masses araignée (b)SC-piédestaux avec la connexion de de masses araignée

pés actuellement (EUSO-SPB et mini-EUSO). Cette amélioration est réalisée en reliant les masses analogiques (GNDA) et digitales (GNDD) des EC-ASICs (voir l'annexe A.4).

5.8.3 Les autres problèmes

Voici une liste des principaux problèmes rencontrés durant l'AIT de l'instrument.

- Le premier **FPGA** de type industriel de la **PDM-B**, a été endommagé pendant les tests entraînant son remplacement. Pendant sa réparation une carte équipée d'un **FPGA** commercial a été utilisée pour poursuivre les développements et tests.
- Une **EC-Unit** a dû être démontée à cause d'un court circuit entre 2 dynodes.
- Une carte **EC-ASIC** a dû être remplacée suite à la perte d'un **ASIC**.
- Le premier **HVPS** fabriqué a été perdu suite à un court circuit durant une mesure. Le temps nécessaire à la fabrication d'un nouveau jeu de cartes a été utilisé pour modifier l'intégration du HVPS. En effet, l'intégration initiale dans deux boîtes, placées entre des paires d'EC-ASIC, avait été très compliquée (voir figure 5.47b). Quatre boîtes placées en dehors du PDM ont donc été dessinées et utilisées pour l'intégration du modèle de vol du HVPS (figure 5.47a).
- Entre octobre 2013 et avril 2014 un mauvais contact entre les lentilles et la structure en croix ("spider") servant à les maintenir a été détecté et testé dans les laboratoires de RIKEN au Japon et de **IIRAP** à Toulouse. Cela a entraîné la fabrication et l'installation de nouveaux spiders.
- Initialement, il était prévu de fonctionner avec 3 lentilles dont une diffractive (L2). Malheureusement, une erreur dans sa fabrication a entraîné une puissance convergente réduite d'un facteur deux. La taille de la **PSF** était par conséquent deux fois plus grande dans une configuration optique avec le L2. La lentille L2 a donc été enlevée, ceci ayant comme impact le rétrécissement du **FoV** de $\pm 6^\circ$ à $\pm 4^\circ$. Cependant cette valeur restait acceptable par rapport aux objectives de la mission à condition de décaler le **PDM** de 5 cm par rapport à la lentille L3 en raison de la nouvelle distance focale.

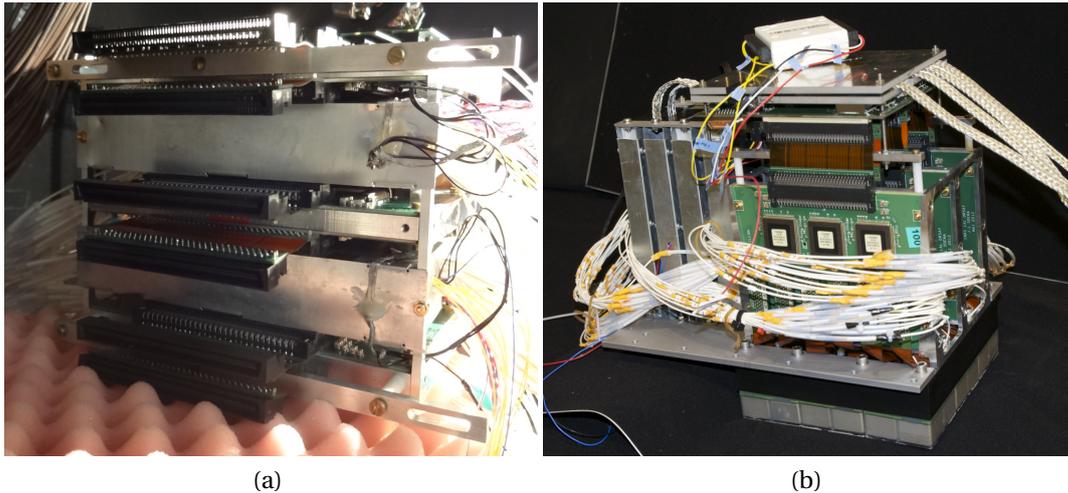


FIGURE 5.47 – (a) première version de l’intégration du HVPS (2 boîtes entre les cartes EC-ASIC). (b) version finale de l’intégration du HVPS (4 boîtes à côté des cartes EC-ASIC).

5.9 Conclusions

La phase d’assemblage, d’intégration et de tests d’EUSO-Ballon fut longue (1 an et demi) et difficile du fait des nombreux développements réalisés pour la plupart pour la première fois. Le PDM est un détecteur compact et complexe qui a nécessité beaucoup d’ajustements pour atteindre les performances conformes aux objectifs. Le DP est également un assemblage complexe de plusieurs éléments. Son développement a été plus linéaire malgré quelques problèmes à régler.

Les efforts constants mis dans l’AIT de la chaîne d’électronique ont permis d’atteindre un fonctionnement stable au début du mois de juillet et d’ainsi obtenir le feu vert du CNES et de la collaboration JEM-EUSO pour la participation à la campagne de vol d’août 2014 à Timmins. L’excellente connaissance du PDM et du DP ont permis, sur place, de remonter l’instrument et de le refaire fonctionner en un peu plus d’une semaine et d’ainsi être prêt pour le vol de la nuit du 24 au 25 août 2014.

5.10 Références

- BLAKSLEY, C. 2013, «Characterization of multi-anode photomultiplier tubes for jem-euso», *Thèse de doctorat de l’Université Paris Diderot-Paris 7*. 124, 126
- CATALANO, C. 2015, «Performance of the euso-balloon optics», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. 152, 153

Chapitre 6

Photométrie et principe de calibration avec le spectre au photo-électron unique

« On sait que, entre ce que je viens d'appeler futur et ce que je viens d'appeler passé, se place un intervalle temporel fini, dont la durée dépend de la distance spatiale qui sépare l'événement de l'observateur. »

Heisenberg

6.1 Introduction

Après avoir décrit précédemment la partie instrumentale et technique de la caméra de détection, dans ce chapitre on discute les principes physiques à la base de la photo-détection pour cette chaîne de détection. En particulier on se focalise sur ce qui permet de comprendre les méthodes de calibration de l'instrument. La calibration est basée sur la connaissance de l'efficacité de détection de chaque canal(pixel). Cette information est essentielle pour les systèmes de déclenchement de l'instrument et l'estimation de l'énergie des [EAS](#).

Pour cela, il faut suivre la propagation du signal d'un photon de la surface sensible du photo-détecteur jusqu'à l'impulsion du signal qui va être numérisée. Le signal traverse différents étages d'électronique en étant soumis à des traitements à la fois d'amplification, de filtrage et de dégradation par distorsion ou adjonction de bruit. Ces traitements électroniques sont de nature statistique comme le mécanisme de conversion des photons à la photo-cathode et le processus multiplicatif sur les dynodes. Nous allons retracer ces différentes étapes et examiner la contribution de ces différents composants à la transformation du signal, notamment dans la détérioration du rapport signal sur bruit (ou la résolution de la mesure). Dans une première section, on étudie l'impact des processus physiques sur la valeur moyenne, la variance et le rapport signal sur bruit.

Dans la seconde section, on évoque la contribution des bruits tant intrinsèques au MAPMT, qu'à électronique de lecture mais aussi le bruit induit par couplage capacitif ou inductif externes et surtout le bruit dû aux boucles de masse.

Dans une troisième section, on présente les principes de la mesure du signal en photo-détection.

Dans la quatrième partie, on reprend la notion de **S-Curve** (définie antérieurement dans la section 6.5). Ainsi, on définit le principe de calibration basé sur le concept de **S-Curve**, le principal moyen pour extraire l'information pour la calibration des canaux.

Dans la cinquième partie, on présente des expressions analytiques qui peuvent être utilisées pour paramétrer le spectre à un photo-électron et les expressions approchées utilisables comme modèles mathématiques des **S-Curves**.

En dernière partie, on aborde les étapes de calibration qui sont été mis en œuvre pour le **PDM** de EUSO-Balloon.

6.2 Propriétés statistiques de la chaîne de détection du **PDM**

Dans la section 4.2.1, on a introduit les processus physiques qui se produisent à l'intérieur d'un **PMT**. Dans cette section on reprend ces observations pour les analyser avec des modèles statistiques.

6.2.1 Statistique du flux de photons incidents

En théorie, les photons peuvent être traités soit comme des particules, soit comme des ondes. Dans le cas particulier qui nous intéresse, celui de l'émission de photons par des gerbes, la distance entre deux photons émis est supérieure à la longueur d'onde des photons. Les photons sont donc incohérents. Ils sont donc indépendants les uns des autres. Ils n'ont qu'un comportement corpusculaire. Les sources de lumières que détecte EUSO-BALLOON, quelque soit leur nature (gerbe atmosphérique, météore, phénomène orangeux), sont des sources incohérentes de photons dont on peut considérer en première approximation qu'elles émettent un taux de photons constant par rapport à l'échelle de temps standard de l'instrument, c'est-à-dire la GTU.

Considérons un flux de photons incidents sur une photo-cathode avec un taux moyen de I_{ph} sur une période de temps donnée. On découpe cette période de temps en intervalles élémentaires de durée τ_l . Alors, le nombre de photons n_{ph} qui arrivent dans ces intervalles élémentaires suit une Loi de Poisson dont la distribution s'écrit :

$$P_{ph}(n_{ph}, \bar{n}_{ph} = I_{ph}\tau_l) = \frac{(I_{ph}\tau_l)^{n_{ph}}}{n_{ph}!} \cdot e^{-I_{ph}\tau_l} \quad (6.1)$$

Ayant aussi le nombre moyen de photons par fenêtre de temps de durée τ_l est :

$$\bar{n}_{ph} = I_{ph}\tau_l \quad (6.2)$$

Et la variance aussi est :

$$\sigma_{ph}^2 = I_{ph}\tau_l \quad (6.3)$$

La précision relative sur le nombre de photons est :

$$\frac{\Delta\bar{n}_{ph}}{\bar{n}_{ph}} = \frac{\sigma_{ph}}{\bar{n}_{ph}} = (I_{ph}\tau_l)^{-1/2} \quad (6.4)$$

Le τ_l comme fenêtre de temps à différents échelles

La fenêtre de temps τ_l à considérer dépend de l'échelle temps de l'observation de l'événement.

- Par exemple le premier niveau est le temps que prend un électron arraché de la photo-cathode par un photon ($\tau_l \approx 10^{-12}$ s pour les photo-cathodes bi-alcalines).
- Une autre échelle de temps est la résolution du PMT pour produire un pic d'impulsion de courant anodique qui résulte de photo-conversion (dans notre cas la **résolution temporelle de détection de photons** pour le MAPMT est $\tau_l \approx 5$ ns).
- Une dernière échelle de temps est le temps de mise en forme du signal par l'électronique. Dans notre cas le filtre "Shaper Unipolaire" dans l'ASIC met en forme l'impulsion du signal analogique en l'élargissant jusqu'à 30 ns. (Voir section 4.3.2.).

Il est souhaitable que τ_l soit le plus court pour avoir qu'un seul photon par fenêtre élémentaire. Cependant, en pratique, il est possible que deux photons ou plus arrivent dans un temps plus court que τ_l . Ce cas est connu comme le phénomène d'arrivées multiples de photons¹, et il se produit à diverses échelles de temps comme on le verra par la suite.

6.2.2 Photo-détection

L'effet photo-électrique est l'une des interactions rayonnement-matière découvert par H. Becquerel en 1839 et justifié théoriquement par Albert Einstein en 1905. Il s'agit de la libération d'électrons d'un matériau exposé à un flux de lumière. Le flux d'électrons libérés augmente significativement aussi bien par la diminution de la longueur d'onde de la lumière que par l'augmentation de son intensité. L'explication donnée par Einstein est que la lumière est de nature quantique. Les photons ou paquets d'énergie doivent avoir l'énergie suffisante pour libérer les électrons liés de l'atome. Pour arracher les électrons dans la bande de valence, la photo-cathode est soumise à la haute tension. Dans un cas idéal, un photon absorbé par la photo-cathode (avec la longueur adéquate) libère un électron (**photo-électrons primaires**). Cependant il existe d'autres phénomènes pour lesquels le photon peut être absorbé sans émission (simple transition atomique ou agitation thermique etc).

Statistique pour un photo-électron

Alors tout photon arrivant à la photo-cathode n'induit pas forcément un photo-électron. Le traitement statistique de ce mécanisme, typique du problème succès ou échec, est donné par la loi de Bernoulli dont le paramètre est la probabilité de succès. Pour la photo-détection il est appelé efficacité quantique ϵ_q .

La fonction génératrice d'une loi de Bernoulli de paramètre ϵ_q est donnée par [BURLE INDUSTRIES, 1980] :

$$Q_{pe}(s) = (1 - \epsilon_q) + s \cdot (\epsilon_q) \quad (6.5)$$

L'expression de la fonction génératrice permet d'obtenir(A.3) A.4 la moyenne du processus élémentaire de conversion d'un photon en un photo-électron \bar{n} par la photo-cathode et de sa variance σ^2 respectivement :

$$\bar{n} = \epsilon_q \quad (6.6)$$

et

$$\sigma^2 = \epsilon_q - \epsilon_q^2 \quad (6.7)$$

1. Le phénomène d'empilement désigne la superposition des signaux induits par les arrivées multiples de photons indépendants.

Statistique pour une série de photo-électrons

Cependant l'émission de photo-électrons dépend aussi du processus statistique du flux incident de photons. Autrement dit, il y a deux événements distincts en cascade. En utilisant A.8, on obtient la fonction génératrice de la succession en cascade de la Loi de Bernoulli pour la photo-conversion B_{pe} et de la loi de Poisson pour l'émission de photo-électrons.

$$P_{pe}(n_{pe}|\bar{n}_{pe}\epsilon_q) = \sum_{n_{ph}=0}^{\infty} B_{pe}(n_{pe}|n_{ph}, \epsilon_q) P_{ph}(n_{ph}|\bar{n}_{ph} = I_{ph}\tau_l) \quad (6.8)$$

Les valeurs moyenne \bar{n}_{pe} , variance σ_{pe} et rapport signal sur bruit [Signal-Noise Ratio \(SNR\)](#) sur le nombre de photo-électrons sont :

$$\bar{n}_{pe} = \epsilon_q \cdot \bar{n}_{ph} \quad (6.9)$$

par l'équation A.9 et

$$\sigma_{pe}^2 = \bar{n}_{pe}^2 \cdot \sigma_{ph}^2 + \bar{n}_{ph} \cdot \sigma^2$$

$$\sigma_{pe}^2 = \epsilon_q^2 \cdot \bar{n}_{ph} + \bar{n}_{ph} \cdot (\epsilon_q - \epsilon_q^2)$$

$$\sigma_{pe}^2 = \bar{n}_{ph} \cdot \epsilon_q \quad (6.10)$$

par l'équation A.10

Le rapport signal sur bruit pour un nombre de photons incidents suivant une loi Poissonienne est donné par

$$\text{SNR} = \bar{n}_{pe} / \sigma_{pe} = [\bar{n}_{ph} \cdot \epsilon_q]^{1/2} \quad (6.11)$$

Le rapport signal sur bruit est l'inverse de la précision relative de la mesure. Pour avoir une bonne précision, il faut que l'efficacité quantique soit la plus grande possible.

Statistique pour des arrivées multiples de photo-électrons

Si le flux de lumière était fixe, avec une variance nulle, le nombre de photons par fenêtre de temps τ_l serait un nombre constant N . Alors on aurait une moyenne du nombre de photo-électrons de $\bar{n}_{pe} = N\epsilon_q$ avec variance $\sigma_{pe}^2 = N(1 - \epsilon_q)\epsilon_q$. Cela impliquerait que le rapport Signal sur Bruit dans le cas où le flux de photons ne serait pas aléatoire soit le suivant :

$$\text{SNR} = \left[\frac{N\epsilon_q}{1 - \epsilon_q} \right]^{1/2} . \quad (6.12)$$

La comparaison des équations 6.11 et 6.12 permet de constater que la statistique de nature Poissonienne du flux de photons donne un rapport [SNR](#) plus petit, donc détériore la résolution sur la mesure du flux de photo-électrons par rapport au cas de l'arrivée d'un nombre non aléatoire de N photons.

Photo-détection dans le cas de l'arrivée multiple de photons

Considérons de nouveau l'arrivée pratiquement simultanée de m photons durant une période de temps très courte par rapport au temps caractéristique du photo-multiplicateur (par exemple le temps de réponse, temps de transit, temps de séparation entre deux photons au niveau de la photo-cathode). Chaque photon i induit la création aléatoire d'un nombre $n_i^{pe} = \{0, 1\}$ photo-électrons. Le nombre total de photo-électrons créés r correspond à la somme des m variables aléatoires $\sum_{i=1}^m n_i^{pe}$. Ce processus est une addition statistique de m événements indépendants (voir équation eq.A.2 annexe A.5). Alors pour l'addition statistique de m photo-électrons, la fonction génératrice est :

$$Q_{mpe}(s) = [Q_{1pe}(s)]^m \quad (6.13)$$

$$Q_{mpe}(s) = [(1 - \epsilon_q) + s \cdot (\epsilon_q)]^m \quad (6.14)$$

où $0 \leq r \leq m$. En utilisant A.2, on calcule la probabilité $P(r/\epsilon_q)$ d'observer r photo-électrons pour l'arrivée de m photons :

$$P(r/\epsilon_q) = \frac{1}{r!} \left. \frac{\partial^r Q_{mpe}(s)}{\partial s^r} \right|_{s=0} = \epsilon_q^r (1 - \epsilon_q)^{m-r} \left[\frac{m!}{r!(m-r)!} \right] \quad (6.15)$$

Cela signifie que si m **photo-électrons primaires** sont émis, P_r est la probabilité pour qu'une impulsion soit la résultante de la somme des r **photo-électrons primaires**.

Finalement, par A.6 et A.7, la moyenne et la variance du nombre de photo-électrons créés (de $r = 0$ jusqu'à $r = m$) sont :

$$\bar{n}_m = m \cdot \epsilon_q \quad (6.16)$$

$$\sigma_m^2 = m \cdot (\epsilon_q - \epsilon_q^2) \quad (6.17)$$

$$\text{SNR}_{pe}(m) = \left[\frac{m \cdot \epsilon_q}{(1 - \epsilon_q)} \right]^{1/2} \quad (6.18)$$

Les expressions eq.6.12 et eq.6.18 du $\text{SNR}_{pe}(m)$ montrent qu'il est essentiel que l'efficacité quantique soit la plus élevée possible pour avoir la meilleure résolution sur le nombre de photo-électrons.

6.2.3 Émission secondaire et cascade multiplicative sur les dynodes

Bref rappel sur la physique de l'émission secondaire

Les **photo-électrons primaires** qui ont été émis par la photo-cathode, sont collectés sur la première dynode. Ces photo-électrons sont guidés par le champ électrique entre la photo-cathode et la première dynode par une électrode de focalisation. Ce processus de collection a une efficacité ϵ_{coll} (voir équation 4.5) qui dépend de la tension entre la photo-cathode et la première dynode ainsi que la tension entre électrode de focalisation et photo-cathode. Désormais, pour simplifier la discussion, on considère que le terme de $\epsilon_{coll} \approx 1$ est inclus dans le terme de l'efficacité quantique effective qui dépend partiellement de la valeur de la haute tension.

Puis, les **photo-électrons primaires** induisent la libération d'**électrons secondaires** sur la première dynode et ainsi de suite, générant une cascade d'**électrons secondaires** sur la série des dynodes consécutives. Pour chaque pixel, le MAPMT a une série de douze dynodes consécutives. Cette cascade statistique a une propriété multiplicative dont le facteur de multiplication dépend de l'énergie de **électrons secondaires** E_s .

Les **électrons secondaires** créés au niveau d'une dynode sont accélérés par le champ électrique entre deux dynodes consécutives soumises à une différence de potentielle $\Delta V_{dyn-dyn}$. L'énergie cinétique acquise est donc $E_s = e \times \Delta V_{dyn-dyn}$. Pour un travail d'extraction des **électrons secondaires** w_s , le nombre maximum d'**électrons secondaires** n_s libérés par électron secondaire est :

$$n_s^{max} = \frac{E_s}{w_s} \quad (6.19)$$

Statistique de l'émission secondaire pour une dynode

Notion de gain statistique des dynodes Pour un électron incident sur une dynode, un nombre aléatoires d'électrons secondaires $0 \leq \delta \leq n_s^{max}$ est créé. On définit ce nombre δ comme étant le gain de la dynode. Or ce gain est aléatoire. La nature statistique de ce gain multiplicatif des dynodes est susceptible de détériorer la résolution sur le nombre de photo-électrons quand ils sont mesurés au niveau de l'anode. Idéalement, on pourrait s'attendre à ce que la loi statistique du gain soit typiquement une distribution de Poisson. Or cette condition n'est pas toujours remplie.

Uniformité du gain des dynodes La technologie de fabrication des dynodes vise à assurer la meilleure uniformité de la conversion des **électrons secondaires** sur toute la surface de la dynode. Dans ce cas, la loi de distribution du nombre d'**électrons secondaires** obéit bien à une loi de Poisson, de valeur moyenne μ bien définie. Cependant la présence de la moindre non uniformité détériore cette distribution. La distribution résultante est une somme de lois de Poisson de valeurs moyennes différentes. Dans ce cas, la distribution du nombre d'**électrons secondaires** n_s est mieux décrite par une distribution Polya $P(n_s, b)$ paramétrée par deux paramètres μ et b telle que :

$$P(n_s, b) = \frac{\mu^{n_s}}{n_s!} (1 + b\mu)^{-n_s-1/b} \cdot \prod_{j=1}^{n_s-1} (1 + jb) \quad (6.20)$$

μ est la moyenne de la distribution de l'émission secondaire et b un paramètre compris entre zéro et un, qui traduit l'élargissement de la loi Poissonienne du fait de la dispersion des valeurs moyennes à cause des non-uniformités. Quand la valeur de b est nulle, la distribution $P(n_s, b)$ est une distribution de Poisson. Quand cette valeur vaut un, la distribution $P(n_s, b)$ est une exponentielle (voir la figure 6.1).

La loi exponentielle représente la dégradation ultime de la distribution des **électrons secondaires** ne permettant pas le mode de fonctionnement par comptage de photo-électrons.

La fonction de génératrice de $P(n_s, b)$ par eq.A.1 est :

$$\begin{aligned} Q(s) &= [1 + b\mu(1 - s)]^{-1/b} \\ Q'(s) &= \mu[1 + b\mu(1 - s)]^{-1/b-1} \\ Q''(s) &= b\mu^2\left(\frac{1}{b} + 1\right)[1 + b\mu(1 - s)]^{-1/b-2} \end{aligned} \quad (6.21)$$

En appliquant les équations A.3 et A.4, on obtient la moyenne et la variance du nombre d'**électrons secondaires** :

$$\bar{n}_s = Q'(1) = \mu \quad (6.22)$$

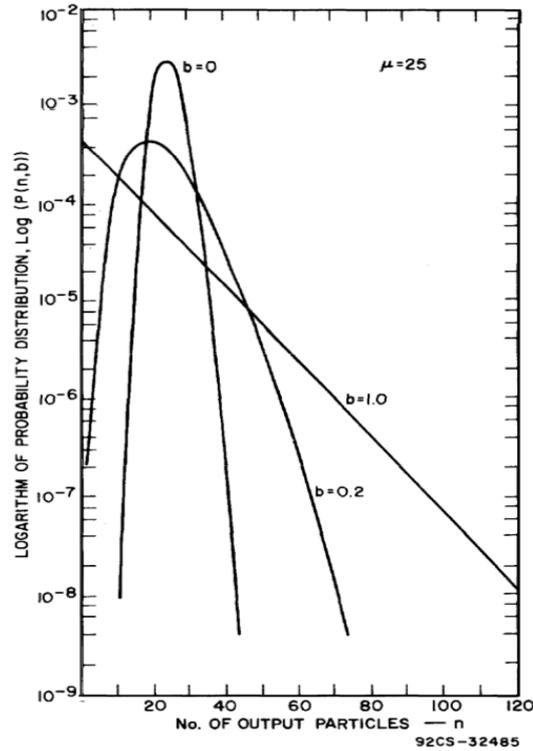


FIGURE 6.1 – Distribution de nombre de électrons émises par un dynode à cause d'une unique particule arrivant. La distribution est modélisé par une fonction Polya. Lorsque $b = 1$ on obtient une fonction exponentielle et lorsque $b = 0$ on obtienne une distribution de Poisson. Figure extrait de [BURLE INDUSTRIES, 1980].

$$\sigma_{n_s}^2 = Q''(1) + Q'(1) - [Q'(1)]^2 = b\mu^2 + \mu \quad (6.23)$$

le rapport signal sur bruit SNR est :

$$\frac{\bar{n}_s}{\sigma_{n_s}} = \left(b + \frac{1}{\mu}\right)^{-1/2} \quad (6.24)$$

Lorsque les dynodes d'un MAPMT ont "un bon fonctionnement", le paramètre b est proche de 0; le rapport signal sur bruit $\text{SNR} \approx \sqrt{\mu}$ augmente lorsque μ augmente, c'est-à-dire quand la haute tension entre les dynodes augmente (voir figure 6.2).

Ce comportement de la valeur moyenne est celui de la distribution Poisson.

À l'opposé, "un mauvais fonctionnement des dynodes" conduit à un SNR qui stagne vers $1/\sqrt{b}$, avec dans le pire des cas b qui tend vers 1.

En résumé, le gain δ de chaque dynode est défini par la moyenne $\delta = \mu = \bar{n}_s$. Dans le cas idéal de la statistique de Poisson, la largeur du spectre est $\sigma_s = \delta^{1/2}$; c'est-à-dire que le spectre à un photo-électron est le plus étroit à plus grand gain δ .

Ce gain δ peut être augmenté par la différence de potentiel appliquée entre deux dynodes dont le SNR tend vers la limite $\frac{1}{\sqrt{b}}$.

Cependant, en pratique, on constate que la distribution n'est jamais parfaitement Poissonienne car SNR ne peut pas devenir très grand. Cependant le comportement demeure très proche d'une distribution de Poisson.

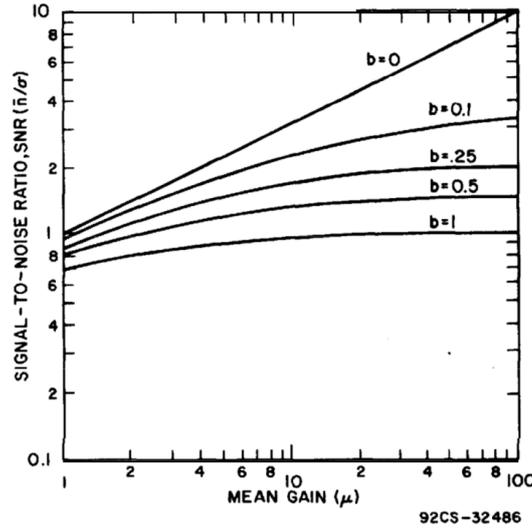


FIGURE 6.2 – Comparaison de SNR comme une fonction de la moyenne μ pour des fonctions Polya à valeurs différents du paramètre b . Le SNR augmente en fonction de $\sqrt{\mu}$ pour de valeurs $0 < b < 1$, le SNR est environ \sqrt{b} sous la condition de grands μ . Figure extrait de [BURLE INDUSTRIES, 1980]

Statistique sur une série de dynodes

L'arrivée d'un photo-électron sur la série des dynodes qui constituent la base d'un PMT, induit une cascade d'événements (voir annexe A.2.3). Soit δ_i le gain individuel moyen de la dynode i . Le gain de chaque dynode est défini par la moyenne $\delta_i = \bar{n}_{pe} = \bar{n}_{s,i}$. Le gain cumulé jusqu'à la k -ième dynode (\bar{m}_k) est :

$$\bar{m}_k = \delta_1 \cdots \delta_k \quad (6.25)$$

Pour la construction de la variance σ_{mk}^2 par récurrence, on commence par le cas de deux dynodes consécutives. La variance pour deux dynodes est celle de deux processus statistiques indépendants en cascade :

$$\begin{aligned} \sigma_{m2}^2 &= \delta_2^2 \cdot \sigma_1^2 + \delta_1 \cdot \sigma_2^2 \\ \sigma_{m2}^2 &= \delta_1^2 \cdot \delta_2^2 \cdot \left[\frac{\sigma_1^2}{\delta_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{\delta_1 \cdot \delta_2^2} \right] \end{aligned}$$

Puis pour trois dynodes :

$$\begin{aligned} \sigma_{m3}^2 &= \delta_3^2 \cdot (\delta_2^2 \cdot \sigma_1^2 + \delta_1 \cdot \sigma_2^2) + \delta_1 \cdot \delta_2 \cdot \sigma_3^2 \\ \sigma_{m3}^2 &= (\delta_1 \cdot \delta_2 \cdot \delta_3)^2 \left[\frac{\sigma_1^2}{\delta_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{\delta_1 \delta_2^2} + \frac{\sigma_3^2}{\delta_1 \cdot \delta_2 \cdot \delta_3^2} \right] \end{aligned}$$

Puis de proche en proche pour une série de k dynodes :

$$\sigma_{mk}^2 = (\bar{m}_k)^2 \left[\frac{\sigma_1^2}{\delta_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{\delta_1 \cdot \delta_2^2} + \cdots + \frac{\sigma_k^2}{(\delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_{k-1}) \delta_k^2} \right] \quad (6.26)$$

Le rapport signal sur bruit est obtenu directement :

$$\text{SNR}_{mk} = \frac{\bar{m}_k}{\sigma_{mk}} = \left[\frac{\sigma_1^2}{\delta_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{\delta_1 \cdot \delta_2^2} + \cdots + \frac{\sigma_k^2}{(\delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_{k-1}) \delta_k^2} \right]^{-1/2} \quad (6.27)$$

Remarquons que :

$$\frac{1}{\text{SNR}_{mk}^2} = \frac{1}{\text{SNR}_1^2} + \frac{1}{\delta_1} \frac{1}{\text{SNR}_2^2} + \dots + \frac{1}{\delta_1 \delta_2 \dots \delta_{k-1}} \frac{1}{\text{SNR}_k^2} \quad (6.28)$$

Comme les gains $\delta_i > 1$ et que les SNR_i d'une chaîne de dynode sont relativement similaires, la prépondérance de la première dynode dans le SNR est évidente. Dans le cas où le gain est élevé, la distribution des charges à l'anode est essentiellement de type Poissonien, car les termes des autres dynodes sont insignifiants. Comme $\sigma_1 = \sqrt{\delta_1}$, le rapport SNR peut être approximé par :

$$\text{SNR}_{mk} = \frac{\overline{m}_k}{\sigma_{mk}} \approx \sqrt{\delta_1} \quad (6.29)$$

On retient que la contribution statistique de la cascade multiplicative des électrons secondaires sur la chaîne de dynodes se traduit par un élargissement de la résolution liée aux fluctuations sur le nombre d'électrons secondaires générés sur la première dynode. Les contributions des dynodes suivantes sont négligeables, dans la mesure où le photomultiplicateur travaille dans un régime où les gains δ_i sont élevés. Cela suppose que la base des photomultiplicateurs est polarisée par une haute tension suffisante, appelée haute tension nominale. Remarquons que dans le cas des MAPMT de EUSO-BALLOON, les gains δ_1 et δ_2 sont plus élevés que les δ_i pour $i > 2$, précisément pour que seule domine la statistique des photo-électrons secondaires de la première dynode contribue à la résolution du nombre de photo-électrons au niveau de l'anode.

Densité de probabilité du spectre à un photo-électron

Pour obtenir l'expression de la densité de probabilité du spectre à un photo-électron, c'est-à-dire la distribution des charges à l'anode lorsque la photo-cathode est éclairée par un faible flux de photons, il faut calculer la fonction génératrice pour la cascade multiplicative sur l'ensemble des dynodes. Pour cela, il faut considérer :

1. La cascade en chaîne pour un photo-électron qui se propage de la dynode 1 à la dynode k
2. L'addition des multiplications indépendantes de m électrons incidents sur la dynode k ,

La cascade en chaîne qui se propage de la dynode 1 à la dynode k pour un seul photo-électron : La fonction génératrice $Q_k(s)$ au niveau de la dynode k est simplement la composition des fonctions génératrices $Q_j(s)$ de chaque dynode j :

$$Q_k(s) = Q_1[Q_2[\dots Q_k(s)]] \quad (6.30)$$

Dans le cas d'un seul photo-électron sur la première dynode, la probabilité $P_k(n)$ d'obtenir n électrons secondaires sur la dynode k est donnée par :

$$P_k(n) = \frac{1}{n!} \left. \frac{\partial^n Q_k(s)}{\partial s^n} \right|_{s=0} \quad (6.31)$$

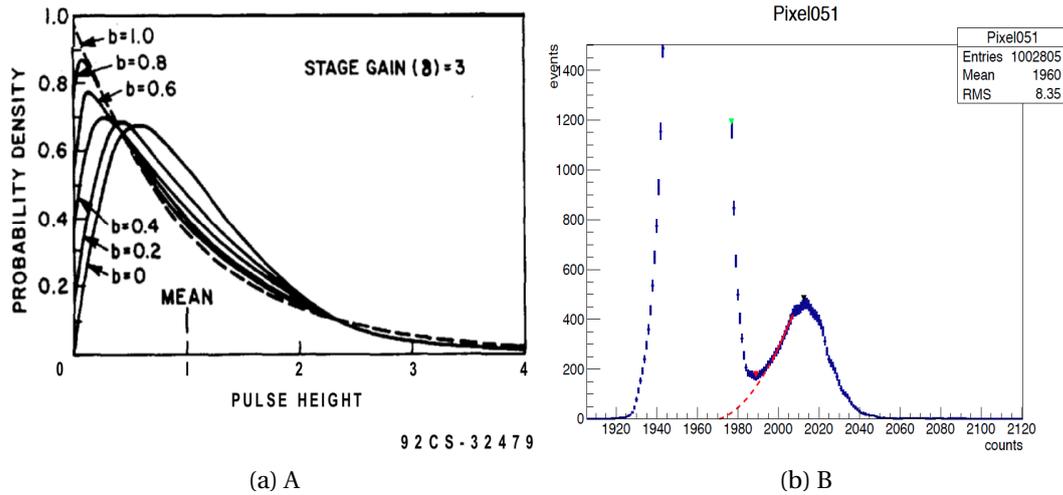


FIGURE 6.3 – (a) Distribution fait numériquement en base à une Polya pour de paramètres $b \leq 1$ pour une chaîne de 4 dynodes d'un simple photo-électron. (b) Le pic à droite est le spectre de charge d'un simple photo-électron à la sortie d'un PMT. Le pic à gauche est le piédestal à cause du bruit.

Addition des multiplications indépendantes pour m photo-électrons incidents : S'il y a m photo-électrons incidents, alors la fonction génératrice $Q_k(s, m)$ du nombre d'électrons secondaires sur la dynode k est donnée par la puissance $m - ième$ de la fonction génératrice pour un seul photo-électron eq. 6.30.

$$Q_k(s, m) = [Q_k(s)]^m \quad (6.32)$$

On en déduit la probabilité $P_k(n, m)$ pour obtenir n photo-électrons secondaires sur la dynode k , pour m photo-électrons incidents.

$$P_k(n, m) = \frac{1}{n!} \left. \frac{\partial^n [Q_k(s)]^m}{\partial s^n} \right|_{s=0} \quad (6.33)$$

Les équations 6.31 et 6.33 permettent de prédire la forme des spectres à 1 ou m photo-électrons incidents. En principe, ces expressions ne sont pas calculables analytiquement, sauf sous certaines approximations.

Ainsi dans l'annexe A.3, un exemple de calcul basé sur un modèle statistique de processus de branchement et d'un modèle de multiplication et diffusion sur un ensemble continu et infini de dynodes, en utilisant les propriétés des chaînes de Markov est résolu [TAN, 1982]. Cependant il est possible de calculer numériquement le spectre à un photo-électron.

Ainsi la figure 6.3a montre le calculé numérique pour un simple photo-électron pour une chaîne de quatre dynodes $k = 4$ et considérant le gain $\delta = 3$ et le paramètre b égales pour tous les dynodes. Pour le cas de $b < 0.4$ les courbes sont très proche au spectre de charge de un SPE pour les MAPMT d'EUSO-Balloon (figure 6.3b).

6.2.4 Combinaison photo-détection et amplification en cascade sur les dynodes

Maintenant, il faut combiner le processus statistique de photo-détection avec le processus multiplicatif en cascade de la chaîne de dynodes.

La photo détection (6.2.2) et l'amplification en cascade dans les dynodes (6.2.3) sont des événements en cascade, donc on applique de la méthode des événements en cascade A.2.3. De les équations 6.9 et 6.25, la moyenne sur le nombre d'électrons à l'anode est :

$$\bar{n}_a = \epsilon_q \cdot \bar{n}_{ph} \cdot \bar{m}_k \quad (6.34)$$

De même pour la variance sur le nombre d'électrons à l'anode :

$$\begin{aligned} \sigma_a^2 &= \bar{m}_k^2 \cdot \sigma_{pe}^2 + \bar{n}_{pe} \cdot \sigma_{mk}^2 \\ \sigma_a^2 &= \bar{m}_k^2 \cdot (\epsilon_q \cdot \bar{n}_{ph}) + \epsilon_q \cdot \bar{n}_{ph} \cdot (\sigma_{mk})^2 \end{aligned}$$

soit

$$\sigma_a^2 = \epsilon_q \cdot \bar{n}_{ph} (\bar{m}_k^2 + \sigma_{mk}^2) \quad (6.35)$$

Si on considère un gain identique pour toutes les dynodes et aussi avec l'hypothèse d'une émission secondaire proche de la distribution de Poisson alors, $\delta_i = \delta$. Pour l'équation 6.26 $\sigma_k^2 = \delta$ et pour l'équation 6.25, $\bar{m}_k = \delta^k$. On transforme l'équation eq.6.34 en :

$$\bar{n}_a = \epsilon_q \cdot \bar{n}_{ph} \cdot \delta^k \quad (6.36)$$

Et pour la variance,

$$\begin{aligned} \sigma_a^2 &= \delta^{2k} \cdot \epsilon_q \cdot \bar{n}_{ph} \cdot \left[1 + \frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta^2} + \dots + \frac{1}{\delta^k} \right] \\ \sigma_a^2 &= \delta^{2k} \cdot \epsilon_q \cdot \bar{n}_{ph} \cdot \frac{1 - \frac{1}{\delta^{k+1}}}{1 - \frac{1}{\delta}} \end{aligned}$$

Considérant δ^{k+1} est très supérieur à 1, alors :

$$\sigma_a^2 = \delta^{2k} \cdot \epsilon_q \cdot \bar{n}_{ph} \cdot \frac{\delta}{\delta - 1} \quad (6.37)$$

Alors le rapport signal sur bruit s'écrit :

$$\text{SNR}_a = \frac{\bar{n}_a}{\sigma_a} = \sqrt{\frac{\epsilon_q \cdot \bar{n}_{ph}}{\left(\frac{\delta}{\delta-1}\right)}} \quad (6.38)$$

Si le gain est élevé $\frac{\delta}{\delta-1} \approx 1$ et le rapport signal sur bruit dépend principalement de l'efficacité quantique.

Les équations 6.36, 6.37 et 6.38 ne sont valables que pour des dynodes dont le processus multiplicatif suit une statistique de Poisson. Cependant si le gain est faible, mais on observe qu'un faible gain détériore la résolution de manière importante. On observe aussi que selon ce modèle, le gain inter-dynode doit toujours être supérieur à 1.

Pour faire une comparaison la variance pour un cas de distribution exponentielle est :

$$\sigma_a^2 = \delta^{2k} \cdot \epsilon_q \cdot \bar{n}_{ph} \cdot \left(1 + \frac{(\delta + 1)}{\delta - 1} \right)$$

Donc pour de gains si grands.

$$\sigma_a^2 = 2\delta^{2k} \cdot \epsilon_q \cdot \bar{n}_{ph}$$

Donc le rapport de signal sur bruit augment en un facteur $1/\sqrt{2}$ Pour une distribution exponentielle, il n'y a ni pic ni vallée dans le spectre à un photo-électron, donc pas de comptage de photo-électron possible. Pour les MAPMT R11265-M64 de Hammamatsu on ne retrouve pas dans le cas d'une émission secondaire exponentielle, même si le gain est trop faible.

6.3 Contamination du signal par différents types de bruits

Le signal généré au niveau de l'anode des MAPMT est par nature, une charge ou un courant. En plus du bruit généré intrinsèquement par les MAPMT du fait de la nature stochastique des processus de photo-détection et de gain de la chaîne des dynodes, les divers composants de l'électronique de traitement rajoutent du bruit.

En effet, tous les systèmes électroniques sont des sources de bruit comme par exemple les composants tels que les résistances et les circuit actifs.

Il existe une autre source de bruit qui ne dépend pas des composants mais de mauvaises références de masse électrique des différentes parties des circuits électroniques.

Ces bruits électriques limitent la précision avec laquelle on mesure le signal. Notamment, ils limitent la résolution sur comptage du nombre de photo-électrons.

Pour limiter les risques de bruit de l'électronique pour EUSO-ballon, on a adopté une architecture électrique définissant précisément la répartition des masses. Dans la section 3.5.5, on a exposé cette architecture électrique.

Les principales sources de bruit dans le PDM sont les suivantes :

6.3.1 Bruits de la chaîne de mesure

Le courant d'obscurité et thermo-émission des PMT

Il existe plusieurs types de bruits propres aux photo-tubes de PMT tels que la thermo-émission et le bruit d'obscurité. Comme ce type de bruit est indépendant du processus de photo-détection de la photo-cathode, l'addition statistique de processus stochastiques indépendants conduit à un élargissement de la variance de la somme telle que :

$$\sigma_{pe}^2 = \bar{n}_{ph} \cdot \epsilon_q + \bar{n}_{th} \quad (6.39)$$

où \bar{n}_{th} est le nombre d'électrons thermiques émis pendant un intervalle de temps fixé et \bar{n}_{ph} est le nombre de photo-électrons émis pendant le même laps de temps.

Le fabricant mesure un courant d'obscurité de 0.4 à 4 nA pour un gain de la chaîne des dynode $\bar{G} = 10^6$. Ce courant est équivalent à un bruit en photo-électrons de 2.5 à 25 kHz, soit 0.006 à 0.06 photo-électrons de bruit par GTU. Il se trouve que ce bruit est négligeable par rapport à l'ensemble des autres contributions de bruit.

Autres bruit externes à l'électronique

Les MAPMT sont formés de conducteurs soumise à de haute différences de tension, forcément ils ont un comportement capacitif qui produira un bruit dans la ligne de basse dans la [ligne de base](#). Ailleurs, tout fil conducteur assez longue ajoute une effets d'antenne donc tout câble connecté à l'entre du circuit électronique sera source de bruit électromagnétique (On réduit ces effet en fonction de la disposition des conducteurs, donc une façon de réduire ce effet est éviter de longue câbles que transportent la signal entre le MAPMT et l'électronique MAPMTs).

Le bruit dans les circuits actifs

Au niveau électronique, les circuits intégrés tels que les ASIC et le FPGA ont des composants semi-conducteurs qui en général ont quatre principales sources de bruit : Le bruit thermique, le bruit de grenaille, le bruit de flicker et le bruit génération-recombinaison. Ce dernier apparaît que pour des basses fréquences inférieures au kHz. L'horloge principale de l'électronique du PDM-Clock a une fréquence de 40 MHz, l'horloge correspondant à la GTU a une fréquence de 40 kHz et la fréquence d'opération du Comptage de photon dans l'ASIC est de 100 MHz. Alors que, la plupart des fréquences du PDM sont hors du domaine des fréquences de production du bruit de la génération-recombinaison électron-trou, l'étude sur le bruit doit être ciblée sur les trois autres formes de sources de bruit. Les composants des circuits intégrés sont de type CMOS et HBT (Heterojunction Bipolar Transistors) dont les sources de bruit sont des combinaisons des trois types de bruits mentionnés ci-dessus. Aussi, il faut remarquer que les principaux générateurs de bruit dans ces dispositifs sont les pré-amplificateurs SCB, le discriminateur en PMOS du comptage de photons FSU ([AHMAD, 2012]).

La conception de l'ASIC SPACIROC (thèse [AHMAD, 2012]) propose un système de mesure à bas bruit de fond. En effet, les simulations en bruit du pré-amplificateur (thèse [AHMAD, 2012], p76) prédisent un rapport signal sur bruit SNR_{pamp} compris entre 500 à 200, selon la capacité du détecteur de 5 pF à 20 pF. La simulation du filtrage de mise en forme (amplificateur FSU, thèse [AHMAD, 2012], p96) prédit un rapport signal sur bruit SNR_{amp} compris entre 150 et 300. Les mesures en laboratoire électronique sur l'ASIC seul sans intégration à un détecteur [AHMAD, 2012], p233), donnent des piédestaux de largeur 2.3 unités de DAC, soit l'équivalent d'un rapport SNR_{exp-el} effectif de 100, soit un niveau de bruit équivalent à 0.01 photo-électron. Ces mesures sont relativement conformes aux prédictions.

De même, des mesures effectuées lors de tests d'électronique sur les cartes EC-ASIC de vol montrent que les SC – piédestaux observés sont étroits (voir section 5.3.2). Le rapport de signal sur bruit pour l' EC-ASIC est environ $SNR_{EC-ASIC} = 19$ pour un charge de 50fC².

6.3.2 Bruits externes à la chaîne de mesure

Il y a toutes sortes de couplages capacitifs et inductifs entre les différentes parties du détecteur et de l'électronique avec son environnement électrique. De plus, la structure de mécanique joue le rôle de point référence commun des masses. Un mauvais raccordement de la référence de masse d'une partie du circuit électronique peut induire un bruit "de masse". Ainsi par exemple, si une liaison entre deux parties de la structure mécanique est trop fine, elle peut se comporter comme une résistance bruyante qui se rajoute au schéma électrique.

Une architecture du système des masses a été mise en œuvre (et approuvée par les experts du CNES), pour réduire au maximum les courants dans les boucles de masse. (voir le schéma de configuration des masses figure 3.12).

- Au niveau de l'alimentation électrique, le HVPS et le LVPS ont leurs masses électriques sont toutes connectées à la structure mécanique qui est le point commun avec les masses analogiques et digitales de l'électronique ASIC et la masse du FPGA

2. Calcule entre le semi largeur du SC-piédestal (4DAC) comme le bruit et l'amplitude en DAC de la charge de 1/3pe (50fC) qui est (74 DAC)

- La structure mécanique est le lieu où les possibles boucles de courant se produisent. Aussi les connexions trop faibles avec cette structure sont des sources d'impédances indésirables. Il a été aussi observé aussi des différences de quelques $M\Omega$ (voir section 5.8.2) entre différents points de la structure de masse à cause de la faibles jonctions entre les éléments composants électroniques et mécaniques (annexe :A.4).

6.4 Mesure en Photo-détection

. Le courant collecté sur l'anode est :

$$I_a = e \times \epsilon_q \cdot I_{ph} \cdot \delta^k \quad (6.40)$$

où I_{ph} est le taux de photons incidents sur la photo-cathode, $G \approx \delta^k$, le gain de la chaîne de k dynodes, ϵ_q , l'efficacité quantique (qui contient aussi l'efficacité de collection des photo-électrons), et e la charge d'un électron.

Le courant ne se présente pas sous forme continue, mais comme une succession d'impulsions de charges. Lorsque le flux incident de photons est relativement faible, chaque impulsion peut être résolue temporellement. En principe, on peut relier chaque impulsion à l'arrivée des photons individuellement. Cependant, la distribution temporelle des temps d'arrivée est liée à une distribution de Poisson du nombre de photons collectés dans par intervalle de temps de durée fixée τ_l .

Il peut donc se produire des arrivées multiples de photons durant τ_l qui se traduisent par un phénomène d'empilement de signaux dont l'amplitude résultante est proportionnelle à la somme des charges ou courant d'anode.

La statistique de comptage des impulsions de charge ou de courant est similaire à la statistique de comptage des photo-électrons.

6.4.1 Comptage d'impulsions

passage de la signal des MAPMT vers ASIC Les impulsions émises au niveau des anodes sont lues par les ASIC. Ces impulsions ont une amplitude proportionnelle à la charge (voir la description sur la charge de l'anode en 4.2.1).

À l'entrée de l'ASIC, les séries d'impulsions sont amplifiées par le pré-amplificateur et mises en forme par le FSU (voir sous-section 4.3.2).

La distribution de Poisson utilisée pour décrire la statistique des photons détectés par la photo-cathode (équations A.9-7.11) a un paramètre clé, la fenêtre temporelle τ_l . Comme on avait discuté à la section 6.2.1, ce paramètre représente différentes échelles de temps qui dépendent du niveau de résolution temporelle de l'analyse.

Le temps caractéristique de l'électronique est celui de la constante de temps de pré-amplification et aussi celui de la mise en forme de l'impulsion (shaping-FSU) dans le [Application Specific Integrated Circuit-Space Readout Chip \(ASIC-SPACIROC\)](#) (Version 1). Ce dernier fixe la constante de temps caractéristique pour l'empilement, avec la valeur τ_l (30 ns).³

Comptage d'impulsions dans ISIC Le comptage d'impulsions réalisé par le [Photo-Counting](#) par sélection de l'amplitude des impulsions est un processus statistique de type binomial, similaire à celui de la photo-détection. L'efficacité de sélection dépend du seuil

3. Il est la résolution final pic-pic de l'instrument ou [résolution temporelle de détection de photons](#) 6.2.1.

de sélection. Cette efficacité est du 100% lorsque le **seuil de sélection** a une valeur entre le bruit et l'amplitude de l'impulsion (**plateau-SC/1pe**).

La durée minimum de la fenêtre temporelle pour le comptage d'impulsions est la **résolution temporelle de mesure** ou **GTU** (δt_{GTU}). Mais on peut aussi accumuler les comptages sur une durée Δt multiple de la durée minimale de la **résolution temporelle de mesure** :

$$\Delta t = N_{GTU} \times \delta t_{GTU} \quad (6.41)$$

où N_{GTU} est un nombre entier de **GTU**s.

L'efficacité de détection du MAPMT L'équation 4.5 donne un aperçu de ce que serait l'efficacité de détection d'un **PMT**. Aussi on a vu que le rapport signal sur bruit SNR pour la quantité de photo-électrons accumulés dans l'anode est donné par l'équation 6.38. Cette équation montre que le SNR dépend principalement de l'efficacité quantique ϵ_q pour de gain δ élevé⁴. Avec cette supposition, on peut faire la approximation suivante :

$$\epsilon_{mapmt} = \epsilon_q(\lambda) \times \epsilon_{coll} \times \epsilon_G(V) \approx \epsilon_q \quad (6.42)$$

Où $\epsilon_G(V)$ est l'efficacité de la multiplication électronique ou gain dans le **PMT** dont valeur dépend du voltage d'alimentation V .

Affirmer que ϵ_{mapmt} est approximativement ϵ_q a une importance considérable dans la suite de l'analyse. Parce que cela signifie que la quantité de **photo-électrons primaires** libérés au niveau de la photo-cathode correspond à la quantité d'impulsions à la sortie du **MAPMT** pour des conditions de gain suffisamment élevé (haute tension d'alimentation des **MAPMT**) et pour des faibles flux de photons⁵.

Alors en utilisant les équations eq.6.2, eq.A.9 et eq.6.42, la moyenne du nombre d'impulsions dans un laps de temps Δt est :

$$\bar{n}_{pe} = \epsilon_{mapmt} \cdot I_{ph} \cdot \Delta t = \epsilon_q \cdot I_{ph} \cdot \Delta t \quad (6.43)$$

La discrimination en amplitude d'une impulsion par Photo-Counting Cela est réalisée par la comparaison de l'amplitude de l'impulsion avec un **seuil de sélection** appelé V_{th} et exprimé soit en unité de tension électrique (volts), soit s_{th} exprimé en unité de **DAC** (voir 4.3.2).

Le processus de discrimination a une statistique Binomiale B_c , avec un paramètre ou valeur moyenne ϵ_{PC} et une variance $\sigma_{PC}^2 = \epsilon_{PC} - \epsilon_{PC}^2$. Désormais on désigne ce paramètre comme son **efficacité de sélection**.

La combinaison statistique totale de processus La combinaison du processus de discrimination des impulsions avec le processus d'émission des impulsions à la sortie du **MAPMT** dans un laps de temps Δt donne la distribution combinée $B_c \times (B_{pe} \times P_{ph})$; où P_{ph} est la distribution de Poisson du flux de photons de l'équation 6.1 et B_{pe} est la loi de Bernoulli du processus d'émission de photo-électrons au niveau de la photo-cathode.

4. Il faut se rappeler qu'un gain élevé lorsque la valeur de la haute tension qui alimente le **MAPMT** est suffisante, c'est-à-dire que sa valeur atteint au moins sa valeur nominale de 1100 V.

5. Comme on a vu dans la section 4.2.1 pour des flux de photons élevé, l'empilement des impulsions est inévitable et le **PMT** doit changer son mode de fonctionnement de **SPE** à **MPS**. Dans ce cas, le processus de comptage n'est plus possible. Choix d'un faible flux maintient en dessous de 2% la contamination du pic à 2 photo-électrons.

Comme on a vu précédemment, la combinaison $B_{pe} \times P_{ph}$ conserve la même moyenne et la même variance que celles du flux de photons au facteur près de l'efficacité quantique ϵ_q (voir les équations eq.6.9 et eq.A.10).

Le principe de discrimination des amplitudes permet de conserver au niveau du comptage des impulsions la nature de la statistique de Poisson des photons à un facteur près de la valeur moyenne et la variance du processus statistique résultant. Cependant on ne peut pas dire le processus de sélection des impulsions n'a pas d'impact sur la résolution relative du comptage puisqu'il contribue à détériorer le SNR.

Alors la probabilité pour qu'un nombre n_c d'impulsions soient discriminées (sélectionnées) durant une période de temps Δt (et pour un taux moyen de photons incidents I_{ph}) est exprimée par l'équation suivante :

$$P_c(n_c|\bar{n}_{ph}, \epsilon_q, \epsilon_{PC}) = \sum_{n_{pe}=0}^{\infty} B_c(n_c|n_{pe}, \epsilon_{PC}) \left[\sum_{n_{ph}=0}^{\infty} B_{pe}(n_{pe}|n_{ph}, \epsilon_q) P_{ph}(n_{ph}|\bar{n}_{ph} = I_{ph}\Delta t) \right]$$

$$P_c \approx \sum_{n_{pe}=0}^{\infty} B_c(n_c|n_{pe}, \epsilon_{PC}) P_{pe}(n_{pe}|\bar{n}_{pe} = \epsilon_q \bar{n}_{ph})$$

$$P_c \approx P_c(n_c|\bar{n}_c = \epsilon_{PC} \bar{n}_{pe})$$

$$P_c(n_c|\bar{n}_{pe}, \epsilon_{PC}) \approx \frac{\bar{n}_c^{n_c}}{n_c!} \cdot e^{-\bar{n}_c} \quad (6.44)$$

$$\text{où } \bar{n}_c = \bar{n}_{pe} \epsilon_{PC} = \sigma_c^2$$

- \bar{n}_c est le nombre moyen des impulsions discriminées ou comptées.
- $P_{pe}(n_{pe}|\bar{n}_{pe})$ est la probabilité pour que n_{pe} impulsions soient observées lorsque la moyenne du nombre de photo-électrons est \bar{n}_{pe} .
- Comme on a dit que le nombre impulsions est le nombre de photo-électrons alors \bar{n}_{pe} est le nombre moyen d'impulsions (eq.6.43).

Le rapport signal sur bruit est :

$$\frac{\bar{n}_c}{\sigma_c} = \sqrt{\bar{n}_{pe} \cdot \epsilon_{PC}} = \sqrt{\epsilon_q \cdot \bar{n}_{ph} \cdot \epsilon_{PC}} = \sqrt{\epsilon_q \cdot I_{ph} \cdot \Delta t \cdot \epsilon_{PC}}$$

Le comptage des impulsions est optimal lorsque ϵ_{PC} et le temps de mesure Δt sont les plus grands possible, afin que le rapport SNR soit le plus élevé. Principalement ϵ_{PC} dépend du choix du **seuil de sélection** s_{th} en unités DAC ($\epsilon_{PC}(s_{th})$).

On définit l'efficacité du **canal de détection** par :

$$\epsilon_c = \epsilon_{mapmt} \cdot \epsilon_{PC}(s_{th}) \quad (6.45)$$

En résumé, les paramètres essentiels de la chaîne de mesure pour la conversion d'un nombre de photo-électrons en nombre coups comptés dans l'ASIC sur une période de temps Δt fixée sont :

- La tension d'alimentation V_{HV} des hautes tension des MAPMT qui contrôle le gain multiplicatif δ^k des dynodes avec pour gain total $\bar{G}(V_{HV}) = \prod_{i=1}^k \delta_i(V_{HV})$,
- Le **seuil de sélection** du Photo-Counting des ASICs,
- Le nombre de fenêtres de temps GTU N_{GTU} , telles que $\Delta t = N_{GTU} \times GTU$.

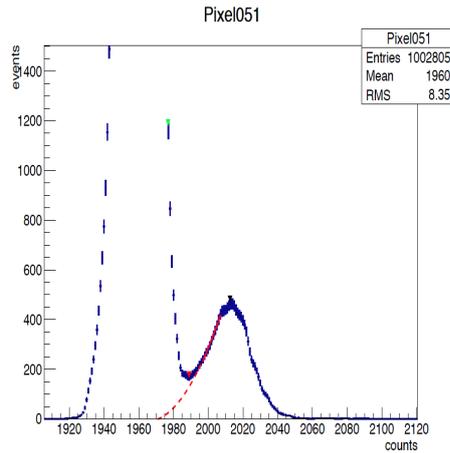


FIGURE 6.4 – Spectre de charge d'un pixel d'un MAPMT lorsque elle est éclairée par un flux de lumière d'un photo-électron par GTU.

6.4.2 Le bruit et le comptage d'impulsions

La distribution du nombre de photo-électrons P_{pe} dans une fenêtre temporelle est donnée dans l'équation eq.6.8.

Le bruit dans le MAPMT joue un rôle important, et nous devons le prendre en compte dans la fonction de distribution du spectre. Le bruit peut apparaître même s'il n'y a pas de lumière incidente, comme on a vu dans la section 6.3.

La distribution des impulsions comptées P_{pe}^{reel} , en considérant que les impulsions détectées sont le résultat de la somme des impulsions indépendantes induites respectivement par des photo-électrons avec une distribution de Poisson $P_{pe}(n_{pe}|\bar{n}_{pe})$ et les impulsions générées par des électrons de bruit de distribution de Poisson $P_{br}(n_{br}|\bar{n}_{br})$, est donnée par la convolution des deux distributions :

$$P_{pe}^{reel}(n_{pe,tot}|\bar{n}_{pe}, \bar{n}_{br}) = \sum_{n_{pe}} P_{pe}(n_{pe,tot} - n_{br}|\bar{n}_{pe,tot} - \bar{n}_{br})P_{br}(n_{br}|\bar{n}_{br}) \quad (6.46)$$

Où $n_{pe,tot} = n_{pe} + n_{br}$, pareille pour la moyenne. La variance de cette distribution est donnée par l'équation eq.6.39.

L'équation 6.46 est pratiquement le même que celle de l'équation 6.8 avec la différence qu'on considère la contribution des effet de bruit que se produisent dans le même laps de temps Δt que les photo-électrons.

On ajoute à cela la probabilité du comptage des impulsions B_c comme fait précédemment dans l'équation 6.44 :

$$P_c^{reel}(n_c|\bar{n}_c) = \sum_{n_{pe}=0}^{\infty} B_c(n_c|\bar{n}_c) \times P_{pe}^{reel}(n_{tot,pe}|\bar{n}_{pe}, \bar{n}_{br}) \quad (6.47)$$

Avec $\bar{n}_c = \epsilon_{PC}(\bar{n}_{pe} + \bar{n}_{br})$ Cette équation sera désormais **fonction de distribution des impulsions comptées**.

6.4.3 Spectre de charge d'un photo-électron

- La distribution des amplitudes suit une loi dite "Spectre au photo-électron unique (spectre de charge) telle comme on à vu dans la figure 6.3a. La figure 6.4 montre ce spectre à la sortie d'un PMT pour un SPE. Cette mesure est grâce au QDC .

- À gauche on observe un grand pic qui représente les charges induites par le courant nommé dark courant issus des fuites de courant dans des PMT⁶ ou du bruit électronique. S'il était un bruit blanc⁷ en théorie devrait avoir la valeur de zéro. Cependant c'est pas le cas. C'est pic est nommé piédestal.
- Le pic à droite est la distribution de la charge correspondant à un photo-électron. Le valeur du maximum du pic de un photo-électron moins la valeur du pic du piédestal est proportionnelle au gain multiplicatif du PMT. La largeur du pic à un photo-électron est principalement liée à la fluctuation de l'émission de électrons secondaires de la première dynode (équation 6.26) additionnée quadratiquement à la largeur du pic du piédestal (du fait plus la convolution du signal et du bruit.).
- Un critère de qualité de la résolution du PMT est le rapport entre la hauteur du pic (axe des ordonnées) de un photo-électron et le vallée qui se forme entre les pics du piédestal et un photo-électron. On attends que la distance position du vallée et le pic de la signal soit plus large que l'écart-type de la distribution de la charge. Cela représenterai que la charge accumulé ver la droit serai au moins 2/3 de la charge correspondant à 1pe.
- La surface de-sous le pic de un photo-électron est proportionnelle au nombre d'événements de photo-électrons détectés.
- Dans le cas du gain total \bar{m}_k si grand que 10^6 (équation 6.25) et d'une résolution inférieur à 10ns du PMT, alors on peut s'attendre à observer un pic supplémentaire à droite du pic à un photo-électron qui serait la contribution de l'empilement du signal deux photo-électrons coïncidents dans la fenêtre d'intégration de la mesure du QDC à la position moyenne correspondant à une double charge de photo-électrons. Selon la référence [BLAKSLEY, 2013], pour cette mesure, le rapport du nombre d'événements entre les cas "deux photo-électrons" et les cas "un photo-électron" est de 0.5%.

6.4.4 Saturation du taux de comptage en raison du temps mort de l'ASIC

Une deuxième particularité du système de comptage de l'ASIC est la saturation du taux de comptage. On définit le temps mort τ_{dt} , le temps pendant lequel la prise en compte d'un second événement après l'arrivée d'un premier événement est impossible. Le système est dit paralysable lorsqu'il demeure aveugle à tout nouvel événement qui arriverait pendant le temps τ_{dt} , après l'arrivée du premier événement et quand la fenêtre temporelle du temps mort est décalé de τ_{dt} après l'arrivée du dernier événement même si ce dernier se produit dans le fenêtre de temps mort.

Soit N_r le nombre réel d'événements se produisant durant une période de temps Δt , alors le nombre d'événements comptés n_c par un système paralysable, alors le nombre d'événements détectés est⁸ :

$$n_c = N_r \exp\left(-\tau_{dt} \frac{N_r}{\Delta t}\right) \quad (6.48)$$

Le taux de comptage dans l'ASIC n'est pas linéaire par rapport au taux incident d'impulsions d'anode (voir 6.5a). Ceci est dû au temps mort du discriminateur.

6. Pour les MAPMT d'Euso-Balloon le dark current est de 4 nA, donc, on le considère négligeable.

7. Un bruit blanc est une réalisation d'un processus aléatoire dans lequel la densité spectrale de puissance est la même pour toutes les fréquences de la bande passante.

8. Par opposition un système non paralysable est aveugle pendant τ_{dt} , mais le temps mort n'est pas décalé avec l'arrivée d'un nouvel événement pendant le temps mort. On a $n_c = \frac{N_r}{1 + \tau_{dt} \frac{N_r}{\Delta t}}$

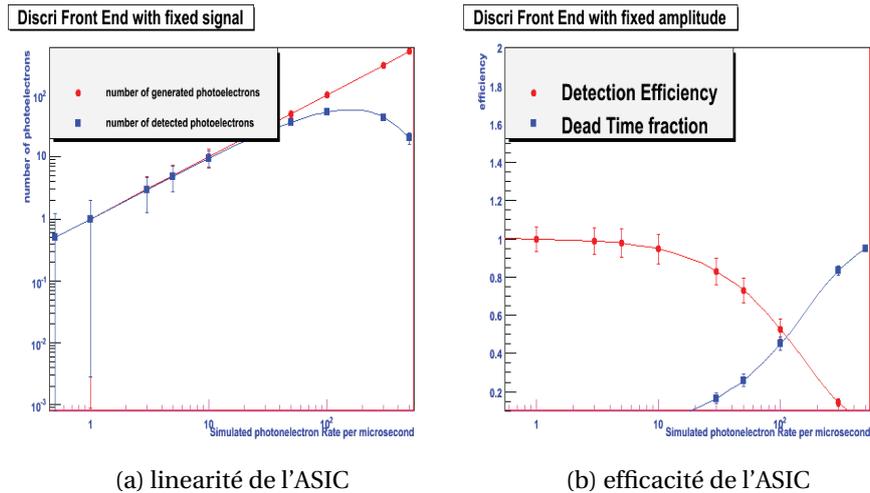


FIGURE 6.5 – (a) La graphique montre une simulation où se prend en compte temps mort, ayant comme résultat (ligne bleu) le changement de la linéarité photo-électrons incidents (axe x) vs comptage de de photo-électrons (axe y). (b) Changement de l'efficacité de détection de l'électronique quand le flux de photo-électrons entre augmente à cause du temps mort (ligne rouge).

C'est-à-dire que le flux observé en mode **SPE** est systématiquement inférieur au flux réel. Leur rapport diminue d'autant plus que le flux incident est important. Ce temps mort est l'une des caractéristiques importantes de l'électronique. La mesure des flux doit être corrigé de cette non linéarité. Cette non linéarité doit être connue pour chacun des canaux. La simulation de la figure 6.5b montre comme l'efficacité de détection varie en fonction au flux prenant en compte le temps mort.

6.5 La mesure des probabilités cumulées de trigger ou S-Curve

Le **canal de détection** est la voie complète de mesure qui va depuis le pixel du **MAPMT** jusqu'au compteur de l'**ASIC**. C'est-à-dire que le canal représente les différentes étapes de traitements analogiques qui commencent par la conversion en photon-électron, puis la multiplication des charges au niveau de l'anode, puis l'entrée dans l'**ASIC** en passant par le pré-amplificateur⁹, la mise en forme, le discriminateur et se termine par le **Photo-Counting** à l'entrée de la partie digitale de l'**ASIC** où le comptage est numérisé.

Comme mentionné précédemment, l'efficacité de discrimination ϵ_{PC} d'une impulsion de signal par l'électronique, dépend du choix du **seuil de sélection**. Raison pour laquelle le schéma du système électronique a été conçu pour configurer facilement le **seuil de sélection** (en unités de **DAC** seuil). Avec des conditions d'éclairement en flux constant et faible de lumière incidente, et une fenêtre de temps Δt fixée (équation 6.41), si on augmente progressivement la valeur du **seuil de sélection** alors nous obtenons une courbe du nombre des impulsions discriminées \bar{n}_c par valeur de **DAC** (axe X de la graphique 6.7) seuil et par **canal de détection**. Cette courbe est appelée **S-Curve** en raison de sa forme. Cette courbe est la probabilité cumulée de trigger en fonction du seuil. Mais elle peut être interprétée comme **la fonction de répartition de la distribution de charge** et pour notre

9. La pré-amplification à son propre gain de réglage appelé gain de pré-amplification lequel on a fixé 64DAC pour de conditions standard et individualisés par chaque pixel en cas appelés "processus de égalisation".

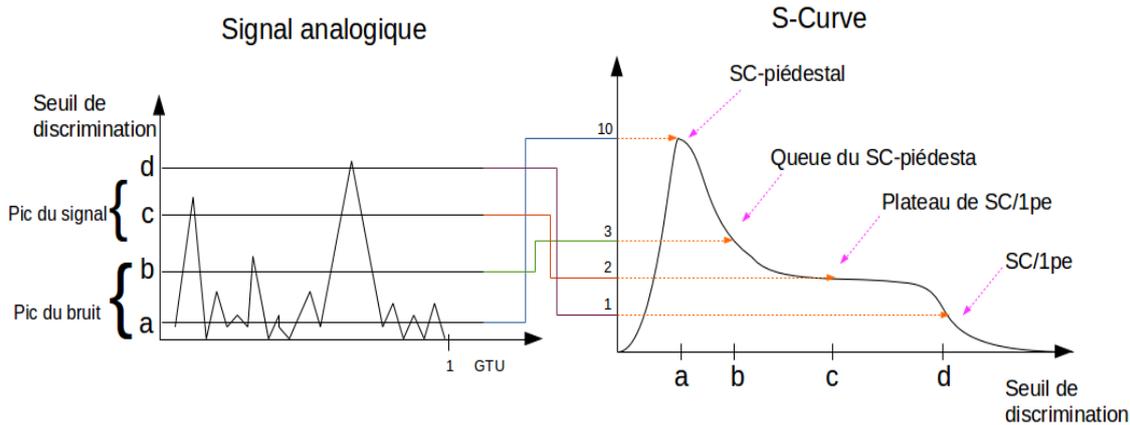


FIGURE 6.6 – À gauche : Distribution en amplitude des impulsions à l'entrée du discriminateur. À droite : **S-Curve**, c'est à dire fonction cumulative de la distribution de nombre de déclenchements en fonction du seuil.

analyse la fonction de répartition de la **fonction de distribution des impulsions comptées** (équation 6.47).

6.5.1 Parties de la S-Curve

En effet, les différentes régions de la **S-Curve** représentent des conditions de mesure liées à la performance des composants de la chaîne de détection. La figure 6.6 montre comment un signal analogique (à gauche) est représenté dans la **S-Curve** (à droite) selon la valeur du **seuil de sélection**.

Le SC-piédestal à gauche de le graphique, il représente le comptage totale des pics de bruit et pic du signal; lorsque le **seuil de sélection** (a) est placé proche à la **ligne de base**. La queue du **SC-piédestal** correspond aux impulsions de bruits de grande amplitude (**seuil de sélection** b).

Le plateau-SC/1pe Au milieu du graphique. Il correspond à la région où les pics de bruit ne déclenchent pas et seuls l'ensemble des pics du signal de photo-électrons déclenchent (**seuil de sélection** c).

Le SC/1pe à droite du graphique, il est formé quand le **seuil de sélection** (d) est placé à la position des amplitudes les plus probables du signal d'un photo-électron.

La figure 6.7 représente une **S-Curve** mesurée dans un canal de l'ASIC. Mesure de test du ensemble **MAPMT** et **ASIC** pendant l'**AIT** effectué au laboratoire de photo-détection à l'**APC** (voir section 5.3.6).

Observations sur le piédestal dans la S-Curve

- Lorsque le seuil de mesure est au niveau de la **ligne de base**, le discriminateur ne compte que zéro (ou d'un lorsque le paramètre de configuration du **ValEvent** est activé¹⁰), parce que les pics du bruit sont si proches temporellement les uns des

10. Le paramètre de configuration **ValEvent** est une commande dans la programmation du firmware des ASICs qui évite ajouter au comptage lu la contribution du signal logique dit de "Start-Bit" qui marque la frontière temporelle entre deux GTUs.

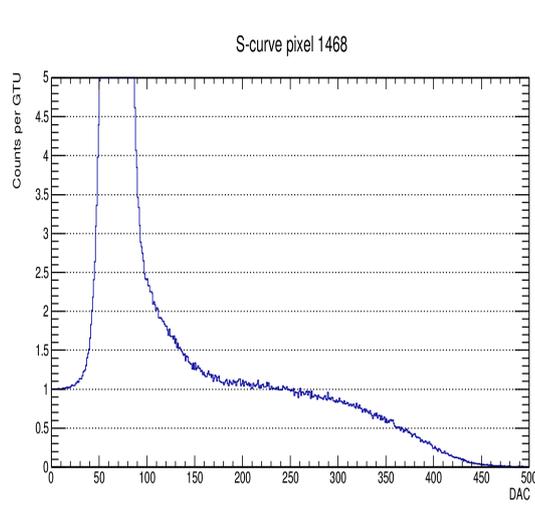


FIGURE 6.7 – S-Curve d'un pixel éclairé avec un flux de lumière avec un taux d'un photo-électron par GTU.

autres qu'ils forment un seul groupe continu non discernable.

- Si le seuil remonte légèrement, les pics commencent à être détectés et le taux de comptage augmente. En effet, c'est la raison de la formation de la pente positive de la **SC-piédestal**. Dans un cas idéal de bande passante infinie, la pente positive tendrait vers l'infini et puis tomberait très rapidement à zéro avec l'augmentation du seuil, en passant sous la **ligne de base**.

6.5.2 Distorsion de la S-Curve en présence de perturbations électromagnétiques

La figure 6.8 montre un test sur la déformation du **SC-piédestal** à cause d'un bruit électromagnétique généré par une antenne à l'entrée d'un canal ASIC. Le test a été fait pour deux gains différents de pré-amplification (un gain de 64 unités de DAC et un gain de 255 unités de DAC).

La figure 6.8a prouve la parfaite linéarité entre le **seuil de sélection** programmé et le seuil électrique V_{th} généré par le circuit du DAC de l'ASIC.

- La figure 6.8b montre les S-Curves du piédestal ou **SC-piédestal** du test.
- Pour le cas de gain d'amplification de 64 DAC¹¹, nous observons que la valeur du pic de piédestal est de 80 DAC de **seuil de sélection**, et qu'il ne change pas avec l'intensité de la perturbation. Quand le gain du pré amplification est configuré à 255 DAC, le pic de piédestal se décale à la valeur de 100 DAC; ce qui est normal puisque la valeur moyenne du bruit augmente avec le gain de l'ASIC.

Ce test à été réalisé pour deux raisons principales. D'abord il fallait connaître la distorsion subie par la S-Curve lorsque les entrées analogiques de l'électronique sont soumises à des perturbations externes.

Ces effets ces déformations sont observées lorsque les **MAPMT** sont couplés avec les ASICs.

11. Attention, l'pre-amplification est contrôlé aussi pour un commande en unité DAC. Il faut le différencier du DAC du **seuil de sélection**.

La deuxième raison est de confirmer si le piédestal change de position à cause l'influence de ce type de bruit. On constate que la position du piédestal ne change que quand le gain interne à l'ASIC est modifié. Ces observations sont à prendre en considération pour l'analyse présentée dans la partie III.

6.5.3 Le gain effectif

Le gain effectif, pour un gain de pré-amplification fixé, est défini comme l'écart en unité de DAC entre la position moyenne du pic piédestal et la position de la valeur la plus probable du spectre à un photo-électron. Dans la *S-Curve*, le gain est donné par l'écart entre le pic de la *SC-piédestal* et la position du point d'inflexion de *SC/1pe*. Nous avons vu que nous pouvons indépendamment contrôler le gain effectif grâce à la valeur de la haute tension des MAPMTs et contrôler le gain au niveau des ASIC vers le slow-control que le PDM-B défini comme paramètre de configuration. Le premier gain est relié à l'efficacité de détection des photons/photo-électrons et le deuxième est lié à l'efficacité de sélection et comptage des impulsions de photo-électrons.

Processus d'égalisation de gain effectif Rappelant, il y a deux façon de régler le gain effectif, soit ver le gain des MAPMTs (changement de la haute tension d'alimentation) qui permet le changement des 64 canaux ensembles. La deuxième façon est ver le gain de pré-amplification des ASICs qui règle l'amplitude des impulsions. Ce-lui permet le réglage du gain canal par canal. Le plus utilisé pour l'égalisation de gain effectif c'est à travers le gain de pré-amplification. Le but est que le point d'inflexion des *SC/1pe* de tous les canaux soient au même valeur d'unité DAC.

Alors, la *S-Curve* contient l'information des caractéristiques de fonctionnement de toute la chaîne de détection du *canal de détection*. Elle comprend donc, l'efficacité de détection des photons du MAPMT et les efficacités de sélection au niveau de l'électronique qui comprend le gain de pré-amplification des ASICs et la linéarité de comptage du circuit de Photon-Counting des ASICs.

6.5.4 Run pour acquisition d'événements standards

Un run standard consiste à collecter l'ensemble des coups (nombre d'impulsions comptées par l'électronique) par pixel pendant des séries de N_{GTU} GTU consécutives, dans des séquences de quelques "événements" ou paquets de données.

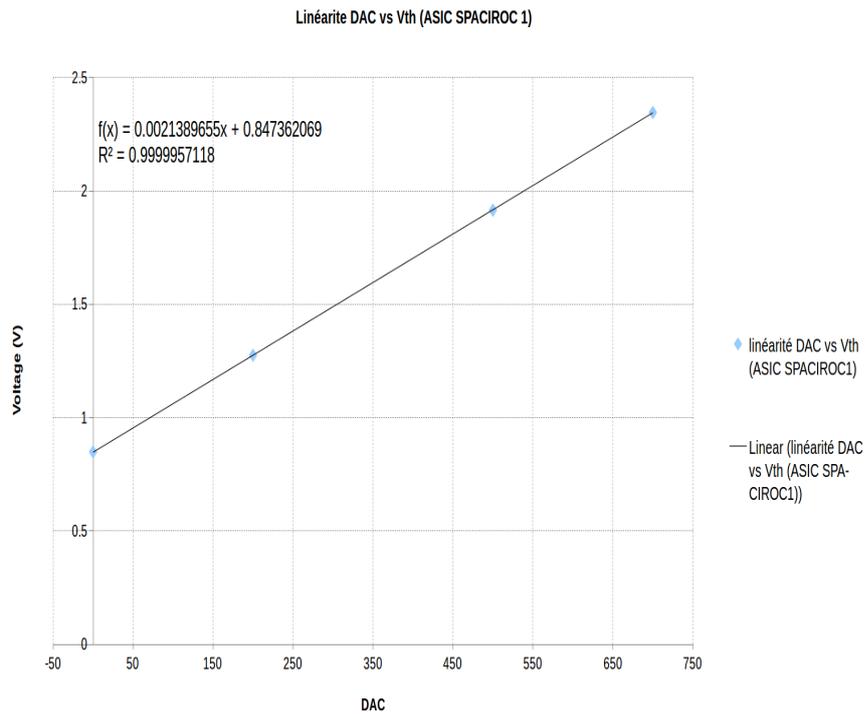
Les "événements" sont des séries de nombres de coups $\{n_{c,i}\}$ pour $i = 1, N_{GTU}$, décomptés dans $N_{GTU} = 128$ GTU consécutives.

Le nombre $N_{GTU} = 128$ GTU définissant un "événement" a été fixé par la profondeur de mémoire du système de déclenchement du premier niveau requise pour contenir la durée du développement d'une gerbe de 10^{20} eV, dans l'ensemble de la caméra de JEM-EUSO.

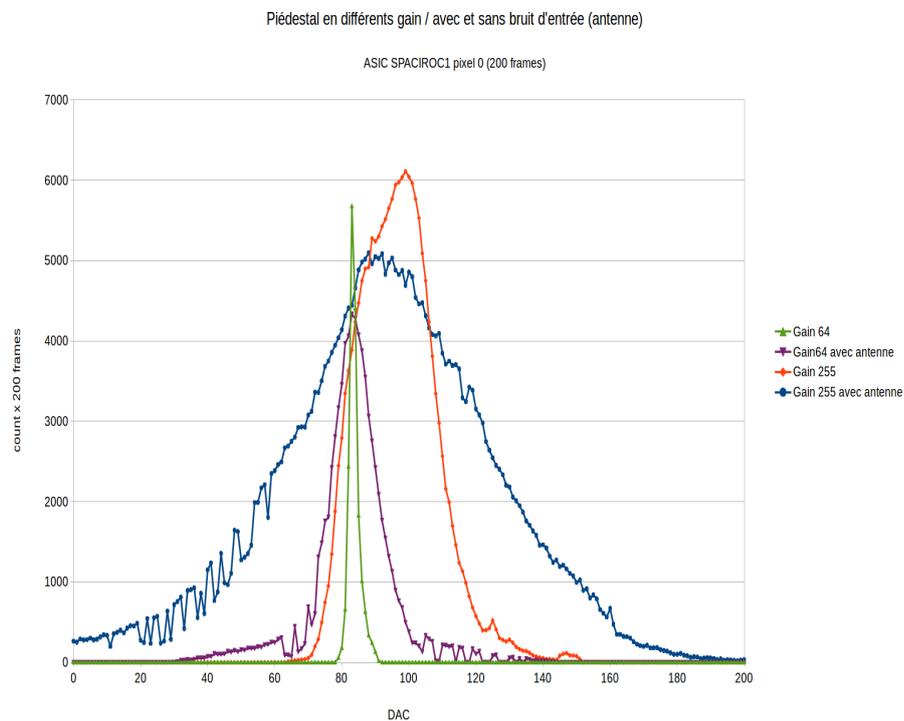
Pour EUSO-BALLOON, une taille identique de $N_{GTU} = 128$ GTU par événement est maintenue, même si elle est surestimée pour contenir des événements de gerbes de plus basse énergie. On désigne aussi ces "événements" comme des "paquets".

Conditions de configuration d'un run standard pour EUSO-BALLOON

Le nombre d'événements N_{evt} accumulés par run, au taux d'acquisition de 20 Hz (fréquence d'acquisition maximale possible), est déterminé optionnellement par l'opérateur du run.



(a)



(b)

FIGURE 6.8 – (a) Test de la linéarité de V_{th} vs DAC seuil. (b) Les courbes montre l'élargissement et un déplacement presque nul du pic du **SC-piédestal** lorsque on connecte une câble à la entre du voie d'un pixel, faisant le rôle d'antenne.

Un run standard requiert principalement que le **seuil de sélection** soit fixé et le même pour toutes les GTU de tous les événements. Bien que le système permette de fixer un seuil individuel pour chaque pixel, pour le vol de EUSO-Balloon, le **seuil de sélection** a été fixé à 250 DAC pour la totalité des pixels .

Un seuil en amplitude pour le discriminateur, commun à tous les pixels, a été fixé d'après l'étude avant le vol pour la calibration calibration absolue et relative (Pour Euso-Ballon, il n'y a pas d'auto-ajustement en fonction du flux de photons incidents).

Temps d'exposition par run

Cette définition du run donne une exposition du détecteur au flux de photons incidents sur une durée de $\Delta t = N_{evt} \times N_{GTU} \times \delta t_{GTU} = 128 \times 2.5\mu s$, soit $\Delta t = 320\mu s$ (voir équation 6.41).

Dans le cas du premier vol, les événements sont déclenchés aléatoirement à une fréquence de $f_{acq-DAQ} = 20$ Hz, par le système d'acquisition de données (en l'absence de l'implémentation du trigger de niveau 2 dans le FPGA).

6.5.5 Run pour l'acquisition de S-Curves

Dans le cas d'un "run" de calibration, le **seuil de sélection** s_{th} balaye toute la région de définition de la **S-Curve**, dans un intervalle de DAC qui commence dans la région du piédestal s_{th}^{min} jusqu'à une région au dessus de 2 photo-électrons s_{th}^{max} .

Cet intervalle, identique pour tous les pixels doit être suffisamment large pour englober l'ensemble des régions de définitions des **S-Curves** de l'ensemble des canaux du PDM pour tenir compte de la dispersion des gains de MAPMT.

Configuration des paramètres pour un run de S-Curves

On choisit le nombre de **seuil de sélection** $N_{s-th} = \frac{s_{th}^{max} - s_{th}^{min}}{\Delta s_{th}}$ et le nombre de paquets N_{pac} par valeur de seuil s_{th} . L'espacement Δs_{th} entre les différentes valeurs de seuil doit être le plus fine possible pour ne pas détériorer la résolution en niveaux de DAC sur la **S-Curve**. Le nombre de GTU accumulées par seuil s_{th} , c'est-à-dire le nombre de paquets par seuil doit être suffisamment élevé pour que la statistique de photo-électrons soit suffisante. Cependant, le taux d'acquisition pour un run de calibration ne doit pas être excessif, surtout en vol.

Durée d'un run de S-Curve

Le temps d'un run d'acquisition d'une **S-Curve** est :

$$\Delta t_{acq-SC} = \frac{N_{s-th} \times N_{pac}}{f_{acq-L2}} \quad (6.49)$$

Un mesure dan le laboratoire est de 100 paquets par valeur de seuil fixe. Cela correspond à 32 ms par pas. Dans le vol est de 1.6ms (5 packets) car la disposition de temps dans le vol est limité. Le temps d'acquisition est directement liée à la précision de la mesure.

La distinction entre les paramètres choisis pendant le vol et les paramètres choisis au sol seron exposé dans la section 7.2.

6.5.6 Les différentes formes de S-Curves

En pratique, le plupart des canaux de détection du PDM ne présentent pas des S-Curves similaires à celle de les figures 6.6 et 6.7. Dans le cas d'une S-Curve idéale, un plateau apparaît clairement et avec une grande largeur.

Un long plateau est une indication d'un gain effectif élevé (gain nominal MAPMT), car la séparation du signal du bruit est optimale (L'erreur systématique est moindre-à démontrer mathématiquement). On dit qu'un grande largeur du plateau est optimale parce qu'on peut choisir le seuil de sélection sur le plateau avec une efficacité maximale, un minimum de biais en efficacité de sélection et un minimum de contamination du bruit électronique.

Nous avons vu dans la section 6.5.1 que la position du pic des SC – *piédestaux* est invariante, sauf quand le gain de pré-amplification change. Pendant les calibrations, le gain de pré-amplification a été fixé à 64 unités de DAC pour tous les pixels du PDM. Cela nous assure que la position du maximum du piédestal n'a pas varié pendant la calibration.

Soulignons cependant que, lorsqu'un MAPMT est ajouté à l'électronique, la largeur du pic SC-piédestal augmente. Cet effet réduit la largeur du plateau de SC/1pe (voir la figure 6.9). Autrement dit, l'élargissement du SC-piédestal induit une contamination du comptage par des impulsions de bruit de grande amplitude. La probabilité de contamination du taux de comptage par des pics de bruit de grande amplitude (au dessus de seuil de sélection) augmente.

6.5.7 Le bruit électronique dans la S-Curve

Comme mentionné précédemment, le bruit est représenté par le pic de SC-piédestal dans la S-Curve, qui est formée lorsque le seuil de sélection est au voisinage de la ligne de base. Une augmentation de l'amplitude du bruit impose d'augmenter la valeur de seuil de sélection pour limiter la contamination du signal par le bruit.

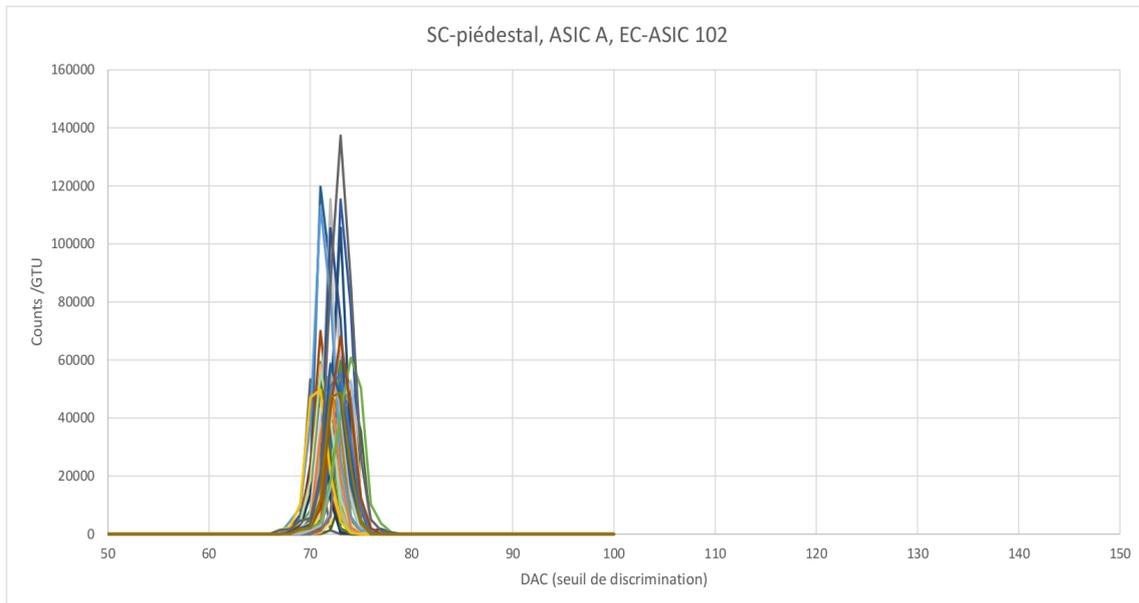
Cela signifie que la largeur de la SC-piédestal augmente tandis que le plateau de SC/1pe devient plus étroit.

Dans la figure 6.8b, on a montré que l'effet antenne reproduit un effet similaire. De même l'assemblage de six cartes EC-ASIC avec les MAPMTs dans la structure mécanique du PDM, produit le même élargissement. La figure 6.9 montre les SC-piédestal d'un ASIC à gauche et du même ASIC lorsqu'il est connecté à un MAPMT.

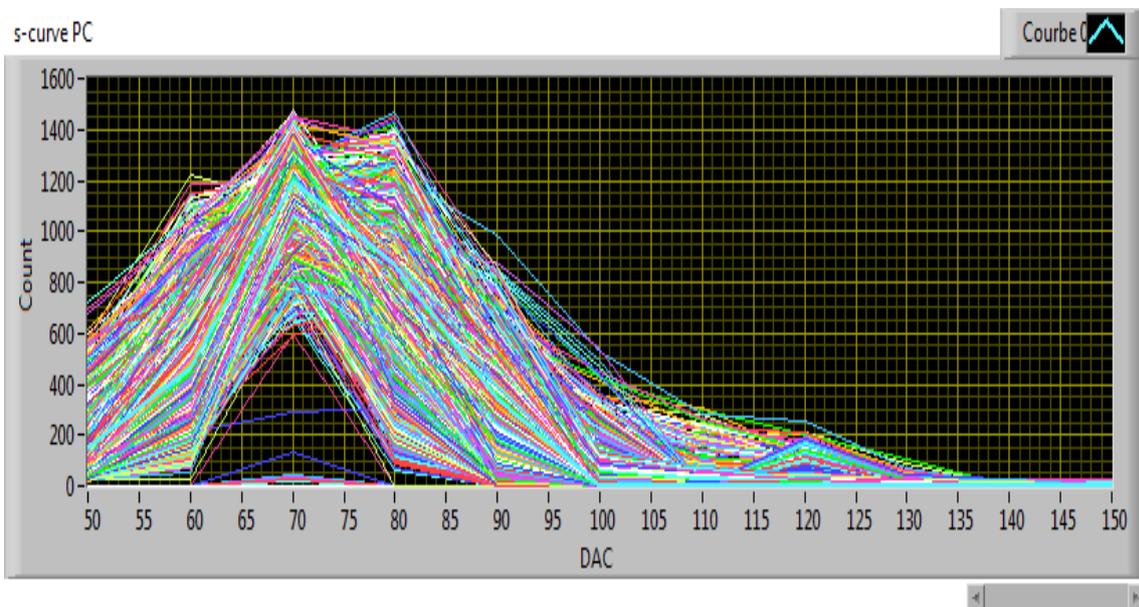
Il y a deux effets qui doivent être pris en compte pour étudier le SC-piédestal.

Le premier est l'effet d'empilement qui dépend du résolution temporelle de détection de photons et du temps mort de l'électronique. Le deuxième effet correspond à la limite de comptage du compteur à 255 coups (8 bits/GTU/pixel). Ces deux caractéristiques brisent la linéarité du comptage en rendant difficile l'analyse du bruit avec la SC-piédestal¹².

12. Si on considère que le largeur d'une impulsion de bruit à la sortie du MAPMT est de $< 5ns$ (la largeur d'une impulsion de 1pe c'est dans cette ordre), dans un GTU on aurait un maximale de 500 coups. Cependant les 8 bits limite le comptage à 255. Dans un bruit où la quantité de coups.



(a)



(b)

FIGURE 6.9 – Élargissement du **SC-piédestal** par effet d'antenne d'un MAPMT. (a) (Groupe de **S-Curves** d'un ASIC avant la connexion du MAPMT, où on observe le piédestal) (b) (Groupe de **S-Curves** du même ASIC avec le MAPMT branché. Dans ce cas, le MAPMT n'est pas alimenté par la haute tension. On constate un élargissement significatif similaire au test de l'effet antenne.)

6.6 Principe de calibration

La calibration du télescope est une procédure indispensable pour déterminer le flux des photons détectés et l'incertitude correspondante de la mesure et calculer l'énergie émise par la gerbe atmosphérique ou d'un autre phénomène lumineux. Il faut prendre en compte l'erreur de rendement de fluorescence, l'erreur sur la transmission de l'optique et l'erreur sur l'efficacité de la photo-détection du PDM. Dans cette section on introduit le principe de la calibration pour déterminer l'efficacité absolue de la photo-détection du PDM ou ϵ_{abs} . Aussi on discute de sa relation avec ϵ_c (équation 6.45).

6.6.1 Contexte de la calibration

Dans le cas de JEM-EUSO, la calibration devra être effectuée de manière systématique pendant son intégration au sol, ([SAKAKI, 2013] puis durant la période d'exploitation des données en en orbite [KARUS, 2013]).

Des sources de lumière dont des laser disposées sur différents sites terrestres, joueront le rôle de source calibrée de lumière avec une géométrie et un flux connus (ref [HAUNGS]). La mission EUSO-Balloon doit démontrer la faisabilité de cette mise en œuvre de la procédure de calibration avec des sources externes calibrées.

Cependant, pour le premier vol du ballon démonstrateur, la calibration a surtout été appliquée lors de phases de pré-vol et post-vol en laboratoire au sol.

L'efficacité de photo-détection absolue du PDM d'EUSO-Balloon devra être $> 12\%$ avec une précision de $< 5\%$ [DELPHINE MONNIER, 2011]. (voir A.1). Cette efficacité dépend évidemment du réglage des paramètres de la PDM dont l'objectif est la capture de photons individuels. Le but de ce travail est précisément de comprendre comment la précision sur la calibration est reliée au réglage des paramètres du détecteur.

6.6.2 Efficacité absolue des pixels

L'efficacité absolue des pixels est définie comme le rapport entre le nombre n_c compté par le compteur du pixel en question et le nombre de photons qui arrivent à la photo-cathode d'un pixel n_{ph} , pendant une période de temps fixée.

$$\epsilon_{abs} = \frac{n_c}{n_{ph}} \quad (6.50)$$

Cette efficacité comprend l'efficacité du MAPMT $\approx 33\%$ (voir 4.3.1) et celle de l'électronique de détection. L'efficacité de détection du MAPMT pour sa part, comprend la contribution de l'efficacité quantique $\epsilon_q(\lambda)$, l'efficacité de collection $\epsilon_{coll}(V_{HV})$ (où V_{HV} est la tension d'alimentation du PMT) et l'efficacité de gain est l'efficacité du gain $\epsilon_G(V_{dyn}^k)$ (où V_{dyn} tension entre dynodes considérant que tous ont la même valeur et k est le nombre de dynodes). Pour le cas de MAPMT pas tous le dynodes ont la même tension, donc on peut le définir en fonction de un facteur β_i comme on avait fait dans la section 4.2.1.

$$V_{dyn,i} = \beta_i \times V_{HV} \quad (6.51)$$

(voir l'équation 4.2). Où β_i est un facteur propre de chaque dynode. Retournant à un modèle de distribution homogène de la tension entre dynodes alors on a aura :

$$V_{dyn}^k = \beta^k \times V_{HV}^k = f(V_{HV}) \quad (6.52)$$

De cette équation on dit que ϵ_G dépendra de V_{HV} .

Par ailleurs, la partie de l'efficacité de détection que concerne à l'électronique on la dénote ϵ_{asic} qui est centré sur composant ASIC. Elle comprend "la linéarité de charge" dans la pré-amplification et shapping ϵ_{PA-FSU} et de l'efficacité de sélection de Photo-Counting $\epsilon_{PC}(s_{th})$. (voir 4.3.2) Ailleurs, l'efficacité électronique ϵ_{asic} de détection est centré sur comprend l'ASIC. Elle comprend "la linéarité de charge" dans la pré-amplification et shapping ϵ_{PA-FSU} et de l'efficacité de sélection de Photo-Counting $\epsilon_{PC}(s_{th})$. (voir 4.3.2).

$$\epsilon_{abs}(\lambda, V_{HV}, s_{th}) = \epsilon_{mapmt}(\lambda, V_{HV}) \times \epsilon_{asic}(s_{th})$$

$$\epsilon_{abs}(\lambda, V_{HV}, s_{th}) = [\epsilon_q(\lambda) \times \epsilon_{coll}(V_{HV}) \times \epsilon_G(V_{HV})] \times [\epsilon_{PA-FSU} \times \epsilon_{PC}(s_{th})]$$

Dans cette dernière équation, on peut séparer entre facteurs dépendants de V_{HV} et facteurs indépendants de V_{HV} .

Alors la partie indépendante de V_{HV} est :

$$\epsilon_{abs-cst} = \epsilon_q \times \epsilon_{PA-FSU} \quad (6.53)$$

ϵ_q est approximé comme constant en λ en considérant que $\epsilon_q \approx \overline{\epsilon_q}(\lambda)$ sur le domaine de définition en longueur d'onde de la photo-cathode.

De même pour ϵ_{PA-FSU} , on fait l'hypothèse que la forme du spectre à un photo-électron ne dépend pas au premier ordre de V_{HV} , sous la condition que la linéarité de charge de la partie de pré-amplification et FSU soit respecté. Autrement dit, que pour l'ASIC SPACIROC I le flux de photons reste bas pour éviter événements additionnés dans la photo-cathode et chaîne de dynodes et empilement de impulsions en la mise en forme à l'entrée de l'ASIC.

$$\epsilon_{abs-var}(V_{HV}, s_{th}) = \epsilon_{coll}(\delta(V_{HV}) \times \epsilon_G(V_{HV}) \times \epsilon_{PC}(s_{th}))$$

Remarque sur la configuration en Haute Tension en vol et au sol

Pour les tests en laboratoire comme pour les mesures en vol, la valeur de la haute tension a été fixée à $V_{HV} = 950$ V. Alors désormais, quand on parle de ϵ_{coll} et ϵ_G , sera considéré exclusivement pour cette valeur de haute tension. On fait l'hypothèse que ces efficacités ne varieront pas d'un run à un autre parce que la stabilité sur V_{HV} est assurée à 1% près [GOROETZKY, 2013].

Modèle d'efficacité pour l'analyse

Pour des cas avec un gain suffisamment élevé, le modèle d'efficacité défini par l'équation eq.6.45 est justifiée. Alors l'efficacité absolue est :

$$\epsilon_{abs}(s) = \epsilon_q \times \epsilon_{PA-FSU} \times \epsilon_{PC}(s_{th}) \quad (6.54)$$

Autrement dit cette définition d'efficacité absolue est presque la définition d'efficacité de canal de détection de l'équation 6.45. Pourtant le comportement poissonnien de tout le processus est conservé .

Mais pour des raisons expérimentales, ce n'est pas nécessaire de connaître les valeurs de ϵ_q , ni ϵ_{PA-FSU} , ni $\epsilon_{PC}(s_{th})$ pour déterminer l'efficacité absolue d'un canal de détection.

6.7 Conclusions

Dans ce chapitre, on a vu comment les différentes étapes du processus de photo-détection sont des processus statistiques qui peuvent être analysés comme combinaisons de fonctions de probabilité spécifiques.

La combinaison de la distribution de Poisson du flux de photons avec la distribution de Bernoulli de l'émission de photo-électrons au niveau de la photo-cathode (équation 6.9-A.10) détermine la distribution de trois processus finaux. Le premier est la distribution de la charge collectée dans l'anode. La deuxième est le nombre d'impulsions dans une fenêtre de temps τ_I . Et la dernière est le comptage d'impulsions par le système électronique.

Dans le processus combinatoire, la combinaison Poisson-Bernoulli persiste. Et il est la base de nos analyses pour comprendre la distribution du nombre d'impulsions dans une fenêtre de temps Δt qui est finalement la fenêtre GTU.

Cette distribution est en effet la distribution de charge évaluée sur la résolution temporelle Δt . L'équation 6.42 est la clef pour considérer que le nombre de photo-électrons émis par la photo-cathode (incluant les photo-électrons issus du bruit thermique) est le nombre d'impulsions à la sortie du PMT, à condition que le gain soit élevé et le flux de photons bas.

Aussi on a vu que la contribution du bruit au nombre impulsions doit être additionné. Finalement l'efficacité du canal de détection est définie en fonction de l'efficacité du MAPMT et de l'efficacité de comptage de la partie électronique.

Le processus de mesure est donné par le comptage d'impulsions qui dépend du **seuil de sélection**. On a vu que la courbe de ce taux de comptage en fonction du seuil est une représentation de l'intégration de la distribution du nombre d'impulsions comptées par fenêtre de détection. Cette courbe nommée S-Curve inclut les caractéristiques de détection de chaque canal. Ces S-Curves sont utilisées pour déterminer l'efficacité de détection de l'instrument, quantité essentielle intervenant dans le processus de calibration. Le chapitre suivant est consacré aux processus de calibration et à la détermination de l'efficacité de chaque canal. On met en évidence que cette efficacité a une partie constante et une partie variable qui dépend principalement du **seuil de sélection**.

6.8 Références

- AHMAD, S. 2012, «Développement et réalisation d'un circuit de microélectronique pour le détecteur spatial de rayons cosmiques jem-euso», *Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud XI*. 169
- BLAKSLEY, C. 2013, «Characterization of multi-anode photomultiplier tubes for jem-euso», *Thèse de doctorat de l'Université Paris Diderot-Paris 7*. 174
- BURLE INDUSTRIES, I. 1980, «Photomultiplier handbook», . 159, 163, 164
- DELPHINE MONNIER, A. 2011, «Precise fluorescence yield measurement using an mev electron beam for jem-euso col- laboration», *The 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC), Beijing, China*. 183
- GORODETZKY, P. 2013, «Absolute calibrations of the focal surface of the jem-euso telescope», *The 33th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Rio de Janeiro, Brasil*. 184

- HAUNGS, A. «Calibration aspects of the jem-euso mission», *Experimental Astronomy*, vol. 40. [183](#)
- KARUS, M. 2013, «On-board calibration system of the jem-euso mission», *The 33th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Rio de Janeiro, Brasil.* [183](#)
- SAKAKI, N. 2013, «Absolute in-flight calibration of the jem-euso telescope with the moonlight», *The 33th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Rio de Janeiro, Brasil.* [183](#)
- TAN, H. 1982, «A statistical model of the photomultiplier gain process with applications to optical pulse detection.», *TDA Progress Report.* [166](#)

Chapitre 7

Calibrations du PDM EUSO-Balloon

« Si j'ai vu si loin, c'est que j'étais monté sur des épaules de géants. »

Sir Isaac Newton

7.1 Introduction

Ce chapitre traite des méthodes de mesure et des résultats sur la calibration de l'ensemble des canaux.

Le principe de la chaîne de mesure pour chaque pixel a été décrit en détail dans le chapitre 6. Nous avons vu que les paramètres importants sont l'efficacité quantique, le gain des MAPMTs, la constante de temps de l'amplification-filtrage, et le temps mort du discriminateur.

Notre objectif dans ce chapitre est de calculer le nombre de photons incidents sur un pixel, en utilisant pour cela la quantité de photo-électrons comptés. Le moyen de remonter à cette valeur est l'efficacité absolue de détection ϵ_{abs} par [canal de détection](#).

On a vu que cette efficacité est constituée de deux facteurs; d'une part un facteur qui dépend de la haute tension et d'autre part d'un facteur constant. Et pour notre expérience sur le PDM d'EUSO-Balloon, la partie constante est constituée du produit des efficacités quantiques ϵ_q par la partie constante de l'efficacité électronique ϵ_{PA-FSU} (voir l'équation 6.54) valable pour toute valeur de haute tension et un faible flux de photons. La partie variable est constituée de l'[efficacité de sélection](#) $\epsilon_{PC}(s_{th})$ où s_{th} est le [seuil de sélection](#) des impulsions dans le traitement du signal analogique. Cela pour dire que le choix de s_{th} est essentiel dans la détermination de l'efficacité.

Les modèles de traitement du signal dans le MAPMT et dans l'[ASIC](#) présentés ci-dessous, permettent de déterminer les bons paramètres dont il faut suivre l'évolution au cours du temps. Ces paramètres peuvent être ceux des lois statistiques décrites pour la conversion des photons et ceux de la cascade multiplicative sur les dynodes. Pour trouver ces paramètres, il faut relier les paramètres du modèle de la chaîne de détection à la mesure expérimentale de la [S-Curve](#) (introduite dans la section 6.5).

L'objectif de la méthode de la calibration pour JEM-EUSO est de démontrer qu'il est possible d'atteindre une incertitude sur la calibration de chaque canal de 1 à 2%, sans dépasser les 5%. En effet, on veut atteindre une résolution sur l'énergie des gerbes de l'ordre de

20% à 5.10^{19} eV à 5-10 % à 3.10^{20} eV [FENU, 2015].

EUSO-Balloon étant le premier prototype de la famille des expériences de type EUSO, il a fallu définir les paramètres à mesurer, développer des méthodes de mesures de calibration.

Parmi les méthodes de calibration, il faut distinguer celles qui doivent être réalisées en laboratoire dites de référence par rapport à celles qui peuvent être pratiquées en vol, pour contrôler les dérives en cours de vol par comparaison à la calibration de référence au sol. Forcément les premières méthodes sont plus précises que les secondes.

De plus il faut distinguer les méthodes de calibration absolue des méthodes de calibration relative. Les méthodes de calibration absolue permettent de relier les taux de comptage enregistrés à un nombre de photons incidents dans chacun des pixels. Les méthodes de calibration relative permettent d'assurer que le suivi de la calibration absolue dans le temps est possible et de préciser la précision sur ce suivi.

Dans le cas de JEM-EUSO, sur les six années d'exploitation, il est envisagé d'alterner en orbite des prises de données de calibration absolue et des prises de données de calibration relative. Pour un vol en ballon, projet à temps limité de développement, d'exploitation et de financement, seule une calibration relative en vol est envisageable. Cependant les travaux en laboratoires doivent compléter et démontrer la capacité à faire fonctionner une calibration absolue.

Dans ce chapitre, la première section 7.2 traite des paramètres de la caméra PDM, fixés au cours des différentes étapes de la mission, telles que les tests, les calibrations et les prises de données pendant le vol. Dans les sections 7.3 et 7.4, on présente les méthodes de calibration absolue et relative respectivement. Dans la section 7.5, les résultats sur la calibration absolue de la caméra EUSO-BALLOON ont fait l'objet d'une thèse [MORETTO, 2015b]. Cette méthode nécessite la mise en œuvre d'un dispositif expérimental qui ne peut pas être utilisé pendant le vol du ballon. Dans la section 7.6 se introduit les critères de qualité pour classifier les canaux selon la forme de leurs S-Curves, indicateur d'un fonctionnement plus ou moins correct et d'une efficacité plus ou moins suffisante.

Les premiers travaux qui tentent d'esquisser une méthode de calibration basée sur la mesure des S-Curves sont décrits dans la section 7.7. On l'appelle calibration analytique. Les conditions de fonctionnement du PDM pendant le vol étaient loin d'être optimales. En effet, le gain des MAPMT n'était pas nominal car, d'une part il n'a pas pu être possible de mettre les valeurs de haute tension de polarisation de la base des MAPMT à la valeur requise, et d'autre part en raison de la présence d'un bruit de nature électronique ou électromagnétique persistant lié à la présence de boucles de masse mal contrôlées.

Pour démontrer les capacités intrinsèques de la calibration relative, une seconde méthode de calibration relative est développée en laboratoire en corrigeant le bruit intempêtif des boucles de masse tout en conservant le gain des MAPMT tel qu'il était durant le vol. Cette nouvelle méthode qui doit s'accommoder des faibles gains et se propose d'être plus performante en s'appliquant à un plus grand nombre de canaux, notamment à ceux qui ont un faible gain. Cette méthode qui propose d'identifier la contribution du pic à deux photo-électrons empilés est présentée dans la section 8.2, et 8.3 du chapitre 8 inti-

tulé "Traitement des données des canaux de détection avec faible rendement ou efficacité de détection".

7.2 Paramètres de mesure en laboratoire et en vol

Les principaux paramètres à régler sur le PDM sont la tension d'alimentation des MAPMT, le seuil de sélection au niveau des ASICs et le nombre de paquets de 128 GTUs chacun, qui est le temps d'exposition total 6.4.1. Il y a des autres paramètres secondaires tels que le gain de pré-amplification qui permet une égalisation de la largeur du plateau-SC/1pe des S-Curves des canaux de la même EC-Unit.

Dans la section 6.5.4, on a expliqué que les prises de données ont été de deux types, d'une part le run pour l'acquisition d'événements standards et d'autre part pour l'acquisition des S-Curves.

Ces deux types de runs ont été mis en œuvre pour les tests, la calibration pré-vol ou post-vol, ainsi que pour la prise de données pendant le vol. Cependant il y a des différences de configuration entre ces types de run, surtout au sujet du paramètre du nombre de paquets ainsi que pour les paramètres de configuration des S-Curves reliés à la résolution selon l'axe des abscisses en pas de DAC.

Fixation de la tension d'alimentation des MAPMTs : La valeur nominale de fonctionnement des MAPMTs, est de 1100 V. Cependant, pendant des tests pré-vol, des claquages se sont produits à 3mbar. Ces derniers nous ont obligé à diminuer la valeur de la haute tension à seulement 950 V, réduisant ainsi significativement le gain des MAPMTs (voir la section 5.5). Cette valeur a été celle adoptée pour les mesures pendant le vol. Les principaux résultats sont présentés pour cette valeur de haute tension (mesures au sol).

Fixation du seuil de sélection pour l'acquisition d'événements standards : Pour tout run d'acquisition d'événements standards, le seuil de sélection a été fixé à 250 unités de DAC pour deux raisons : La première raison est que pour une tension d'alimentation à 950 V du MAPMT, le plateau-SC/1pe s'étend jusqu'à 350 DAC (valeur moyenne des point d'inflexion des SC/1pe des meilleur processus d'égalisation appliquant le réglage de DAC de pré-amplification).

La deuxième raison est que la largeur du SC-piédestal atteint les 200 DAC pour la configuration de vol (voir figure 7.1).

Étroitesse du pas de DAC dans les S-Curves : La résolution optimale pour construire une S-Curve est obtenue pour un pas d'une unité de DAC. Des S-Curves de ce type ont été prises en laboratoire dans le cadre de la calibration relative, pour laquelle, la surface complète du PDM est éclairée.

Ce type de résolution optimale avait été initialement choisie pour la calibration absolue des canaux, individuellement (un run de calibration ne prend qu'une S-Curve d'un canal à la fois, car un seul canal est éclairé directement). Pour parvenir à une calibration plus rapide, on a préféré accumuler un plus grand nombre de paquets à un seuil de DAC donné, ou bien restreindre les mesures de S-Curves sur des intervalles limités en DAC (par exemple, une région de plateau-SC/1pe de 200 à 500 DAC par pas de 5 DAC).

Dans le cas de prises de données pendant le vol, l'observation du SC-piédestal a été aussi un important indicateur de bon ou mauvais fonctionnement de l'instrument, avec un balayage du seuil de 0 à 500 DAC (SC-piédestal , plateau-SC/1pe et SC/1pe). Faire des

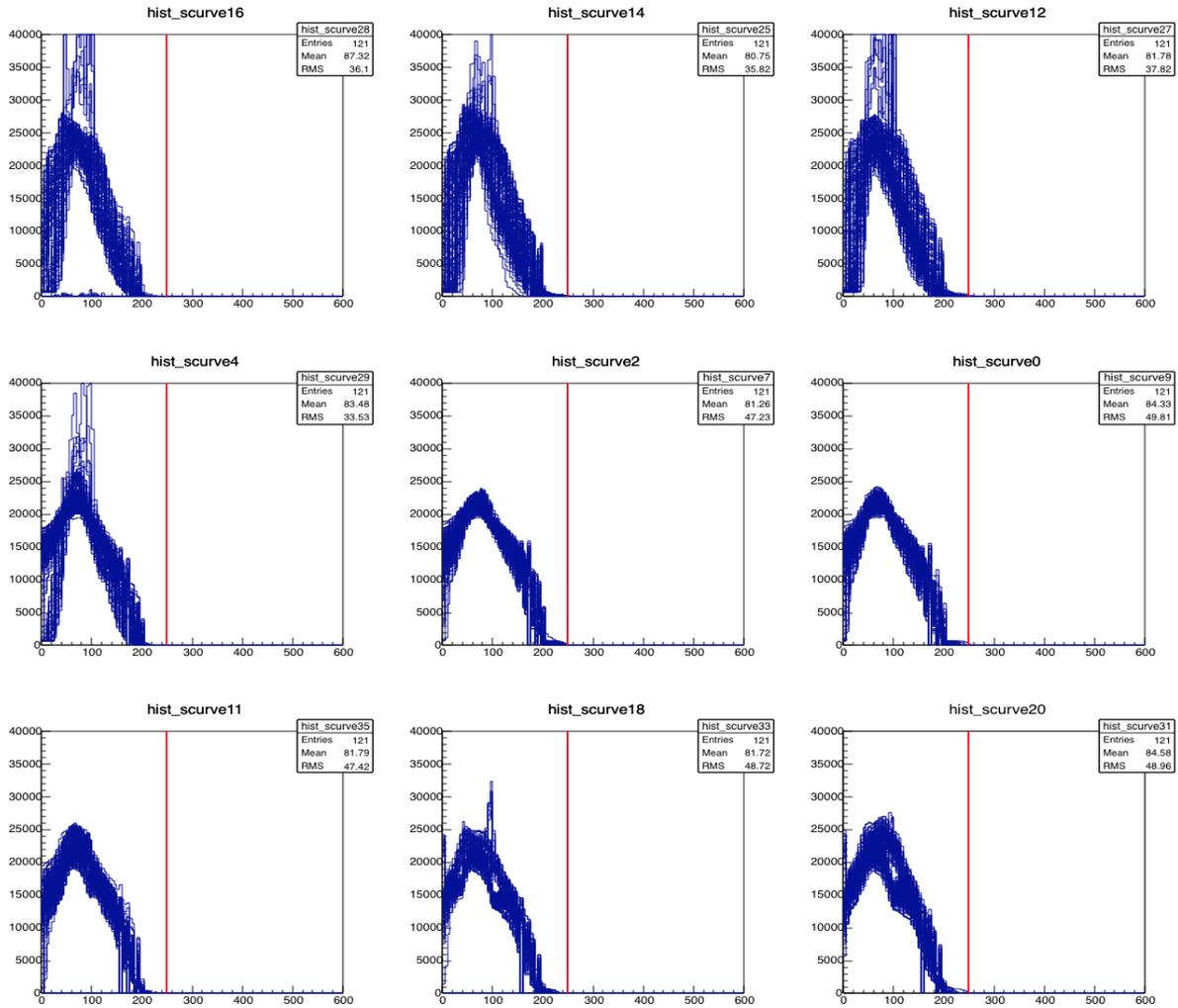


FIGURE 7.1 – SC-piédestal des canaux de chaque EC-Unit pour la configuration de vol, dans le cas d'une pre-amplification à gain de 64 DAC (pre-amplification standard). Figure extrait de [MORRETTO, 2015b].

mesures avec des pas de DAC très "fin" prend un temps d'acquisition rédhibitoire et le fichier de données atteint une taille excessive (plus de 1 GB). Le téléchargement de ce type de données à partir du hardware de l'instrument serait difficilement praticable (sauf si la calibration est l'objectif exclusif de l'instrument). Le choix a été pris de fixer le pas à 5 unités DAC. Le fichier généré a une taille de 200 MB et l'acquisition prend 5 minutes pour chaque S-Curve.

Le nombre de paquets et l'erreur relative de mesure : L'erreur relative de mesure dépend du nombre de coups n_c (ou du nombre d'impulsions comptées), c'est-à-dire de :

$$\sigma_c/n_c = 1/\sqrt{n_c}$$

Mais elle dépend du flux de photons, si par exemple on a un flux fixe et stable qui produit deux photo-électrons par GTU, alors l'erreur relative devient :

$$\sigma_c/n_c = 1/\sqrt{2 \times N_{GTU}}$$

Dans notre test, on garantit que le flux de photons est stable pour les raisons suivantes : Le nombre de coups par GTU pour des valeurs de seuils à la position du plateau pour les canaux de haute rendement (S-Curves de longue plateau) est moyenné sur trois canaux par ASIC. La stabilité du flux de lumière (après un minimum de 5 minutes d'illumination continue par la lampe UV) est garantie par la mesure du pico-ampèremètre qui affiche en temps réel la puissance de la sonde NIST, avec une variation de moins de 1% durant des périodes de 5 secondes, un intervalle de temps largement plus grand que la durée d'acquisition Δt . On peut conclure que pour un flux de 1pe/GTU l'erreur relative de mesure est :

$$\sigma_c/n_c = 1/\sqrt{N_{GTU}}$$

Chaque paquet comprend les taux de comptage des 2304 canaux pour une série de 128 GTU consécutives. Alors, le nombre total de paquets détermine la précision relative de la mesure est :

$$\frac{1}{\sqrt{N_{GTU}}} = \frac{1}{\sqrt{128 \times N_{paquet}}} \quad (7.1)$$

pour une moyenne d'un photo-électron par GTU du bruit de fond UV.

Il faut choisir le nombre de paquets N_{paquet} ou le nombre de GTU N_{GTU} par seuil de DAC en fonction de la précision relative que l'on veut atteindre sur le comptage du nombre de photo-électrons.

Autant pour la S-Curve que pour les runs d'acquisition standard, ce qui nous intéresse, c'est le nombre de GTUs par DAC.

Pour la calibration absolue et relative, le nombre de paquets par seuil $N_{paquet} = 100$, alors la résolution relative statistique ultime attendue est :

$$\frac{\sigma_c}{n_c} = \frac{1}{\sqrt{N_{GTU}}} = 0.88\%$$

soit presque les 1 % requis. Pendant le vol, le run d'acquisition standard a été de 2000 paquets pour un seul seuil de DAC fixe, alors la précision statistique attendue est :

$$\frac{\sigma_c}{n_c} = \frac{1}{\sqrt{N_{GTU}}} = 0.19\%$$

On peut dire l'erreur statistique de comptage pour un run standard est négligeable devant l'erreur de calibration absolue mentionnée ci-dessus.

Pendant le vol le run d'acquisition de S-Curves a été de 5 paquets par pas de DAC, alors la précision relative statistique est réduite à :

$$\frac{\sigma_c}{n_c} = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{GTU}}}} = 3.9\%$$

c'est-à-dire que l'on assure un suivi de la calibration en vol à mieux que 5 %.

Ces valeurs sont tout à fait acceptables dans la mesure où il est possible de garantir un flux de photo-électrons de bruit de fond de ciel d'au moins $\phi_{pe} = 1$ photo-électron par GTU, sur l'ensemble des pixels. En pratique, la grande dispersion des gains entre les différents photomultiplicateurs peut conduire à perdre un facteur 10 en gain des MAPMT.

7.3 Calibration Absolue

En principe, la calibration absolue devrait être réalisée en laboratoire avant le vol, parce que la précision requise demande une grande quantité de GTUs accumulées pour un flux de photons stabilisé à mieux que le pour-cent.

Pour une haute précision, le temps de prise de mesure de ces runs est si long, qu'une calibration très précise au pour-cent devient impraticable pendant le vol.

Les données de ces mesures, doivent permettre de choisir pour chaque canal, le **seuil de sélection** effectif du photo-électron unique en tenant compte du gain effectif du canal (fixé par la valeur des hautes tensions sur les bases des MAPMT) et de la largeur du piédestal dûe aux différentes formes de bruits électroniques (voir la section 6.5.4).

Idéalement, il serait souhaitable de placer le **seuil de sélection** V_{th} à 1/3 de la valeur moyenne du photo-électron unique. L'**efficacité de sélection** ϵ_{PC} devrait être assez élevée de 80 à 90 % (voir section 4.3.2,6.4.1).

Rappelant que l'équation 6.50 représente l'efficacité absolue, on a besoin d'un dispositif expérimental approprié qui permet de la calculer.

En raison du bruit de fond très important au cours de l'intégration du PDM à Timmins, il a été décidé d'appliquer un seuil $s_{th} = 250$ unité de DAC commun à l'ensemble des pixels.

Alors qu'il était prévu de monter les hautes-tensions à 1100 V à l'altitude nominale, de probables claquages dans le PDM à pression de 3 mbar ont conduit à fixer les hautes-tensions à seulement 950 V.

Ainsi avec les conditions de configuration de l'instrument pendant le vol, toutes les mesures de calibration effectuées après le vol ont été alignées sur les paramètres de configuration du PDM pendant le vol, soit pour tous les canaux :

$$\begin{cases} V_{\text{HV}} & = & -950 \text{ V} \\ s_{th} & = & 250 \text{ unite de DAC} \end{cases} \quad (7.2)$$

Comme le gain des MAPMT n'a pas pu être uniformisé sur toute la surface du PDM, l'efficacité absolue présente de grandes disparités. Ces disparités sont montrées sur la carte d'efficacité absolue ϵ_{abs} de la figure 7.6.

7.3.1 Description de la méthode de la calibration absolue

La procédure de calibration consiste à acquérir une **S-Curve** pour chaque **canal de détection** (6.5) avec un nombre suffisant de mesures pour chaque valeur de seuil. Les intervalles entre les valeurs de seuil doivent être les plus courts possibles afin de distinguer

clairement les différentes parties de la *S-Curve* : le SC-piédestal, le plateau *SC/1pe*, le point d'inflexion de la *SC/1pe*, etc.

Le but principal, est de déterminer le comptage au niveau du plateau du nombre de déclenchements par temps d'acquisition Δt , puisque ce dernier représente le nombre de photo-électrons détectés par pixel.

Sur des échelles de temps suffisamment courtes, on attend une intensité à peu près constante, d'une intensité d'environ un photo-électron par GTU, en prenant le flux de fond UV comme référence.

Il serait aussi possible d'avoir un nombre de photo-électrons par GTU plus élevé, parce que plus la précision serait meilleure. Le bruit de fond de ciel, s'il n'est pas trop élevé, peut être utile à l'auto-calibration (dans le régime linéaire du *Photo-Counting*). Mais ce que l'on veut c'est :

1. Le nombre le plus grand possible de photo-électrons accumulés au total, quel que soit le nombre de GTU nécessaires d'enregistrer pour avoir ce nombre,
2. Que le *Photo-Counting* fonctionne dans un régime linéaire avec un temps mort négligeable,
3. Que le comptage ne soit pas contaminé par les empilements à 2 pe ou plus.

De plus, la mesure précise du plateau de la *SC/1pe* permet de fixer la valeur optimale du dernier paramètre de configuration, le *seuil de sélection* qui doit être utilisé pour les mesures standards du taux de comptage du nombre de photo-électrons dans les pixels (ACQUISITION et TRIGGER voir dans la section 6.5.4).

Pour calibrer un pixel, la source lumineuse doit cibler le centre de la surface de chaque pixel, c'est-à-dire que la plupart des photons issus la source arrivent à la surface du pixel (voir figure 7.2). Alors, une source lumineuse qui convient est de type lambertienne (voir annexe A.5.1), avec une intensité concentrée autour de l'axe de la source. Une raison d'avoir une source lambertienne est donnée dans la section ci-après.

Évidemment ici, le collimateur a un rôle fondamental pour être sûr que l'on envoie bien sur le pixel le nombre de photons qu'on croît envoyer. Il faut donc maîtriser la géométrie du système collimateur/sphère intégrante.

7.3.2 Choix de la source de lumière lambertienne

Deux options sont possibles pour la source de lumière :

- soit l'emploi d'une source de lumière déjà calibrée.
- soit mesurer le flux de lumière d'une source non calibrée en utilisant un détecteur de référence dont la calibration est certifiée par un organisme de mesure reconnu comme le *National Institute of Standards and Technology (NIST)*, qui garantit l'étalement des mesures. Pour notre expérience le modèle est PD300-UV fabriqué par Ophir¹.

Évaluant la première option, nous trouvons les contraintes suivantes :

- La plupart de sources lumineuses calibrées disponibles commercialement ont une intensité si élevée qu'elles endommageraient les photomultiplicateurs. Alors, il faudrait atténuer cette intensité selon un coefficient calculable, jusqu'à obtenir un faible flux mesurable.

1. Dynamique 20 pW à 3 mW, résolution de l'ordre du pW avec une incertitude de $\pm 1.5\%$ dans la bande UV/visible.

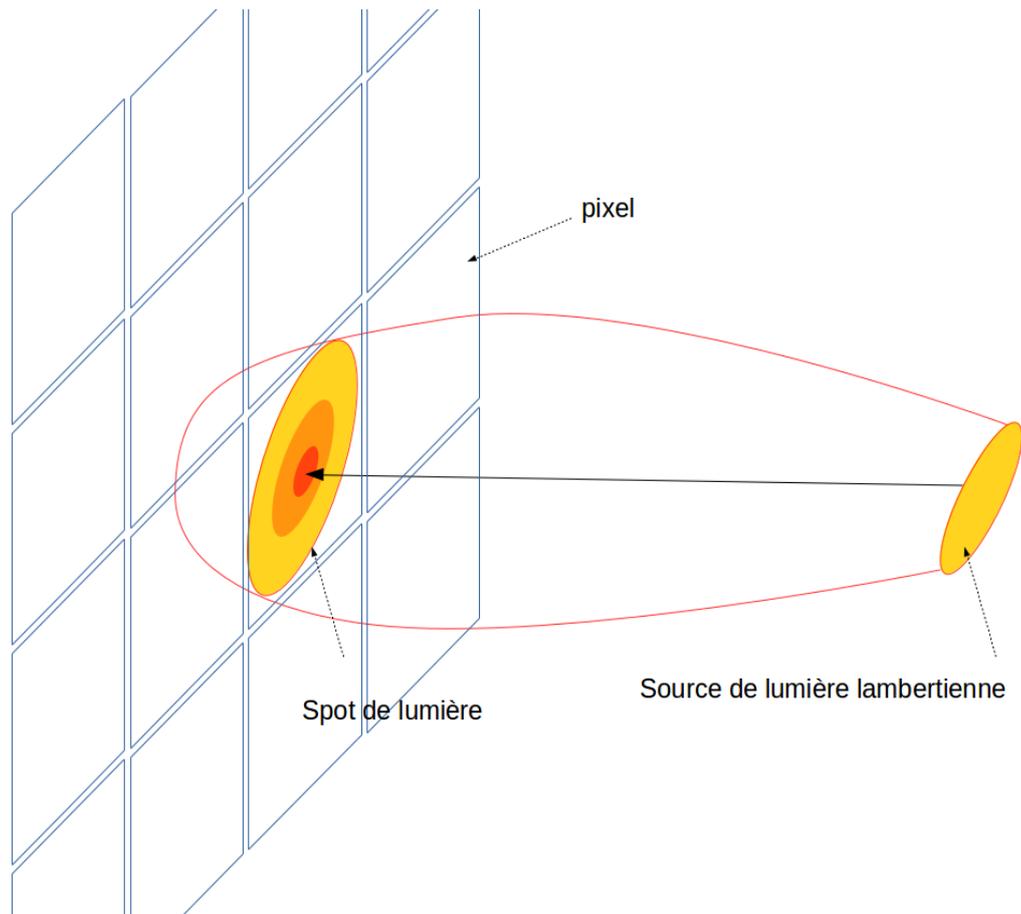


FIGURE 7.2 – Schéma d'une source lambertienne avec sa courbe d'iso-intensité (orthotrope) montrant l'enveloppe du flux qui atteint la surface d'un pixel et distribution de lumière à la surface de détection.

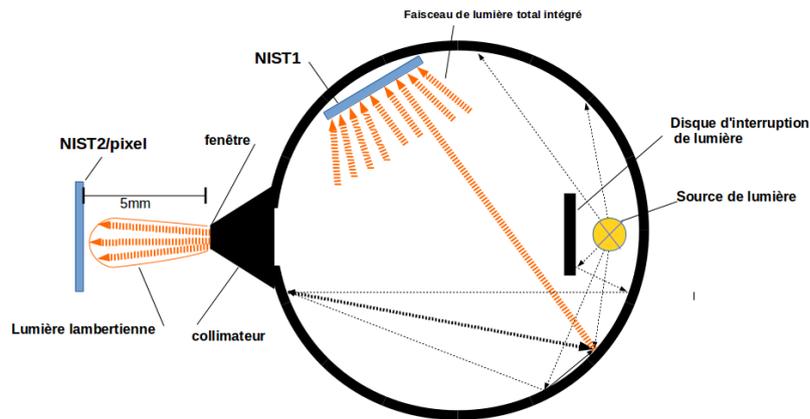


FIGURE 7.3 – La lumière issue d’une source installée dans la sphère est partiellement obstruée par un disque qui a pour but d’empêcher l’émission de rayons directs de lumière sur la surface interne de la sphère. La peinture qui couvre la surface interne de la sphère est ultra-réfléchissante (indice de réflexion > 0.95), permettant une grande quantité des réflexions secondaires. La somme des intensités des rayons secondaires (flèches oranges) est la même en tout point de la sphère qui n’est jamais éclairée directement par la source (annexe théorème de Ulbricht).

- Une deuxième condition est l’utilisation d’une source lambertienne. Naïvement on pourrait croire qu’il faut rajouter une optique convergente. Or la forme de la PSF et l’atténuation chromatique ne feraient que de rajouter des incertitudes sur l’illumination réelle du pixel.
- Une troisième contrainte avec cette option est le vieillissement des lampes de référence qui est toujours prématuré. Donc, il faudrait recalibrer la source périodiquement. Une telle ré-calibration n’est pas envisageable en orbite puisque nous avons besoin d’une méthode stable au cours du temps.

En revanche, pour la seconde option, il est relativement simple de réaliser une source lambertienne en utilisant une sphère intégrée qui uniformise la luminance totale de la source sur sa surface interne (voir image 7.3). Autrement dit, l’intensité par unité de surface est la même en tout point de la sphère. Pour notre expérience de calibration, une sphère de 10.16 cm de diamètre uniformise la luminance d’une LED type UV à 378 nm de longueur d’onde. La peinture qui recouvre l’intérieur de la sphère est un produit enregistré de Labsphere nommé Spectralon, qui à un coefficient de réflexion de ≈ 0.97 de 400 nm .

Comme on vient de le voir, la deuxième option est la moins coûteuse et la plus facile à mettre en œuvre. Dans ce cas, pour caractériser la source lambertienne il faut être en mesure de calculer la proportion de l’intensité lumineuse reçue sur la photo-diode NIST dans la sphère par rapport à l’intensité lumineuse effective qui sort de la sphère à travers un collimateur.

Mesure avec le photodiode NIST La photodiode utilisée est le modèle PD300-UV issu la marque Ophir. Sa dynamique de fonctionnement est de 20 pW à 3 mW avec une résolution de l'ordre du pW avec une erreur de $\pm 1.5\%$ dans le spectre UV et visible. Le courant délivré par la photodiode est lu par un pico-ampèremètre, modèle Laserstar Ophir. Cette pico-ampèremètre à une précision de 0.5%.

L'instrument pico-ampèremètre utilise en interne une courbe de calibration absolue de la photodiode qui lui permet d'afficher la puissance lumineuse mesurée par la NIST. En pré-indiquant la longueur d'onde dans pico-ampèremètre, celui transforme le courant en puissance lumineuse détectée en temps réel qui est finalement la mesure que nous utilisons. Il est nécessaire d'avoir un fort facteur d'atténuation ($\sim 10^4$) entre le flux sur la NIST et le flux de sortie vers le pixel, puisque les MAPMTs sont sensibles au photon unique.

Par la suite, on décrit les étapes pour déterminer le facteur d'atténuation et les calculs nécessaires pour la calibration absolue d'un pixel.

7.3.3 La mise en œuvre de la méthode de calibration absolue

Étape 1 D'abord, le diamètre du port de la sphère est considérablement plus grand que la taille d'un pixel (3.81 cm de diamètre). Donc il a fallu ajouter un collimateur de 1 mm de diamètre d'ouverture qui permet obtenir une spot de lumière de 3 mm de diamètre à une distance de 5 mm (voir figure 7.3) [BLAKSLEY, 2013].

Pour calculer la quantité de photons qui sortent du collimateur, on a besoin d'abord de déterminer le facteur de atténuation de la sphère α . Pour mesurer ce facteur, un détecteur de référence NIST₁ est placé dans la sphère à la place du collimateur (voir la figure 7.3). Le rapport entre leurs valeurs mesurées des NISTs est le facteur suivant :

$$\alpha = P_{\text{NIST}_2} / P_{\text{NIST}_1}$$

où P_{NIST_j} est la puissance de lumière mesurée par la NIST_j. Ce facteur ne dépend que des réflexions internes et de la taille de la fenêtre du collimateur².

Par la suite, la mesure de la puissance de lumière dans la NIST₁ est multipliée par le facteur α pour donner la puissance de lumière qui sort de la sphère. Et on obtient le nombre de photons n_{ph} par temps d'acquisition de ce faisceau en utilisant la relation de Planck-Einstein $E = h\nu = hc/\lambda$.

$$n_{ph} = \alpha \frac{P_{\lambda \cdot \text{NIST}_1}}{h \cdot c} \cdot \Delta t \quad (7.3)$$

où h est la constant de Planck, c est la vitesse de la lumière et λ la longueur d'onde d'émission de la LED. Le temps d'acquisition est $\Delta t = N_{\text{GTU}} \cdot \delta t_{\text{GTU}}$ où $\delta t_{\text{GTU}} = 2.5\mu\text{s}$.

2. L'intégration de l'énergie irradiée par une source dans la sphère est la contribution vis-à-vis des réflexions de chaque unité de surface interne de la sphère. Dans le cas d'une ouverture ou port, il faut qu'il ait une taille maximale pour éviter une diminution trop forte du flux de lumière. La fraction de surface des ouvertures ne doit pas dépasser 5% de la surface totale interne de la sphère. Un deuxième point important à considérer est que les échanges de radiance ne peuvent se produire qu'avec une surface externe éclairée par la lumière de la sphère. La lumière qui sort par le port perd ses caractéristiques lambertiennes lorsque qu'une surface telle qu'un pixel devient trop proche en distance du port. Donc une distance optimale est calculable utilisant comme paramètres la taille des ports et la surface éclairée (équation eq.5.16 [MORETTO, 2015b]).

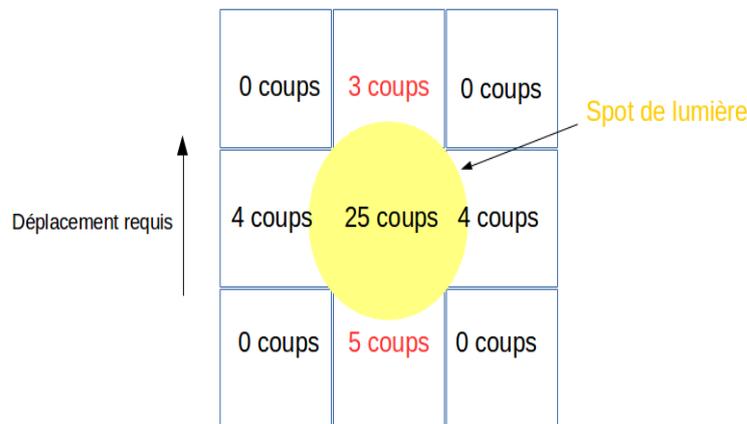


FIGURE 7.4 – Exemple de centrage du spot sur un pixel. Dans cet exemple, le spot doit être déplacé légèrement vers le haut pour obtenir un nombre de coups similaire entre le pixel adjacent supérieur et le pixel adjacent inférieur. On suppose que les pixels adjacents voisins ont la même efficacité et donc que le taux de comptage qu'ils mesurent sont les mêmes. En pratique quand les pixels n'ont pas la même efficacité, on essaye surtout d'avoir un taux de comptage nul dans les pixels disposés en diagonale.

Étape 2 Après l'étape 1, on remplace la NIST₂ par le pixel à étudier à 5 mm du collimateur. Il faut acquérir des runs de *S-Curves* selon les paramètres expliqués en 7.2. Le nombre de coups calculé correspond à la hauteur du *plateau-SC/1pe*, soit le nombre de coups n_c mesuré par l'ASIC au seuil de DAC choisi.

Étape 3 : Calcul de l'efficacité absolue Finalement on obtient les valeurs des termes de l'équation 6.50 :

$$\epsilon_{abs} = \frac{n_c}{n_{ph}}$$

Pour estimer l'incertitude de cette méthode, on considère les erreurs statistiques et systématiques.

L'erreur statistique relative $\Delta\epsilon_{abs}/\epsilon_{abs}$ est donnée par l'erreur sur le comptage Poissonien en $\approx 1/\sqrt{n_c}$. Comme le flux de lumière est réglé à un photo-électron par GTU, on peut dire que cette erreur statistique relative est de $1/\sqrt{N_{GTU}}$. Et pour maintenir cette erreur en dessous de 1 %, on a fait de mesures avec $N_{GTU} > 10^4$.

La raison de régler le flux pour avoir $1pe/GTU$ est de minimiser l'erreur induite par l'empilement de deux ou plus photo-électrons.

Les erreurs systématiques sont l'incertitude de mesure de la NIST₁ (1.5 %), et l'erreur du facteur d'atténuation α . La largeur de la distribution de α donne une erreur relative de 0.2 %.

Tous ces erreurs additionnées quadratiquement donnent une incertitude pour cette méthode de calibration de seulement 2.5 %.

7.3.4 Remarques et commentaires

Remarque 1 Pour centrer le spot de lumière dans un pixel, il a fallu implémenter un mécanisme de déplacement pas à pas de la source, commandé par ordinateur, dont dé-

veloppement est exposé dans [BLAKSLEY, 2013]. La méthode de centrage est détaillée au chapitre 8 de [MORETTO, 2015b]. En fait, la méthode repose sur l'hypothèse que le spot de lumière est distribué sur le pixel central et les pixels voisins. Comme la surface illuminée est proportionnelle au nombre de coups mesurés, alors le but est obtenir un nombre de coups similaire dans les pixels adjacents latéraux et aucun coup dans les pixels en diagonale (voir image 7.4).

Bien-sur le centrage du faisceau sur un pixel dépend de l'efficacité des pixels voisins qui pourraient bien mesurer ou non ces pe ; raison pour laquelle l'automatisation de cette méthode est limitée. Pourtant les considérations pertinentes sur la validation du centrage restent du ressort du jugement de l'expérimentateur. Alors :

$$N_{ph-total} = N_{ph-pix-cent} + N_{ph-pix-vois}$$

Remarque 2 En outre, malgré la proximité du collimateur au pixel, il y a une dispersion des photo-électrons à l'intérieur du MAPMT vers les pixels voisins avec une fuite estimée à 4 % [MORETTO, 2015b]. Les corrections de n_c tiennent en compte aussi bien de fuites de photo-électrons que d'empilement. Ce dernier atteint la valeur d'environ 1 % (voir sous-section 8.2.3).

Remarque 3 Bien que la calibration absolue soit la meilleure option de calibration, la nécessité de centrer le spot de lumière dans le pixel de 3 mm×3 mm prend environ 4 minutes.

La mesure d'une S-Curve comprend 400 pas de DAC, espacés de 1 DAC, entre 200-600 seuils de DAC. En plus, chaque point de la courbe est la moyenne d'une distribution de 10^6 mesures ou GTUs. Toutes ces étapes prennent environ 20 minutes par pixel.

Pour l'ensemble des pixels du PDM, cette méthode prendrait 768 heures ou 32 jours. Ce temps de calibration est impraticable. En conséquence, il a fallu une méthode plus rapide qui est présentée en section 7.4.

7.4 Calibration Absolue-Relative

7.4.1 Description de la méthode calibration relative

La procédure de calibration absolue est lente. Cependant, il y a une méthode alternative qui permet trouver les efficacités de la majorité des canaux d'une façon plus rapide [MORETTO, 2015b]. Cette méthode est nommée dans ce document "calibration absolue-relative", parce qu'elle utilise des efficacités absolues de certains des pixels dits de référence pour estimer relativement les efficacités absolues des autres pixels du même MAPMT.

Ces pixels de référence dont l'efficacité absolue est connue, sont sélectionnés parmi ceux qui ont les S-Curves avec le plateau bien défini et étendu ; car cette caractéristique indique un fonctionnement proche des conditions optimales. On évite de choisir les pixels des bords du MAPMT, car l'effet de fuite doit être symétrique autour du pixel central.

C'est la seule méthode possible pour les pixels dont le gain n'est pas trop faible.

En pratique, le PDM est calibré EC-Unit par EC-Unit.

Pour ce faire, la surface du MAPMT en cours de calibration absolue, est illuminée de façon que le flux de photons sur chaque pixel soit, autant que possible, du même ordre de grandeur que pour la calibration absolue des pixels de référence, soit $1pe/GTU$ pour avoir moins de 1% d'empilement. Il faut donc disposer d'une source lambertienne qui n'est pas aussi collimée que pour la calibration absolue des pixels de référence.

Pour le calcul des efficacités des pixels ordinaires, on a pris la moyenne des efficacités absolues $\bar{\epsilon}_{ref}$ entre les pixels ou canaux de référence pour chaque MAPMT.

Les indices sont notés j pour chaque MAPMT et i pour les pixels de ce MAPMT.

$$\bar{\epsilon}_{ref}^j = \frac{\sum_i^{N_j} \epsilon_{abs,i}^j}{N_j} \quad (7.4)$$

où N_j est le nombre de pixels de référence du MAPMT j . Le nombre de coups enregistrés par un pixel ordinaire i du MAPMT j est noté $n_{c,i}^j$. Le nombre de coups enregistrés par un pixel de référence du MAPMT j est $n_{c,ref}^j$.

Selon la règle de proportion entre le nombre moyen de coups des photons détectés sur les canaux de référence du MAPMT j $\bar{n}_{c,ref}^j$ et $\bar{n}_{c,ref}^j$ le nombre de coups comptés pour chaque canal ordinaire du même MAPMT :

$$\bar{n}_{c,ref}^j = \frac{\sum_i^{N_j} n_{c,ref,i}^j}{N_j} \quad (7.5)$$

On peut déterminer les efficacités des ces derniers comme suit :

$$\epsilon_i^j = \frac{n_{c,i}^j}{\bar{n}_{c,ref}^j} \cdot \bar{\epsilon}_{ref}^j \quad (7.6)$$

Calcul de l'incertitude de cette méthode de la calibration absolue-relative Pour la calibration relative, il a été pris aussi un nombre total de GTU $\approx 10^4$ GTUs, du même ordre de grandeur que pour la calibration absolue des canaux de référence. Alors l'erreur statistique relative de comptage demeure dans le cas de cette mesure :

$$\left(\frac{\delta n_{c,i}^j}{n_{c,i}^j} \right)_{stat.} \approx 0.88\%$$

Pour le cas des canaux de référence, l'erreur de comptage est celle de la moyenne pour N canaux de référence pour notre cas $N = 3$:

$$\left(\frac{\delta n_{c,ref}^j}{\bar{n}_{c,ref}^j} \right)_{stat.} \approx \frac{0.88}{\sqrt{3}} = 0.51\% \quad (7.7)$$

Cette calcule doit être une somme pondéré par les erreurs statistique de mesure $1/\sigma_i^2$, cependant comme on a choisi de canaux t_{q1} du même ASIC leurs erreurs statistiques son similaires entre eux, raison pour laquelle le calcule est valable.

L'incertitude statistique diminue si on utilise plusieurs pixels de référence. On a décidé de prendre trois pixel de référence pour garder la propagation d'erreur $< 1\%$ et avec la moyenne $\bar{\epsilon}_{ref}$.

Les erreurs systématiques est formé par l'erreur du pixel de référence choisi qui est de :

$$\left(\frac{\delta \epsilon_{ref}}{\epsilon_{ref}} \right)_{syst.} = 2.5\% \quad (7.8)$$

(voir sous section 7.3.3).

Une deuxième contribution aux erreurs systématiques est l'erreur sur la valeur exacte du seuil du déclenchement $\left(\frac{\delta n_{c,i}^j}{n_{c,i}^j}\right)_{\text{sys}t.DAC}^2$ au niveau de l'ASIC ([AHMAD, 2012]). Ces erreurs systématiques liées au seuil de déclenchement proviennent de :

- La zone de transition pour que la probabilité de déclenchement passe de 0 à 100 % est réalisée sur 4 unités DAC. Alors, cet intervalle donne une incertitude du seuil de ± 2 unités de DAC.
- La dispersion des valeurs du **seuil de sélection** sur les 64 voies de l'ASIC est égale à 2.5 DAC d'écart standard pour une valeur de charge donnée.

Considérant ces deux erreurs l'erreur de seuil de déclenchement est ± 3 DAC. Comme on travail a un seuil fixe de 250DAC $\left(\frac{\delta n_{c,i}^j}{n_{c,i}^j}\right)_{\text{sys}t.DAC} = 1.2\%$

Finalement, l'incertitude de la mesure de l'efficacité relative est calculée par la somme en quadrature des erreurs relatives d'avant. L'incertitude relative totale est donc de :

$$\left(\frac{\delta \epsilon_i}{\epsilon_i}\right)^2 = \left(\frac{\delta n_{c,i}^j}{n_{c,i}^j}\right)_{\text{stat.}}^2 + \left(\frac{\delta n_{c,ref}}{n_{c,ref}}\right)_{\text{stat.}}^2 + \left(\frac{\delta \epsilon_{ref}}{\epsilon_{ref}}\right)_{\text{sys}t.}^2 + \left(\frac{\delta n_{c,i}^j}{n_{c,i}^j}\right)_{\text{sys}t.DAC}^2 \quad (7.9)$$

Où $\delta \epsilon_i / \epsilon_i < 3\%$.

7.4.2 Mise en œuvre expérimentale de la calibration absolue-relative

Cette calibration absolue-relative doit être effectuée indépendamment sur chacune des 9 EC-Units du PDM. Le spot de lumière doit être élargi pour englober toute la phot cathode d'un MAPMT. Pour cela, on enlève le collimateur et on place la sphère à 40 cm de la surface focale du PDM de façon que l'axe d'illumination coïncide avec l'axe de l'EC-Unit à l'étude (voir image 7.5).

7.4.3 Acquisition des données de calibration et format des données

Les runs de calibration sont initiés par le système d'acquisition de EUSO-BALLOON dont le cœur du contrôle est le CPU. Le lancement d'une séquence d'acquisition requiert que les paramètres suivants soient définis :

- Le support de définition du seuil $[s_{th-min}, s_{th-max}]$,
- L'écart entre deux valeurs de seuils Δs_{th} ,
- Le nombre de paquets ou événements N_{pac} par valeur de seuil.

Les événements, qu'ils soient enregistrés en mode standard de comptage ou en mode **S-Curve** de calibration, sont enregistrés par run dans des fichiers binaires, par le système d'acquisition de EUSO-Balloon.

La structure de ces événements est l'ensemble des 2304 coups pour chacun des pixels, pour l'ensemble des GTUs du run. La collaboration a fourni un programme de conversion du binaire en fichier ROOT. Il n'existe pas de programme spécifique standard pour l'analyse.

Nous avons dû développer nous-même notre propre programme de calibration, au fur-et-à-mesure que nous définissions une méthode de calibration.

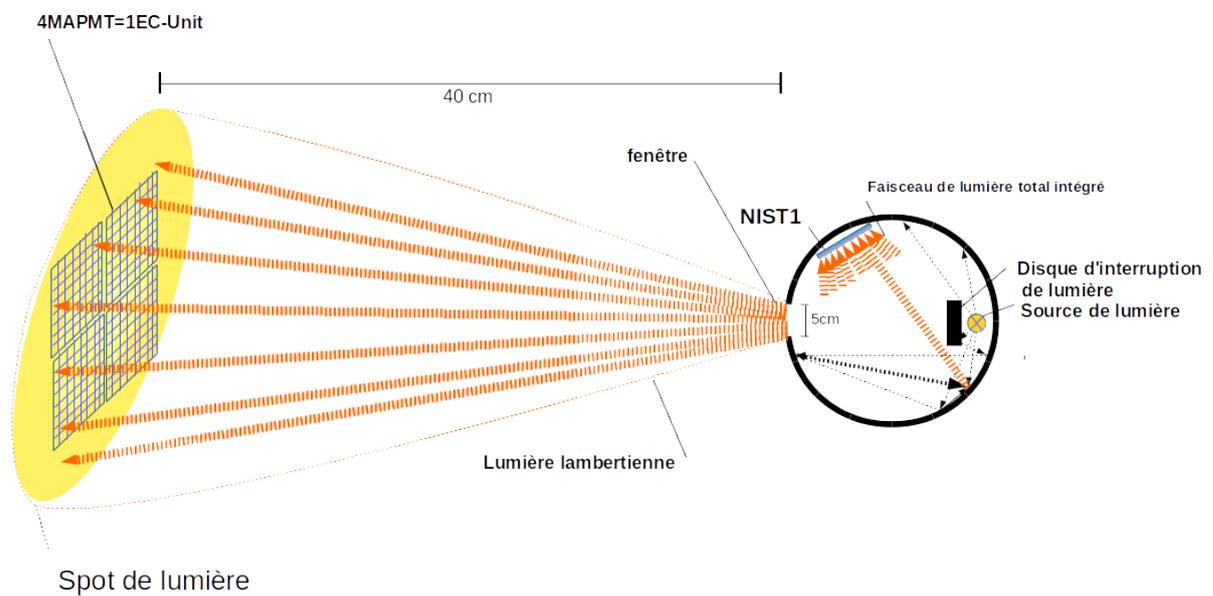


FIGURE 7.5 – Schéma de la calibration absolue-relative. La sphère intégrée est placée à 40 cm du PDM. La fenêtre ou port de la sphère intégrée ne porte pas de collimateur. L'ouverture est de 5 cm de diamètre. On centre le spot de lumière avec le centre d'une EC-Unit qui est formée de 4 MAPMTs. L'intensité de lumière détectée par chaque pixel est en proportion du flux émis par la source de Lambert dans la direction du pixel.

Remarques et Discussions

Remarque 1 : Pour la calibration absolue, qui est une mesure pixel par pixel, on avait pris des *S-Curves* de $N_{pac} = 10$ paquets par pas de DAC. Cela donne un total de 1280 GTUs qui donnent une erreur statistique de mesure de 2.8% par point de la *S-Curve*. Comme on a pris la convention de faire les mesures de vol à *seuil de sélection* fixe $s_{th} = 250$ DAC, on a fait une mesure standard de 100 paquets qui donne une erreur statistique de la mesure à 0.88%. Les *S-Curve* ont été faites initialement pour surveiller que la valeur *seuil de sélection* de 250 DAC est bien un point du *plateau-SC/1pe*.

Remarque 2 : Une prise de mesure pour *S-Curve* à 100 paquets a été changé par quatre mesures de 25 paquets chacun. La raison pour prendre 100 paquets par morceau était la taille excessive du fichier pour une mesure avec un pas de 1 DAC entre 0-500 DAC (>1GB).

On obtient, quand même, des *S-Curve* avec la meilleure résolution DAC disponible et avec une incertitude de $< 1\%$ par pas de DAC. Mais pour faire la comparaison entre les pixels ordinaires avec les pixels de référence, le programme sélectionne que les valeurs de *seuil de sélection* de 250 unités DAC.

On insiste sur ce point car existe une confusion de langage quand on parle de calibration absolue. Lorsque l'on se réfère à une calibration absolue dans ce document, on parle d'un comptage pour une valeur de DAC fixe. Cette valeur à DAC fixe est fondamentale. La calibration absolue et relative ne tiennent pas compte de la forme de la *S-Curve*, donc de la qualité du pixel, c'est-à-dire de son gain multiplicatif des dynodes. Cette calibration n'est valable que pour une tension HV et un seuil de DAC fixés. Or l'un des objectifs de cette électronique est d'être capable de faire varier les seuils de DAC pour uniformiser les taux de trigger L1 par pixel. C'est pour cela qu'il est si important d'étudier la forme de la *S-Curve*, de l'avoir théoriquement comprise et d'être capable d'assurer son suivi dans le temps.

Remarque 3 : En général, les pixels ordinaires ont un gain médiocre. Il arrive souvent que seuil du discriminateur soit positionné dans la partie décroissante de la *S-Curve* du *SC/1pe*. Comme l'on avait vu dans l'équation 6.54, la partie de l'efficacité qui dépend de s_{th} pourrait être définie en analysant la *S-Curve* complète. Alors on pourrait décomposer l'efficacité absolue en un facteur constant ϵ_q multiplié par un facteur ϵ_{PA-FSU} (MAPMT et électronique respectivement) qui dépend de s_{th} . Et l'objet de la calibration que nous proposons est d'exploiter au maximum la connaissance de cette forme de la *S-Curve* pour calibrer le détecteur par l'ajustement des *S-Curve* avec modèles mathématiques appropriés.

7.5 Résultat de la calibration absolue

La figure 7.6 montre la carte de l'efficacité absolue des pixels du PDM de vol, mesurée en laboratoire après le vol³.

Ces résultats ont été obtenus après l'application des méthodes de calibration absolue et calibration absolue-relative présentées ci-dessus.

3. Les résultats qui sont présentés dans cette section sont extraits des analyses de calibration absolue et relative du PDM d'EUSO-Balloon post-vol présentés dans la thèse de Camille Moretto (Chapitre 8 de [MORETTO, 2015b]) et dont l'acquisition des données a été réalisée par Simon Bacholle et l'auteur de cette thèse, au laboratoire de photo-détection de l'APC.

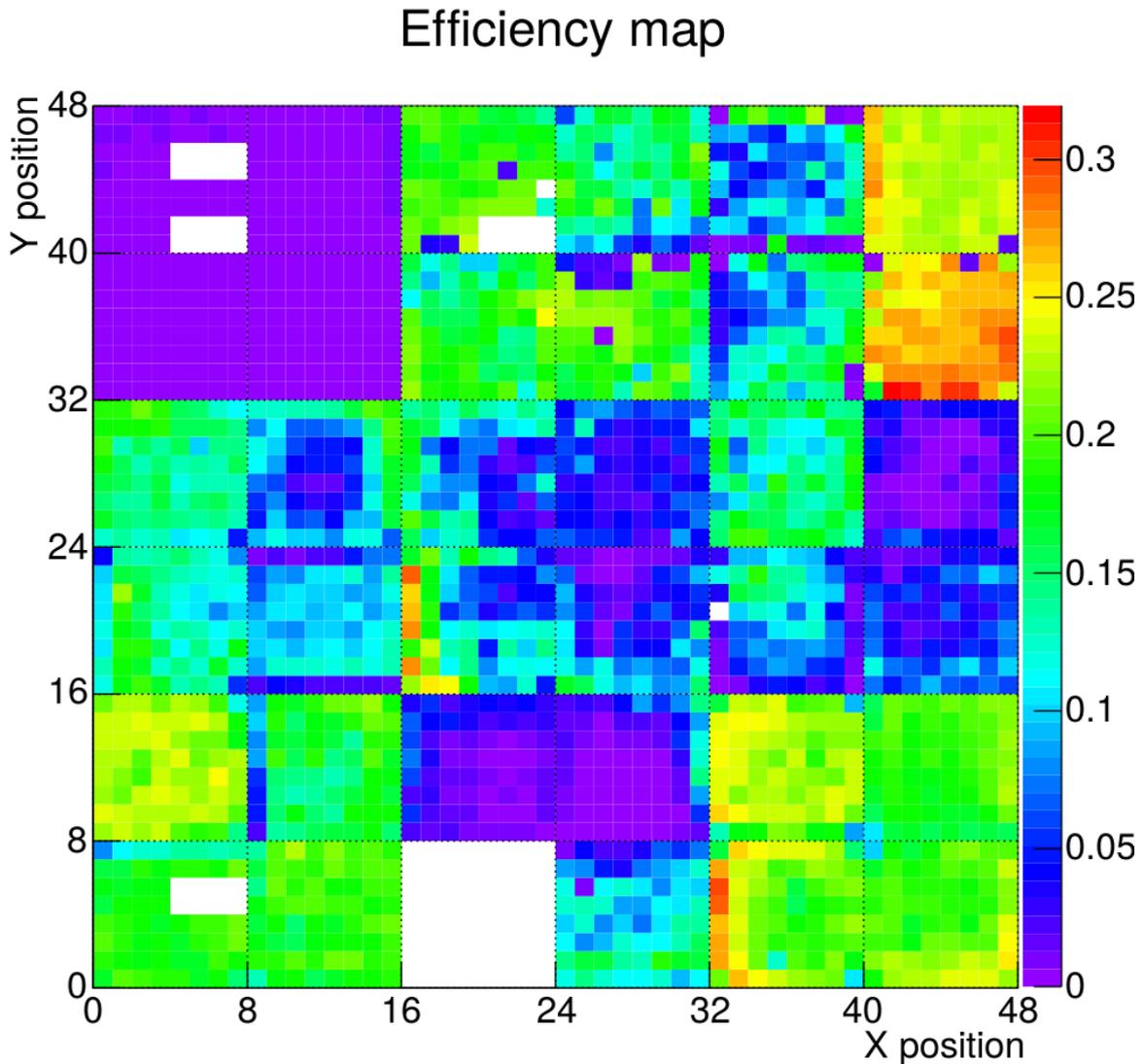


FIGURE 7.6 – Carte des efficacités absolues des pixels du PDM pour la configuration électronique de vol. Cette carte a été établie par des mesures spécifiques de calibration absolue et calibration absolue-relative en laboratoire après le vol. Figure extrait de [MORETTO, 2015a].

Les mesures ont été faites EC-Unit par EC-Unit. Les pixels de référence sont au nombre de 2 ou 3 par MAPMT. La tension d'alimentation des MAPMTs a été de 950 V et le [seuil de sélection](#) fixé à 250 DAC. Cette carte montre clairement de très fortes non-uniformités en efficacité. La précision relative de la calibration est inférieure à 5%. Seulement le 30% de pixels sont au-delà de 10 % d'efficacité. Pour ces 30 % de pixels considérés comme utilisables pour la physique, l'efficacité absolue est en moyenne de 18.93% avec un écart-type de 3.2%. Les efficacités obtenues sur 30 % des meilleurs pixels sont inférieures à l'efficacité quantique estimée par le constructeur entre 30 à 35 %. Probablement cette perte d'efficacité peut être attribuée au gain insuffisant des MAPMTs en raison de la limitation de la valeur des Hautes Tensions.

7.6 Définitions des critères de qualité

Cette section est le complément de la section 6.5.6. Son but est d'utiliser les formes des [S-Curves](#) comme des indicateurs de qualité des canaux de détection.

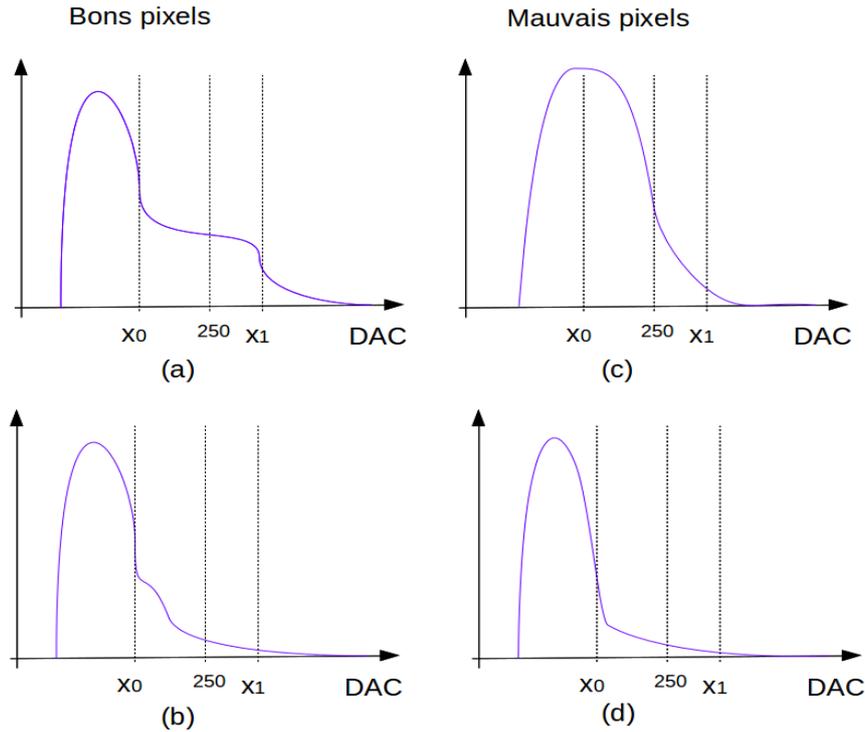


FIGURE 7.7 – a) Représentation d’une S-Curve pour un canal de bonne efficacité, avec un plateau qui permet placer facilement le seuil de sélection à 250 DAC pour une mesure standard. b) S-Curve pour un canal de gain faible où la valeur de seuil de sélection à 250 DAC est dans la queue de la $SC/1pe$; mais la région $SC/1pe$ reste visible. c) Cas d’une S-Curve complètement dominée par le *scipiedestal*. d) Cas d’une S-Curve de très faible gain où la $SC/1pe$ à complètement disparue.

Le nombre de coups dans le plateau de la S-Curve indique le nombre total de photo-électrons par GTU par pixel (détail en section 6.5), raison pour laquelle le seuil de sélection doit être positionné dans cette zone.

La diversité des efficacités absolues se traduit par une grande variété des apparences du plateau- $SC/1pe$ et de la $SC/1pe$ (voir les noms définis pour les différentes régions de la S-Curve dans la section 6.5).

On distingue quatre classes étiquetées $t_{q1}, t_{q2}, t_{q3}, t_{q4}$ (pour type qualité 1 à type qualité 4).

Le schéma de la figure 7.7 illustre le principe de la classification des canaux selon la présence d’un plateau à gauche du point d’inflexion de la S-Curve, correspondant à la position en DAC de la valeur la plus probable de la distribution du pic à un photo-électron (en unité de DAC). La figure 7.7.(a) illustre le cas d’une S-Curve correcte, la figure 7.7.(b) montre le cas d’une S-Curve d’un canal de faible gain mais dont le point d’inflexion est encore visible, la figure 7.7.(c) illustre une S-Curve où le $SC - pedestal$ s’étend au-delà le seuil de sélection, couvrant la contribution d’un pe . La figure 7.7.(d) est une S-Curve pour un pixel de très faible gain dont point inflexion du $SC/1pe$ n’est pas visible.

Critère de qualité de type 1 (t_{q1}) : Dans les S-Curves de type t_{q1} , le bruit de fond est nettement séparé du pic à un photo-électron. Les S-Curves présentent un large plateau qui se termine à droite sur un point d’inflexion. Il n’y a pas de forte contrainte pour placer le seuil de sélection sur le plateau sans grande modification de l’efficacité de sélection.

Critère de qualité de type 2 (t_{q2}) : Dans les *S-Curves* de type t_{q1} , le bruit de fond est nettement moins bien séparé du pic à un photo-électron. Le plateau est très étroit ou le *plateau-SC/1pe* n'est pas visible. Pourtant, nous pouvons voir une grande partie de la *SC/1pe*. Surtout, la position du point d'inflexion est discernable.

La marge de manœuvre pour positionner le *seuil de sélection* est très réduite. L'absence de plateau est due principalement à deux raisons : la première, le gain du MAPMT est faible. La deuxième, le bruit électronique engendre des *SC – piédestal* si larges qu'ils couvrent une grande partie des *S-Curves* correspondant à 1pe.

Critère de qualité de type 3 (t_{q3}) : Quand le bruit englobe la position du maximum du pic à un photo-électron, le point d'inflexion n'est plus discernable. La calibration relative avec la méthode du photo-électron unique n'est pas possible. Mais il présente une queue de distribution à droite que nous interprétons comme la contribution de la *SC/2pe*. Pour cette raison, la méthode de calibration avec le pic à deux photo-électrons a été développée.

Critère de qualité de type 4 (t_{q4}) : Ces pixels ne fonctionnent pas ou bien leur *SC – piédestal* est excessivement large. Aucune mesure ni calibration n'est possible. Ce type de pixel doit être rejeté de toute analyse.

La figure 7.8 donne des exemples de *S-Curves* correspondant aux quatre étiquettes de qualité.

On trouve certains canaux avec des défauts encore plus particuliers. Dans la figure 7.9, on montre les *S-Curves* d'un canal bruité exposé à un flux croissant de lumière de 0 pe, 1 pe, 2 pe, 4 pe et 8 pe/GTU.

On peut observer que le plateau à 1 *coup/GTU* qui arrive à un *seuil de sélection* de 360 DAC malgré l'absence de lumière. Quand le flux de photons augmente jusqu'à 8 *coup/GTU*, on arrive à voir la *SC/1pe* qui émerge du piédestal. Alors le plateau avec un coup par GTU est le start bit de l'ASIC qui n'a pas été masqué pour le signal logique "val-event"⁴.

Ce plateau à la valeur 1 apparaît pour certains canaux bruités où le signal logique val-event de l'ASIC est défectueux.

4. Le val-event est une commande au niveaux des ASICs qui règle le temps d'exposition de comptage par fenêtre GTU. C'est à dire un GTU de 2.5 μ s reste constante mais le temps de mesure peut être réduit à valeurs inférieures à 2.5 μ s. Aussi on peut faire l'analogie avec un rideau où la fenêtre reste de la même taille mais l'exposition à la lumière est réglable. On peut aussi dire que le val-event permet un contrôle d'une part du temps mort du système de comptage.

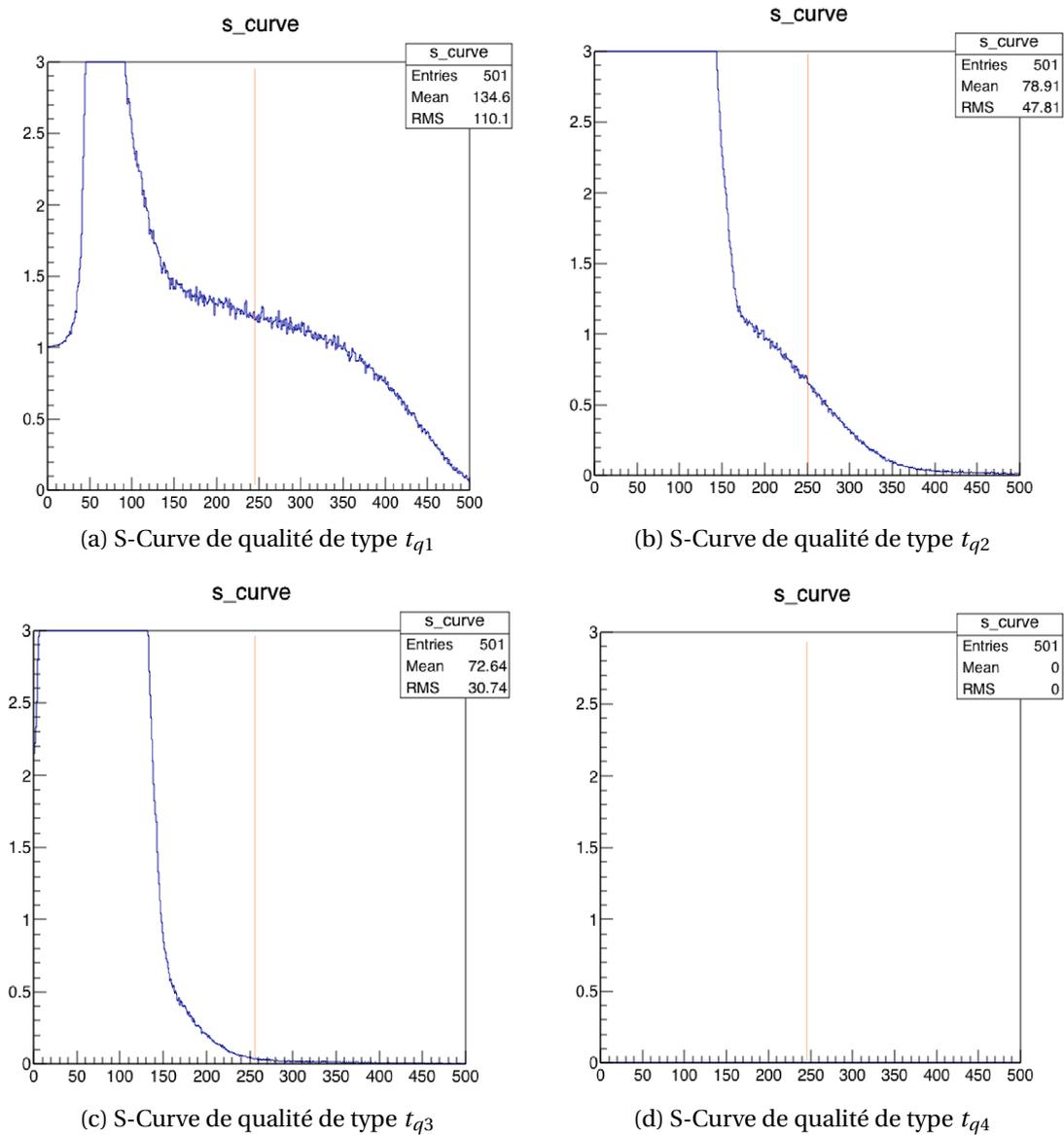


FIGURE 7.8 – Exemple de S-Curves des différents types de qualité des S-Curves. La ligne rouge est le seuil de sélection $s_{th} = 250$ DAC.

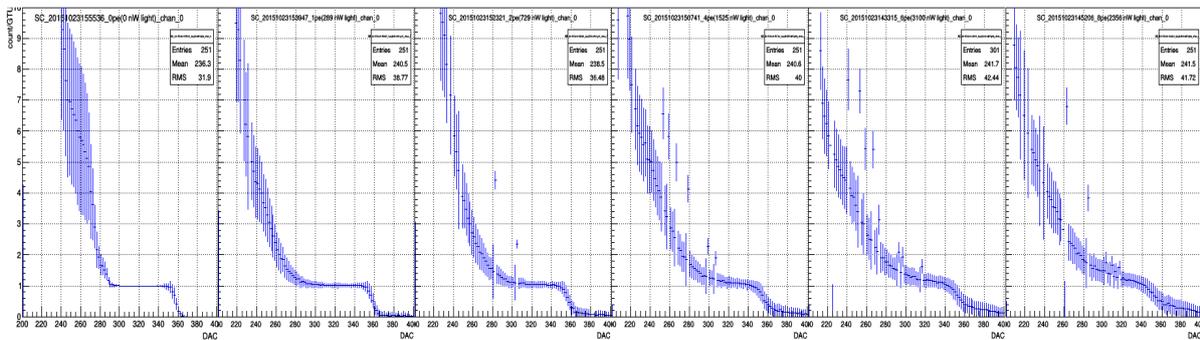


FIGURE 7.9 – S-Curves du canal 0 à un flux croissant de lumière de 0,1,2,4,6 et 8pe/GTU de la figure de gauche à la figure de droite.

7.7 Procédures de calibration utilisant les S-Curves ou Calibration Analytique

Dans cette section, on veut démontrer que la connaissance a-priori de la forme de la distribution du spectre à un photo-électron permet de calibrer de façon relative les canaux par rapport à la calibration absolue réalisée en laboratoire.

Cette connaissance a priori de la forme de la distribution du spectre à un photo-électron revient à trouver des formes analytiques de la S-Curve mesurée dépendant d'un nombre restreint de paramètres libres à estimer pour chaque canal.

Le suivi de la calibration relative revient à étudier la variation temporelle de ces paramètres estimés par une procédure de calibration au cours de runs d'acquisition de S-Curves.

En présence d'un fort bruit électronique, les piédestaux ont une distribution large qui peut en partie noyer la contribution d'un photo-électron dans une S-Curve. Notre argument est qu'il est possible de reconstituer la partie de la S-Curve non mesurable.

Ainsi, il serait possible d'utiliser pour la physique bien plus grande qu'une fraction de 30 % des canaux dont les méthodes de calibration ont pu mesurer l'efficacité absolue.

On veut définir les paramètres adéquats qui permettent de convertir tout nombre compté dans l'ASIC en nombre de photons incidents.

On veut séparer les deux termes de l'efficacité absolue ϵ_{abs} , d'une part la partie constante $\epsilon_q \times \epsilon_{PA-FSU}$ et d'autre part la partie variable $\epsilon_{PC}(s_{th})$.

Les deux parties pourraient être obtenues par la calibration absolue réalisée une fois pour toute par la mesure de photo-détection contrôlée par une source de référence ou détecteur de référence.

La partie variable pourrait aussi être mesurée en vol. Elle permettrait de faire un suivi régulier des variations de l'électronique.

Pour trouver ces paramètres, il faut relier les paramètres du modèle de la chaîne de détection à la mesure expérimentale de la S-Curve.

Avant, le vol, le système d'acquisition de données n'était pas suffisamment développé pour enregistrer une quantité de données suffisante qui permette de développer une méthode de calibration.

Les premières données disponibles ont été celles enregistrées pendant le vol. Comme nous allons le voir, la qualité de ces données est médiocre. Pourtant, c'est sur ces premières données qu'a été développée la première méthode de calibration dite analytique.

7.7.1 Contexte de la prise des données et la qualité des données

Durant le vol, un ensemble de 258592 paquets ont été enregistrés, correspondant à 33 millions de GTU, soit un temps d'exposition effectif de 1 minute et 16 secondes. Sur cet ensemble de données, la fraction de GTU correspondant à des runs de S-Curve représente à peine 1.7 %, soit juste 1.3 secondes et donc seulement 566400 GTUs.

Il est clair que le suivi de la calibration en vol n'a pas été un objectif prioritaire de la mission EUSO-BALLOON. Rappelons que les objectifs prioritaires de la mission étaient 1) la détection de traces laser, 2) la mesure du flux d'airglow (bruit de fond UV), 3) la détection de gerbes de basse énergie (pratiquement impossible sans algorithme de trigger implanté dans le FPGA de la carte PDM-Board).

Si le premier sujet sur la reconstruction géométrique des traces laser dans le plan focal avec la mesure du temps d'arrivée du signal ne nécessite pas absolument une parfaite

calibration de la caméra, la mesure du flux d'airglow requiert elle au moins une calibration absolue.

Bien que la calibration, soit au second plan, les données du vol EUSO-BALLOON ont été les premières disponibles pour commencer à développer une méthode de calibration du PDM basée sur l'exploitation du spectre un photo-électron. Cette méthode avait pour objectif de se baser sur la connaissance a priori de la physique de la photo-détection décrite dans le 6 pour définir et extraire les paramètres les plus pertinents.

J'ai participé à l'élaboration d'une première méthode appliquée exclusivement aux données de vol qui a abouti à une première proposition est présentée dans cette section.

Cependant cette première méthode n'était pas suffisamment performante pour les pixels à bas gain et avec un grand bruit de fond qui représentent une fraction de 72% de la caméra.

À partir de cette première analyse, j'ai développé une méthode de calibration basée sur l'empilement de deux photo-électrons présenté dans le chapitre 8.

7.7.2 Analyse des données pour une calibration durant le vol

Les "runs" de calibration pendant le vol

Pendant l'envol du ballon, et le vol stratosphérique, dix runs de S-Curve de 505 paquets chacun, donc 64640 GTU (soient 101 pas de seuil de DAC avec 5 paquets par seuil de DAC) ont été pris. Parmi, ces runs, les quatre premiers ont été pris pendant l'ascension du ballon. Les trois premiers sont des runs de piédestaux car la haute tension sur les MAPMT était coupée. Pour le quatrième run, la haute tension a été allumée. Cependant l'électronique était encore instable car le profil de température varie encore avec l'altitude. À partir du moment où le ballon a atteint le plafond, la température donc l'électronique sont à peu près stabilisés. Au cours de cette période, seulement quatre runs ont été pris. En fin de vol, deux derniers runs de calibration sont réalisés pour faire des tests de configuration des l'ASICs, en particulier en modifiant la valeur des gains dans les ASIC. Ces données de ces run ne peuvent pas être comparées à celles des runs précédents.

La figure 7.10 montre le lieu de prise des différentes prises de données de calibration le long de la trajectoire du ballon.

Les runs valables pour l'analyse de calibration sont réduits à quatre runs, du run 5 au run 8.

Modélisation du signal à un photo-électron pour la calibration en vol

L'objectif de cette modélisation est de trouver un ou un ensemble réduit de paramètres qui permet de rendre compte de la forme de la S-Curve. Ce ou ces paramètres doivent permettre de distinguer facilement les propriétés des différents canaux, notamment en ce qui concerne les faibles gains et les grands gains. Ces paramètres doivent être faciles à estimer. C'est-à-dire que s'ils sont calculés à partir d'un ajustement d'une courbe sur des données, le taux d'échec de l'ajustement doit être minimum. Le modèle du bruit de fond doit être inclus dans l'ajustement, avec un paramètre variable qui tient compte de la largeur variable du bruit d'un canal par rapport à un autre. Le modèle du bruit doit inclure la saturation du taux de comptage.

Les formules analytiques utilisées sont données dans le tableau 7.1.

- L'équation $\alpha.1$ de la table 7.1 permet de représenter la distribution à 1 photo-électron. Le paramètre a confère la forme "faible gain" ou "gain élevé" à la distribution.
- Cette forme est trop complexe pour être utilisée dans un ajustement.

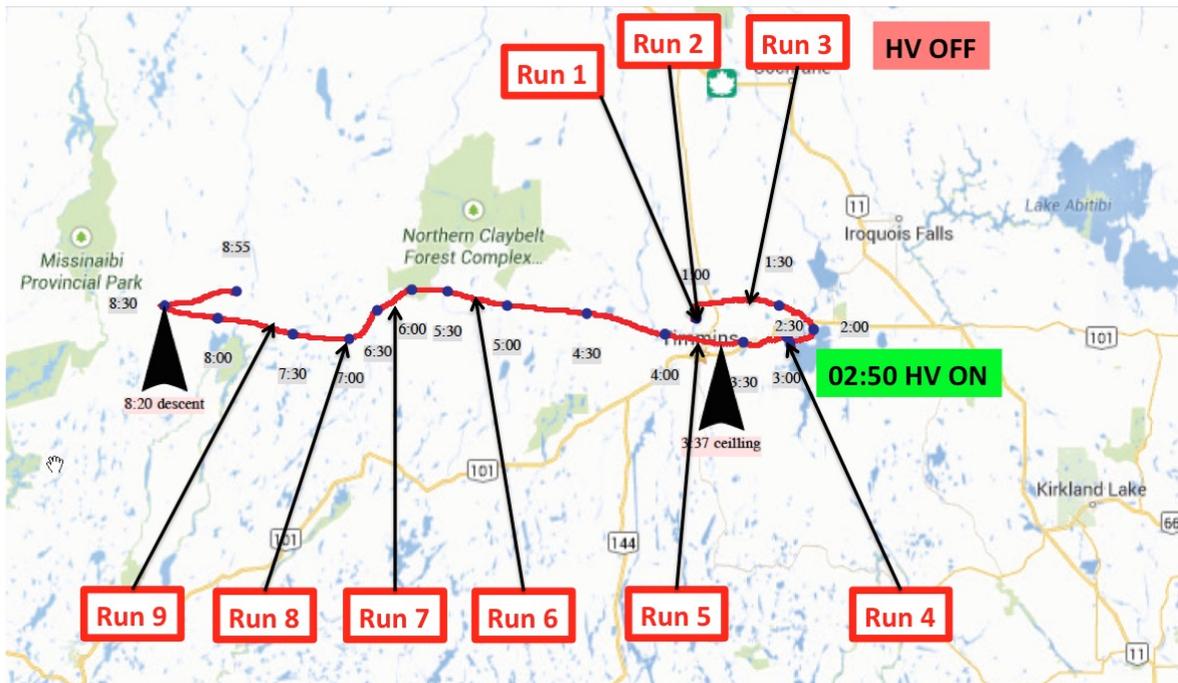


FIGURE 7.10 – Trajectoire de EUSO-BALLOON durant la nuit du 24 au 25 août 2014. Les flèches indiquent où sont pris les runs de calibration.

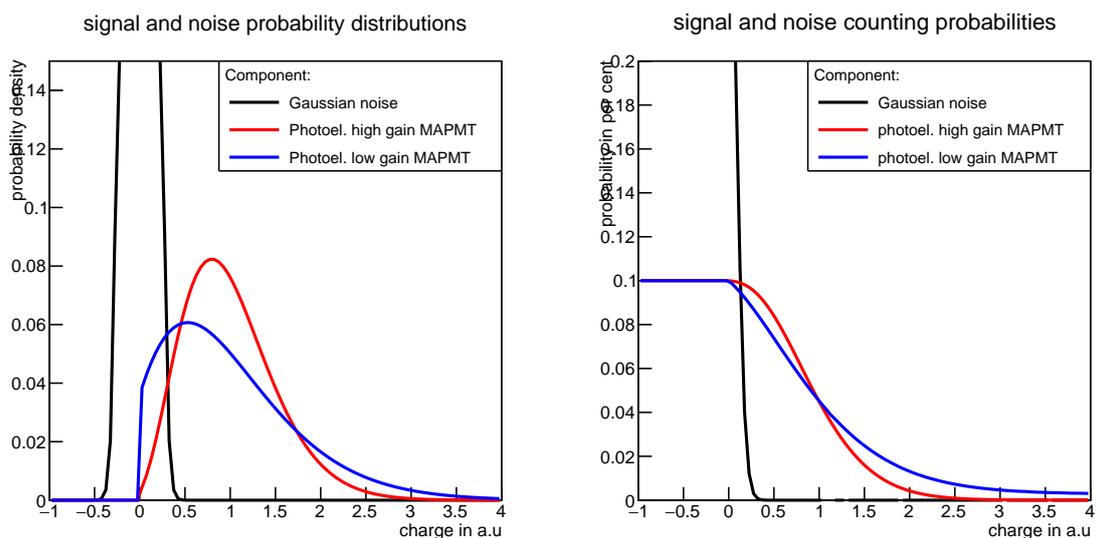


FIGURE 7.11 – Modèles de distribution du signal à un photo-électron selon la nature de gain des MAPMT (courbe rouge : grand gain, courbe bleue : faible gain). À gauche : Distribution en amplitude. À droite : Distribution en amplitude intégrée ou -S-Curve. L'abscisse est en unité de charge équivalente à un photo-électron unique.

Formules analytiques	nom des paramètres	eq. number
Distribution en amplitude (x normalisé)		
$p_G(x, a) = e^{-a} \left(\delta(x) + a \frac{e^{-ax}}{\sqrt{x}} I_1(2a\sqrt{x}) \right)$	a	$\alpha.1$
$p_G^{pile-up}(x/\lambda, a) = e^{\bar{\lambda}(e^{-a}-1)} \delta(x) + e^{-\bar{\lambda}} \sum_{n=1}^{\infty} n \frac{\bar{\lambda}^n}{n!} e^{a(n-1)(x-1)} p_G(nx, a)$	a, λ	$\alpha.2$
S-Curve pour le signal en photo-électron, x en unité de DAC)		
$f(x) = a \times \Gamma(v, \frac{x_{max}-x}{w})$	a, v, x_{max}, w	β
Modèles de S-Curves pour le bruit ($g(x)$, x est en unités de DAC)		
$g(x) = a \times \text{Erfc} \left(\frac{x-s_{th0}}{\sqrt{2}\sigma} \right)$	a, s_{th0}, σ	$\gamma.1$
$g(x) = a \times \left[\text{Erfc} \left(\frac{x-x_{01}}{\sqrt{2}\sigma_1} \right) + f \times \text{Erfc} \left(\frac{x-x_{02}}{\sqrt{2}\sigma_2} \right) \times \exp \left(\frac{x-x_{02}}{\lambda_{att}} \right) \right]$	$a, x_{01}, x_{02}, \sigma_1, \sigma_2, f, \lambda_{att}$	$\gamma.2$
$g(x) = a \times \exp - \left(\frac{x-s_{th0}}{2\sigma} \right)$	a, s_{th0}, σ	$\gamma.3$
Fonction de saturation		
$h(x) = x \times \exp - \left(\frac{x}{x_{MAX}} \right)^\alpha$	x_{MAX}, α	δ

TABLEAU 7.1 – Modèles analytiques de distribution du signal à un photo-électron. La variable x doit être considérée en unité équivalente de charge pour un photo-électron unique. Pour plus de détails sur l'équation $\alpha.1$ voir l'annexe A.3.

- Une fonction Gamma de l'équation β de la table 7.1 est utilisée de préférence pour ajuster les **S-Curves** expérimentales sur la bosse du spectre à un photo-électron.
- Les fonctions $\gamma.1$ à $\gamma.3$ sont utilisées pour ajuster le modèle du bruit de fond électronique.
- L'équation δ est utilisée sur le bruit de fond pour limiter de taux de comptage.

Pratique de l'ajustement des modèles analytiques

Pour chaque canal, on essaye d'ajuster sur la **S-Curve** expérimentale une fonction $s(x)$

$$s(x) = f(x) + g(x) \quad (7.10)$$

où $f(x)$ représente la bosse du photo-électron unique et $g(x)$ le modèle de bruit de fond électronique.

La fonction $f(x)$, le modèle à un photo-électron est d'abord ajustée seule sur la partie droite de la figure 7.15. L'ajustement de $f(x)$ est itératif en commençant avec les valeurs de DAC les plus élevées. Puis le support du pic à un photo-électron est élargi progressivement aux plus faibles DAC jusqu'à une rupture de pente brutale traduisant la contribution du bruit électronique, pour une valeur de DAC appelée x_N donnant la position pour la séparation bruit de fond/signal.

Un ajustement combiné avec une composante de bruit $g(x)$ sur la portion $[0, x_N]$ et une composante signal sur la portion $[x_N, 600]$.

Plusieurs modèles de bruits avec la fonction $g(x)$ sont testés, mais en général, le modèle gaussien est le seul qui techniquement peut être ajusté aux piédestaux. Cependant

cette forme de gaussienne empirique n'est pas parfaitement justifiable sur le plan théorique.

Remarquons dans la partie droite de la bosse à un photo-électron un petit renflement est induit par l'empilement de deux photo-électrons.

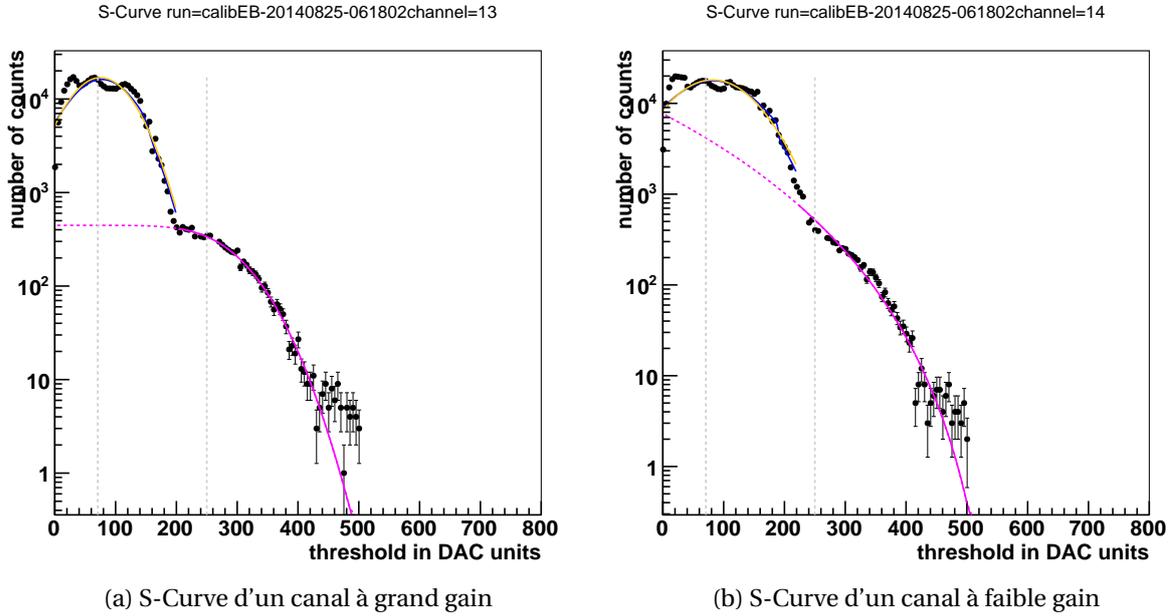


FIGURE 7.12 – Exemples d'ajustements des modèles analytiques de la composante à un photo-électron sur les **S-Curves** expérimentales (partie à droite sur l'axe des DAC) correspondant à des canaux à grand gain ou à faible gain.

Mesure de l'efficacité de sélection

Définition de l'efficacité de sélection ϵ_{PC}

Dans la section 6.4.1 on a introduit l'efficacité de sélection, qui est aussi la probabilité que le système **Photo-Counting** sélectionne une impulsion de un photo-électron. Cette efficacité de sélection dépend principalement du **seuil de sélection**. Quand cette efficacité est de 100%, cela signifie que le **S-Curve** est positionné dans le **plateau-SC/1pe**. Ici on cherche à déterminer cette position par l'ajustement de la **S-Curve**.

- Soit $f(x)$ la fonction analytique ajustée sur la partie du spectre à un photo-électron,
- s_{th0} , l'abscisse de l'origine des axes des DAC,
- s_{th0} est déterminé par des mesures post-vol en laboratoire tel que $s_{th0} = 70.69$ DACs et son erreur statistique $\sigma_0 = 2.56$

$$\epsilon_{PC}(x, s_{th0}) = \frac{f(x, \theta_i)}{f(s_{th0}, \theta_i)} \quad (7.11)$$

- θ_i représente l'ensemble des paramètres qui ont été ajustés sur la **S-Curve** expérimentale.
- L'efficacité qui est retenue est la valeur de $\epsilon_{PC}(x, s_{th0})$ en $x = s_{th} = 250$ DAC, le seuil choisi pendant le vol.

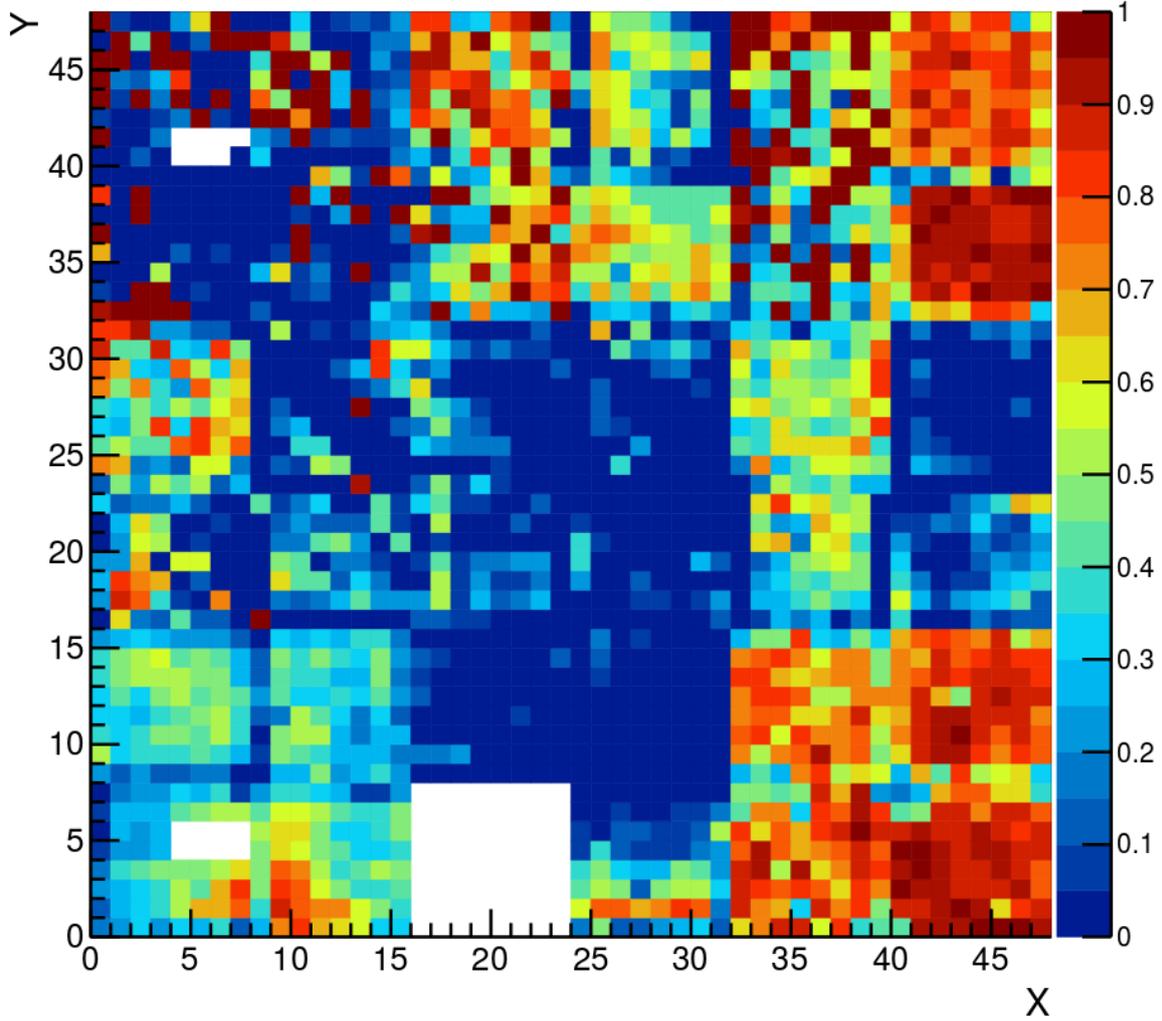


FIGURE 7.13 – Carte d'efficacité de sélection pendant le vol. Figures extrait de [DAGORET-CAMPAGNE, 2015].

La figure 7.13 montre la carte d'efficacité de sélection pour un **seuil de sélection** de $s_{th} = 250$ déterminée sur les données des quatre runs de calibration en vol. Cette carte est une combinaison des efficacités déterminée sur trois runs car la présence de bruit limite la possibilité de déterminer l'efficacité pour chaque pixel et chaque run⁵.

En raison, de la présence de bruit électronique, nous estimons qu'il n'est pas possible de tester le suivi de la calibration sur les trois runs.

Erreurs sur les mesures d'efficacité de sélection

On peut calculer les erreurs statistiques et systématiques sur σ_{PC} de la façon suivante :

$$\sigma_{PC}^2(x) = \left(\frac{\partial \epsilon_{PC}}{\partial x}(s_{th0}) \right)^2 \sigma_{s_{th0}}^2 + \sum_{i,j}^{N_{par}} \frac{\partial \epsilon_{PC}}{\partial \theta_i} \frac{\partial \epsilon_{PC}}{\partial \theta_j}(x) \times Cov(\theta_i, \theta_j) \quad (7.12)$$

La valeur $\sigma_{s_{th0}}$ est l'erreur que nous estimons sur la position du piédestal. $Cov(\theta_i, \theta_j)$ est

5. Ici l'efficacité maximale par pixel, pour trois runs est retenue, sachant que parfois il n'est pas possible de mesurer cette efficacité.

Electronic efficiencies and errors

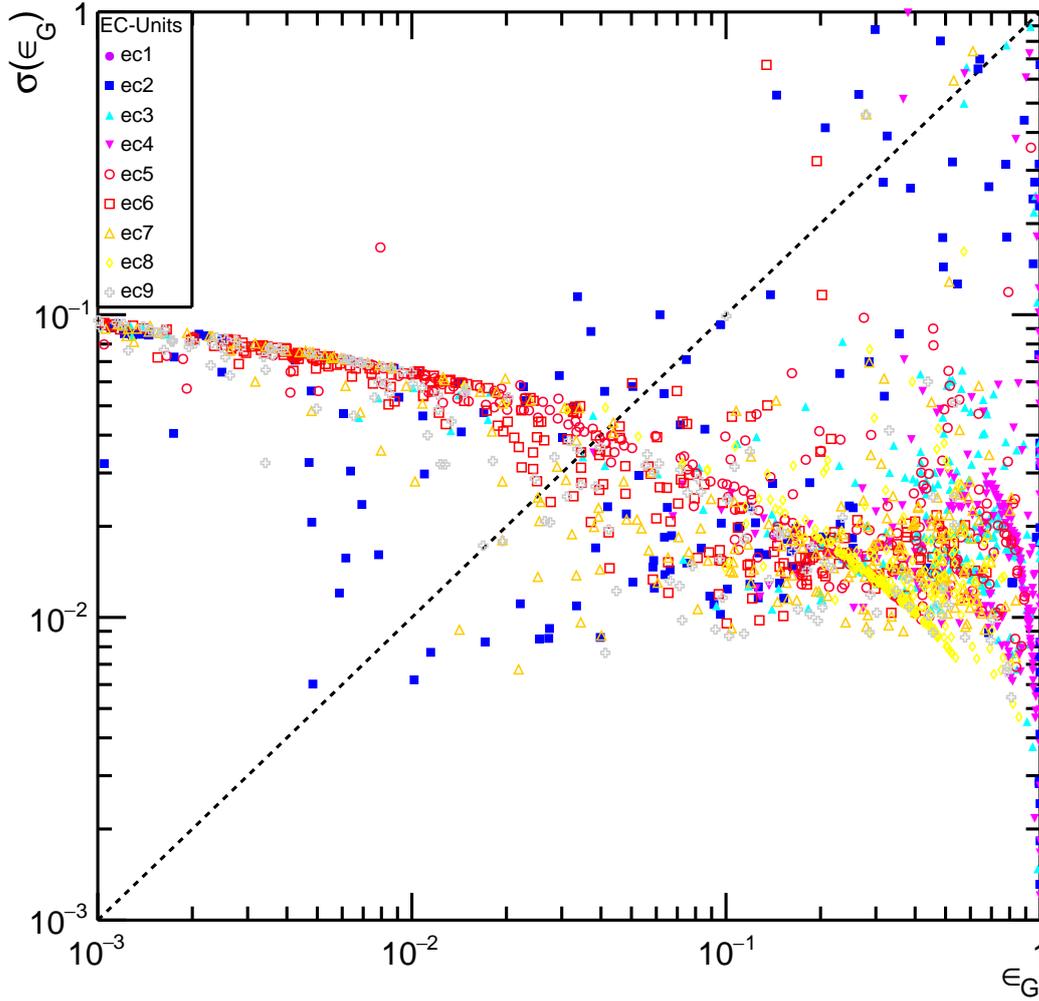


FIGURE 7.14 – Erreurs sur la carte d'efficacité de sélection sur l'ensemble du PDM. Figures extrait de [DAGORET-CAMPAGNE, 2015].

l'élément de la matrice de covariance des paramètres fourni par l'algorithme d'ajustement.

Les dérivées partielles $\frac{\partial \epsilon_{PC}}{\partial x(s_{th0})}$ et $\frac{\partial \epsilon_{PC}}{\partial \theta_i}$ sont calculées à partir de l'expression de $f(x)$ ajustée :

$$\begin{cases} \frac{\partial \epsilon_{PC}}{\partial x}(s_{th0}) &= \frac{1}{f(s_{th0}, \theta_i)} \times \frac{\partial f}{\partial x}(s_{th0}) \\ \frac{\partial \epsilon_{PC}}{\partial \theta_i} &= \frac{1}{f(s_{th0}, \theta_i)} \frac{\partial f}{\partial \theta_i}(x) - \frac{f(x, \theta_i)}{(f(s_{th0}, \theta_i))^2} \left(\frac{\partial f}{\partial \theta_i}(s_{th0}) \right) \end{cases} \quad (7.13)$$

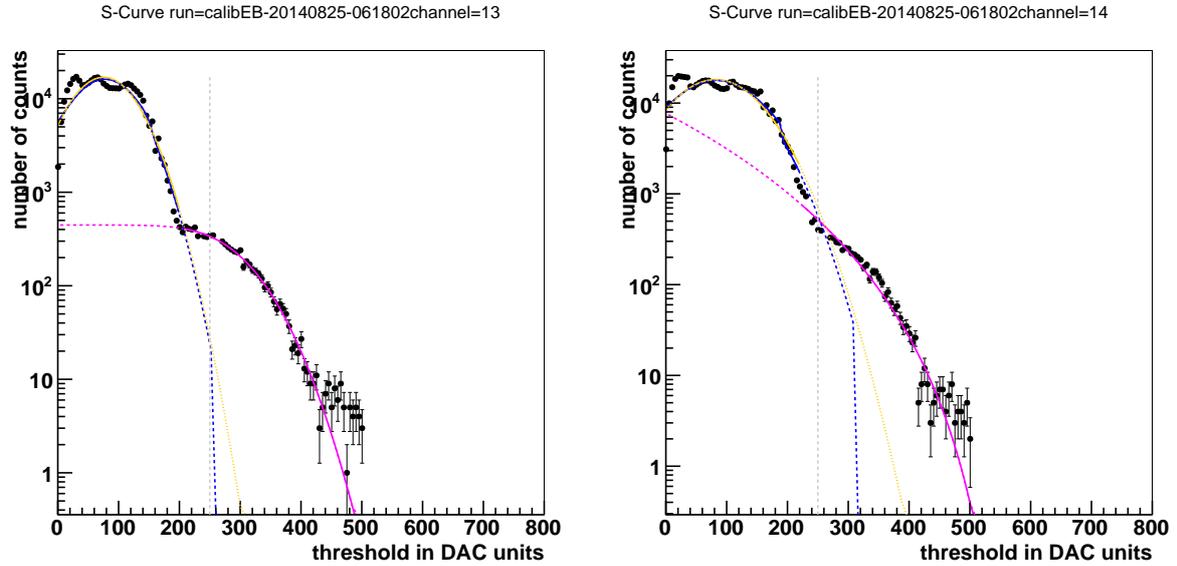
L'erreur systématique sur l'origine des piédestaux $\sigma_{s_{th0}}$ pendant le vol est très loin d'être négligeable. L'erreur statistique est donnée par la matrice de covariance des paramètres est donnée par le résultat de l'algorithme d'ajustement de la fonction $f(x, \theta_i)$ (Minuit dans ROOT).

L'erreur statistique sur ϵ_{PC} est montrée sur la figure 7.14 :

Seules les mesures d'efficacité au dessus de 5 à 10% sont fiables. Pour $\epsilon_G > 10\%$, alors l'erreur est de l'ordre de 1 à 2%, pour toutes les autres valeurs de l'erreur excède la valeur de l'efficacité. En principe, ces canaux seraient à exclure des analyses scientifiques.

Mesures du Bruit électronique

Pour comparer la contamination en bruit entre les différents pixels, il faut définir une mesure de bruit. Si ce bruit est variable en raison des fluctuations du courant électrique dans les boucles de masse, il est nécessaire d'estimer ce bruit pour chaque run de calibration. Cette mesure est possible si on parvient à ajuster une fonction $n(x)$ sur le pic du piédestal. Comme la distribution du piédestal dans les **S-Curves** peut sembler contenir une ou deux composantes, on teste l'ajustement avec les trois formes $g(x)$ données dans le tableau 7.1 (eq $\gamma.1$, eq $\gamma.2$, eq $\gamma.3$). La fonction $g(x)$ doit être composée par la fonction de saturation $h(x)$, telle $n(x) = h(g(x))$. La forme analytique sélectionnée est celle qui a le meilleur ajustement, c'est-à-dire le χ^2 le plus faible.



(a) Ajustement des **S-Curves** sur les piédestaux (canal à grand gain) (b) Ajustement des **S-Curves** sur les piédestaux (canal à faible gain)

FIGURE 7.15 – Exemples d'ajustements des différents modèles analytiques sur les **S-Curves** expérimentales des pic des piédestaux (les deux images correspondant à des canaux à grand gain ou à faible gain).

Définition du bruit électronique

La justification physique du choix de la forme analytique pour la forme de **S-Curve** des piédestaux. L'essentiel, c'est que cet ajustement permet de définir un bruit attendu pour un seuil de DAC $s_{th} = 250$ DAC. On définit ainsi le bruit \bar{b} par GTU ainsi :

$$\bar{b} = \frac{n(s_{th})}{N_{GTU}} \quad (7.14)$$

où N_{GTU} est le nombre de GTU par valeur de seuil de DAC accumulées durant le run de calibration.

La figure 7.16 montre la distribution de bruit électronique mesurée sur la surface focale du PDM. L'amplitude de bruit est en moyenne $\bar{b} = 0.6 \pm 0.9$ coups par GTU. Ce nombre est excessif comparé au bruit électronique attendu de la part du bruit interne à l'ASIC à moins de 1%.

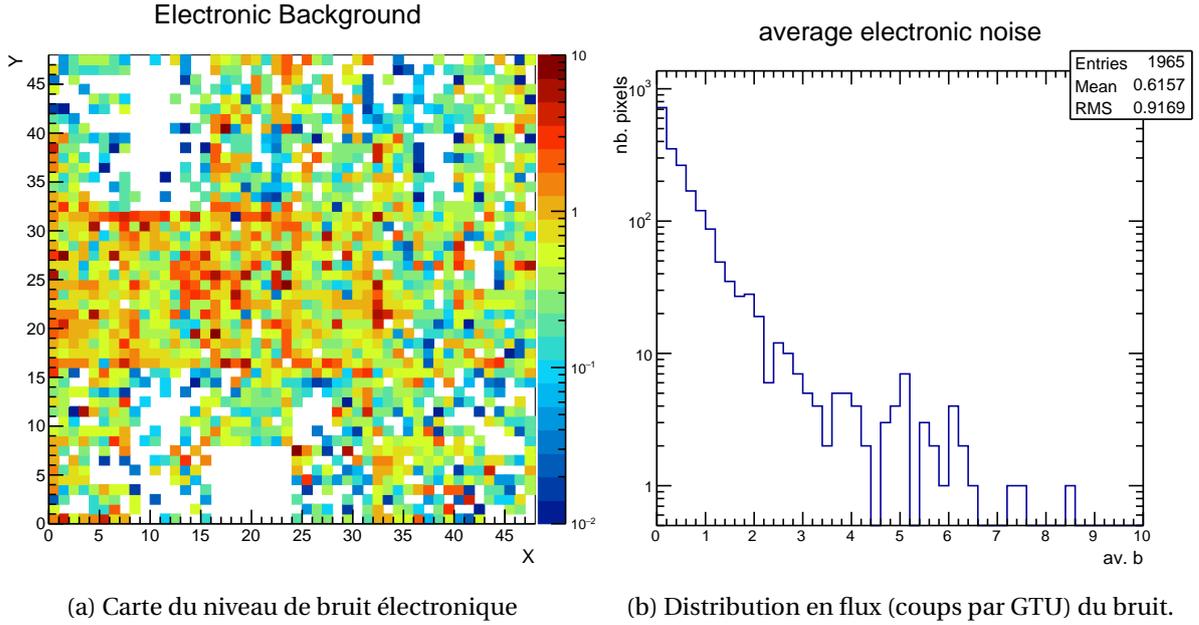


FIGURE 7.16 – Carte du bruit électronique et distribution du bruit électronique pendant le vol. Figures extrait de [DAGORET-CAMPAGNE, 2015].

L'erreur statistique sur cette mesure du bruit est calculée par la formule suivante :

$$\sigma_b = \frac{1}{N_{\text{GTU}}} \sqrt{\sum_{i,j} \frac{\partial n}{\partial \theta_i} \frac{\partial n}{\partial \theta_j} \text{cov}(\theta_i, \theta_j)} \quad (7.15)$$

La matrice de covariance est donnée par le résultat de l'ajustement.

La figure 7.17 que l'erreur sur la mesure de bruit due à la méthode d'ajustement est négligeable et que la méthode d'évaluation du bruit est crédible.

La sensibilité de détection des photo-électrons par pixel

Les deux quantités mesurées par canal ($\epsilon_{\text{PC}_i}, \bar{b}_i$) peuvent être combinées pour déterminer le flux minimum détectable de photo-électrons par GTU $N_{\text{det}}^{\text{pe}}/\text{GTU}$ ⁶.

$$N_{\text{det}}^{\text{pe}}/\text{GTU} = \frac{\langle \mu_{\text{CL90}}^{\text{Det}} \rangle (\bar{b})}{\epsilon_G} \quad (7.16)$$

où $\langle \mu_{\text{CL90}}^{\text{Det}} \rangle$ est défini ainsi :

$$\langle \mu_{\text{CL90}}^{\text{Det}} \rangle = \sum_{n_{\text{obs}}=0}^{\infty} \mu_{\text{CL90}}^{\text{up}}(n_{\text{obs}}, \bar{b}) \times P(n_{\text{obs}}, \bar{b}) \quad (7.17)$$

$\mu_{\text{CL90}}^{\text{up}}(n_{\text{obs}}, \bar{b})$ est la limite supérieure à 90% de confiance d'observer n_{obs} coups pour un bruit de fond de valeur moyenne \bar{b} , $P(n_{\text{obs}}, \bar{b})$ est la valeur de la distribution de Poisson de valeur moyenne \bar{b} pour observer n_{obs} événements. On obtient la carte et la distribution en sensibilité sur la surface focale sur la figure 7.18 :

On voit sur la figure que le centre du PDM qui devient sensible à seulement plus de 100 photo-électrons par GTU, est pratiquement insensible. Les mesures correcte de flux

6. On ne tient pas compte de la conversion photon-électron sur la photo-cathode. Pour convertir en sensibilité en photons, il faut diviser ce nombre par l'efficacité quantique, de l'ordre de 20 à 30%.

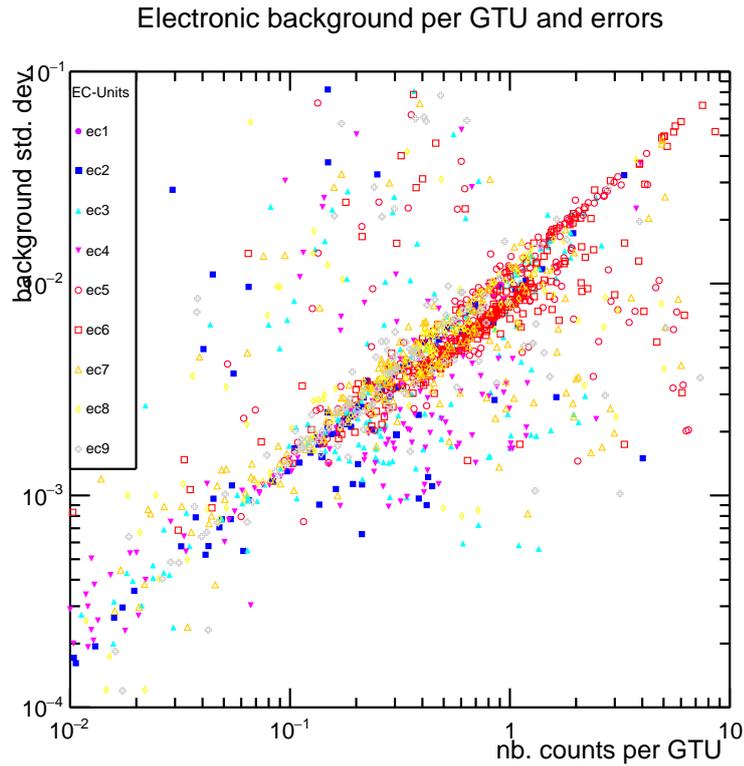


FIGURE 7.17 – Erreurs statistiques sur le bruit en fonction de la valeur du bruit.

ne peuvent être réalisées sur sur les coins droits (haut et bas) du PDM, avec une sensibilité à 2-3 photo-électrons.

Inconvénient de la méthode à un photo-électron

La méthode 7.7.2 peut difficilement être appliquée aux pixels de type t_{q3} . En effet l'extrapolation du modèle du pic à un photo-électron à l'origine du piédestal est très imprécise en l'absence de point d'inflexion sur la *S-Curve*.

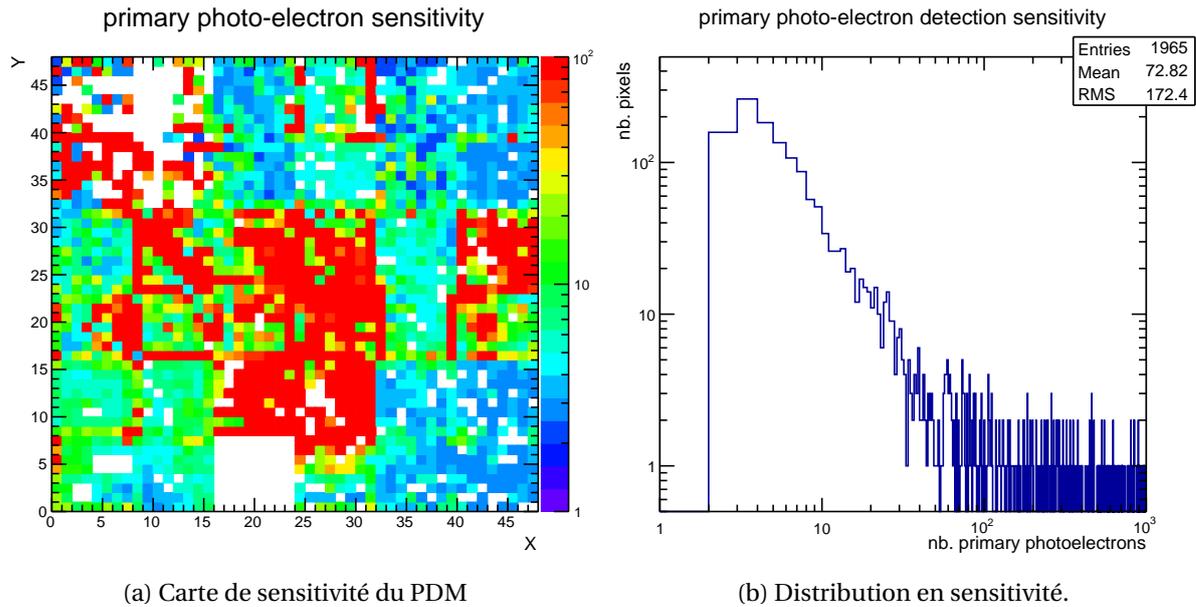


FIGURE 7.18 – Carte et distribution en sensibilité en photo-électrons par GTU pendant le vol.

7.8 Conclusions

Dans cette section on a décrit trois types de calibrations. La calibration absolue qui est le rapport du nombre de coups enregistrés pendant une fenêtre de temporelle (nombre de GTUs) par le nombre de photons incidents sur la surface d'un pixel pendant la même durée. Le seuil de sélection est fixé. La mesure du flux est obtenue grâce à une photodiode NIST calibrée qui donne la puissance du flux de lumière. Cette mesure est faite avec une précision de $< 2\%$. Comme la première méthode a été faite que pour des pixels présentant un gain suffisant, elle n'est utilisable que pour trois MAPMTs.

Le deuxième type de calibration appelée calibration absolue-relative est une variation de la première. Dans cette méthode, on utilise des pixels dits de référence calibrés individuellement de façon absolue par la méthode précédente. La calibration absolue-relative est obtenue par en proportion des taux de comptages sur ces pixels et de ceux des pixels de référence d'un même MAPMT. De cette manière on a calibré tous les pixels fonctionnelles de la surface de la caméra de détection. Cette méthode a une précision de l'ordre de 5% qui est dans la spécification de calibration requise.

Les deux premières méthodes ont été faites sous les conditions du [seuil de sélection](#) fixé à 250 DAC, valeur de convention pour les mesures de vol; et aussi pour une alimentation de Haute Tension de 950 V pour les MAPMTs qui n'est pas la valeur nominale de fonctionnement. Mais cette valeur de Haute Tension a été choisie pour éviter des claquages à basse pression dans la stratosphère.

Le résultat de cette calibration indique que seulement 30% des pixels de la surface focale sont conformes à la spécification d'une efficacité dessus de 12%.

La prise de S-Curves permet un dernier type de calibration nommée analytique. Au travers de l'ajustement d'une fonction analytique, on espère en déduire l'efficacité de sélection. Cette efficacité fait partie de l'efficacité absolue et elle dépend du [seuil de sélection](#). Cette méthode n'a pas besoin d'une source contrôlée de lumière. Cette méthode de calibration peut utiliser le bruit de fond UV pour des calibrations pendant le vol. Et la dernière étape de ce chapitre a exposé des analyses des données de vol avec cette méthode analytique.

Les différentes qualités des S-Curves ont conduit à définir des critères de qualité pour classifier les pixels en vue de leur appliquer un traitement analytique adapté selon leur classification. Cette classification vise à identifier les pixels dont les S-Curves qui ne présentent pas de plateau, signe d'un bas gain du MAPMTs.

Le chapitre suivant est consacré à une méthode qu'on propose pour analyser les pixels de bas rendement en utilisant la contribution de deux photo-électrons dans la formation d'impulsions de signal et dont la probabilité de l'apparition est expliquée par la combinaison de la loi Binomiale et Poissonienne du processus de comptage d'impulsions et le processus de formation de photo-détection des photomultiplicateurs.

7.9 Références

- AHMAD, S. 2012, «Développement et réalisation d'un circuit de microélectronique pour le détecteur spatial de rayons cosmiques jem-euso», *Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud XI*. 200
- BLAKSLEY, C. 2013, «Characterization of multi-anode photomultiplier tubes for jem-euso», *Thèse de doctorat de l'Université Paris Diderot-Paris 7*. 196, 198, 223, 228, 229, 250
- BURLE INDUSTRIES, I. 1980, «Photomultiplier handbook», . 221
- DAGORET-CAMPAGNE, S. 2015, «Determination of the sensitivity and detection performances of the uv camera pixels of the euso-balloon instrument», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. 212, 213, 215
- FENU, F. 2015, «The jem-euso energy and xmax reconstruction performances», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. 188
- HAMAMATSU. 2015, «Photomultiplier tube (r11265-113-m64 mod2) for jem-euso collaboration», *Data-sheet*. 229
- MORETTO, C. 2015a, «Absolute calibration of the photo-detector module of the euso-balloon experiment and improvements for future missions», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. 203
- MORETTO, C. 2015b, «Étude du fonctionnement d'un télescope de lumière de fluorescence dans le cadre du projet euso-balloon», *Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay*. 188, 190, 196, 198, 202, 223, 227, 228, 250

Chapitre 8

Traitement des données des canaux ayant une faible efficacité de détection

« Je crois que si l'homme peut garder la Terre dans une situation optimale et non pas dans un processus constant de la dégradation causée par nos actions, nous avons gagné le droit de se rendre dans les étoiles. »

Bill Mollison

8.1 Introduction

Les disparités des efficacités des canaux est inévitable à cause des caractéristiques propres de chaque MAPMT et de chaque ASIC. Au point qu'on parle d'une efficacité individuelle canal par canal. Les résultats de la calibration absolue et relative ont montré clairement cela.

Les systèmes de trigger, et en particulier le niveau L1 qui opère l'algorithme [PTT](#), travaille avec des matrices de taux de comptage sur les pixels voisins. Lorsque certains de ces canaux ont de faibles efficacités, l'efficacité de déclenchement diminue localement, alors que l'objectif de cet algorithme est d'atteindre une efficacité de plus de 95% uniformément sur l'ensemble de la surface focale de l'instrument ([A.1](#)) Voilà l'une des raisons pour laquelle il était vain de tester les algorithmes de trigger pendant le vol d'EUSO-Balloon. Malgré les améliorations au niveau du comptage du mode [Photo-Counting](#) des ASIC ¹, il n'y a pas de garantie que les gains des photomultiplicateurs puissent être maintenus à leur valeur nominale tout au long de leur durée de fonctionnement. Cette question se pose aussi bien dans la stratosphère dans laquelle évolue les ballons que lorsque l'instrument est exposé pendant de longues périodes dans un milieu spatial hostile soumis à de nombreux rayonnements ionisants (voir annexe [A.6](#)).

Ces arguments nous obligent à rechercher une méthode pour contrer ces problèmes. Même pour les canaux à faibles gains (les types t_{q2} et t_{q3}), il est possible d'estimer indirectement le nombre de coups à 1pe/GTU en utilisant leurs [S-Curves](#). Normalement

1. Les tests en laboratoire montrent que le nouvel ASIC-SPACIROC 3 présente une bonne linéarité de comptage jusqu'à plus de 100 photo-électrons par GTU, en raison d'un temps mort du discriminateur réduit de 30 ns (Version 1 et 2) à 10 ns (Version 3).

cette valeur est donnée par la hauteur du [plateau-SC/1pe](#).²

Dans le premier cas standard, l'estimation de l'efficacité est obtenue par l'ajustement d'une fonction appropriée sur la partie [SC/1pe](#) de la [S-Curve](#).

En revanche, pour les canaux de type t_{q3} , on exploite le fait que la contribution de deux photo-électrons dans le nombre d'impulsions comptées forme un deuxième plateau qui se termine par une descente ([plateau-SC/2pe](#) et [SC/2pe](#) respectivement) comme dans le cas à un photo-électron. Les équations 6.36 à 6.38 qui traitent de la collection de charge par l'anode montrent que pour des gains élevés, la distribution de la charge des impulsions suit un comportement Poissonien hérité de la nature statistique du flux de photons. Cela nous conduit à établir une relation caractéristique entre le nombre de coups induits par la contribution dans la [S-Curve](#) d'un photo-électron avec le nombre de coups induits par les empilements de deux photo-électrons. De plus, nous verrons que cette relation s'étend aux canaux qui appartiennent à la même association MAPMT-ASIC.

Ce chapitre est organisé de la façon suivante : La section 8.2 traite du principe de la contribution de deux photo-électrons dans le comptage, comment cela est observé dans la [S-Curve](#) et comment on peut déterminer le rapport entre le nombre d'impulsions pour un photo-électron et le nombre de deux photo-électrons empilés. Cette section se termine par la présentation des résultats d'un test de la chaîne complète de détection qui montre les deux contributions à 1pe et 2pe.

Dans la section 8.3, on définit l'efficacité de sélection par une formule analytique et on explique les différentes étapes et algorithmes qui aboutissent à une nouvelle façon d'estimer l'efficacité. On discute pourquoi différents ajustements sont appliqués différemment selon le type de [S-Curves](#) (t_{q1} , t_{q2} et t_{q2}). Pour cela cette méthode est subdivisée en deux parties; d'une part celle qui peut ajuster la [SC/1pe](#) pour déterminer le [plateau-SC/1pe](#), et d'autre part la deuxième qui utilise le [plateau-SC/1pe](#).

La section 8.4 présente la mise en œuvre des méthodes sur les données.

La section 8.6 montre le résultat de chaque étape de la méthode ayant comme but final le rapport des contributions des taux de comptage d'un photo-électron et de deux photo-électrons.

L'avant dernière section 8.7 présente une expérience où l'on expose différentes régions du PDM à différents flux de lumière au cours d'une même prise de données. Pour réaliser cette expérience, on utilise des masques en papier de différentes épaisseurs pour faire varier simplement le flux qui atteint la surface focale. L'objectif est de donner un exemple d'application de la méthode de l'efficacité analytique. Ainsi on montrera un traitement avec cette méthode d'une image prise pendant le vol.

On termine ce chapitre par une discussion sur les avantages et les limitations de la méthode.

2. Strictement parlant, le nombre de coups correspondant au [plateau-SC/1pe](#) est la somme du nombre d'impulsions d'un photo-électron et de deux photo-électrons empilés. Cependant comme la hauteur de la deuxième composante à 2pe est une faible fraction de la première composante à 1pe (fraction inférieure à 2%), le plus souvent on appelle cette valeur la contribution d'un unique photo-électron. Dans ce chapitre on corrige cette confusion.

8.2 Description de la contribution à 2 photo-électrons dans la S-Curve

8.2.1 Principe de la contribution à 2 photo-électrons dans le spectre des charges

Nous avons vu dans la section 6.2.1, que plus le signal progressait dans la chaîne de mesure, plus la **résolution temporelle de détection de photons** s'élargissait. En effet, alors qu'au niveau de la photo-cathode, la durée d'émission d'un photo-électron est de l'ordre de 10^{-12} s (page 161 [BURLE INDUSTRIES, 1980]), la chaîne des dynodes élargit la durée de l'impulsion à l'anode de quelques nanosecondes (≈ 5 à 10 ns) et l'amplificateur de mise en forme étend cette résolution temporelle à 30 ns.

Lorsque deux événements sont coïncidant dans la fenêtre temporelle **résolution temporelle de détection de photons**, (qu'il s'agisse de deux photo-électrons ou de deux impulsions d'anode ou de deux impulsions en sortie du filtre de mise en forme), les signaux électroniques observables s'empilent.

Empilement dans le MAPMT : La section 4.2.1 a introduit les deux modes de fonctionnement du PMT, lorsque le flux de photons est élevé, il faut que son mode de fonctionnement change du mode SPE au mode MPS. La figure 4.2 montre que la proximité temporelle de deux impulsions ne permet pas au discriminateur de les séparer. Dans le photomultiplicateur, l'addition d'événements peut se produire entre la photo-cathode et la première dynode et aussi entre les dynodes. Ces phénomènes ont été observés dans les équations eq. 6.14, eq. 6.32 et eq. 6.30. À titre d'exemple, la figure 8.1 montre un schéma illustrant à gauche le comptage de photo-électrons individuellement résolus et à droite l'empilement de deux photo-électrons au niveau des dynodes.

Empilement dans le ASIC dans la pré-amplification et la mise en forme : Les traitements électroniques de pré-amplification **Pré-Amplification (PA)** et de mise en forme **FSU** élargissent les impulsions à presque 30 ns, c'est-à-dire que les impulsions du MAPMT séparées d'un intervalle de temps plus court, s'additionnent. Donc le système de **Photo-Counting** n'identifie qu'une seule impulsion.

Malgré toutes ces configurations possibles d'empilement, la charge additionnée de deux photo-électrons peut être détectée grâce à la largeur et/ou l'amplitude totale de l'impulsion résultante, avant le système discrimination-comptage dans le système **Photo-Counting**. Cette capacité à détecter une double charge de photo-électrons dans le **Photo-Counting** est possible grâce à la linéarité en charge du **PMOS** du système de pré-amplification de l'ASIC (voir la figure 4.16 de la section 4.3.2)³.

Pour modéliser le phénomène, on peut considérer que le temps est découpé en une série de fenêtres consécutives de largeur temporelle élémentaire τ_l , la **résolution temporelle de détection de photons**. Compter le nombre de photo-électrons consiste à déterminer le nombre de fenêtres temporelles occupées par un ou plusieurs photo-électrons.

3. Le circuit **KI (Time-Over-Threshold)** doit en principe permettre une mesure de la charge par GTU jusqu'à 150 pe/GTU sur un ensemble de 8 pixels adjacents. Dans le cas extrême où toute cette charge serait accumulée pendant une GTU dans un seul canal, alors l'espacement temporel le plus court entre deux photo-électrons sans saturation du **KI (Time-Over-Threshold)** serait de 16 ns. Cette séparation temporelle est du même ordre de grandeur que le pouvoir de séparation de deux impulsions d'anodes. La conception sur circuit KI prévoit donc bien de détecter et de corriger les empilements des impulsions du **Photo-Counting** dans la limite des capacités de séparation temporelle des MAPMT.

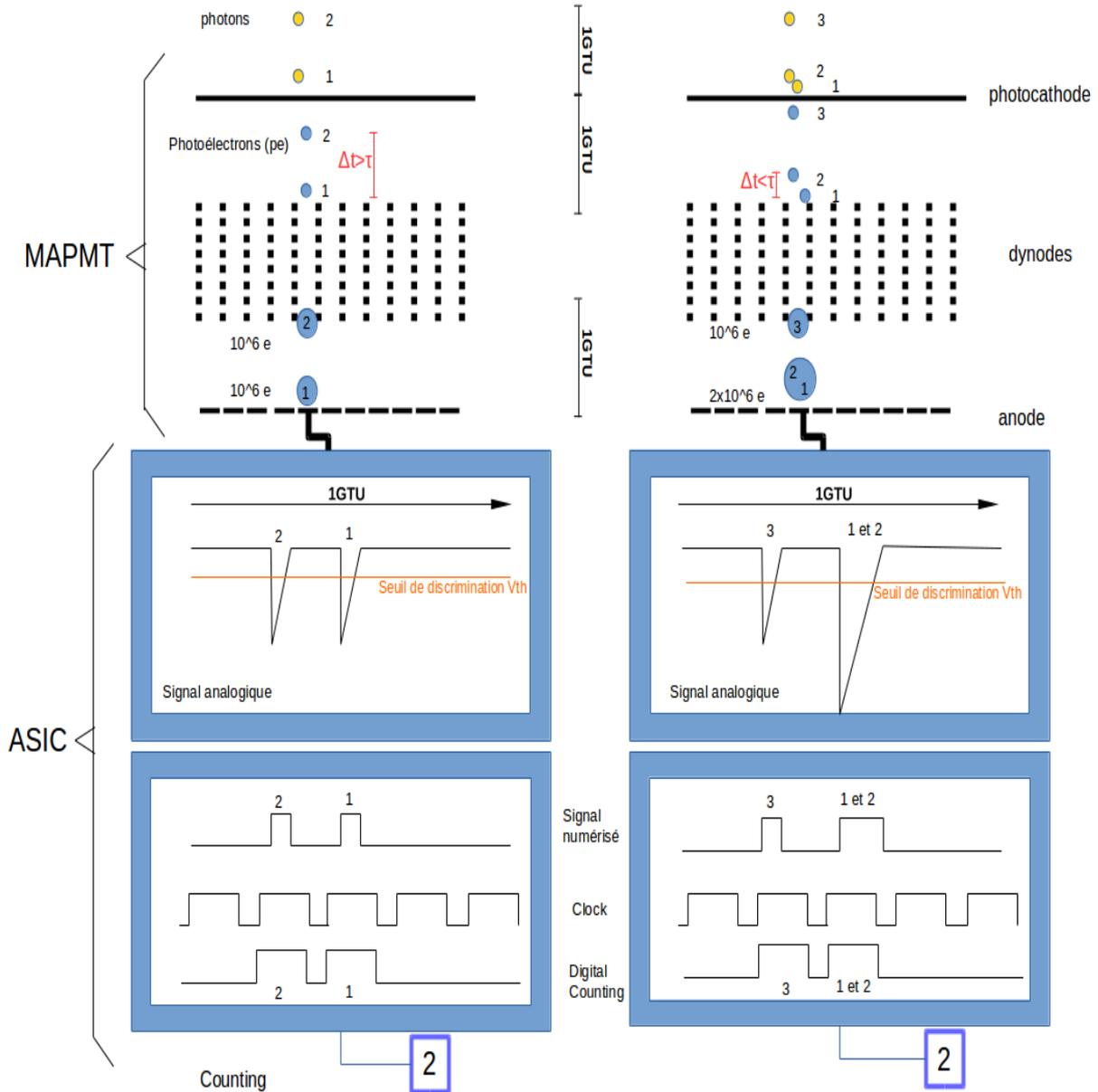


FIGURE 8.1 – Représentation de deux photons qui arrivent sur la photo-cathode dans un intervalle de temps plus grand que la résolution du MAPMT (τ), permettant la formation des deux pics séparables dans le signal analogique. Le compteur numérique donne un comptage de deux photo-électrons/GTU. À droite, les photons 1 et 2 arrivent dans un intervalle de temps plus court que τ (empilement au niveau des dynodes). Les signaux d’anodes se superposent en un seul pic d’amplitude plus grande que le système de comptage (Photo Counting) dans l’ASIC détecte comme une seule impulsion.

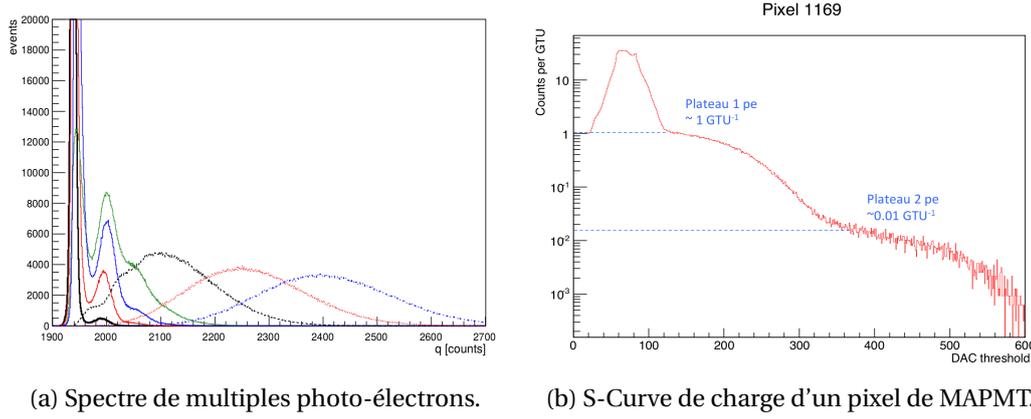


FIGURE 8.2 – Détection de photo-électron unique et multiples pour le photo-multiplicateur Hamamatsu R11265-M64. (a) Spectre de charge mesuré par QCD. Image extraite de ref. [BLAKSLEY \[2013\]](#). (b) S-Curve d'un pixel mesurée avec le PDM d'EUSO-Balloon. Image extraite de ref. [MORETTO \[2015b\]](#)

Ce découpage est représenté par l'horloge (voir l'horloge (Clock) dans la figure 8.1). Une fenêtre occupée correspond à la génération d'une impulsion de largeur temporelle τ_l , d'amplitude proportionnelle au nombre de photo-électrons dans la fenêtre considérée.

Une période δt_{GTU} , comprend un nombre de fenêtres $N^f \sim \frac{\delta t_{GTU}}{\tau_l}$.

Si k est le nombre de photo-électrons dans une fenêtre, la probabilité d'occupation est :

$$P(N_{pe} = k) = \frac{\bar{k}^k}{k!} \cdot e^{-\bar{k}} \quad (8.1)$$

Alors le nombre de fenêtres avec k photo-électrons est :

$$N_{pe}^f = N^f \cdot \frac{\bar{k}^k}{k!} \cdot e^{-\bar{k}} \quad (8.2)$$

Dans les premiers tests réalisés sur les MAPMTs pour étudier le spectre de charge mesuré par des QDC (Charge-to-Digital Conversion) (marque Caen). On observe que la contribution de la charge de deux photo-électrons empilés est observable ($k > 2$). Les courbes de la figure 8.2a (ref section 5.23 de la référence [BLAKSLEY \[2013\]](#)) illustrent le phénomène d'empilement de 2 photo-électrons. En effet, la présence d'une "épaule" sortant du pic d'un photo-électron est visible dans les courbes continues rouge, bleue et verte. Sa présence devient évidente avec une statistique suffisante du nombre de photo-électrons détectés.

La contribution des deux photo-électrons se manifeste aussi dans les S-Curves. La figure 8.2b montre une S-Curve principale (chapitre 8 de ref. [MORETTO \[2015b\]](#)) avec une deuxième épaule à droite. Cette deuxième épaule a un plateau avec une fraction de comptage de 1 % par rapport au comptage donné pour le plateau SC/1pe. Le plateau et l'épaule de la contribution de deux photo-électrons dans la S-Curve seront désormais désignés respectivement comme plateau-SC/2pe et SC/2pe.

Remarque 1 Le nombre de photo-électrons par GTU est mesuré dans la S-Curve sur la hauteur du plateau (ordonnée). Le nombre de photo-électrons par [résolution temporelle de détection de photons](#) (empilements) est donné la valeur de l'abscisse en unité de DAC.

Remarque 2 L'évaluation de la quantité de charge par le KI, il s'agit de la charge intégrée par 8 pixels pendant 1 GTU. Quand on parle de la charge de deux photo-électrons détecté par le **Photo-Counting** à un seuil élevé est la charge intégrée par un pixel dans une fenêtre temporelle de 30 ns. Notre analyses de base considère 1pe/GTU donc les grands pics seront 2pe/GTU à < 30ns. Si 2 photo-électron forment un plateau dans la SC, Cette contribution est parti de l'erreur statistique de mesure. Donc l'importance de remarquer que la fenêtre temporelle détermine notre distribution de comptage et celui est le spectre de charge à une résolution Δt .

Remarque 3 Lorsque le flux de photons est supérieur à 1 pe/GTU, le **plateau-SC/1pe** a une hauteur plus élevée et la largeur de ce dernier ne change pas. Éventuellement la hauteur du **plateau-SC/2pe** aussi augmente proportionnellement au flux, à la limite des effets de non-linéarité dans le comptage d'impulsions (20pe/GTU ASIC-SPACIROC1) et aussi la non linéarité de l'amplificateur au dessus d'une charge de 1 photo-électron (PMOS,2pe ASIC-SPACIROC1). On présentera un test sur ce point dans la section 8.2.3.

8.2.2 Interprétation de 2 photo-électrons dans la S-Curve

Comme on a discuté précédemment, la charge de deux phot-électrons est conservée dans l'impulsion discriminée par le **Photo-Counting**. Éventuellement ces impulsions (pre-amplifiée) ont en moyenne une amplitude double de celle d'un photo-électron. Mais le fait qu'elles soient en moyenne plus élevées que celle d'un photo-électron est suffisant pour être déclenchées. Parce que si le **seuil de sélection** est placé assez dessus de cette dernière, le **Photo-Counting** sélectionne les impulsions de deux photo-électrons⁴.

Jusqu'à maintenant, on a considéré que la hauteur du **plateau-SC/1pe** indique le nombre coups d'impulsions de 1pe mais, en fait, il additionne les contributions d'un photo-électron plus 2pe etc. Cependant on à vu que déjà la contribution du deuxième est moins de 2% pour les faibles flux de lumière, donc les contributions de 3pe sont pratiquement inexistantes dans nos mesures. Alors on prend en considération seulement les coups de deux photo-électrons.

Dans cette section, on présente une analyse mathématique simple qui permet d'ajuster une fonction à la **S-Curve** dans des régions spécifiques distinctes selon le nombre de photo-électrons qui contribuent à la **S-Curve** pour un flux de lumière correspondant à 1pe/GTU.

Pour cela on utilise la fonction de distribution de comptage total eq.6.47 car il donne une interprétation du spectre de charge mesuré à une résolution temporelle Δt .

$$P_c^{reel}(n_c|\bar{n}_c) = \sum_{n_{pe}=0}^{\infty} B_c(n_c|\bar{n}_c) \times P_{pe}^{reel}(n_{tot,pe} = n_{pe} + n_{br}|\bar{n}_{pe} + \bar{n}_{br})$$

Où $\bar{n}_c = \epsilon_{pC}(\bar{n}_{pe} + \bar{n}_{br})$ est le nombre d'impulsions comptée. ϵ_{pC} est l'**efficacité de sélection** \bar{n}_{pe} le nombre de photo-électrons issue des photons incidents sur la photo-cathode. \bar{n}_{br} le nombre de photo-électron issus du bruit des émissions thermiques dans la photo-cathode.

La partie Poissonienne de cette fonction donne les pics qui correspondent à la contribution de charge d'un photo-électron ou de 2pe (soit du bruit ou du signal). Et la partie binomiale exprime la distribution dans la collection des photo-électrons et dans la différenciation entre n_{pe} et n_{br} (voir Figure 8.3a).

4. Le **Photo-Counting** sélectionne aussi les pics à 3pe ou plus, mais d'une part la linéarité en charge du **PMOS** et d'autre part la faible probabilité de ces coïncidences multiples permettent de les négliger.

Remarque 1 On remarque que P_{pe} et B_c sont des distributions discrètes sur des espaces de définition différents, P_{pe} est dans le nombre de pe et B_c est dans l'espace de charge ou DAC puisque le comptage finalement est en fonction de l'amplitude de l'impulsion. Donc dans le graphique le nombre 1 et 2 sont la charge correspondant à 1pe et 2pe. (par exemple un fonction que représente P_c^{reel} est l'équation α . du tableau 7.1)

Alors, comme nous avons dit à la section (6.5), la **S-Curve** doit être considérée comme l'intégration du spectre de charge d'une valeur DAC fixe jusqu'à l'infini. Suivant cette définition, une fonction d'ajustement pour la **S-Curve** doit ressembler à la fonction intégrale du spectre de charge. Mais la fonction P_c^{reel} est dans le domaine discret, donc il faut utiliser la conception de la fonction de répartition complémentaire de P_c^{reel} .

La partie Poissonienne de P_c^{reel} est réécrit comme $P(N|\bar{N})$ où le paramétré la moyenne de nombre de photo électrons libéré pour la photo-cathode en totale par pixel est $\bar{N} = \bar{n}_{pe} + \bar{n}_{br}$ et $N = n_{pe} + n_{br}$

$$P(N|\bar{N}) = \frac{\bar{N}^N}{N!} e^{-\bar{N}} \quad (8.3)$$

Étant rigoureux, la partie Poissonienne pure de P_c^{reel} est la distribution du flux de photons $P_{ph}(n_{ph}|I_{ph}\tau_l)$, mais on se concentre sur le nombre de phot-électrons libéré de la photo-cathode considérant la contribution de la lumière est bruit propre de l'instrument, donc il faut prendre à $P = P_{pe}^{reel}$.

Le paramètre \bar{N} , caractérise indirectement la **S-Curve** pour chaque canal. Et on le considère désormais comme l'indicateur de la rendement du pixel. Comme se fait-il?

Dans la figure 8.3b on aperçoit en ligne noir, celle qui sera la courbe de P_c^{reel} . Les bosses en rouge et en vert sont les contributions d'un photo-électron et de deux photo-électrons respectivement. Les valeurs des pics pour le nombre coups par un photo-électron et deux photo-électrons sont : $P_c^{reel}(n_c = n_{c,1pe}) = F_{1pe}$ et $P_c^{reel}(n_c = n_{c,2pe}) = F_{2pe}$ respectivement.

Ils sont proportionnels aux valeurs de la fonction de Poisson avec \bar{N} fixe, évalué pour $N = 1$ et $N = 2$. Alors, nous obtenions :

$$F_{1pe} \sim P(1|\bar{N}) = \bar{N}e^{-\bar{N}}$$

$$F_{2pe} \sim P(2|\bar{N}) = \frac{\bar{N}^2}{2} e^{-\bar{N}}$$

Où finalement on déterminerait \bar{N} comme le rapport entre F_{1pe} et F_{2pe} .

$$\bar{N} \approx 2 \times \frac{F_{1pe}}{F_{2pe}} \quad (8.4)$$

Cependant l'unique moyenne pour calculer cette valeur est la **S-Curve**.

Il faut aussi remarquer que la **S-Curve** est l'intégral ou la surface sous le spectre de charge d'un seuil jusqu'à l'infini. Dans la figure 8.4 énumérons les différentes régions sous le spectre selon la contribution de charge d'un photo-électron et 2pe.

La charge accumulé pour uniquement le coup d'un photo-électron est : $A_0 + A_1 + A_2$ où $A_0 = A_1 + A_2$ si on assume qu'il est symétrique. Pareil La charge accumulé pour uniquement le coup de deux photo-électrons est : $A_2 + A_3 + A_4$ où $A_4 = A_2 + A_3$. Et aussi dans le spectre la zone A_2 devra s'ajouter une deuxième fois.

Le point d'inflexion de **SC/2pe** ($C_{i,SC/2pe}$) représente le pic de deux photo-électrons dans le spectre de charge. Alors le coup (axe des ordonnés) qui le correspond au point d'inflexion **SC/2pe** dans la **S-Curve** est proportionnel à A_4 :

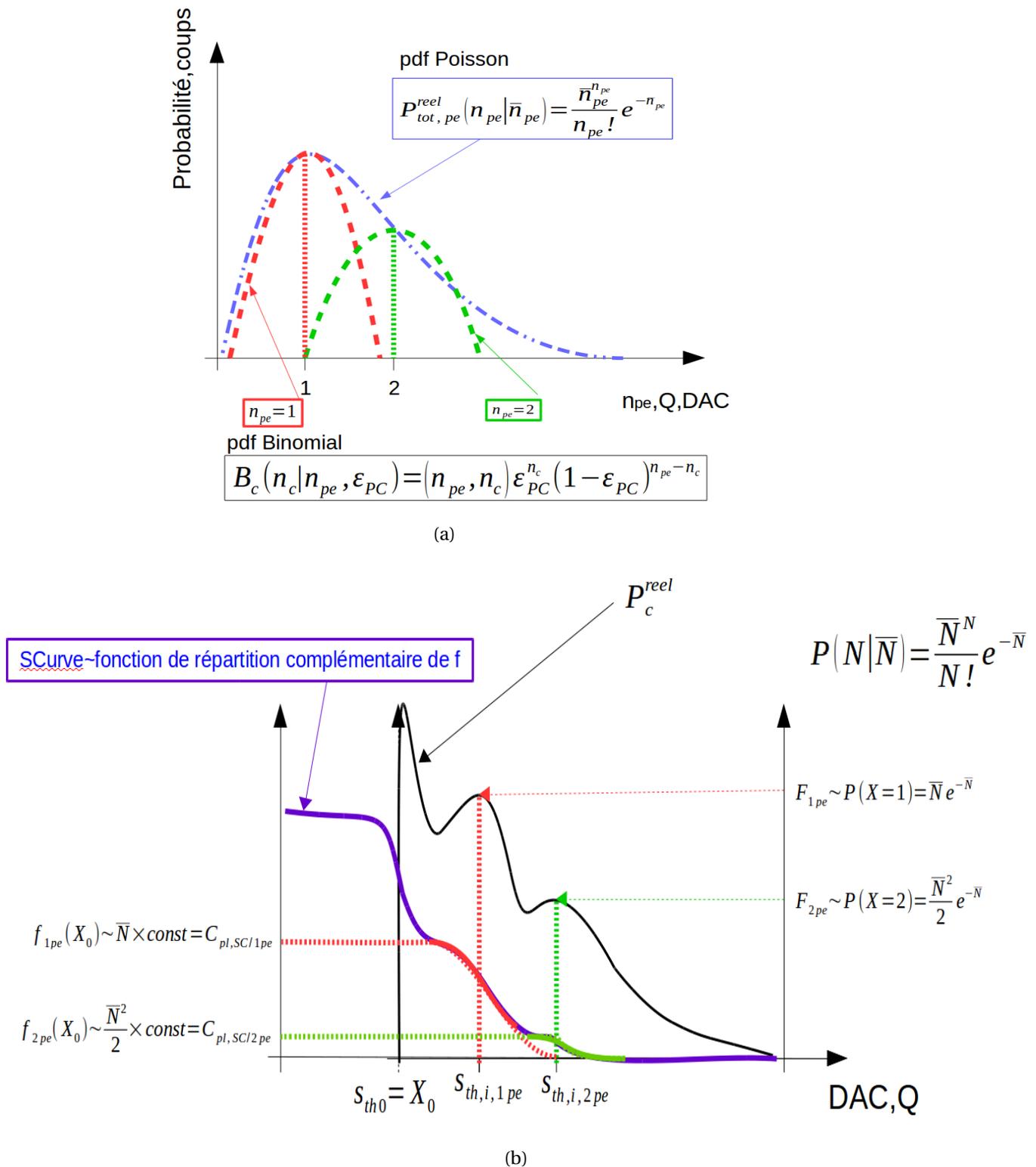


FIGURE 8.3 – (a) Composants de P_c^{reel} (b) La courbe en noir est fonction de distribution des impulsions comptées (P_c^{reel}). F_{1pe} et F_{2pe} sont les hauteurs des pics de 1pe et 2pe qui sont équivalents au valeurs évaluant $N = 1$ et $N = 2$ dans la partie poissonienne de P_c^{reel} . La fonction qui ajuste la S-Curve sera $f(x)$ (en couleur violet). En rouge est la courbe de plateau-SC/1pe et SC/1pe et en vert c'est pour le cas de 2pe.

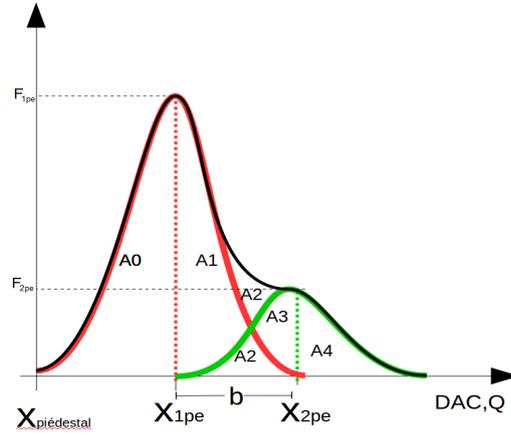


FIGURE 8.4 – La graphique montre les division en régions de la surface sous la courbe du spectre de charge, avec le but d’analyses grosse pour déterminer le rapport entre $C_{i,SC/1pe}$ et $C_{i,SC/2pe}$.

$$C_{i,SC/2pe} \sim A_4 \quad (8.5)$$

Pareille la surface à droite de pic à 1pe dans le spectre de charge, est proportionnelle aux coup correspondant au point d’inflexion de SC/1pe :

$$C_{i,SC/1pe} \sim A_1 + 2 \times A_2 + A_3 + A_4 = A_1 + A_2 + 2 \times A_4 \quad (8.6)$$

Si b est la distance entre le pics d’un photo-électron et 2pe, on s’approche à la valeur de las surfaces utilisant F_{1pe} et F_{2pe} , comme suit :

$$A_1 + A_2 = F_{1pe} \times \frac{b}{2}$$

$$A_4 = F_{2pe} \times \frac{b}{2}$$

On remplace ces relations dans les équations 8.5 et 8.6, puis nous faisons le rapport entre $C_{i,SC/1pe}$ et $C_{i,SC/2pe}$.

$$\frac{C_{i,SC/1pe}}{C_{i,SC/2pe}} = \frac{F_{1pe}}{F_{2pe}} + 2 = \frac{\bar{N}}{2} + 2 \quad (8.7)$$

Maintenant on utilise les coups correspondant aux points d’inflexion des SC/1pe et SC/2pe pour trouver le \bar{N} . Ayant plus loin, nous utilisons le rapport des valeurs de coup au niveau des plateaux de SC/1pe et SC/2pe, puisqu’il est proportionnel au rapport de points d’inflexion. Pour faciliter l’analyse ils sont notés : $C_{pl,SC/1pe}$ et $C_{pl,SC/2pe}$. En remplaçant dans l’équation 8.7, on aura :

$$\bar{N} = 2 \times \frac{C_{pl,SC/1pe}}{C_{pl,SC/2pe}} - 4 \quad (8.8)$$

Comme nous avons vu en MORETTO [2015b] et le plot 8.2b, cette rapport de plateau est de ≈ 100 alors l’ordre attendu pour les \bar{N} seraient ≈ 200 .

Définition du Rapport entre les plateaux d'un photo-électron et de deux photo-électrons

Ayant la [fonction de distribution des impulsions comptées](#) comme l'équation 6.47. On définit le rapport entre : 1) le nombre coups d'impulsions d'un photo-électron ($n_c = n_{c,1pe}$) et 2) le nombre de coups d'impulsions de deux photo-électrons $n_c = n_{c,2pe}$ (le deuxième produit par les empilements dans la chaîne de détection) comme $R_{1pe/2pe}$:

$$R_{1pe/2pe} = \frac{C_{pl,SC/1pe}}{C_{pl,SC/2pe}} \quad (8.9)$$

8.2.3 Test sur l'observation de deux photo-électrons dans la S-Curve

Motivation du test "observation de deux photo-électrons dans la S-Curve" Sous la condition d'un flux de photons faible (où le nombre d'empilements reste limité), et à haute tension d'alimentation pour le MAPMT, on veut savoir si le rapport $R_{1pe/2pe}$ de l'équation eq.8.9 reste constant.

Notre hypothèse c'est non car $R_{1pe/2pe}$ est proportionnelle à \bar{N} qui est la moyenne de photo-électrons libéré dans la photo-cathode et celui naturellement change avec le flux de photons.

Cependant on veut démontrer son comportement dessous de 15pe/GTU/pixel qui est la limite de la linéarité du [Photo-Counting](#).

Les travaux [MORETTO \[2015b\]](#) et [BLAKSLEY \[2013\]](#), ont déjà noté la présence de la contribution 2pe aux spectres de charge et le [S-Curves](#) (voir figure 8.2). Ils observent que le rapport entre les valeurs du plateaux de [SC/1pe](#) et de [SC/2pe](#) est de 1% pour un taux de comptage d'un photo-électron/GTU. On voudrait savoir s'il est valable pour plus d'un photons par GTU. Alors on répète cette expérience mais avec différents flux pour étudier comment le comptage de la deuxième bosse évolue avec le flux.

Bien que, les deux références montrent clairement la présence de ce signal, il n'a jamais été mesuré avec le PDM complet, y compris avec le HVPS. Cela a été un motif supplémentaire pour faire accepter ce test par la collaboration.

Description du test "observation de deux photo-électrons dans la S-Curve" Le test consiste à acquérir des runs de [S-Curves](#) pour s_{th} entre 200 à 700 unités de DAC avec une alimentation des MAPMTS qui peut valoir soit 950 V, soit 1100 V. Le flux de photons incidents varie en intensité avec une longueur d'onde UV fixée à 378nm.

On utilise le même dispositif expérimental que pour la calibration relative (présenté dans la section 7.4.2, avec une disposition différente de la sphère intégrée qui est placée est à 30 cm de distance de la surface du PDM.

La lumière d'une LED-UV est introduite dans l'un des port de la sphère intégrée. Le port de sortie qui éclaire le PDM se comporte comme une source lambertienne.

L'intensité de la lumière est réglée de façon à obtenir le nombre de photo-électrons souhaité sur un pixel de type t_{q1} . On a utilisé comme référence les coup détectés par le pixel 2298 à un [seuil de sélection](#) de 300 DAC (position centrale de son [plateau-SC/1pe](#)).

Il faut remarquer que pour ce test, le PDM avait été démonté auparavant. Malheureusement la configuration de vol n'a pas pu être reconstituée. En effet, le bruit électronique empêchait d'avoir tous les EC-ASIC connectés au PDM-B. Cependant même si on travaille avec la moitié des EC-ASIC, les caractéristiques des S-Curves sont similaires à celles du vol. Cette contrainte de bruit a donc contraint de procéder à faire fonctionner avec seulement la moitié inférieure de la surface de la PDM.

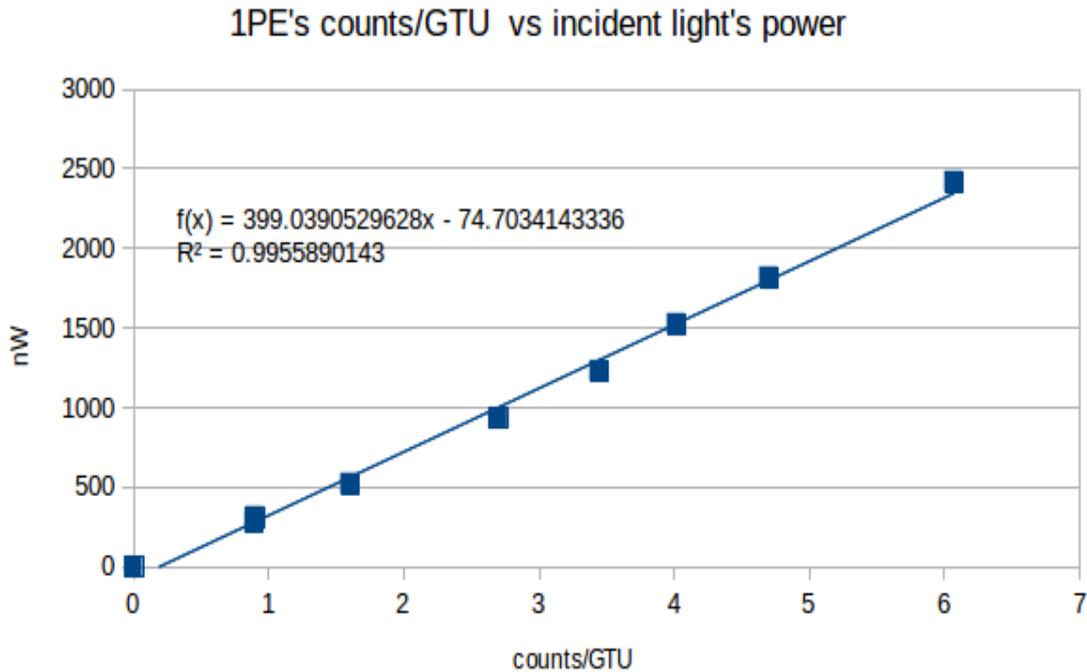


FIGURE 8.5 – Courbe de linéarité d'intensité de lumière UV (LED-738nm longueurs d'onde) mesurée par la NIST de référence, en fonction du nombre de coups détectés dans PDM à seuil de sélection de 300, et canal/pixel 2298 (t_{q1}). Mesures pour un tension de alimentation de MAPMT de 950V. La puissance de lumière ont été mesurés par un photodiode NIST, modèle PD300-UV fabriqué par Ophi qui permet une lecture avec une précision de 0.5%. Le coups a un erreur statistique de < 3%.

La figure 8.5 montre les courbes sur la relation entre le nombre de coups sur plateaux de SC/1pe et l'intensité de lumière en nW qui a été mesuré par le capteur de référence NIST dans de la sphère intégrée.

Cette courbe prouve une linéarité meilleure que $R^2 = 0.995$.

Des courbes de linéarité similaires pour des taux entre 1 à 8 pe/GTU ont été mesurée sur des -S-Cuves, pour tous le pixels du MAPMT.

Les spécifications pour le MAPMT R11 donne une charge maximale correspondant à un potentiel de 1100V de tension sur une capacité détecteur de 3pF [HAMAMATSU, 2015]⁵. Dans la page 146 de la référence [BLAKSLEY, 2013], il est mentionné que le courant maximal recommandé par le fabricant est 100 μ A pour l'ensemble des anodes.

L'illumination total du MAPMT (64 pixels) à un 1pe/GTU/pixel donne une curant de 4 μ A. Autrement dit on à une limite de flux de 25pe/GTU/pixel sans abîmer la MAPMT.

La figure 8.6, montre les S-Curves d'un même canal (139) pour différentes intensités de lumière.

Observations du test "observation de deux photo-électrons dans la S-Curve" On observe qu'au-delà de 450 DAC, il apparaît une deuxième bosse qui correspond à la contribution de deux photo-électrons. C'est le SC/2pe. Nous observons cette bosse aussi bien pour une haute tension de 950 V que de 1100 V. Nous remarquons que la bosse SC/2pe est plus prononcée lorsque l'intensité de lumière augmente. Nous avons aussi fait des me-

5. Cette valeur est équivalent à 3.3×10^{-9} C pour tout les anodes de 64 pixels.

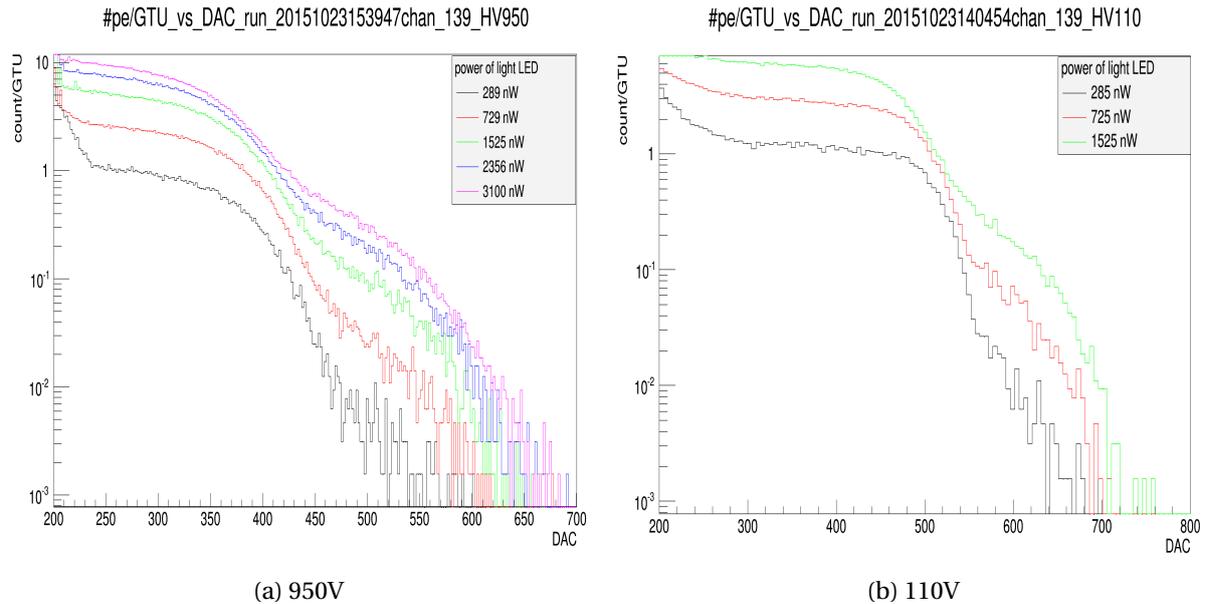


FIGURE 8.6 – S-Curves du canal 139 éclairées par différents flux de photons (intensité en nW). Dans la figure (a), le MAPMT fonctionne avec une haute tension de 950V et dans la figure (b), il fonctionne avec une haute tension de 1100V.

sures similaire pour une haute tension de 1100 V afin d'obtenir une efficacité de détection supérieure puisque le gain de MAPMT est supérieur qui permet de plateaux plus longues. Les résultat montrent aussi la présence de la contribution de deux photo-électrons (figure 8.6b).

8.3 Méthode de calcul de l'efficacité de sélection pour de pixels de faible rendement ou méthode PFR

Dans cette section, on décrit la méthode de calcul de l'efficacité de sélection pour de canaux de faible rendement ou méthode PFR. Au cours des étapes des différentes mesures pour déterminer le rendement du PDM pendant son intégration, le PDM a été soumis à plusieurs modifications, principalement dans sa configuration de masse électrique. Les éventuels changements de la configuration électrique augmentent les impulsions correspondant au bruit électronique lesquels l'électronique comptent et finalement élargissent le SC – *piédestaux* et réduisant la partie visible du plateau-SC/1pe.

Aussi, un fonctionnement non nominal des hautes tensions a conduit à des gains très faibles des MAPMT, donc à des plateau-SC/1pe très étroits.

Cela augmente la difficulté de choisir une valeur optimale de seuil de sélection entraînant la meilleure stabilité pour l'efficacité et un biais minimal par rapport au bruit (voir 6.5.4).

Dans la calibration absolue et relative on travaille avec un seuil de sélection fixe qui restreint l'analyse possible uniquement aux "bons canaux". Il faut donc développer une méthode spécifique qui permette de définir de l'efficacité de sélection pour les "mauvais canaux" de façon indépendante de la configuration qui était imposée.

Puis d'avoir trouvé l'efficacité de sélection elle pourrait être enlevé de la définition d'efficacité absolue de l'équation 6.54. Cela nous permet d'atteindre la partie constate

$\epsilon_q \times \epsilon_{PA-FSU}$ qui devrait être la véritable efficacité absolue, indépendant du **seuil de sélection**.

L'étude de l'**efficacité de sélection** ϵ_{PC} est, une partie importante de l'efficacité absolue du PDM, indépendante du contrôle du flux photons. Le cas de la calibrations absolue et la calibration relative sont dépendantes du contrôle du flux photons. La mesure de cette efficacité à été exposée en détail dans la section 7.7.2.

En mode de rappelle (voit l'équation 7.11) on dit : si $f(x, \theta_i)$ est la fonction que ajuste la contribution d'un photo-électron de la **S-Curve (SC/1pe et plateau-SC/1pe)** en fonction du **seuil de sélection** $s_{th} = x$ où θ_i représente le groupe des paramètres de la fonction, on peut affirmer que $f(s_{th0}, \theta_i) = C_{pl,SC/1pe}$, alors $\epsilon_{PC}(x, s_{th0})$ est :

$$\epsilon_{PC}(x, s_{th0}) = \frac{f(x, \theta_i)}{f(s_{th0}, \theta_i)} = \frac{f(x, \theta_i)}{C_{pl,SC/1pe}} \quad (8.10)$$

où s_{th0} est la position du pic du **SC – piédestal**. Cette mesure est laborieuse en raison de la largeur élevée des piédestaux.

Déterminer la valeur de s_{th0} est un travail difficile à cause de largeur du **SC-piédestal** en conditions de grand bruit et qui c'est le cas de nos données.

Cependant, s_{th0} peut prendre n'importe quelle valeur à la gauche du **plateau-SC/1pe**. Pour clarifier cette idée, dans la figure 8.7, la prolongation du plateau vers la gauche indique le nombre de coups correspondants à nombre d'impulsions comptées (photo-électrons détectés) et s_{th0} peut être x_0 ou même 0.

Ayant fixé les paramètres θ_i de la fonction $f(x)$ pour chaque canal, le calcul de la valeur de ϵ_{PC} ne dépend que du **seuil de sélection**.

Quand le **plateau-SC/1pe** est bien défini et que le **seuil de sélection** est choisi est proche au plateau ou sur le plateau, la valeur de ϵ_{PC} est à peu près un.

Bien que le système permette de fixer un **seuil de sélection** par ASIC, pour la mission de EUSO-Balloon le **seuil de sélection** a été fixé à 250 DAC pour tous les ASICS (voir section 4.3.2). Pour les canaux à faibles gains, les seuils sont placés sur la pente descendante du **SC/1pe**, donnant une valeur du nombre de coups sous-estimée par rapport à ce que donnerait le **plateau-SC/1pe**.

Alors, la valeur de ϵ_{PC} est inférieure à un. Nous interprétons cela comme une faible efficacité ou rendement.

Lorsqu'il y a illumination uniforme de la surface focale, on peut utiliser les **S-Curves** pour faire des corrections des valeurs d'efficacité des mauvais canaux en utilisant comme référence les bons canaux.

La condition requise pour que cette correction soit possible est que le **seuil de sélection** soit placé à gauche du point d'inflexion de la **SC/1pe**.

c'est-à-dire que la **S-Curve** soit de type (t_{q2}). Au moins pour des canaux dont le **seuil de sélection** est placé à gauche du point d'inflexion. Autrement dit, il est une sorte de calibration relative basée sur la forme de la **S-Curve** de chaque canal.

Dans le cas des canaux de type t_{q1} et t_{q2} , on utilise l'extrapolation de la fonction $f(x)$ pour reconstruire les plateaux de **SC/1pe** (Phase 1 de la **méthode PFR**).

Pour les canaux de type t_{q3} , cette méthode n'est plus valable puisque la partie principale du **SC/1pe** est cachée dans le **SC – piédestal** et l'ajustement ne reconnaît pas la véritable forme du **SC/1pe** dans la région proche du plateau. Dans ce cas on utilise la queue du **SC/1pe** où il y a la contribution de deux photo-électrons à la **S-Curve**, comme on avait vu en la section 8.2.3 (Phase 2 de la **méthode PFR**).

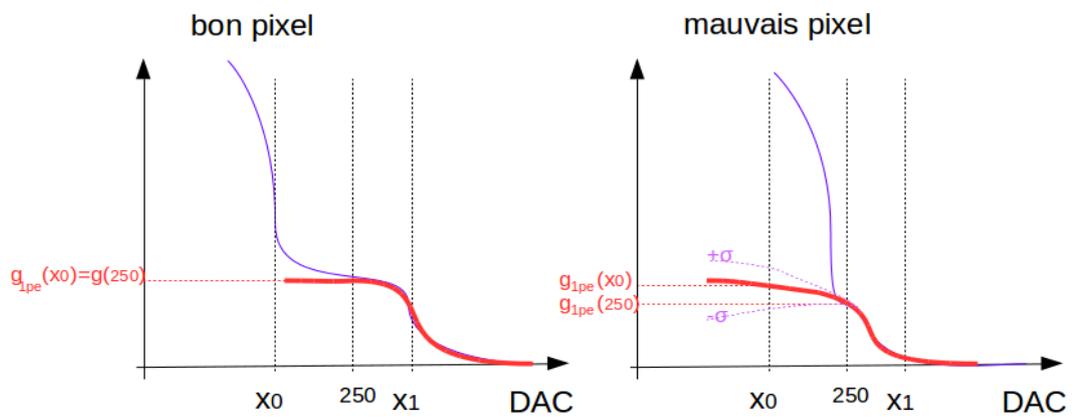


FIGURE 8.7 – Les schémas montrent comment on utilise la fonction f_{1pe} (ligne en rouge) pour ajuster les $SC/1pe$ et leurs plateaux sans prendre en compte les SC-piédestaux. Le seuil de sélection de mesure standard est 250DAC. Pour fines didactique le graphique du mauvais pixel montre les deux principaux caractéristiques de S-Curves de canaux de faible rendement : le première est le courte *plateau – SC/1pe*, ce qui est propre de S-Curves avec faible gain. En ailleurs, le SC – *piédestal* élargit vers la droite est à cause d'un élevé bruit.

8.3.1 L'efficacité de sélection sur les canaux de type t_{q1} et t_{q2} (Phase 1 de la méthode PFR)

Pour les canaux de type t_{q1} et pour une grande partie des canaux de type t_{q2} , leurs SC/1pe montrent une tendance à la formation du *plateau – SC/1pe*. Cette caractéristique est suffisante pour réaliser des ajustements utilisant la fonction $f(x)$, dont la $\epsilon_{PC}(x)$ est évidente (voir eq.6.43).

Ensuite, on observe que la contribution de deux photo-électrons dans la S-Curve et sa relation avec la contribution d'un photo-électron (équation eq.8.9) aide à estimer \bar{N} dans l'équation eq.8.8).

\bar{N} est l'argument de la partie Poissonienne de la *fonction de distribution des impulsions comptées* (6.47,8.2.2,8.3) pour chaque canal, lequel on considère un indicateur du rendement du PDM, et directement dépendant de

$$R_{1pe/2pe} = \frac{C_{pl,SC/1pe}}{C_{pl,SC/2pe}}$$

On a mentionné dans la section 8.2.3 qu'on veut savoir son comportement pour flux de lumière que produisent moins de 15pe/GTU/pixel.

Les fonctions d'ajustement

Pour ajuster les deux composantes 1pe et 2pe de la S-Curve complète, on définit une fonction à ajuster $f(x)$ qui est la somme de deux fonctions $f_{1pe}(x)$ et $f_{2pe}(x)$ qui doivent être ajustées indépendamment sur les composantes SC/1pe de SC/2pe respectivement :

$$f(x) = f_{1pe}(x) + f_{2pe}(x) \quad (8.11)$$

Dans le spectre de charge, les contributions d'un photo-électron et de deux photo-électrons forment une bosse de forme grossièrement Poissonienne.

Alors, les fonctions f_{1pe} et f_{2pe} pourront être des fonctions de répartition de la fonction des distributions en charge. Pour les décrire, c'est à dire le complément de la fonction gamma incomplète.

On a eu complications pour calculer le paramètre de la fonction gamma lors un fonctions d'ajustement de la S-Curve. Une raison pourrait être aussi parce que les pas du *seuil de sélection* utilisés dans la prise de S-Curves sont plus grand que l'unité (Pour les S-Curves de vol le Δs_{th} est de 5 DAC) ça brise encore la pseudo continuité qu'on essaye de adapter dans l'algorithme numérique.

Une autre courbe qui s'ajuste à la forme des collines d'un photo-électron et deux photo-électrons dans le spectre de charge est la courbe gaussienne.

Alors, appliquant le complément de la fonction réciproque d'un pdf gaussienne, c'est à dire la fonction Erfc comme la fonction f_{1pe} avec trois paramètres (paramètres que permettent un déplacement dans les deux axes et l'amplification), on obtient plus de réussites pour l'assembles des canaux.

Donc, la fonction d'ajustement sur le SC/1pe prend une forme générique de la fonction Erfc, dont les paramètres libres permettent l'ajustement dans la région de la SC/1pe :

$$arg(x) = \frac{x - a_{1,2}}{\pi a_{1,3}} \quad (8.12)$$

$$f_{1pe}(x) = a_{1,1} (1 + Erfc(arg)) \quad (8.13)$$

Où $a_{1,1}$, $a_{1,2}$ et $a_{1,3}$ sont les paramètres de f_{1pe} .

- où $a_{1,1}$ est le paramètre d'amplitude.
- $a_{1,2}$ est le paramètre de positionnement de l'origine de l'axe des DAC,
- $a_{2,3}$ est le paramètre d'échelle de l'axe des DAC relié à la largeur du pic de 1pe.

Pour l'ajustement du **SC/2pe**, la fonction Erfc n'a pas fonctionné à cause des petites valeurs de coup à ce niveau et un résolution de pas DAC Δs_{th} plus grand que un. Un premier essai changeant l'échelle a été mis en marche mais la dispersion de points n'a pas permis l'ajustement.

La statistique accumulée dans la contribution **SC/2pe** est insuffisante pour ajuster f_{2pe} selon une forme erfc , avec 3 paramètres libres.

Cependant, un simple ajustement linéaire dans la région d'intérêt est suffisant pour déterminer son plateau (les résultats de la dispersion sont donnés dans la section suivants).

$$f_{2pe}(x) = a_{2,3} (a_{2,1} \cdot x + a_{2,2}) \quad (8.14)$$

Où $a_{2,1}$, $a_{2,2}$ et $a_{2,3}$ sont les paramètres de f_{2pe} .

Les régions d'application des ajustements de f_{1pe} et f_{2pe}

Les fonctions f_{1pe} et f_{2pe} sont appliquées dans des régions de définition différentes. Ces régions ont comme centre les points d'inflexion des **SC/1pe** et **SC/2pe**. Pour les trouver on utilise la négative de la fonction dérivée de la somme $f = f_{1pe} + f_{2pe}$ qui donne en première approximation les courbes de la distribution en charge d'un photo-électron et de deux photo-électrons.

Un bon choix des régions serait toute la zone sur laquelle les bosses s'étendent (voir figure 8.8b).

Ayant déterminé les régions on fait l'ajustement de f_{1pe} et f_{2pe} pour déterminer les paramètres ceux qui seront réutilisés pour l'ajustement global :

$$f(x) = f_{1pe}(x) + f_{2pe}(x) \quad (8.15)$$

Cette façon de procéder en différentes étapes limite les échecs de l'algorithme d'ajustement pour une fonction qui comprends pas moins de 5 paramètres.

8.3.2 L'efficacité de sélection sur les canaux de type t_{q3} (Phase 2 de la méthode PFR)

Dans cette section, on présente la seconde phase du **méthode PFR**. Les S-Curves des canaux t_{q3} ne peuvent pas être ajustées en utilisant la fonction $f(x)$ puisque il n'y a que la **SC/2pe** qui est visible dans les S-Curves. Nous essayons de démontrer que $R_{1pe/2pe}$, le rapport des valeurs du plateaux de **SC/1pe** et **SC/2pe**, est similaire pour l'ensemble des canaux appartenant à une même famille (ASIC ou de MAPMT). Donc l'utiliser pour estimer **plateau-SC/1pe** des S-Curves t_{q3} .

Pour cela, il suffit donc de trouver des pixels dans le voisinage de type t_{q1} et t_{q2} dont le rapport $R_{1pe/2pe}$ a été mesuré dans la phase 1 du **méthode PFR**. On utilise ce rapport $R_{1pe/2pe}$ établi sur les bons pixels du voisinage pour prédire la valeur de $C_{pl,1pe}$ à partir de la mesure de $C_{pl,2pe}$.

C'est-à-dire que ce rapport avec les valeurs du plateau de **SC/2pe** de t_{q3} permet de calculer la valeur des plateaux des **SC/1pe** et en suite d'estimer leurs ϵ_{PC} . Avec cette méthode en deux parties, nous estimons le nombre de coups pour le plateau de **SC/1pe** pour des canaux t_{q2} et t_{q3} qui ont un faible gain.

Avant de continuer à la exposition sur la application de la méthode, on a besoin d'expliquer le rôle de certains algorithmes qui font partie de la **méthode PFR** et qui ont été développés pour réaliser un ajustement optimal des fonctions $f_{1pe}(x)$ et $f_{2pe}(x)$.

Algorithme de détermination de la queue de distribution du SC – piédestal Il a pour but de soustraire les SC-piédestaux pour faciliter le processus d'ajustement.

Algorithme de Classification des canaux selon des critères de qualité (S-Curve) La phase 1 et phase 2 de la méthode sont appliquées à différentes classes de **S-Curves**. Comme il y a 2304 S-Curves par run, alors une sélection automatique est nécessaire.

Algorithme de Détermination du domaine d'application de f_{1pe} et f_{2pe} Notre objectif c'est de déterminer la hauteur des plateaux de **SC/1pe** et **SC/2pe**. Cependant, en raison d'une trop basse résolution en **seuil de sélection** et une statistique insuffisante, la région de **SC/2pe** ne peut pas être ajusté avec la fonction $f(x) = f_{1pe} + f_{2pe}$.

Mais les analyse le **SC/2pe** autour de son point d'inflexion donne un taux de réussite acceptable $\chi^2 < 50$.

Alors déterminer les régions d'application de pour chaque fonction f_{1pe} et f_{2pe} est devenue un pas essentielle.

8.3.3 Algorithme de détermination de la queue du SC – piédestal

Lorsqu'on fait une soustraction directe du **SC-piédestal**, utilisant un **SC – piédestal** pure (S-Curve obtenue mesurée sans exposition à la lumière), on obtient plusieurs valeurs négatives dans région de définition du **SC/1pe**. Cela est dû à une saturation du taux de comptage dans la zone frontière reliant le **SC – piédestal** et **plateau – SC/1pe**. Ces brisures de la continuité détériorent fortement les ajustements qui se font après.

On a décide de juste travailler au-delà du piédestaux. Pour cela on fait une programme comparateur qui évalue les coup de la pente droite de chaque **SC-piédestal** pure avec un seuil du 25% de coups du plateaux nominal (0.25 coup/GTU). Le programme identifie la valeur DAC et l'utilise pour couper les **S-Curves** à parti de cette valeur.

8.3.4 Algorithme de Classification des canaux selon des critères de qualité (S-Curve)

Pour identifier le type de **S-Curve** selon les critères exposés dans la section 7.6, on doit localiser la position du point d'inflexion de la **SC/1pe**. D'abord toutes les **S-Curves** qui présentent le bout droit **SC-piédestal** plus grand que le **seuil de sélection** de 250DAC son considérés de de classe t_{q3} , c'est à dire ils sont écartés de l'analyse.

La position du point d'inflexion de **SC/1pe** est localisée par la valeur de sa dérivée.

Si la courbe que représente la dérivé de la **S-Curve**, montre un pic inverse ou vallée complet (avec les pentes gauche est droit), on classifie cette S-Curve comme de t_{q1} et le profondeur maximal donne la valeur DAC du point d'inflexion de **SC/1pe**.

Si le vallée de la courbe dérivé est incomplet (pente droite inachevé) mais avec la profondeur bien définie, la S-Curve sera classé de type t_{q2}

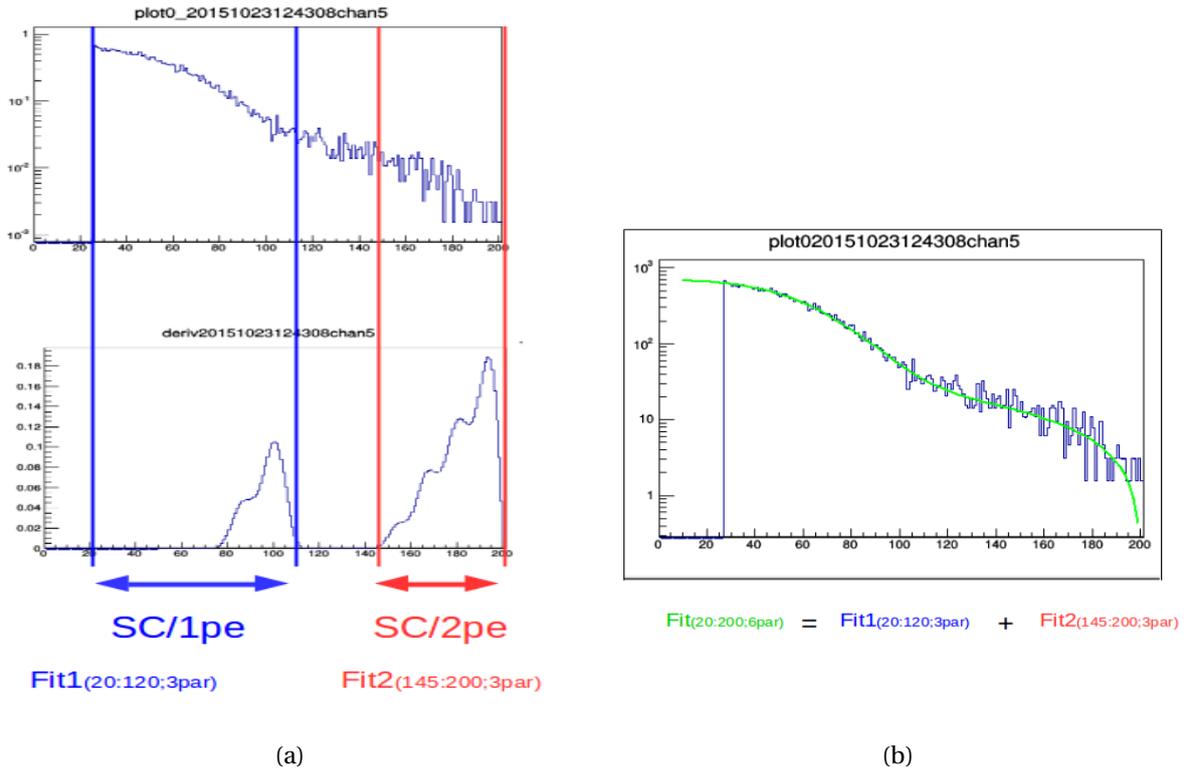


FIGURE 8.8 – (a) La figure montre comment les pics de la dérivé négative de la SC permettent de choisir les régions d’ajustement des $SC/1pe$ et $SC/2pe$, afin de déterminer les paramètres. (b) La figure à droite montre en vert, la fonction f , résultat de l’addition des fonctions f_{1pe} et f_{2pe} .

Finalement, tout courbe dérivé de la S-Curve qui montre uniquement la pente ascendante sera de type t_{q3}

Tout autre S-Curve avec un dérivé aberrer sera classe type t_{q3} .

8.3.5 Algorithme de Détermination de la zone de définition des fonction f_{1pe} et f_{2pe}

Comme nous l’avons postulé, la fonction d’ajustement f est formée par la somme de deux fonctions f_{1pe} et f_{2pe} .

On procède cette fois avec la dérivée de l’algorithme de la négative de la S-Curve, avec le but d’amplifier la zone de la $SC/2pe$ et voir son point d’inflexion.

Dans le cas de S-Curves avec un résolution Δ_{sth} de 1 DAC, on obtient une courbe similaire à celle du graphique 8.8a.

On choisit comme région d’application de f_{1pe} , des le point du fin de SC-piédestal à gauche jusque la fin du pic de la correspondant à $SC/1pe$ (marqué en bleu). Pour le cas de f_{2pe} la région sera la largeur de son pic correspondant (marqué en rouge)⁶.

6. La définition de frontières avait été changé postérieurement pour le point intermédiaire entre les point d’inflexion de $SC/1pe$ et $SC/2pe$. Cependant on indique l’idée original pour marquer les différences entre la conception et la application de l’idée.

8.4 Mise en œuvre des méthodes sur les données du PDM

Dans cette section on explique comment on a procédé pour mettre en œuvre les idées précédentes.

Les **S-Curves** sont acquises dans un intervalle de 0 à 600DAC, avec un pas de 2 DAC ou 5 DAC. Le pas de 2 DAC a été choisi pour les mesures de calibration pre-vol et post-vol au sol⁷ et le pas de 5 DAC pour les mesures en vol.

Par convention, chaque point correspondant à une valeur de DAC précise est la moyenne des taux de comptage sur 640 GTU, c'est-à-dire l'équivalent de 5 *paquets* GTU par paquet 6.5.4. La taille d'un fichier pour la prise d'un **S-Curve** de vol est ≈ 200 MB et pour de fichiers de calibration la taille est double.

8.4.1 Application de la "détermination de la queue du piédestal et élimination du **SC-piédestal**

La soustraction de le **SC-piédestal** utilisant un **SC-piédestal** d'une mesure sans lumière, a été défaillant. La nouvelle façon d'évaluer les S-Curves sera le limiter jusqu'à la valeur DAC où le **SC-piédestal** s'étend. Pour Identifier le bout droite du **SC-piédestal** on fait de trois étapes.

- Prenant un **SC-piédestal** pure (S-Curve mesure sans exposition à la lumière) on fait une comparaison de chaque pas DAC avec le 25% de nombre coups d'un **plateau-SC/1pe** "N".
- La comparaison commence du DAC supérieur à la inférieur (droite ver la gauche) pour prendre la pente droit qui est de notre intérêt.
- Puis que la comparaison déclenche une alerte, le processus de comparaison persiste pour le suivant 5 pas DAC ($M = 5$). Si la alarme se répète trois fois ($L = 3$) parmi le cinq essayes le programme considère le premier valeur le bout du **SC-piédestal**.

8.4.2 Application pour des algorithmes de détermination de la régions d'ajustements de f_{1pe} et f_{2pe}

La méthode exposée dans la section 8.3.5 fonctionne correctement pour les **S-Curves** avec $\Delta s_{th} = 2DAC$ (voir la figure 8.8b). Pour de **S-Curves** de pas de 5 DAC les courbes d'ajustement obtenues sont incohérents. Un type de S-Curves de ce type sont celles du vol. Alors la contrainte pour cette processus d'analyses est la résolution ou pas DAC.

Alors on procède de la suivant manière :

Pour trouver les paramètres de la fonction d'ajustement on démarre le calcule avec valeur initiales des paramètres d'un. Puis du première calcule le nouveau groupe de paramètres sont insérés par un nouvel calcule de nouveau paramétrés. Ce processus est appelé "boucle pour le calcule de paramètres".

L'ajustement de la **S-Curve** avec la fonction $f(x)$ a été fait avec un seul boucle pour le calcule de paramètres. Puis, on applique la dérivé a cette fonction. Ce façon de faire donne de bons résultat tel qu'il est montré dans la figure 8.12, c'est à dire on arrive a trouver clairement le point d'inflexion comme le pic de la courbe dérivé mais que pour la région de la **SC/1pe**.

7. Certaines **S-Curves** on été prises avec un pas de 1 DAC surtout pour les calibrations en illumination complète de toute la surface du PDM.

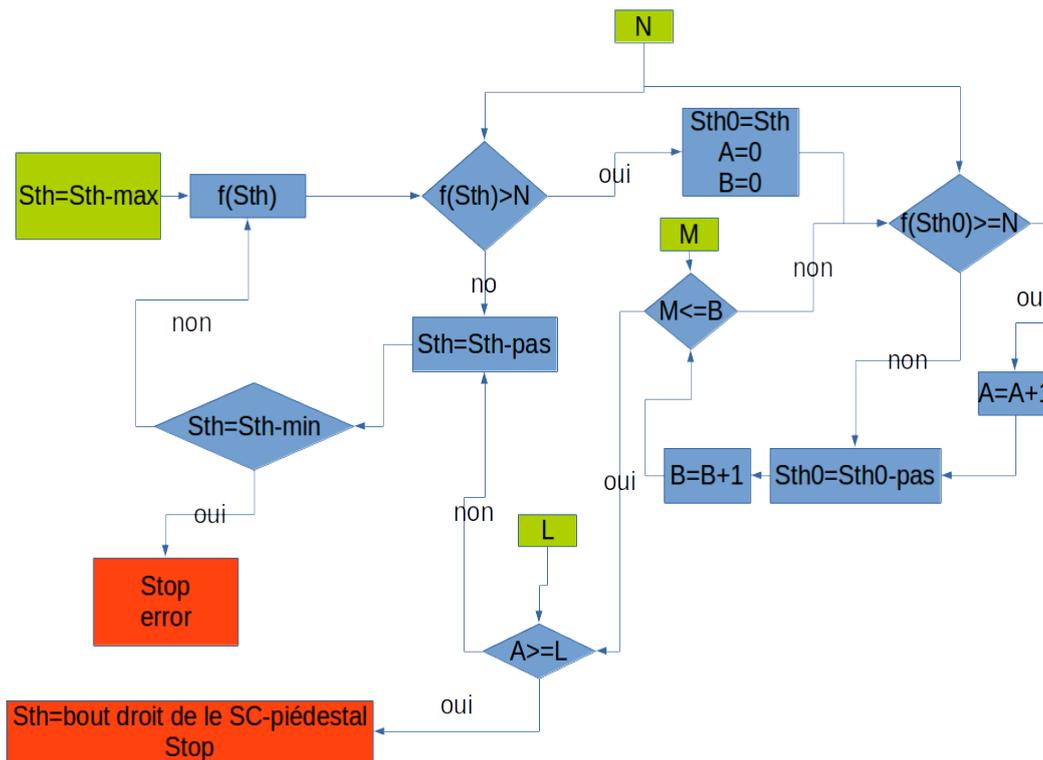


FIGURE 8.9 – Diagramme de flux pour la détermination de la queue du piédestal. Les entrées sont en boîte verte et les sorties en boîte rouge. Les paramètres sont $N = 25\%$ de nombre coups d'un plateau-SC/1pe, $M = 5$ et $L = 3$.

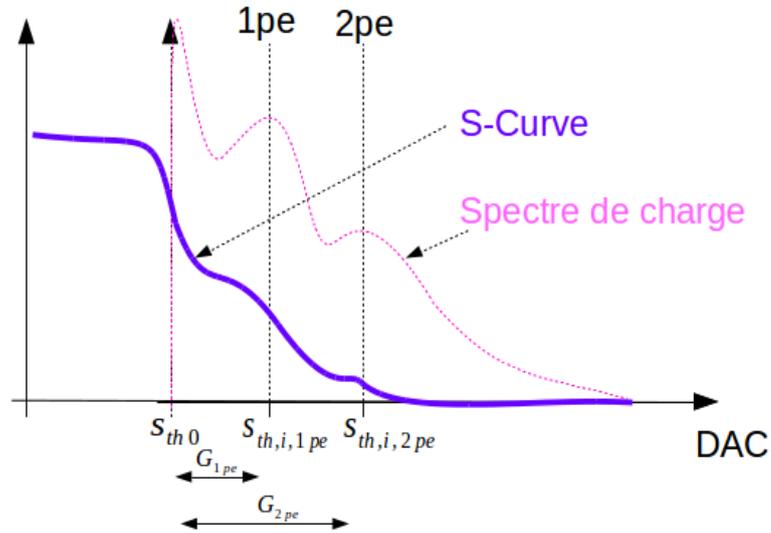


FIGURE 8.10 – Interprétation comme un double gain pour la distancia entre les points d’inflexion de la *SC-piédestal* et *SC/2pe*.

Les processus de dérivation pour la *SC/2pe* à été la partie plus problématique.

Donc il a fallu un façon de faire différent pour trouver le point d’inflexion de *SC/2pe*.

Rappelant que le gain c’est la distance entre le point d’inflexion de la *SC/1pe* et de ce de la *SC-piédestal* 6.5⁸ et que ce gain est directement proportionnel à la charge d’un photo-électron, on peut penser qu’un double charge produira un gain (G_{2pe}) pour le *SC/2pe* de deux fois le gain (G_{1pe}) de *SC/1pe* (voir image 8.10).

$$G_{2pe} = s_{th,i,2pe} - s_{th0} = 2 \times (s_{th,i,1pe} - s_{th0}) = 2 \times G_{1pe}$$

Des analyses décrites dans la section 8.5.1 ont permis de vérifie que le rapport est environ $G_{2pe} = 1.7 \pm 0.8 \times G_{1pe}$. Cette réduction de la valeur du rapport est plus probablement due à la pre-amplification et mise en forme des impulsions dans les ASICs.

Pour fixer les régions d’application de f_{1pe} et f_{2pe} on utilise comme frontière le point équidistante entre les point d’inflexion f_r .

$$f_r = s_{th,i,1pe} + (G_{2pe} - G_{1pe})/2$$

La régions de f_{1pe} sera de 250 DAC à jusqu’à f_r et pour f_{2pe} le région sera au-delà f_r .

8.4.3 Application de l’algorithme pour sélection le type de S-Curves

Pour le processus de sélection des S-Curve selon le critères établiaient dans la section 7.6, on a besoin que de la dérivée de la S-Curve, notamment sur la région de *SC/1pe*.

Donc l’ajustement de la S-Curve utilisant $f(x)$ ou de f_{1pe} *SC/1pe* à un boucle pour le calcul de leurs paramètres, est suffisant pour déterminer le point d’inflexion de *SC/1pe*.

8. Il faut se rappeler que le *SC-piédestal* ne bouge pas (6.5.1) On introduit la valeur fixe de 76 DAC pour le point d’inflexion du *SC-piédestal* celle qui a été déterminé dans les différents test de *SC-piédestal* (voir figure 6.9 et 6.8b)

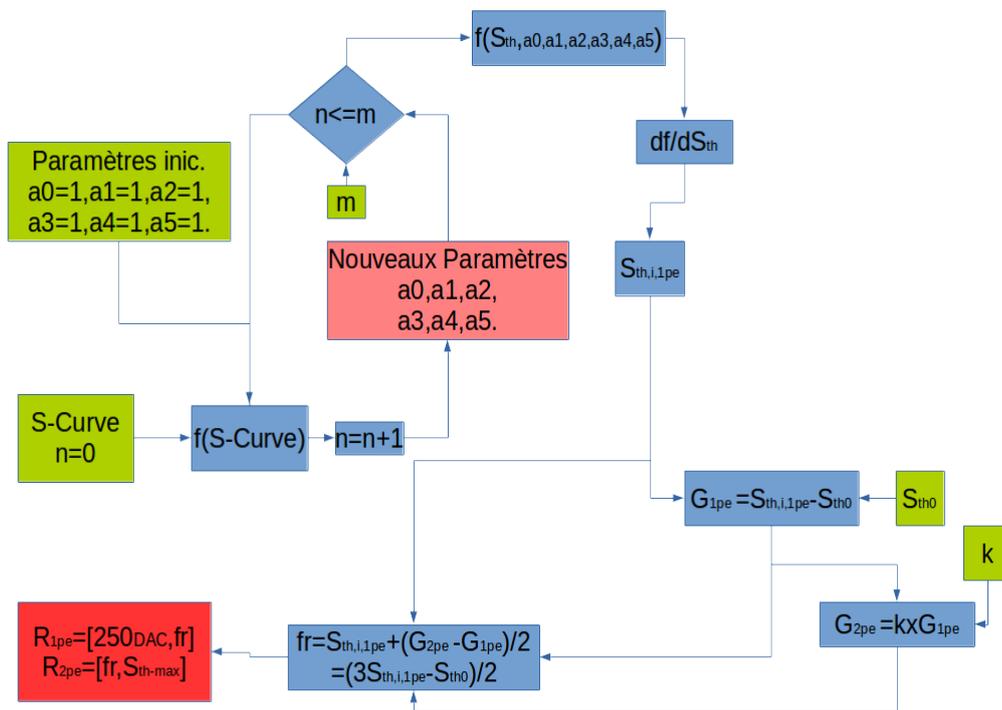


FIGURE 8.11 – Diagramme de flux pour la détermination des régions de application de f_{1pe} et f_{2pe} (R_{1pe} et R_{2pe} respectivement). Pour cette cas $m = 1$ et $S_{th0} = 76$ DAC et le facteur k par hypothèse préliminaire a été considéré deux mais puis des analyses en 8.5.1 on a déterminé qu'il est 1.7 ± 0.8 .

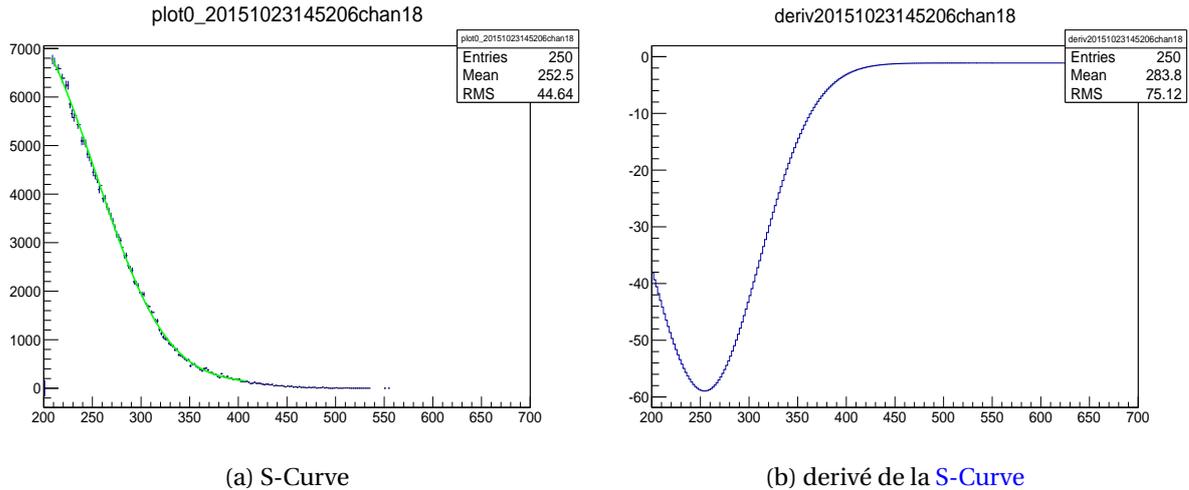


FIGURE 8.12 – Un exemple de la sélection du type de **S-Curve** : (a) Courbe d’ajustement avec la fonction f_{1pe} sur la **S-Curve** (ligne vert). (b) Fonction dérivée de f_{1pe} dont la position du pic correspond à la position du point d’inflexion de **SC/1pe**.

Par exemple la figure 8.12a montre la **S-Curve** de type t_{q2} où la ligne en vert est la f_{1pe} appliquée sur la région.

La courbe de la figure 8.12b est la dérivée de f_{1pe} .

Le programme évalue le gouffre de la dérive et selon les critères discutés dans la sous-section 8.3.4 pour faire la classification de type de **S-Curves**.

8.4.4 Application de la phase 1 de **méthode PFR** pour l’estimation de nombre de coups du plateau d’un photo-électron

La phase 1 de la **méthode PFR** est appliquée aux **S-Curves** de type t_{q1} et t_{q2} . Les fonctions f_{1pe} et f_{2pe} ont chacune trois paramètres libres (voir les équations eq.8.13 et eq.8.14) qui doivent être estimées par ajustement sur les **S-Curves**.

Pour estimer les paramètres, l’algorithme se répète en deux niveau de boucles conditionnés par deux seuils.

Le première est une boucle de réinitialisation de paramètres dont les premier valeurs des paramètres sont uns). La condition de stop du boucle c’est la valeur $chi2 < 30$.

Dans le cas que la réponse persiste de forme négative pour T tours, alors il passe au deuxième niveau de conditionnement.

Cela consiste en reprendre les valeurs de initialisation (valeurs d’un) et à Changer en un pas DAC (soit 1DAC ou 5DAC selon la résolution en DACs de la **S-Curve**) les bouts de la région d’évaluation et se répète le première niveau de boucle. Ce processus intercale son application sur le buts à chaque tour un nombre définit de fois (S) qui joue le rôle de seuil.

Quand il dépasse les deux niveaux de boucles on considère un échec le processus de ajustement sur ce canal en particulière.

En fait il s’agit de trouver le bon espace de définition des régions, en restreignant pas à pas les bornes de cette région et en vérifiant à chaque passage la valeur de $chi2$ du processus d’ajustement.

Les seuil T et S sont fixés par l’utilisateur et ils sont différents pour différentes conditions de prises de données (pré-calibration, vol, post-calibration).

Après d’avoir obtenu les paramètres des fonctions f_{1pe} et f_{2pe} , la suivante phase est l’extrapolation des fonctions f_{1pe} et f_{2pe} pour trouver les valeurs de $C_{pl,1pe}$ et $C_{pl,2pe}$.

Pour f_{1pe} , l’extrapolation se fait à 76 DAC pour mesurer le nombre de coups au niveau du **plateau-SC/1pe**. Cette valeur est le $C_{pl,SC/1pe}$.

Dans le chapitre 6 (voir la figure 6.8b), le test réalisé sur les SC-piédestaux ont démontré que les perturbations électromagnétiques externes à l’ASIC ne déplacent pas l’origine des piédestaux.

On conserve donc la valeur de 76 DAC comme valeur pour l’origine des s_{th0} . En effet, cette valeur moyenne a été mesurées lors de tests d’électronique réalisés sur les ASIC (voir figure 5.10a)

Pour f_{2pe} , l’extrapolation est dans la valeur extrême gauche de sa région de détermination, pour mesurer la hauteur du plateau de **SC/2pe**. Cette valeur est le $C_{pl,SC/2pe}$ ⁹.

Finalement, la valeur de ϵ_{PC} pour un canal est le rapport entre la valeur donnée par la fonction f_{1pe} évaluée à la position de 76 DAC ($C_{pl,1pe}$) et la valeur du nombre de coups mesurés à un **seuil de sélection** de 250 DAC.

Avec les deux variables ($C_{pl,1pe}$ et $C_{pl,2pe}$) on a tout pour calculer la valeur de \bar{N} utilisant l’équation 8.8.

8.4.5 Application de la phase 2 de la **méthode PFR** pour l’estimation du nombre de coups du plateau de deux photo-électrons

Cette étape à trois sous-étapes :

- La première est de mesurer la valeur de $C_{pl,SC/2pe}$ des canaux avec **S-Curves** de type t_{q3} . Pour cela on ajuste seulement la fonction f_{2pe} sur la région correspondante.
- La deuxième étape consiste à considérer que le rapport $R_{1pe/2pe}$ est une caractéristique commune à tous les canaux qui appartient à la même famille MAPMT-ASIC. Cette hypothèse requise fait l’objet du sujet de la suivante section.
- Appliquer le $R_{1pe/2pe}$ comme facteur de proportionnalité sur les $C_{pl,2pe}$ des mauvais pixels pour estimer leur $C_{pl,1pe}$.

Ici nous devons faire une importante parenthèse : Il faut démontrer que $R_{1pe/2pe}$ est constant pour de flux varié de photons au moins dessous 15pe/GTU/pixel. Pour cela nous, utiliserons les données du test de la section 8.2.3. On consacre une section à cette vérification.

8.5 Rapport entre les valeurs des plateaux d’un et de deux photo-électrons comme caractéristique d’une association MAPMT-ASIC

Dans la section 8.3.1, on a dit que \bar{N} est l’argument de la partie Poissonienne de la **fonction de distribution des impulsions comptées** ou autrement dit la moyenne nombre de photo-électrons (issus lumière et bruit thermique) pour temps Δt . On veut savoir le comportement en fonction au flux de photons mesuré, au moindre pour de mesures en mode **SPE** qui a une dynamique de jusqu’à 15pe par GTU par pixel.

9. Pour le cas d’une fonction f_{2pe} telle que la fonction Erfc , le point d’extrapolation pourrait être 76DAC pour déterminer $C_{pl,2pe}$ cependant nous on a utilisé une courbe linéaire que pauvrement ajuste déjà la **SC/2pe** et 76 DAC la valeur n’ a pas de sens.

Ailleurs, dans la section 8.3.2, on voudrait démontrer que $R_{1pe/2pe}$ est une caractéristique de l'ensemble des pixels de la même famille de MAPMT-ASIC.

Cette section est consacrée à l'analyse effectuée sur les données du test sur l'observation de deux photo-électrons dans la **S-Curve** (exposé dans la section 8.2.3) cherchant étudier le comportement $R_{1pe/2pe}$ et s'il peut être considéré comme une caractéristique des canaux d'un même MAPMT-ASIC

L'analyse de ce rapport comprends deux étapes.

- Une évaluation d'ajustements des S-Curves d'une même canal à différents flux de lumière. Cela fournit un premier indice du comportement du rapport $R_{1pe/2pe}$ à différents flux de lumière.
- Comparaison des $R_{1pe/2pe}$ des canaux du même ensemble MAPMT-ASIC ayant comme objectif caractériser cette ensemble.

8.5.1 L'ajustement à un paramètre de liberté

Cette procédure cherche à déterminer le comportement du $R_{1pe/2pe}$ des **S-Curves** d'un canal en particulier pour un flux variable de photons incidents.

Comme les **S-Curves** de ce test ont été prises avec seulement 1 paquet par pas de seuil, la précision sur le taux de comptage est très faible. Les **S-Curves** montrent des discontinuités (surtout à faible flux de lumière).

Le principe de cette méthode consiste à trouver une fonction à paramètre unique, qui permette de faire varier la hauteur du plateau **SC/1pe**. La base de ce principe est que le gain d'un même canal ne change pas avec une variation du flux de lumière. Donc la position du point d'inflexion de **SC/1pe** ($s_{th,i,1pe}$) demeure invariante. Cela implique que l'unique variation c'est la hauteur du point d'inflexion et naturellement aussi la hauteur du **plateau-SC/1pe** en proportion au flux de photo-électrons par GTU.

Pour confirmer cette proportion on évalue la position des points d'inflexion de différentes S-Curves correspondant à différentes valeurs de flux, pour un canal spécifique.

Le canal de classe t_{q1} choisi, est le numéro 18, correspondant dans l'ASIC1 8. Nous observons dans la figure 8.13b que les points d'inflexion des S-Curves ont une tendance à se décaler vers la gauche, mais ce déplacement n'est pas significatif. Alors on peut fixer le point d'inflexion à $260 \pm 10DAC$.

Avec la fonction f_{1pe} , on ajuste la **S-Curve**, avec flux de lumière le plus intense. Le paramètres de cette courbe sont utilisé pour l'ajustement des autres S-Curve, laissant comme unique paramètre libre ce de la hauteur.

Puis on a choisi un canal d'un ASIC différent, le canal 72 de l'ASIC-0. Faisant la même procédure, on détermine leur $s_{th,i,1pe}$ pour différentes puissances de lumière. La figure 8.14a montre les **S-Curves** des deux canaux.

En rouge le canal 18 et en vert le canal 72. La ligne pointillée en rouge est celle du canal 18, qui a été ajouté pour faire coïncider leurs points d'inflexion. Cela montre un décalage entre ces **S-Curves** de presque 40 DAC, différence dues aux des différences de gain des MAPMT. Aussi la superposition (lignes verte et pointillée rouge) montre un léger étirement de la courbe rouge par rapport aux courbes vertes, signe d'un différence d'efficacité de déclenchement entre ASICs.

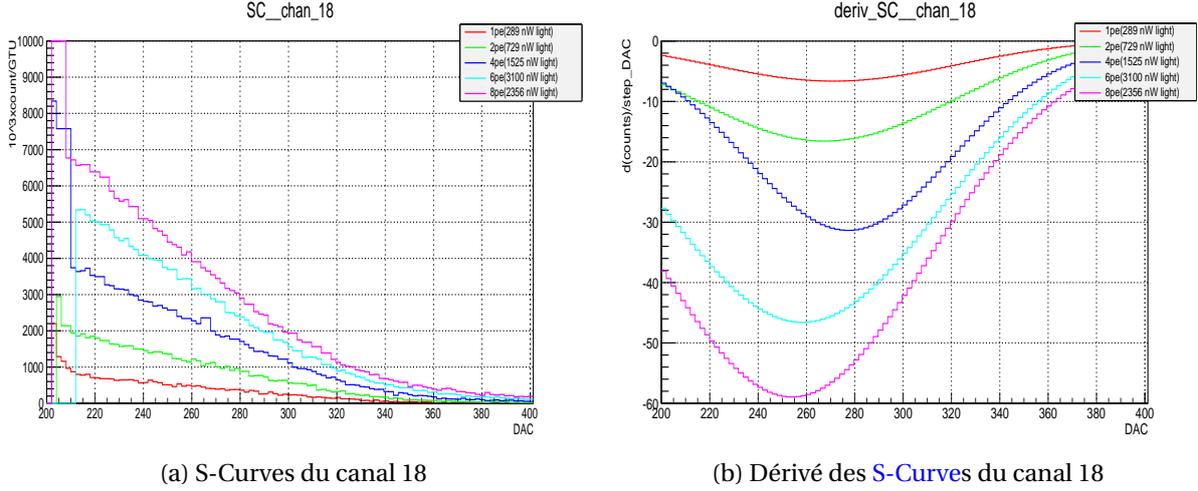


FIGURE 8.13 – (a) S-Curves du canal 18 pour des flux de lumière de différentes puissances. (b) Dérivées des S-Curves dont la position du pic (point d'inflexion de $SC/1pe$) a un léger déplacement vers la gauche. Mais ce décalage reste dans une marge de ± 10 DAC.

(Figure 8.14b).

Détermination du point d'inflexion de $SC/2pe$

On veut trouver le rapport entre G_{1pe} et G_{2pe} dont on suppose que en moyenne G_{2pe} doit être le double G_{1pe} , en raison de la double charge à l'anode des impulsions de 2pe par rapport à de 1pe. Le but pour cela est de déterminer la position du point d'inflexion de $SC/2pe$, $s_{th,i,2pe}$.

Superposer les S-Curves et faire coïncider leurs points d'inflexions est une façon cohérente de trouver la position des $s_{th,i,2pe}$.

D'abord, chercher $s_{th,i,2pe}$ par dérivation de f_{2pe} , est impossible car le modèle mathématique de f_{2pe} est une courbe linéaire. Cependant pour certaines S-Curves de bonne qualité, la paramétrisation de la fonction f_{1pe} est bien adaptée à la forme des $SC/2pe$. C'est le cas de la S-Curve pour un flux de 8 pe/GTU dans les canaux 18 et 72 qui a permis construire les courbes 8.14b.

Le point d'inflexion de $SC/1pe$ du canal 18 est 260 ± 10 DAC donc son gain est : $G_{1pe} = (260 \pm 10) - (76 \pm 10) = 184 \pm 14$ DAC. Alors dans l'hypothèse du double gain pour la position du point d'inflexion de $SC/2pe$, on s'attend à ce qu'il soit positionné à 444 ± 17 DAC. Cependant, en observant les courbes, on constate que le point d'inflexion de $SC/2pe$ est positionné vers 370 DAC. Cela implique donc que le $G_{2pe} = 1.6G_{1pe}$.

En reproduisant une analyse similaire avec le canal 72, on trouve que $G_{2pe} = 1.7G_{1pe}$.

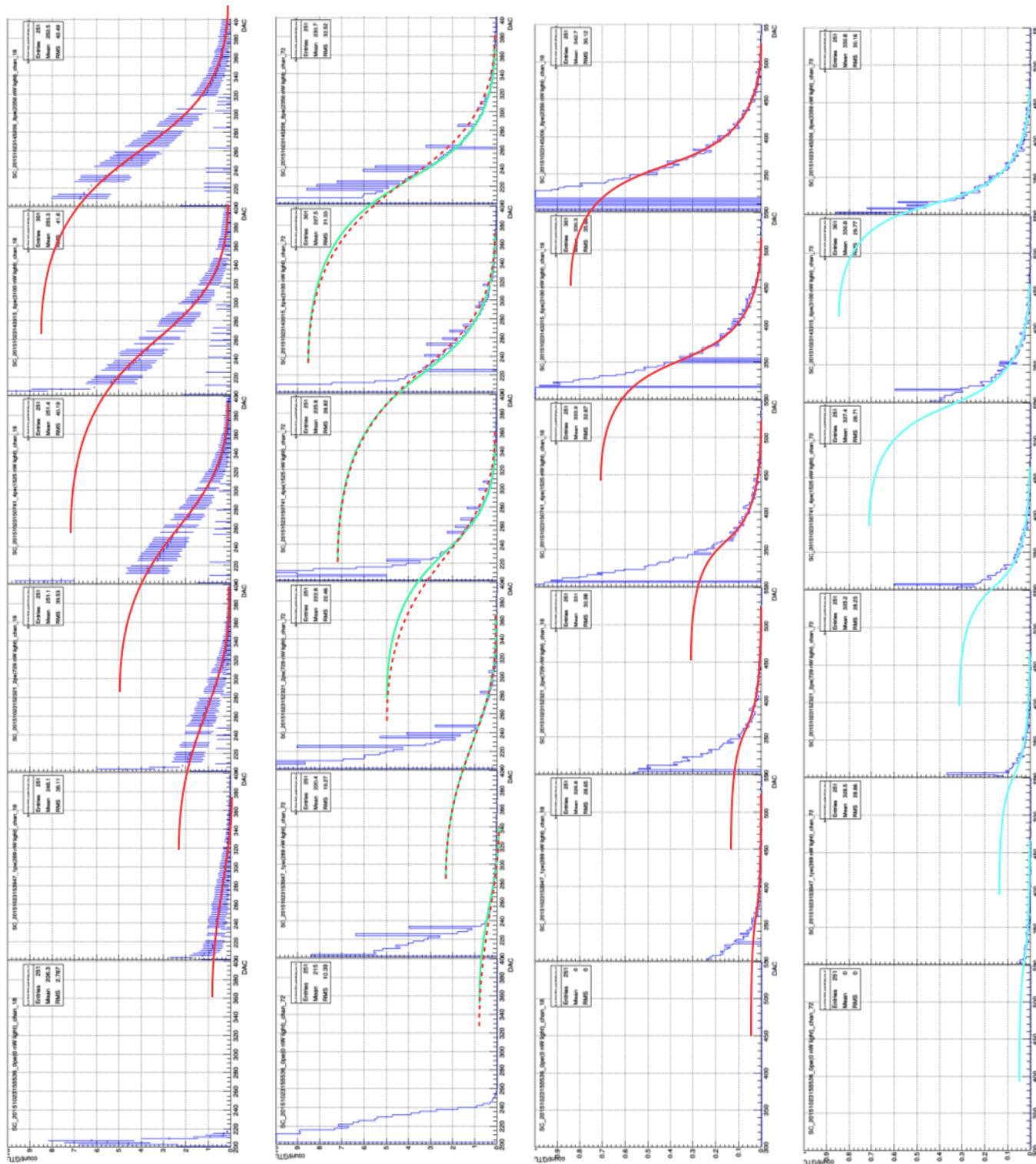
Soit $\Delta DAC(1pe, x)$ le décalage entre les points d'inflexion des $SC/1pe$ d'un canal "x" et le canal 18. De la même manière $\Delta DAC(2pe, x)$ est le décalage entre les points d'inflexion des $SC/2pe$ d'un canal "x" et le canal 18.

Où par simple géométrie le rapport

$$\frac{G_{2pe,x}}{G_{1pe,x}} = \frac{\Delta DAC(1pe, x)}{\Delta DAC(2pe, x)}$$

Le tableau 8.1, montre ce rapport pour 7 canaux de l'ASIC-0 avec le canal 18.

La valeur moyenne de ce rapport est 1.7 ± 0.8 . Ce rapport a été utilisé dans l'algorithme pour trouver les régions de définition de f_{2pe} .



(a) Ajustement de SC/1pe

(b) Ajustement de SC/2pe

FIGURE 8.14 – Comparaison des ajustements manuels des S-Curves pour le canal 18 (ASIC 18) et le canal 72 (ASIC-0), pour différents flux de lumière. Les courbes d’ajustement sont extrapolées dans les figures voisines dans le but de montrer les plateaux.

ASIC	Canal x	$\Delta DAC(1pe, x) \pm 5DAC$	$\Delta DAC(2pe, x) \pm 5DAC$	$G_{2pe,x}/G_{1pe,x} = \Delta DAC(2pe, x)/\Delta DAC(1pe, x)$
0	72	40	70	1.7 ± 0.3
0	360	30	55	1.8 ± 0.4
0	396	45	80	1.8 ± 0.3
0	540	40	70	1.7 ± 0.3
0	828	35	60	1.7 ± 0.4
0	1116	40	60	1.5 ± 0.3
0	1224	30	50	1.6 ± 0.3

TABLEAU 8.1 – Ecart entre les points d’inflexion des SC/1pe de quelques canaux de l’ASIC-0 relativement au canal 18.

8.5.2 Ajustement des S-Curves à six paramètres de liberté

L’ajustement avec f_{1pe} et f_{2pe} (de 3 paramètres chacun) est utilisé pour déterminer les valeurs de $C_{pl,1pe}$ et $C_{pl,2pe}$ sur tous les canaux de classe t_{q1} et t_{q2} de l’EC-Unit 7 et de EC-Unit 9 et pour les flux de lumière induisant des taux de comptages de 1 pe à 8 pe par GTU. Près avoir écarté les résultats aberrants, nous montrons une graphique de $C_{pl,1pe}$ en fonction de $C_{pl,2pe}$ pour des canaux du même MAPMT-ASIC avec l’objectif d’observer un comportement généralisable qui indiquerait que $R_{1pe/2pe}$ est constant ou pas. (voir figure 8.1)

8.6 Résultats

Cette section montre le résultat de chaque étape de la méthode.

Rappelant aussi, que tous les résultats qui seront montrés, le sont pour la moitié de la surface du PDM en fonctionnement.

8.6.1 Résultats de la détermination de la fin du piédestal et élimination du SC-piédestal

La figure 8.15 montre la distribution des valeurs de l’extrémité droite des SC-piédestal, pour tous les canaux. La moyenne est à 220. Le Run utilisé est partie des S-Curve de vol la première prise de S-Curves avant le lancement en noire absolue.

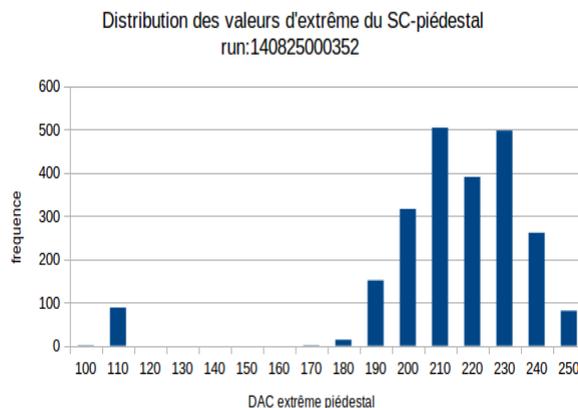


FIGURE 8.15 – Distribution des valeurs de l’extrémité droite des SC-piédestaux des canaux pour la configuration de vol.

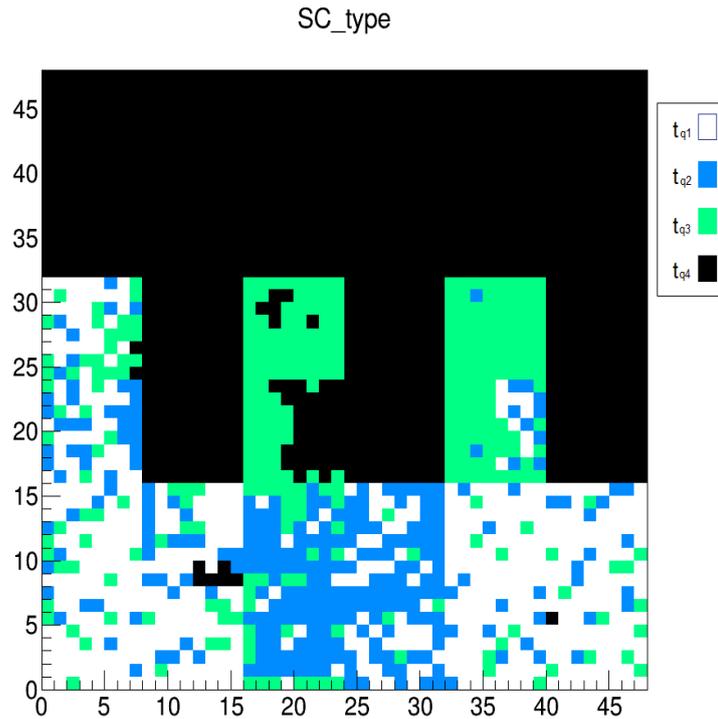


FIGURE 8.16 – Répartition des types de qualité des S-Curves sur la surface focale du PDM. Les MAPMT en noir correspondent à EC-ASICs non connectés.

8.6.2 Résultats de la classification des différents types de S-Curves

La figure 8.16 montre la répartition des pixels sur la surface focale du PDM selon leur type de qualité de S-Curves. Il faut se rappeler que ce test porte sur la moitié inférieure du PDM, dont seuls les carte EC-ASICs sont connectés (raison pour laquelle la partie supérieure apparaît comme de classe t_{q4}).

La figure 8.17, montre les trois types de S-Curves et un premier ajustement utilisé pour choisir les classes de S-Curves. Les courbes en bas sont leurs S-Curves dérivés respectives.

La répartition des 1152 pixels considérés en fonctionnement dans les quatre classes de qualité de S-Curve est la suivante :

- Classe t_{q1} : 44.7%
- Classe t_{q2} : 23.4%
- Classe t_{q3} : 27.6%
- Classe t_{q4} : 4.3%

8.6.3 Résultats de l'ajustement des S-Curves selon leur classe

S-Curves de classes t_{q1} et t_{q2} La figure 8.18 montre une S-Curve du canal 35 de classe t_{q1} . On l'applique $f(s_{th}) = f_{1pe} + f_{1pe}$ comme fonction d'ajustement. Les points de mesure et leurs barres d'erreurs statistiques sont en couleur rouge. En vert, on montre les barres d'erreur de l'ajustement. L'échelle verticale est logarithmique pour observer en détail la région de $SC/2pe$.

S-Curves t_{q3} Dans ce cas, on utilise uniquement pour l'ajustement la fonction f_{2pe} sur un pixel de classe t_{q3} . On a choisi de montrer comme exemple le canal 20 (voir figure

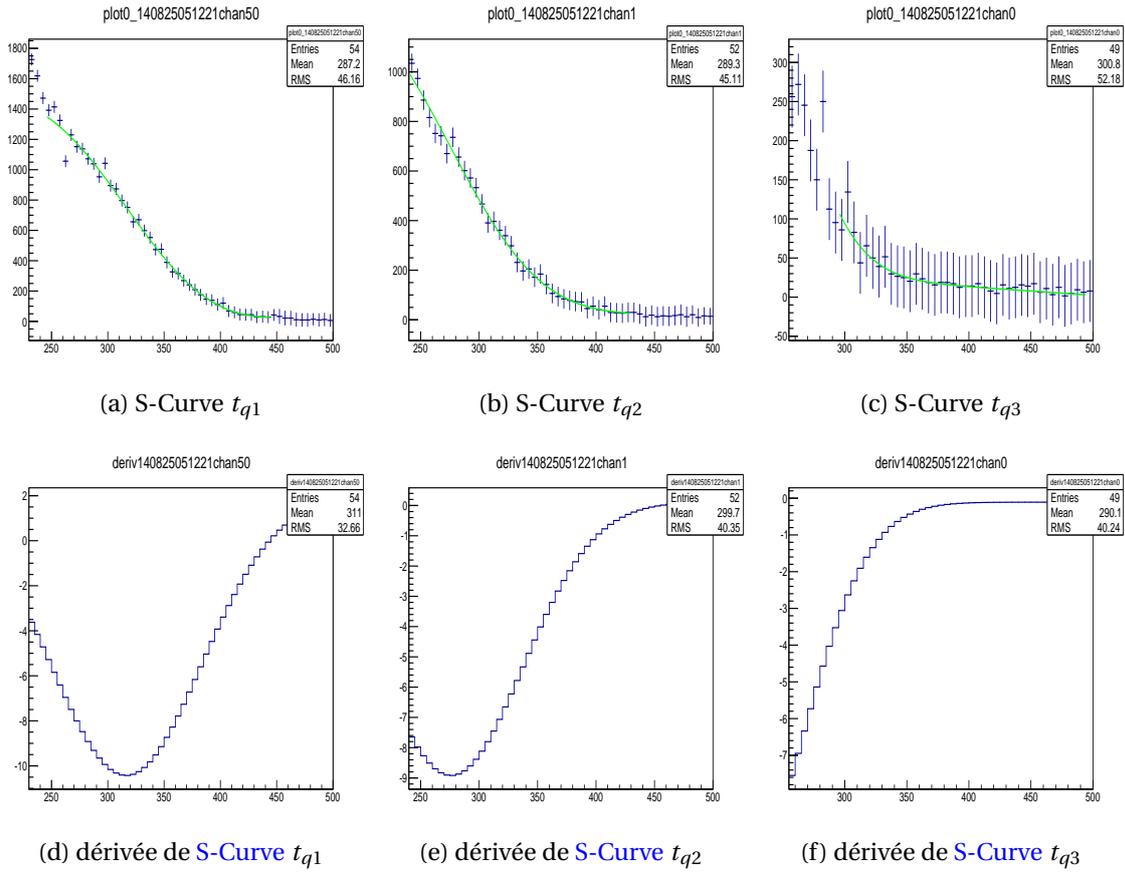


FIGURE 8.17 – S-Curves et leur dérivées respectives qui permettent de faire la classification des S-Curves

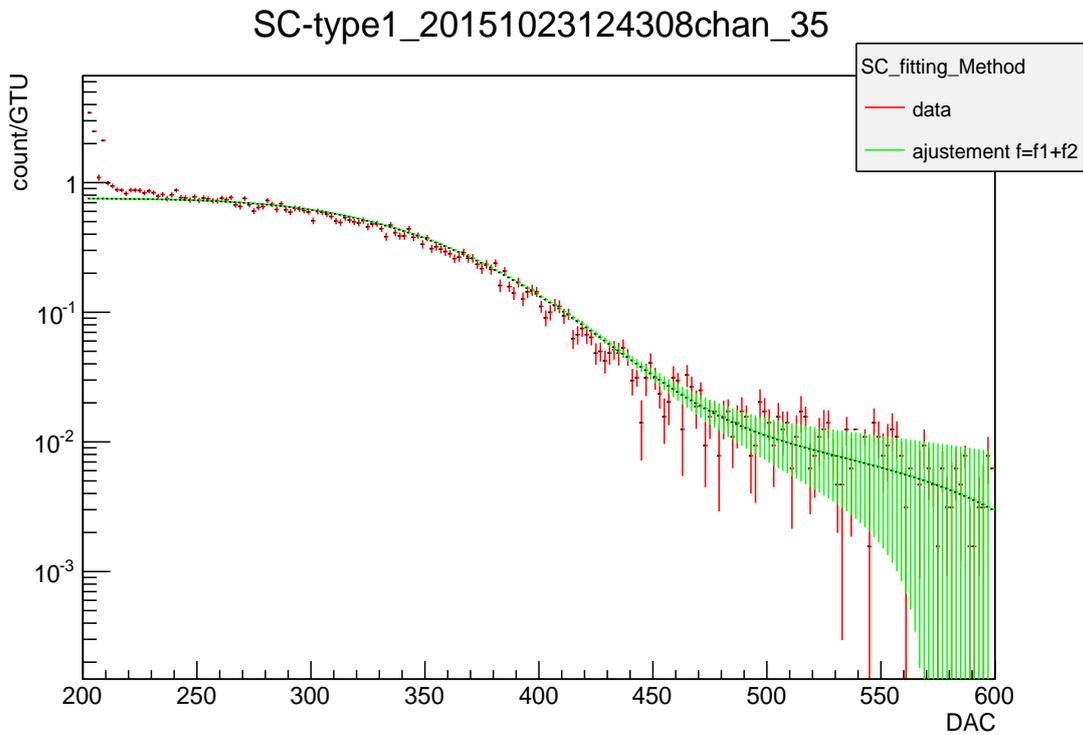


FIGURE 8.18 – Exemple de S-Curve de classe t_{q1} et t_{q2} avec des erreurs statistiques en rouge et la courbe d'ajustement $sf(s_{th}) = f_{1pe} + f_{2pe}$ avec ses barres d'erreur en vert.

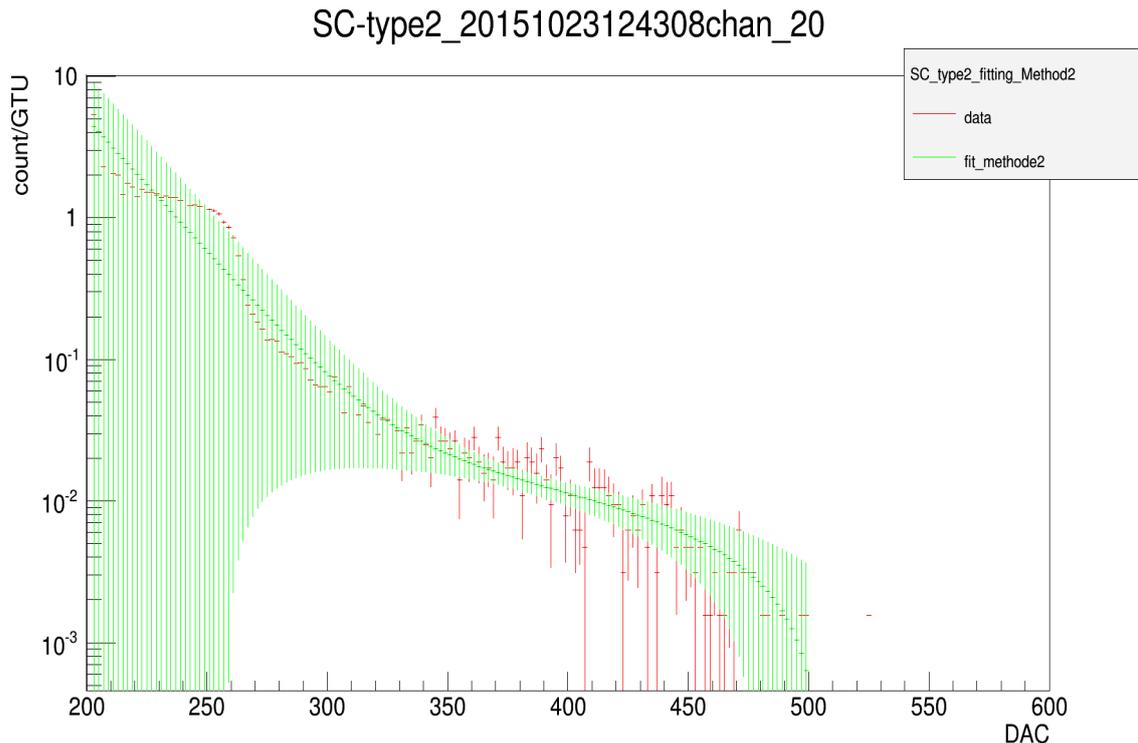


FIGURE 8.19 – Exemple de S-Curve de type t_{q3} avec des erreurs statistiques en rouge et la courbe d’ajustement f_{2pe} avec ses barres d’erreur en vert.

8.19). Bien que l’erreur statistique soit très élevée dans la partie $SC/1pe$, la région qui nous intéresse est le $plateau-SC/2pe$. On observe que cet ajustement représente la région $plateau-SC/2pe$ avec une erreur (en vert) plus petite que l’erreur statistique (en rouge).

8.6.4 Résultats sur le calcul de $R_{1pe/2pe}$

Finalement on arrive au résultat qui valide l’hypothèse sur la dépendance de $R_{1pe/2pe}$ en fonction de variation du flux et s’il a une valeur commune pour l’ensemble des canaux du même ensemble MAPMTs-ASIC.

Résultat de l’ajustement à un paramètre de liberté D’abord on montre le rapport que donne l’ajustement à un paramètre de liberté qui a été appliqué aux canaux 18 et 72 en couleur rouge et bleu respectivement. L’axe des ordonnées représente la valeur de $C_{pl,1pe} \pm 40$ et les abscisses donne $C_{pl,2pe} \pm 0.3$. Chaque point représente un flux de lumière de 1 pe, 2 pe, 4 pe, 6 pe et 8 pe par GTU par pixel.

Les erreurs montrés sont la moyenne des erreurs statistiques entre les points qui forment la région d’intérêt, considérant que cette valeur soit plus petite que l’erreur d’ajustement.

On voit deux approximations une linéaire 8.20 et une approximation quadratique 8.21. La meilleure approximation est la quadratique qui donne un $R^2 = 0.99$ légèrement supérieure à celle de l’approximation linéaire. Cependant le facteur quadratique est très petit. Cela nous permet de l’utiliser comme un rapport linéaire pour des flux inférieures de 8pe/GTU.

Dans ce sens la pente de ces lignes est la valeur $R_{1pe/2pe}$ pour chaque canal. La valeur obtenue est de 0.012 ± 0.002 pour le canal 18 et 0.011 ± 0.002 pour le canal 72¹⁰

10. En erreur relative le calcul est de 0.37%

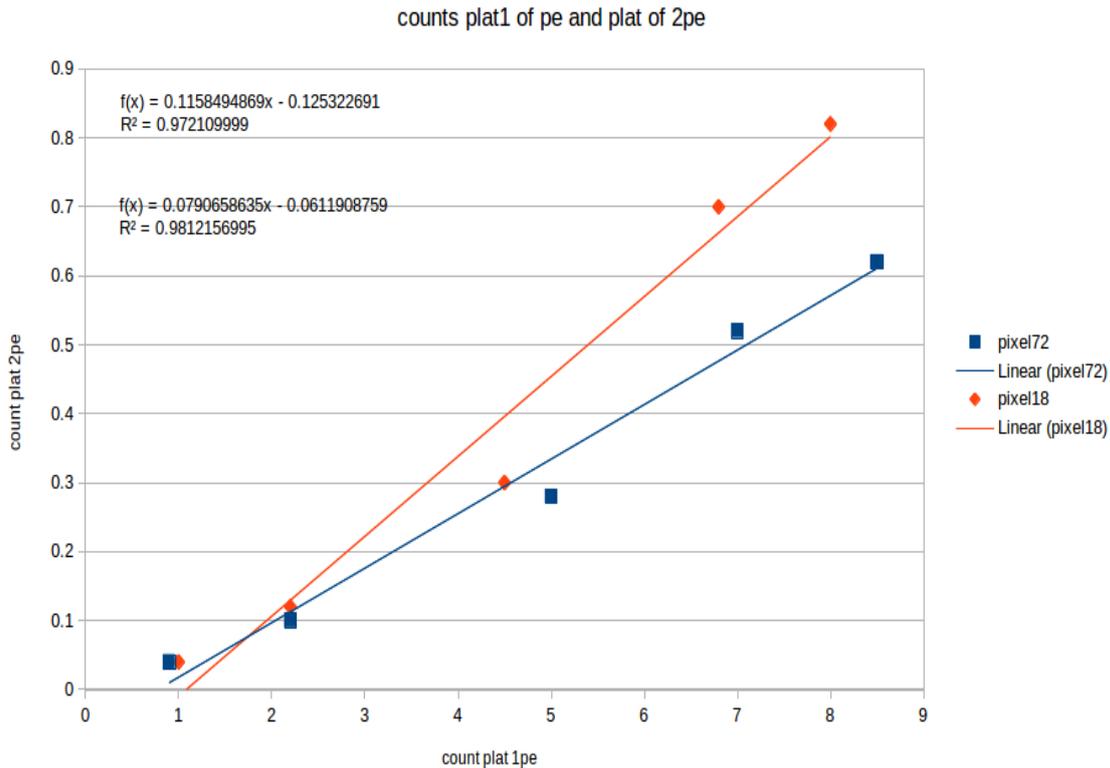


FIGURE 8.20 – $C_{pl,2pe}$ en fonction de $C_{pl,1pe}$ pour canaux 18 et 72 en approximation linéaire.

Ces valeurs sont cohérentes par rapport aux résultats des références MORETTO [2015b] et [BLAKSLEY, 2013]. Notre résultat est plus général puisqu'il est valable pour un flux incident variant de 1 pe à 8 pe par GTU par pixel. Cependant l'ajustement à un paramètre est une méthode artificiellement contrainte car la courbe qu'on utilise pour déterminer la *S-Curve* n'a qu'un unique paramètre libre et la valeur du χ^2 reste très élevée à 80, dans la région de plateau-*SC/2pe* (de DAC 350 à DAC 450 pour le exemple de la figure 8.19). Cet excès du χ^2 peut être attribué en partie au fait que la région *SC/2pe* est fortement contaminée par la *SC/1pe* et à l'inadéquation du modèle mathématique utilisé pour ajuster *SC/2pe*.

Clairement il faut utiliser f sur toute la *S-Curve* pour l'ajustement peut être donnant plus de 6 paramètres de libres mais en tout cas on a besoin d'une meilleure résolution en DACs et une statistique plus élevée pour chaque point.

Résultat de l'ajustement à six paramètres de liberté Les figures 8.22, 8.23 et 8.24 donnent les rapports $R_{1pe/2pe}$ calculés pour les canaux de deux EC-Unit 7 et 9.

$R_{1pe/2pe}$ a été évalué en utilisant les programmes d'ajustement avec f_{1pe} et f_{2pe} . Les points de même couleur sont les pixels d'un même ensemble MAPMT-ASIC.

De 8.22 et 8.22, l'observation est la même que pour l'ajustement à un paramètre. Le rapporte entre plateaux n'est pas linéaire de façon rigoureux, les meilleures approximations sont de type parabolique, avec le facteur quadratique très petit. On a essaye de approximations exponentielles mais la dispersion est élevé pour le prendre en compte ($R^2 < 0.95$).

En cette sens on utilise l'approximation linéaire par simplicité dans ces niveau de dispersion. Malgré ça on observe une régularité pour le groupe de pixels du même ASIC-

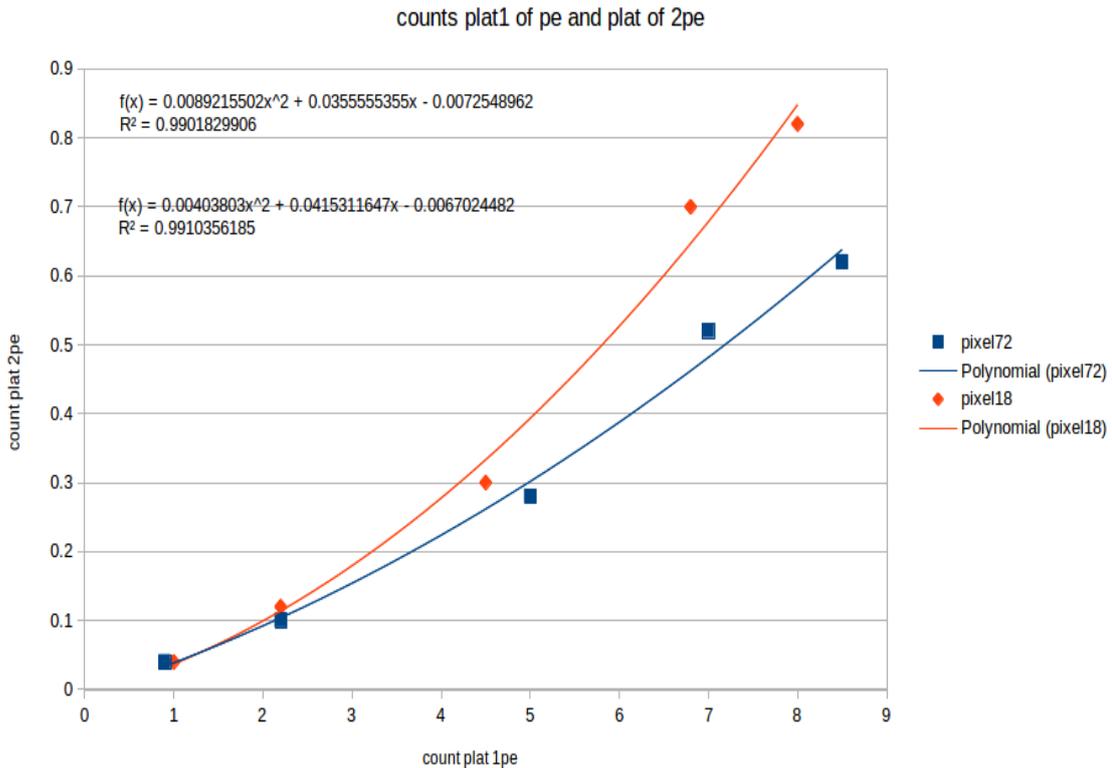


FIGURE 8.21 – $C_{pl,2pe}$ en fonction de $C_{pl,1pe}$ de l'analyses avec un paramétré d'ajustement pour canaux 18 et 72 en approximation polynomial en seconde degré.

MAPMT.

La différence entre les figure des EC-Unit 7 et EC-Unit 9 est principalement manifeste dans la dispersion des points.

Pour les courbes correspondants aux ASICs d'une même EC-Unit, on trouve aussi des différences similaires entre-eux telles que la pente et la dispersion, tout ces deux caractéristiques sont une claire indicateur du degré d'uniformité entre les canaux d'un même ASIC.

Bien que pour le cas de l'EC-Unit 9 les coefficient de détermination R^2 sont inférieurs de 0.76, dans l'EC-Unit 7 cette coefficient est plus grand à 0.8. On pourrait améliorer ces valeurs avec S-Curves de meilleur résolution en DACs (à $\Delta_{sth} = 1DAC$) où on pourrai construire des courbes avec une linéarité plus claire puisque les ajustements auraient un meilleur précision et la dispersion diminuerait.

Cependant les courbes de l'EC-Unit 7 sont suffisant pour affirmer que le $R_{1pe/2pe}$ est une caractéristique propre du MAPMT-ASIC. Cette opinion ce base en deux principales arguments qualitatives.

Le première est la tendance à formation de cumules de points par couleur. Chaque cumule serait une puissance différent de lumière. Un indicateur qui se somme au coefficient de détermination pour garantir la linéarité.

Le deuxième argument et la claire différence dans la pente entre les lignes correspondantes aux ASICs 18,19 et 35 en rapport à l'ASIC 18. Un indicateur que la pente ($R_{1pe/2pe}$) est caractéristique de l'ensemble ASIC-MAPMT.

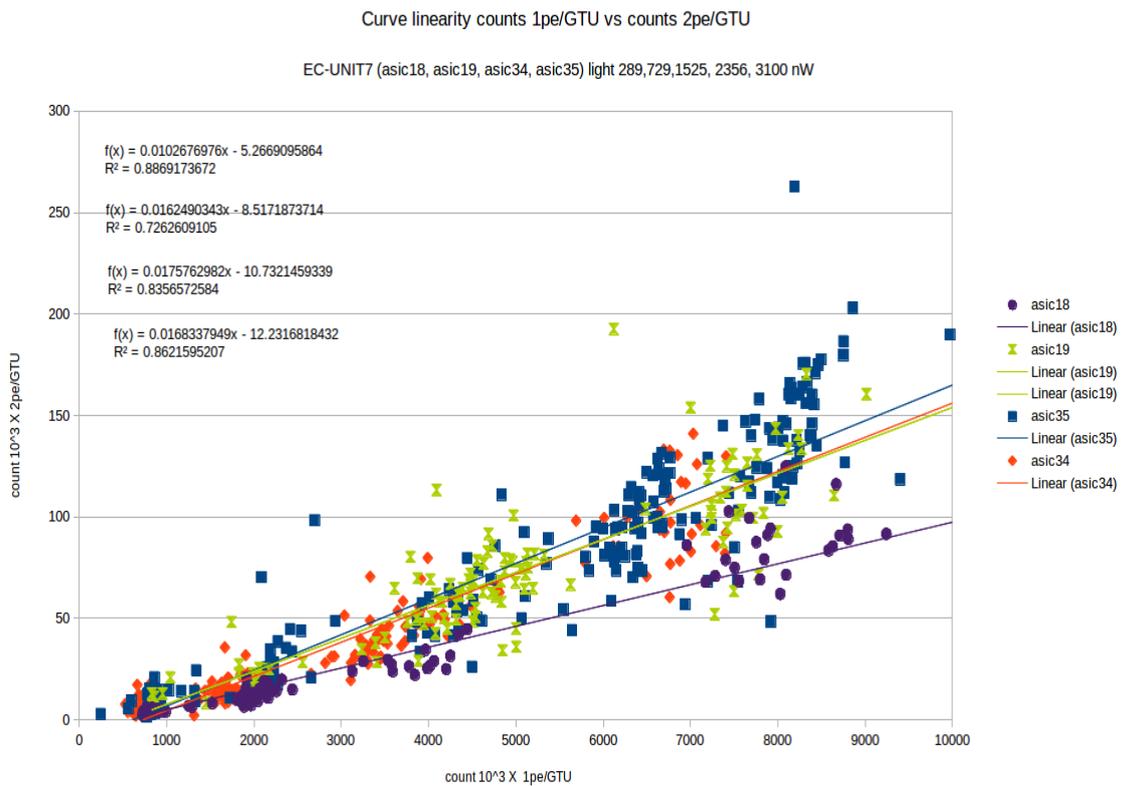


FIGURE 8.22 – $C_{pl,2pe}$ en fonction de $C_{pl,1pe}$ de l'analyses avec six paramètres d'ajustement pour canaux des 4 ASICs de l'EC-Unit7 en approximation linéaire. Les points d'une même couleur sont groupés par ASIC.

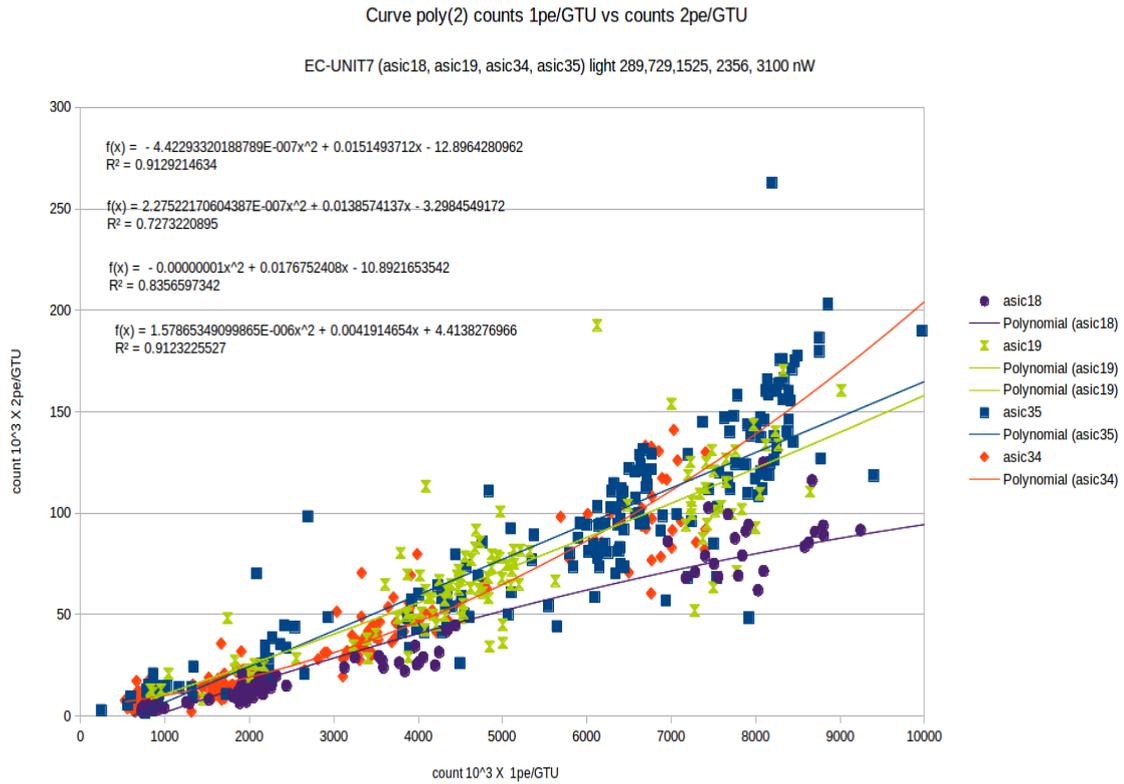


FIGURE 8.23 – $C_{pl,2pe}$ en fonction de $C_{pl,1pe}$ de l'analyses avec six paramètres d'ajustement pour canaux des 4 ASICs de l'EC-Unit7 en approximation polynomiale à seconde degré. Les points d'une même couleur sont groupés par ASIC.

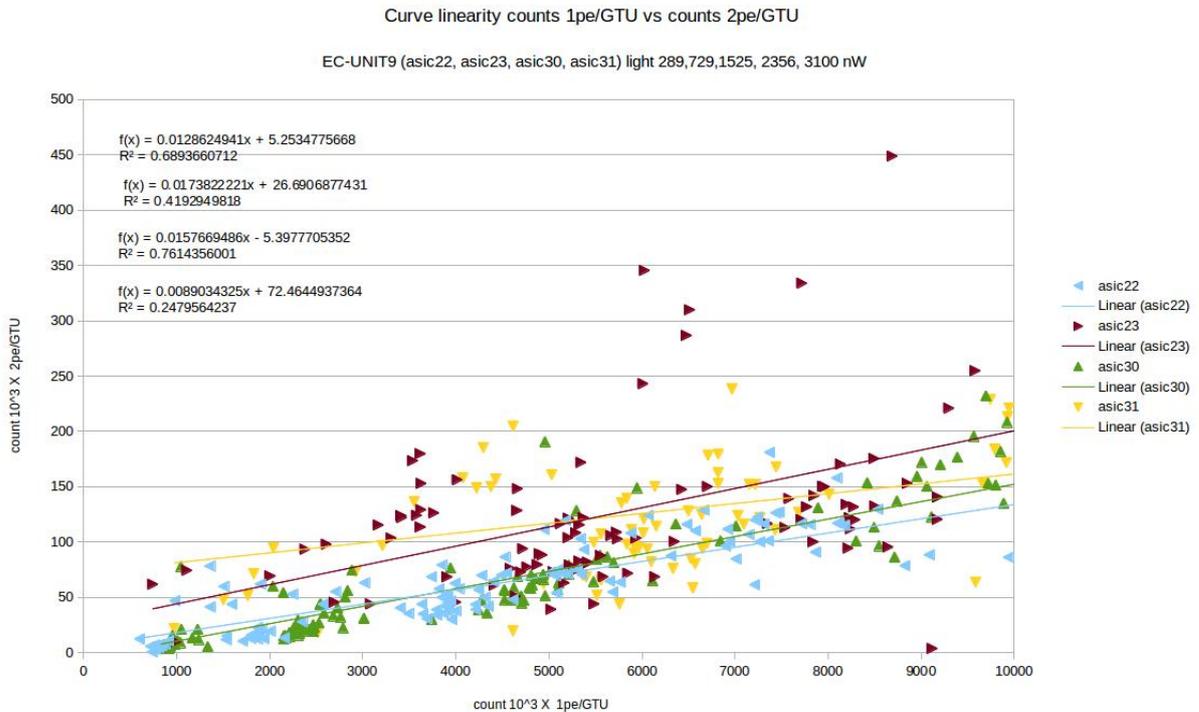


FIGURE 8.24 – $C_{pl,2pe}$ en fonction de $C_{pl,1pe}$ en ajustement d'approximation linéaire. Nous soulignons que la dispersion pour l'EC-Unit 7 est inférieure que l'EC-Unit 9.

Les linéarités au sein de l'analyse pour l'efficacité de sélection du PDM

Précédemment, on a confirmé la linéarité entre la puissance lumière incidente sur la surface focale et le nombre de photo-électrons comptés par les pixels du PDM lorsque le **seuil de sélection** de mesure est positionné dans le plateau du **SC/1pe** (voir la Figure 8.5). Puis, on a vu que pour flux dessous 8pe/GTU on peut considérer une linéarité entre le nombre de coups entre **plateau-SC/1pe** et **plateau-SC/2pe**, autrement dit que $R_{1pe/2pe}$ est constant. Donc l'application de la **méthode PFR** est valable pour la calibration relative des canaux, malgré son énorme incertitude $\approx 20\%$ sur les S-Curves de classe t_{q1} et avec une résolution de pas $\Delta s_{th} = 2$ DAC.

On a aussi essayé de trouver les valeurs du nombre de coups sur les plateaux-SC pour les canaux t_{q2} et t_{q3} .

Donc on termine la procédure de calibration par le calcul de l'**efficacité de sélection** ϵ_{PC} .

Pour cela, on utilise les mesures faites à différents puissance de lumière. D'abord on trouve la valeur de $C_{pl,SC/1pe}$ qui correspond au nombre de coups pour le **seuil de sélection** à 250 DAC.

Les autres valeurs de flux sont 2 pe, 4 pe, 6 pe et 8 pe sont aussi en proportion avec le nombre de coups au niveau de la **S-Curves** à $s_{th} = 250$ DAC. On peut établir une relation linéaire entre le nombre de coups à 250 DAC (axe des ordonnées) et la valeur des $C_{pl,SC/1pe}$ (axe des abscisses). La pente est par définition la valeur de ϵ_{PC} .

La figure 8.25 montre cette relation pour les pixels de l'ASIC 35 du PDM.

Trouver la valeur de ϵ_{PC} par pixel avec plusieurs points de mesure correspondant à différents flux de photons confirme la valeur déjà estimée.

Aussi, il faut remarquer que les canaux de type t_{q3} ont le **seuil de sélection** à 250 DAC sur le **SC/2pe** et on peut appliquer directement la définition de ϵ_{PC} grâce au fait que la linéarité entre $C_{pl,SC/1pe}$ et $C_{pl,SC/2pe}$ est aussi confirmée.

- L'incertitude du rapport
- Les linéarités au sein de l'analyse pour le rendement global du PDM.

La figure 8.26 montre une comparaison entre les efficacités de sélection à 250 DAC calculé avec cette méthode et les efficacités absolue/relative (mesurées en laboratoire) pour le même EC-Units. Les échelles de couleur sont proportionnelles au nombre de coups comptés par pixel par GTU. La similitude est remarquable donc un autre indicateur qui confirme la validité de la méthode.

La conclusion évidente serait que les dispersions sur l'efficacité de sélection sont la contribution dominante des dispersions sur l'efficacité absolue, et que l'efficacité quantitative est probablement bien plus uniforme.

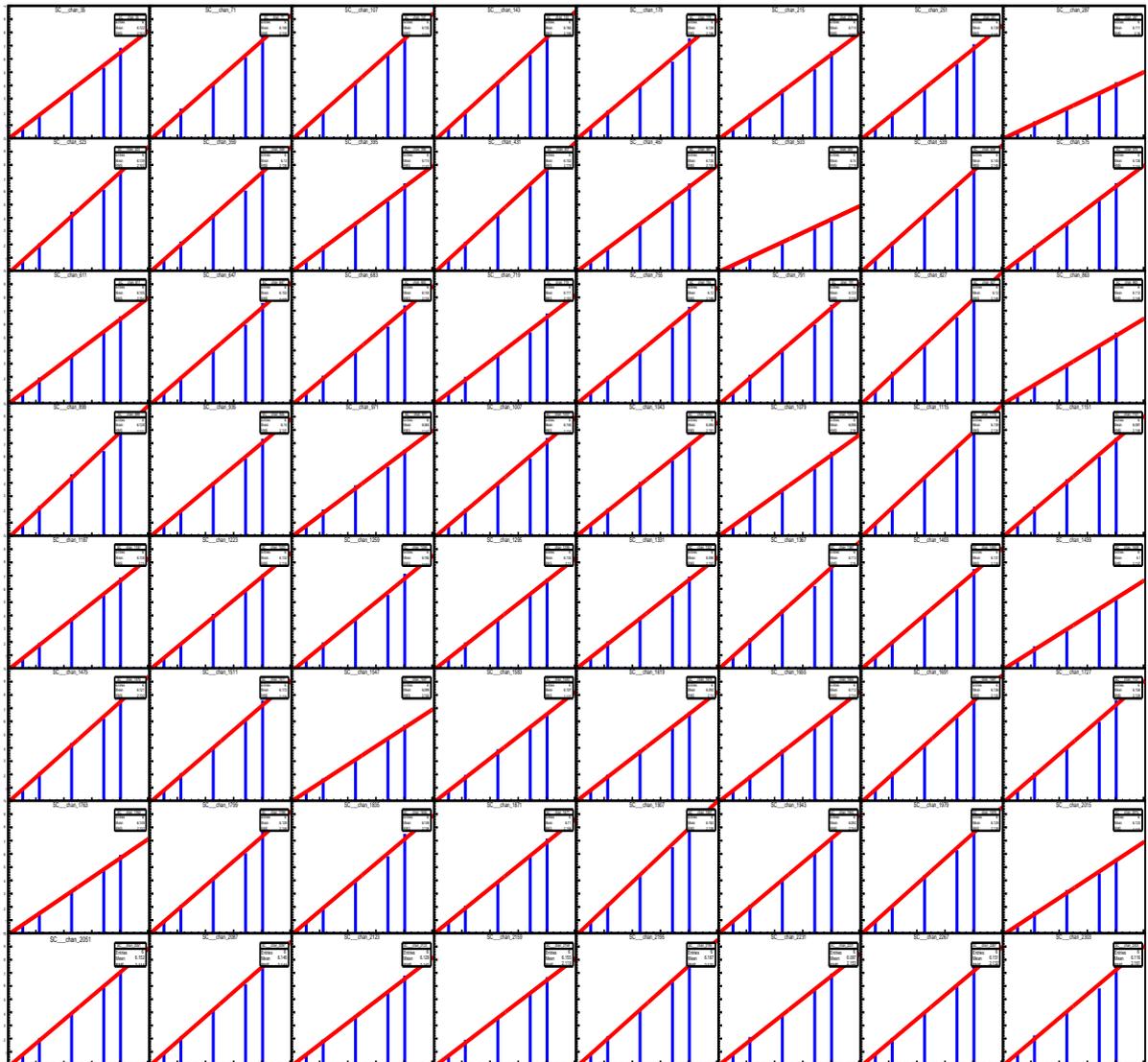


FIGURE 8.25 – Courbe de calibration pour les 64 canaux de ASIC 35 qui correspond à l'EC-Unit 7. Le nombre de coups à 250 DAC (axe des ordonnées) et la valeur des $C_{pl,SC/1pe}$ (axe des abscisses).

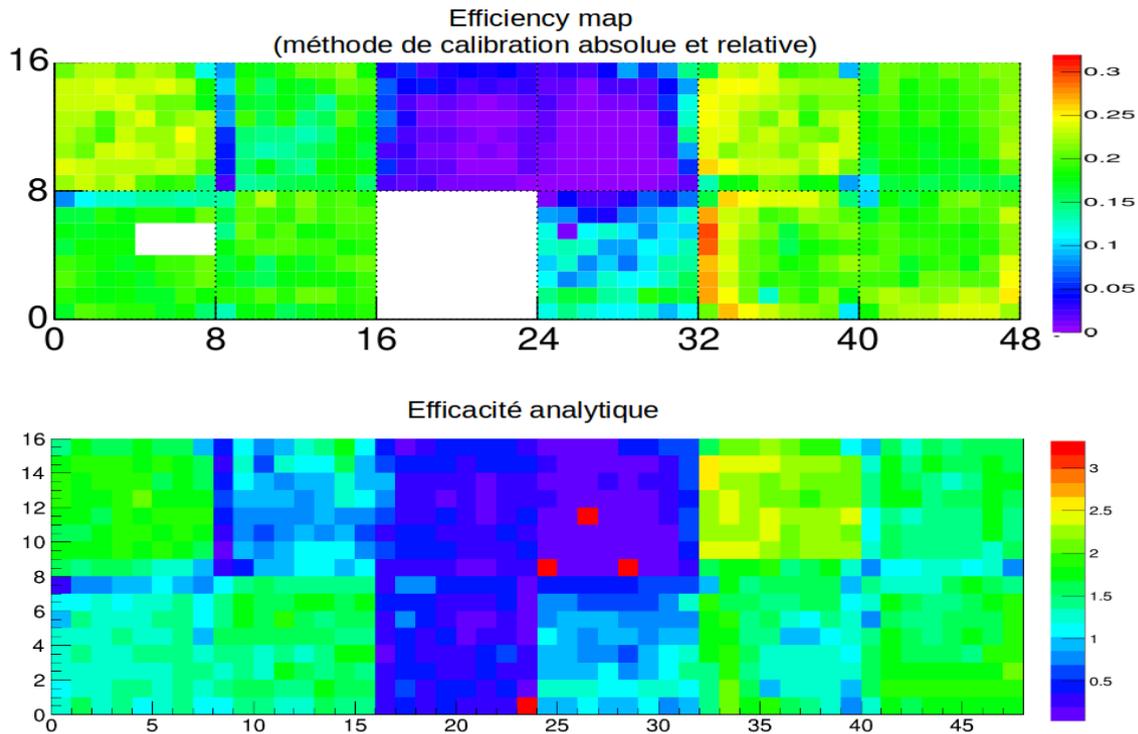


FIGURE 8.26 – Haut : Carte d’efficacité calculée par la méthode de calibration absolue et relative des deux rangées inférieures du PDM (soit 3 EC-Units et 12 MAPMTs). Bas : Carte d’efficacité de sélection présentée dans nos travaux.

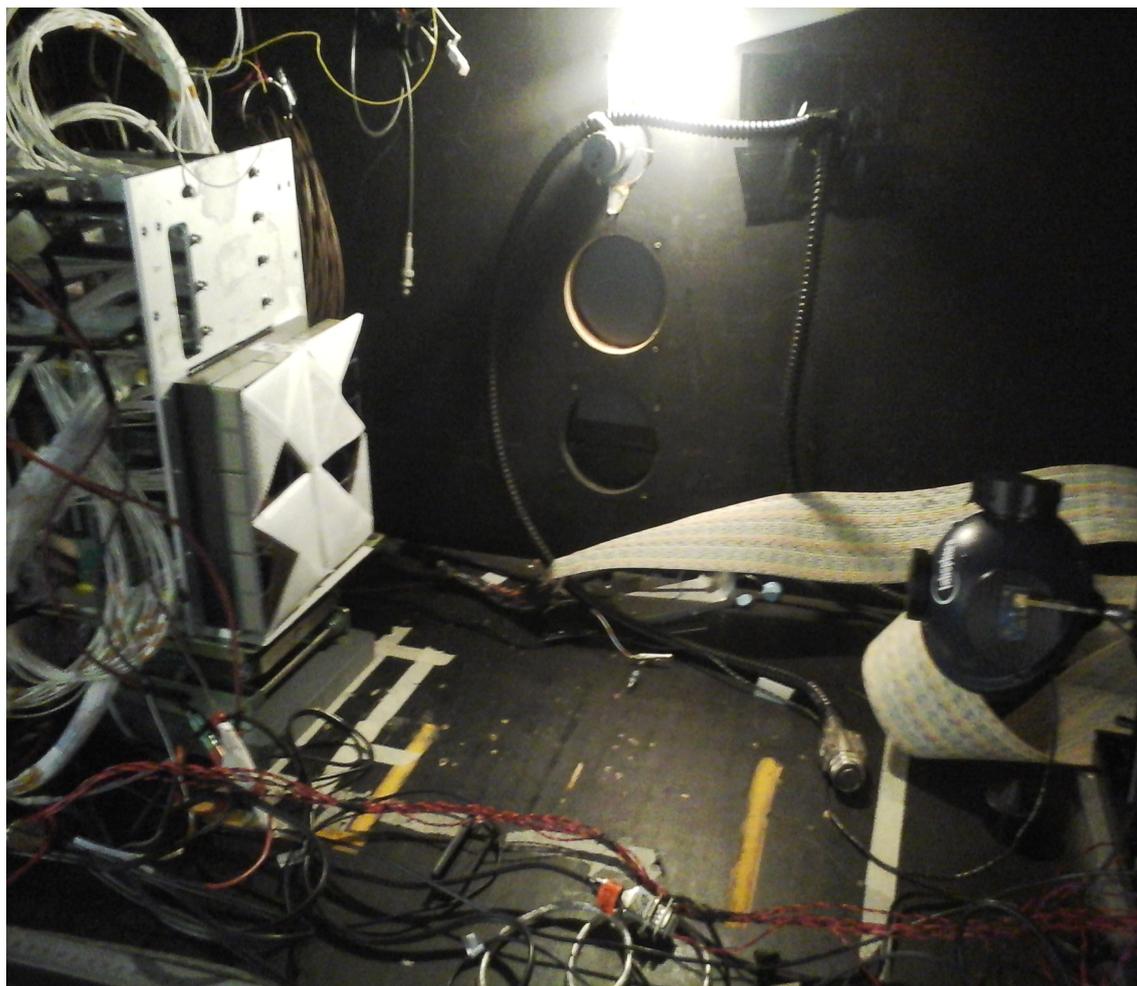
8.7 Le Test pour la validation du méthode PFR

Notre but dans cette section est de valider de l’utilité de l’efficacité analytique.

Pour cela, on a proposé le test suivant.

8.7.1 Test du masquage de la surface focale

Le principe de ce test est de couvrir la surface focale du PDM avec différentes épaisseurs de feuilles de papier 8.28a. Certaines zones triangulaires du PDM sont masquées par 3, 2 ou 1 épaisseurs de papier tandis que certaines zones seront laissées complètement non couvertes. De cette manière, un nombre différent de photons arrivent à la surface de détection en proportion de l’atténuation induites par les caches de papier. L’ensemble de la surface focale est éclairée uniformément. La méthode consiste à reconstruire le motif des masques, en montrant les différences relatives du nombre de coups pour les différents régions. Ce test a été réalisé après le vol. Or après le vol, le PDM a subi plusieurs démontages-remontages. Donc il est impossible de reconstituer exactement la configuration de vol. Bien que le remontage permette de faire une analyse détaillée de la configuration de masse (spider-configuration en la section 5.8.2), nous n’avons jamais réussi à reconstituer la même configuration du PDM que celle du vol. En utilisant 4 des 6 EC-ASICs connectés au PDM-B, nous avons toutefois pu générer des S-Curves semblables à celles du vol. Donc on réalisé ce test avec les EC-ASICs connectés aux MAPMT des deux rangées inférieures de la surface focale.



(a)

FIGURE 8.27 – Photographie du dispositif expérimental pour le test du masquage. La sphère intégrante est placée à 30 cm de distance de la surface focale du PDM. La source de lumière est un LED (378 nm de longueur d'onde pour 834 nW de puissance).

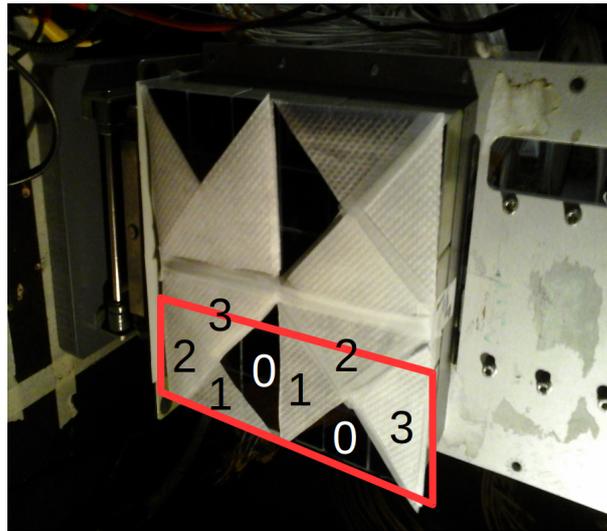
8.7.2 Réalisation du test du masquage de la surface focale

Le dispositif consiste à illuminer uniformément la surface focale du PDM. C'est à dire que la sphère intégrante est à une distance de 30 cm de la surface focale du PDM. La lumière est fournie par le LED de 378 nm de longueur d'onde (voir figure 8.27a). Le flux de lumière utilisé fut de 834 nW que donne environ 2.2 pe/GTU. Avec quatre niveaux différents d'intensité de lumière qui arrivent à la surface focale, nous pouvons confirmer finalement si l'image obtenue correspond au motif.

La figure 8.28b montre l'image obtenue directement de la mesure et dans la figure 8.28c se montre les données puis d'avoir été traitées avec la correction avec efficacité de sélection. L'échelle que se montre à droite est le nombre de coups par 5 paquets ou 640 GTUs.

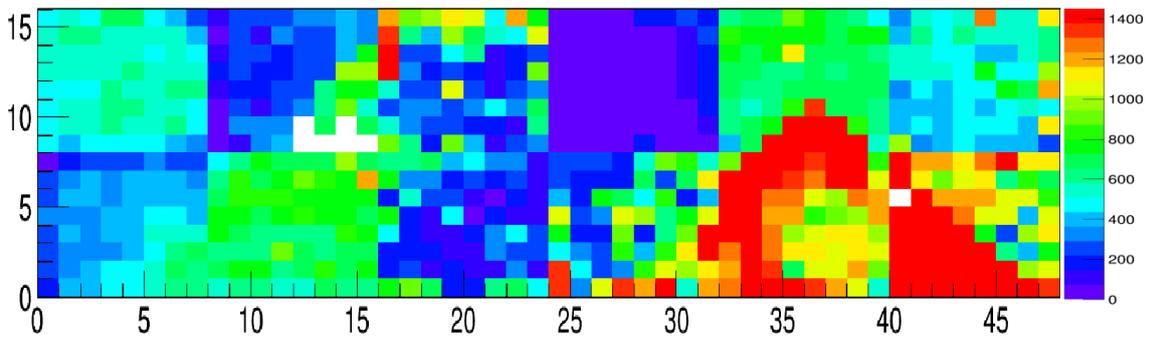
La région évaluée est le deux dernier files de MAPMTs. Cette région compte en pourcentage de pixels selon la classe de qualité de S-Curve comme :

- Classe t_{q1} : 57.6%
- Classe t_{q2} : 29.4%
- Classe t_{q3} : 12.1%



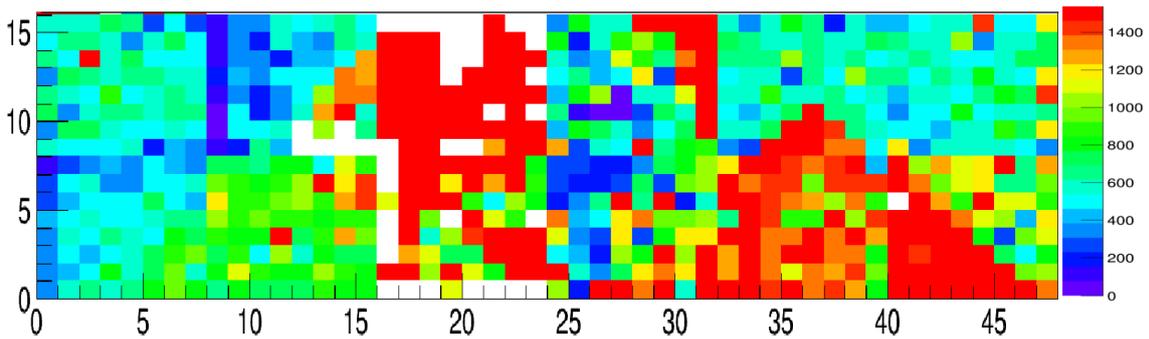
(a) photographie

Data whitout correction



(b) image sans correction

Data with correct



(c) image avec correction

FIGURE 8.28 – Résultat de l'application de l'efficacité de sélection pour la correction des données dans le test de la validation de la méthode où un masque ayant la forme d'un motif spécifique qui doit être reconstruit. Le cadre en orange dans la photographie montre la région de la surface qui est montrée ci-dessous. (b) Image produite avec les données de la mesure sans correction de l'efficacité. L'échelle à droite montre le nombre de coup pour un temps de mesure de 640 GTUs (c) Cette image est corrigée de l'efficacité avec la méthode PFR. On remarque la région triangulaire centrale à droite est bien reconstituée, ainsi que le triangle vert à gauche et aussi le triangle turquoise à gauche.

— Classe t_{q4} : 0.9%

Donc on peut voir l'amélioration de la continuité de l'image aux régions triangulaires, en particulier dans la région centrale et dans le triangle rouge à droite qui représente une région libre.

Le tableau 8.2 montre les valeurs moyennes de entre pixels de la même région. Chaque région triangulaire est selon le nombre de couches. Aussi on montre la valeur moyenne des pixels de type t_{q1} selon la région triangulaire.

On observe que pour le plupart de cas la dispersion de nombre de coup entre pixels de la même région, se réduit grâce à la correction. Cependant cette diminution est très variée selon le nombre de couches et la qualité du MAPMT correspondant. Donc il y a de cas de améliorations qui vont de 15% à plus de 80% en dispersion. Faire la comparaison entre la valeur moyenne de pixels type t_{q1} et celle de la moyenne sur la région corrigée est un autre indicateur favorable pour la méthode de correction.

Il y a de régions très aberrées comme la région libre gauche (région rouge central). On observe une moyenne et aussi une région où la méthode augmente la dispersion (région de 1 couche à gauche). Cette aberration est due à la peu quantité de bons pixels dans cette région pour faire la comparaison encore l'application même de la méthode qui utilise de pixels t_{q1}

régions triang. à gauche	0 couches		1 couche		2 couches		3 couches	
	sans corr.	avec corr.						
pe/GTU pixel t_{q1}	2.4		1.5		0.9		0.7	
moyenne	0.47	2.55	0.9	1.41	0.65	0.89	0.41	0.78
dispersion(%)	1.18	1.01	0.4	1.21	0.37	0.14	0.23	0.04
régions triang. à droite	0 couches		1 couche		2 couches		3 couches	
	sans corr.	avec corr.						
pe/GTU pixel t_{q1}	2.4		1.5		0.9		0.7	
moyenne	1.87	2.7	0.84	1.11	0.85	1.03	0.23	0.83
dispersion(%)	0.5	0.37	0.15	0.09	0.53	0.54	2	1.02

TABLEAU 8.2 – Résultats sur la dispersion et valeurs obtenus par région triangulaire.)

On applique les mêmes ϵ_{PC} pour corriger certaines données de vol EUSO-Balloon. On obtient une amélioration que se montre dans la figure 8.31. On peut voir dans la continuité de gamme de couleurs entre les frontières des MAPMTs.

On a essayé faire les analyses de l'efficacité de sélection avec les données de vol, mais on n'a pas eu de données des mesures de S-Curves pour une illumination uniforme pour faire le travail et la résolution DAC des S-Curves est de 5DAC qui empêche de faire des ajustements sur le $SC/2pe$. Cependant faire une analyse avec tous les S-Curves est faisable.

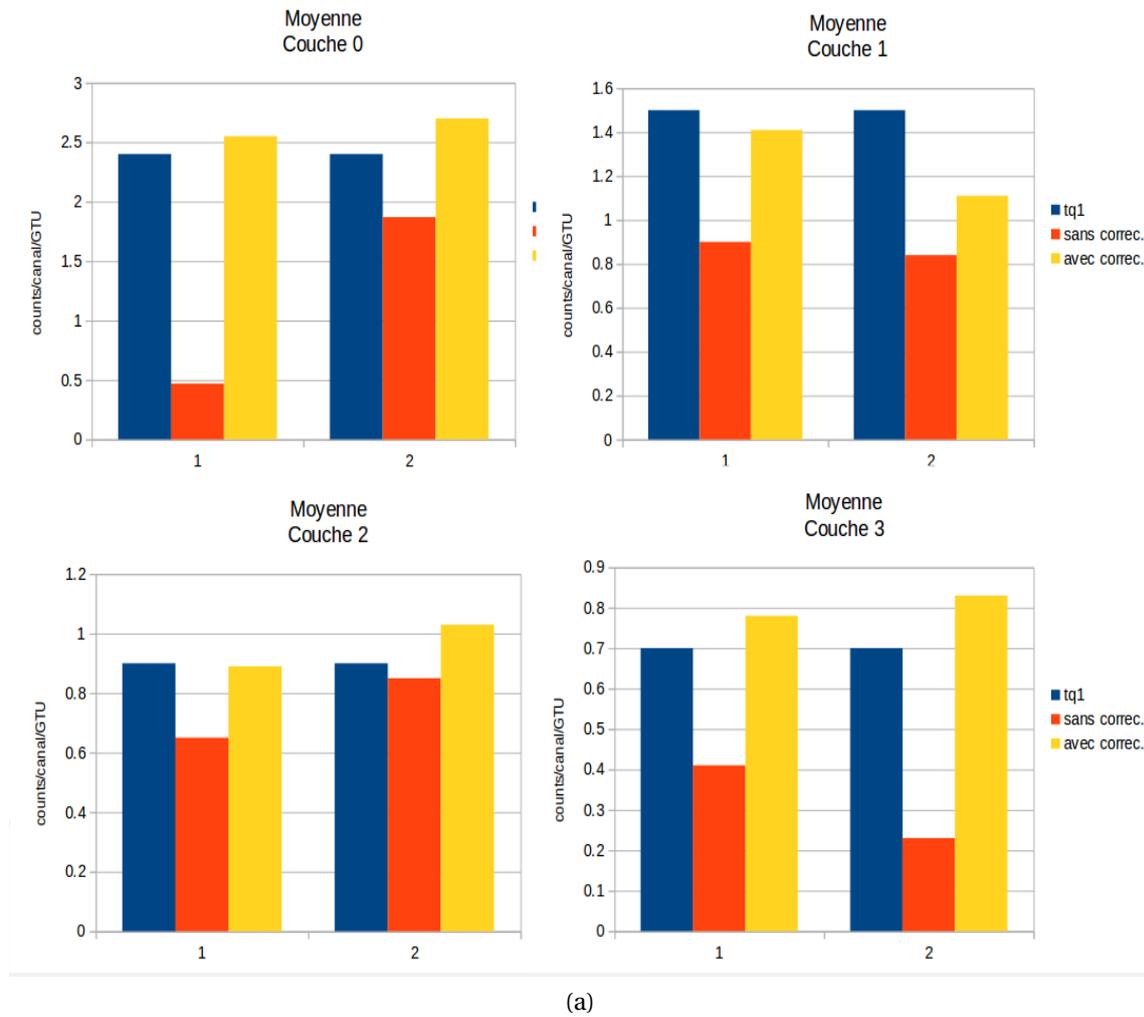


FIGURE 8.29 – Cette graphique résume le tableaux 8.2 dans les valeurs moyennes de coups par région triangulaire (0 couches, 1 couche, 2 couches et 3 couches).

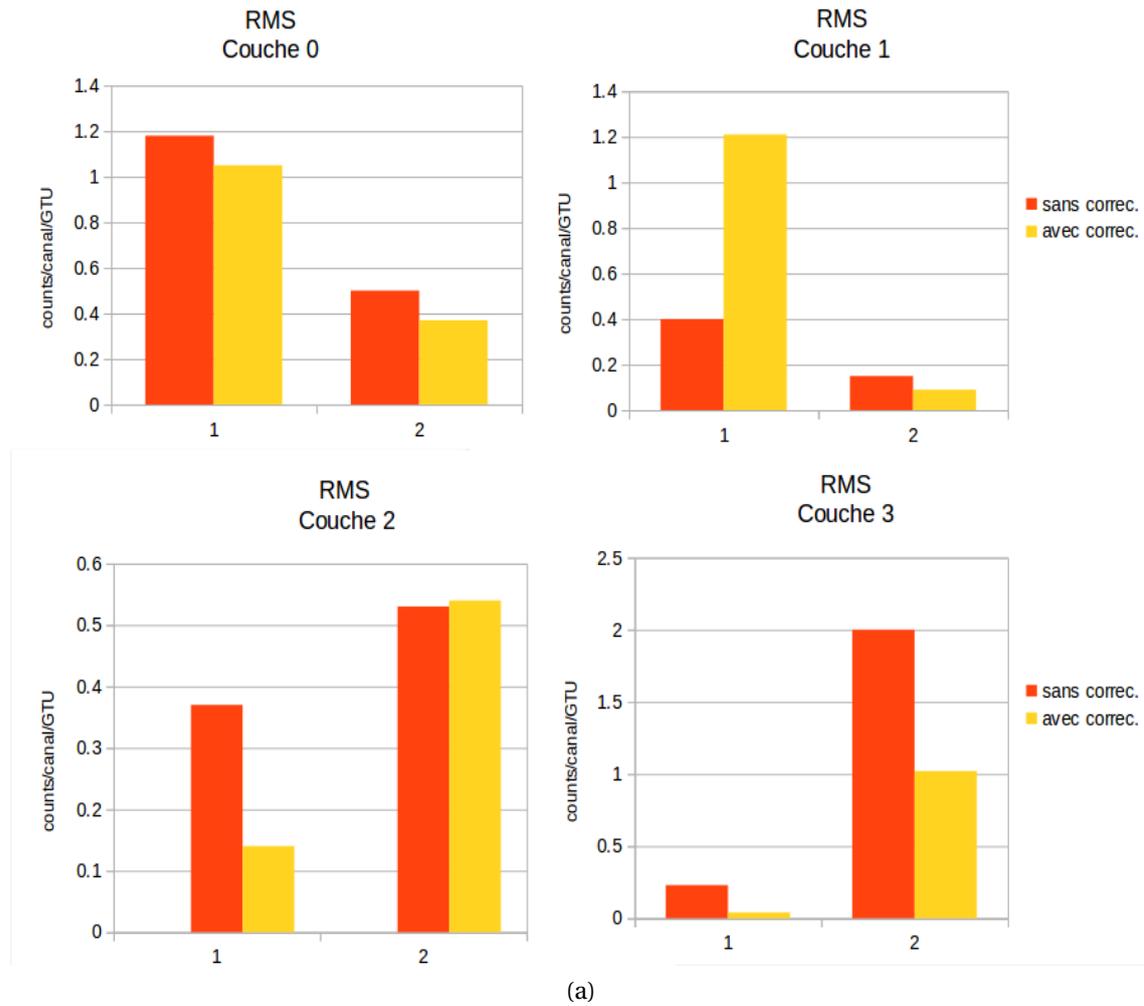


FIGURE 8.30 – Cette graphique résume le tableaux 8.2 dans la dispersion de comptage par région triangulaire (0 couches, 1 couche, 2 couches et 3 couches).

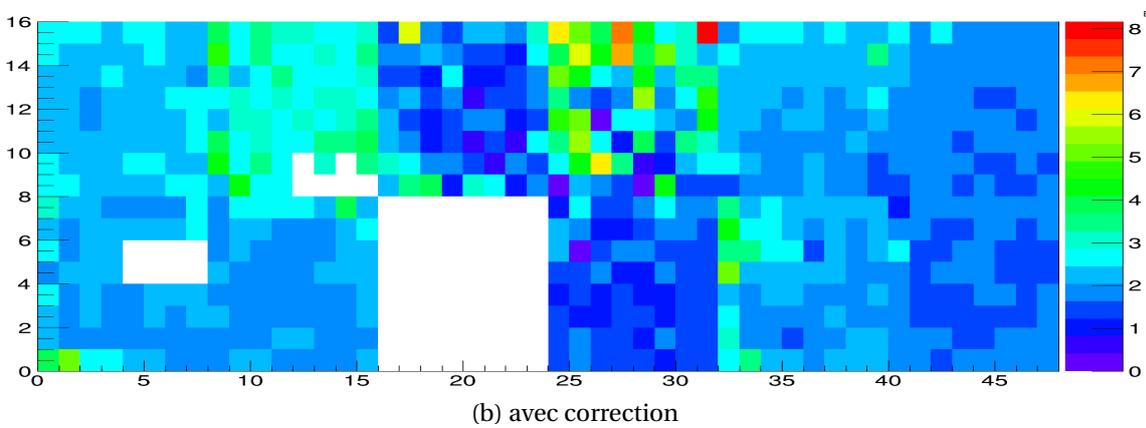
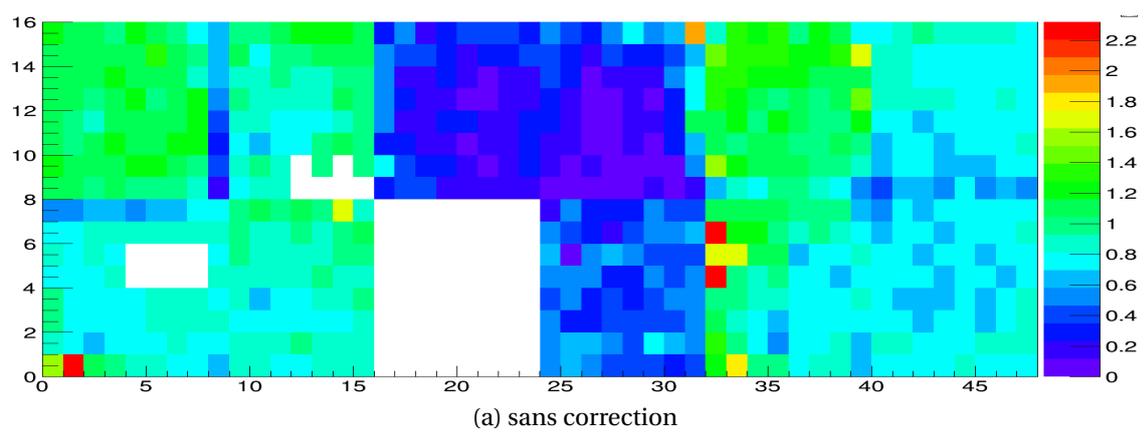


FIGURE 8.31 – Images des données de vol (run :allpackets-BALLOON-SCURVES-20140825-051221). En haut image brute enregistrée, et en bas l'image corrigée par le calcul des efficacités ϵ_{PC} post-vol.

8.8 Conclusions

La linéarité de la puissance de lumière et la quantité du nombre de coups détectés est confirmée.

La linéarité du rapport du nombre de coups de la contribution d'un photo-électron et deux photo-électrons est démontrée pour un flux incident variant de 1 à 8 photons/GTU/pixel, qui est la confirmation que $R_{1pe/2pe}$ peut être considéré constant pour de flux variable de photons dessous 8 pe/GTU. Un premier ajustement de la SC/1pe permet de déterminer l'efficacité de sélection mais seulement pour les S-Curves de classe t_{1pe} et t_{2pe} .

Donc la caractérisation d'un ensemble MAPMT-ASIC par le $R_{1pe/2pe}$ avec les bons pixels peut être utilisé pour calculer le nombre de coups correspondant au plateau de la SC/1pe ($C_{pl,1pe}$).

Donc, si on présente de problèmes de perte de gain dans les pixels on peut estimer avec cette méthode le nombre de coups correspondant à SC/1pe avec une erreur relative de mesure de 0.37% pour nous donné. Cette erreur peut être réduit avec une résolution DAC de S-Curves et aussi avec une plus grande quantité de GTU ou packet de mesures.

On est encore loin de garantir pour complet cette méthode mais de indices claires montrent que pour calculs de nombre de coups pour les systèmes de trigger de EAS à de avantages considérables. Il faudra prendre 3 ou quatre S-Curves de haute précision pour déterminer $R_{1pe/2pe}$.

8.9 Références

- AHMAD, S. 2012, «Développement et réalisation d'un circuit de microélectronique pour le détecteur spatial de rayons cosmiques jem-euso», *Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud XI*. 200
- BLAKSLEY, C. 2013, «Characterization of multi-anode photomultiplier tubes for jem-euso», *Thèse de doctorat de l'Université Paris Diderot-Paris 7*. 196, 198, 223, 228, 229, 250
- BURLE INDUSTRIES, I. 1980, «Photomultiplier handbook», . 221
- DAGORET-CAMPAGNE, S. 2015, «Determination of the sensitivity and detection performances of the uv camera pixels of the euso-balloon instrument», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. 212, 213, 215
- FENU, F. 2015, «The jem-euso energy and xmax reconstruction performances», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. 188
- HAMAMATSU. 2015, «Photomultiplier tube (r11265-113-m64 mod2) for jem-euso collaboration», *Data-sheet*. 229
- MORETTO, C. 2015a, «Absolute calibration of the photo-detector module of the euso-balloon experiment and improvements for future missions», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. 203
- MORETTO, C. 2015b, «Étude du fonctionnement d'un télescope de lumière de fluorescence dans le cadre du projet euso-balloon», *Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay*. 188, 190, 196, 198, 202, 223, 227, 228, 250

Chapitre 9

Actualités et Perspectives dans la chaîne de détection pour les instruments EUSO

« Pour réussir en technologie, la réalité doit prendre le pas sur les relations publiques, car la nature ne peut être bernée. »

Richard Feynman

9.1 Introduction

Le succès technique du vol EUSO-BALLOON a ouvert des perspectives qui permettent de poursuivre les développements scientifiques et techniques pour un futur télescope spatial de fluorescence que l'on appelle désormais JEM-EUSO-X. Les différents projets qui voient le jour sont présentés dans la figure 9.1. Il y a d'abord les expériences de type démonstrateurs pour la mise au point technique et scientifique des détecteurs à la EUSO au niveau du sol en 2015 : Turlab et EUSO-TA. Il y a aussi la poursuite du programme de ballon stratosphérique de EUSO-BALLOON avec l'expérience EUSO-SPB avec l'agence spatiale de la NASA en 2017. Enfin il y a le programme d'installation d'un démonstrateur MINI-EUSO en 2017 et d'un télescope K-EUSO vers 2019 sur l'ISS avec l'agence spatiale ROSCOSMOS.

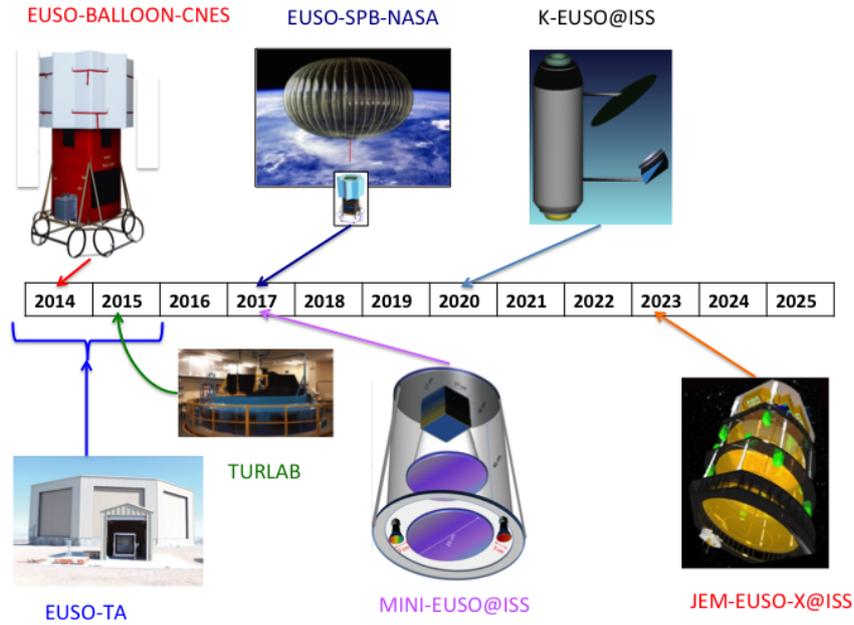


FIGURE 9.1 – Ensemble des projets de type EUSO après EUSO-BALLOON en 2014.

9.2 L'expérience Turlab

Dans le cadre de la mise au point du trigger de premier niveau qui devait être implémenté dans le FPGA de l'électronique de Front-End, nous avons disposé durant l'été 2015 d'un équipement dans le laboratoire Turlab de l'université de Turin qui a été construit pour la physique de la turbulence.

Notre objectif était de tester les algorithmes de trigger L1 pour la détection de gerbes atmosphériques en ayant la possibilité d'ajouter du bruit de fond UV d'intensité réglable pour rendre compte de la réflexion de l'airglow sur différents types de surface terrestre (l'eau, le sable, la forêt) et aussi d'autres sources de lumière telles que la lumière des villes et des météores.

Cet équipement consiste en une cuve tournante de diamètre $D = 5$ m sur laquelle on peut installer des sources lumineuses diverses alors qu'on peut fixer au plafond de la salle un détecteur de type EUSO. L'ensemble cuve et détecteur peut être plongé dans un noir profond, comparable au noir de la boîte noire utilisée pour les mesures photométriques pendant l'intégration de EUSO-BALLOON.

9.2.1 Simulation de l'effet de déplacement relatif Station spatiale-Terre

Nous avons voulu utiliser cette installation afin de simuler des phénomènes lumineux dans une EC-Unit avec la même dynamique en intensité et en durée temporelle que si ces phénomènes étaient observés dans JEM-EUSO depuis l'ISS.

La dynamique des phénomènes lumineux en provenance de la terre est liée à la vitesse relative de l'ISS par rapport à la terre, soit $v_{ISS} = 8$ km/s.

Dans le cas de JEM-EUSO, la surface projetée d'un pixel sur la terre est de $580 \text{ m} \times 580 \text{ m}$, avec $\delta x_{pix}^{JEM-EUSO} = 580 \text{ m}$. À Turlab, la surface projetée d'un pixel est de $2.88 \text{ mm} \times 2.88 \text{ mm}$, avec $\delta x_{pix}^{Turlab} \approx 2.88 \text{ mm}$ ¹.

1. $\delta x_{pix}^{Turlab} \approx 2.88 \text{ mm}$ est l'ordre de grandeur de la taille d'un pixel.

Pour que l'espaceur temporel d'un signal lumineux entre deux pixels δt_{pix} soit le même pour Turlab et JEM-EUSO, il faut ajuster la vitesse de la source lumineuse dans la cuve $v_c^{Turlab}(r) = \omega_c \times r$ à la distance radiale r telle que :

$$\delta t_{pix}^{Turlab} = \frac{\delta x_{pix}^{Turlab}}{v_c^{Turlab}(r)} = \frac{\delta x_{pix}^{JEM-EUSO}}{v_{ISS}} = \delta t_{pix}^{JEM-EUSO} \quad (9.1)$$

On obtient ainsi la vitesse de rotation de la cuve :

$$\omega_c = \left(\frac{\delta x_{pix}^{Turlab}}{\delta x_{pix}^{JEM-EUSO}} \right) \times \left(\frac{v_{ISS}}{r} \right) = 5.10^{-6} \times \left(\frac{v_{ISS}}{r} \right) = \frac{0.04 \text{ rad.s}^{-1}}{r(\text{m})} = \frac{0.4 \text{ tour/min}}{r(\text{m})} \quad (9.2)$$

Sachant que vitesse de rotation de la cuve ω_c peut être réglée entre de 1 tour en 12 secondes à un tour en 20 minute, il est parfaitement possible de simuler l'effet de la rotation de l'ISS par rapport à la terre et donc de générer des signaux lumineux dans une EC-Unit pour tester l'algorithme de trigger. Les éléments d'éclairage sont installés à un rayon $r = 2$ m du centre de la cuve. Donc la vitesse de rotation de la cuve doit être de $\omega_c = 0.2$ tour/min, soit $\omega_c = 1$ tour en 5 minutes.

Nous avons pu l'utiliser pour simuler expérimentalement différents types d'illuminations d'un détecteur de type EUSO dans différentes conditions de terre et de troposphère. Ainsi on a pu reproduire différents types d'illumination directe ou indirecte, rapide ou lente; faire réfléchir la lumière en simulant différents types de surfaces lisses ou rugueuses, d'albédos variés qui réfléchissent la lumière des sources selon une réflexion spéculaire ou diffuses (selon la loi de Lambert).

On a pu faire déclencher l'algorithme du trigger sur une ligne rectiligne de LED déclenchées en séquence reproduisant une gerbe artificielle de 10^{19} eV. Ce test a été une première étape vers la qualification du trigger notamment en vue d'un second vol ballon EUSO-SPB.

9.2.2 Dispositif expérimental

La cuve

La figure 9.2a montre la cuve tournante qui simule la terre. Pour simuler JEM-EUSO sur l'ISS, un détecteur de type EUSO est installé au plafond de la salle, à 2 mètres de la surface de la cuve.

Le type de détecteur a évolué avec les différentes étapes du test.

Initialement, pendant une première phase de test et de mise au point où l'acquisition DP n'était pas disponible, une EC-Unit de EUSO-BALLOON a été installée au plafond.

Cette EC-Unit était lue par l'acquisition utilisée pour les tests des cartes d'électronique. Cette acquisition consistait en deux cartes EC-ASIC qui elles mêmes étaient lues par deux cartes Test-EC-ASIC (qui contiennent un FPGA). Ces cartes Test-EC-ASIC étaient lues par un ordinateur PC. Les données sont analysées par un programme Labview.

Dans une deuxième phase où l'acquisition DP a été disponible, il a été possible d'utiliser le PDM complet de EUSO-BALLOON. La carte PDM-board était utilisée et l'algorithme de trigger de premier niveau avait pu être implémenté dans son FPGA. Les tests de trigger ont donc pu être possibles.

L'ensemble des tests ont été faits sans optique de focalisation (lentille).

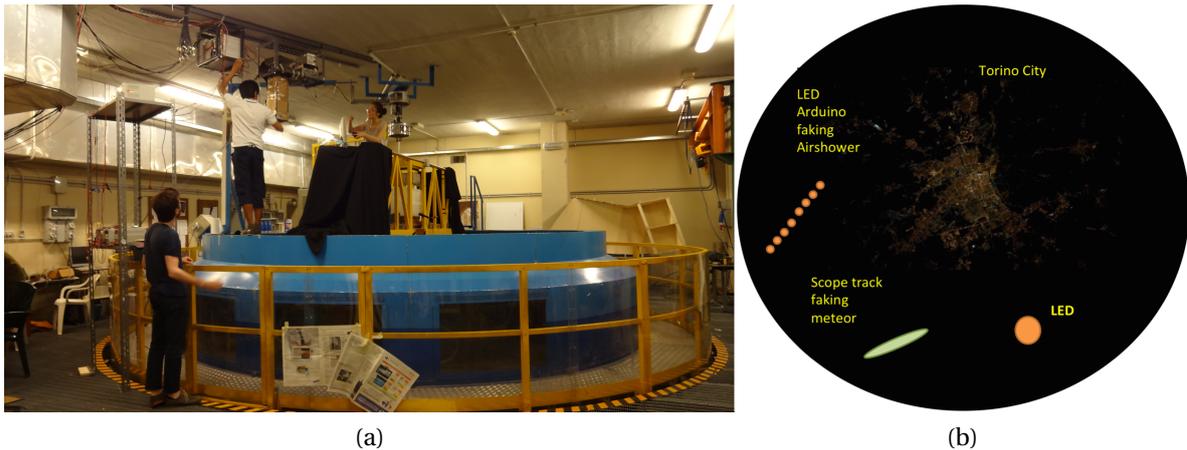


FIGURE 9.2 – (a) : Cuve tournante de Turlab. (b) : Simulations d'événements lumineux au niveau de la surface de la surface de la cuve.

Les sources lumineuses

Depuis l'espace, un détecteur à la EUSO voit deux types de sources lumineuses, soit en illumination directe, soit en illumination indirecte après réflexion préalable de la lumière sur la terre ou sur les nuages.

Cette expérience veut reproduire les deux formes d'illumination du détecteur EUSO.

Pour simuler une illumination directe, l'intérieur de la cuve contient quatre sources de lumière. Ces sources sont illustrées sur la figure 9.2b.

- Les gerbes atmosphériques sont simulées par une réglette de LEDs contrôlée par un système Arduino programmé pour produire de traces de lumière d'une durée variant de 10 à 25 μ s.
- La lumière des météores est représentée par les impulsions de lumière UV d'un oscilloscope à écran de scintillation rémanent avec un signal en forme de courbes de Lissajou de période 2 s.
- La lumière des villes est représentée par une maquette de la ville de Turin et de sa région éclairée par des LEDs blanches,
- La lumière ponctuelle d'une LED a servi à l'alignement des différentes sources ou éléments de réflexion dans le FoV du télescope.

Pour simuler les illuminations indirectes par réflexion, différents matériaux sont utilisés pour reproduire les différents terrains terrestres que peut survoler un télescope de type EUSO. Ces différents matériaux présentent non seulement différents albédos dans le domaine UV mais aussi différents modes de réflexion du genre diffuse au type spéculaire. Pour simuler ces réflexions, six éléments de différents matériaux sont disposés sur une surface parfaitement absorbante constituant le fond de la cuve.

Pour simuler la lumière de l'airglow ou des étoiles, une lumière est générée par une LED UV est fixée au niveau plafond du laboratoire (voir la figure 9.4a) qui se réfléchit sur les éléments de matériaux mentionnés ci-dessus. Cette LED simule la lumière des étoiles, des planètes, etc. Les surfaces réfléchissantes choisies sont du sable (terrain de type désert de sable), du verre brisé (cristaux de glace dans les nuages), un miroir (terrain de type glacier et régions polaires), de la mousse (terrain de type prairie et forêt), des briques (terrain de type sol).

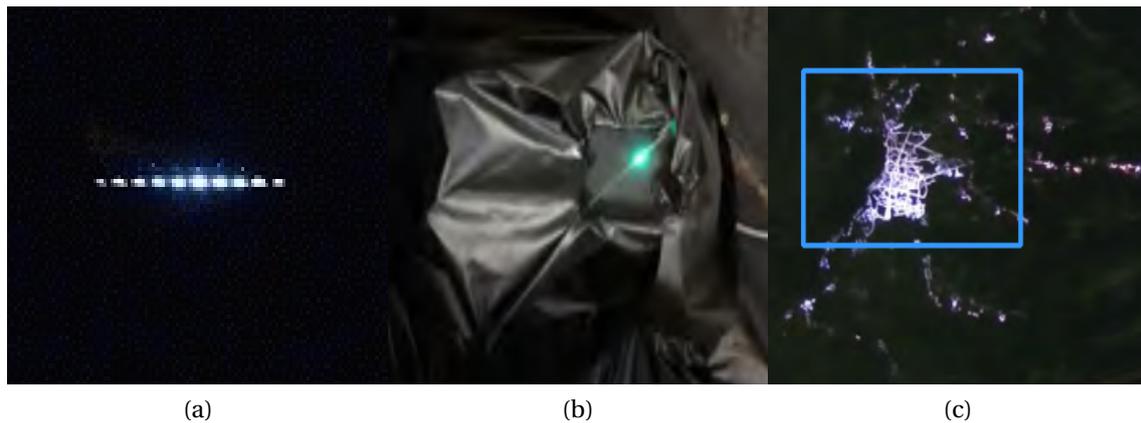


FIGURE 9.3 – Sources lumineuses dans la cuve : (a) :Réglette de LED simulant une gerbe atmosphérique. (b) : Lumière (UV) d'un oscilloscope à écran rémanent. (c) : Simulation de l'éclairage urbain de la ville de Turin et de ses environs.

9.2.3 Résultats et Discussion

Mesure des signaux dans les pixels

Lorsque la cuve est mise en rotation et les différentes sources lumineuses sont mises en fonctionnement, alors on peut enregistrer les signaux en fonction du temps mesurés dans les pixels d'un MAPMT. La figure 9.4b montre la dépendance temporelle de la somme des coups dans l'ensemble des pixels d'un MAPMT :

- (a) Illumination indirecte par réflexion sur de la mousse simulant forêts et prairies,
- (b) Réglette de LEDs simulant la lumière directe d'une gerbe atmosphérique,
- (c) Illumination indirecte par réflexion sur le miroir simulant de la glace,
- (d) Illumination indirecte par réflexion sur de la brique simulant de la terre nue,
- (e) Illumination indirecte par réflexion sur de la poussière de verre simulant les cristaux de glace dans des nuages de haute altitude (Cirrus),
- (f) Illumination indirecte par réflexion sur du sable simulant des terrains désertiques,
- (g) Émission directe de l'oscilloscope simulant des météores.

Avant toute interprétation, rappelons qu'il n'y a pas d'optique de focalisation devant la surface de détection. Les rayons lumineux détectés dans un pixel peuvent provenir de n'importe quelle direction.

La figure 9.4a montre plusieurs types de signaux, soit des signaux sous forme de pics d'intensité élevée qui varient rapidement, soit des signaux sous forme de bosse étalée dans le temps, soit un mélange de ces formes.

Les sources directes de lumières de type gerbe ou météores se caractérisent par des pic étroits. Des sources indirectes avec réflexion sur un matériau à réflexion essentiellement spéculaire comme du verre ou du sable se traduisent par des pics. Des sources indirectes avec réflexion sur un matériau à réflexion essentiellement diffuse se traduit par une faible bosse étendue temporellement.

Simulation d'une gerbe et test de trigger

Pour ce test, du trigger, il est nécessaire de disposer de l'ensemble du PDM en incluant le PDM-board dont le FPGA est programmé avec l'algorithme de trigger du premier niveau, et aussi de l'acquisition de donnée DP qui lit le FPGA de la carte PDM-Board.

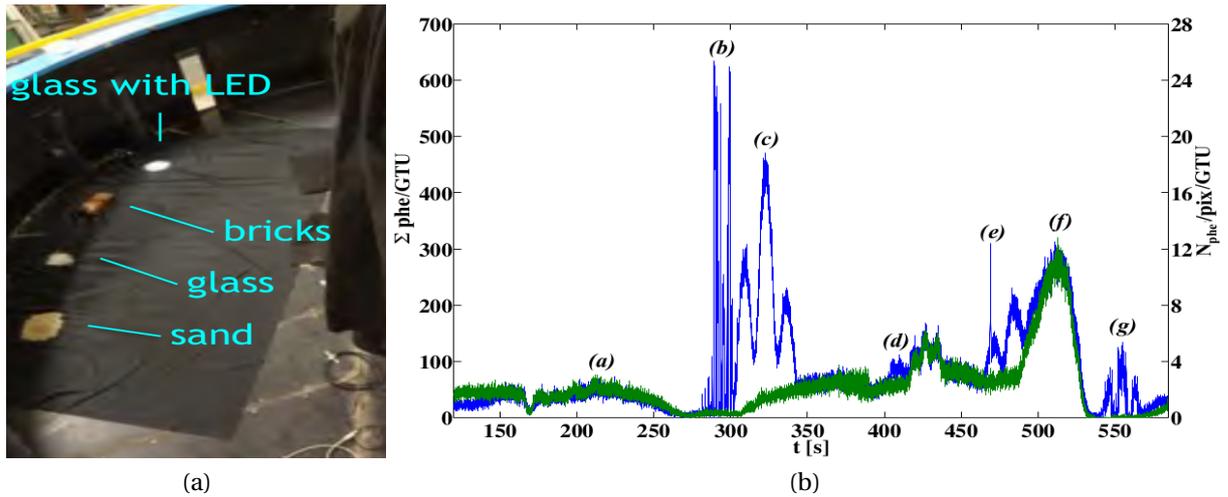


FIGURE 9.4 – Sources indirectes de lumière par réflexion sur différents milieux. (a) : Éléments réfléchissant dans la cuve tels que du verre, de la brique, du sable. (b) : Signaux enregistrés dans un pixel pour une cuve tournant à la vitesse simulant la rotation de la terre par rapport à l’ISS. Extrait de [CARUSO, 2015]

La figure 9.5a montre le nombre de coups par GTU dans un MAPMT en fonction du numéro de GTU pour une émission par la réglette de LED simulant une gerbe. Le signal a une durée d’à peu près 10 GTU, atteint un maximum de 30 coups par GTU, superposé à un fond diffus de 10 coups par GTU. Ce signal est à peu près compatible avec une simulation numérique d’une gerbe de $5 \cdot 10^{19}$ eV, inclinée d’un angle zénithal de 60° montrée sur la figure 9.5b.

Cette pseudo-gerbe a bien induit le déclenchement du trigger du premier niveau (point chaud de la gerbe localisé sur la surface focale du PDM par l’algorithme de déclenchement, montré sur la figure 9.5c).

L’équipement du laboratoire Turlab constitue un très bon simulateur de sources de lumières et de bruits de fond lumineux pour l’expérience JEM-EUSO.

Cette installation a permis de démontrer que le PDM était capable de détecter des gerbes de façon autonome, avec un algorithme de trigger de premier niveau implémenté dans le FPGA de sa carte numérique, la PDM-Board.

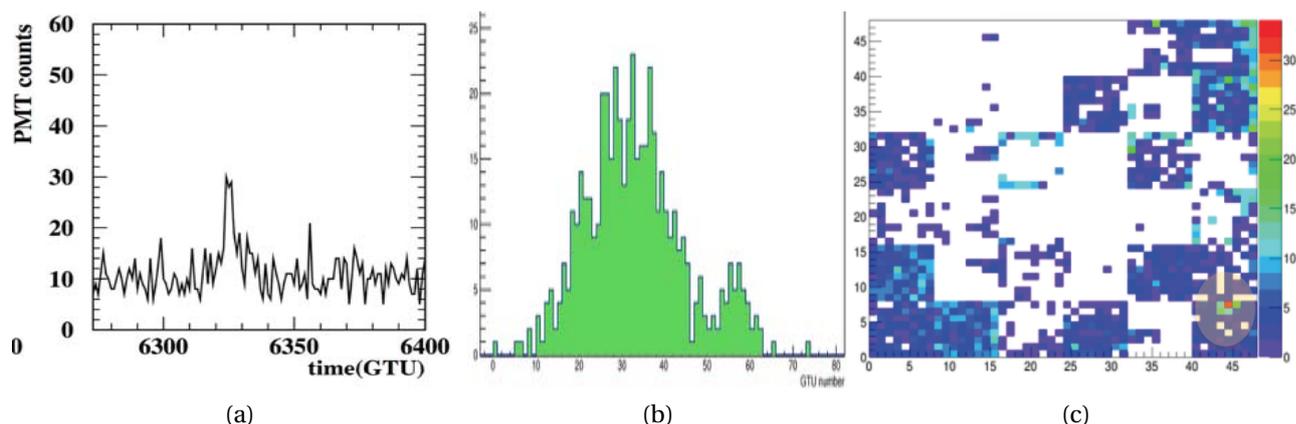


FIGURE 9.5 – Simulation expérimentale d'une gerbe dans un PDM : (a) Nombre de coups par GTU dans un MAPMT. (b) : Simulation numérique d'une gerbe de $5 \cdot 10^{19}$ eV, inclinée d'un angle zénithal de 60° . (c) : Test de l'algorithme de Trigger L1, déclenchement sur le point chaud de la gerbe sur la surface focale, dans le MAPMT en bas, à droite.

9.3 EUSO-TA

Un second modèle-prototype de télescope de type EUSO, constitué avec un seul PDM, a été construit par la collaboration JEM-EUSO de façon assez similaire à celui de EUSO-BALLOON, mais pas complètement identique.

Ce deuxième télescope a été installé en 2015 dans l'Utah, au sol, sur le site du Télescope Array (TA).

9.3.1 Paramètres de l'instrument EUSO-TA [CASOLINO, 2015]

EUSO-TA est constitué de deux lentilles de Fresnel comme EUSO-BALLOON. Il dispose d'un seul PDM en sa position focale. Son champ de vue est de $11^\circ \times 11^\circ$, soit 0.23° par pixel. Sa PSF a été mesurée à 0.5° .

Le PDM utilisé diffère de celui de EUSO-BALLOON selon les deux aspects suivants :

- Les EC-Units n'étaient pas enrobées de résine car ce PDM fonctionne à pression atmosphérique, une pression où l'air est suffisamment isolant à 1 kV.
- De plus le système HVPS n'a pas été utilisé pour alimenter les hautes tensions. C'est une alimentation commerciale qui a été utilisée.



FIGURE 9.6 – Installation de EUSO-TA sur le site de Telescope Array.

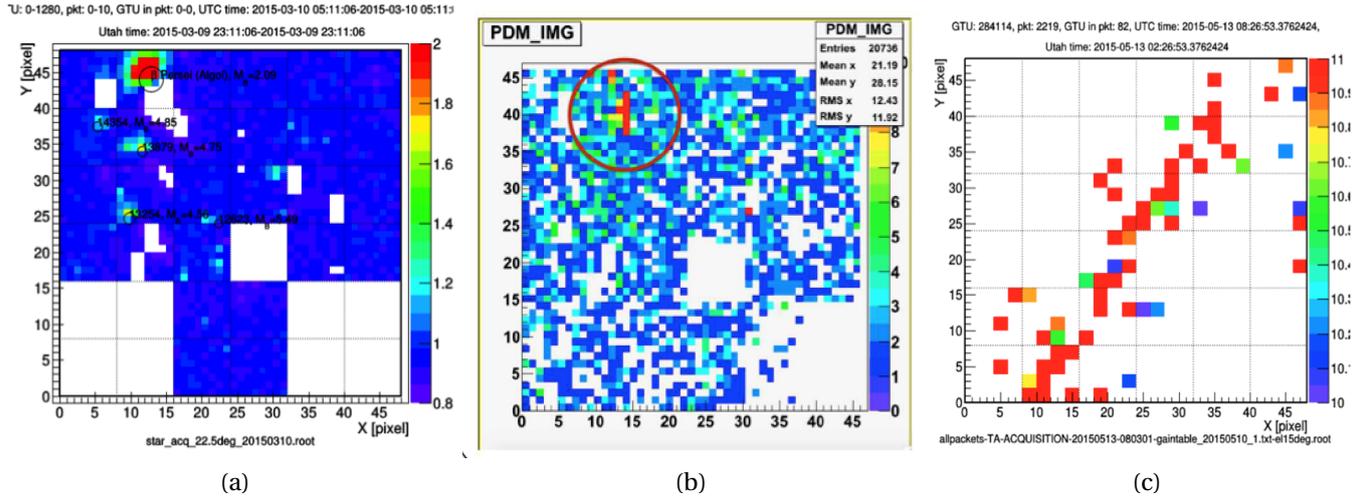


FIGURE 9.7 – (a) Cinq étoiles dans le champs de vue de EUSO-TA. (b) Trace laser de 85 mJ à une distance de 100 km, simulant une gerbe de 10^{19} eV détectée par EUSO-TA. (c) :Gerbe atmosphérique de 10^{18} eV, observée en coïncidence avec TA (trigger de TA).

Les conditions d'opération, surtout en terme de pression (et de température), ne sont pas aussi rigoureuses que pour celles d'EUSO-BALLOON. La haute tension a pu fonctionner à sa valeur nominale, soit 1100 V.

9.3.2 Observations de EUSO-TA

Différents types de sources ont pue être observées dans le champ de vue de la caméra :

- Des étoiles de magnitudes inférieures à 6.5. Dans la figure 9.7a, on montre une image cumulée de 1280 GTU, soit une ouverture de 3.2 ms. On observe cinq étoiles identifiées de magnitudes respectives (de haut en bas) $M_B = 2.09, 4.85, 4.75, 4.56, 5.49$. L'identification des étoiles permet une calibration absolue de la surface focale².
- Des traces laser provenant soit d'un CLF (Central Laser Facility) de TA, jusqu'à un laser de JEM-EUSO distant de 100 km et simulant une gerbe de 10^{19} eV sur la figure 9.7b,
- Une gerbe atmosphérique de 10^{18} eV à une distance $D = 2.5$ km, grâce au trigger externe de TA (figure 9.7c).

9.3.3 Remarques sur EUSO-TA

EUSO-TA a donc été le premier instrument de la famille des télescopes "à la EUSO", à imager de vraies gerbes atmosphériques. Il a aussi démontré la capacité de l'instrument à suivre des sources à évolution lente, comme les étoiles. Cet exemple montre que potentiellement un télescope peut donc suivre l'évolution de sources lentes.

2. EUSO-TA observe directement le ciel et donc peut se calibrer sur la lumière des étoiles. Cependant un télescope à la EUSO pointant dans la direction nadir, ne détecte pas d'étoiles directement et donc ne peut pas être calibré sur la lumière des étoiles.



FIGURE 9.8 – Principe de EUSO-SPB : Expérience similaire à celle d'EUSO-BALLOON, avec un ballon ultra-pressurisé pour un vol longue durée de plusieurs semaines.

9.4 EUSO-SPB

EUSO-SPB, à la suite de EUSO-BALLOON et d'EUSO-TA se propose d'être le premier instrument à observer des gerbes de rayons cosmiques d'en haut, depuis la stratosphère en déclenchant de façon autonome sur ce type d'événements [WIENCKE, 2015].

Nous avons vu que EUSO-BALLOON ne disposait pas de suffisamment de temps d'exposition pour avoir une probabilité non négligeable de détecter de telles gerbes.

Il faudrait que ce vol soit de longue durée, en cumulant des dizaines de nuits avec peu de lune.

La NASA dispose d'une nouvelle technologie de vol de longue durée avec les Ballons Ultra-Pressurisés (Super Pressure Balloon, soit SPB). La NASA a proposé à la collaboration JEM-EUSO d'utiliser son site de lancement de ballons situé à Wanaka en Nouvelle Zélande.

Un vol de 2 semaines serait envisagé en 2017 (du 18 avril au 5 mai, soit une durée de 140 heures de nuit sans lune dont seulement 2.5 heures de nuit noire pure). L'altitude du vol serait à 33 km d'altitude. L'acceptance de l'instrument serait de $1000 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$.

À titre d'exemple, un premier vol en ballon de pression ultra pressurisé a été réalisé à partir de ce site en Mars 2015 et à duré 32 jours. La trajectoire de ce ballon est représentée sur la figure 9.10. Comme pour EUSO-BALLOON, la trajectoire n'est pas contrôlable et peu prédictible. Elle dépend des vents en haute altitude.

9.4.1 Objectifs technologiques

Les principales insuffisances technologiques du PDM de EUSO-BALLOON constatés pour le premier vol sont les suivantes :

- Les Hautes tensions ne pouvaient pas fonctionner à leur valeur nominale en raison de claquages probablement dans la résine des EC-Units ou du HVPS,
- Le contrôle des switches des Hautes Tensions protégeant les MAPMTs de flux élevés ne fonctionnait pas,

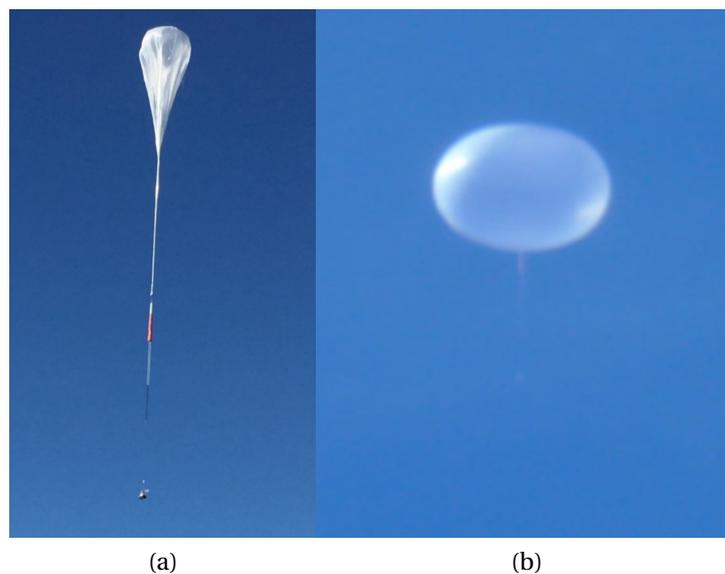


FIGURE 9.9 – (a) :Ballon SPB de la NASA à basse altitude. (b) :Ballon SPB de la NASA à haute altitude.

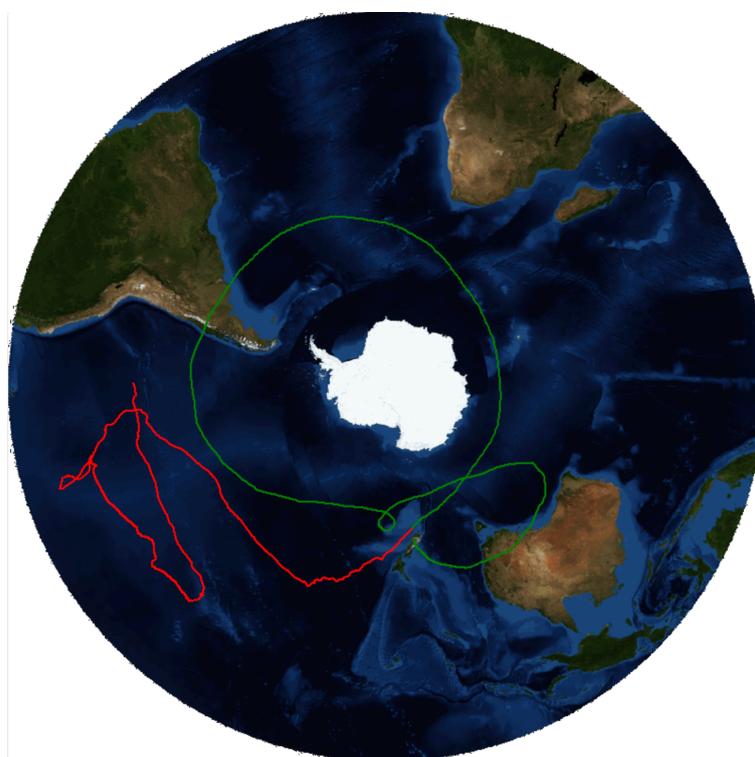


FIGURE 9.10 – Exemples de deux trajectoires de ballons SPB de la NASA lancés à partir de la base de Wanaka en Nouvelle Zélande. La trajectoire verte représente le premier vol de 32 jours en 2015. La trajectoire rouge est celle d'un vol en 2016.

- Des problèmes de bruits électroniques élevés, probablement liés à des problèmes de boucle de masse,
- Une limitation dans la gamme dynamique du comptage de photo-électron de l'ASIC SPACIROC1 en raison du temps mort du discriminateur de 30 ns,
- Le non fonctionnement de l'intégrateur pour les flux élevés de photons dans l'ASIC SPACIROC1.
- Les limitations en place mémoire du FPGA du PDM-Board limitant la complexité de l'algorithme de trigger de premier niveau.

Les solutions à ces différents problèmes ont été rapidement proposées. Des financements ont été reçus par la collaboration JEM-EUSO pour corriger les défauts et réaliser un nouveau PDM en vue d'un second vol.

Un nouvel ASIC, le Spaciroc3

Les principales différences entre les ASICs SPACIROC1 et SPACIROC3 Les tests de EUSO-BALLOON ont permis de mettre en évidence les performances insuffisante de l'Asic SPACIROC1. L'ASIC SPACIROC3 a été conçu pour les raisons suivantes :

- Diminuer le temps mort du discriminateur de photon counting afin d'élargir la gamme dynamique du photon counting donc de limiter l'effet de saturation à un taux de photo-électron donné,
- Limiter l'empilement de photo-électrons, le filtrage de mise en forme est supprimé. Il n'y a pas d'ajustement des gains au niveau de l'ASIC. En contrepartie, le seuil de discrimination du photo-counting est choisi indépendamment pour chaque canal (de façon à ce que le comptage de chaque canal soit égalisé).
- Faire fonctionner l'intégrateur pour détecter les flux élevés afin de corriger des la non-linéarité de photon counting et d'autre part de permettre la protection des MAPMTs vis-à-vis des flux de photons élevés [BLIN-BONDIL, 2014].

Test de l'ASIC SPACIROC3 La figure 9.11a montre la distribution des S-Curves des piédestaux d'un ASIC SPACIROC3 connecté à un MAPMT, c'est-à-dire en l'absence d'illumination de la photo cathode.

On note que la valeur moyenne du piédestal est à 722.8 unités de DAC. La dispersion sur cette valeur moyenne dans un ASIC est de 1.76 unités de DAC. La largeur RMS du pic de piédestal est en moyenne de 10 unités de DAC. Le maximum du pic du piédestal est en moyenne de 160 coups par GTU. La saturation du comptage est donc bien supérieure à celle du SPACIROC1, ce qui montre bien que le temps mort de l'ASIC a été réduit.

La figure 9.11b montre des S-Curves lorsque le MAPMT est éclairé dans les conditions du photo-électron unique. Un plateau d'une largeur d'environ 300 unités de DAC pour chaque canal est visible. Cette largeur est très supérieure à celle des piédestaux (10 DAC). Vraisemblablement, il ne sera pas difficile de positionner le seuil de déclenchement du discriminateur au milieu de ce plateau.

Il faut noter que la forme de la S-Curve est inversée par rapport au SPACIROC1. En effet, il ne s'agit que de la convention sur la valeur des unités de DAC. Plus la valeur de DAC est élevée, plus le seuil de discrimination effectif est faible. Plus la valeur de DAC est faible, plus le seuil de discrimination effectif est élevé.

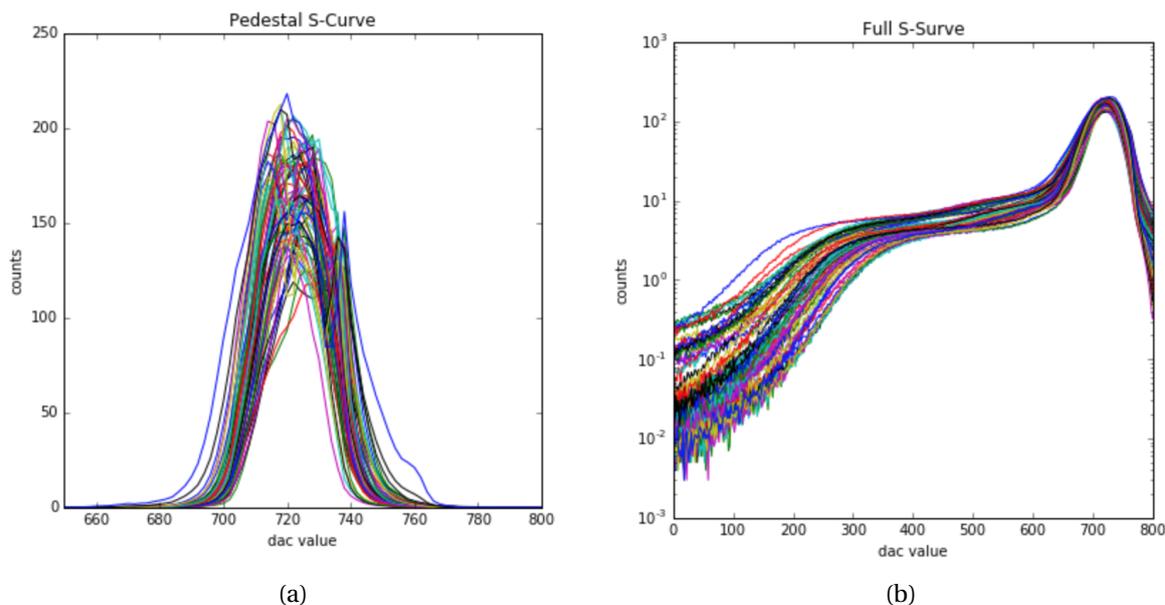


FIGURE 9.11 – S-Curves pour un ASIC SPACIROC3 : (a) :S-Curves de piédestaux. (b) :S-Curves obtenues avec des photo-électrons uniques.



FIGURE 9.12 – Nouvelle EC-ASIC conforme pour le nouvel ASIC SPACIROC3.

Mise à jour des cartes EC-ASIC

La définition des pins d'entrée-sortie de l'ASIC SPACIROC3 étant différente de celle de SPACIROC1, une nouvelle carte EC-ASIC a été dessinée et un nouveau routage des pistes de la carte EC-ASIC a été effectué par la CAO électronique au LAL en 2016. Une attention toute particulière a été donnée aux plans de masse de cette carte en ne séparant pas les masses analogique et digitale. La nouvelle carte EC-ASIC est montrée sur la figure 9.12.

Des nouvelles EC-Units

Une évolution considérable des EC-Units a été réalisée. Pour limiter les défauts liés au câblage des hautes tensions des dynodes, il a été décidé d'intégrer les générateurs de Haute Tension (les Crockoft-Walton) dans l'EC-Unit. La figure 9.13a montre la partie arrière d'une EC-Unit de EUSO-SPB, avant enrobage, montrant le dernier étage de PCB contenant les composants du Crockoft-Walton. L'ensemble est enrobé comme montré

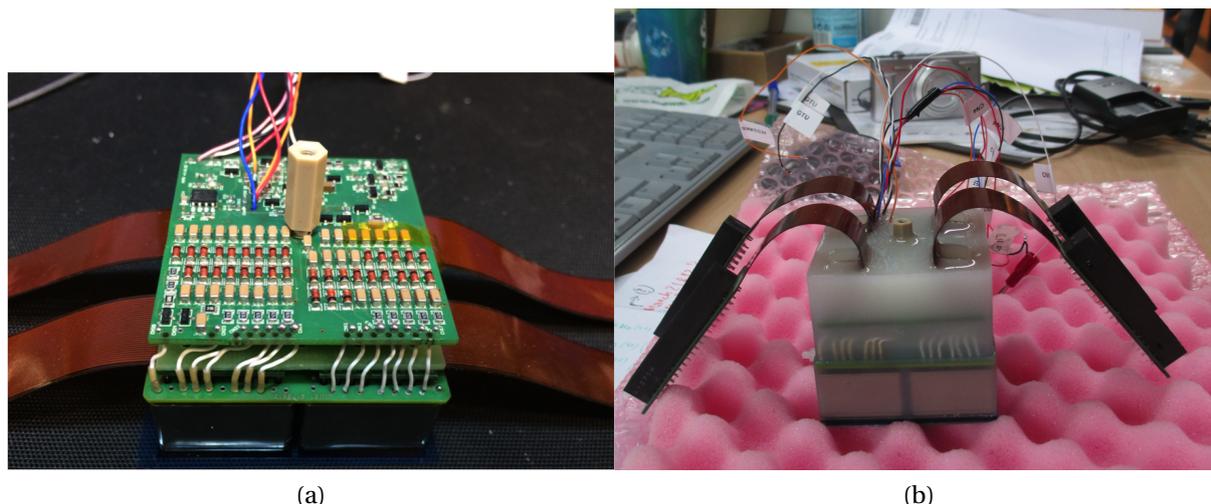


FIGURE 9.13 – (a) :EC-Unit de EUSO-SPB nue, non enrobée. (b) :EC-Unit enrobée.



FIGURE 9.14 – Nouvelle carte PDM-Board.

sur la figure 9.13b. Il faut aussi ajouter que la visse centrale a été changée pour être isolante.

Donc la conception de l'EC-Unit a été entièrement revue pour augmenter la fiabilité du câblage et réduire au maximum les risques de claquages des Hautes Tensions.

Une nouvelle carte PDM-Board

Une nouvelle carte PDM-Board conçue (voir figure 9.14) autour d'un circuit FPGA de Xilinx contenant 240,000 portes logiques et 14 Mbits de mémoire RAM permet d'implémenter le niveau 1 de l'algorithme du trigger. Les régulateurs linéaires et convertisseurs ont été remplacés par des régulateurs plus performants et ne nécessitant pas d'extraction de la chaleur. Une structure thermique a par contre été conçue spécialement pour évacuer la chaleur du FPGA.

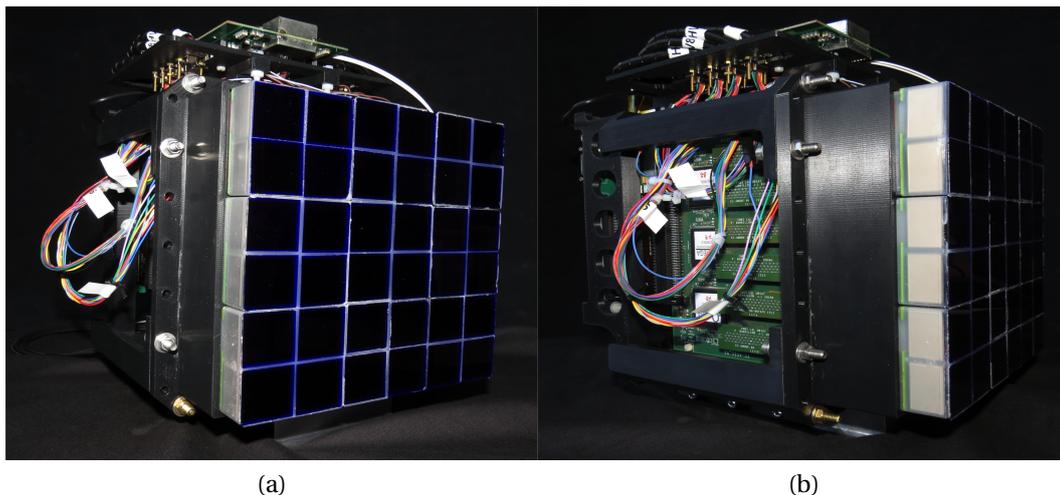


FIGURE 9.15 – (a)et (b) : Intégration du PDM pour EUSO-SPB.

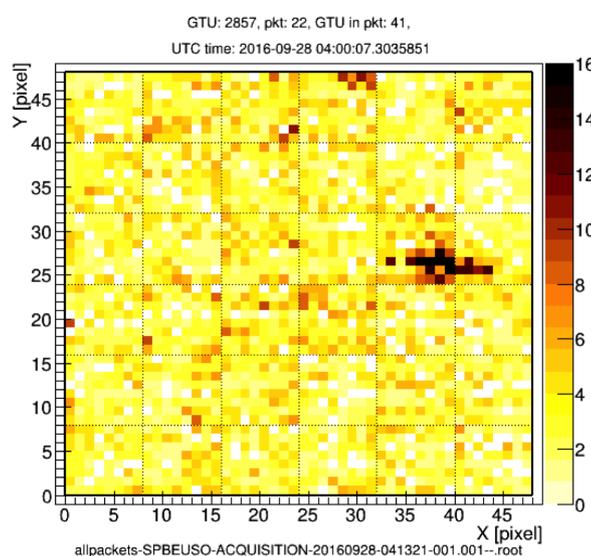


FIGURE 9.16 – Test du trigger de EUSO-SPB avec le nouveau PDM pour EUSO-SPB.

Intégration du nouveau PDM

Un nouveau PDM a été intégré en juillet 2016 comme montré sur les figures 9.15a et 9.15b. L'absence des câbles de haute tension a rendu le câblage bien plus simple. La structure mécanique a également été améliorée pour faciliter l'intégration et la fixation de tous les éléments.

Le PDM a pu être livré à l'équipe américaine pour un premier test dans l'Utah, en août 2016.

Les tests du Trigger

Les premiers tests en août 2016 du PDM de EUSO-SPB sont concluants car il a été possible de déclencher l'acquisition d'une trace laser par le trigger de premier niveau installé dans le FPGA d'une nouvelle carte du PDM-Board (voir la figure 9.16).

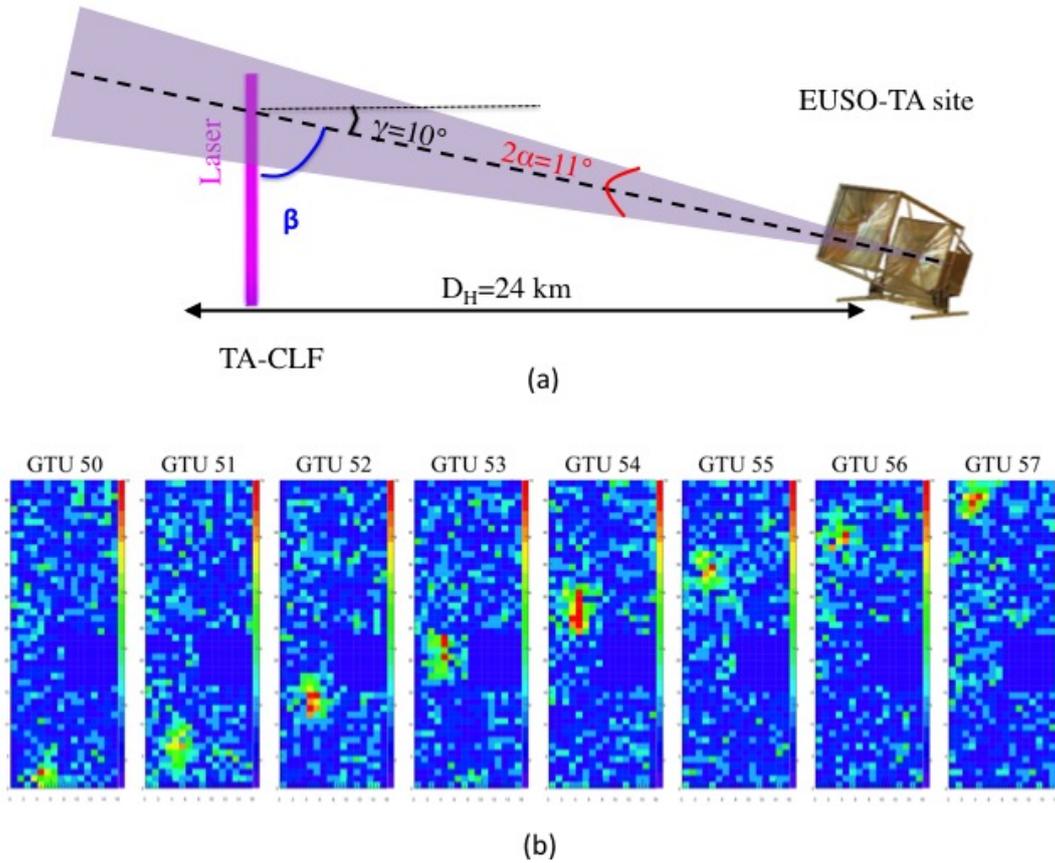


FIGURE 9.17 – Test de trigger sur une trace verticale d’un laser du CLF de TA, avec la nouvelle carte PDM-Board et le nouveau PDM de EUSO-SPB sur le site du Telescope Array. a) Dispositif expérimental. b) Évolution du spot laser dans le champ de vue de 3 EC-Units du PDM.

Reconstruction géométrique d’une trace laser

Les tests se sont poursuivis en octobre 2016 sur le site du Telescope Array. Ainsi la figure 9.17 montre le déclenchement du trigger sur une trace laser verticale du Central Laser Facility du TA. En effet, on voit la trajectoire du spot laser s’élevant dans le champ de vue des trois EC-Units centrales du PDM de EUSO-SPB, avec une vitesse de propagation compatible avec la vitesse de la lumière.

La géométrie du problème est donnée dans les paramètres suivants :

- Distance horizontale entre la trace laser et le télescope $D_H = 24$ km,
- Angle d’élévation du télescope $\gamma = 10^\circ$ au dessus du plan horizontal,
- Champs de vue du télescope $FOV = 11^\circ \times 11^\circ$ tel que l’angle minimal d’un pixel est $\alpha_Y^{min} = -6.5^\circ$ et l’angle maximal d’un pixel est $\alpha_Y^{max} = +6.5^\circ$ dans le référentiel de la caméra.
- Sachant que la caméra est une matrice de 48×48 pixels, l’angle sous-tendu par un pixel est $\delta\alpha = 11^\circ / (48 - 1) = 0.234^\circ$,
- Ainsi le pixel central ($\alpha_X = 0^\circ, \alpha_Y = 0^\circ$), voit la trace laser à une distance $D = \frac{D_H}{\cos\gamma} = 24.37$ km.
- On définit β entre la direction du pixel central et la trace laser $\beta = \frac{\pi}{2} - \gamma = 80^\circ$.

La vitesse angulaire de rotation de la trace laser dans le champs de vue du télescope

est donnée par :

$$\omega = \frac{d\alpha}{dt} = \frac{\sin\beta}{1 + \cos\beta} \left(\frac{c}{D} \right) \quad (9.3)$$

où c est la vitesse de la lumière. À partir de l'équation 9.3, on obtient la position angulaire du spot laser dans le plan vertical du champs de vue du télescope $\alpha_Y(t)$:

$$\alpha_Y(t) - \alpha_Y(t_0) = \frac{\sin\beta}{1 + \cos\beta} \left(\frac{c}{D} \right) (t - t_0) \quad (9.4)$$

où t_0 est le temps de passage de la trace laser par le pixel pixel à l'angle $\alpha_Y(t_0)$. De façon équivalente, on peut prédire la position du pixel $N_Y^{pix}(N_{GTU}) \in [-23, 24]$ en fonction du numéro de GTU N_{GTU} par :

$$N_Y^{pix}(N_{GTU}) - N_Y^{pix}(N_{GTU0}) = \frac{\sin\beta}{1 + \cos\beta} \left(\frac{c}{D} \right) \frac{\delta T_{GTU}}{\delta\alpha} (N_{GTU} - N_{GTU0}) \quad (9.5)$$

où $\delta T_{GTU} = 2.5 \mu s$ est la durée d'une GTU.

En réécrivant l'équation 9.5 comme :

$$N_Y^{pix}(N_{GTU}) - N_Y^{pix}(N_{GTU0}) = K(N_{GTU} - N_{GTU0}) \quad (9.6)$$

où le paramètre K peut être calculé numériquement :

$$K = \frac{\sin\beta}{1 + \cos\beta} \left(\frac{c}{D} \right) \frac{\delta T_{GTU}}{\delta\alpha} = K^{calc} = 6.32 \quad (9.7)$$

L'équation 9.6 est celle d'une droite dont les paramètres peuvent être ajustés sur les données (voir la figure 9.18).

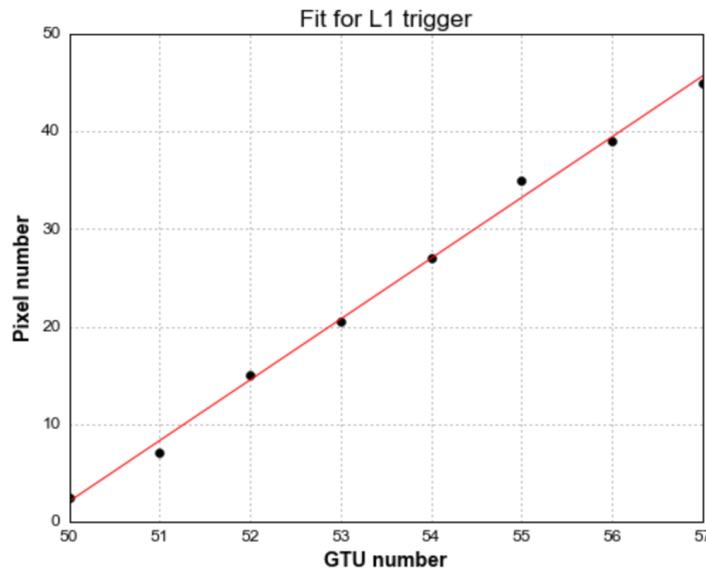


FIGURE 9.18 – Ajustement du numéro de pixel en fonction du numéro de GTU.

On obtient K^{data} estimé sur les données ³ :

$$K^{data} = 6.24 \quad (9.8)$$

Les valeurs de K^{data} et K^{calc} sont donc compatibles aux erreurs expérimentales près.

3. Cet ajustement est une simple vérification par l'auteur de cette thèse des ordres de grandeurs pour comparer les données avec le calcul. Il a été effectué par simple relevé de la position des pixels sur la figure 9.17.(b). Par conséquent aucun calcul d'erreur n'a été effectué.

Remarques sur la vitesse angulaire Dans l'équation eq. 9.3 :

- le terme $\sin\beta$ au numérateur exprime la projection du segment de de trace laser dans le champs de vue d'un pixel projeté sur l'axe perpendiculaire de la direction de pointage du pixel. En effet pour une trace inclinée dans le champs de vue, la vitesse radiale apparente du spot laser diminue d'un facteur $\sin\beta$.
- $1 + \cos\beta$ au dénominateur exprime la dilatation de la durée de réception du signal par rapport à la durée d'émission du signal dans le champs de vue du pixel. En effet, on seulement il faut tenir compte du temps de propagation de la lumière le long du segment de trace laser projeté le long de la direction perpendiculaire à la direction de pointage du pixel mais il faut aussi tenir compte de la différence de distance parcourue par la lumière entre les deux extrémités du segment de trace laser. Ce terme de dilatation du temps est aussi important pour la détection de gerbes.

Remarque sur le trigger de premier niveau Nous avons vu dans cette exemple d'une trace laser à 24 km, le déplacement du spot laser est d'environ 6.2 pixels par GTU. Cette vitesse est très rapide car l'objet observé est à courte distance. Pour EUSO-BALLOON, la distance d'observation des traces laser est $D_H = 38 \text{ km} - 3 \text{ km} = 35 \text{ km}$ et pour EUSO-SPC, la distance serait de $D_H \approx 30 \text{ km}$. Pour JEM-EUSO ou MINI-EUSO, $D_H \approx 400 \text{ km}$. Comme la vitesse angulaire est inversement proportionnelle à la distance d'observation, on s'attend à avoir pour les expériences en ballon $K^{\text{EUSO-SPB}} \approx 5 \text{ pix/GTU}$ et $K^{\text{EUSO-BALLOON}} \approx 4.3 \text{ pix/GTU}$. Sur l'ISS, $K^{\text{EUSO-SPB}} \approx 0.4 \text{ pix/GTU}$.

La vitesse apparente du spot de lumière est donc très rapide dans les expériences ballon et très lente depuis la station spatiale. Cela veut dire que les paramètres de l'algorithme du trigger doivent être ajustés selon le type d'observation.

Rappelons que le trigger L1 est basé sur les paramètres N, P et S tels que :

- **condition 1** : N est le seuil de nombre de coups comptés dans une matrice de 3×3 pixels,
- **condition 2** : P est le nombre de GTU consécutives telles la condition 1 soit remplie,
- **condition 3** : S est le nombre de coups total compté sur l'ensemble des matrices de 3×3 pixels qui remplissent la condition 2.

Pour les expériences en ballon, il faut que $P = 1$. La vitesse angulaire du signal est bien trop rapide pour demander un signal localement persistant. Par contre pour des gerbes ou traces laser vues depuis l'espace, on peut choisir $P \geq 2$.

9.4.2 Objectifs scientifiques

L'objectif de EUSO-SPB est la détection de gerbes cosmiques avec un trigger implémenté pour son niveau 1 et niveau 2.

Pour étudier le nombre d'événements attendus, des gerbes de différentes énergies ont été simulées dont un exemple d'image sur la surface focale et de temps d'arrivée des photons sont montrés sur la figure 9.19.

Le seuil de déclenchement du trigger dépend fortement du bruit de fond de ciel. En supposant un seuil de déclenchement qui varierait de 100 photons par GTU à 400 photons par GTU, alors on obtient une acceptation indiquée sur la figure 9.20 (à gauche) pour différentes énergie de gerbe. On peut en déduire le flux d'événements sur la figure 9.20 (à droite).

En intégrant sur l'ensemble des énergies des gerbes, on obtient la prédiction du nombre d'événements dans le tableau 9.1.

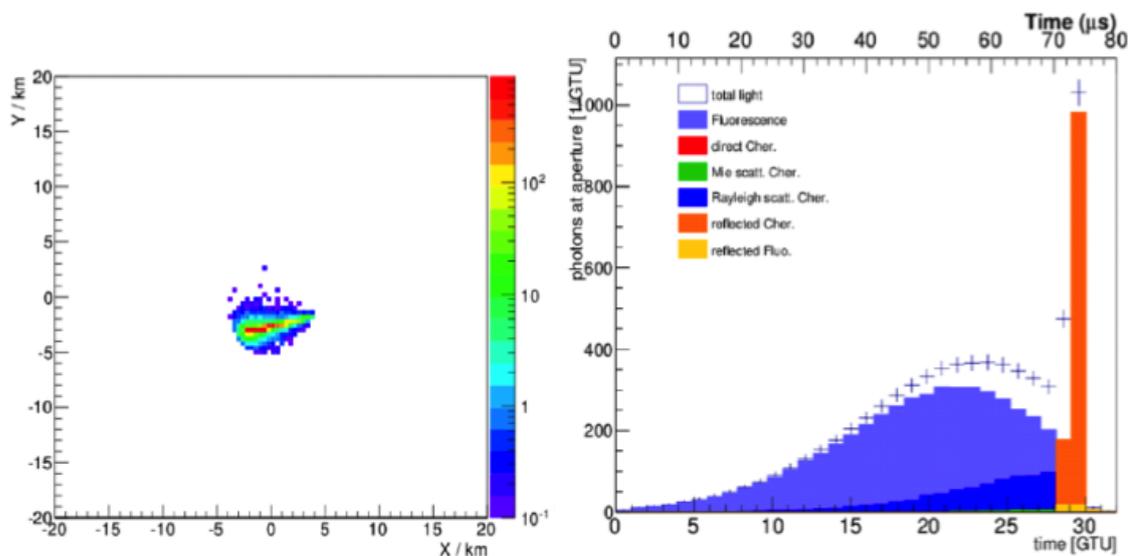


FIGURE 9.19 – À gauche : Simulation d’une image d’une gerbe de $10^{18.5}$ eV dans le plan focal de EUSO-SPB. À droite, simulation du temps d’arrivée des photons d’une gerbe de $10^{18.5}$ eV à la surface focale de EUSO-SPB.

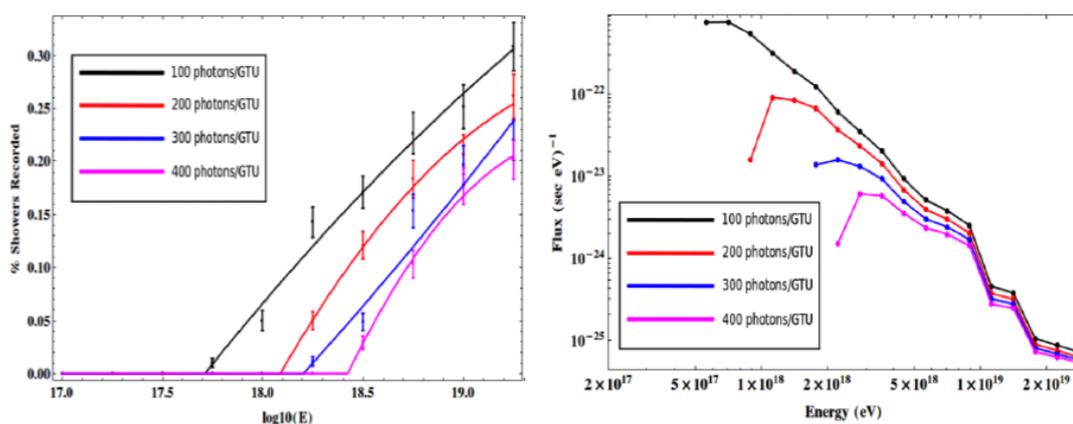


FIGURE 9.20 – À gauche : La fraction de gerbes observables par rapport au nombre de gerbes simulées à une énergie fixée, pour différents seuils de trigger exprimés en nombre de photons par GTU. À droite : Le flux de gerbes observables par EUSO-SPB (nombre d’événements par bin en énergie de 1 eV).

Seuil Nb. γ /GTU	Nb gerbes/heure	Nb gerbes tot
200	0.42	50
300	0.18	21
400	0.09	11

TABLEAU 9.1 – Acceptance et spectre reconstruit avec EUSO-SPB en fonction de différents seuils de déclenchements.

9.5 Mini-EUSO

Le projet Mini-EUSO est un démonstrateur de la collaboration JEM-EUSO qui consiste à réaliser un PDM similaire à celui de EUSO-SPB et à installer ce PDM sur l'ISS [RICCI, 2015].

Ce PDM doit être installé à la position focale d'un télescope suffisamment compact (voir la figure 9.21a) pour qu'il puisse rentrer dans le compartiment russe de l'ISS qui dispose d'une fenêtre transparente aux UV.

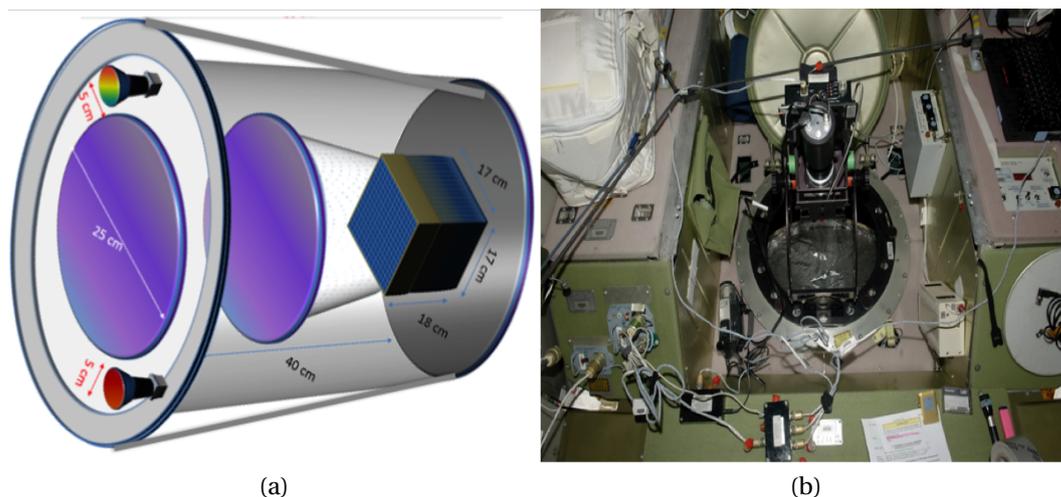


FIGURE 9.21 – (a) :Schéma de principe de MINI-EUSO. (b) : Fenêtre transparente aux UV dans le module Svezda (Roscosmos) sur l'ISS.

La mission de MINI-EUSO consiste à observer depuis l'espace les phénomènes physiques avec un télescope similaire à EUSO-BALLOON :

- L'émission d'Airglow,
- Des événements transitoires tels que les "Transcient Luminous Events" de la haute atmosphère comme les Blue jets ou les sprites,
- Des météores.

L'objectif de détection des gerbes atmosphériques est illusoire car :

- Le seuil de détection d'une gerbe est de l'ordre de $5 \cdot 10^{20}$ eV. Sa sensibilité est insuffisante à cette distance (10 fois plus grande que EUSO-BALLOON) pour observer des gerbes à 10^{18} eV.
- Son acceptance de $1.5 \cdot 10^4 \text{ km}^2$ est insuffisante pour détecter des gerbes rares à quelques 10^{20} eV.

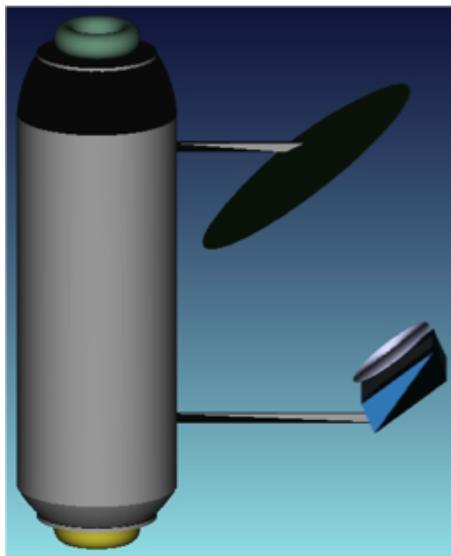


FIGURE 9.22 – Schéma de principe de K-EUSO.

En plus du programme scientifique en d'astroparticules, ce projet peut faire les études suivantes

- une cartographie de l'émission UV de la terre et de la haute atmosphère,
- un suivi de la météorologique en association avec une caméra dans le visible et dans l'infrarouge,
- une la recherche de débris autour de la terre.

Ce programme permet cependant de valider les technologies "à la EUSO" pour l'espace, notamment en ce qui concerne les ASICs et les FPGA des triggers ainsi que l'ordinateur de bord qui contrôle l'instrument.

Ce PDM est en cours d'intégration, en même temps que EUSO-SPB. Il devrait être installé sur l'ISS en 2017 ou 2018.

9.5.1 K-EUSO

K-EUSO est la version hybride d'un détecteur de type JEM-EUSO et d'un détecteur russe KLYPVE basé sur la technologie des miroirs. Le schéma de principe de l'instrument est montré sur la figure 9.22. L'instrument K-EUSO est installé au point focal d'un grand miroir des agences russes Energia-Roscosmos. Ce télescope serait fixé à la paroi externe du module russe MRM-1 de l'ISS.

Modulaire, il ne permettrait que d'atteindre une acceptance de deux fois plus grande que celle de l'observatoire P. Auger (voir la figure 9.23).

Description de K-EUSO

La figure 9.24 montre la structure de l'instrument K-EUSO. Les principaux paramètres de l'instrument sont donnés dans la table 9.2. K-EUSO consiste en un grand miroir de 3.4 m de diamètre, d'une surface focale de 1.4 m de diamètre. Entre le miroir et la surface focale, il y a une lentille correctrice de Fresnel de 1.7 m de diamètre. La surface de détection peut être réalisée par une matrice de 7×7 PDM à laquelle est rajoutée d'autres types de photo-détecteurs (le choix définitif n'est pas figé.) PANASYUK [2015] SAKAKI [2015].

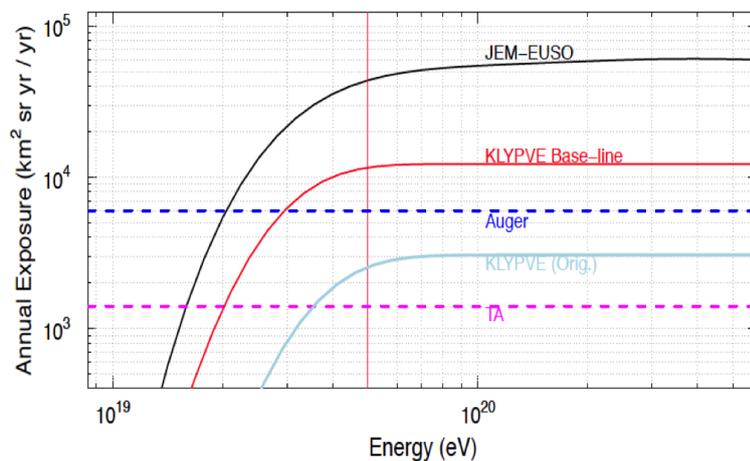


FIGURE 9.23 – Acceptance de K-EUSO appelé aussi KLYPVE (nom de l’ancien projet russe).

Paramètres de K-EUSO	
Champ de vue de l’instrument	14°
Surface d’observation	3.10 ⁴ km ²
Domaine de longueurs d’onde	300-400 nm
Surface Focale	1.45 m ²
Nombre de pixels	119808
Taille des pixels	2.88 mm × 2.88 mm
Champ de vue d’un pixel	0.058°
Temps d’échantillonnage (GTU)	2.5 μs
Cycle utile	20%

TABLEAU 9.2 – Paramètres de l’instrument K-EUSO.

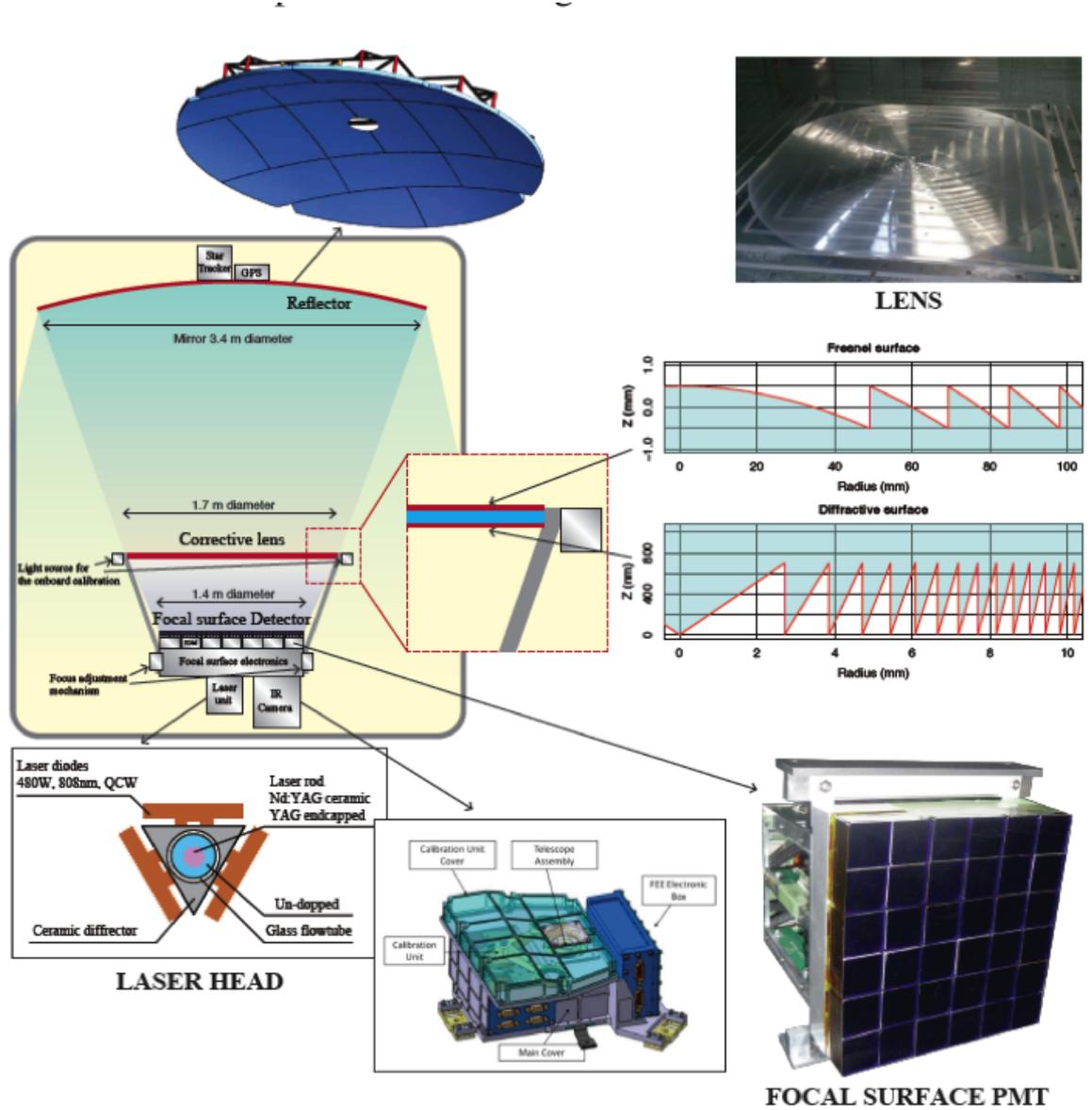


FIGURE 9.24 – Schéma détaillé de K-EUSO.

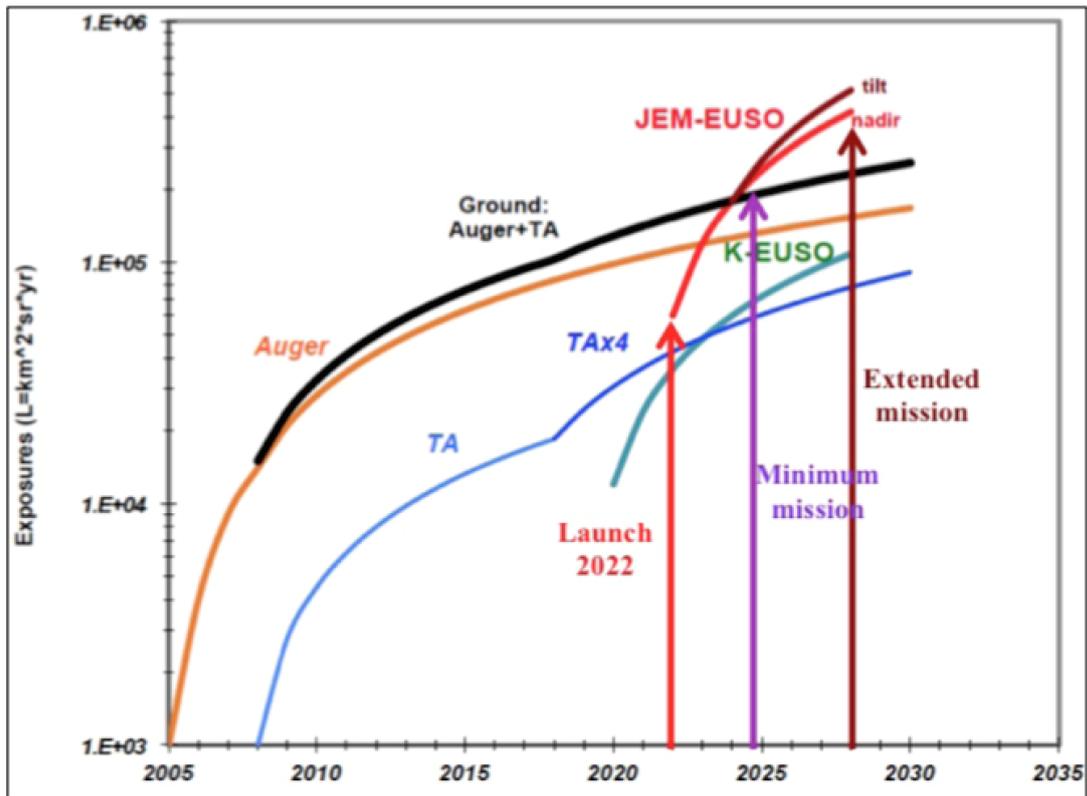


FIGURE 9.25 – Comparaison des exposition pour les observatoires actuels et les futurs projets EUSO.

Programme scientifique de K-EUSO

L'inconvénient d'un détecteur comme K-EUSO pour faire de la physique des rayons cosmiques est l'acceptance très réduite de l'instrument en raison de l'angle d'ouverture étroite du miroir et donc d'une surface d'observation très limitée.

De plus l'obturation du champ de vue par la caméra réduit considérablement la surface collectrice effective et donc la sensibilité du détecteur.

Les seuils de détection sont plus élevés que ceux de JEM-EUSO. Il n'y aura pas suffisamment de gerbes à basse énergie pour faire la jonction avec les spectres mesurés par les observatoires au sol.

9.5.2 JEM-EUSO-X

JEM-EUSO demeure la mission cible qui doit assurer l'objectif de physique des gerbes de haute énergie au delà de la coupure GZK pour identifier les sources de rayons cosmiques dans l'univers grâce à une couverture uniforme du ciel. Pour cela l'objectif est maintenu d'une acceptance intégrée d'au moins 10 fois plus grande que celle d'Auger, soit presque $10^6 \text{ km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{an}$.

À la fin de l'année 2013, l'agence spatiale japonaise de la JAXA s'est retirée de la maîtrise d'œuvre pour le lancement de JEM-EUSO. Toutefois, la place sur la plate-forme extérieure Kibbo du module japonais JEM reste acquise à JEM-EUSO.

Une agence spatiale internationale pourrait reprendre à son compte la construction de JEM-EUSO, il manquait un transporteur pour acheminer JEM-EUSO jusqu'à Kibbo.

Aujourd'hui, la NASA peut garantir le transport de JEM-EUSO avec son transporteur

Space-X Dragon (d'où le nom de JEM-EUSO-X), impliquant une nouvelle fois le changement de la géométrie de JEM-EUSO.

Le programme scientifique demeure inchangé. À la fin de cette année 2016, il reste potentiellement deux agences internationales qui pourraient relancer ce projet, à savoir l'ESA et la NASA.

Cependant aucun financement n'est à ce jour décidé.

La figure 9.25 montre l'exposition que l'on pourrait attendre pour un hypothétique lancement en 2022 et installation de JEM-EUSO-X sur la station spatiale internationale sous réserve du maintien de cette dernière en fonctionnement.

9.6 Conclusions

Après EUSO-BALLOON, quatre projets démonstrateurs de JEM-EUSO sont en cours de développement aujourd'hui. EUSO-SPB est en train de terminer son intégration entre la France et les États-Unis. Ce projet constitue la deuxième mission en ballon dotée d'une chaîne de mesure et d'acquisition de type EUSO proche de celle de JEM-EUSO. Cette fois-ci, la détection de EAS est quasi-certaine, grâce aux améliorations techniques importantes que le retour d'expérience avec le premier vol EUSO-Balloon a pu nous suggérer. Ces améliorations sont principalement concentrées sur l'électronique du PDM. Elles comprennent notamment la nouvelle carte EC-ASIC avec son asic le SPACIROC 3 qui améliore la capacité de comptage à plus 80 pe/GTU, permettant l'acquisition d'une longue S-Curve ainsi qu'une possibilité de fixer les seuils de sélection indépendamment sur les différents canaux, selon leur gain. Ces améliorations permettent de garantir une meilleure uniformité de l'efficacité de détection des canaux de détection sur toute la surface focale. Le couplage des masses analogiques et digitales au niveau des EC-ASIC et le changement de matière de la structure mécanique qui supporte le PDM par un matériau plastique isolant, diminuent l'influence du bruit électronique qui avait été le grand défi de la première mission. Le bon fonctionnement des algorithmes de trigger a été confirmé à Turlab et à EUSO-TA. Ces algorithmes seront de nouveau évalués sur EUSO-SPB dans un cadre de détection réelle de gerbes en prise avec le bruit de fond naturel de l'airglow. Le succès de cette mission permettra de progresser dans les différentes phases du projet JEM-EUSO. En parallèle Mini-EUSO et K-EUSO qui seront les premières missions spatiales qui auront le challenge de confronter les réelles conditions spatiales et détecter une grande diversité de sources fluorescentes UV, aux caractéristiques très variées en intensité et rapidité qui seraient observée dans une mission JEM-EUSO.

9.7 Références

- BLIN-BONDIL, S. 2014, «Spaciroc3 : A front-end readout asic for jem- euso cosmic ray observatory», *Third International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics*. 274
- CARUSO, R. 2015, «The euso@turlab project», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. 269
- CASOLINO, M. 2015, «For the jem-euso collaboration, euso-ta, a ground precursor to jem-euso telescope at the telescope array site», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. 270

PANASYUK, M. 2015, «Ultra high energy cosmic ray detector klypve on board the russian segment of the iss», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. 283

RICCI, M. 2015, «for the jem-euso collaboration, mini-euso : a pathfinder for jem-euso to measure the uv earth background from iss», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. 282

SAKAKI, N. 2015, «Expected acceptance of the klypve/k-euso space-based mission for the observation of ultra-high energy cosmic rays», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. 283

WIENCKE, L. 2015, «Euso-balloon mission to record extensive air showers from near space», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*. 272

Annexe A

Annexes

A.1 Paramètres de JEM-EUSO

Voici une liste exhaustive des paramètres de [JEM-EUSO](#) :

- Surface effective $\geq 1.3 \times 10^5 \text{ km}^2$ (H orbite de 400[*km*]).
- L'angle de précision pour la détermination de la direction d'arrivée de la particule $\geq 2.5^\circ$ ($E = 10^{20} \text{ eV}$ et 60° d'angle de zénith).
- Précision de la détermination de l'énergie $\Delta E/E \leq 30\%$ ($E = 10^{20} \text{ eV}$ et 60° d'angle de zénith et observation Nadir).
- Temps d'échantillonnage ou [résolution temporelle de mesure \(GTU\)](#) $\leq 2.5 \mu\text{s}$.
- Précision de la détermination du $X_{max} \leq 120 \text{ g/cm}^2$ ($E = 10^{20} \text{ eV}$ et 60° d'angle de zénith et observation Nadir).
- Énergie de seuil $\leq 5.5 \times 10^{19} \text{ eV}$.
- Surveillance du taux moyen de signal pour tous les pixels toutes les 3,5 s
- Capacité d'observer TLE avec des échelles de temps courtes de 1 s.
- Rang de longueur d'onde 290 à 430 *nm*.
- Champ de vue ([FoV](#)) $\geq 60^\circ$.
- Taille de la tâche d'Airy $\leq 5 \text{ mm rms}$.
- Résolution spatial 0.75 *km* (0.1°) en observation Nadir. Impliquant une taille de pixel $\leq 4.5 \text{ mm}$. (selon article de Mario est 0.5 *km*, 0.074°)
- Efficacité de Photon détection ≥ 0.12 .
- Aire de la surface focale $\geq 3.6 \text{ m}^2$ et forme sphérique.
- Efficacité de Trigger ≥ 0.95 ($E = 10^{20} \text{ eV}$ et 60° d'angle de zénith, et observation Nadir, au centre du *glsfov*).
- Précision du temps absolu $\leq 1 \mu\text{s}$.
- Gamme dynamique 1.5 à 150 photo électrons par [GTU](#) par pixel en mesure de charge.
- Temps mort $\leq 3\%$ comprises le trigger et le redout.
- Bruit de courant obscur (Dark current) $\leq 50 \text{ GHz}$.
- Linéarité du Photon Counting $\geq 30 \text{ pe/GTU}$

A.2 Statistique pour la photo-détection

A.2.1 Fonction Génératrice

En premier lieu, pour construire les fonctions de distribution on utilise une série génératrice :

$$Q(s) = \sum_{n=0}^N s^n \cdot P_n \quad (\text{A.1})$$

où s est le paramètre de contrôle et P_n la probabilité d'avoir un événement avec un résultat de n . Cette probabilité peut être construite à partir de la fonction génératrice comme :

$$P_n = \frac{1}{n!} \cdot \frac{\partial^n Q(s)}{\partial s^n} \Big|_{s=0} \quad (\text{A.2})$$

Il faut également tenir en compte que la moyenne et la variance seront générées à partir de cette série génératrice $Q(s)$.

moyenne

$$Q'(1) = \sum_{n=1} n \cdot P_n = \bar{n} \quad (\text{A.3})$$

variance

$$\sigma^2 = \sum_{n=0} (n - \bar{n})^2 \cdot P_n = Q''(1) + Q'(1) - [Q'(1)]^2 \quad (\text{A.4})$$

A.2.2 Addition d'événements

$$Q_{A+B}(s) = Q_A(s) \cdot Q_B(s) \quad (\text{A.5})$$

$$\bar{n}_{A+B} = \bar{n}_A + \bar{n}_B \quad (\text{A.6})$$

$$\sigma_{A+B}^2 = \sigma_A^2 + \sigma_B^2 \quad (\text{A.7})$$

A.2.3 Événement en cascade

$$Q_{AB}(s) = A(B(s)) \quad (\text{A.8})$$

$$\bar{n}_{AB} = \bar{n}_A \cdot \bar{n}_B \quad (\text{A.9})$$

$$\sigma_{AB}^2 = \bar{n}_B^2 \sigma_A^2 + \bar{n}_A \sigma_B^2 \quad (\text{A.10})$$

A.2.4 Processus multiplicatifs

$$Q_{A \cdot B}(s) = \sum_n A_n \sum_r s^{n \cdot r} B_r \quad (\text{A.11})$$

$$\bar{n}_{A \cdot B} = \bar{n}_A \cdot \bar{n}_B \quad (\text{A.12})$$

$$\sigma_{A \cdot B}^2 = \sigma_A^2 \cdot \sigma_B^2 + \bar{n}_B^2 \sigma_A^2 + \bar{n}_A \sigma_B^2 \quad (\text{A.13})$$

A.3 Paramétrisations utiles du spectre de photo-électron et des S-Curves

Le processus de photo-détection par photomultiplicateurs a été très étudié depuis les années 50. Dans cette annexe on donne certains modèles qui décrivent la distribution des impulsions qui représentent les photo-électrons qui sont émis par la photo-cathode.

A.3.1 Résolution dans le cas de l'approximation "de Tan"

Basé sur l'article [TAN, 1982]. Les PMT ont deux comportements : le processus aléatoire du gain multiplicatif et le processus de diffusion des électrons. Ce processus de multiplication d'électrons est bien modélisé par le "Galton-Watson branching Process" (GWbp)[HARRIS, 1963]. Cependant construire la fonction de distribution de probabilité de façon analytique pour une chaîne de dynode est un processus intraitable.

Dans [FELLER] ce problème complexe est appelé le GWbp comme une chaîne de Markov de temps et état discrets qui peut être caractérisée par sa distribution de probabilité de la transition d'états.

Soit $S_k = \sum_{i=1}^{S_{k-1}} N_{ki}$ le nombre d'électrons pour l'état k , alors l'espérance et variance sont :

$$E[S_k] = \mu^k \quad (\text{A.14})$$

$$\text{Var}(S_k) = \frac{\mu^k(\mu^k - 1)}{\mu - 1} \quad (\text{A.15})$$

où le gain moyen total pour v états est :

$$\bar{G} = E[G] = \mu^v \quad (\text{A.16})$$

Pour le branching processes la fonction génératrice de S_k est :

$$f_k(z) = E[z^{S_k}] = g(g(\dots(g(z)))) \quad (\text{A.17})$$

où

$$g(z) = E[z^{N_{ki}}] = e^{\mu(z-1)} \quad (\text{A.18})$$

Par ailleurs, le processus de diffusion est aussi une chaîne de Markov mais de temps et état continus, dont les incréments statistiques des états de transition sont spécifiés par l'incrément des paramètres conditionnels (la moyenne et la variance infinitésimales).

$$dS(t) = \beta(S(t), t)dt + \alpha(S(t), t)dW(t) \quad (\text{A.19})$$

$$E[S_{k+1} - S_k | S_k = n] = n(\mu - 1) \approx \beta(x, t)\Delta t \quad (\text{A.20})$$

$$\text{Var}[S_{k+1} - S_k | S_k = n] = n\mu \approx \alpha(x, t)\Delta t \quad (\text{A.21})$$

Feller fait une approximation de ce processus de diffusion dont la moyenne et la variance infinitésimales simulent la moyenne et la variance de l'état conditionnel du branching process (un branche du GWbp). Le résultat du processus de diffusion aura une densité de probabilité qui se calcule en résolvant l'équation de Focker-Plank :

$$\frac{\partial p(x, t)}{\partial t} = \frac{1}{2}\alpha \frac{\partial^2 xp(x, t)}{\partial x^2} - \beta \frac{\partial xp(x, t)}{\partial x} \quad (\text{A.22})$$

$$p(x, 0) = \delta(x - 1) \quad (\text{A.23})$$

où $p(x, t) = S(t)$

La fonction génératrice de $p(x, t) = S(t)$ sera :

$$\Phi(u, t) = E[e^{-uS(t)}] = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ux} p(x, t) dx \quad (\text{A.24})$$

De A.22 et A.24 :

$$\frac{\partial \Phi(u, t)}{\partial t} = (\beta u - 1/2\alpha u^2) \frac{\delta \Phi(u, t)}{\delta u} \quad (\text{A.25})$$

$$\Phi(u, 0) = e^{-u} \quad (\text{A.26})$$

La solution à cette équation est :

$$\Phi(u, t) = \exp \left[\frac{-Au}{1 + \beta u} \right] \quad (\text{A.27})$$

où $A = e^{\beta t}$ et $B = \frac{\alpha}{2\beta} (e^{\beta t} - 1)$

On utilise $\Phi(u, t)$ pour reconstruire $p(x, t)$. Pour cela on récrit Φ en forme de série et en utilisant l'équation A.24 on a :

$$\Phi(u, t) = e^{-A/B} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(A/B)^n}{n!} \frac{1}{(1 + \beta u)^n} \quad (\text{A.28})$$

$$\Phi(u, t) = e^{-A/B} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(A/B)^n}{n!} \int_0^{\infty} e^{-ux} \left[\frac{B^{-n} x^{n-1}}{(n-1)!} e^{-x/B} \right] dx \quad (\text{A.29})$$

Alors comparant avec l'équation A.24.

$$p(x, t) = e^{-A/B} \left(\delta(x) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(A/B^2)^n x^{n-1} e^{-x/B}}{n!(n-1)!} \right) \quad (\text{A.30})$$

$$= e^{-A/B} \left(\delta(x) + \frac{e^{-x/B} \sqrt{A/x}}{B} I_1 \left(\frac{2 \cdot \sqrt{Ax}}{B} \right) \right) \quad (\text{A.31})$$

changeant $A/B = a$ et $y = x/A$ on obtient :

$$p_G(y, a) = e^{-a} \left(\delta(y) + a \frac{e^{-ay}}{\sqrt{y}} I_1(2a\sqrt{y}) \right) \quad (\text{A.32})$$

Considérant encore l'empilement :

$$p_G^{pile-up}(y/\lambda, a) = e^{\bar{\lambda}(e^{-a}-1)} \delta(y) + e^{-\bar{\lambda}} \sum_{n=1}^{\infty} n \frac{\bar{\lambda}^{-n}}{n!} e^{a(n-1)(y-1)} p_G(ny, a) \quad (\text{A.33})$$

A.4 La connexion entre GNDD et GNDA des ASICs

Pendant l'intégration du PDM avant le vol, une situation critique a été atteinte en raison des SC-piédestaux qui se sont étendus proches ou au-delà du seuil de sélection réduisant la zone de la SC/1pe. A ce moment là nous avons conclu que la connexion de la

masse analogique des EC-ASICs (GNDA) par le cadre de la structure mécanique empirait la forme de ces courbes (voir section 5.3.9).

La meilleure configuration de masse a été obtenue lorsque la masse GNDA était isolée de la structure mécanique et connectée directement au point commun de masse (connexion araignée). En principe, le GNDA se connectait à la structure mécanique par des anneaux (sur le pcb) au niveau desquels les écrous et les vis métalliques étaient utilisés pour fixer la carte EC-ASIC au cadre. Pour obtenir l'isolement désiré nous avons donc utilisé des vis en téflon et un ruban isolant comme le montre la figure A.1.

Cette configuration donnait des piédestaux assez étroits pour considérer un seuil de discrimination à 250 DAC comme l'illustre la figure A.2. Chaque graphique correspond à la superposition des 256 canaux correspondant à chaque EC-Unit et la ligne rouge est le seuil de discrimination.

Après le vol, le PDM avait été démonté presque entièrement. Suite à son ré-assemblage, les piédestaux apparaissaient allongés allant au delà des 250 DAC malgré le fait que la même configuration de masse avait été appliquée. Cette apparente contradiction nous a amené à une recherche plus détaillée que ce que nous avons eu le temps de faire durant l'intégration avant le vol.

La première observation a été que seuls les trois premiers EC-Units avaient des piédestaux acceptables. La différence trouvée par rapport aux 6 autres EC units était l'absence des rubans isolants qu'il fallait avoir entre GNDA et la structure mécanique pour les ASICs correspondant aux trois premiers EC-Units (voir figure A.3).

Cette observation aboutissait à une conclusion complètement opposée à celle obtenue durant l'AIT avant le vol où justement la connexion directe de GNDA était la source du problème.

L'étape suivante fut de faire un test uniquement avec les EC-ASIC ayant des bons piédestaux et en jouant sur la position de ces EC-ASICs sur la PDM board et sur les EC units utilisées dans le but d'écartier de circonscrire l'origine du problème pas à pas.

Le tableau A.1 présente un résumé de ces essais en fonction des différentes configurations de masse. Le "X" indique le point connecté et la dernière colonne donne la valeur DAC de fin du SC-piédestal.

GNDA EC-ASIC	GNDD ECASIC	GND PDM-B	GND HV	fin du SC-piédestal(DAC)
-	-	-	-	160
X	-	X	-	130
X	X	X	-	200
X	X	X	X	180
X	-	X	X	130

TABEAU A.1 – Résultats du test de bruit pour les différentes configurations testées.

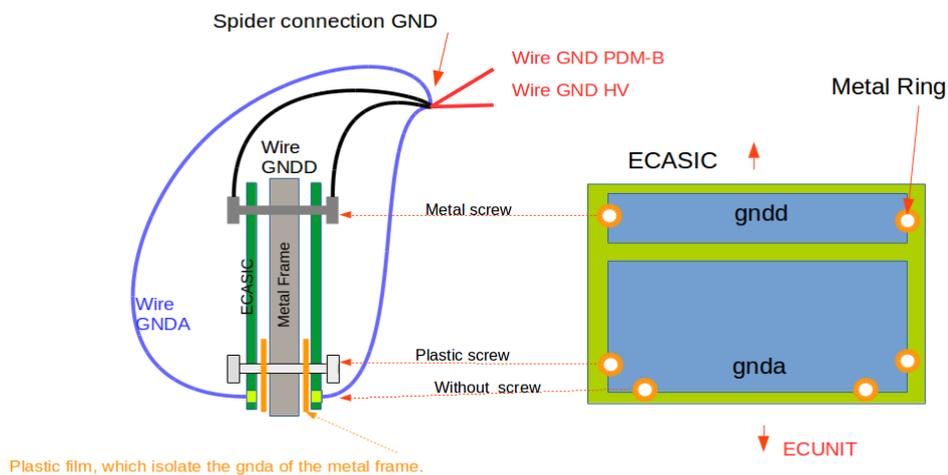
Les conclusions furent :

1. les mauvais piédestaux persistent lorsque la vis plastique, au niveau de la masse GNDA, n'est pas installée.
2. la masse GNDD perturbe la mesure.

La vis plastique n'est pas sensée faire de connexion. Cependant étant donné qu'il n'y avait pas de rubans entre les cartes et le cadre métallique, une liaison électrique entre la masse GNDA et la structure mécanique était réellement réalisée. L'hypothèse pour expliquer l'incohérence avec les résultats obtenus avant vol, qui avait entraîné l'ajout des



(a)



(b)

FIGURE A.1 – (a) La photo montre les rubans isolants jaunes pour les trous qui sont les points de connexion de la masse **GNDA** des ASIC à la structure mécanique. (b) La figure montre le profil de la connectivité entre les EC-ASICs et la structure mécanique et les isolements respectifs avant le vol.

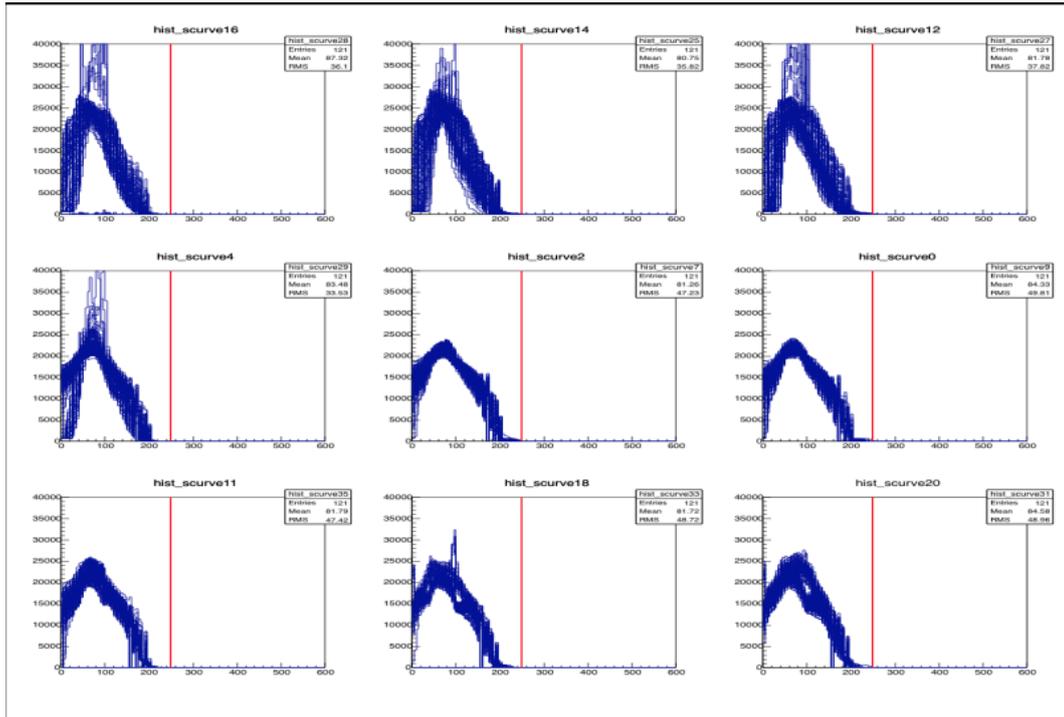


FIGURE A.2 – SC-piédestaux avant le vol groupées par EC-Unit, la ligne rouge montre le seuil de discrimination fixé à 250 DAC.

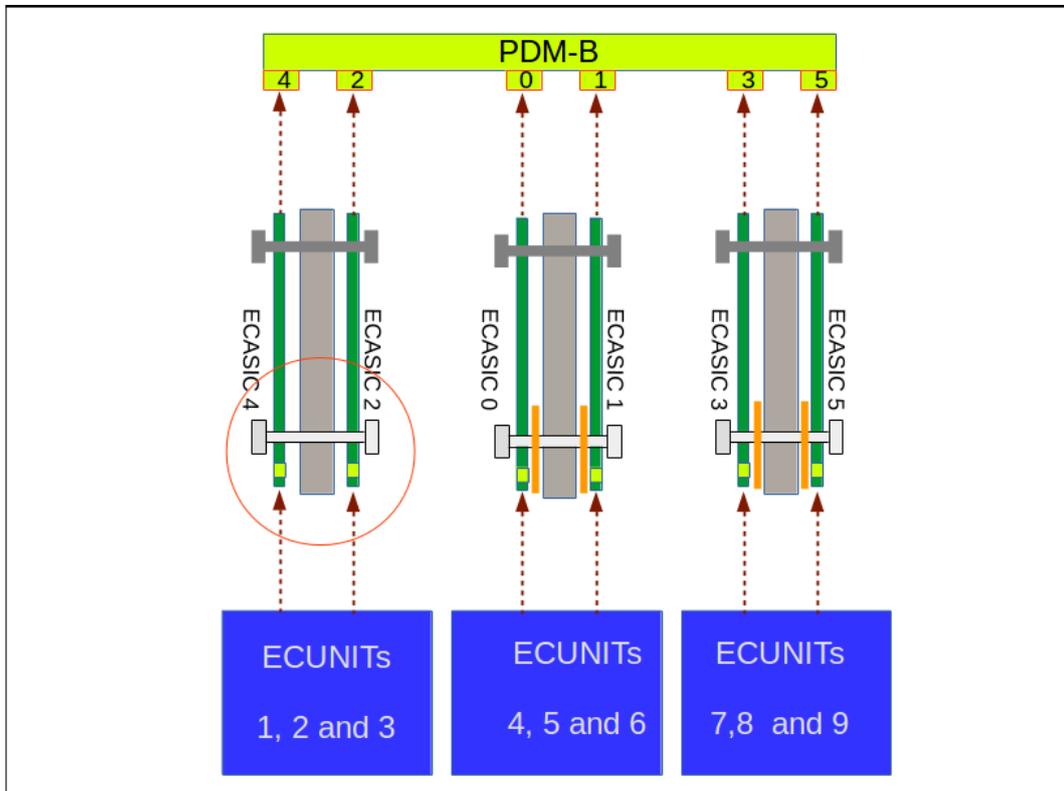


FIGURE A.3 – Schéma de l'assemblage au sein du PDM. Le cercle rouge montre l'endroit où les rubans isolants été absents.

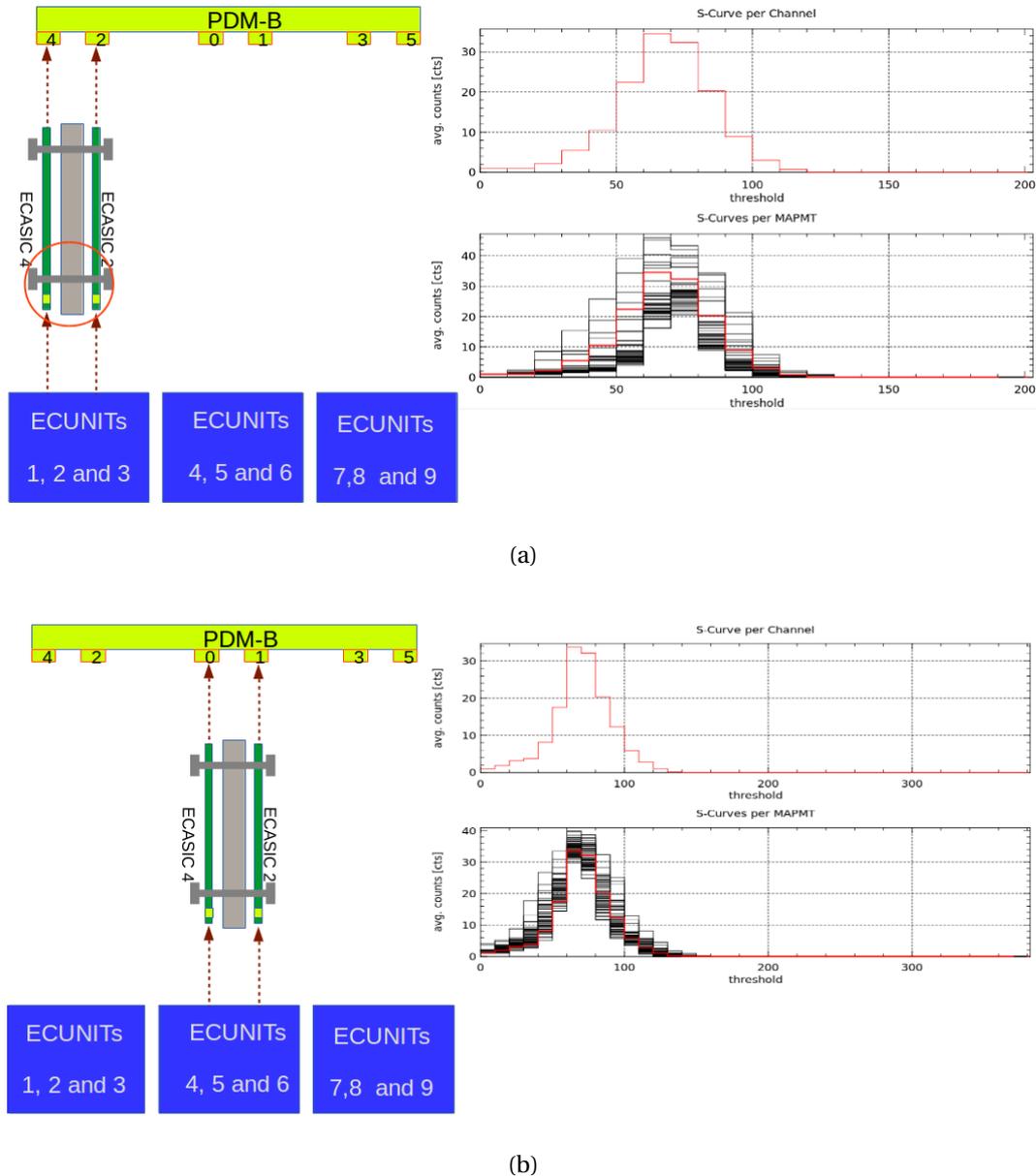


FIGURE A.4 – (a) SC – *pedestal* dans la configuration où le lien entre les masses GNDD et GNDA est renforcé. (b) Même chose pour une autre EC unit.

rubans isolants et l'utilisation des vis plastiques, est que les vis n'étaient probablement pas serrées assez et que la connexion électrique n'était donc pas idéale.

Un test a donc été effectué en utilisant des vis métalliques pour la connexion entre les cartes EC-ASIC et le cadre métallique et en reliant (consolidant) le lien entre les masses GNDD et GNDA par le biais de gros câbles et des points de soudure solides. Ces tests ont été effectués pour différentes EC units et emplacements des EC-ASICs sur la PDM-B. Les résultats montrent des piédestaux étroits confirmant l'hypothèse (voir figure A.4).

La conclusion finale est que la médiocre connectivité à travers les structures mécaniques produit un bruit électronique considérable et qu'avoir une connexion solide entre les masses GNDD et GNDA améliore considérablement la forme des piédestaux. Cela a amené la décision de modifier les EC-ASICs pour les futurs PDMs en ayant un plan de masse commun au sein du pcb.

A.5 Photométrie, sphère intégrante et source de lumière lambertienne

La photométrie décrit le transfert d'un rayonnement provenant d'une source vers un détecteur lorsque les unités ont été normalisées au spectre de réponse (sensibilité) de l'œil humain. Cette sensibilité spectrale est caractérisée par une quantité appelée réponse relative, $V(\lambda)$, la dépendance spectrale (longueur d'onde) varie en fonction des conditions d'éclairage.

Réponses photopique et scotopique

- Dans le cas d'une lumière élevée (niveaux de lumière du jour dépassant $5 \times 10^{-2} lx$) ($lx = lux$) on parle de courbe de réponse photopique. Elle est déterminée par la réponse des cellules de la rétine de type ganglionnaire. Cette réponse est une courbe dont le maximum est à $550 nm$ (correspondant approximativement à l'émission maximale du soleil).
- Dans des conditions de faible luminosité (nuit, $< 5 \times 10^{-2} lx$), on parle de courbe de réponse scotopique. Elle est déterminée par la réponse des cellules de la rétine de type bâtonnet. Cette réponse est une courbe dont le maximum est à $505 nm$ (longueur d'onde décalée vers valeurs courtes).
- Dans une large gamme de conditions intermédiaires, les deux récepteurs (bâtonnets et ganglionnaires) réagissent à la lumière incidente. On parle dans ce cas de réponse mesópica.

Grandeurs de base La quantité de base est le flux lumineux émis par une source dont l'unité de mesure est le lumen (lm), et est exprimé par :

$$\Phi_v = K_M \int \frac{d\Phi_e(\lambda)}{d\lambda} \cdot V(\lambda) d\lambda = K_M \int M_{p(\lambda)} \cdot V(\lambda) d\lambda [lm] \quad (A.34)$$

Où Φ_e est le flux spectral radiant, $M_{p(\lambda)}$ est la puissance exprimée en W/nm et K_M est l'efficacité lumineuse pour la vision photopique ayant des valeurs de $683 lm/W$ en courbe longueur d'onde de crête photopique (de $\lambda \approx 550 nm$) et $1746 lm/W$ longueur d'onde maximale dans la courbe scotopique ($\lambda \approx 505 nm$).

Les équivalences entre les grandeurs de base en radiométrie et photométrie sont résumés dans le tableau A.2.

Radiométrie	Symb.	Unité	Photométrie	Unité	Symb. et Équation
Flux radiant	Φ_e	W	Flux lumineux	lm	$\Phi_v = K_M \int \frac{d\Phi_e(\lambda)}{d\lambda} \cdot V(\lambda) d\lambda$
Intensité énergétique	I_e	W/sr	Intensité lumineuse	$lm/sr = cd$	$I_v = d\Phi_v / d\Omega$
Irradiance	E_e	W/m ²	Éclairement lumineux	$lm/m^2 = lx$	$E_v = d\Phi_v / dA$
Luminance énergétique	L_e	Wm ⁻² sr ⁻¹	Luminance	$lm \cdot cd / m^2$	$L_v = d\Phi_v^2 / (dA \cdot \cos\theta_s \cdot d\Omega)$

TABLEAU A.2

L'efficacité lumineuse pour la vision photopique est essentielle pour établir l'équivalence entre les quantités radiométriques et photométriques et concerne le flux lumineux

(lumens) et le flux de rayonnement totale (watts). Représenté par K_M ou K_r , il doit être entendu qu'il est une moyenne de l'efficacité d'un faisceau de rayonnement pour stimuler le système visuel humain et ne constitue pas un «facteur d'efficacité», car elle ne lie pas une puissance de sortie avec une entrée d'énergie. Si nous représentons par Q_v l'une des grandeurs photométriques fondamentales et par Q_e la grandeur radiométrique correspondante, nous avons :

$$K_r = K_M = Q_v / Q_e [lm/W] \quad (A.35)$$

Q_e est une intégrale sur toutes les longueurs d'onde dans laquelle Q_λ est différent de zéro alors que Q_v est une intégrale uniquement dans la plage de longueur d'onde visible, qui est non nulle. Les efficacités lumineuses d'un faisceau infrarouge ou ultraviolet sont donc invalides. En outre, le rendement lumineux d'un système d'éclairage (K) est le rapport $\Phi_v [lm]$ (lumens) émis par un système d'éclairage et la puissance totale P_o (en watts) à fournir au système pour émettre de la lumière. Il est également mesurée en lm/W et, comme nous le voyons, est complètement différent de celui indiqué par l'efficacité K_M .

$$K_s = \frac{\Phi_v}{P_o} [lm/W] \quad (A.36)$$

Théorie de la sphère d'Ulbricht Le flux lumineux d'une source lumineuse (lampe de travail) peut être mesurée dans une sphère d'intégration (avec une surface intérieure blanche diffuse) par comparaison avec le flux lumineux d'une lampe de référence. La mesure est effectuée en plaçant dans la même position la lampe de travail et la lampe de référence à l'intérieur de la sphère d'intégration. Cet éclairage indirect final mesuré sur la surface intérieure de la sphère est proportionnel au flux lumineux des lampes respectives. Selon la théorie de Ulbricht, le flux lumineux de la lampe est un travail Φ_v sur son éclairage indirect E_{ind} sur la surface intérieure de la sphère. Pour cela, nous montrons que l'éclairage dans l'ensemble de la sphère est indépendante de la géométrie de l'illumination.

Il a une sphère de rayon r avec une source lumineuse dans le centre, comme indiqué dans la figure

L_x est la luminance d'un différentiel de surface dA' dans x et E_y l'éclairage lumineux au point y , puis en utilisant les définitions on obtient :

$$L_x = \frac{d}{d\Omega} \frac{d\Phi_v}{dA} \cos^{-1} \theta = \frac{dE_y}{d\Omega} \cos^{-1} \theta \quad (A.37)$$

où l'angle solide $d\Omega = dA' \cos\theta / d^2$, où $d = 2r \cos\theta$. En remplaçant les différents paramètres dans l'équation ci-dessus on obtient un éclairage lumineux différentiel en y par x :

$$dE_y = L_x \cdot dA' / 4r^2 \quad (A.38)$$

De cette équation, nous pouvons conclure que l'éclairage lumineux au point y par un petit élément de surface au point x est indépendant de la position du point et de θ . De plus, cette équation donne un éclairage lumineux de tous les points de la sphère, en raison d'un élément de surface au point x . Cette équation nous donne aussi l'éclairage au point y par tout autre élément dans la sphère. Il est conclu que tous les éléments de la sphère illumine tous les autres éléments. Alors l'éclairage est uniforme à l'intérieur de la sphère. Maintenant, nous supposons qu'une source de lumière dans le centre de la sphère émet des lumières Φ_v . Après un premier flux de réflexion il est obtenu :

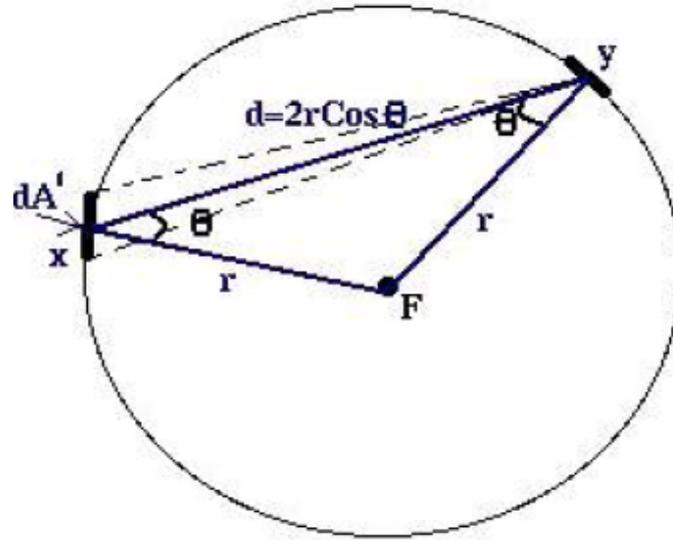


FIGURE A.5 – La figure montre la géométrie de la lumière réfléchi sur la paroi interne de la sphère. F est la source lumineuse et r est le rayon de la sphère, y est le point de réflexion et x le point du différentielle surface où la lumière arrive après la première réflexion

$$\Phi_{vref1} = \rho \Phi_v$$

Pour un n -ième réflexion

$$\Phi_{vrefn} = \rho^n \Phi_v$$

Le flux total reçoit par point est :

$$\Phi_{vref} = \rho \Phi_v (1 + \rho + \rho^2 + \dots + \rho^n + \dots) = \rho \Phi_v / (1 - \rho)$$

Comme l'éclairage indirect est

$$E_{ind} = \Phi_{vref} / A_{sph} = \frac{\rho \Phi_v}{(1 - \rho) 4\pi r^2} \quad (A.39)$$

Où ρ est le coefficient de réflexion de la surface intérieure de la sphère et A_{sph} est sa surface. Maintenant, nous notons le facteur de sphère comme :

$$k = A_{sph}(1 - \rho) / \rho$$

Théoriquement k doit être constant et ne pas dépendre de la lumière dans la sphère, mais dans la pratique il varie parce que la sphère n'est pas vide et la surface efficace de réflexion est $< A_{sph}$ lorsque les mesures sont faites. Tout les variations mineures entre la lampe de travail et la lampe de référence génèrent des variations dans les valeurs de k . Voilà pourquoi il ne peut pas être calculé en utilisant l'équation ci-dessus. Les fenêtres de la sphère réduisent le coefficient de réflexion total. Pour le corriger il faut remplacer ρ par un albédo équivalent $\rho(1 - f)$ où $f = A_{fenetres} / A_{sph}$ [CARIOU, 2012].

Si l'on considère le cas où k ne change pas, alors nous utilisons la relation suivante :

$$k = \Phi_v / E_{ind}$$

Si Φ_{vN} est le flux lumineux de la lampe de référence et $E_{ind,N}$ est l'éclairement indirect de cela, nous avons :

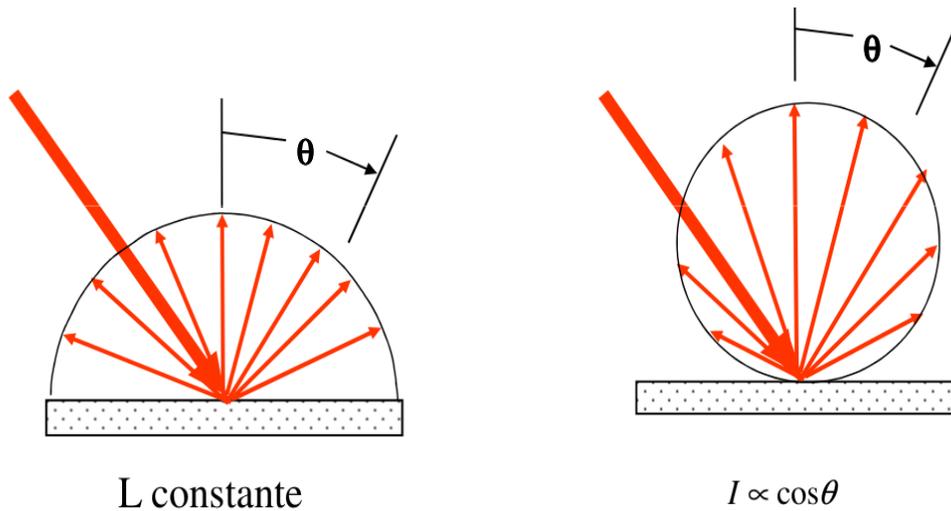


FIGURE A.6 – Une source lambertienne peut se définir comme toute source diffuse. À gauche une source lambertienne Intensité de lumière d'une source en fonction de l'angle θ entre la normale à la surface de la source et la direction d'observation.

$$\Phi_v = \Phi_{vN} \cdot E_{ind} / E_{ind,N} \quad (\text{A.40})$$

Cette équation permet de démontrer que la mesure de flux de tout type de source est possible en connaissant le flux d'une source de référence [HANSSEN, 2001], [LABSPHERE, 2012] et [84, 1989].

A.5.1 Source de lumière lambertienne

Si la surface indicatrice en intensité d'une source est une sphère, on parle de source obéissant à la loi de Lambert ou source lambertienne. Pour cette source, on a :

$$I = I_0 \cos \theta \quad (\text{A.41})$$

Une source avec une luminance indépendante de l'angle d'émission (uniforme spatialement et angulairement), sera dite lambertienne.

Une différentielle de surface d'une sphère intégrée est une source lambertienne. On arrive à cette conclusion utilisant les équations A.39 et A.38. La première équation dit que l'éclairement total indirect de la sphère est constant sur un différentiel de surface au point x . Alors de la deuxième équation on déduit que la luminance à travers ce différentiel de surface est constant ($L_x = cte$); ce qui est finalement la condition d'une source lambertienne.

A.6 La ceinture de Van Allen et la Radiation au ISS

Les ceintures de Van Allen sont deux ceintures de radiation autour de la Terre. Les ceintures sont une sorte de toroïde qui s'étendent des pôles de la Terre jusqu'à quelques milliers de kilomètres dans la zone équatoriale. La ceinture intérieure, commence en environ 400 km à 18.400 km dans la région de l'équateur. Il se compose essentiellement d'électrons avec une énergie allant jusqu'à 10 MeV.

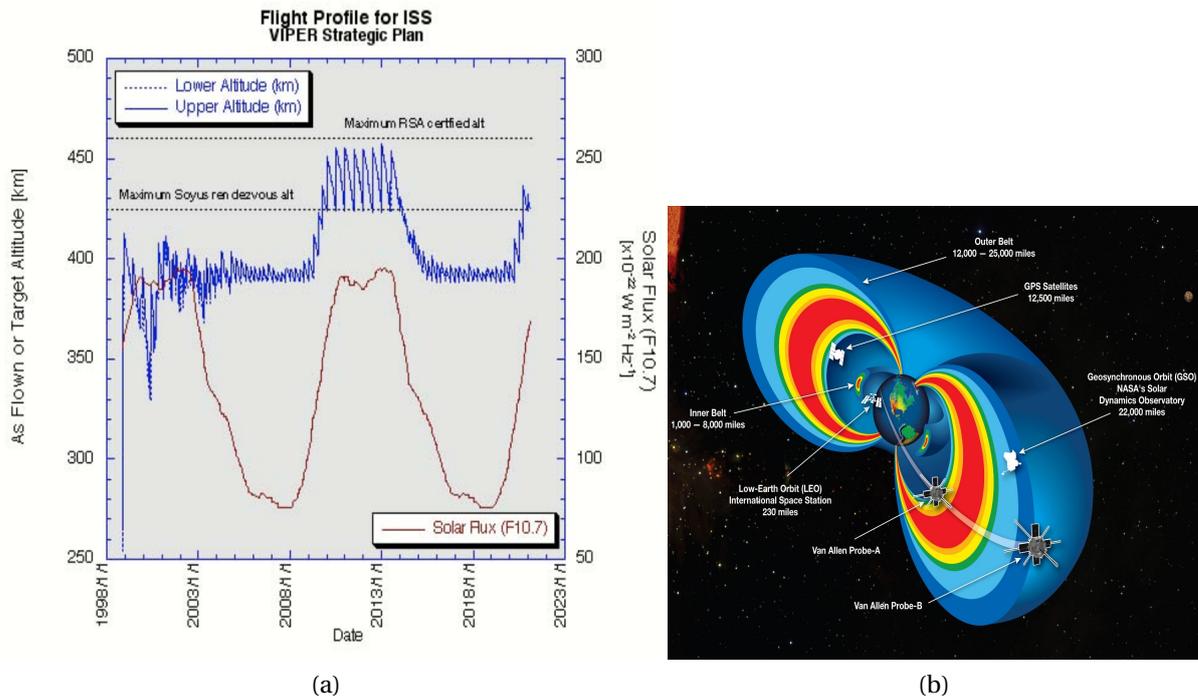


FIGURE A.7 – (a) Estimation de la radiation dans l'ISS entre 1998 et 2023 en fonction de son distance de la surface de la terre (en couleur bleu) et le flux solaire en rouge. Extrait de "Radiation Measurements and Shielding Analysis for ISS" WRMISS WorkShop on Radiation Monitoring for the ISS Septembre 2004, Vienna University of Technology Atomic Institute of the Austrian Universities (b) Extrait de www.nasa.gov/mission-pages/rbsp/multimedia/20130228-briefing-materials.html

La région extérieure est constituée de protons piégés et d'ions lourds avec un maximum d'énergie de 100 MeV et d'électrons avec une énergie maximale de 10 MeV [L. BARTH et STASSINOPOULOS, 2003]. Dans la figure A.7b montre la positions relatives de l'ISS par rapport aux ceintures d'Allen.

L'écart entre les ceintures de Van Allen est désigné comme étant la région de la fente. Cette fente contient une population de particules piégées, bien que la population ne soit pas aussi dense et peuplé que les ceintures intérieures et extérieures. Mais le nombre de particules piégées dans cette région augmente en fonction des tempêtes solaires et magnétiques.

"L'axe magnétique de la terre diffère de l'axe de rotation de la Terre d'environ 11 degrés, ce qui conduit à un déplacement du centre magnétique du centre de la Terre. Par conséquent, un plongeon dans la ceinture intérieure jusqu'à environ 200 km existe sur l'océan Atlantique Sud. L'anomalie de l'Atlantique Sud (SAA), que cette trempette est appelée, est responsable d'une grande quantité d'exposition aux radiations pendant les vols spatiaux et pour la Station spatiale internationale (ISS)" [anstd.ans.org/2014/05/21/space-radiation-interplanetary-radiation-belts/].

A.7 Loi de Paschen

Elle consiste en la caractérisation de l'apparition d'arcs électriques dans un gaz pour un champ électrique de claquage déterminé. Le claquage dépend de la distance et la tension entre la cathode et l'anode, ainsi que de la pression du gaz. Autrement dit, il existe

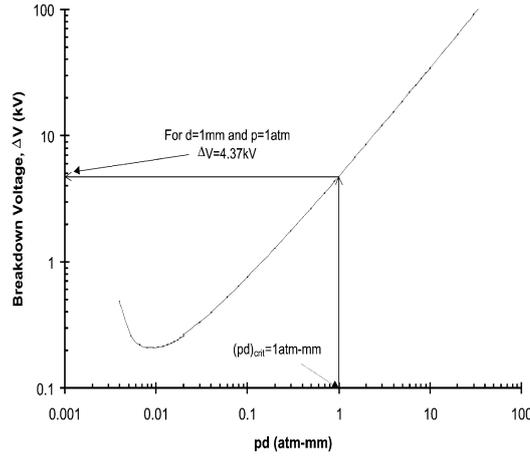


FIGURE A.8 – Courbe de Paschen (cas de l'air sec) représentant la tension de claquage entre deux électrodes séparées par une quantité d'air exprimée comme le produit de la pression par la distance. Les indications sur le graphique correspondent à la tension disruptive entre deux électrodes séparées d'un millimètre à pression atmosphérique. Extrait de [GONGORA, 2003]

toujours une tension électrique minimale pour une certaine distance entre les électrodes à une pression spécifique, produisant un courant électrique de décharge vers le gaz. La relation est une fonction non linéaire (voir figure A.8). La courbe montre un minimum de tension appelé minimum de Paschen. Quand la pression diminue après ce minimum, les particules du gaz ne sont pas assez nombreuses pour maintenir la décharge électrique.

A.8 Calcule relativiste de l'interaction d'une charge avec un nuage magnétique

La figure A.9 montre une particule arrivant sur le nuage magnétique à un angle θ à vitesse v . Le nuage magnétique se déplace à une vitesse V . Depuis le point de référence de la perturbation R' , le nuage a un champ magnétique B' et la particule conserve la norme de sa quantité de mouvement.

Pour le calcul de gain d'énergie on a :

$$E'_{in} = \gamma(E_{in} - p_{in||}V)$$

$$E_{out} = \gamma(E'_{out} - p'_{out||}V)$$

$$p'_{in||} = \gamma(p_{in||} - \frac{V}{c^2}E_{in})$$

$$p'_{out||} = \gamma(p'_{out||} + \frac{V}{c^2}E'_{out})$$

$$E_{out} = \gamma^2[E'_{in}(1 + \frac{V^2}{c^2}) - 2p'_{||}V]$$

$$p_{||} = -Ev \cos \theta / c^2$$

$$E_{out} = E'_{in}(1 + \frac{V^2}{c^2}) - 2p'_{||}V$$

$$\frac{\Delta E}{E} = -2v \frac{V}{c^2}$$

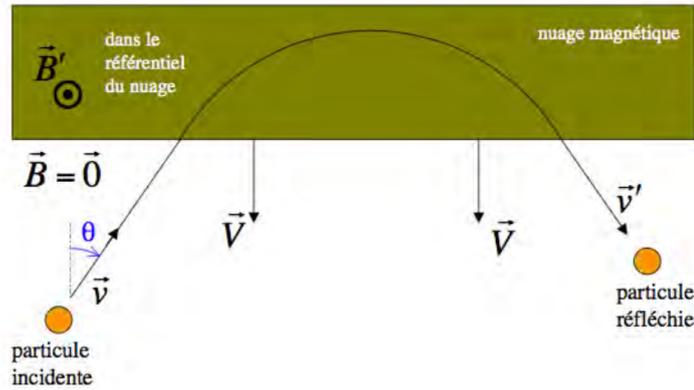


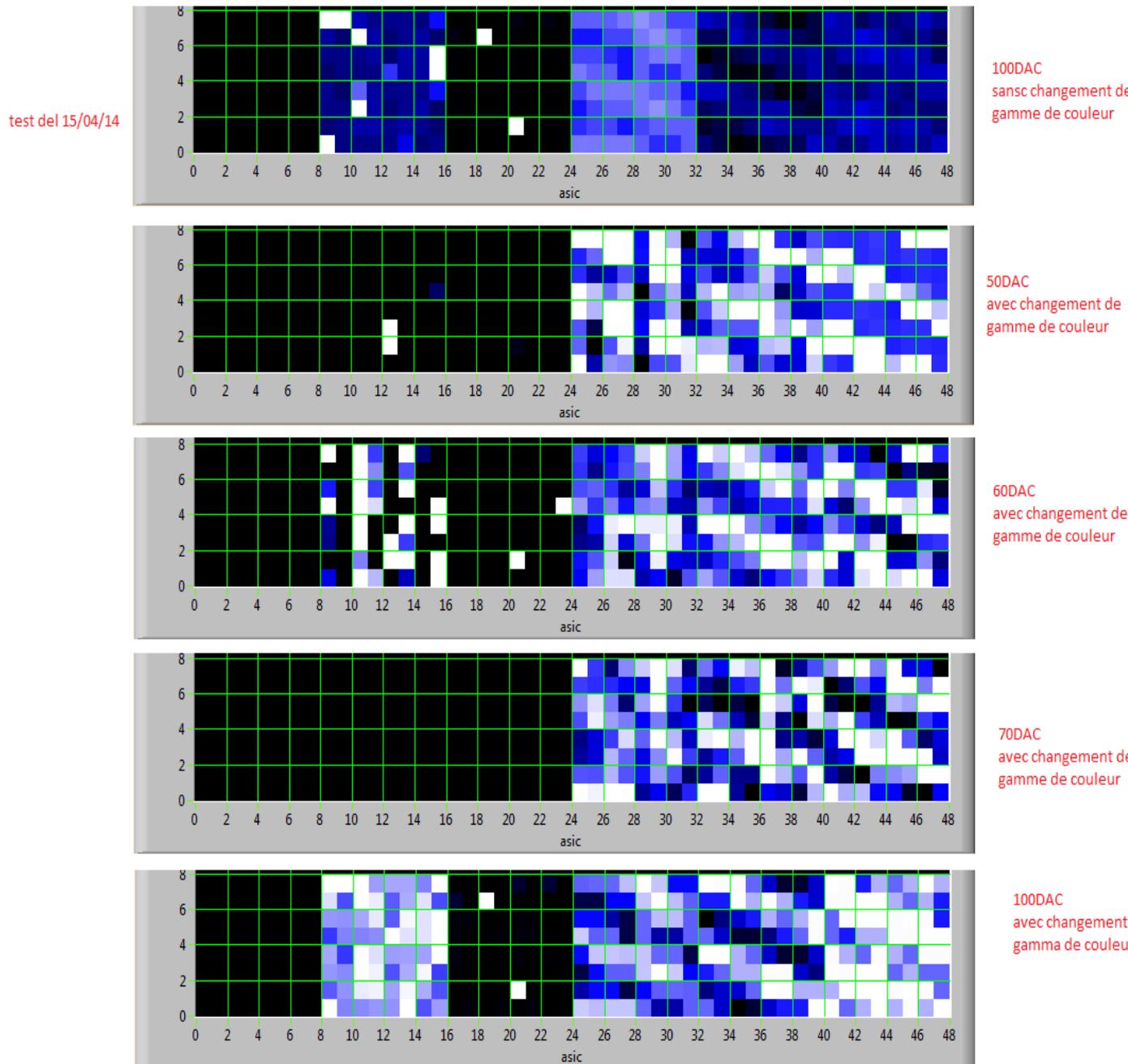
FIGURE A.9 – Interaction d’une particule incidente avec une nuage magnétique.

A.9 Analyses complémentaires du bruit électronique pendant l’AIT

Une autre façon d’étudier le bruit électronique a été de fixer le [seuil de sélection](#) en différents points du SC-piédestal et de regarder l’image (carte des pixels) résultante. Par exemple l’image en haut de la figure [A.10a](#) est une image sans traitement à 100 DAC. On observe un pattern de bandes dans les trois MAPMTs à gauche. Les autres images correspondent à des mesures à différentes valeurs DAC du SC-piédestal, avec une autre gamme de couleurs. Sans aucun doute on observe un pattern de franges qui traversent les trois MAPMTs de façon presque continue. Etant donné que le premier MAPMT affecté par ce pattern ne fait pas partie de la même [EC-Unit](#) que les deux derniers, on peut écarter les [EC-Units](#) comme source de ce phénomène. Par contre, ces 3 MAPMTs sont lus par la même paire de cartes EC-ASIC. On peut donc considérer que l’effet provient de l’électronique.

En allant au-delà, l’image [A.10b](#) est la carte de numérotation des pixels pour la transmission des données par l’ASIC. Les pixels légèrement jaunes représentent les franges du troisième image de haut à bas (mesure à 60DAC). De cette superposition on regarde que le pattern se répète chaque 10-12 pixels dans la numérotation de transmission de données. Comme chaque pixel correspond à 8 bits et sachant que la transmission entre l’[ASIC](#) et la [PDM-B](#) se fait à 64 bits par GTU on estime que le période des franges est de 3.5 μ s. Considérant le modèle de source de bruit comme une connexion en parallèle à l’électronique de détection et connaissant la valeur capacitive de cette dernière on peut calculer la résistance R_{bruit} de la source de bruit comme :

$$R_{bruit} = \frac{3.5\mu s}{C_{EC-ASIC}} \Omega$$



64	56	48	40	32	24	16	8	0	8	16	24	32	40	48	56	64	64	63	62	61	60	59	58	57
64	63	62	61	60	59	58	57	8	16	24	32	40	48	56	64	64	63	62	61	60	59	58	57	
56	55	54	53	52	51	50	49	7	15	23	31	39	47	55	63	56	55	54	53	52	51	50	49	
48	47	46	45	44	43	42	41	6	14	22	30	38	46	54	62	48	47	46	45	44	43	42	41	
40	39	38	37	36	35	34	33	5	13	21	29	37	45	53	61	40	39	38	37	36	35	34	33	
32	31	30	29	28	27	26	25	4	12	20	28	36	44	52	60	32	31	30	29	28	27	26	25	
24	23	22	21	20	19	18	17	3	11	19	27	35	43	51	59	24	23	22	21	20	19	18	17	
16	15	14	13	12	11	10	9	2	10	18	26	34	42	50	58	16	15	14	13	12	11	10	9	
8	7	6	5	4	3	2	1	1	9	17	25	33	41	49	57	8	7	6	5	4	3	2	1	

FIGURE A.10 – (a) Image obtenue lorsque le seuil de sélection est fixé sur différents point du SC-piédestal. Ces images montrent la présence d'un pattern en franges. (b) Détail sur le franges est la numération du pixel par ASIC qui permettent déterminer la périodicité des franges.

A.10 Références

- 84, C. 1989, «The measurement of luminous flux, technical report.», *CIE 84*. [XII](#)
- CARIOU, N. 2012, «Mesure de flux avec une sphère.», *Labsphere*, vol. 40. [XI](#)
- FELLER, W. «Diffusion processes in genetics», . [III](#)
- GONGORA, M. 2003, «Impact of air bubbles in a dielectric liquid when subjected to high field strengths», *Innovative Food Science and Emerging Technologies*. [XIV](#)
- HANSEN, L. 2001, «Integrating-sphere system and method for absolute measurement of transmittance, reflectance, and absorptance of specular samples.», *Applied Optics*, vol. 40. [XII](#)
- HARRIS, T. 1963, «The theory of branching processes», *Springer-Verlag, Berlin*. [III](#)
- L. BARTH, C. D. et E. STASSINOPOULOS. 2003, «Space, atmospheric, and terrestrial radiation environments», *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50. [XIII](#)
- LABSPHERE. 2012, «Integrating sphere radiometry and photometry.», *Labsphere*, vol. 40. [XII](#)
- TAN, H. 1982, «A statistical model of the photomultiplier gain process with applications to optical pulse detection.», *TDA Progress Report*. [III](#)

Annexe B

Liste des acronymes

- AIT** Assembly and Integration Tests. [ii](#), [iii](#), [121](#), [140](#), [153](#), [176](#), [V](#), [XV](#)
- APC** laboratoire d’AstroParticule et Cosmologie. [121](#), [124](#), [142](#), [153](#), [176](#), [202](#)
- APD** photodiode d’avalanche. [95](#)
- ASC** Agence Spatiale Canadienne. [64](#)
- ASIC** Application-Specific Integrated Circuit. [iii](#), [105](#), [116](#), [118](#), [124](#), [128](#), [129](#), [141](#), [155](#), [159](#), [169](#), [170](#), [172](#), [174–178](#), [184](#), [187](#), [200](#), [207](#), [221](#), [IV](#), [V](#), [XV](#), [XVIII](#), [XXI](#), [XXII](#)
- ASIC-SPACIROC** Application Specific Integrated Circuit-Space Readout Chip. [170](#)
- CCB** Cluster Control Board. [iv](#), [55](#), [56](#), [58–60](#), [122](#), [141](#)
- CLKB** Clock Board. [58](#), [76](#), [121–123](#)
- CMB** Cosmic Microwave Background. [iv](#), [21](#)
- CNES** Centre National d’Études Spatiales. [64–66](#), [69](#), [71](#), [72](#), [77](#), [79](#), [81](#), [83](#), [121](#), [142](#)
- CPU** Central Processing Unit. [59](#), [60](#), [122](#), [141](#)
- CW** Crockroft-Walton. [98](#), [99](#), [114](#), [130](#), [131](#), [134](#)
- DAC** Digital-to-Analog Converter. [136](#), [171](#), [172](#), [175](#), [177](#), [V](#), [XV](#), [XXII](#)
- DP** Data Processing. [ii](#), [58](#), [73](#), [76](#), [95](#), [121–123](#), [140](#), [141](#), [145](#), [148](#)
- EAS** Extensive Air Shower. [iv](#), [25–27](#), [29](#), [33–35](#), [38](#), [42](#), [43](#), [45–50](#), [52](#), [53](#), [60](#), [65](#), [94](#), [95](#), [99](#), [100](#), [119](#), [157](#), [287](#)
- EC-ASIC** Elementary Celle ASIC ou ASIC Board. [118](#), [127–131](#), [133–135](#), [140](#), [141](#), [155](#), [156](#)
- EC-Unit** Elementary Cell. [v](#), [57](#), [112–114](#), [124–126](#), [130](#), [131](#), [133–135](#), [154](#), [155](#), [XV](#)
- ELS** The Electronics subsystem. [72](#)
- ESA** European Space Agency ou Agence Spatial Européenne. [44](#)
- ESAF** EUSO Simulation and Analysis Framework. [46–48](#), [51](#), [52](#)
- EUSO** Extreme Universe Space Observatory. [44](#), [62](#)
- EUSO-SPB** EUSO super pressure balloon. [61](#), [62](#)
- FM** Flight Model. [121](#), [126](#)
- FoV** Field of View. [35](#), [37](#), [43](#), [44](#), [47](#), [48](#), [50](#), [52](#), [75](#), [155](#), [267](#), [I](#)
- FPGA** field-programmable gate array. [108](#), [127](#), [131](#), [140](#), [155](#), [169](#)
- FSU** Unipolmar Fast Shaper. [111](#), [169](#), [170](#), [184](#), [221](#)

- FWHM** full width at half maximum. 75, 149, 152
- GNDA** Graund-Analogic. iii, IV–VI, VIII
- GNDD** Graund-Digital. iii, IV
- GPS** Global Positioning System. 58, 76, 121–123
- GTU** Gate Time Unit. 47, 50, 51, 54, 56, 58, 95, 98, 102, 105, 169, 171, 173, 191, 193, I, XXII
- GZK** La limite de Greisen-Zatsepin-Kuzmin. 9, 13, 19, 42, 45
- HK** Housekepping. 60, 114, 122, 130, 140, 141, 144, 148
- HVPS** High Voltage Power Supply. 114, 124, 129–132, 134, 135, 153, 155, 156, 169
- INFN** Istituto Nazionale di Fisica Nucleare Sezione di Napoli. 121
- IRAP** Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie. 142, 155
- ISS** International Space Satation. iii, iv, 42–44, 46–48, 60–62, XII, XIII
- JAXA** Japan Aerospace Exploration Agency. 44, 104
- JEM/EF** Japanese Experiment Module “Kibo” Exposed Facility. 45
- JEM-EUSO** Extreme Universe Space Observatory onboard Japanese Experiment Module. i, iv–vi, 42–53, 55–58, 60–62, 66, 72, 74, 75, 95, 98, 99, 102, 117, I
- K-EUSO** KLYPVE-EUSO. 44
- LVPS** Low Voltage Power Supply. 77, 122, 140, 141, 169
- MAPMT** Multi-Anode-Photo-Multiplicateur. v, 54, 56–59, 77, 94, 95, 97, 99, 101, 102, 105, 112, 124, 126, 129, 159, 161, 163, 166, 168, 170–178, 183, 189, 221, 229, XXI
- MASS** Maximum-energy Auger (Air)-Shower Satellite. 43, 44
- MPS** Multi Photoelectron State. 97, 98, 100, 171, 221
- NASA** National Aeronautics and Space Administration. 43, 44
- NI** National Instrument. 129
- NIST** National Institute of Standards and Technology. 193
- OWL** Orbiting Wide Angle Light Concentrator. 44
- PA** Pré-Amplification. 221
- PAO** Pierre Auger Observatory. 13, 16, 33–35, 37, 42, 45, 46, 48, 51, 62
- PDM** Photon detector module. i, ii, v, 57–62, 73, 75, 94, 97, 112, 121, 124, 129, 135, 136, 140, 141, 145, 155, 158, 168, 169, 183, 201, IV, V, XIX
- PDM-B** PDM Board. 60, 114, 117, 124, 127–129, 131, 134, 135, 140, 141, 143, 155, 178, XV
- PMMA** Poly(MethylMethAcrylate). 56, 57, 75
- PMOS** Positive Metal-Oxide Semiconductor. 103, 169, 221, 224
- PMT** photomultiplicateur. 34, 52, 54, 95–97, 100–102, 158, 159, 164, 166, 168, 171, 173, 174, 183, 221
- PSF** Point Spread Function. 74, 75, 94, 155
- PTT** Persistent Track Trigger. 56, 219

- QDC** Charge-to-Digital Converter. [v](#), [124–126](#), [173](#)
- SCB** Super Common Base. [103](#), [169](#)
- SHDM** Super Heavy Dark Matter. [45](#)
- SIMEON** Simulateur Environnement Opérationnel Nacelles. [121](#), [145](#)
- SiPM** silicon photomultipliers. [95](#)
- SNR** Signal-Noise Ratio. [160](#), [163–165](#), [172](#)
- SOCRAS** Satellite Observatory of Cosmics Ray Showers. [43](#)
- SPC** Single photon Counting. [58](#)
- SPE** Single Photoelectron State. [97](#), [98](#), [100](#), [166](#), [171](#), [173](#), [175](#), [221](#), [242](#)
- TA** Telescope Array. [13](#), [16](#), [33](#), [34](#), [37](#), [46](#), [51](#), [61](#), [62](#)
- TEL** The Telescope subsystem. [72](#)
- TLE** Transient Luminous Events. [45](#), [62](#)
- UHECR** ultra-high-energy cosmic ray. [i](#), [iv](#), [1](#), [5](#), [9](#), [11](#), [16](#), [18](#), [22](#), [24](#), [25](#), [34](#), [35](#), [38](#), [39](#), [42](#), [43](#), [45](#), [46](#), [48](#), [53](#)
- VFS** Very Fast Shaper. [104](#)

Annexe C

Glossaire

canal de détection Ensemble des voies dès un pixel de la surface du [MAPMT](#) à la entrée de la partie digital de l'[ASIC](#).. [172](#), [175](#), [178](#), [184](#), [187](#), [192](#), [XXI](#)

efficacité de sélection Probabilité de déclenchement du comptage lorsque le système de discrimination de Photo-Counting de l'[ASIC](#), détecte une impulsion. [ii](#), [170](#), [171](#), [184](#), [187](#), [192](#), [224](#), [230](#), [231](#), [233](#), [234](#), [254](#), [257](#), [259](#), [263](#), [XXI](#)

électrons secondaires électrons libérés de les dynodes par stimulation des autres électrons.. [96](#), [161](#), [162](#), [165](#), [174](#)

fonction de distribution des impulsions comptées Fonction de Distribution des impulsions compte pendant un GTU par le [canal de détection](#) complet.. [173](#), [176](#), [226](#), [228](#), [233](#), [242](#), [XXII](#)

KI (Time-Over-Threshold) Partie de l'[ASIC](#) qui pré-forme la charge accumulée par de 8 pixels par GTU .. [104](#), [105](#), [107](#), [109](#), [111](#), [221](#)

ligne de base C'est la tension constante qui reçoit les altérations de charge de signal.. [168](#), [176](#), [177](#), [181](#), [XXII](#)

méthode PFR Méthode de calcule de l'[efficacité de sélection](#) pour de pixels de faible rendement. [ii](#), [230](#), [231](#), [233–235](#), [241](#), [242](#), [254](#), [256](#), [258](#)

Photo-Counting Partie de l'[ASIC](#) qui compte les bits que représentent les pulse discriminés.. [100](#), [103](#), [107](#), [111](#), [115](#), [170–172](#), [175](#), [184](#), [193](#), [211](#), [219](#), [221](#), [224](#), [228](#)

photo-électrons primaires électrons libérés de la photo-cathode pour raison de l'interaction avec des photons, par effet photoélectrique.. [96](#), [97](#), [100](#), [159](#), [161](#), [171](#)

plateau-SC/1pe Il correspond à la région de la [S-Curve](#) en forme de plateau, qui se forme quand le [seuil de sélection](#) est placé entre les pics de bruit et pics d'impulsions d'un photo-électron.. [171](#), [189](#), [197](#), [202](#), [204](#), [205](#), [211](#), [220](#), [224](#), [226](#), [228](#), [230–235](#), [237](#), [238](#), [242](#), [243](#), [254](#)

plateau-SC/2pe Il correspond à la région de la [S-Curve](#) en forme de plateau, qui se forme quand le [seuil de sélection](#) est placé entre les pics d'impulsion d'un photo-électron et les pics d'impulsion de deux photo-électron.. [220](#), [223](#), [224](#), [249](#), [250](#), [254](#)

résolution temporelle de détection de photons Fenêtre de temps qui à un [MAPMT](#) pour détecter un photon ou photons (selon le flux) pour produire qu'un impulsion de signal.. [51](#), [52](#), [95](#), [97](#), [100](#), [159](#), [170](#), [181](#), [221](#), [223](#)

- résolution temporelle de mesure** Temps d'échantillonnage du PDM ou laps de temps que la PDM pour faire un comptage d'impulsions de signaux analogiques GTU. 47, 95, 171, I
- SC/1pe** Partie de S-Curve en forme d'un S inversé qui est formé quand le seuil de sélection est placé au limite supérieur de l'amplitude des impulsions d'un photo-électron.. 178, 181, 189, 193, 202, 204, 205, 220, 223, 226–229, 231–237, 239, 241, 243, 244, 246, 249, 250, 254, 263
- SC/2pe** Partie de S-Curve en forme d'un S inversé qui est formé quand le seuil de sélection est placé au limite supérieur de l'amplitude des impulsions de deux photo-électrons.. 205, 220, 223, 225, 227–229, 233–236, 239, 242, 244, 247, 250, 254, 259
- SC-piédestal** il représente le comptage des pics de bruit et pic du signal ; lorsque le seuil de sélection est placé proche à la ligne de base.. 169, 176–179, 181, 182, 189, 190, 231, 235–237, 239, 246
- S-Curve** Cette courbe est la probabilité cumulée de trigger en fonction du seuil. Mais elle peut être interprétée comme la fonction de répartition de la distribution de charge et pour notre analyse la fonction de répartition de la fonction de distribution des impulsions comptées. ii, v, 158, 175–178, 180–182, 187, 188, 192, 193, 197, 198, 200, 202–208, 210, 211, 214, 216, 219–221, 223–225, 228, 229, 231–233, 235–237, 239, 241–250, 254, 256, 259, 263, XXI, XXII
- seuil de sélection** Seuil en unités DAC qui représente le voltage V_{th} avec qui se compare les amplitudes des impulsions de signal pre-formées dans l'ASIC. 100, 102, 104, 119, 127, 128, 170–172, 175–177, 180, 181, 185, 187, 189, 192, 193, 200, 202–206, 211, 212, 217, 224, 228–233, 235, 242, 254, IV, XV, XVI, XXI, XXII
- ValEvent** C'est une commande dans la programmation du firmware de l'ASIC qui évite ajouter au comptage lu la contribution du signal logique dit de "Start-Bit" qui marque la frontière temporelle entre deux GTUs.. 176

C.1 Références

- 84, C. 1989, «The measurement of luminous flux, technical report.», *CIE 84*.
- ABRAHAM, J. 2004, «Properties and performance of the prototype instrument for the pierre auger observatory», *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*.
- ABRAHAM, J. 2010, «A study of the effect of molecular and aerosol conditions in the atmosphere on air fluorescence measurements at the pierre auger observatory», *Astroparticle Physics*, vol. 33.
- AHMAD, S. 2011, «Spaciroc : A front-end readout asic for jem-euso cosmic ray observatory», *Proceedings of the 2nd International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP 2011)*.
- AHMAD, S. 2012, «Développement et réalisation d'un circuit de microélectronique pour le détecteur spatial de rayons cosmiques jem-euso», *Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud XI*.

- ALLARD, D. 2012, «Extragalactic propagation of ultrahigh energy cosmic-rays», *Astroparticle Physics*, vol. 39.
- ALOISIO, R. 2013, «Ultra high energy cosmic rays : A short review», *Nuclear Physics B Proceedings Supplement*.
- ANCHORDOQUI, L. 2003, «Ultrahigh energy cosmic rays : The state of the art before the auger observatory», *International Journal of Modern Physics A*, vol. 18.
- ARQUEROS, F. 2009, «Analysis of the fluorescence emission from atmospheric nitrogen by electron excitation, and its application to fluorescence telescopes», *New Journal of Physics*.
- AUGER, P. 1938, «Les grandes gerbes cosmiques de l'atmosphère», *Comptes Rendus*.
- AXFORD, W. I. «The origins of high-energy cosmic rays», *ApJS90*.
- BAADE, W. 1934, «On super-novae», *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, vol. 20.
- BALLMOOS, P. 2015, «The euso-balloon mission», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*.
- BARRILLON, P. 2015, «Performance of the euso-balloon electronics», *Topical Workshop on Electronics for Particle Physics, Lisbon, Portugal*.
- BERAT, C. 2010, «Esaf : Full simulation of space-based extensive air showers detector», *Astroparticle Physics*, vol. 33.
- BERTAINA, M. 2015, «Jem-euso observational technique and exposure», *Experimental Astronomy*, vol. 40.
- BERTO, X. 2001, «L'observatoire pierre auger vers la détection de photons et neutrinos à ultra haute energie», *Thèse de doctorat de l'Université Paris Diderot-Paris 7*.
- BHATTACHARJEE, P. 2000, «Origin and propagation of extremely high energy cosmic rays», *Physics Reports*, vol. 327.
- BLAKSLEY, C. 2013, «Characterization of multi-anode photomultiplier tubes for jem-euso», *Thèse de doctorat de l'Université Paris Diderot-Paris 7*.
- BLAKSLEY, C. 2015, «A cockcroft-walton high-voltage power supply for the euso instruments», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*.
- BLIN-BONDIL, S. 2014, «Spaciroc3 : A front-end readout asic for jem- euso cosmic ray observatory», *Third International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics*.
- BLUMER, J. 2009, «Cosmic rays from the knee to the highest energies», *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 63.
- BURLE INDUSTRIES, I. 1980, «Photomultiplier handbook», .
- CARIOU, N. 2012, «Mesure de flux avec une sphère.», *Labsphere*, vol. 40.

- CARUSO, R. 2015, «The euso@turlab project», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands.*
- CASOLINO, M. 2015, «For the jem-euso collaboration, euso-ta, a ground precursor to jem-euso telescope at the telescope array site», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands.*
- CATALANO, C. 2015a, «Performance of the euso-balloon optics», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands.*
- CATALANO, C. 2015b, «Premières lumières du télescope euso-balloon», *Thèse de doctorat de l'Université Toulouse III - Paul Sabatier.*
- COMPTON, A. H. 1933, «A geographic study of cosmic rays», *Phys. Rev.*
- COMPTON, A. H. 1937, «Cosmic rays on the pacific ocean», *Phys. Rev.*, vol. 52.
- DAGORET-CAMPAGNE, S. 2015, «Determination of the sensitivity and detection performances of the uv camera pixels of the euso-balloon instrument», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands.*
- DELPHINE MONNIER, A. 2011, «Precise fluorescence yield measurement using an mev electron beam for jem-euso col- laboration», *The 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC), Beijing, China.*
- ELTA. «Catalogue, observation and telecommunication equipment nacelle sirene», .
- FELLER, W. «Diffusion processes in genetics», .
- FENU, F. 2015a, «The jem-euso energy and xmax reconstruction performances», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands.*
- FENU, F. 2015b, «Performance of jem-euso : energy and x_{max} reconstruction», *Experimental Astronomy*, vol. 40.
- FERMI, E. 1949, «On the origin of the cosmic radiation», *Physical Review*, vol. 75.
- GAISSER, I. 1979, «Elongation rate of air showers and implications for 10^{17} - 10^{18} ev particle interactions», *The 16th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Tokyo, Japan.*
- GAISSER, T. 1977, «Performance of the euso-balloon optics», *The 15th International Cosmic Ray Conference (ICRC)*, vol. 8.
- GIACINTI, G. 2011, «Ultrahigh energy nuclei in the turbulent galactic magnetic field», *Astroparticle Physics*, vol. 35.
- GLASS, A.
- GONGORA, M. 2003, «Impact of air bubbles in a dielectric liquid when subjected to high field strengths», *Innovative Food Science and Emerging Technologies.*
- GORODETZKY, P. 2013, «Absolute calibrations of the focal surface of the jem-euso telescope», *The 33th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Rio de Janeiro, Brasil.*

- G.OSTERIA, J. B. C. F., V. SCOTTI. 2015, «The data processor system of euso-balloon : in flight performance», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC),The Hague, The Netherlands*.
- GUZMAN, A. 2015, «Jem-euso observation in cloudy conditions», *Experimental Astronomy*, vol. 40.
- HACHISU, Y. 2013, «Manufacturing of the ta-euso and the euso-balloon lenses», *The 33th International Cosmic Ray Conference (ICRC),Rio de Janeiro, Brasil*.
- HAMAMATSU. 2015, «Photomultiplier tube (r11265-113-m64 mod2) for jem-euso collaboration», *Data-sheet*.
- HANSSEN, L. 2001, «Integrating-sphere system and method for absolute measurement of transmittance, reflectance, and absorptance of specular samples.», *Applied Optics*, vol. 40.
- HARARI, D. 2014, «The flux suppression at the highest energies», *Comptes Rendus Physique 15*, vol. 18.
- HARRIS, T. 1963, «The theory of branching processes», *Springer-Verlag, Berlin*.
- HAUNGS, A. «Calibration aspects of the jem-euso mission», *Experimental Astronomy*, vol. 40.
- HAUNGS, A. 2015, «Towards a sipm based fluorescence camera for jem-euso», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC),The Hague, The Netherlands*.
- HESS, V. 1912, «Uber beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrten», *Physikalische Zeitschrift*, vol. 13.
- HESS, V. 1918, «Uber die verteilung radioaktiver gase in der freien atmosphare», *Physikalische Zeitschrift*, vol. 19.
- HILLAS, A. 1984, «The origin of ultra-high-energy cosmic rays», *ARA and A*.
- JEMEUSO, C.
- JEMEUSO, C. 2011, «Estimation of jem-euso experiment duty cycle based on universitetsky tatiana measurement», *The 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC),Beijing, China*.
- JUNG, A. 2015, «Design and implementation of the photo-detector module electronics for the euso-balloon, prototype of the jem-euso telescope», *Journal of Instrumentation*, vol. 10.
- KARUS, M. 2013, «On-board calibration system of the jem-euso mission», *The 33th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Rio de Janeiro, Brasil*.
- KOLHORSTER, W. 1913, «Messungen der durchdringenden strahlung im freiballon in grosseren hohen», *Phys. Z.*, vol. 14.
- KOTERA, K. 2011, «The astrophysics of ultrahigh energy cosmic rays», *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, vol. 49.

- L. BARTH, C. D. et E. STASSINOPOULOS. 2003, «Space, atmospheric, and terrestrial radiation environments», *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50.
- LABSPHERE. 2012, «Integrating sphere radiometry and photometry.», *Labsphere*, vol. 40.
- LINSLEY, J. 1963, «Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 1020 ev», *Physical Review Letters*, vol. 10.
- MACKOVJACK, S. 2015, «Night time measurement of the uv background by euso-balloon», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*.
- MATTHEWS, J. 2005, «A heitler model of extensive air showers», *Astroparticle Physics*.
- MILLIKAN, R. A. 1926a, «High frequency rays of cosmic origin i. sounding balloon observations at extreme altitude», *Phys. Rev.*, vol. 27.
- MILLIKAN, R. A. 1926b, «High frequency rays of cosmic origin ii. mountain peak and air-plane observations.», *Phys. Rev.*, vol. 27.
- MORETTO, C. 2015a, «Absolute calibration of the photo-detector module of the euso-balloon experiment and improvements for future missions», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*.
- MORETTO, C. 2015b, «Étude du fonctionnement d'un télescope de lumière de fluorescence dans le cadre du projet euso-balloon», *Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay*.
- MOULE, T. 2013, «Nosyca : A new standard for balloon operations flight proven», *Balloon Product Manager at ELTA, 26 rue des Cosmonautes, 31400 Toulouse FRANCE*.
- N. ILINA, N. P. V., KALMIKOV. «Cerenkov radiation and parameters of extensive air showers», *Soviet Journal of Nuclear Physics-Ussr*, vol. 55.
- OLINTO, A. 2011, «Astroparticle physics at the highest energies», *The 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC), Beijing, China*.
- OLINTO, A. 2015, «Jem-euso science», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*.
- OLIVE, K. 2014, «Particle physics booklet-particle data group.», *Chin. Phys. C.*, vol. 38.
- OTIS, R. M. 1923, «The variation of penetrating radiation with altitude», *Proc. Amer. Phys. Soc.*
- PACINI, D. 1910, «Penetrating radiation on the sea», *Le Radium*, vol. 8.
- PANASYUK, M. 2015, «Ultra high energy cosmic ray detector klypve on board the russian segment of the iss», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*.
- PAO, C. 2004, «Properties and performance of the prototype instrument for the pierre auger observatory.», *Nuclear Instruments and Methods in*, 523(1-2) :50 – 95.
- PAO, C. 2013, «Interpretation of the depths of maximum of extensive air showers measured by the pierre auger observatory», *ArXiv e-prints*.

- PAO, C. 2016, «Prototype muon detectors for the amiga component of the pierre auger observatory», *Journal of Instrumentation*.
- PAO-TA-ICRC2-015. 2015, «Pierre auger observatory and telescope array : Joint contributions the 34th international cosmic ray conference (icrc 2015)», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*.
- PARIZOT, E. 2003, «Acceleration des particules : les mécanismes de fermi», *École CNRS de Goutelas XXVI*.
- PARIZOT, E. 2007, «Accélération de fermi», *Cours NPAC/Astrophysique des particules Univ. Paris 7 / APC*.
- PARIZOT, E. 2014, «Cosmic ray origin : Lesson from ultra-high-energy cosmic rays and the galactic/extragalactic transition», *Nuclear Physics B Proceedings Supplement*.
- PELLION, D. 2008, «Modélisation, fabrication et évaluation des photodiodes à avalanche polarisées en mode geiger pour la détection du photon unique dans les applications astrophysiques», *Thèse de doctorat de l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*.
- PENZIAS, A. 1965, «A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s.», *Astrophysical Journal*, vol. 142.
- PHOTONICS, H. 2007, «Photomultiplier tubes - basics and applications», *3rd edition*.
- RICCI, M. 2015, «for the jem-euso collaboration, mini-euso : a pathfinder for jem-euso to measure the uv earth background from iss», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*.
- RODRIGUEZ-FRIAS, M. 2015, «The spanish infrared camera onboard the euso-balloon (cnes) flight on august 24, 2014», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*.
- SAKAKI, N. 2013, «Absolute in-flight calibration of the jem-euso telescope with the moonlight», *The 33th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Rio de Janeiro, Brasil*.
- SAKAKI, N. 2015, «Expected acceptance of the klypve/k-euso space-based mission for the observation of ultra-high energy cosmic rays», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*.
- SCHOTT. 2014, «Data sheet bg3 filter», .
- SHINOZAKI, K. 2013, «Estimated exposure of uhcr observation by the jem-euso mission», *The 33th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Rio de Janeiro, Brasil*.
- TA, C. 2012, «The surface detector array of the telescope array experiment», *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A :Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 689(0) :87 – 97,.
- TAKIZAWA, Y. 2013, «The ta-euso and euso-balloon optics designs», *The 33th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Rio de Janeiro, Brasil*.
- TAN, H. 1982, «A statistical model of the photomultiplier gain process with applications to optical pulse detection.», *TDA Progress Report*.

TARTARE, M. 2013, «Étude des neutrinos d'ultra-haute énergie à l'observatoire pierre au-ger», *Thèse de doctorat de l'Université Grenoble I - Joseph Fourier*.

USNO.

VERZI, V. 2015, «Cosmic rays : air showers from low to high energies rapporteur report», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*.

WALKER, R. 1981, «Measurement of the elongation rate of extensive air showers produced by primary cosmic rays of energy above $2 \times 10^{17} \text{ eV}$ », *Journal of Physics G : Nuclear Physics*, vol. 7.

WALTER, M. 2012, «Early history of cosmic particle physics.», *The European Physical Journal H*.

WIENCKE, L. 2015, «Euso-balloon mission to record extensive air showers from near space», *The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), The Hague, The Netherlands*.

WIGAND, A. 1917, «Die ionisierung der erdatmosphäre durch den halleyschen kometen 1910, ein beitrag zur kenntnis des ursprungs der durchdringenden strahlung», *Phys. Z.*, vol. 18.

WULF, T. 1909, «Über den ursprung der in der atmosphäre vorhandenen gammastrahlung», *Phys. Z.*, vol. 10.

Titre : L'instrument EUSO-Balloon et analyse de son efficacité de photo-détection
Mots clés : astro-particules, rayons cosmiques, photodétection, électronique, télescope UV.

Résumé : JEM-EUSO (Extreme Universe Space Observatory on Japanese Experiment Module) est une expérience basée sur un télescope spatial d'optique diffractive, avec des lentilles de Fresnel, qui sera installé sur l'ISS en 2020. Il a comme but l'étude des UHECR et vise à améliorer d'un facteur de 10 les mesures actuelles de l'Observatoire Pierre-Auger. Le télescope EUSO-Balloon, qui a été validé technologiquement en 2014 a été le premier prototype intégrant l'ensemble de la chaîne de détection du télescope JEM-EUSO. Le principe de détection est basé sur la capture des photons UV individuels (photodétection) produits par fluorescence lors de l'interaction d'EAS

avec l'atmosphère terrestre. Cette lumière est si faible qu'elle nécessite un instrument avec une efficacité de 100% pour la détection d'un photon. Le travail présenté dans ce manuscrit a porté sur toutes les étapes du projet EUSO-Balloon. Un procédé original de récupération de l'information des pixels avec une sensibilité faible a été développé. Le procédé consiste à utiliser une courbe (s-curve) générée par la modification du seuil de discrimination des signaux analogiques provenant des anodes des MAPMTs. Elle est valable pour tous les télescopes EUSO et sera utile dans l'espace, où la manipulation de l'appareil est limitée.

Titre : The EUSO-Balloon instrument and analysis of its photo-detection efficiency
Mots clés : Astro-particles, cosmic rays, photodetection, electronics, UV telescope.

Abstract : JEM-EUSO (Extreme Universe Space Observatory on Japanese Experiment Module) is an experiment based on a diffractive optical telescope, with Fresnel lenses, that will be installed on the ISS in 2020. It aims to study the UHECR, improving by a factor of 10 the current measurements of the Pierre-Auger Observatory. The EUSO-Balloon telescope, technically validated in 2014, was the first prototype with the entire detection chain of the JEM-EUSO telescope. The detection principle is based on the capture of individual UV photons (photodetection) produced by fluorescence when the EAS interact with the

Earth's atmosphere. The fluorescence light is so low that an instrument with 100% efficiency for the detection of a photon, is required. The work presented in this manuscrit has dealt with all the steps of EUSO-Balloon project. An original procedure has been developed to recover the information from pixels with low sensitivity. The method consists in using a curve generated by the modification of the threshold used to discriminate the analog signals produced by the anodes of the MAPMTs. It is valid for all EUSO telescopes and will be most useful in space where the manipulation of the apparatus is limited.

