

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Aline MEURIS

Pour l'obtention du titre de Docteur ès Sciences de l'Université Paris Diderot (Paris 7)
Spécialité Astronomie et Astrophysique : Instrumentation

Étude et optimisation du plan de détection de haute énergie en Cd(Zn)Te de la mission spatiale d'astronomie X et gamma Simbol-X

Directeur de thèse : François LEBRUN

Responsables de thèse : Olivier LIMOUSIN – Francis LUGIEZ

Soutenue le 30 septembre 2009 devant le jury :

Thomas PATZAK	Président
Rui Miguel CURADO DA SILVA	Rapporteur
Lothar STRÜDER	Rapporteur
Philippe REBOURGEARD	Examineur
Peter VON BALLMOOS	Examineur
François LEBRUN	Directeur

Remerciements

S'il n'y avait qu'une personne à remercier, ce serait sans hésiter Olivier Limousin, mon responsable de thèse. Une idée par minute, une anecdote par pause café, on peut dire que ces 3 ans à ses côtés ont été intenses scientifiquement et humainement. Merci pour tous ces échanges et pour ton soutien au quotidien. Ton dynamisme et ton investissement sont les raisons qui m'ont poussée à me lever chaque matin et qui me motivent à continuer à travailler dans le domaine de l'instrumentation spatiale. Je suis également très reconnaissante des conseils et des encouragements de François Lebrun, mon directeur de thèse et de Francis Lugiez, mon second encadrant, qui m'ont aidée à me poser les bonnes questions pour définir mon projet de thèse et analyser mes résultats expérimentaux. J'exprime ma gratitude aux membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail, et tout particulièrement à Rui Miguel Curado da Silva et Lothar Strüder pour avoir assuré le rôle de rapporteurs pour cette thèse qui n'est pas écrite dans leur langue maternelle. Je tiens ensuite à remercier mes plus proches collègues, Claire Blondel, Olivier Gevin et Frédéric Pinsard. Claire, sans toi je n'aurais pas pu réaliser autant de mesures au laboratoire durant ces 3 ans. Olivier, tu m'as donné le goût des manips d'électronique, surtout celles qui ne marchent pas du premier coup. Frédéric, je t'ai souvent embêté avec mes problèmes techniques et tu as toujours répondu présent. Sans oublier Isabelle Le Mer, François Daly et Philippe Laurent, jamais bien loin du labo et toujours de bonne humeur. J'exprime également ma reconnaissance pour nos proches collaborateurs de l'entreprise 3D Plus, Marie-Cécile Vassal, Fabrice Soufflet, Régis Bocage, Lamine Kasmi, qui se sont beaucoup investis dans le projet Caliste et qui ont fortement contribué à son succès.

Mes pensées se tournent ensuite immédiatement vers Philippe Ferrando, celui qui a rêvé d'une mission folle d'astronomie spatiale avec un télescope séparé en deux satellites, qui a porté ce projet nommé Simbol-X jusqu'au bout avec toujours beaucoup d'enthousiasme ; sans lui, ce sujet de thèse n'existerait finalement pas. Merci pour ton incroyable disponibilité. Tu m'as donné l'envie de m'investir dans ce beau projet jusqu'au dernier jour de ma thèse. J'en profite pour saluer toute l'équipe « detector payload » du projet avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler, en particulier Martial Authier, Yvon Rio, Jérôme Martignac, Christophe Cara, Rémi Chipaux, Jean Fontignie, Alain Goetschy, Benoît Horeau, Serge Hervé et nos collègues allemands Peter Lechner, Uli Briel, Eckhard Kendziorra, Chris Tenzer. Je remercie également le chef du service d'astrophysique du CEA, Pierre-Olivier Lagage, pour m'avoir accueillie dans ce lieu qui a vu naître tant d'instruments pour l'astronomie. En cofinçant ma thèse, le Cnes m'a donné l'opportunité d'ancrer mes études sur la photodétection dans le domaine spatial qui me passionne. Merci en particulier à Antoine Penquer qui s'est intéressé de près à mes travaux, et à Rodolphe Clédassou et Pierre Bodin qui ont mis leur énergie dans le projet Simbol-X. Je remercie enfin l'équipe « gamma » du service d'astrophysique et l'équipe de microélectronique du Sédi, avec qui j'ai partagé de nombreux déjeuners et moments

importants : Arnaud Claret, Bertrand Cordier, Andréa Goldwurm, Alexandra Gros, Aymeric Sauvageon, Stéphane Schanne, Maxime Taupin et Eric Delagnes, Marc Chavassieux, Pascal Baron, Fabrice Guilloux, Yavuz Degerli. Une pensée à notre illustre Jacques Paul qui a pris sa retraite pendant ma thèse.

Je tiens à présent à remercier toute ma famille que j'adore, en particulier ma mère, ma sœur Floriane, ma marraine, mon parrain. Un clin d'œil et une pensée d'encouragement à ma cousine Florence qui finit bientôt son doctorat de droit. Je salue chaleureusement la bande des Copains d'abord, que j'ai toujours autant de plaisir à revoir après toutes ces années. Je remercie toute l'équipe bénévole de l'association Planète Sciences, passionnée d'Espace, de technique et de kébab, avec qui j'ai passé tant de mercredis soirs. Un tendre merci pour finir à Clément, mon remède imparable contre le stress et la déprime, qui m'a suivi pendant ces 3 ans jusqu'au pays des Caribous.

Je dédie cet ouvrage à toutes les personnes que j'aime et qui ont contribué à mon épanouissement pendant ces 3 années de thèse.

Table des matières

REMERCIEMENTS.....	3
TABLE DES MATIÈRES.....	5
NOMENCLATURE	10
Notations	
Acronymes	
Constantes physiques	
INTRODUCTION	13
CHAPITRE 1 INTRODUCTION À L’ASTRONOMIE DES HAUTES ÉNERGIES	16
1.1 Le ciel gamma	17
1.1.1 L’essor de l’observation astronomique multi longueurs d’onde	
1.1.2 Les sources astronomiques dans les domaines X et gamma	
1.1.3 Les phénomènes violents de l’univers	
1.2 Les techniques d’observation du rayonnement astronomique X et gamma	20
1.2.1 Des télescopes spatiaux, une nécessité et une contrainte	
1.2.2 Définition des grandeurs caractéristiques des télescopes	
1.2.3 Technique de masque codé dans le domaine gamma	
1.2.4 Technique d’incidence rasante dans le domaine X	
1.3 Les nouveaux télescopes pour l’astronomie des hautes énergies	31
1.3.1 Intérêt de la bande spectrale 20 – 50 keV pour l’astrophysique	
1.3.2 Les besoins en instrumentation	
1.4 L’avènement des détecteurs à semiconducteurs	33
1.4.1 Introduction aux semiconducteurs	
1.4.2 Interaction lumière-matière	
1.4.3 Principe de fonctionnement des détecteurs à semiconducteurs	
1.4.4 Semiconducteurs utilisés pour l’astronomie X et gamma	
1.4.5 Les détecteurs de position en CdTe	
CHAPITRE 2 SIMBOL-X, UN DÉFI TECHNIQUE POUR UNE RÉVOLUTION SCIENTIFIQUE....	43
2.1 Un grand télescope pour l’observation du rayonnement X dur	44
2.1.1 Naissance d’un nouveau concept de télescope spatial	
2.1.2 Objectifs scientifiques	
2.1.3 Configuration du vol en formation	
2.2 Le système optique de Simbol-X	50
2.2.1 Focalisation du rayonnement X dur	
2.2.2 Fabrication des miroirs	
2.2.3 Estimation des performances optiques	

2.3	L'ensemble de détection de Simbol-X	56
2.3.1	Présentation générale	
2.3.2	Le détecteur de basse énergie	
2.3.3	Le détecteur de haute énergie	
2.3.4	La double protection du plan focal	
2.4	Optimisation du détecteur de haute énergie	65
2.4.1	Principales spécifications applicables	
2.4.2	Autres facteurs influençant la conception de l'instrument	
2.4.3	Synthèse des paramètres à optimiser	
CHAPITRE 3 PROPRIÉTÉS ET CARACTÉRISATION DES DÉTECTEURS CD(ZN)TE À PIXELS ...		70
3.1	Fabrication de détecteurs pixélisés à base de CdTe.....	71
3.1.1	Les cristaux de CdTe et de CdZnTe	
3.1.2	Les contacts ohmiques ou Schottky	
3.1.3	Le dépôt de l'électrode segmentée	
3.1.4	Le report du détecteur sur un substrat	
3.2	Les propriétés de la détection avec les semiconducteurs Cd(Zn)Te.....	77
3.2.1	Efficacité de détection	
3.2.2	Résolution spectrale intrinsèque	
3.2.3	Induction du signal dans les détecteurs pixélisés	
3.2.4	Facteurs d'une collection incomplète dans le Cd(Zn)Te	
3.2.5	L'effet petits pixels	
3.3	Mesures de courant d'obscurité.....	86
3.3.1	Définition du courant d'obscurité	
3.3.2	Méthodes instrumentales	
3.3.3	Premières caractérisations des matrices	
3.3.4	Influence de la température	
3.3.5	Intérêt de l'anneau de garde	
3.4	Mesures spectroscopiques sur substrat.....	97
3.4.1	Méthodes instrumentales	
3.4.2	Performances spectrales à -35°C	
3.4.3	Uniformité	
3.4.4	Optimisation des conditions de fonctionnement	
3.5	Sélection des détecteurs pour la mission Simbol-X	106
3.5.1	Synthèse des résultats par famille de détecteurs Cd(Zn)Te	
3.5.2	Intérêt des mesures de courant pour la sélection des échantillons	
CHAPITRE 4 CALISTE, UN NOUVEAU CONCEPT DE MICROCAMÉRA EN CD(ZN)TE		111
4.1	État de l'art de l'hybridation des détecteurs en Cd(Zn)Te.....	112
4.1.1	L'enjeu de l'hybridation	
4.1.2	Les hybrides pour les caméras gamma en Cd(Zn)Te à masque codé	
4.1.3	Les hybrides en CdTe pour l'imagerie médicale	
4.1.4	Les nouveaux hybrides en Cd(Zn)Te pour la spectro-imagerie de haute résolution	
4.2	L'électronique intégrée de lecture	116
4.2.1	Spécificité d'une application astronomique	
4.2.2	Conception de l'architecture électrique	
4.2.3	Optimisation du bruit électronique	
4.2.4	Tenue aux radiations	
4.2.5	Synthèse sur notre électronique de lecture intégrée	

4.3	Conception et réalisation de Caliste 64	137
4.3.1	Principe d'hybridation et étapes de fabrication	
4.3.2	Conception des cartes flex et routage 3D	
4.3.3	Caliste 64 pour une avancée technologique et scientifique	
4.4	Conception et réalisation de Caliste 256.....	141
4.4.1	Les nouveaux défis technologiques pour Caliste 256	
4.4.2	La conception du module électrique	
4.4.3	Montage du détecteur de 256 pixels	
4.4.4	Bilan pour l'astronomie X dur	
CHAPITRE 5 ÉVALUATION DES PERFORMANCES DE SPECTRO-IMAGERIE DE CALISTE		150
5.1	Méthodes instrumentales.....	151
5.1.1	Banc de test préliminaire	
5.1.2	Présentation du banc de test Caliste	
5.1.3	Séquence de lecture pour Caliste 64	
5.1.4	Analyse des données	
5.1.5	Refroidissement du dispositif	
5.2	Caractérisation de Caliste 64.....	160
5.2.1	Caractérisations des modules électriques	
5.2.2	Caractérisations des microcaméras en Cd(Zn)Te	
5.3	Caractérisations de Caliste 256	174
5.3.1	Caractérisations électriques	
5.3.2	Caractérisations spectroscopiques	
5.3.3	Vers une mosaïque de Caliste 256	
5.4	Étude des événements partagés dans les matrices de Cd(Zn)Te	185
5.4.1	Statistique des événements partagés	
5.4.2	Reconstitution des événements doubles	
5.4.3	Perte de charges entre les pixels et choix d'un détecteur pour Simbol-X	
5.4.4	Partage de charge et mode de lecture du HED	
CHAPITRE 6 OPTIMISATION DU TEMPS MORT DE L'INSTRUMENT		197
6.1	Expression du temps mort du détecteur de haute énergie.....	198
6.1.1	Sources de temps mort	
6.1.2	Temps mort de lecture	
6.1.3	Temps mort de saturation	
6.1.4	Temps mort d'anticoïncidence	
6.2	Méthodes de simulation et d'expérimentation pour évaluer le temps mort.....	207
6.2.1	Modèle du signal à l'anode du détecteur	
6.2.2	Simulation de la réponse de l'Asic Idef-X v2	
6.2.3	Expérimentation de la réponse de l'Asic Idef-X v2	
6.3	Calcul du temps mort de saturation	211
6.3.1	Énergies déposées	
6.3.2	Temps de récupération de l'électronique	
6.4	Quantification des sources de temps mort d'anticoïncidence	213
6.4.1	Effet du time-walk	
6.4.2	Effet de la profondeur d'interaction dans le CdTe	
6.4.3	Effet de l'électronique Idef-X	
6.5	Optimisation du temps mort d'anticoïncidence par correction du <i>time-walk</i>.....	217
6.5.1	Principe de la correction optimisée du time-walk	

6.5.2	Implémentation de la reconstruction du time-walk	
6.5.3	Optimisation des performances de la correction de temps	
6.6	Synthèse des résultats et impact sur la mission Simbol-X.....	225
6.6.1	Proposition d'algorithme de correction du time-walk	
6.6.2	Précision de datation et fenêtres d'anticoïncidence	
6.6.3	Calcul du temps mort total de l'instrument	
6.6.4	Fonctionnalités de l'électronique numérique du HED	
6.6.5	Validation des résultats de simulation par des essais d'irradiation	
CHAPITRE 7	STABILITÉ DES DÉTECTEURS CDTE SCHOTTKY.....	235
7.1	Mise en évidence de l'effet de polarisation.....	236
7.1.1	Découverte historique	
7.1.2	Mesures de courant de longue durée	
7.1.3	Mesures spectroscopiques de longue durée	
7.1.4	Les facteurs de stabilité	
7.2	Physique du détecteur semiconducteur.....	243
7.2.1	Niveaux accepteurs profonds	
7.2.2	Modèle conventionnel d'accumulation de charges	
7.2.3	L'effet du dépiégeage sur le contact Schottky réel	
7.2.4	Modèle modifié d'accumulation de charges (H. Toyama)	
7.2.5	Synthèse des connaissances sur la stabilité des détecteurs CdTe	
7.3	Simulation de l'effet de polarisation.....	254
7.3.1	Efficacité de collection	
7.3.2	Décalage de la raie à 60 keV	
7.4	Étude expérimentale de l'effet de polarisation avec Caliste 64.....	259
7.4.1	Protocole de mesures et méthode d'analyses	
7.4.2	Étude du temps de polarisation	
7.4.3	Étude du décalage de la raie à 60 keV	
7.4.4	Étude de la phase dégénérée	
7.4.5	Expérimentation du cyclage de haute tension	
7.5	Confrontation des simulations aux expérimentations.....	271
7.5.1	La phase opérationnelle	
7.5.2	La phase dégénérée	
7.5.3	La dépolarisation	
7.6	Optimisation des conditions de fonctionnement des détecteurs dans Simbol-X.....	276
7.6.1	Tension	
7.6.2	Température	
7.6.3	Épaisseur	
7.6.4	Opérations de maintenance	
CONCLUSION.....		281
ANNEXE A	MESURE DE LA POLARISATION DE LA LUMIÈRE AVEC SIMBOL-X.....	285
A.1	Définition de la polarisation de la lumière	
A.2	Intérêt de la polarimétrie pour l'astrophysique	
A.3	Les polarimètres γ actuels	
A.4	Principe de la polarimétrie Compton	

A.5 L'apport de Simbol-X

ANNEXE B DÉMONSTRATION DES RÉSULTATS DE CALCUL DU CHAPITRE 7291

B.1 Méthode de calcul du champ électrique

B.2 Modèle conventionnel d'accumulation de charges

B.3 Modèle modifié d'accumulation de charges

BIBLIOGRAPHIE.....297

Nomenclature

Cette section définit les symboles et les acronymes les plus utilisés dans cet ouvrage.

Notations

Symboles	Significations	Unités
a	Coefficient de pondération	-
A	Champ de vue du télescope	rad
A_{coll}	Surface efficace de collection	m^2
A_{det}	Surface efficace de détection	m^2
B	Intensité du champ magnétique	T
c	Célérité de la lumière	$m.s^{-1}$
C_0	Numéro de canal de codeur correspond à une énergie nulle	-
d	Diamètre (tâche focale, nuage de charges)	cm
D	Diamètre du miroir ou de la lentille	m
E	Intensité du champ électrique	$V.m^{-1}$
	Énergie	eV
E_0	Énergie du photon incident	eV
E_0	Niveau d'énergie du vide	eV
E_C	Niveau d'énergie inférieur de la bande de conduction	eV
E_F	Niveau de Fermi	eV
E_g	Largeur de la bande d'énergie interdite	eV
E_T	Niveau d'énergie des accepteurs profonds	eV
E_V	Niveau d'énergie supérieur de la bande de valence	eV
E_W	Intensité du champ de pondération	$V. m^{-1}$
f	Distance focale	m
	Fréquence du signal électrique	s^{-1}
F	Facteur de Fano	-
h	Constante de Planck	J.s
I_S	Courant inverse de saturation d'une diode Schottky	A
I_L	Courant de fuite à l'entrée de l'électronique de lecture	A
j	Densité de courant	$A.cm^{-1}$
J	Nombre de niveaux d'injection test	-
k	Constante de Boltzmann	$J.K^{-1}$
K	Nombre de pixels	-
L	Épaisseur du détecteur	cm
m	Masse de l'électron	kg
n	Concentration des électrons	cm^{-3}
	Nombre total de particules reçues	coups
N	Nombre de paires électron-trou	-
	Taux de comptage moyen d'un processus de Poisson	$coups.s^{-1}$
	Flux reçu d'une source de lumière	$coups.s^{-1}.cm^{-2}$
N_A	Concentration des accepteurs	cm^{-3}
N_{AC}	Taux de comptage de l'anticoïncidence	$coups.s^{-1}$
N_C	Densité d'états dans la bande de conduction	cm^{-3}
N_D	Concentration des donneurs	cm^{-3}
N_T	Concentration des accepteurs profonds	cm^{-3}
N_V	Densité d'états dans la bande de valence	cm^{-3}
p	Concentration des trous	cm^{-2}
q	Charge élémentaire de l'électron	C
Q	Charge	C

R	Rayon du miroir	m
s	Variable de Laplace	s^{-1}
S	Surface du détecteur	cm^2
t_e	Temps de transit des électrons	s
t_p	Temps de polarisation	s
t_t	Temps de transit des trous	s
T	Température	K
U	Tension électrique dans le circuit de lecture	V
v	Vitesse thermique des porteurs de charges	$m.s^{-1}$
V	Potentiel électrique dans le détecteur	V
V_0	Tension appliquée aux bornes du détecteur	V
V_R	Tension inverse appliquée	V
V_E	Vitesse de décalage de la raie spectrale	eV/h
W	Largeur de la zone de déplétion	cm
z_0	Profondeur d'interaction du photon	m
Z	Numéro atomique	-
α	Résolution angulaire	rad
	Coefficient de dilatation thermique	K^{-1}
	Angle de polarisation	rad
β	Précision de localisation angulaire	rad
ε	Permittivité diélectrique du semiconducteur	$F.m^{-1}$
ε_0	Permittivité diélectrique du vide	$F.m^{-1}$
ε_r	Permittivité relative du semiconducteur	-
ε_W	Énergie de création d'une paire électron-trou	eV
η	Efficacité de détection	-
η_R	Réfectivité du miroir	-
θ	Angle d'incidence rasante	rad
	Angle de diffusion Compton	rad
κ	Coefficient de proportionnalité	
λ	Longueur d'onde	m
	Distance entre l'anode et l'intersection de E_T avec E_F	m
μ	Coefficient linéique d'atténuation à une longueur d'onde donnée	m^{-1}
μ_e	Mobilité des électrons	$m^2.V^{-1}.s^{-1}$
μ_t	Mobilité des trous	$m^2.V^{-1}.s^{-1}$
ν	Fréquence de l'onde électromagnétique	s^{-1}
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
	Charge volumique	$C.m^{-3}$
σ	Racine carré de la variance d'une distribution gaussienne	
σ_C	Section efficace de capture des trous	cm^2
τ_0	Constante de temps des filtres	s
τ	Constante de temps de dépiégeage des DAL	s
τ_C	Fenêtre de coïncidence	s
τ_e	Durée de vie des électrons	s
τ_L	Temps mort de lecture	s
τ_R	Constante de temps de recombinaison	s
τ_S	Temps de sommet des filtres	s
τ_{sat}	Temps mort de saturation de l'électronique	s
τ_t	Durée de vue des trous	s
ϕ_b	Barrière de potentiel Schottky	eV
ϕ_m	Travail de sortie du métal	eV
ϕ_S	Travail de sortie du semiconducteur	eV
χ_S	Affinité électronique du semiconducteur	eV
ψ	Angle azimutal	rad

Acronymes

ACD	<i>Anticoincidence detector</i> , détecteur d'anticoïncidence
Asic	<i>Application specified integrated circuit</i> , circuit intégré pour une application spécifique
DAL	<i>Deep acceptor levels</i> , niveaux d'accepteurs profonds
ENC	<i>Equivalent noise charge</i> , charge équivalente de bruit
FPGA	<i>Field programmable gate array</i> , circuit logique programmable
FWHM	<i>Full width at half maximum</i> , largeur totale à mi-hauteur
LED	<i>Low energy detector</i> , détecteur de basse énergie
HED	<i>Hed energy detector</i> , détecteur de haute énergie
HEW	<i>Half energy width</i>
Ibis	<i>Imager on board Integral</i>
Idef-X	<i>Imaging detector front-end for X rays</i>
Integral	<i>International gamma-ray astrophysics laboratory</i>
Isgri	<i>Integral soft gamma-ray imager</i>
PAC	Préamplificateur de charges
PCB	<i>Printed circuit board</i> , carte de circuit imprimé
rms	<i>Root mean square</i> , moyenne quadratique
Simbol-X	Spectro-imageurs bolomètres X

Constantes physiques

Quantité	Symbole	Valeur
Vitesse de la lumière	c	$2,99792 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$
Constante de Planck	h	$6,62607 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
Constante de Boltzmann	k	$1,38065 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$
Masse de l'électron	m	$9,10938 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Charge de l'électron	q	$1,60218 \times 10^{-19} \text{ C}$
Permittivité du vide	ε_0	$8,85418 \times 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$

Introduction

Pour comprendre la physique des objets les plus énigmatiques de l'Univers tels que les trous noirs, les astronomes ont construit depuis une quarantaine d'années des télescopes qui permettent d'observer le rayonnement X et gamma du ciel. De par sa longueur d'onde très faible, de l'ordre des distances atomiques ou interatomiques, la lumière dans cette région du spectre électromagnétique est difficile à concentrer et à détecter. De plus, elle ne peut être observée que si l'on s'affranchit de l'atmosphère terrestre, au moyen de ballons sondes ou de satellites. Des techniques d'instrumentation singulières ont été mises au point pour pouvoir collecter soit la lumière X, soit la lumière gamma. Parallèlement, les techniques spatiales se sont développées pour mettre des instruments en orbite avec de plus en plus de fiabilité. Le satellite américain *Sas 2* lancé en 1972 et le satellite européen *Cos B* lancé en 1975 sont les premiers télescopes spatiaux à explorer le rayonnement gamma de la Voie Lactée. Le satellite *Einstein* lancé en 1978 est le premier télescope spatial X équipé de miroirs attaqués en incidence rasante. Ces instruments et leurs successeurs ont contribué à d'importantes découvertes de l'astrophysique moderne. Nous savons que certaines galaxies, dont celle dans laquelle nous évoluons, gravitent autour d'un trou noir supermassif. Nous avons les preuves observationnelles que les atomes les plus lourds présents sur Terre sont produits lors des explosions d'étoiles massives. Nous avons observé des phénomènes lumineux brefs et intenses en plusieurs points du ciel et nous pensons que ces sursauts gamma résultent de mécanismes d'une violence et d'une énergie inouïes, au moment de la mort des premières étoiles de l'Univers.

Le Commissariat à l'énergie atomique (CEA) de Saclay contribue depuis les années 1980 à la réalisation de missions spatiales majeures pour l'astronomie gamma. Il a été responsable du télescope *Sigma* à bord du satellite russe *Granat* lancé en 1989 et utilise pour la première fois la technique de masque codé pour faire des images du ciel dans le domaine gamma. Il a participé également à la mission *Integral* qui met en œuvre une nouvelle génération de télescope gamma. Lancé en 2002 et encore opérationnel de nos jours, cet observatoire comporte un imageur à capacité spectroscopique *Ibis* et un spectromètre à capacité d'imagerie *Spi*. Le CEA a notamment développé le plan de détection *Isgri* du télescope *Ibis* en tellure de cadmium (CdTe) pour couvrir la bande spectrale de 15 keV à 1 MeV, une première mondiale. Comparé aux matériaux scintillateurs de *Sigma*, le CdTe est un matériau semiconducteur qui peut détecter des énergies de photons plus basses et les mesurer avec une bien meilleure précision. Grâce à *Isgri*, l'observatoire *Integral* a découvert les sources à l'origine de l'émission gamma de la Voie Lactée [Lebrun 2004]. Cependant, le pouvoir de séparation angulaire d'*Ibis* n'est pas suffisant pour distinguer le trou noir au centre de notre galaxie des autres astres à proximité émettant également des rayons gamma. Des missions contemporaines à *Integral* telles que *Chandra* et *XMM-Newton* ont observé le centre galactique avec

moins de confusion mais dans la bande spectrale de 1 à 10 keV. Il est à noter que l'observatoire XMM-Newton a permis de répertorier environ 200 000 sources, contre ~700 sources pour Integral. Cette différence d'ordre de grandeur vient du fait que les sources astronomiques émettent un flux de photons X plus élevé que de photons γ mais aussi du fait que les instruments fabriqués pour l'astronomie X peuvent détecter des sources 100 fois plus faibles que les instruments pour l'astronomie gamma. Les télescopes X ont de plus une résolution angulaire 10 à 100 fois meilleure. Cependant, ils perdent leur efficacité lorsque la longueur d'onde du rayonnement est inférieure à 0,1 nm, c'est pourquoi ils ne sont pas adaptés au domaine gamma. Les astrophysiciens cherchent de nos jours à mieux comprendre les mécanismes physiques à l'œuvre autour des astres compacts qui sont le siège de champs de gravitation et de champs magnétiques gigantesques. Ils veulent également recenser les populations de galaxies brillant uniquement dans le domaine gamma, afin de construire des modèles d'évolution cosmologique. Pour y parvenir, ils auraient besoin de la sensibilité et de résolution angulaire d'XMM dans le domaine spectral d'Integral.

Est-il possible de concevoir un instrument capable de détecter la lumière gamma provenant de sources astronomiques 100 fois plus faibles que celles observées par Integral? Les développements technologiques de ces dernières années autour des miroirs en incidence rasante apportent de nouvelles perspectives en ce sens. Sous l'impulsion des astrophysiciens impliqués dans XMM et Integral, un groupe de l'Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'Univers (Irfu) du CEA s'est mobilisé autour de cette problématique. Il est constitué de physiciens et de techniciens du Laboratoire de détecteurs pour le spatial, de microélectroniciens du Laboratoire de physique des détecteurs et d'électronique frontale, et de techniciens du Laboratoire d'intégration des détecteurs. Il s'appuie également sur des ingénieurs mécaniciens, thermiciens et électroniciens de l'Irfu pour mettre en place des moyens d'essais. Cette équipe a conçu un nouveau dispositif de microcaméra gamma à base de CdTe nommé *Caliste*. Mon travail de thèse a consisté à mettre en œuvre ces microcaméras, à valider leur fabrication, à étudier dans quelle mesure elles répondaient aux nouveaux besoins de l'astronomie X et gamma et finalement à proposer des conditions de fonctionnement optimisées pour utiliser ces objets dans un plan focal spatial. Le point de départ de cette étude a été de prendre connaissance des limites instrumentales dans la détection des rayons X et gamma et à comprendre en quoi ce domaine de longueur d'onde est si intéressant pour l'astrophysique. À partir de ces constats, une nouvelle mission d'observation a été proposée sous le nom de Simbol-X, s'appuyant sur des techniques de collection et de détection non éprouvées. Le plan de détection de haute énergie de ce télescope a été imaginé comme une mosaïque de matrices de détecteurs à petits pixels à base de CdTe. L'inconvénient majeur du CdTe mis en œuvre dans Integral est la collection incomplète des charges créées par l'interaction de la lumière et la nécessité d'une correction de cet effet. L'idée a donc été de caractériser la dernière génération de détecteurs Cd(Zn)Te à électrodes segmentées pour voir s'il était possible de s'affranchir de ce défaut et pour étudier l'apport de cette technologie récente dans la perspective d'un nouveau plan focal de spectro-

imagerie dans le domaine X dur. Grâce à l'expertise acquise sur l'influence des étapes de fabrication et des conditions d'utilisation de ces matériaux, notre groupe a conçu un système de détection, intégrant un détecteur à pixels de 1 cm^2 et une électronique frontale dédiée. Plusieurs échantillons de ces objets Caliste 64 et Caliste 256 ont été fabriqués avec succès. Leurs technologies ont été validées par des tests fonctionnels et environnementaux. Pour montrer l'intérêt scientifique de ces démonstrateurs, la démarche a été dans un premier temps d'étudier les capacités d'imagerie et de spectroscopie de ces dispositifs. L'analyse de mes travaux expérimentaux a fait l'objet de publications dans les revues à comité de lecture *IEEE Transactions on Nuclear Science* et *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* [Meuris 2008-1, 2009-2, 2009-3, 2009-4]. Dans un deuxième temps, j'ai décidé d'évaluer les caractéristiques temporelles des microcaméras Caliste dans l'objectif d'une intégration dans le plan focal de Simbol-X. En particulier, les premières estimations de la précision de datation de ces objets ont été présentées dans les conférences *SPIE Astronomical Instrumentation* et *Simbol-X second international symposium* [Meuris 2008-2, 2009-1]. L'ensemble de ces études expérimentales a mis en évidence le grand intérêt des détecteurs CdTe équipés d'une électrode Schottky à base d'aluminium pour les futures missions d'astronomie gamma. Siffert déconseillait en 1976 ce type de matériau en raison de son instabilité au cours du temps, appelée effet de polarisation, et recommandait plutôt l'utilisation de détecteurs ohmiques (*electroless contacts*). Trente ans plus tard, nous proposons de mettre en œuvre des détecteurs CdTe Schottky dans l'espace, en palliant leur défaut par des conditions de fonctionnement adaptées. Les propriétés de Caliste 64 ont été mises à profit pour modéliser la physique du semiconducteur, en se basant pour la première fois sur des données de spectroscopie résolue en temps.

Quelques mois avant la fin de mes travaux, les agences spatiales italienne et française ont décidé de se désengager du projet Simbol-X pour des raisons budgétaires. Le télescope tel qu'il a été défini avant l'arrêt de la mission ne verra donc pas le jour. L'analyse des modules élémentaires de détection Caliste et la conception optimisée d'un plan de détection en Cd(Zn)Te sont fortement liées à la définition de la mission dans laquelle ils s'intègrent. Pour mettre en avant la démarche employée pour réaliser un sous-système d'une application spatiale, j'ai souhaité conserver le projet Simbol-X comme fil conducteur de l'étude. Je montrerai néanmoins en quoi ce programme de recherche technologique, développé avec la collaboration du Centre national d'études spatiales (Cnes), contribue à repousser les limites de l'instrumentation dans les domaines X et gamma pour l'ensemble de la communauté scientifique. Je mettrai les résultats de notre groupe en perspective pour voir dans quelle mesure ils peuvent servir de point de départ pour la définition d'une nouvelle mission d'astronomie X et gamma.

Chapitre 1

Introduction à l'astronomie des hautes énergies

Sommaire

1.1	Le ciel gamma	17
1.2	Les techniques d'observation du rayonnement astronomique X et gamma	20
1.3	Les nouveaux besoins en instrumentation pour l'astrophysique des hautes énergies	31
1.4	L'avènement des détecteurs à semiconducteurs.....	33

Grâce à leurs instruments et notamment à ceux envoyés dans l'espace, les astronomes ont élargi leur champ d'observation du ciel au-delà du domaine visible du spectre électromagnétique. L'astronomie des hautes énergies est une science jeune qui souffre encore des contraintes d'observation propres aux domaines X et gamma. Les travaux d'instrumentation auxquels j'ai participé s'inscrivent dans cette recherche active qui consiste à fabriquer des télescopes spatiaux X et gamma toujours plus sensibles, pour repousser les limites de nos connaissances sur les phénomènes les plus violents de l'Univers, accessibles uniquement dans ce domaine spectral. Après avoir présenté les enjeux scientifiques de l'astronomie des hautes énergies, je détaillerai les techniques modernes d'instrumentation associées, en particulier pour la détection.

1.1 Le ciel gamma

1.1.1 L’essor de l’observation astronomique multi longueurs d’onde

L’astronomie est une science de l’observation, basée essentiellement sur la lumière des astres qui nous parvient. Pendant plus de deux millénaires, notre compréhension de l’Univers s’est appuyée sur la seule partie visible de la lumière ; à partir du milieu du 20^e siècle, nous avons construit des instruments qui nous ont donné accès à l’ensemble du spectre électromagnétique, représenté sur la Figure 1.1. Un quantum de lumière ou photon est défini de façon équivalente par son énergie E , sa longueur d’onde λ ou sa fréquence ν . Ces grandeurs sont reliées par les expressions :

$$\begin{cases} E = h\nu \\ \nu = \frac{c}{\lambda} \end{cases}$$

où c est la célérité de la lumière et h la constante de Planck. Dans les domaines X et gamma, ce sont les propriétés corpusculaires de la lumière qui sont intéressantes ; les photons sont donc considérés comme des particules d’énergie E , exprimée en électronvolt[^] noté eV. Les photons X sont émis lors d’une transition atomique d’un électron. Les photons gamma sont émis quand le noyau d’un atome passe d’un niveau d’excitation donné vers un niveau inférieur. Ces processus sont tels que les domaines X et gamma se chevauchent entre 10 et 100 keV.

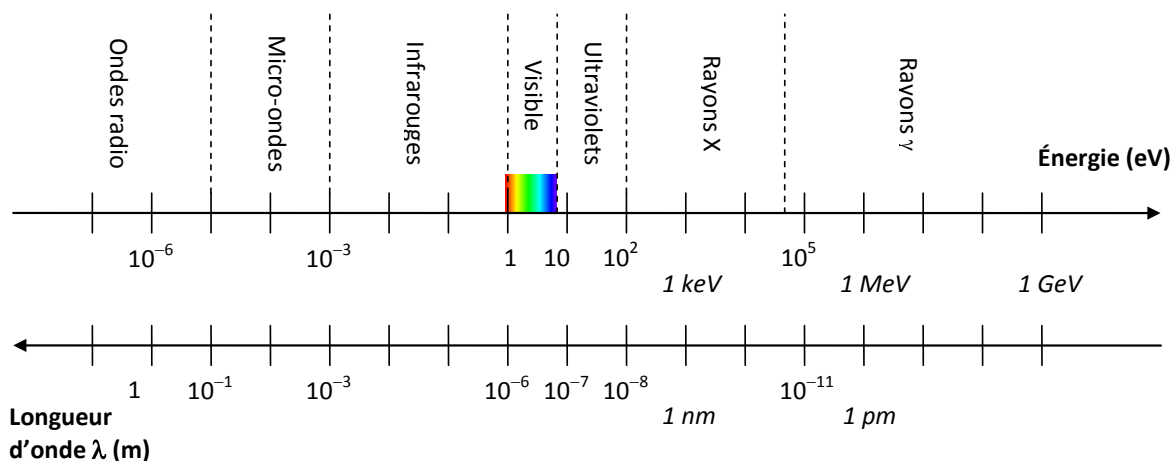


Figure 1.1 – Spectre électromagnétique de la lumière. Les rayons X et gamma sont des particules de fortes énergies, dont la longueur d’onde est l’ordre de grandeur des distances interatomiques ou atomiques.

Chaque domaine du spectre électromagnétique nous renseigne sur des types d’astres ou de phénomènes astronomiques différents [Brahic 2008]. La lumière visible est un indicateur de température et de masse des étoiles. La lumière infrarouge nous délivre des informations sur les

[^] 1 électronvolt = $1,602 \cdot 10^{-19}$ J

régions et les astres froids de l’Univers comme le milieu interstellaire, les premiers pas de la formation des étoiles, et les disques de gaz et de poussières qui les entourent pour donner naissance aux planètes. À l’opposé, la lumière X rend compte des gaz surchauffés par des phénomènes violents. L’intérêt du rayonnement X ou gamma pour l’astronomie est également son fort pouvoir pénétrant. Ainsi, dans des zones de forte densité de matière, seuls les photons γ peuvent émerger et parvenir jusqu’à nous. Ces régions du ciel obscurcies à d’autres longueurs d’onde, comme le centre de notre galaxie, nous sont accessibles aujourd’hui. Les deux paragraphes suivants décrivent les astres et les processus physiques observables exclusivement dans le domaine des hautes énergies.

1.1.2 Les sources astronomiques dans les domaines X et gamma

Une partie du rayonnement gamma est d’origine stellaire. Les astres « gamma » connus sont pour la plupart des étoiles au stade ultime de leur évolution [Paul 1997]. Une étoile de faible masse comme notre Soleil dégénère en naine blanche. Si elle évolue dans un système binaire, elle peut capturer les couches externes de son étoile compagnon. La matière qui s’effondre sur l’étoile compacte s’échauffe et se comprime au point de déclencher des réactions thermonucléaires explosives ; ce phénomène est appelé nova ou supernova thermonucléaire suivant son intensité. Une étoile de forte masse quant à elle synthétise au cours de sa vie des éléments de plus en plus lourds. Lorsque le noyau central est en fer, plus aucune réaction thermonucléaire ne peut apporter d’énergie pour contrebalancer les forces de gravitation. Le noyau s’effondre sur lui-même en un instant. Quand la densité atteint celle d’un noyau atomique, les forces de répulsion nucléaires entrent en jeu : les couches externes qui avaient été entraînées par l’effondrement central rebondissent violemment. Une fantastique onde de choc remonte jusqu’à la surface de l’étoile, produisant une supernova gravitationnelle. À la place de l’étoile, il reste ensuite un **objet compact**, source d’émissions gamma : une étoile à neutrons ou un trou noir. Les jeunes vestiges de supernovae — thermonucléaires ou gravitationnelles — sont visibles dans les domaines X et gamma, en raison des fortes accélérations de particules et des raies émises lors de la nucléosynthèse explosive des radionucléides lourds comme le cobalt 56 ou le titane 44. Certaines étoiles à neutrons en rotation rapide émettent un rayonnement X périodique au rythme de leur rotation et sont dénommés pulsars.

Outre les sources gamma liées à des étoiles, une partie du rayonnement gamma provient du milieu interstellaire de la Voie Lactée. Le rayonnement gamma interstellaire est produit par des positons, des radionucléides et des particules accélérées de haute énergie. Ces ingrédients peuvent être d’origine stellaire comme les radionucléides nés dans les supernovae mais, lorsque les vestiges sont complètement dissous dans le milieu interstellaire, on ne les attribue plus à une source stellaire particulière. En dehors de la Voie Lactée, quelques pourcents de l’ensemble des galaxies produisent des émissions gamma détectables. Ces galaxies sont regroupées sous le terme de **noyaux actifs de**

galaxies (AGN, *active galactic nuclei*). La source gamma dans ces régions est un trou noir supermassif au centre de la galaxie.

1.1.3 Les phénomènes violents de l’univers

D’un côté, les émissions des raies spectrales gamma nucléaires proviennent de la désintégration de nucléides, des collisions d’atomes ou de l’annihilation de particules. De l’autre côté, les émissions à spectres continus dans les domaines X et gamma sont attribuées essentiellement à deux phénomènes violents très énergétiques, à savoir l’accrétion de plasmas et l’accélération de particules.

L’accrétion des plasmas de haute température

L’accrétion est le phénomène de capture de matière par un corps céleste. Au cours de ce processus, la matière à l’état de gaz acquiert de l’énergie dans le champ de gravitation de ce corps. Pour produire des débits d’énergie abondants et observables dans les domaines X et gamma, il faut que l’astre soit une étoile à neutron ou un trou noir dans un système binaire d’étoiles proches. Ce sont alors les couches externes de l’étoile compagne qui sont transférées vers l’objet compact en formant un disque d’accrétion autour de celui-ci, comme illustré sur la Figure 1.2. Les électrons sont chauffés par leur interaction coulombienne avec les ions du plasma à des températures d’autant plus élevées qu’ils se rapprochent de l’objet compact. Ils émettent alors de la lumière suivant la loi du rayonnement du corps noir. Au centre du disque, les températures peuvent atteindre 10^8 – 10^9 K et le rayonnement peut être observé dans le domaine X[▼]. Le mouvement des ions est peu affecté par la présence des électrons et des photons, de sorte qu’ils restent dans le plan du disque d’accrétion jusqu’à « tomber » sur l’objet compact. En revanche, les électrons, de par leurs multiples interactions avec les ions et les photons, forment une couronne autour du trou noir ou de l’étoile à neutron. À ce niveau, ils perdent leur énergie par diffusion sur les photons (effet Compton inverse) et produisent ainsi un rayonnement visible dans le domaine gamma.

L’accélération des particules par ondes de chocs

Toute particule chargée animée d’un mouvement de vecteur accélération non nul produit un rayonnement électromagnétique dont la longueur d’onde est d’autant plus courte que l’énergie de la particule est élevée [Landau 1972]. Ce rayonnement, dénommé rayonnement d’accélération, est le mode le plus général de production de photons γ à spectres continus. Les phénomènes d’accélération de particules se produisent généralement en présence d’**ondes de chocs**, lorsque les particules rencontrent un gaz au repos alors qu’elles ont une vitesse supérieure à la célérité du son dans ce gaz. Les ondes de chocs se rencontrent dans divers sites cosmiques. L’exemple le plus proche de nous est l’interface entre le vent solaire supersonique et la magnétosphère terrestre. Les étoiles

▼ Selon la loi de Planck, un corps noir de température T émet un spectre de lumière telle que l’énergie la plus probable des photons vaut $E = kT$, où k est la constante de Boltzmann, soit 9 keV à 10^8 K.

massives sont également à l’origine d’éjections de matière à des vitesses largement supersoniques, que ce soit de manière explosive, lors de supernova, ou d’une manière continue, sous la forme de vents stellaires. Dans les deux cas, les interfaces entre le milieu interstellaire et la matière éjectée comptent parmi les sites cosmiques les plus favorables à la formation de chocs. Enfin, des chocs se rencontrent vraisemblablement dans les jets hautement supersoniques produits par les trous noirs accrétants qu’ils soient de masse stellaire au sein de systèmes binaires (cas de la Figure 1.2) ou ultra-massifs au cœur des noyaux actifs de galaxies.

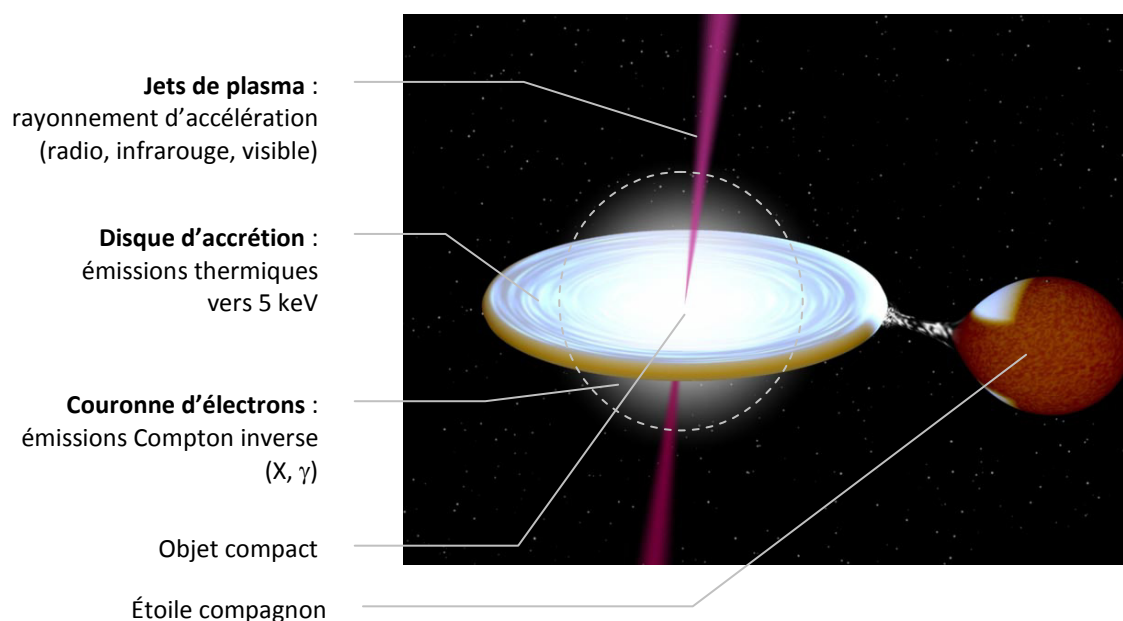


Figure 1.2 – Vue d’artiste d’un système binaire X et identification des principales sources de lumière (Contribution de Jérôme Rodriguez).

L’étude de ces phénomènes complexes et de leur origine pour comprendre les lois de la physique et de l’Univers justifie le développement de techniques d’observation propres aux domaines X et gamma.

1.2 Les techniques d’observation du rayonnement astronomique X et gamma

1.2.1 Des télescopes spatiaux, une nécessité et une contrainte

S’affranchir de l’atténuation atmosphérique

L’essor de l’astronomie multi-longueur d’onde est fortement lié au développement des véhicules spatiaux. L’atmosphère atténue tous les rayonnements hormis la lumière visible et les

ondes radio, comme l’illustre la Figure 1.3. En dépit de leur grand pouvoir de pénétration, les rayons γ sont totalement absorbés par l’atmosphère terrestre. Nous sommes contraints de nous élever au-dessus de 30 km d’altitude pour détecter des photons cosmiques d’énergie supérieure à 1 MeV. À partir des années 1950, les premiers instruments pour les observer sont embarqués dans des ballons stratosphériques. Le développement des techniques spatiales permet progressivement d’avoir accès à tous les domaines spectraux sur de longues périodes d’observation. L’ère de l’astronomie gamma spatiale commence à la fin des années 1960 avec les satellites américains Oso 3 et Sas 2 puis le satellite européen Cos B qui observent l’émission gamma de notre galaxie.

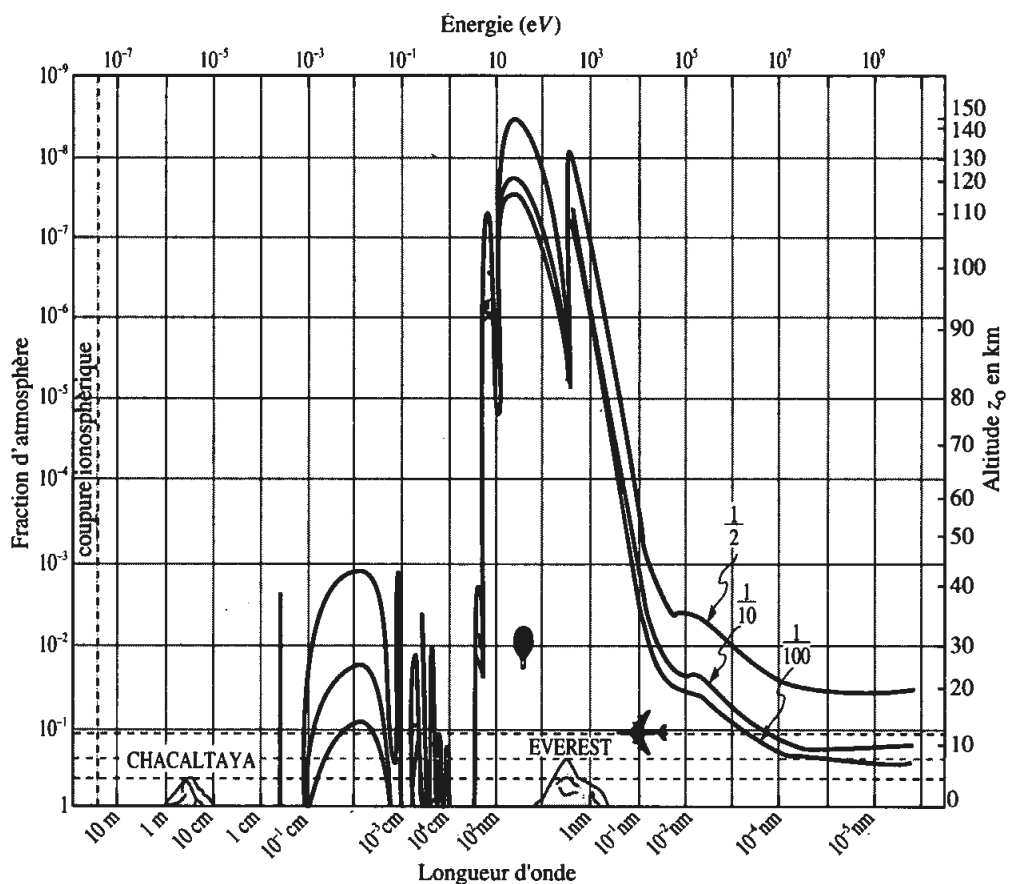


Figure 1.3 – Atténuation du rayonnement électromagnétique par l’atmosphère terrestre [Léna 1996].

L’environnement spatial radiatif et ses effets sur les équipements

Le développement d’instruments spatiaux est bien particulier car l’espace est un environnement hostile. En outre, la fiabilité des systèmes est indispensable car l’intervention humaine en cas de défaillance n’est pas envisageable. En dehors des contraintes mécaniques de chocs et de vibrations imposées par les lanceurs de satellites et les gradients thermiques importants une fois dans l’espace, les équipements sont soumis à un environnement radiatif très nuisible. Les milieux les plus agressifs se rencontrent dans les ceintures de radiation de la Terre où des particules

chargées, provenant du rayonnement cosmique ou du vent solaire, sont confinées sous l’effet du champ magnétique terrestre. Ces **ceintures de Van Allen** forment deux zones distinctes de la magnétosphère. Les ceintures internes de 700 à 10 000 km d’altitude contiennent essentiellement des protons d’origine cosmique qui ont pu atteindre les régions les plus proches de la Terre de par leur très grande énergie, supérieure à 100 MeV. Les ceintures externes de 13 000 à 65 000 km d’altitude, plus larges et plus instables, contiennent essentiellement des électrons d’origine solaire dont les énergies peuvent atteindre quelques MeV. Les particules de ces ceintures se déplacent en permanence à grande vitesse entre les pôles nord et sud de la magnétosphère. Les valeurs d’altitude sont données à titre indicatif car la répartition des particules est en fait continue. L’Office national d’études et de recherches aérospatiales (Onera) a modélisé la densité des protons et des électrons de plus forte énergie en fonction de leur distance au centre de la Terre (voir Figure 1.4).

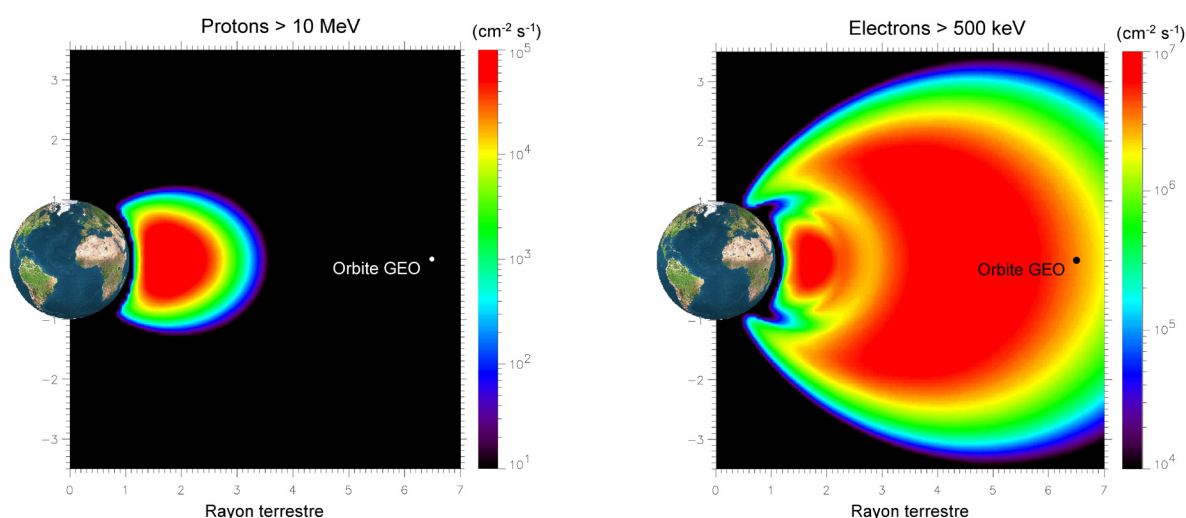


Figure 1.4 – Profil de densité des protons d’énergie supérieure à 10 MeV et des électrons d’énergie supérieure à 500 keV dans la magnétosphère, en fonction de la distance au centre de la Terre, exprimée en nombre de rayons terrestres ($R_T = 6400 \text{ km}$). L’orbite géostationnaire, utilisée par exemple pour les satellites de météorologie ou de télécommunications, se situe dans les ceintures externes de Van Allen (Crédit Onera).

Tous les composants électroniques subissent les effets des radiations dans l’espace. Lorsqu’une particule ionisante traverse un circuit intégré numérique, que ce soit un microprocesseur ou une mémoire, suffisamment de charges peuvent être libérées pour qu’un bit change d’état (phénomène de *bit-flip*). Une particule chargée peut également créer au sein d’un composant une ligne de courant parasite le long de sa trajectoire, ce qui peut entraîner un claquage suivi éventuellement de la destruction du composant (phénomène de *latch-up*). Hormis ces événements singuliers, la dose de rayons cosmiques reçue au cours de la mission spatiale peut dégrader progressivement les performances d’un circuit. Nous devons donc évaluer la tenue aux radiations des dispositifs que nous concevons.

Les effets de l’environnement sur les détecteurs

Les radiations de l’environnement sont la cause principale de perte de sensibilité des instruments X et gamma. Les détecteurs sont bombardés par des particules de forte énergie qui les éblouissent ; en d’autres termes, celles-ci constituent un fond qui s’additionne aux photons des sources astronomiques. Ces particules sont des photons γ , des protons, des électrons, des positons, des neutrons, des particules α qui sont issus de l’interaction du rayonnement cosmique avec les matériaux environnant les instruments. Pour s’affranchir de ce fond, important dans les missions γ , une méthode consiste à détecter le passage des radiations sans chercher à les bloquer. Dans ce but, on enveloppe les couches sensibles du dispositif par ce que l’on appelle un **blindage actif** ; lorsque celui-ci détecte une particule passante, il produit un signal interrompant l’acquisition des données ou il marque d’un **veto** les données acquises pendant une durée prédéfinie pour éviter de comptabiliser les événements que les rayonnements parasites produisent dans les détecteurs. Cette technique de protection est utilisée pour la mission Simbol-X présentée au Chapitre 2.

1.2.2 Définition des grandeurs caractéristiques des télescopes

Ce paragraphe introduit les paramètres clés qui permettent de comparer les différentes techniques d’observation du rayonnement X ou gamma.

Sensibilité

Sur le détecteur d’un télescope, le signal d’une source est superposé au signal du fond (*background*). On distingue le **fond cosmique** X constitué de photons X et gamma provenant de la région du ciel observée mais pas d’une source identifiée, et le **fond interne** issu essentiellement de l’interaction des protons cosmiques avec les matériaux du satellite. En mesurant le fond, on en déduit par soustraction le flux de la source. Les photons de la lumière X et gamma et les particules cosmiques étant détectés un à un, on évalue les flux en nombre de coups. Le calcul du nombre de coups de la source n_s^{cal} est entaché d’incertitudes dues à la fluctuation statistique du nombre n^{obs} de coups observés et à l’erreur d’estimation du nombre n_B^{mod} de coups de fond modélisé. Les sources d’incertitude étant indépendantes, elles se somment quadratiquement :

$$\left(\Delta n_s^{cal}\right)^2 = \left(\Delta n^{obs}\right)^2 + \left(\Delta n_B^{mod}\right)^2 \quad (1.1)$$

Le nombre de coups observés suit une loi statistique de Poisson, de sorte que sa variance $\left(\Delta n^{obs}\right)^2$ est égale à sa valeur moyenne n^{obs} . L’erreur de modélisation du fond peut se mettre sous une forme similaire, en définissant un rapport a traduisant la précision du modèle (la valeur prise est généralement 0,3) :

$$\begin{cases} \left(\Delta n^{obs}\right)^2 = n^{obs} = n_s^{obs} + n_B^{obs} \\ \left(\Delta n_B^{mod}\right)^2 = a n_B^{mod} \quad 0 < a < 1 \end{cases} \quad (1.2)$$

Le niveau de confiance de la mesure du nombre de coups de la source est défini par la quantité :

$$k_\sigma = \frac{n_s^{cal}}{\Delta n_s^{cal}}$$

En utilisant les relations (1.1) et (1.2) et en supposant que le nombre calculé de coups de la source est proche de celui observé ($n_s^{cal} \approx n_s^{obs} \approx n_s$) et que le modèle du fond est proche de l’observation ($n_B^{mod} \approx n_B^{obs} \approx n_B$), on obtient l’expression caractéristique :

$$k_\sigma = \frac{n_s}{\sqrt{n_s + (1+a)n_B}} \quad (1.3)$$

La **sensibilité** d’un télescope est le flux de la plus faible source détectable. Par convention, on dira qu’une source X ou gamma est détectée si son flux est mesuré avec un niveau de confiance de 3σ ($k_\sigma = 3$) après un temps d’exposition de 1 Ms. Dans une bande d’énergie donnée, elle s’exprime en $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ [♦] ou en $\text{photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$. Les astronomes ont introduit l’unité crab, correspondant au flux de la nébuleuse du Crabe qui est la source la plus brillante du ciel gamma. Le flux d’une source, et par suite la sensibilité d’un télescope, s’exprime de façon usuelle en fraction de crab.

Au bout d’un temps d’observation T, le nombre de coups détectés de la source dépend de son flux N_s en $\text{photons.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ et de la **surface efficace de collection** A_{coll} du télescope. Dans le même temps, le nombre de coups détectés du fond qui se superposent à la source dépend de son flux N_B en $\text{coups.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ et de la **surface efficace de détection** A_{det} du télescope sur laquelle est projetée la source. On peut écrire, en considérant des valeurs moyennes dans une bande d’énergie donnée :

$$\begin{cases} n_s = N_s T A_{coll} \\ n_B = N_B T A_{det} \end{cases} \quad (1.4)$$

Les équations (1.3) et (1.4) conduisent à l’expression :

$$k_\sigma = \sqrt{T} \frac{N_s A_{coll}}{\sqrt{N_s A_{coll} + N_B A_{det}}} \quad (1.5)$$

Nous voyons avec cette équation que l’incertitude sur la mesure de flux de la source diminue avec la racine carrée du temps d’observation.

♦ 1 erg = 10^{-7} J

Résolution angulaire

La **résolution angulaire** α est la distance angulaire minimale entre deux sources que le télescope sépare. Les sources éloignées d’une distance angulaire supérieure à α sont dites résolues par le télescope.

La **précision de localisation angulaire** β dépend de la résolution angulaire α et du niveau de confiance n_σ de la mesure du flux d’une source défini par l’équation (1.3). Elle est d’autant meilleure que la source est brillante. Une expression simplifiée de cet angle est la suivante :

$$\beta \approx \frac{\alpha}{\sqrt{k_\sigma}}$$

Dans un système optique réel qui focalise la lumière sur une surface collectrice, l’image d’un point du ciel dans le plan focal n’est pas un point mais une tâche dite **tâche focale** ou **PSF** (*point spread function*). Le diamètre d de la tâche focale est directement lié à la résolution angulaire et à la longueur focale du télescope f par l’équation :

$$d = f \tan \alpha \quad (1.6)$$

Les résolutions angulaires énoncées par la suite correspondent à la largeur à mi-énergie (HEW, *half energy width*), c’est-à-dire que 50 % de l’énergie reçue d’une source ponctuelle à une longueur d’onde donnée est contenue dans le disque de diamètre d .

Champ de vue

Le champ de vue est l’angle solide sous lequel est observé le ciel par le télescope. Il s’exprime en stéradian ou en degré carré. La transmission des télescopes étant une fonction continue de la distance à l’axe de visée, le champ de vue est généralement défini comme la région du ciel observée avec une sensibilité supérieure à 50 % de la sensibilité sur l’axe optique. Pour un système de focalisation, le champ de vue A s’exprime en fonction de la longueur focale du télescope f et du diamètre D du miroir ou de la lentille, de façon analogue à l’équation (1.6),:

$$A = \arctan \frac{D}{f} \quad (1.7)$$

1.2.3 Technique de masque codé dans le domaine gamma

Avec sa longueur d’onde très inférieure aux distances interatomiques, le rayonnement gamma ne peut pas être réfléchi ou réfracté. Les systèmes de miroirs ou de lentilles utilisés dans les autres domaines spectraux se révèlent inefficaces. Or, ce sont grâce à de telles optiques que l’on peut former des images du ciel sur un détecteur. De plus, la très bonne sensibilité des télescopes à miroirs ou à lentilles provient du fait que le rayonnement émis par les astres est concentré au moyen de grandes structures réfléchissantes sur des surfaces sensibles beaucoup plus petites. Puisque cette

approche est impraticable dans le domaine gamma, les astronomes en sont réduits à accroître démesurément le détecteur pour qu’il joue lui-même le rôle de zone collectrice.

Le dispositif actuellement le plus judicieux pour localiser les sources gamma est l’ouverture codée. Un masque codé est un motif pseudo-aléatoire d’éléments opaques ou transparents au rayonnement γ . Une source à l’infini projette sur la zone utile du détecteur une « ombre » caractéristique de son emplacement dans le champ de vue du détecteur (voir Figure 1.5). L’image globale enregistrée sur le plan de détection est la convolution par le masque codé de l’image du ciel comportant plusieurs sources. Les masques de type URA (*uniformly redundant array*) permettent de reconstruire, par un algorithme de déconvolution, la position des sources de manière unique, en minimisant l’influence du bruit de fond [Fenimore 1978]. Cette technique fait partie des méthodes d’imagerie indirecte, contrairement aux systèmes optiques pour lesquels l’image sur le plan de détection est directement une image de la région du ciel observée. La résolution angulaire d’un télescope à masque codé est directement liée à la taille ℓ des pavés du masque et la distance H entre le masque et le détecteur [Léna 1996, p 172] :

$$\alpha = \arctan\left(\frac{\ell}{H}\right) \quad (1.8)$$

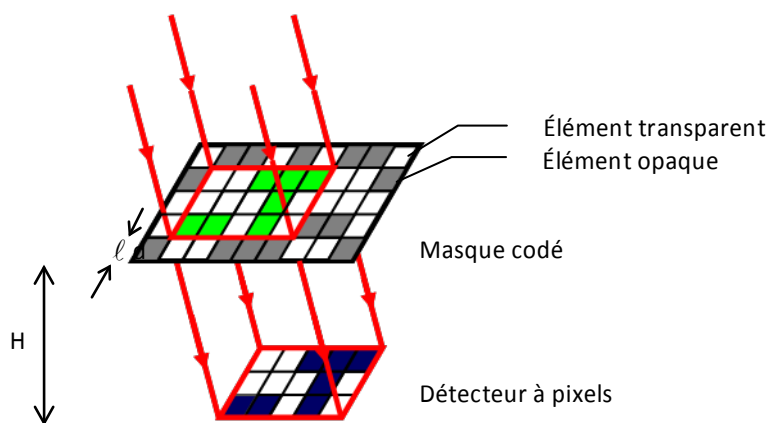


Figure 1.5 – Principe d’un télescope gamma à masque codé. La lumière gamma des sources astronomiques est vue à travers un masque. L’ombre projetée d’une source sur le plan détecteur est caractéristique de sa direction incidente. L’image globale enregistrée est la convolution de l’image du ciel par le masque codé. Une opération de déconvolution permet de reconstruire l’image gamma d’origine de la région du ciel observée.

Dans la première génération de télescopes gamma, le fond était mesuré en dépointant légèrement le télescope vers une région du ciel vide de sources. Pour modéliser le fond se superposant au signal de la source, on supposait que ce fond était uniforme sur les 2 régions du ciel voisines observées. La nouvelle technique du masque codé a l’avantage de mesurer le fond et la source simultanément, c’est-à-dire dans les mêmes conditions : les projections des zones transparentes du masque sur le détecteur contiennent à la fois le signal de la source et le bruit de

fond, tandis que les projections des zones opaques ne contiennent que le signal du fond. La sensibilité s’en trouve améliorée car les modèles de fond sont plus précis (coefficient α dans l’équation 1.3). Cependant, elle est limitée par le fait que le nombre de coups du fond est bien supérieur aux coups de la source ($n_B \gg n_S$) pour un temps d’observation donné, et ceci pour deux raisons. D’une part, le flux du fond interne dans le domaine γ est supérieur au flux de la source (dans l’équation 1.5 $N_B > N_S$). D’autre part, la surface de collection donnée par les zones transparentes du masque codé et la surface efficace de détection sont du même ordre de grandeur ($A_{coll} \approx 2 A_{det}$). Au final, les meilleurs télescopes gamma à masque codé ont une sensibilité entre 10^{-6} et 10^{-5} photons.cm⁻².s⁻¹.keV⁻¹, c’est-à-dire entre 0,1 et 1 mcrab, à partir de 20 keV.

La technique d’imagerie par masque codé a été utilisée à partir des années 1990 pour réaliser des télescopes spatiaux à l’origine de découvertes majeures pour l’astrophysique des hautes énergies. En 1989, le satellite russe Granat est lancé ; il embarque le télescope français Sigma [Roques 1990]. La résolution angulaire de ce télescope a permis notamment de découvrir que le trou noir supermassif de notre galaxie nommé Sagittarius A*, visible dans le domaine radio, émettait anormalement peu de photons gamma [Goldwurm 1994]. En 2002, l’agence spatiale européenne (Esa, *European space agency*) met en orbite l’observatoire Integral avec à son bord le télescope Ibis [Ubertini 2003]. Celui-ci est constitué d’un masque codé distant de 3,2 m de deux plans détecteurs, l’un en CdTe nommé Isgri pour la bande de 15 keV à 1 MeV, l’autre en CsI nommé Picsit et sensible de 150 keV à 10 MeV. Les pavés du masque ont 1,12 cm de côté, ce qui conduit à une résolution angulaire de 13 arcmin, d’après l’équation (1.7). Ibis a notamment mis en évidence les raies de nucléosynthèse du titane 44 dans la supernova Cassiopeia A [Renaud 2006] et la polarisation de la lumière émise par le pulsar du Crabe [Forot 2008]. En 2004, l’agence spatiale américaine (Nasa, *National aeronautics and space administration*) lance le satellite Swift embarquant le télescope Bat. Celui-ci est équipé d’une ouverture à masque codé et d’un plan de détection en CdZnTe pour couvrir la bande de 15 à 150 keV avec une résolution angulaire de 17 arcmin [Barthelmy 2000]. La mission de ce satellite est de détecter et d’identifier, mieux que ses prédécesseurs*, les **sursauts gamma**, qui sont des bouffées de rayons gamma apparaissant dans n’importe quelle région du ciel pendant un bref instant. Ces phénomènes très énergétiques seraient liés à l’explosion d’étoiles situées à des distances cosmologiques, donc parmi les premières étoiles créées dans l’Univers [Piran 2004, Mészáros 2006]. La mission franco-chinoise Svom, actuellement en phase de conception pour un lancement vers 2013, a également pour objectif l’étude des sursauts gamma [Götz 2009-1]. La caméra Eclairs détecte l’émission prompt des sursauts dans le domaine gamma, qui dure entre 0,1 et 100 secondes suivant les sources. Les télescopes X à bord affinent la position du sursaut de par leur meilleur pouvoir de séparation angulaire. Le satellite alerte alors les télescopes au sol pour observer dans les autres domaines de longueurs d’onde (du domaine radio au domaine X) les

* L’instrument Batse à bord du satellite Compton Gamma-Ray Observatory (1991-2000), la caméra à grand champ du satellite italo-hollandais BeppoSax (1996-2002) et la caméra du satellite HETE-2 lancé en 2000.

émissions rémanentes produites par cette source pendant plusieurs jours avant de s’éteindre. Un concept similaire est développé par la Nasa avec la mission *EXIST* [Grindlay 2009]. La caméra *ECLAIRS* appartient à la dernière génération de caméra gamma à masque codé. Son **seuil bas** de détection, c’est-à-dire l’énergie minimale des photons qu’elle peut détecter, est de 4 keV au lieu de 15 keV pour *ISGRI*, grâce aux progrès sur les détecteurs en CdTe et leur électronique de lecture. La précision de localisation est de 10 arcmin pour les sources faibles et quelques minutes d’arc pour les sources brillantes. Dans le domaine X, les miroirs à incidence rasante offrent une résolution angulaire de l’ordre de quelques secondes d’arc.

1.2.4 Technique d’incidence rasante dans le domaine X

Les surfaces métalliques absorbent les rayons X qui arrivent en incidence normale. Cependant, elles peuvent réfléchir totalement ces rayons s’ils arrivent en incidence rasante (avec un angle inférieur à 1° par rapport à la surface). Ainsi, des miroirs attaqués en incidence rasante peuvent concentrer les rayons X vers un plan focal où ils seront détectés. La configuration géométrique de *Wolter I* combine un miroir de section parabolique prolongé d’un miroir de section hyperbolique [Wolter 1952]. Les photons d’une source à l’infini subissent deux réflexions avant de former une image au foyer commun des deux miroirs. Le rayon R du miroir, la distance focale f et l’angle d’attaque θ par rapport à la surface du premier miroir, représentés sur la Figure 1.6, sont reliés par l’expression :

$$\tan 4\theta = \frac{R}{f} \quad (1.9)$$

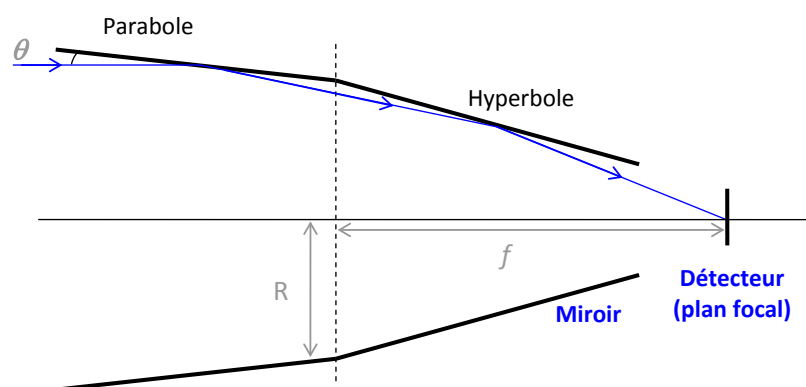


Figure 1.6 – Principe d’un télescope X fonctionnant avec des miroirs en incidence rasante. Dans une optique de *Wolter I*, les rayons X sont concentrés sur la surface focale après 2 réflexions sur le miroir parabolique et le miroir hyperbolique. Cette configuration garantit la distance focale f minimale pour une ouverture donnée.

La réflexion totale des rayons X n’est possible que pour des faibles angles θ . Sur la Figure 1.7, nous voyons que la réflectivité d’un miroir *Wolter I* s’écroule au-delà d’une énergie caractéristique,

d’autant plus faible que l’angle est élevé. Autrement dit, pour une énergie donnée E , il existe un angle critique θ_c au-delà duquel la focalisation des photons d’énergie E n’est plus possible. La valeur de cet angle est inversement proportionnelle à l’énergie et dépend de la densité ρ du matériau réfléchissant :

$$\theta_c \propto \frac{\sqrt{\rho}}{E} \quad (1.10)$$

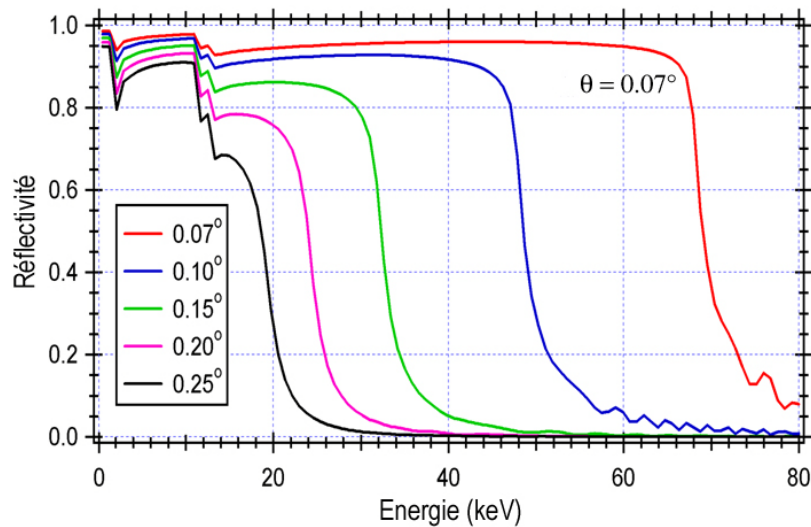


Figure 1.7 – Réflectivité d’un miroir type Wolter I avec un revêtement de platine en fonction de l’énergie pour différents angles d’incidence θ définis par rapport à la surface du miroir parabolique (Contribution de Giovanni Pareschi).

Grâce aux progrès accomplis dans la réalisation des surfaces réfléchissantes, cette technique s’est généralisée depuis la fin des années 1970 pour focaliser les photons X cosmiques dont l’énergie est inférieure à une dizaine de keV. La surface efficace de collection d’un miroir Wolter I vaut :

$$A_{coll} = \pi \eta_R^2 (f \sin 4\theta_c)^2 \quad (1.11)$$

où η_R est la réflectivité du miroir [de Korte 1988]. La surface efficace est la caractéristique du miroir à optimiser pour collecter le flux des sources astronomiques le plus grand possible. Dans le cas d’un miroir utilisé en incidence rasante, elle correspond à un faible anneau autour de la coque cylindrique du miroir ; elle est beaucoup plus faible que la section du miroir (πR^2). Pour augmenter la surface efficace du système optique, l’idée est d’emboîter plusieurs coques concentriques les unes dans les autres, de même focale mais de diamètre de plus en plus faible, comme illustré sur la Figure 1.8.

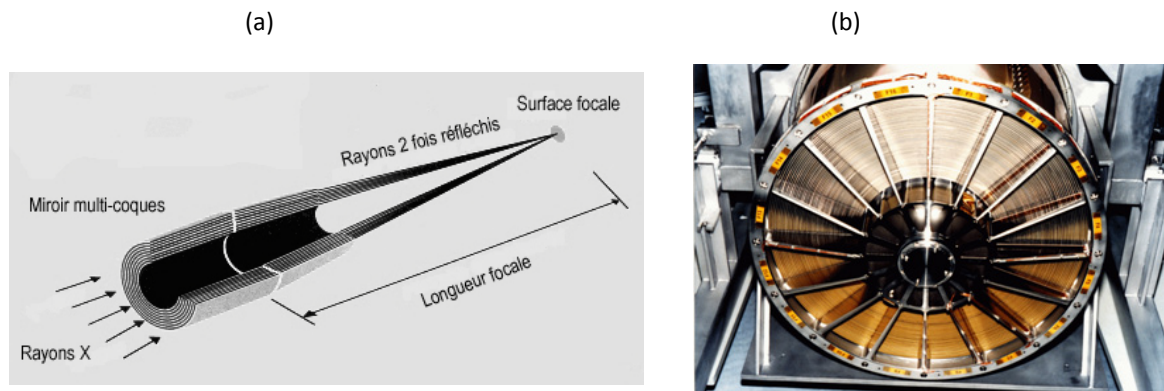


Figure 1.8 – Télescope X basé sur un miroir multicoque pour une importante surface efficace. (a) Schéma de principe des coques confocales en configuration Wolter I. (b) Réalisation d'un miroir multicoque pour la mission XMM-Newton (Crédit Esa).

Les missions BeppoSax et Swift comportent, en plus de leur caméra gamma à masque codé, des télescopes X intégrant des miroirs Wolter I développés par l’Observatoire d’astronomie de Brera en Italie. Cette équipe de recherche a également développé les miroirs du satellite XMM-Newton de l’Esa lancé en 1999 et encore actif 10 ans plus tard [Jansen 2001]. Les 3 télescopes de la mission comportent des miroirs constitués de 58 coques concentriques en nickel et recouvertes d’une fine couche d’or ; la surface collectrice importante de 1500 cm^2 à 1 keV est obtenue grâce au nombre de coques. Le diamètre des miroirs, de 30 cm à 70 cm suivant les coques, et la distance focale de 7,5 m permettent de collecter des photons jusqu’à 10 keV environ. La résolution angulaire des miroirs d’XMM est de 15 arcsec HEW à 1 keV. D’après l’équation (1.6), cela correspond à une tâche focale sur le détecteur de 0,5 mm de diamètre à 1 keV. Le flux d’une source ponctuelle est détecté sur une surface bien plus faible que la surface efficace de collection du miroir ($A_{det} \ll A_{coll}$ dans l’équation 1.5). En conséquence, le nombre n_B de photons du fond cosmique ou de particules du fond interne collecté sur la même période et la même surface est minimisé par cette technique de focalisation. De plus, une source astronomique émet davantage de photons n_S dans le domaine X que dans le domaine gamma. Ceci explique pourquoi la sensibilité des télescopes X est 100 fois meilleure que celle des télescopes gamma actuels. Elle vaut entre 10^{-8} et $10^{-7} \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$, c’est-à-dire entre 0,1 et 1 μCrab , jusqu’à 8 keV.

Le télescope Chandra, contemporain à XMM-Newton, a une surface efficace moins importante que ce dernier (800 cm^2 à 0,25 keV et 400 cm^2 à 5 keV) mais une meilleure résolution angulaire, de quelques secondes d’arc, 100 fois meilleure que celle d’Ibис dans Integral. En contrepartie, le champ de vue de tous ces télescopes X est de l’ordre de 1 degré² de diamètre tout au plus (disque de 1° de diamètre), contre 360 degrés² (carré de 19° de côté) pour le champ de vue d’Ibис. Cela signifie que pour cartographier une région du ciel de la taille du champ de vue d’Ibис, la sensibilité des télescopes X leur permet de détecter des sources au bout d’un temps d’observation

plus faible que les télescopes gamma (cf. équation 1.5) mais leur faible champ de vue requiert plusieurs opérations de pointage et plusieurs séries d’observation pour couvrir toute la région.

Après avoir fait un panorama des télescopes spatiaux X et gamma actuellement en fonctionnement, je vais montrer l’intérêt d’une nouvelle génération d’instruments pour les futures découvertes de l’astronomie dans ce domaine spectral.

1.3 Les nouveaux télescopes pour l’astronomie des hautes énergies

1.3.1 Intérêt de la bande spectrale 20 – 50 keV pour l’astrophysique

Extrémum du fond cosmique X

Dès les premières observations des rayons X du ciel, les astrophysiciens ont mis en évidence la présence d’un fond diffus de rayons X d’origine inconnue. Provenait-il d’une multitude de sources non résolues ? Si oui, quelle était leur nature ? Sinon, était-il émis par un gaz très chaud présent entre les galaxies. Les satellites Rosat et Chandra ont montré que 90 % du fond diffus en dessous de 2 keV est dû à des sources ponctuelles, ainsi que 60 % du fond diffus entre 2 et 5 keV. XMM-Newton, de par ses capacités d’imagerie et de spectroscopie au-delà de 5 keV, a attribué 60 % du fond diffus dans la bande de 5 à 10 keV à des noyaux actifs de galaxies abritant un trou noir supermassif brillant dans ce domaine X. Les images de la Voie Lactée prises avec *Isgri* révèlent que l’essentiel de l’émission de notre galaxie au-delà de 20 keV est due à des sources compactes [Lebrun 2004]. L’origine du fond diffus au-delà de 10 keV n’a pas été identifiée dans les autres régions du ciel. Or, il s’avère que le flux de cette émission de lumière est maximal à 30 keV, avec plus de 50 % du flux en énergie compris entre 20 et 50 keV. La plupart des noyaux actifs de galaxies sont en fait obscurcis par une grande quantité de matière froide qui entoure le noyau actif et qui ne permet pas d’observer la source centrale d’énergie de façon directe. Ceux dont la densité de matière environnante est suffisamment faible peuvent être observés par les télescopes X actuels. En revanche, pour ceux dont la densité de matière est optiquement opaque à la diffusion Compton (*Compton thick AGN*), il faut des instruments aussi sensibles mais dans un domaine de longueurs d’onde plus pénétrantes, c’est-à-dire pour des énergies au-delà de 10 keV. On estime que cette population représente 50 % des noyaux actifs de galaxie enfouis [Treister 2009]. La connaissance exacte de cette fraction de population est importante pour contraindre les modèles d’évolution cosmologique de ces galaxies.

Transition des processus physiques

La région spectrale autour de 30 keV est également importante pour les astrophysiciens car les processus d’origine purement thermique (comme le rayonnement du corps noir) ne se produisent pas au-delà de cette énergie. Les télescopes X observent ce type de rayonnement auquel se superposent d’autres émissions provenant de processus physiques non thermiques comme l’accélération relativiste. Les télescopes gamma observent sans ambiguïté le rayonnement non

thermique. Cependant, du fait de la sensibilité moyenne des caméras à ouverture codée, ils ne fournissent des informations complémentaires à celles des télescopes X que pour les sources les plus brillantes. Généralement, c’est à 30 keV que les astronomes placent la frontière virtuelle entre les rayons X et les rayons gamma, en raison de cette transition des processus physiques observés. Le terme **X dur** est également communément employé pour désigner la bande spectrale 20 – 50 keV.

1.3.2 Les besoins en instrumentation

Sensibilité

Les télescopes utilisant la technique d’imagerie directe avec des miroirs en incidence rasante ont des sensibilités de l’ordre du microcrab jusqu’à 8 keV, tandis que les télescopes d’imagerie indirecte à masque codé ont des sensibilités de l’ordre du millicrab au-dessus de 20 keV. Au regard des problématiques énoncées au paragraphe 1.3.1, les télescopes pouvant contribuer aux futures découvertes en astrophysique des hautes énergies doivent avoir une sensibilité de l’ordre du μ crab dans la bande 8 – 50 keV. Pour des sources déjà visibles avec des télescopes à masque codé, une sensibilité plus faible signifie des temps d’observation plus courts, ce qui s’avère également intéressant pour étudier la variabilité de ces sources.

Résolution angulaire

La résolution angulaire des instruments à masque codé donnée par l’équation (1.8) est de l’ordre de la minute d’arc tandis que celle des télescopes à miroirs est de l’ordre de la seconde d’arc. Cette même résolution à des énergies supérieures à 10 keV est intéressante pour identifier de nouvelles sources ponctuelles qui contribuent au fond diffus cosmique X. Elle permettrait également de réaliser des images détaillées à haute énergie des sources non ponctuelles comme Cassiopeia A (~ 80 arcsec de diamètre), afin d’étudier les mécanismes d’accélération dans un domaine où ils peuvent être observés sans confusion avec le rayonnement thermique [Decourchelle 2007]. Elle est enfin très recherchée pour faire des cartographies de la région du centre galactique. Cette région, incluse dans un carré de quelques degrés de côté, est le siège d’importants processus non thermiques [Goldwurm 2008]. Elle constitue pour l’astrophysique moderne un véritable laboratoire pour expérimenter les conditions extrêmes de la matière et pour comprendre les processus dans les autres noyaux de galaxies trop éloignés de nous. Pour étudier ces phénomènes, il faut un instrument dont la résolution angulaire soit de l’ordre de la seconde d’arc dans le domaine non thermique des émissions, c’est-à-dire au-delà de 30 keV.

La réalisation de nouveaux télescopes pour l’observation du rayonnement X dur nécessite deux développements instrumentaux majeurs. D’un côté, il faut concevoir une optique capable de focaliser les rayons X de plus haute énergie que les miroirs actuels. De l’autre côté, il faut disposer de détecteurs efficaces dans cette gamme d’énergie et avec des pixels suffisamment petits pour ne pas dégrader l’information spatiale du miroir. Pour échantillonner correctement la tâche focale définie

par l’équation (1.6), le détecteur doit avoir au moins 2 pixels contenus dans le diamètre de cette tâche (théorème de Shannon). Dans la section suivante, je montre en quoi certains détecteurs à base de semiconducteurs sont bien adaptés aujourd’hui pour répondre à ce besoin.

1.4 L’avènement des détecteurs semiconducteurs

1.4.1 Introduction aux semiconducteurs

Les semiconducteurs sont des matériaux cristallins. Dans les solides, les niveaux d’énergie supérieurs des électrons se répartissent en deux bandes d’énergie, la bande de valence et la bande de conduction. Ces bandes sont des groupes de niveaux d’énergie discrets tellement proches qu’on peut considérer qu’il s’agit de continuum. Dans un semiconducteur parfait, elles sont séparées par une bande d’énergie interdite (*gap*) dans laquelle n’existe aucun niveau d’énergie disponible pour les électrons (voir Figure 1.9). Les électrons dans la bande de valence sont liés à leurs atomes respectifs. S’ils acquièrent suffisamment d’énergie pour passer dans la bande de conduction, ils peuvent circuler librement dans le réseau cristallin et contribuer à la conductivité du matériau. Dans les semiconducteurs, la bande interdite est suffisamment faible pour que quelques électrons passent dans la bande de conduction par excitation thermique. À température ambiante, on observe un courant si on applique un champ électrique. À très basse température, tous les électrons sont dans la bande de valence et les semiconducteurs s’apparentent à des isolants. Leur conductivité dépend donc de la température.

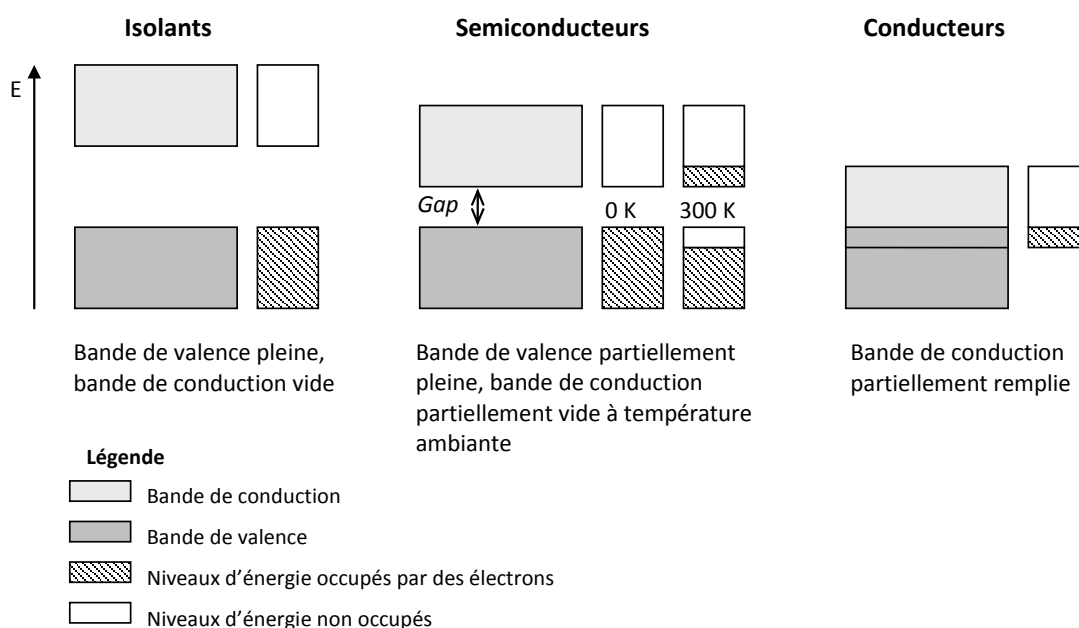


Figure 1.9 – Diagrammes de bandes pour les électrons de valence des solides isolants, semiconducteurs et conducteurs.

Les électrons dans la bande de conduction peuvent se déplacer d’un atome à l’autre, mais les lacunes qu’ils laissent dans la bande de valence semblent aussi se déplacer en sens opposé, de sorte qu’on peut considérer les trous comme des porteurs de charge positive. Dans un semiconducteur, le courant électrique provient donc de deux sources : le mouvement des électrons libres dans la bande de conduction et le mouvement des trous dans la bande de valence.

Les cristaux semiconducteurs contiennent généralement des impuretés qui n’ont pas le même nombre d’électrons de valence que le reste du semiconducteur. On observe un déséquilibre entre le nombre d’électrons libres et le nombre de trous. Une impureté avec un nombre de valence plus faible, nommée accepteur, provoquera localement un excès de trous tandis qu’une impureté avec un nombre de valence plus élevé, nommé donneur, provoquera localement un excès d’électrons libres. Ces charges en excès augmentent la conductivité du semiconducteur. On peut choisir d’introduire volontairement des accepteurs ou des donneurs pour augmenter la conductivité d’un matériau. On dira alors que le semiconducteur est dopé p ou n respectivement. On peut également introduire des impuretés de type opposé aux défauts naturels d’un semiconducteur pour se rapprocher d’un matériau intrinsèque très résistif qui aurait autant d’électrons libres que de trous. On parle dans ce cas de compensation.

1.4.2 Interaction lumière-matière

Pour des applications utilisant des sources X intenses, comme dans les synchrotrons ou pour des radiographies dentaires, les détecteurs semiconducteurs sont utilisés en photoconduction (mesure d’un courant continu). Pour l’astronomie des hautes énergies, ils sont employés en tant que **spectromètres**, c’est-à-dire qu’ils mesurent le dépôt d’énergie induit par des interactions des photons avec la matière. Les trois principaux processus d’interaction à haute énergie sont l’absorption photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires [Léna 1996, pp 320-323].

Absorption photoélectrique

L’énergie E_0 du photon peut être totalement absorbée par un électron des couches profondes d’un atome (couches K, L, M). L’électron est libéré de l’atome avec une énergie cinétique :

$$E_e = E_0 - E_L$$

où E_L est l’énergie de liaison de l’électron. Dans les semiconducteurs comme dans d’autres matériaux, l’électron éjecté, nommé photoélectron, perd son énergie cinétique par des interactions inélastiques coulombiennes avec d’autres électrons de la matrice, qui peuvent à leur tour passer dans la bande de conduction. L’énergie E_e est ainsi convertie en paires électron-trou (voir Figure 1.10). La lacune laissée dans la couche interne de l’atome qui a absorbé le photon incident est comblée par un électron des couches supérieures, qui perd son énergie :

- soit par transition non radiative en libérant un électron des couches externes. L’électron dit d’Auger est ensuite totalement absorbé par le cristal.
- soit par transition radiative en émettant un photon de fluorescence X, de plus faible énergie E_t totalement déterminée par la nature de l’atome. Si ce photon est ensuite absorbé par le détecteur, la totalité de l’énergie E_0 aura été convertie en paires électron-trou. Si ce photon sort du détecteur, on observera des raies d’échappement dans les spectres, correspondant à une énergie $E_0 - E_t$.

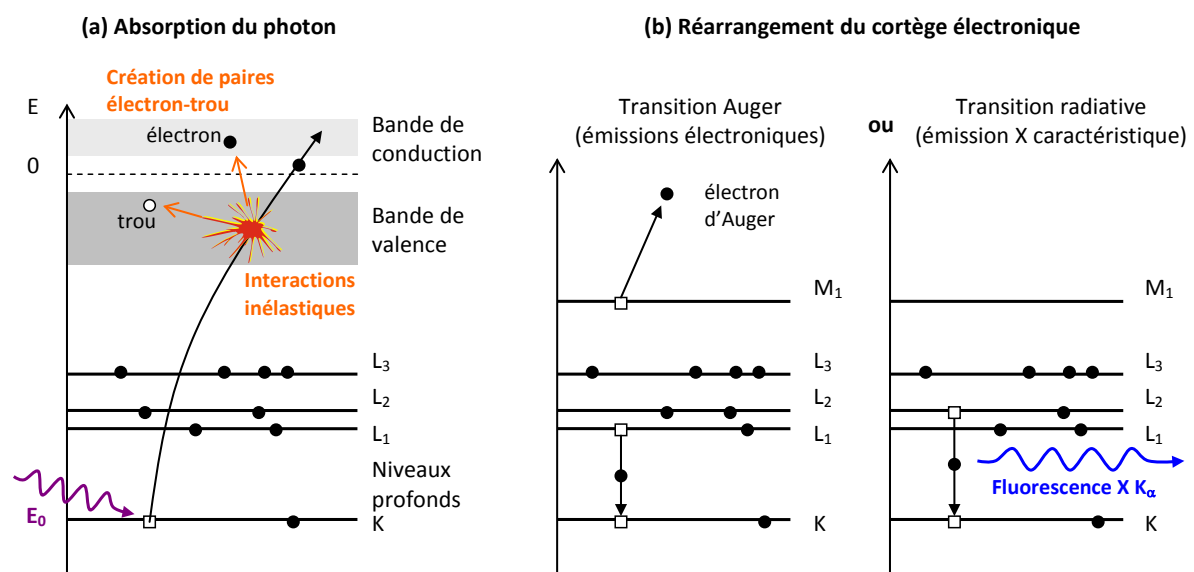


Figure 1.10 – Principe de l’absorption photoélectrique dans un semiconducteur. (a) L’absorption du photon crée un photoélectron qui est libéré du cortège électronique et qui crée des paires électron-trou. (b) La place qu’il occupait dans une couche profonde est prise par un électron du cortège et l’énergie de transition est émise sous forme d’un électron libre ou d’un photon de fluorescence X [Maniguet 2001].

La section efficace σ_1 d’interaction photoélectrique dépend de l’énergie du photon incident et de la nature de l’atome qui l’a absorbé. En première approximation, elle peut être décrite en fonction du numéro atomique Z de l’élément du matériau par la relation :

$$\sigma_1 \propto Z^{4,5} E_0^{-3}$$

Diffusion Compton

Au lieu de céder toute son énergie E_0 , un photon peut très bien ne transférer qu’une partie de son énergie à un électron lié du réseau cristallin. Le photon, qui se retrouve alors avec une énergie E_1 inférieure à E_0 , est dévié de sa trajectoire d’un angle θ comme indiqué sur la Figure 1.11, tel que :

$$E_1 = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{mc^2}(1 - \cos \theta)} \quad (1.12)$$

où m est la masse de l’électron. L’électron éjecté du cortège électronique par diffusion Compton peut prendre toute valeur d’énergie inférieure à E_C , avec E_C correspondant au cas de la rétrodiffusion lorsque $\theta = \pi$.

$$E_C = \frac{E_0}{1 + \frac{mc^2}{2E_0}}$$

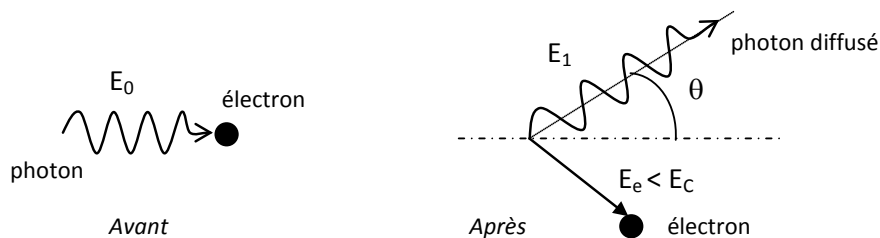


Figure 1.11 – Schéma de principe d’une diffusion Compton.

Comme dans le cas photoélectrique, l’électron perd son énergie lors de la propagation dans le cristal en ionisant les autres atomes, créant ainsi des paires électron-trou. La section efficace σ_2 totale d’interaction Compton peut se mettre sous la forme :

$$\sigma_2 \propto ZE_0^{-1}$$

Création de paires électron-positon

Lorsque l’énergie E_0 du photon est deux fois supérieure à l’énergie de masse ($mc^2 = 1,022$ MeV), ce dernier est en mesure de créer une paire électron-positon dans le champ électrique intense qui règne au voisinage du noyau atomique. L’énergie du photon est entièrement convertie en énergie de masse pour la paire formée et en énergie cinétique. L’électron et le positon perdent progressivement leur énergie en se propageant. Lorsque l’énergie du positon est suffisamment faible (~ 1 keV), il s’annihile (réaction inverse) avec un électron du milieu en émettant deux photons de 511 keV dans des directions opposées. Ces photons pourront s’échapper du détecteur ou réagir à leur tour avec le milieu par diffusion Compton ou absorption photoélectrique. La section efficace σ_3 de création de paires varie en Z^2 .

Probabilité d’interaction

À partir des sections efficaces σ_1 , σ_2 et σ_3 des trois processus, on peut définir le processus prédominant dans un domaine d’énergie en fonction du milieu d’interaction, comme illustré sur la

Figure 1.12. À basse énergie, l’effet photoélectrique domine tandis qu’à très haute énergie, l’interaction la plus probable est l’effet de paires. La largeur du domaine d’énergie dominé par l’effet Compton dépend fortement du numéro atomique ; elle sera d’autant plus grande que le matériau est léger.

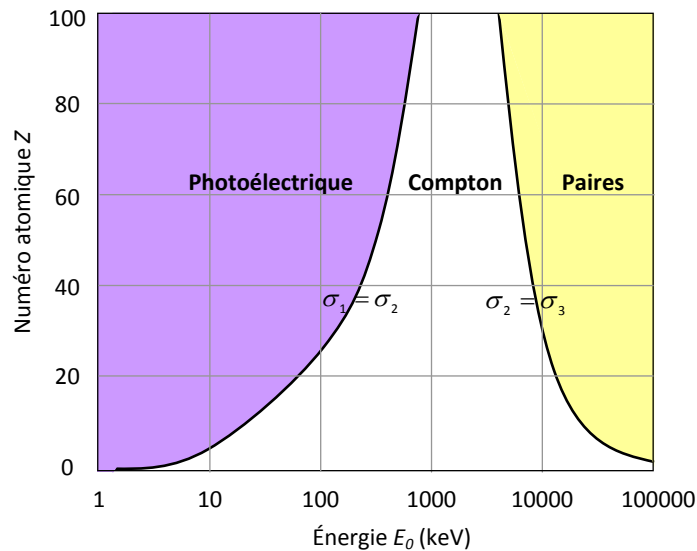


Figure 1.12 – Diagramme de prédominance des 3 processus d’interaction de la lumière X et gamma avec la matière, en fonction de l’énergie incidente et du numéro atomique du milieu. Les courbes correspondent à l’égalité des sections efficaces des deux processus qu’elles séparent [Léna 1997].

Le processus d’interaction le plus favorable pour mesurer l’énergie d’un photon X ou gamma avec un semiconducteur est l’absorption photoélectrique car toute l’énergie est convertie en paires électron-trou. On cherchera donc des matériaux à numéro atomique élevé, supérieur à 30 d’après la Figure 1.12, pour de la spectroscopie jusqu’à 100 keV.

1.4.3 Principe de fonctionnement des détecteurs semiconducteurs

L’interaction de la lumière X ou gamma dans le semiconducteur crée un nuage de porteurs de charges libres, à partir de l’émission d’un photoélectron ou d’un électron Compton. Si ce nuage est soumis à un champ électrique, les trous et les électrons vont dériver dans des directions opposées. Les détecteurs semiconducteurs sont équipés de contacts métalliques (électrodes) pour collecter les charges et récupérer ainsi l’information de l’énergie déposée dans le matériau (voir Figure 1.13).

Pour créer un champ électrique, il suffit d’appliquer une tension aux bornes du cristal : les électrons migreront vers l’électrode positive ou **anode**, les trous migreront vers l’électrode négative ou **cathode**. Un champ électrique peut également exister lorsqu’on met en contact un semiconducteur dopé p et un semiconducteur dopé n, formant ainsi une jonction pn ; c’est le

principe des détecteurs à diode. Le rôle du champ électrique est double : en l’absence de rayonnement électromagnétique, les charges générées par excitation thermique sont chassées du volume et laissent une zone vide de charge appelée **zone de déplétion**. Lorsqu’un photon arrive, les charges collectées proviennent exclusivement de son interaction. La zone de déplétion d’un semiconducteur est donc la zone sensible pour la détection.

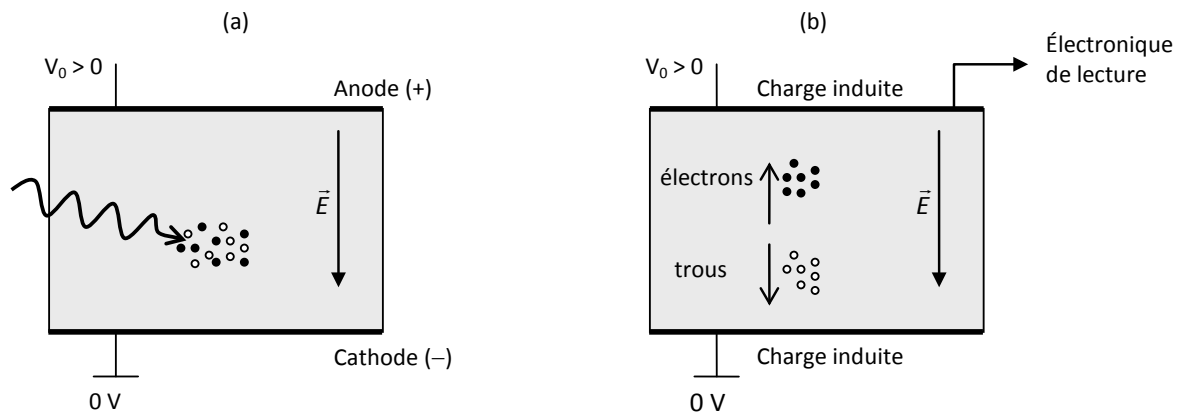


Figure 1.13 – Principe de fonctionnement d’un détecteur semiconducteur plan. (a) L’interaction d’un photon X ou γ crée un grand nombre de paires électron-trou. (b) Sous l’effet du champ électrique, les nuages d’électrons et de trous se séparent et migrent vers leur électrode, en induisant une charge image sur celle-ci. La charge induite sera traitée par une électronique de lecture pour obtenir l’information de l’énergie déposée dans le matériau.

Le temps pour que les porteurs libres atteignent leur électrode dépend de la profondeur d’interaction et de leur mobilité, celle des électrons étant généralement plus grande que celle des trous. Le signal sur les électrodes de collecte ne correspond pas au courant instantané qui serait dû à l’arrivée jusqu’à l’électrode des charges collectées. En fait, dès lors qu’une charge libre est introduite dans un milieu muni d’électrodes conductrices, elle induit par influence une **charge image** sur la surface métallique des électrodes. Le déplacement de la charge dans le matériau se traduit alors par une variation de la charge image et, par conséquent, un courant électrique est induit sur les électrodes. Ce signal pourra être traité par un dispositif électronique connecté approprié pour mesurer la charge totale induite. À l’issue du transport, les charges libres rejoignent l’électrode de collecte et se recombinent avec les charges images de signe opposé. Le calcul de la charge induite à partir de l’énergie déposée sera développé au Chapitre 3.

1.4.4 Semiconducteurs utilisés pour l’astronomie X et gamma

L’essentiel des détecteurs X et gamma capables de mesurer l’énergie du rayonnement incident (spectrométrie) sont basés sur le principe d’ionisation, c’est-à-dire de conversion du

rayonnement en charges électriques[▲]. On peut distinguer plusieurs groupes de détecteurs X et gamma, selon la classification suivante :

- Ionisation indirecte : l’énergie du rayonnement X ou γ est convertie en charges par l’intermédiaire des photons de lumière visible ou UV.
 - Les **scintillateurs**. L’énergie déposée par le rayonnement de haute énergie dans ces matériaux excite les atomes ou les molécules du solide, qui se désexcitent en émettant de la lumière dans le domaine visible ou UV. Si ces détecteurs sont couplés à un système d’amplification tel que des photomultiplicateurs, les scintillations sont converties en électrons.
- Ionisation directe : l’énergie du rayonnement X ou γ déposée dans la chambre à ionisation est convertie en charges électriques, lesquelles sont directement collectés sous l’effet du champ électrique appliqué.
 - Les **détecteurs à gaz** dans lesquels l’ionisation produit des électrons et des ions.
 - Les **détecteurs solides à semiconducteurs** dans lesquels l’ionisation produit des paires électron-trou.

Les semiconducteurs ont des avantages qui en font aujourd’hui des détecteurs incontournables pour l’imagerie et la spectroscopie gamma. Leur forte densité permet un volume de détection bien inférieur à celui des détecteurs à gaz pour une efficacité donnée. Leur rendement quantique, c’est-à-dire le taux de production d’électrons par photon incident, est plus important dans ces matériaux que dans les autres types de détecteurs : il suffit de 4 eV typiquement pour créer un électron dans les semiconducteurs, contre 30 eV dans les gaz et 300 eV dans les scintillateurs.

Les principaux semiconducteurs utilisés pour la détection X et gamma et notamment pour l’astronomie des autres énergies sont le silicium (Si), le germanium (Ge), le tellure de cadmium (CdTe) et ses dérivés (CdZnTe). Leurs propriétés sont présentées dans le Tableau 1.1. Pour comparer ces détecteurs, je retiendrai deux critères :

- L’efficacité de détection, notamment par absorption photoélectrique.
- La **résolution spectrale** ΔE qui est le pouvoir de séparation de deux sources monochromatiques distinctes d’une énergie ΔE . Pour séparer deux sources proches en énergie, il suffit que le spectromètre produise des raies spectrales dont la largeur totale à mi-hauteur, notée FWHM (*full width half maximum*), est égale ou inférieure à ΔE [▼].

[▲] Des nouveaux détecteurs émergent dans le domaine X, basés sur l’élévation de température provoquée par l’absorption du rayonnement par un matériau. Ces microcalorimètres sont relativement complexes à mettre en œuvre (refroidissement cryogénique, mesure de la température...).

[▼] En l’absence de mention explicite, toutes les résolutions spectrales seront énoncées en largeur totale à mi-hauteur. Dans le cas d’une raie de forme gaussienne de variance σ^2 , on a la relation $\Delta E \approx 2,35\sigma$.

Tableau 1.1 – Propriétés des semiconducteurs utilisés pour l’astronomie X et γ . Les valeurs sont données à 300 K, sauf mention explicite dans le cas du germanium. Le CdZnTe, utilisé dans l’instrument Bat de Swift, a des propriétés voisines de celles du CdTe. Les différences entre ces deux matériaux seront présentées au Chapitre 3 [Lutz 1999 p80, Limousin 2001, Nist-1].

	Si	Ge	CdTe
Numéro atomique Z	14	32	48, 52
Énergie de bande interdite (eV)	1,12	0,67	1,42
Énergie de création de paires (eV)	3,62	2,96 (à 77 K)	4,42
Densité	2,33	5,33	5,85
Efficacité de détection (100 keV, 5 mm)	19 %	77 %	99 %
Résistivité intrinsèque (Ω .m)	$2,3 \cdot 10^5$	47	10^9
Exemple d’instrument spatial	EPIC (XMM)	SPI (Integral)	ISGRI (Integral)

Le silicium, de numéro atomique relativement faible, est adapté à la détection des rayons X jusqu’à 10 – 15 keV. On peut obtenir de très bonnes performances spectrales à -50°C , de l’ordre de 150 eV à 6 keV. Le germanium a une faible bande interdite et en conséquence une faible résistivité à température ambiante, ce qui engendre un courant parasite dans le détecteur polarisé supérieur au signal créé par un photon. Ce semiconducteur est donc utilisé à température cryogénique (77 K). Avec du germanium de haute pureté, on obtient alors un des meilleurs spectromètres dans les domaines X et gamma : environ 120 eV à 6 keV et 2 keV à 1,33 MeV (0,15 %) [Knoll 2000, p. 419]. Les performances spectrales du CdTe ou du CdZnTe ne sont pas si bonnes. Néanmoins, ces semiconducteurs présentent plusieurs avantages pour la détection des rayons X durs et gamma jusqu’à 200 keV :

- Leur résistivité élevée permet d’avoir un courant de fuite suffisamment faible pour les utiliser à température ambiante ou avec un refroidissement modéré.
- Leur numéro atomique élevé est favorable à l’effet photoélectrique.
- Leur densité élevée permet d’avoir des détecteurs compacts.

1.4.5 Les détecteurs de position en CdTe

Les paragraphes précédents ont illustré le pouvoir spectroscopique des semiconducteurs. Pour réaliser un télescope qui focalise les rayons X durs, il faut un détecteur qui puisse également positionner un événement selon les deux dimensions du plan focal, avec une précision meilleure que la largeur de la tâche focale du miroir. Ce sont les électrodes segmentées déposées à la surface du cristal du détecteur qui vont apporter l’information de position. Il existe deux grandes catégories de segmentation : par bandes (*strips*) et par pixels, comme l’illustre la Figure 1.14.

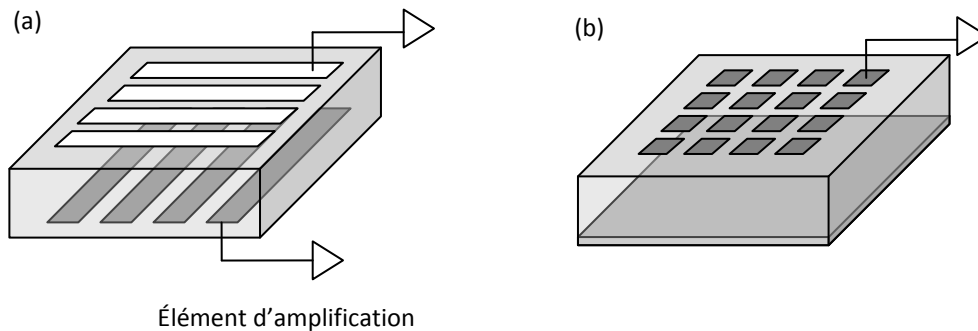


Figure 1.14 – Détecteurs semiconducteurs planaires (a) à bandes double face (double-sided strip detector) ou (b) à pixels. Chaque bande ou chaque pixel est relié à une électronique d’amplification.

Les détecteurs ayant des électrodes à bandes dans des directions orthogonales sur les deux faces peuvent reconstituer la position du photon interagissant au cœur du détecteur en analysant les signaux en coïncidence temporelle sur les deux faces. Ils présentent l’avantage d’avoir moins d’électrodes et donc moins de chaînes d’amplification que les détecteurs à pixels pour une même information spatiale. Si on note K le nombre de coordonnées dans une direction pour décrire la position du photon, il faudra $2K$ électrodes à bandes pour K^2 électrodes à pixels. Cette propriété est intéressante pour des grandes valeurs de K , dans l’objectif d’une grande surface de détection ou d’une fine résolution spatiale, lorsque la consommation électrique est limitée. Du point de vue technologique, il est possible de fabriquer des bandes aussi fines que $100\ \mu\text{m}$ sur des détecteurs CdTe alors qu’il est difficile de réaliser des pixels de moins de $500\ \mu\text{m}$. En revanche, les détecteurs à pixels ont des électrodes de surface beaucoup plus petite que les détecteurs à bandes. La capacité et le courant de fuite à l’entrée des chaînes d’amplification sont donc bien plus faibles. Nous verrons au Chapitre 3 que ce sont les deux paramètres clés pour l’optimisation des performances spectrales. Les chaînes de lecture d’un détecteur à pixels sont connectées sur une seule face et le champ électrique est appliqué par une source unique de haute tension connectée sur la face pleine. Un autre atout de ce type de détecteur est de pouvoir donner une information directe de position même en cas d’arrivée de deux photons simultanément. L’équipe de l’Institut des sciences spatiales et astronautiques (Isas) de l’agence spatiale japonaise (Jaxa, *Japan aerospace exploration agency*) s’est orientée vers la technologie à bandes double face pour définir une nouvelle mission d’astronomie X dur nommée Next (et récemment rebaptisée Astro-H) tandis que notre équipe française du CEA a choisi de se baser sur une technologie à pixels pour concevoir la mission d’astronomie X et gamma Symbol-X.

Les astres compacts de l’Univers sont le siège de phénomènes extrêmement énergétiques comme l’accrétion et l’accélération relativiste. Ces sources X et gamma peuvent être très faibles de par leur distance ou leur enfouissement derrière de la matière dense. Pour les détecter, il faut réaliser un nouvel observatoire spatial sensible dans le domaine X dur. L’objectif du projet Simbol-X est de réaliser un tel télescope avec des performances d’imagerie inédites dans ce domaine spectral.

Chapitre 2

Simbol-X, un défi technique pour une révolution scientifique

Sommaire

2.1	Un grand télescope pour l'observation du rayonnement X dur	44
2.2	Le système optique de Simbol-X	50
2.3	L'ensemble de détection de Simbol-X.....	56
2.4	Optimisation du détecteur de haute énergie	65

Simbol-X est un projet de télescope spatial pour l'observation astronomique dans la bande d'énergie de 0,5 à 80 keV. Il est basé sur les techniques instrumentales qui viennent d'être présentées, à savoir la focalisation par des miroirs en incidence rasante et la détection par des semiconducteurs à pixels. Il s'appuie également sur une technique spatiale de vol en formation de satellites, pour laquelle il n'existe pas de démonstrateur actuellement. Ce chapitre présente les objectifs scientifiques de cette mission et le concept d'instrumentation associé. Les objectifs de haut niveau sont traduits en spécifications techniques pour l'instrument qui fait l'objet de cette thèse, à savoir le détecteur de haute énergie.

2.1 Un grand télescope pour l'observation du rayonnement X dur

2.1.1 Naissance d'un nouveau concept de télescope spatial

Les observatoires du 21^e siècle pour l'astrophysique des hautes énergies nécessitent des conceptions innovantes. D'un côté, la technique de focalisation du rayonnement X dur implique des télescopes de grande longueur focale. De l'autre côté, le rayonnement X et gamma de l'Univers n'étant accessible qu'en dehors de notre atmosphère, les télescopes doivent pouvoir être intégrés dans la coiffe d'un lanceur pour être mis en orbite. La Nasa et la Jaxa ont choisi pour leurs missions d'astronomie X dur d'utiliser un mât de 10 mètres qui se déploie en vol et qui supporte le miroir, tandis que le corps du satellite intègre les détecteurs. Ces missions, nommées *Nustar* [Harrison 2005] et *Astro-H* [Takahashi 2008] sont prévues pour être lancées en 2012 et 2014 respectivement. En Europe, l'idée est venue d'utiliser la technique émergente du vol en formation pour atteindre une distance focale encore plus grande.

Le vol en formation consiste à avoir un système de plusieurs satellites dont les positions et les orientations relatives sont contraintes en permanence pendant la mission. En 2003, le Cnes, agence spatiale française, lance un appel à idées pour des projets scientifiques utilisant des configurations de vol en formation. Philippe Ferrando, s'appuyant essentiellement sur des équipes du Service d'astrophysique du CEA de Saclay (France) et de l'Observatoire d'astronomie de Brera (Italie), propose une mission d'astronomie X jusqu'à 80 keV avec une charge utile distribuée sur deux satellites, le système optique d'un côté et le plan focal de détection de l'autre. Deux instituts de recherche allemands dont le Max Planck Institute rejoignent la collaboration. Fin 2005, la mission *Simbol-X* est sélectionnée pour une phase A d'études de faisabilité, conjointement menée par le Cnes et l'Asi (Agence spatiale italienne). En 2008, le projet entre en phase B de conception détaillée pour les instruments. En 2009, le Cnes décide l'arrêt de la mission pour des raisons financières. L'Esa envisageait également une mission d'astronomie X dur nommée *Xeus* basée sur le vol en formation [Bleeker 2002]. Elle s'oriente aujourd'hui à travers un consortium avec la Nasa et la Jaxa vers une mission de grande envergure nommée *Ixo* pour l'horizon 2025 [Robinson 2009].

Simbol-X est un télescope formé de deux satellites, nommés « satellite miroir » et « satellite détecteur », séparés de 20 mètres. Le satellite miroir intègre une optique héritée de l'expérience de la mission *XMM-Newton*. Cent coques de nickel recouvertes d'une multicouche de platine et de carbone sont montées pour former des miroirs attaqués en incidence rasante en configuration *Wolter I*. La description du système optique fait l'objet du paragraphe 2.2. Le satellite détecteur contient deux plans de détection superposés en silicium et en tellure de cadmium pour couvrir la bande spectrale de 0,5 à 80 keV. L'ensemble de détection est présenté en détail au paragraphe 2.3. Pour protéger le télescope des protons cosmiques et des photons ne provenant pas de la source de lumière visée, induisant un signal parasite sur l'instrument, les satellites sont équipés d'un blindage

entourant les détecteurs, d'un collimateur de 2 mètres au sommet du plan focal et d'une jupe de 3 mètres de diamètre autour du miroir. Le système complet de la mission est illustré par la Figure 2.1.

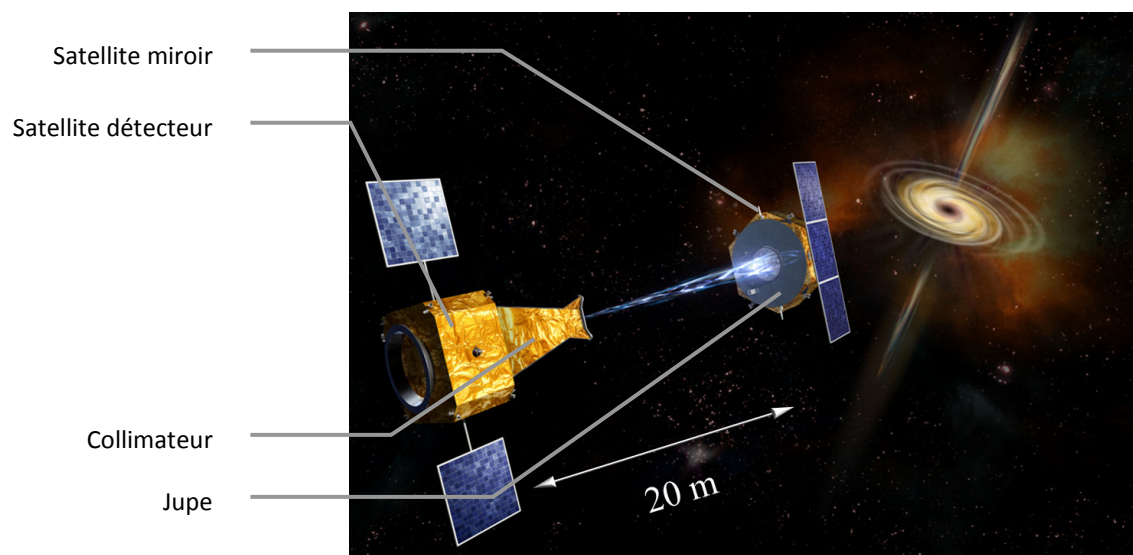


Figure 2.1 – Vue d'artiste du télescope Simbol-X pour l'observation du rayonnement X dur, provenant notamment des trous noirs. Le satellite miroir focalise les photons de la source arrivant en incidence rasante, vers le plan focal de détection situé sur le satellite détecteur. Des protections sur les deux satellites bloquent l'arrivée sur les instruments des particules parasites de l'environnement.

2.1.2 Objectifs scientifiques

La mission Simbol-X est axée sur deux grandes thématiques que sont la physique des trous noirs et les mécanismes d'accélération de particules [Ferrando 2006]. Autour d'un trou noir, différents processus physiques conduisent à une émission caractéristique dans le domaine X dur (cf. paragraphe 1.1.3). L'observation par Simbol-X de trous noirs dans différents états et environnements donnerait accès aux mécanismes et à l'origine de ces émissions, et permettrait de mieux appréhender leur dynamique. Les phénomènes d'accélération relativistes par chocs pourraient quant à eux être observés dans les vestiges de supernovae et dans les jets de binaires X, dans le domaine X dur où leur émission est prépondérante sur les émissions thermiques. La bande spectrale de Simbol-X s'étend de 0,5 keV à 80 keV. Ce télescope fait le lien entre les télescopes X jusqu'à 8 keV et les télescopes gamma à partir de 15 keV.

Simbol-X se veut surtout être un observatoire, capable d'observer des objets de nature très diverse par leur intensité, leur taille angulaire, leurs caractéristiques spectrales ou temporelles. Les exigences techniques de la mission, présentées dans le Tableau 1.1, sont liées à de multiples objectifs scientifiques dans le but d'accéder aux informations pertinentes de toutes les classes d'objets.

Tableau 2.1 – Spécifications scientifiques de la mission Simbol-X.

Paramètres	Spécifications
Bande spectrale	0,5 - 80 keV
Champ de vue	> 12 arcmin à 30 keV
Résolution angulaire	< 20 arcsec
Précision de reconstruction du pointage absolu	~ 2 arcsec
Résolution spectrale	$\frac{E}{\Delta E} = 40 \text{ à } 6 \text{ keV}$; $\frac{E}{\Delta E} = 50 \text{ à } 68 \text{ keV}$
Surface efficace sur l'axe optique	> 600 cm ² à 8 keV > 300 cm ² à 20-40 keV > 100 cm ² à 70 keV
Sensibilité sur l'axe dans la bande 20-40 keV	< 6. 10 ⁻¹⁵ erg.cm ⁻² .s ⁻¹
Sensibilité sur l'axe dans la raie à 68 keV	< 10 ⁻⁷ photons.cm ⁻² .s ⁻¹
Précision de datation absolue	< 100 μs (objectif 50 μs)
Durée de la mission	> 2 ans d'observation (extension possible à 5 ans)

- Pour résoudre plus de 50 % du fond cosmique X au cours de la mission, c'est-à-dire identifier les sources à l'origine d'au moins 50 % du rayonnement X dur, on estime à partir de modèles de populations de noyaux actifs de galaxies (AGN), que la sensibilité du télescope doit être inférieure à 6.10⁻¹⁵ erg.cm⁻².s⁻¹ (0,3 μcrab) dans la bande spectrale 10 – 40 keV après 1 Ms d'exposition [Fiore 2009].
- Le champ de vue de 12 arcmin de diamètre à 30 keV permet d'observer une population suffisamment importante d'AGN au cours de la mission pour construire des modèles d'évolution de galaxies à partir d'études statistiques. Nous pouvons remarquer que ce champ de vue correspond à la résolution angulaire d'Ibis sur Integral. Simbol-X n'est pas destiné à faire des cartographies ou des surveillances du ciel mais bien à pointer sur des régions étudiées par les télescopes gamma pour y résoudre des sources. Les objectifs de sensibilité et de champ de vue définissent ensuite des contraintes sur la surface efficace des miroirs.
- La résolution angulaire de 20 arcsec à 30 keV permet de séparer les sources du centre galactique, comme le fait XMM à 3 keV. C'est un point fort de la mission car les résolutions angulaires de Nustar et d'Astro-H seraient plutôt de 50 arcsec et 1,7 arcmin respectivement.
- Le fer, un des éléments les plus abondants dans l'Univers, produit, dans les systèmes binaires de faible masse, une raie de fluorescence dans la bande 6 – 7 keV caractéristique de l'état

d'ionisation de l'atome. Cette raie est généralement élargie par effet Doppler en raison des écarts de vitesses entre les différentes régions riches en fer [D'Ai 2009]. Ainsi la mesure précise du profil de la raie du fer donne des informations relatives aux conditions de température, de pression et de vitesse dans ces systèmes. Une résolution spectrale inférieure à 150 eV (résolution actuelle de XMM-Newton) permet de mesurer des vitesses relativistes supérieures à $1/40^e$ de la célérité de la lumière. Le fer est un des indicateurs qui fait des trous noirs des laboratoires uniques pour tester les lois de la relativité générale.

- Tycho Brahe et Johannes Kepler ont découvert des supernovae en 1572 et 1604 respectivement. Une autre supernova a été également observée en 1987 par nos contemporains. Pour détecter sans ambiguïté les raies du scandium 44, fils du titane 44, à 68 keV et 78 keV, dans ces jeunes vestiges de supernovae, il est souhaitable d'avoir une sensibilité inférieure à 10^{-7} photons.cm².s⁻¹. La mesure dans la supernova SN1987 en particulier donnerait accès pour la première fois au taux de production de titane 44 lors de l'explosion d'une étoile connue. Une résolution spectrale inférieure à 1,3 keV permettrait d'identifier, en utilisant l'effet Doppler, d'éventuelles asymétries dans l'éjection de matière pour le vestige non ponctuel de Cassopeia A. Ces données observationnelles contraindraient les modèles de nucléosynthèse explosive [Renaud 2007].
- La résolution spectrale dans la bande continue de 0,5 à 80 keV est également d'un grand intérêt pour l'observation des raies cyclotron. Dans un plasma où règne un champ magnétique, l'énergie des électrons se quantifie à des valeurs déterminées, appelées niveaux de Landau. La transition d'un niveau d'énergie donné au niveau directement inférieur produit un photon d'énergie E_γ tel que :

$$E_\gamma = E_n - E_{n-1} = 11,6 B_{12}$$

L'énergie est exprimée en keV et B_{12} est le champ magnétique en 10^{12} gauss. Pour observer ces raies dans le domaine de Simbol-X, il faut des champs magnétiques entre 10^{13} et 10^{15} gauss. Ces intensités gigantesques se rencontrent dans les étoiles à neutrons. La spectroscopie résolue en temps des raies cyclotron donne accès à la mesure du champ magnétique et à son évolution temporelle.

- De par sa sensibilité, Simbol-X pourrait initier l'étude, dans le domaine X dur, des pulsars extragalactiques, notamment dans le grand nuage de Magellan. Des pulsars ultrarapides ont des périodes de rotation qui peuvent être aussi courtes que 2 ms [Falanga 2005]. Pour étudier les variations de ces systèmes avec un échantillonnage temporel suffisant, les événements doivent être datés avec une précision inférieure à 100 μ s.

À partir de ces objectifs scientifiques, un scénario de mission a été construit.

2.1.3 Configuration du vol en formation

Le choix de l'orbite résulte d'une optimisation de la fraction de temps consacré à l'observation et de la consommation de carburant pour maintenir le vol en formation pendant 5 ans. L'orbite retenue pour la mission et représentée sur la Figure 2.2 est une orbite de 4 jours, d'inclinaison entre 5 et 7 degrés, de périégée à 20 000 km d'altitude, d'apogée à 180 000 km d'altitude, dont 83 % du temps au-dessus de 73 000 km. Cette orbite est accessible avec une fusée Soyouz lancée depuis Kourou, équipée d'un étage supérieur Fregat pour intégrer les deux satellites. Les observations ne peuvent pas être effectuées en-dessous de 73 000 km car les particules ionisantes des ceintures de Van Allen constituent un bruit de fond trop important pour les instruments. Le temps indisponible pour la science (~16 h par orbite) est consacré à l'étalonnage des instruments, aux manœuvres de correction de trajectoire et à l'envoi de toutes les données scientifiques par télémesure vers la station de réception de Malindi (Kenya). Les satellites peuvent également avoir deux contacts à l'apogée avec des stations au sol, pour recevoir des télécommandes et envoyer des informations techniques (*housekeeping*) ou scientifiques (*quicklook*) pour la surveillance du système et du bon déroulement des observations en cours.

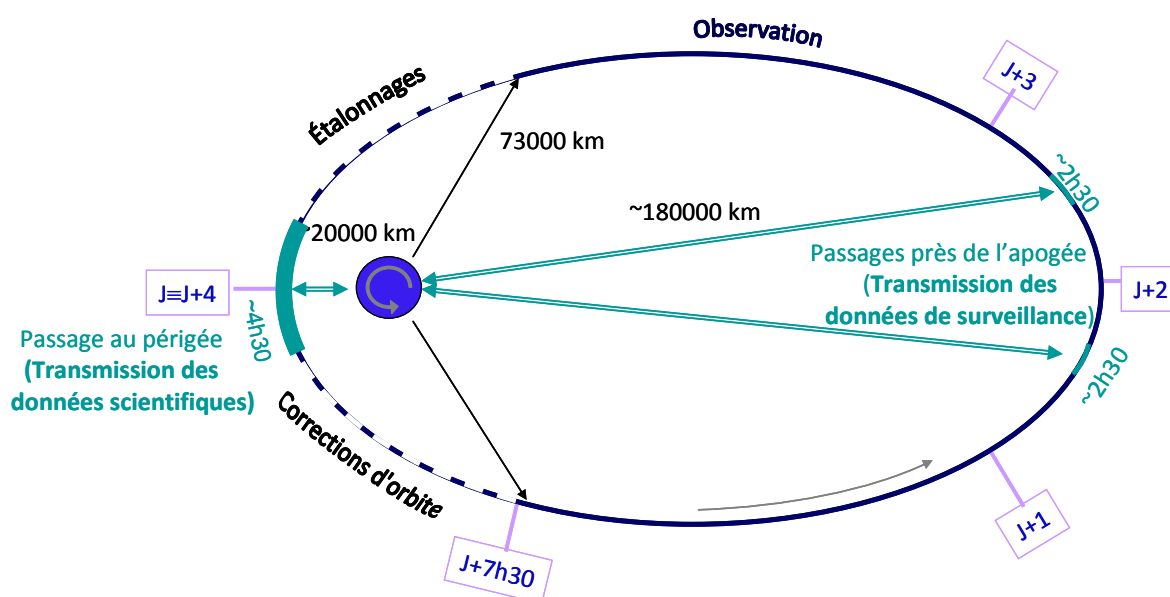


Figure 2.2 – Configuration du vol en formation de Simbol-X. Le satellite miroir décrit une orbite de 4 jours très elliptique de 20 000 km de périégée et de 180 000 km d'apogée. La position du satellite détecteur est asservie en permanence sur la position du satellite miroir afin de former un télescope qui pointe sur l'objet du ciel visé. Trois contacts avec des stations au sol sont possibles sur l'orbite mais un seul au périégée permet la transmission de toutes les données scientifiques.

La grande spécificité d'un observatoire formé de deux satellites distincts est d'être un télescope déformable [Rio 2009]. Au sol ou pour un télescope spatial monté sur un satellite, l'axe optique peut dériver par rapport au ciel mais il a une référence unique. Dans la configuration de

Symbol-X, il existe 3 axes : l'axe du miroir, l'axe du détecteur et la ligne de visée reliant le centre du détecteur et le centre du miroir. Idéalement, ces trois axes sont confondus. En réalité, au cours d'une observation, les positions relatives de ces axes évoluent et ne peuvent pas être corrigées en permanence par les systèmes de propulsion des satellites. La Figure 2.3 illustre les conséquences du mouvement latéral du satellite détecteur. Ce déplacement modifie la ligne de visée et donc la projection du ciel sur le détecteur. L'axe du miroir n'étant plus aligné avec la ligne de visée, la transmission du miroir vers le détecteur diminue et la sensibilité du télescope se dégrade. Si, de plus, la surface du détecteur contient des zones insensibles, le passage du point focal dans des zones alternativement sensibles et insensibles fera varier au cours du temps le flux total détecté pour une source ponctuelle stable observée. En conclusion, les positions et orientations relatives des deux charges utiles doivent être mesurées précisément au cours du temps pour effectuer au sol des corrections qui permettront de retrouver la position précise des sources observées (astrométrie) et leur flux exact (photométrie).

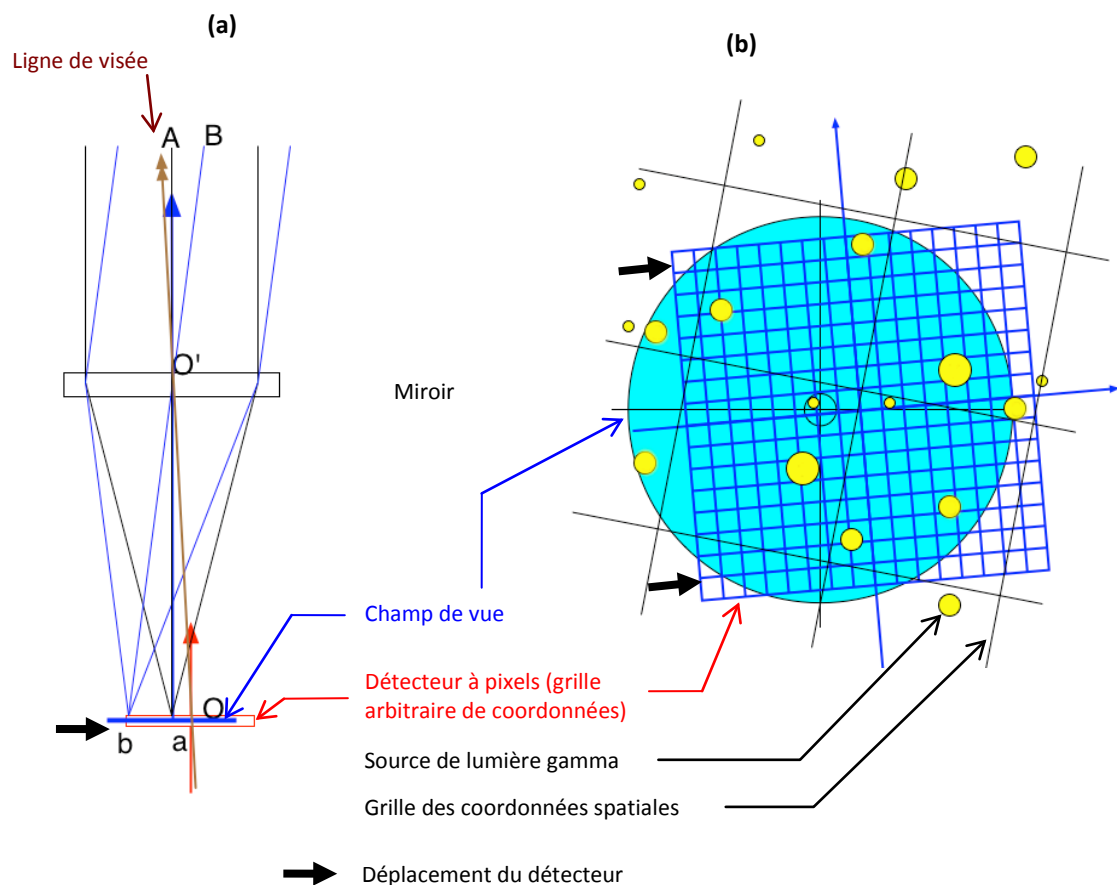


Figure 2.3 – (a) Configuration du télescope en cas de déplacement latéral du détecteur. (b) Région du ciel vue par le miroir et par le plan détecteur. La ligne de visée du télescope est modifiée, ce qui modifie la région du ciel projetée sur le plan de détecteur. La sensibilité du télescope est également dégradée car le champ de vue du miroir ne coïncide plus avec la surface du détecteur (Contribution d'Yvon Rio).

En revanche, le déplacement longitudinal du satellite détecteur introduit une confusion qui ne peut pas être corrigée ; il provoque une défocalisation, c'est-à-dire que l'image d'une source ponctuelle n'est plus un point mais comme une tâche d'autant plus large que l'on s'éloigne du plan focal. Ainsi, un point du détecteur recevra la superposition de plusieurs tâches et les contributions de plusieurs sources ponctuelles seront confondues. La distance entre les deux plans focaux est d'un centimètre et la profondeur de champ est inférieure à 5 cm. La tolérance sur la distance entre les deux satellites est de 3 cm pour conserver à tout moment la focalisation sur les deux détecteurs.

Les objectifs techniques rapportés dans le Tableau 2.1 ne sont réalisables qu'avec le développement d'un système optique innovant.

2.2 Le système optique de Simbol-X

2.2.1 Focalisation du rayonnement X dur

À partir des relations (1.9) et (1.10), l'énergie maximale pouvant être focalisée par des miroirs de Wolter I en incidence rasante peut se mettre sous la forme :

$$E_{max} \propto \sqrt{\rho} \frac{f}{R}$$

Il apparaît donc trois solutions possibles pour décaler cette énergie vers le domaine X dur :

- diminuer le rayon du miroir R , ce qui réduit la surface efficace,
- augmenter la distance focale f , ce qui réduit le champ de vue (cf. équation 1.7),
- utiliser des revêtements monocouches à forte densité ρ comme le platine.

La conception optique de Simbol-X en phase préliminaire de projet envisageait de conserver le diamètre des miroirs d'XMM et d'utiliser le vol en formation pour avoir une distance focale de 30 m, soit 4 fois plus grande que celle d'XMM. Avec un revêtement en platine, l'efficacité du miroir pouvait être satisfaisante jusqu'à 40 keV. Pour repousser la limite en énergie encore plus loin, il est apparu nécessaire d'utiliser la nouvelle technologie du revêtement multicouche sur les miroirs [Ferrando 2005]. Cette technique tire partie de la diffraction de Bragg pour augmenter les angles de réflexion possibles à haute énergie. Si l'on dépose une superposition de couches de platine et de carbone de même épaisseur, la diffraction de Bragg à un angle caractéristique s'ajoute à la réflexion totale de Fresnel, comme illustré sur la Figure 2.4 (b). En utilisant des couches de différentes épaisseurs, on peut obtenir cette diffraction à différents angles, ce qui conduit à un domaine continu de valeurs d'angles θ possibles, comme l'illustre la Figure 2.4 (c) : on obtient ainsi ce que l'on appelle un supermiroir. L'angle critique θ_c avec un supermiroir est augmenté d'un facteur 3 par rapport au miroir à revêtement monocouche de la Figure 2.4 (a). C'est ainsi que l'on augmente la surface efficace du miroir à haute énergie, d'après l'équation (1.11). L'optique de Simbol-X en phase de

conception détaillée comprend finalement 100 coques de supermiroirs confocaux de 65 cm de diamètre extérieur et de 20 m de distance focale, assurant une efficacité de détection jusqu'à 80 keV [Pareschi 2008]. L'étude des raies gamma du titane 44 est de ce fait possible avec cette mission. Cette nouvelle conception a également l'avantage d'augmenter le champ de vue, en diminuant la distance focale.

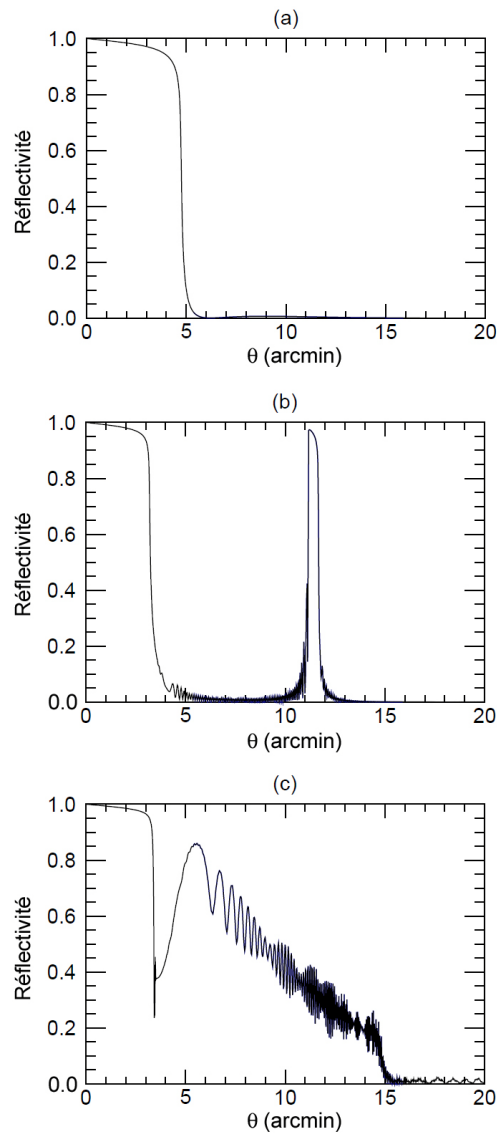


Figure 2.4 – Coefficient de réflexion à 60 keV de différentes technologies de miroirs, en fonction de l'angle d'attaque θ par rapport à la surface du miroir. (a) Miroir avec une monocouche de platine. (b) Miroir avec 250 multicouche de platine-carbone. (c) Supermiroir avec 250 multicouche de platine-carbone (Contribution de Maxime Chauvin).

2.2.2 Fabrication des miroirs

La réalisation des miroirs de Simbol-X est basée sur le même procédé que celle des miroirs d’XMM-Newton. Les coques de miroir sont fabriquées par une technique d’électroformage [Marchal]. Cette pratique industrielle consiste à reproduire des empreintes, ici des fines coques, par un dépôt électrolytique de nickel sur un mandrin, à savoir une structure rigide formée et polie avec une grande précision pour obtenir des miroirs de très faible rugosité. L’utilisation d’un alliage nickel-cobalt à la place du nickel seul est une voie d’amélioration en cours d’étude à l’Asi et à la Nasa. La Figure 2.5 schématise la procédure de fabrication et d’intégration d’une coque de miroir [Pareschi 2005]. Le mandrin est poli et nettoyé. Une couche d’or est déposée sur sa surface externe. Le mandrin est plongé dans le bain de nickel pour l’électroformage. Il est ensuite refroidi à l’azote liquide pour séparer le mandrin réutilisable de la coque de miroir en nickel recouverte d’or. Le dépôt multicouche est ensuite réalisé en pulvérisant la surface interne de la coque grâce à deux magnétrons linéaires. Chaque coque est recouverte de plus de 200 bi-couches de platine et de carbone. Les coques sont finalement emboîtées et collées à deux structures rigides à 24 bras disposés en étoile (similaires à celles d’XMM visible sur la Figure 1.8 b).

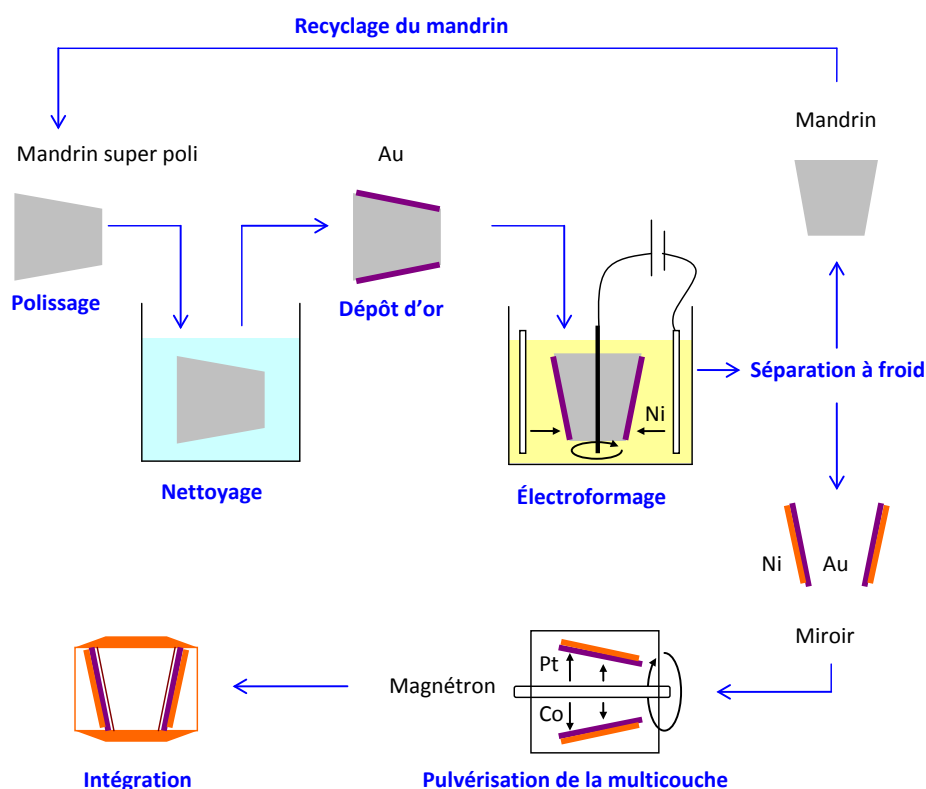


Figure 2.5 – Procédé de fabrication d’un miroir multicouche en incidence rasante pour Simbol-X par la technique de réplique par électroformage au nickel. Les laboratoires de recherche italiens collaborent avec l’industrie Media Lario Technologies pour cette réalisation [Pareschi 2008].

Une nouvelle procédure d'intégration a été élaborée pour maintenir la forme initiale des coques de miroirs, qui sont très souples car très fines (deux fois plus fines que dans XMM en raison des contraintes de masse sur le satellite) [Basso 2009]. La masse des miroirs est estimée à 287 kg, pour une charge utile du satellite miroir d'environ 450 kg.

2.2.3 Estimation des performances optiques

Surface efficace

La surface efficace du miroir tel que décrit précédemment a été estimée par simulation et représentée sur la Figure 2.6. Elle est supérieure à 1000 cm² pour les énergies inférieures à 10 keV. Elle est d'environ 300 cm² à 40 keV et 120 cm² à 70 keV. Elle est maintenue supérieure à 50 cm² jusqu'à 80 keV. Ces performances sont conformes aux valeurs du Tableau 1.1. La surface efficace de collection du télescope dans son ensemble est un peu plus faible que celle de la Figure 2.6, surtout à basse énergie, car avant d'arriver dans le plan focal le flux est atténué par la présence des bras de la structure en étoile du miroir, des protections thermiques en aluminium de part et d'autre du miroir et des filtres optiques à l'entrée du plan focal.

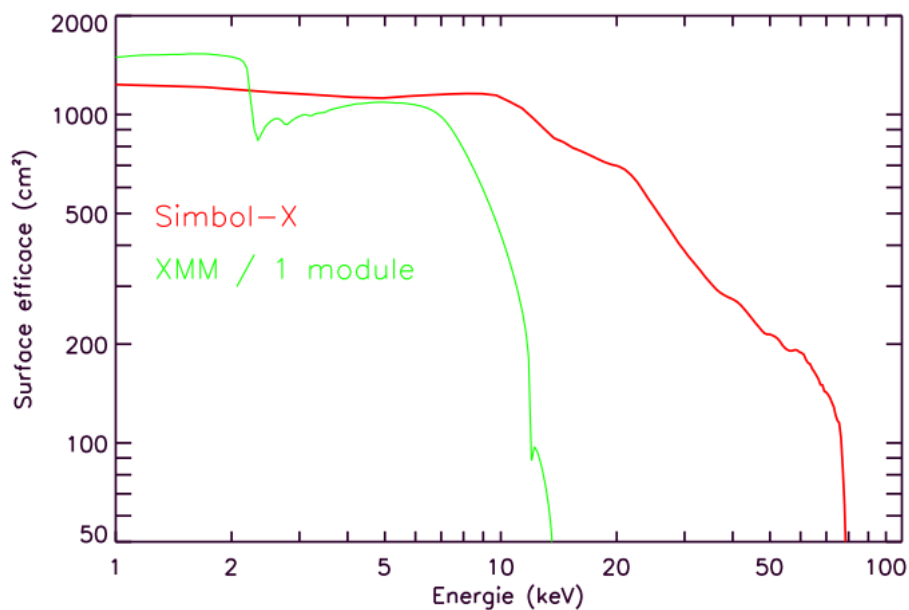


Figure 2.6 – Surface efficace des miroirs multicouches de Simbol-X en fonction de l'énergie de la lumière incidente, comparée à celle des miroirs monocouches d'XMM (Contribution de Philippe Ferrando).

Champ de vue

Le champ de vue du miroir de Simbol-X est également une fonction de l'énergie incidente. Il est supérieur à 14 arcmin pour les énergies inférieures à 15 keV. Il passe de 12 arcmin à 6 arcmin de 50 à 80 keV. Les prévisions sont donc conformes aux objectifs de la mission. Le champ de vue de

Simbol-X serait ainsi équivalent au champ de vue du télescope Nustar et supérieur à celui d'Astro-H (attendu à 9 arcmin).

Sensibilité

La sensibilité du télescope Simbol-X dépend de la surface efficace du miroir, des filtres sur les deux satellites, de l'efficacité quantique des détecteurs, du temps mort pendant lequel les détecteurs ne peuvent pas acquérir d'événements, et des zones mortes sur les détecteurs. Tous ces paramètres ont été pris en compte pour le calcul de la courbe de sensibilité de la Figure 2.7.

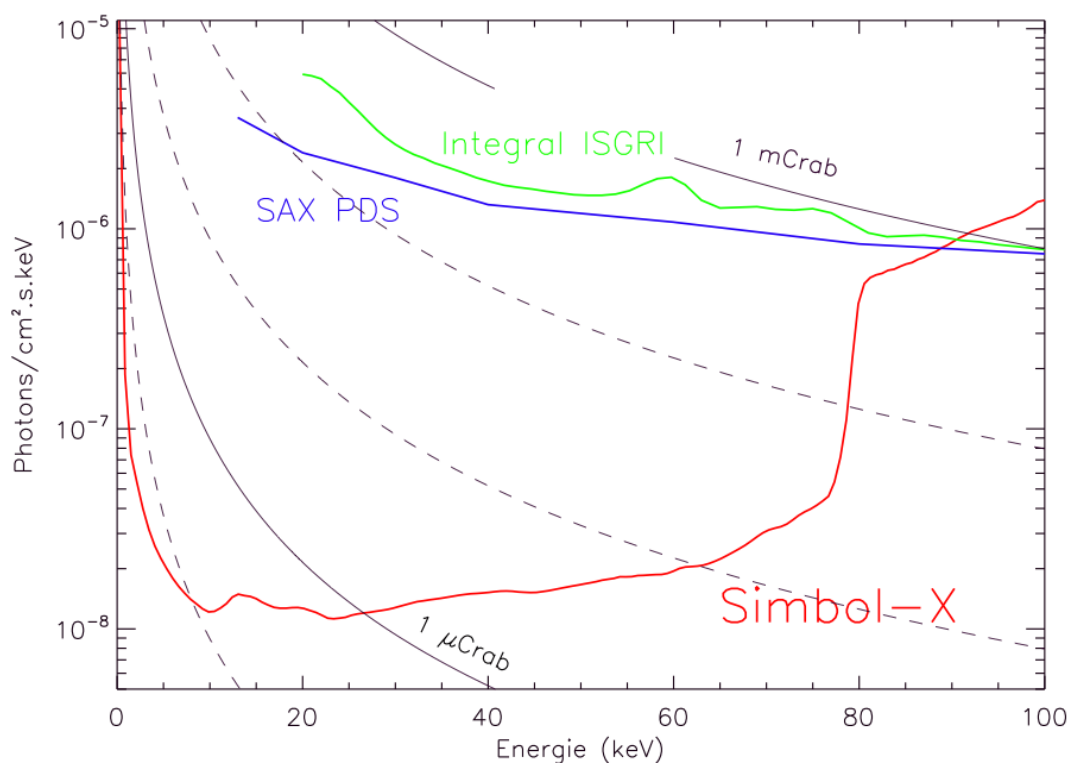


Figure 2.7 – Sensibilité définie comme la détectabilité à 3σ pour un temps d'exposition de 1 Ms comparée aux télescopes les plus sensibles dans le domaine X dur actuellement en vol (Contribution de Philippe Ferrando).

De par sa très bonne surface efficace jusqu'à 80 keV, le télescope Simbol-X à base de semi-conducteurs Si et CdTe est 100 fois plus sensible dans le domaine X dur que les meilleurs instruments fabriqués jusqu'à présent, à savoir l'imageur d'Integral à base de CdTe et de CsI et l'instrument PDS de BeppoSax à base de scintillateurs NaI et CsI [Frontera 1997]. Les nouvelles technologies pour les miroirs et les détecteurs permettent d'abaisser la sensibilité en-dessous du microcrab.

Tâche focale

L'équipe italienne a construit un modèle de miroir en nickel-cobalt avec une multicouche de silicium et de tungstène. Des images ont été réalisées à partir d'une source ponctuelle

monochromatique placée dans l'axe du miroir, dans l'installation Panter de l'institut Max Planck [Tagliaferri 2009]. La focale du miroir est de 10 m seulement car il n'est pas possible actuellement de tester des miroirs de plus grande focale, étant donnée la dimension de l'installation. La distance focale n'a pas d'influence sur la qualité de l'image, c'est-à-dire sur sa taille angulaire de la tâche focale. En faisant varier l'énergie du faisceau, la résolution angulaire du miroir a été mesurée en fonction de l'énergie incidente. À partir de ces données, nous pouvons calculer par la formule (1.6) le diamètre de la tâche focale contenant la moitié de l'énergie détectée, sur le plan de détection distant de 20 mètres. Les mesures sont reportées sur la Figure 2.8. La résolution attendue à 20 arcsec HEW à 30 keV est plutôt de 35 arcsec HEW pour ce prototype. À basse énergie, elle dépend d'écart de la forme du miroir au miroir idéal de Wolter I. À haute énergie, le facteur de rugosité du miroir rentre aussi en jeu, c'est pourquoi la résolution angulaire se dégrade (bien que la rugosité soit maîtrisée pour être de l'ordre de 0,1 nm seulement). Elle vaut 50 arcsec à 50 keV, ce qui correspond à 5 mm de diamètre sur le détecteur. Il faut attendre de construire des nouveaux miroirs de focale de 20 mètres et d'agrandir l'installation Panter pour pouvoir tester cette résolution jusqu'à 100 keV. Ces résultats préliminaires sont très encourageants pour le développement des miroirs de Simbol-X lorsque l'on sait que la résolution angulaire de la mission Nustar sera plutôt de 50 arcsec à 30 keV.

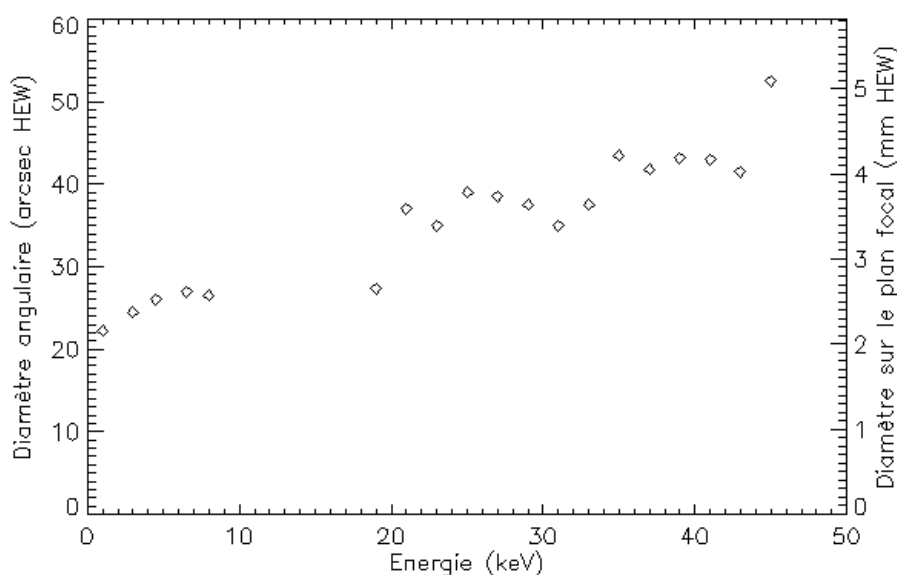


Figure 2.8 – Diamètre de la tâche focale (PSF) d'un prototype de miroir pour Simbol-X, sur l'axe optique, en fonction de l'énergie incidente. Ce paramètre est exprimé, en unité angulaire et en unité métrique sur le détecteur, en supposant une distance focale de 20 mètres [Tagliaferri 2009].

La technique et les performances optiques du supermiroir permettent pour la première fois d'envisager la concentration des rayons X jusqu'à 80 keV. Un nouveau système de détection adapté à cette bande spectrale a été conçu pour être placé dans le plan focal du miroir.

2.3 L'ensemble de détection de Simbol-X

2.3.1 Présentation générale

Description de la charge utile

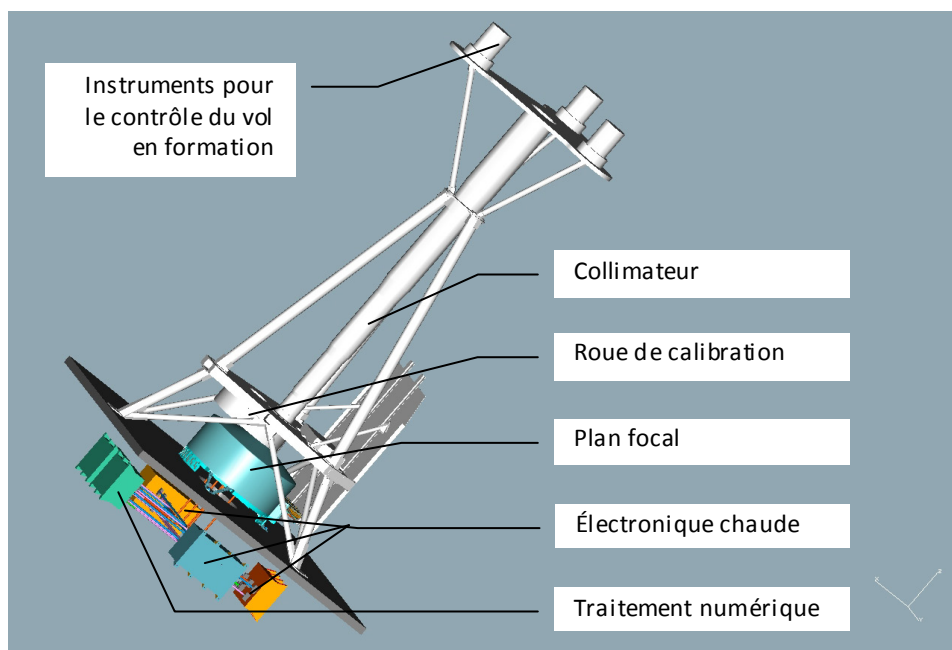


Figure 2.9 – Vue d'ensemble de la charge utile du satellite détecteur. Au sommet, le collimateur de 2 mètres arrête les photons hors de l'axe optique. En phase d'observation, la roue de calibration laisse passer les photons vers le plan focal équipé de détecteurs. Ceux-ci envoient les informations sur les événements détectés vers leur électronique chaude. Le boîtier de traitement numérique assure l'interface entre l'ensemble de détection et la plateforme du satellite (Contribution de Jérôme Martignac).

La charge utile du satellite détecteur, représentée sur la Figure 2.9, comprend un collimateur, une roue de calibration, un plan focal et des boîtiers d'électronique dite chaude et de traitement numérique. Le collimateur permet de reproduire partiellement une chambre noire autour du faisceau pour empêcher les photons non focalisés par le miroir d'arriver dans le plan focal. La roue de calibration est une plateforme horizontale qui tourne pour présenter devant le plan focal soit une ouverture pendant les phases d'observation, soit des sources radioactives de fer et d'américium pour l'étalonnage en vol des instruments du plan focal, soit un obturateur pour protéger les instruments lors du passage dans les ceintures de Van Allen. Le plan focal contient trois unités de détection pour déterminer la date d'arrivée des photons focalisés par le miroir, leur direction incidente et leur énergie. Le plan focal est refroidi pour diminuer le bruit thermique des détecteurs. Par opposition, on appelle électronique chaude les cartes électroniques situées à l'extérieur de l'enceinte de protection du plan focal, qui sont à la température ambiante du satellite ; ces cartes effectuent des traitements propres à chaque détecteur et envoient dans un même format

les informations sur les événements détectés vers l'unité de traitement numérique. Celle-ci est en charge de filtrer les événements et de les envoyer à la plateforme du satellite pour une retransmission au sol. L'ensemble de détection regroupe le plan focal et l'électronique chaude associée aux détecteurs.

Le plan focal de Simbol-X

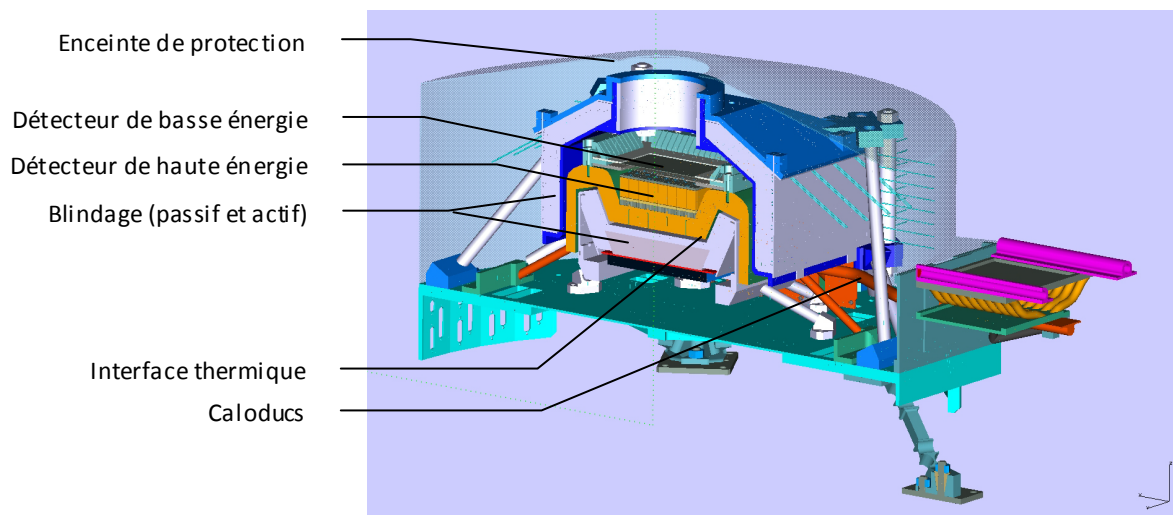


Figure 2.10 – Coupe du plan focal de Simbol-X (Contribution de Jérôme Martignac).

La Figure 2.10 illustre la composition du plan focal. Les détecteurs sont intégrés dans une enceinte de protection fixée sur un plateau. Les photons focalisés — arrivant par le haut sur cette figure — rencontrent le détecteur de basse énergie en silicium, nommé LED (*low energy detector*). Plus leur énergie est importante, plus la probabilité qu'ils traversent ce détecteur sans interagir est élevée. Un photon de 17 keV a une probabilité de 50 % d'interagir dans 0,45 mm de silicium et une probabilité de 50 % de le traverser. Un centimètre sous le LED, le détecteur de haute énergie nommé HED (*high energy detector*) est un plan de 2 mm de CdTe qui absorbe par effet photoélectrique tous les photons de moins de 100 keV de la source qui ont traversé le LED. D'après le diagramme de prédominance de la Figure 1.12, les photons focalisés les plus énergétiques qui interagissent dans le silicium le feront majoritairement par effet Compton. En fonction de l'angle de diffusion, le photon pourra être détecté en coïncidence temporelle par le détecteur en CdTe. Si l'on s'intéresse uniquement aux événements en coïncidence temporelle entre le LED et le HED, on dit qu'on utilise le plan focal en mode Compton. Les caméras Compton permettent de mesurer en particulier la polarisation de la lumière. Ce mode d'utilisation des détecteurs de Simbol-X n'est pas le mode principal ; son intérêt est discuté dans l'Annexe A. Le blindage des deux plans focaux, constitué d'une protection passive et d'une protection active, est séparé en une partie haute et une partie basse pour les entourer et limiter leur bruit de fond [Dirks 2006-1, Laurent 2009]. La protection active

appelée détecteur d'anticoïncidence (ACD, *anticoïncidence detector*), rejette le fond par un système de veto (introduit au paragraphe 1.2.1 et détaillé au paragraphe 2.3.4).

Les détecteurs de basse énergie et de haute énergie sont des spectro-imageurs. En plus de l'information temporelle utile pour le système de veto, ils fournissent une information précise de la position d'interaction des photons (imagerie) et l'énergie déposée (spectroscopie). Pour obtenir les performances souhaitées, notamment en spectroscopie, ces détecteurs doivent être refroidis autour de -50°C . Ces plans de détection dans l'enceinte de protection contiennent les éléments sensibles en silicium et en CdTe mais également leur électronique de proximité qui consomme de la puissance électrique et donc chauffe l'enceinte par effet Joule. Cette importante puissance thermique (8 W pour le LED, 16 W pour le HED) est évacuée par une interface thermique en contact avec de l'ammoniac circulant dans des caloducs puis vers le radiateur de la plateforme. Le fluide arrive à l'entrée de l'enceinte de protection à la température de -60°C pour assurer une température de -50°C au niveau du LED et -40°C environ au niveau du HED.

Le traitement numérique de la charge utile

Sous le plan focal, un boîtier d'électronique, équipé d'un ordinateur, contrôle l'intégralité de la charge utile et interagit fortement avec l'ensemble de détection. Tout d'abord, il transmet aux instruments les télécommandes reçues, pour changer les configurations d'observations par exemple. Il détecte certaines anomalies de fonctionnement en surveillant en permanence quelques paramètres clés des instruments. Il synchronise tous les détecteurs en leur envoyant un signal d'horloge toutes les secondes. Cette électronique de traitement numérique contient surtout la puissance de calcul et la mémoire nécessaire pour effectuer des traitements scientifiques. Elle doit récupérer les événements des trois unités de détection, les ordonner et identifier les événements arrivés dans la même fenêtre temporelle pour les marquer d'un veto. Elle effectue aussi des aperçus des données acquises, en construisant des histogrammes en énergie et des images cumulées des deux spectro-imageurs pour les jours où seuls des créneaux courts de transmission vers le sol sont possibles. Enfin, le processeur formate les données de surveillance et les données scientifiques dans des paquets CCSDS de télémétrie (standard défini par le Comité consultatif pour les systèmes de données spatiales), les stocke en mémoire et les transmet à la plateforme sur demande.

2.3.2 Le détecteur de basse énergie

Description du fonctionnement du détecteur

Le détecteur de basse énergie est une matrice de 128×128 pixels réalisée dans une tranche de silicium unique (*wafer*). Le plan de détection est monolithique et sans zone morte mais la matrice est divisée de façon logique en quatre quadrants de 64×64 pixels. Chaque quadrant est connecté à une électronique de lecture réalisée par des circuits intégrés dédiés ou Asics (*Application specified integrated circuits*) nommés Camex et Switcher. Les Switcher contrôlent les potentiels des pixels

pour une lecture cyclique en ligne. Les Camex mettent en forme le signal électrique des pixels. Ces signaux sont alors envoyés à l'extérieur du plan focal vers l'électronique chaude pour une conversion analogique-numérique. Des unités de pré-traitement (EPP, *event pre-processing*) sont ensuite responsables de la correction et de la réduction des données. Puisque tous les pixels sont systématiquement lus, la plupart de l'information générée par le LED est inutile pour la science. Après des corrections propres à chaque pixel et des corrections globales de mode commun, les EPP sélectionnent les données correspondant à de vrais événements. Une interface de contrôle récupère les événements filtrés sur chaque quadrant pour les envoyer à l'unité numérique de la charge utile [Schanz 2008]. Le schéma-bloc de ce dispositif est illustré par la Figure 2.11. Les Asics Camex seront également embarqués en 2011 dans le satellite russe *Spectrum Röntgen Gamma* pour le plan de détection du télescope *eRosita* [Predehl 2006]. L'ensemble de détection de basse énergie de Simbol-X est réalisé par des laboratoires allemands. L'institut Max Planck de physique extraterrestre (MPE) à Garching est responsable du plan détecteur ; il est associé à l'installation de recherche du HLL (*Halbleiterlabor*, laboratoire de semi-conducteurs) à Munich pour sa fabrication. L'Institut d'astronomie et d'astrophysique de l'université de Tübingen (IAAT) est responsable de l'électronique numérique.

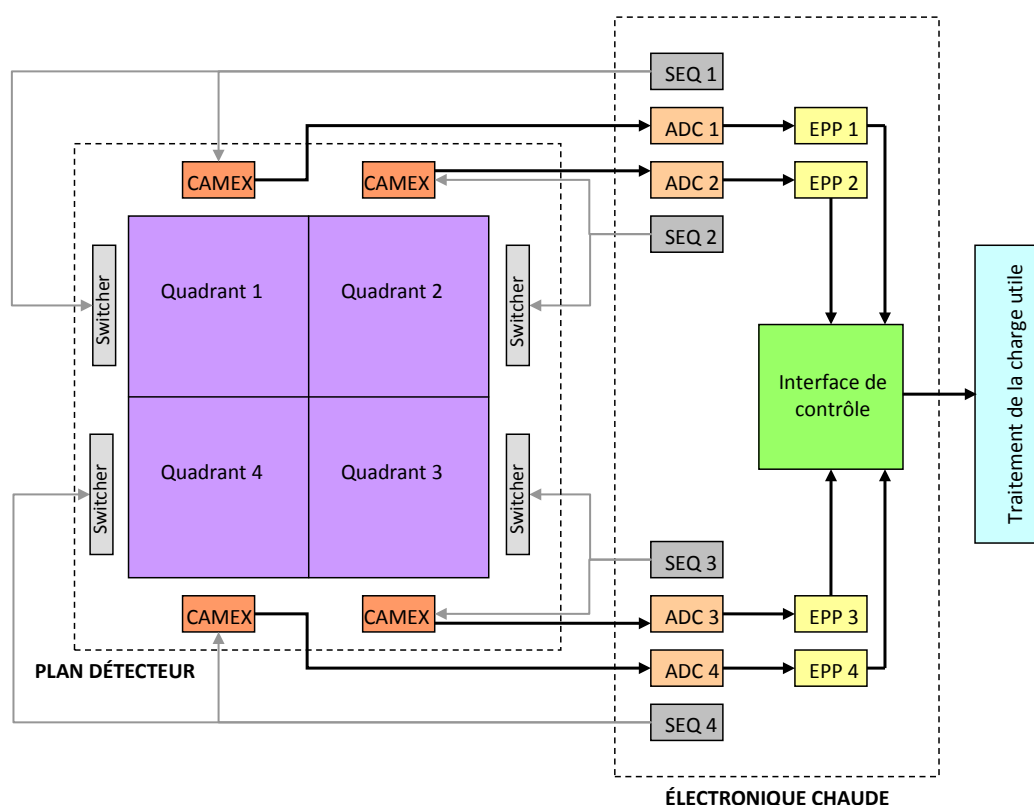


Figure 2.11 – Schéma bloc de l'ensemble de détection de basse énergie. Les Asics Camex lisent les pixels en ligne par quadrant. Tous les signaux sont envoyés vers des unités de pré-traitement (EPP) après avoir été numérisés par des convertisseurs analogiques-numériques (ADC). Les EPP identifient les données correspondant à des interactions de photons sur la matrice. L'interface de contrôle récupère les informations sur ces événements pour les envoyer vers l'unité de traitement numérique de la charge utile. Des séquenceurs (SEQ) contrôlent les Asics Camex. Les Asics Switcher (2 par quadrant) assurent la lecture en ligne du détecteur.

Principe du détecteur à macropixels

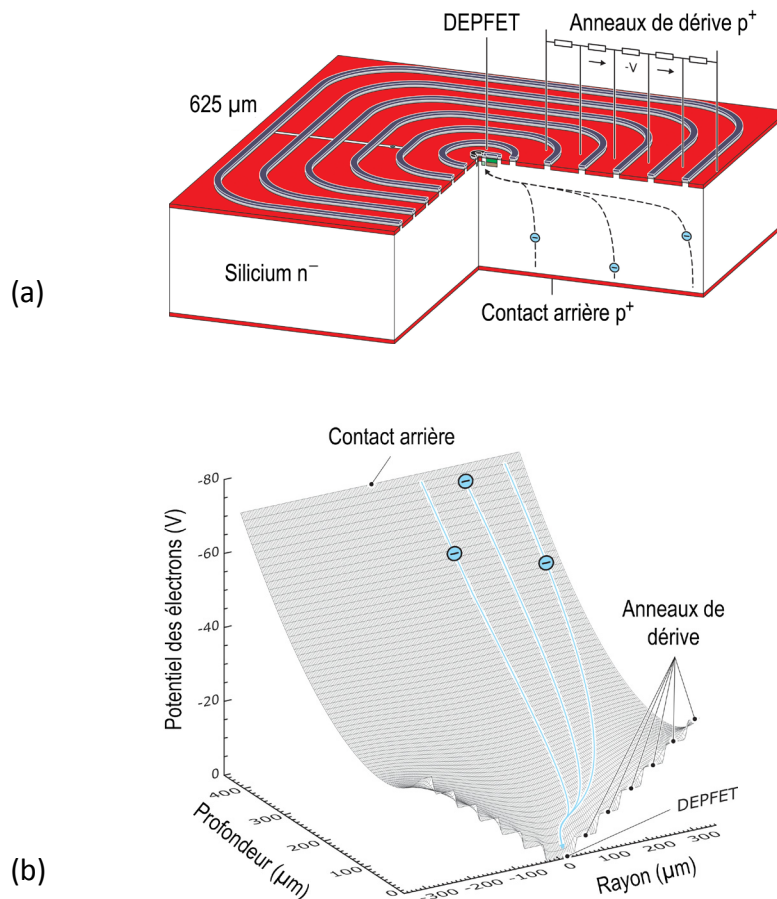


Figure 2.12 – (a) Structure d'un macropixel et (b) potentiel électrique vu par les électrons. Lorsqu'un photon interagit dans le cœur du pixel, des paires électron-trou sont créées. Les trous migrent vers la surface. Les électrons suivent le puits de potentiel, créé par les anneaux de diode dopés p^+ polarisés en inverse de façon graduelle sur la face avant, et arrivent au centre du pixel où se trouve le Depfet qui réalise l'électronique d'amplification (Contribution de Peter Lechner).

Le détecteur de basse énergie est un détecteur à macropixels, de la famille des détecteurs à pixels actifs (*APS, active pixel sensor*), avec un élément d'amplification intégré au centre de chaque pixel. Le macropixel de $625 \mu\text{m}$ associe une structure de détecteur à dérive en silicium (*SDD, silicon drift detector*) à un transistor à effet de champ de canal p déplété (*Depfet, depleted p-channel field effect transistor*) [Kemmer 1987]. La Figure 2.12 illustre sa composition et son fonctionnement. Le volume du pixel est légèrement dopé n et les deux surfaces sont dopées p^+ pour former une structure de double diode, que l'on polarise en inverse pour que le pixel soit complètement déplété dans le volume. Le détecteur est éclairé par la face arrière. Lorsqu'un nuage de charges est créé dans le semiconducteur par l'interaction d'une particule, les trous migrent vers les deux faces du détecteur sous l'effet du champ électrique de la double diode. Dans le SDD, la face avant est en fait constituée d'anneaux concentriques dopés p^+ polarisés négativement de façon graduelle, de manière

à créer un champ électrique radial et un puits de potentiel pour les électrons qui les fait dériver vers le centre du pixel où se trouve le Depfet [Lechner 2008]. Ce concept de macropixel Depfet sera également utilisé pour le spectro-imageur X de Bepicolombo, mission d'exploration planétaire qui sera lancée en 2013 pour atteindre la planète Mercure 6 ans plus tard [Treis 2008].

Le Depfet est un transistor de 30 à 50 μm qui joue à la fois le rôle de détecteur et d'électronique d'amplification. Le mouvement des électrons générés jusqu'à la grille interne du Depfet va induire une charge image dans le canal de conduction du transistor et donc augmenter le courant du Depfet. Ainsi, le courant du Depfet au centre du pixel est une image de l'énergie déposée par un photon au cœur du pixel ; la variation de courant est typiquement de 300 pA par électron, soit environ 80 nA pour un photon de 1 keV. La structure de SDD permet d'augmenter la zone sensible du Depfet sans changer les excellentes propriétés de capacité et de bruit de l'électronique d'amplification. On obtient ainsi un macropixel qui a un bruit électronique inférieur à 10 électrons rms (*root mean square*) en charge équivalente[^] à -50°C et par conséquent un très bon pouvoir spectral (inférieur à 150 eV à 6 keV). Les contacts des Depfets d'une même rangée sont connectés entre eux, pour permettre une lecture en ligne de la matrice. Les Asics Switcher à proximité de la matrice contrôlent le potentiel de ces contacts pour lire et vider les charges des pixels de façon cyclique [Lutz 1999, § 9.3]. Dans la géométrie de Simbol-X, un même pixel est lu toutes les 128 μs car il faut 2 μs pour lire une ligne.

2.3.3 Le détecteur de haute énergie

Le plan de détection

Pour arrêter les photons jusqu'à 100 keV, un matériau plus dense que le silicium est nécessaire. Le deuxième détecteur semiconducteur de Simbol-X appartient à la famille Cd(Zn)Te[▼]. Le choix du type exact de détecteur a fait l'objet de l'étude présentée au Chapitre 3. Les procédés actuels de croissance des cristaux en CdTe ou CdZnTe ne permettent pas de fabriquer des détecteurs de grande surface. Ainsi, le détecteur de haute énergie ne peut pas être un détecteur monolithique de 64 cm^2 comme l'est le détecteur de basse énergie. En conséquence, le plan de détection de haute énergie sera une mosaïque carrée de 64 détecteurs de Cd(Zn)Te de 1 cm^2 . La fenêtre d'entrée de chaque détecteur est recouverte d'une électrode métallique pleine polarisée par une source de haute tension. La surface opposée est quant à elle recouverte d'une électrode segmentée en 16×16 contacts, soit 256 pixels. Chaque pixel est connecté à une chaîne de lecture qui amplifie et filtre le signal. On nommera par la suite cette électronique analogique l'**électronique frontale** (*front-end*) ou l'**électronique de lecture**.

[^] La définition de la charge équivalente de bruit sera donnée au Chapitre 4.

[▼] La notation Cd(Zn)Te est une formule condensée pour désigner les différentes variantes de détecteurs CdTe et CdZnTe.

Contrairement au LED, le HED est un système autodéclenché. Les pixels fonctionnent indépendamment et ne sont lus que lorsque leur charge est supérieure à un seuil bas de détection. L'avantage de ce mode de lecture par rapport à la lecture en ligne du LED est d'avoir un temps d'intégration court permettant de mieux estimer la date d'arrivée du photon et de n'avoir que des données correspondant à des événements réels à la sortie du plan focal. L'inconvénient est la complexité de l'électronique de proximité ; pour Simbol-X, 16834 chaînes analogiques doivent être intégrées dans le plan focal. Celui-ci doit par ailleurs être le plus compact possible pour optimiser la masse et les performances de réjection de bruit de fond du détecteur d'anticoïncidence entourant les plans focaux (voir paragraphe 2.3.4). Une solution innovante conçue au CEA de Saclay est un dispositif électrique intégrant à la fois la matrice de détecteur à 256 pixels de 1 cm^2 et toute l'électronique de lecture de cette matrice sous celle-ci. Cet **hybride** ou **microcaméra** a été mis au point dans le cadre du projet Caliste, présenté en détail au Chapitre 4. Il constitue une brique élémentaire de détection juxtaposable sur ces quatre faces latérales. Au final, le plan de détection de haute énergie est donc une succession de microcaméras posées bord à bord suivant 8 lignes et 8 colonnes, comme illustré par la Figure 2.13.

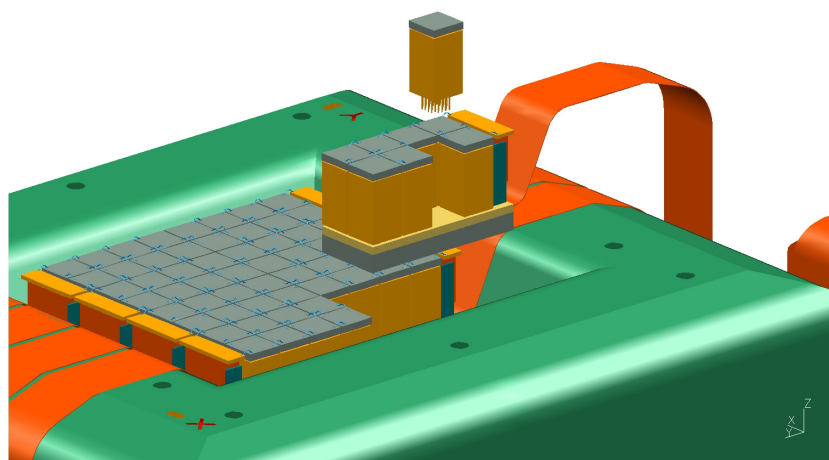


Figure 2.13 – Vue éclatée du plan de détection de haute énergie, constitué d'une juxtaposition de 64 microcaméras en Cd(Zn)Te. Ce plan est divisé en huit secteurs électriquement et mécaniquement indépendants, c'est-à-dire qu'ils ont leur propre substrat et leur propre carte d'alimentation connectée par une nappe flexible (en rouge). En vert, l'interface thermique permet de refroidir les microcaméras par leur base, via le substrat du secteur.

L'électronique chaude associée

Le plan de détection est divisé en huit secteurs mécaniquement et électriquement indépendants, visibles sur la Figure 2.13. Chaque secteur est relié à sa propre carte électronique en charge de polariser l'électronique de lecture (3,3 V) et les détecteurs (typiquement -500 V) des huit microcaméras. Cette architecture permet, en cas de défaillance d'une alimentation électrique, de ne

perdre qu'un huitième de la caméra. Hormis ces huit cartes électroniques, le boîtier d'électronique chaude du détecteur de haute énergie contient surtout deux cartes d'électronique numérique (une principale et une redondante) pour contrôler le fonctionnement du plan focal entier. Un composant logique programmable de type FPGA (*field programmable gate array*) gère la lecture de chaque événement détecté ; il communique avec l'électronique frontale des microcaméras pour récupérer la position des pixels qui se sont déclenchés et la valeur des énergies déposées dans ces pixels, numérisées par des convertisseurs analogiques numériques. Il date à 10 ns près les événements et met en forme les informations dans des paquets de données envoyés à l'unité de traitement numérique de la charge utile. Le FPGA assure également la configuration de l'électronique du plan focal et la lecture des paramètres du détecteur permettant la surveillance de son fonctionnement. Par la suite, l'ensemble de ces fonctions sera regroupé sous le dénominateur d'**électronique numérique** du HED.

2.3.4 La double protection du plan focal

Le blindage du plan focal est la combinaison d'une protection passive et d'une protection active entourant les deux plans focaux pour éliminer une partie de leur bruit de fond, physiquement ou par traitement d'anticoïncidence. Il est réalisé par le laboratoire français d'Astroparticules et cosmologie (APC). La protection passive est une structure dense qui bloque les rayons X ne provenant pas du champ de vue. Il est constitué d'une superposition de matériaux. La feuille de tantale de 3 mm arrête les photons X jusqu'à 100 keV mais réémet des photons de fluorescence X de plus faible énergie ; les couches suivantes permettent progressivement de supprimer toute fluorescence en direction des détecteurs. La protection active, superposée au blindage passif, est composée de scintillateur plastique dont le rôle est de détecter les particules chargées, notamment les protons cosmiques, sans les arrêter et de marquer d'un veto les événements coïncidents sur les détecteurs du plan focal. Si l'on avait opté pour un scintillateur à base de cristal comme le BGO ou le NaI, il aurait arrêté les photons également. Pour la mission Simbol-X, il a été choisi d'utiliser un matériau plastique en l'associant à un blindage passif car sa mise en œuvre mécanique et électrique est plus simple et moins coûteuse.

Le détecteur d'anticoïncidence (protection active du plan focal) est divisé en deux parties, la partie haute comportant 8 plaques de scintillateurs et la partie basse en comportant 5. Huit fibres optiques sont collées sur chaque plaque et guident la lumière générée jusqu'à deux anodes de photomultiplicateurs, comme l'illustre la

Figure **2.14** ; ceux-ci convertissent les photons en électrons avec une efficacité quantique d'environ 20 %. La somme des deux signaux d'une plaque passe par un amplificateur de courant et un discriminateur, lequel détecte le moment où l'impulsion de courant générée franchit un certain seuil d'amplitude. La date et le numéro de la plaque touchée sont envoyés vers l'électronique de traitement numérique pour chaque événement. L'objectif de cet instrument étant de détecter

rapidement des particules le traversant, on utilise un système optique avec un fort gain et une électronique avec un temps de réponse court. La précision de datation est de l'ordre de 50 ns.

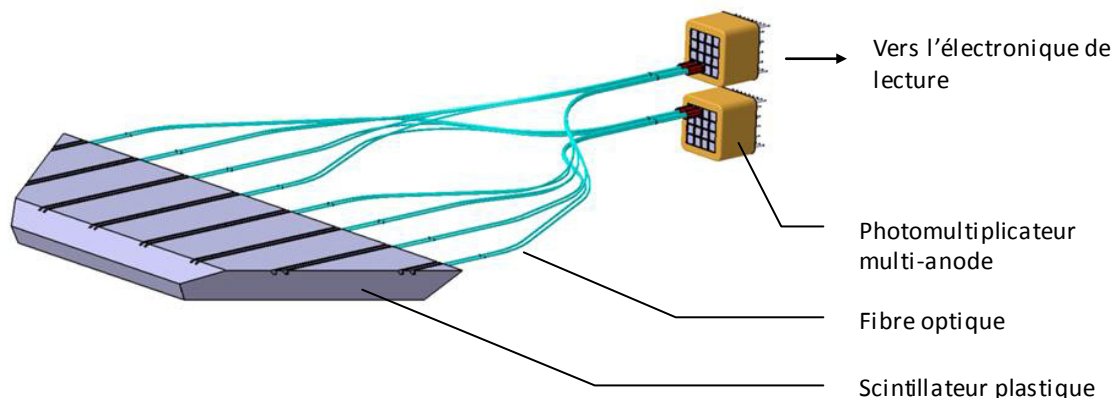


Figure 2.14 – Connexion d'une plaque de la protection active du plan focal à son électronique de lecture [Laurent 2009].

La conception mécanique de l'ACD est optimisée pour rejeter efficacement le bruit de fond selon tous les angles d'incidence autres que l'axe optique, avec la masse la plus faible possible, contrainte par l'application spatiale. Pour ce faire, l'équipe de simulation du bruit de fond du projet Simbol-X développe un code de simulations Monte Carlo à partir de l'outil Geant 4 [Allison 2006]. Le bruit de fond immédiat issu de l'interaction des particules cosmiques est évalué, ainsi que le bruit de fond retardé, provenant de la désintégration radioactive des éléments environnant les détecteurs qui ont été activés par le rayonnement cosmique. L'influence de la géométrie et des matériaux du plan focal est étudiée [Chipaux 2008, Tenzer 2009].

Principe du veto par anticoincidence

L'arrivée des particules chargées sur le détecteur d'anticoincidence est un processus de Poisson de paramètre $N\tau$ tel que la probabilité que k particules arrivent entre t et $t + \tau$ est donnée par la relation :

$$P(n = k) = e^{-N\tau} \frac{(N\tau)^k}{k!} \quad (2.1)$$

La moyenne (espérance mathématique) d'une telle statistique vaut $N\tau$, de sorte que si on exprime τ en secondes, N est le taux de comptage moyen en coups par seconde sur le détecteur. Ce taux est proportionnel à la surface du blindage actif. On considère maintenant un événement vu par un détecteur du plan focal et une fenêtre de temps Δt qui correspond à l'intervalle de confiance de la datation de l'événement. Si un événement est détecté dans cette même fenêtre par l'ACD, on marquera l'événement du LED ou du HED d'un veto car on supposera qu'il est produit par la même

particule qui a traversé le blindage. D'après l'expression (2.1), la probabilité pour que l'événement sur le détecteur d'anticoïncidence soit en fait dû à l'arrivée d'une autre particule indépendante dans la même fenêtre (et que le veto soit injustifié) est telle que :

$$P_e(\Delta t) = P(n \geq 1) = 1 - e^{-N \Delta t} \quad (2.2)$$

$$P_e(\Delta t) \approx N \Delta t \quad \text{pour } N \Delta t \ll 1$$

Pour minimiser cette erreur, il faut donc limiter le taux de comptage de l'anticoïncidence en dessinant un blindage le plus compact possible et limiter l'incertitude de datation des détecteurs de basse énergie et de haute énergie. La conception du détecteur d'anticoïncidence a ramené le taux de comptage à 2000 coups par seconde environ. La lecture cyclique en ligne du LED implique de collecter la charge dans un pixel toutes les 128 μs , sans savoir l'instant exact où elle a été déposée. La probabilité d'erreur de l'équation (2.2) est dans ce cas trop élevée (23 %) pour que le principe du veto soit appliqué. En revanche, le HED repose sur un système autodéclenché adapté au principe d'anticoïncidence. Le détecteur d'anticoïncidence va interdire toute donnée arrivant en même temps qu'une particule qu'il a vue, même s'il s'agit d'un photon de la source arrivant sur le HED. Il s'ensuit qu'une fraction du temps d'observation, égale à $N \Delta t$, sera supprimée par des vetos et correspondra à un temps mort pour la science. Une fenêtre de coïncidence de 1 μs pour le HED permet d'avoir un temps mort dû à l'anticoïncidence négligeable. L'erreur associée de fausse réjection vaudra 0,2 % d'après l'équation (2.2), ce qui est très faible.

Pour créer un observatoire spatial, le point de départ est la formation d'un consortium d'astrophysiciens pour définir les objectifs scientifiques, comme je l'ai reporté dans la partie 2.1. Un concept d'instrumentation est ensuite proposé, pour le système optique, décrit dans la partie 2.2, et pour le système de détection, décrit dans la partie 2.3. La suite du projet est la définition détaillée de chaque instrument. Mes travaux de recherche sont centrés sur le plan de détection de haute énergie de Simbol-X, auquel est consacré la dernière partie de ce chapitre.

2.4 Optimisation du détecteur de haute énergie

La démarche que j'ai adoptée pour aboutir à la conception détaillée du HED a consisté à :

1. traduire les objectifs scientifiques en objectifs spécifiques à l'instrument,
2. analyser les paramètres de l'instrument impactés par ces objectifs,
3. mettre en place des études pour déterminer les valeurs optimales de ces paramètres, en prenant en compte l'environnement de l'instrument,
4. réaliser des prototypes pour démontrer que les objectifs fixés peuvent être atteints avec le concept initial de l'instrument.

Je rapporte ici les deux premiers points de ce travail d'optimisation.

2.4.1 Principales spécifications applicables

Bande spectrale

À partir de 8 keV, le détecteur de basse énergie n'est plus efficace à 100 %. Au delà de 80 keV, la surface efficace du miroir devient très faible. La bande spectrale nominale de fonctionnement du détecteur de haute énergie est donc de 8 à 80 keV. Cette exigence contraint essentiellement le choix de matériau et son épaisseur pour garantir une efficacité maximale jusqu'à 80 keV.

Résolution spectrale

Une résolution spectrale de 1,3 keV à 68 keV est un défi important pour cet instrument. Les spectro-imageurs gamma non cryogéniques actuellement en vol avaient au début de leur mission une résolution entre 4 et 5 keV à cette énergie [Lebrun 2003-1, Bat]. Nous verrons au paragraphe 4.2.3 que cela nécessite des cristaux détecteurs avec un très faible courant d'obscurité et une électronique de lecture à ultra bas bruit.

Résolution temporelle

Les objectifs scientifiques sont une datation absolue à 100 μ s. Elle nécessite au niveau de l'électronique numérique du HED une synchronisation de l'horloge avec l'unité numérique de la charge utile (et donc avec les autres détecteurs) et éventuellement des corrections de temps pour prendre en compte des délais de transmission.

Champ de vue et surface du détecteur

Un champ de vue de 12 arcmin de diamètre correspond à un diamètre de 7 cm sur le plan focal, en considérant une distance focale de 20 mètres, d'après l'équation (1.7). Nous avons décidé d'avoir des détecteurs de basse énergie et de haute énergie de 8 cm de côté pour prendre en compte les erreurs d'alignement des satellites.

Résolution angulaire et échantillonnage de la tâche focale

L'objectif de la mission Simbol-X est une résolution angulaire de 20 arcsec HEW à 30 keV. Cette résolution correspond à une tâche focale (PSF) de 2 mm sur le plan focal, d'après la Figure 2.8. Pour récupérer l'information de position sans perte, il faut échantillonner la PSF avec au minimum 2 pixels, d'après le théorème de Shannon. Nous avons choisi pour les détecteurs de basse énergie et de haute énergie des pixels de 625 μ m, pour avoir 3 pixels dans le diamètre de la PSF en dessous de 30 keV. Cela signifie que la moitié de l'énergie d'une source ponctuelle est collectée dans 9 pixels. Étant donné que la résolution angulaire du miroir est dégradée à plus haute énergie, on peut s'attendre à avoir plutôt 5 pixels dans le diamètre de la PSF à 60 keV.

Sensibilité de détection d'une raie spectrale étroite

Pour détecter la raie à 68 keV dans les supernovae, la sensibilité de l'instrument doit être inférieure à 3.10^{-7} photons.cm².s⁻¹ pour une exposition de 1 Ms. Cette sensibilité dépend de l'efficacité du détecteur et également de sa résolution spectrale car pour un nombre donné de photons à 68 keV détectés, plus le support spectral est étroit, plus cette raie est élevée et se distingue du continuum émis par ailleurs par la source. La résolution spectrale est donc un paramètre à minimiser afin d'optimiser la sensibilité de l'instrument pour la détection des raies fines.

Sensibilité en bande large et bruit de fond du détecteur

Les objectifs de la mission en termes de sensibilité contraignent le niveau du bruit de fond maximal du détecteur de haute énergie. Après réjection des particules détectées en coïncidence avec la protection active du plan focal, le nombre d'événements du détecteur de haute énergie ne correspondant pas aux photons focalisés de la source doit être inférieur à 2.10^{-4} s⁻¹.cm⁻².keV⁻¹. Cette exigence requiert l'utilisation d'un blindage actif. Le système de veto ne peut pas s'appliquer si la précision de datation du détecteur de haute énergie est de 100 μs car la probabilité de fausse coïncidence serait alors trop élevée (18 % d'après l'équation 2.2). Nous avons vu qu'une fenêtre de coïncidence de 1 μs garantissait un temps mort d'anticoïncidence et un taux d'erreur de veto négligeables. La datation des événements doit être suffisamment précise devant la taille de la fenêtre de coïncidence. L'objectif pour la mission est une précision de datation de 100 ns rms pour le HED. Cette exigence a un impact sur la conception de l'électronique du détecteur, aussi bien analogique que numérique. L'optimisation consiste ici à obtenir les meilleures performances par des traitements réalisables à bord du satellite. La problématique de la réjection de bruit de fond avec un temps mort minimal de l'instrument est traitée au Chapitre 6.

Durée de la mission

La mission doit être conçue pour 5 ans de fonctionnement. Les instruments spatiaux doivent être d'une grande fiabilité puisqu'aucune maintenance manuelle n'est possible. Cela passe par la conception d'une électronique robuste aux radiations. Les matériaux de détection vieillissent aussi sous l'effet des radiations et l'impact de ce rayonnement sur leurs performances doit être maîtrisé. Nous bénéficions pour ce dernier point d'une connaissance précise héritée de la mission Integral mettant en œuvre des détecteurs CdTe depuis près de 7 ans.

2.4.2 Autres facteurs influençant la conception de l'instrument

Zones efficaces

Les observatoires spatiaux actuels utilisent le Cd(Zn)Te avec des techniques d'imagerie indirecte. Dans ce cas, le flux des sources est réparti sur l'ensemble de la caméra, de telle sorte que le flux détecté est toujours atténué du même facteur égal à la fraction globale de zones mortes (27 % dans Isgri). Avec une technique de focalisation, l'image est concentrée sur une faible surface (moins

de 1 cm^2 pour Simbol-X). Si la tâche focale est centrée sur une zone insensible du détecteur, l'atténuation peut être bien plus importante. La fraction et la répartition de la surface insensible sur le plan sont donc des paramètres plus critiques pour une technique d'imagerie directe. De plus, du fait que le télescope Simbol-X soit déformable, le déplacement de la tâche focale dans des zones alternativement sensibles et insensibles rend complexe la reconstruction de la photométrie. L'espace entre les microcaméras et les zones insensibles sur les matrices de détecteurs constitue des zones mortes à minimiser.

Seuil bas de détection

Le LED n'était plus efficace à 100 % à partir de 8 keV, le HED doit pouvoir détecter des photons d'aussi faible énergie. Il se peut que l'interaction d'un photon dans le détecteur à électrodes segmentées produise des charges qui se partagent dans plusieurs pixels. Dans ce cas, le seuil effectif de détection des pixels doit être inférieur à 8 keV pour que l'événement soit détecté. Supposons que la charge soit partagée sur deux pixels uniquement. Un seuil bas de 4 keV permet à coup sûr de déclencher au moins l'une des voies. Son énergie sera sous-estimée mais nous savons par ailleurs qu'un photon de moins de 8 keV est entièrement arrêté dans le LED. Un seuil de 4 keV est donc recommandé pour détecter des photons de plus de 8 keV. Un seuil plus bas permet d'avoir en plus une bonne information sur l'énergie réellement déposée.

Durée d'une observation et stabilité du détecteur

Le flux des sources X et gamma est très faible. Les durées d'observation doivent être longues pour augmenter le niveau de confiance des mesures (cf. équation 1.5). Les « temps de pause » dans ce domaine d'énergie sont de l'ordre de 100 ks (28 h). La réponse des détecteurs doit être stable pendant cette durée. De plus, le temps d'observation doit être optimisé sur l'orbite et on doit pouvoir envisager un fonctionnement des détecteurs qui ne requiert pas d'opérations de maintenance que lorsque le satellite est au-dessus de 73 000 km. L'étude de la stabilité des détecteurs CdTe Schottky et l'optimisation des conditions d'opérations pour la mission fait l'objet du Chapitre 7.

Fonctionnement du LED à proximité

Le plan détecteur de haute énergie se trouve très proche du détecteur de basse énergie, typiquement 1 cm, ce qui induit des couplages thermiques et électromagnétiques. Le LED doit fonctionner à -50°C pour atteindre les performances spectrales attendues. Il s'ensuit que, indépendamment des considérations de fonctionnement du HED lui-même, il est souhaitable que le plan de détection inférieur soit bien refroidi. Il faut donc minimiser le gradient thermique entre les détecteurs Cd(Zn)Te et la base des microcaméras par laquelle est évacué le flux thermique. Nous verrons au Chapitre 4 que cela contraint la conception de l'électronique de lecture intégrée et des hybrides. D'autre part, une tension de polarisation des détecteurs Cd(Zn)Te trop élevée peut provoquer des micro-claquages inacceptables dans le vide entre les deux détecteurs.

2.4.3 Synthèse des paramètres à optimiser

L'optimisation du détecteur de haute énergie s'articule autour de plusieurs problématiques résumées dans le Tableau 2.2. Pour chaque critère, un voire deux éléments de la chaîne de détection ont été étudiés pour démontrer la faisabilité des objectifs fixés par la mission. Les chapitres apportant des éléments de réponse pour chaque critère figurent dans la dernière colonne.

Tableau 2.2 – Critères à optimiser pour la conception du détecteur de haute énergie de Simbol-X. Les zones grisées correspondent aux éléments clés à étudier pour atteindre les performances attendues.

Paramètres	Objectifs	Objets impactés en premier lieu				Chapitre
		Détecteur	Électronique frontale	Hybride	Électronique numérique	
Épaisseur						7
Résolution spectrale	1,3 keV à 68 keV					5
Résolution temporelle	100 ns rms					6
Zones efficaces	90 %					4
Seuil bas de détection	4 keV					5
Stabilité en temps	80 h					7
Température	-40°C					7
Haute tension	< 1000 V					3

Le détecteur de haute énergie de la mission Simbol-X a été défini comme un plan de détection de 64 cm² à base de CdTe, avec des pixels de 625 µm, pour s'adapter aux caractéristiques du miroir et par suite obtenir une bonne sensibilité dans le domaine X dur. La solution pour atteindre cette résolution spatiale est d'utiliser la technologie de segmentation des électrodes. Aucune mission spatiale actuelle n'utilise de détecteurs en Cd(Zn)Te à électrodes segmentées. J'ai mis en œuvre ce type de détecteur en laboratoire pour étudier ses propriétés et pour évaluer son pouvoir spectral. Les astrophysiciens souhaitent une résolution spectrale inférieure à 1,3 keV à 68 keV pour observer les raies du titane 44 dans les vestiges de supernovae mais une telle performance n'a jamais été obtenue sur une large surface de détection.

Chapitre 3

Propriétés et caractérisation des détecteurs Cd(Zn)Te à pixels

Sommaire

3.1	Fabrication de détecteurs pixélisés à base de CdTe.....	71
3.2	Les propriétés de la détection avec les semiconducteurs Cd(Zn)Te	77
3.3	Mesures de courant d'obscurité	86
3.4	Mesures spectroscopiques sur substrat.....	97
3.5	Sélection des détecteurs pour la mission Simbol-X	106

Le CdTe est un matériau bien adapté à la détection des rayons X durs et gamma. Il est important de maîtriser les techniques de fabrication des détecteurs à pixels à base de CdTe et leurs propriétés intrinsèques afin d'optimiser les performances d'imagerie et de spectroscopie. Dans ce chapitre, j'analyse les résultats expérimentaux obtenus sur une quinzaine d'échantillons de matrices de Cd(Zn)Te pour dégager leurs caractéristiques. J'en déduis la famille de détecteur qui est la plus appropriée à la mission spatiale Simbol-X.

3.1 Fabrication de détecteurs pixélisés à base de CdTe

La réalisation de matrices de détecteurs minces en Cd(Zn)Te sur substrat passe par :

- la synthèse d'un monocristal à partir de tellure et de cadmium,
- la découpe du lingot en tranches minces puis en échantillons,
- le dépôt des contacts métalliques et notamment d'une électrode segmentée sur une des deux faces pour obtenir des pixels,
- le report de ces détecteurs sur un substrat.

Dans ce paragraphe sont détaillés les procédés de fabrication et les choix de matériaux qui influent sur la qualité des échantillons, du point de vue des performances scientifiques et dans l'objectif d'une application spatiale.

3.1.1 Les cristaux de CdTe et de CdZnTe

Le tellurure de cadmium est un semiconducteur de type II-VI. Il cristallise dans une structure de type zinc blende. Il existe plusieurs méthodes de croissance pour le CdTe et ses dérivés :

- Le CdTe de l'entreprise AcroRad (Japon) est fabriqué selon la méthode de la zone fondue (*THM, traveling heater method*). Un polycristal est d'abord réalisé par fusion de lingots de tellure pur et de cadmium pur. Ce lingot brut est placé dans une ampoule de quartz qui est chauffée localement. La zone fondue est immergée dans un solvant riche en tellure ; on introduit également dans ce solvant du chlore sous forme de CdCl_2 pour compenser les lacunes natives de cadmium qui agissent comme des sites accepteurs pour le semiconducteur. Le lingot se recristallise ainsi progressivement en un monocristal de grande qualité cristallographique sur un volume important (cylindre de 75 mm de diamètre et de 220 mm de hauteur depuis 2000). Cette méthode a un bon rendement mais elle est très lente. Elle produit un semiconducteur très résistif, légèrement de type p [Funaki]. Le CdTe dopé au chlore pourra être noté par la suite CdTe:Cl.
- Le CdZnTe (CZT) de l'entreprise eV-products (États-Unis) est fabriqué selon la méthode de Bridgman à haute pression (*HPB, high pressure Bridgman*). Une ampoule scellée contient à l'état liquide du tellure, du cadmium en quantité égale et une faible quantité de zinc. L'ensemble est placé dans un creuset en graphite, porté à haute pression (~100 bars) et déplacé dans un gradient de température de sorte qu'il se cristallise en se refroidissant lentement. eV-products introduit du cadmium en faible excès pour fabriquer un semiconducteur légèrement de type n et une proportion de zinc tel que la formule exacte du cristal est $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$. Cette méthode produit des cristaux de très grande résistivité avec un rendement et une uniformité limités.

Le Tableau 3.1 présente les propriétés de ces deux types de cristaux. Les derniers paramètres du tableau, intéressants pour la détection, seront explicités dans les paragraphes suivants.

Tableau 3.1 – Propriétés des détecteurs CZT et CdTe utilisés [eV-products, Limousin 2001].

Semiconducteur	Cd _{0.9} Zn _{0.1} Te (HPB)	CdTe (THM)
Numéros atomiques Z	48, 50, 52	48, 52
Masse volumique ρ à 300 K (g.cm ⁻³)	5,78	5,85
Énergie de bande interdite E_g (eV)	1,57	1,51
Permittivité relative ϵ_r	10,9	10,3
Énergie de création de paire ϵ_W (eV)	4,64	4,42
Résistivité à 300 K (Ω .m)	$3 \cdot 10^{10}$	10^9
Mobilité des électrons μ_e (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	1000	950
Mobilité des trous μ_t (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	50	73
Durée de vie des électrons τ_e à 300 K (μ s)	3	1,2
Durée de vie des trous τ_h à 300 K (μ s)	1	4,6
Facteur de Fano F	0,14	0,15

3.1.2 Les contacts ohmiques ou Schottky

Pour faire de ces cristaux semiconducteurs de véritables détecteurs, il faut les équiper d'électrodes en déposant des contacts métalliques à leur surface. Un contact métal-semiconducteur est caractérisé par plusieurs valeurs d'énergie.

- Le niveau d'énergie du bas de la bande de conduction est noté E_C et le niveau d'énergie du haut de la bande de valence est noté E_V .
- Le **niveau de Fermi** E_F d'un solide est le niveau d'énergie (éventuellement fictif) pour lequel la probabilité d'occupation par des électrons est de $\frac{1}{2}$ à la température du zéro absolu. Dans un semiconducteur, il se situe dans la bande interdite, plus proche de la bande de valence pour un semiconducteur de type p et plus proche de la bande de conduction pour un semiconducteur de type n. Dans un métal, il se situe dans la bande conduction.
- Le **travail de sortie** d'un métal ϕ_m ou d'un semiconducteur ϕ_s est la différence d'énergie entre son niveau de Fermi et le niveau du vide E_0 .
- L'**affinité électronique** χ_s d'un semiconducteur est la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction et le niveau du vide.

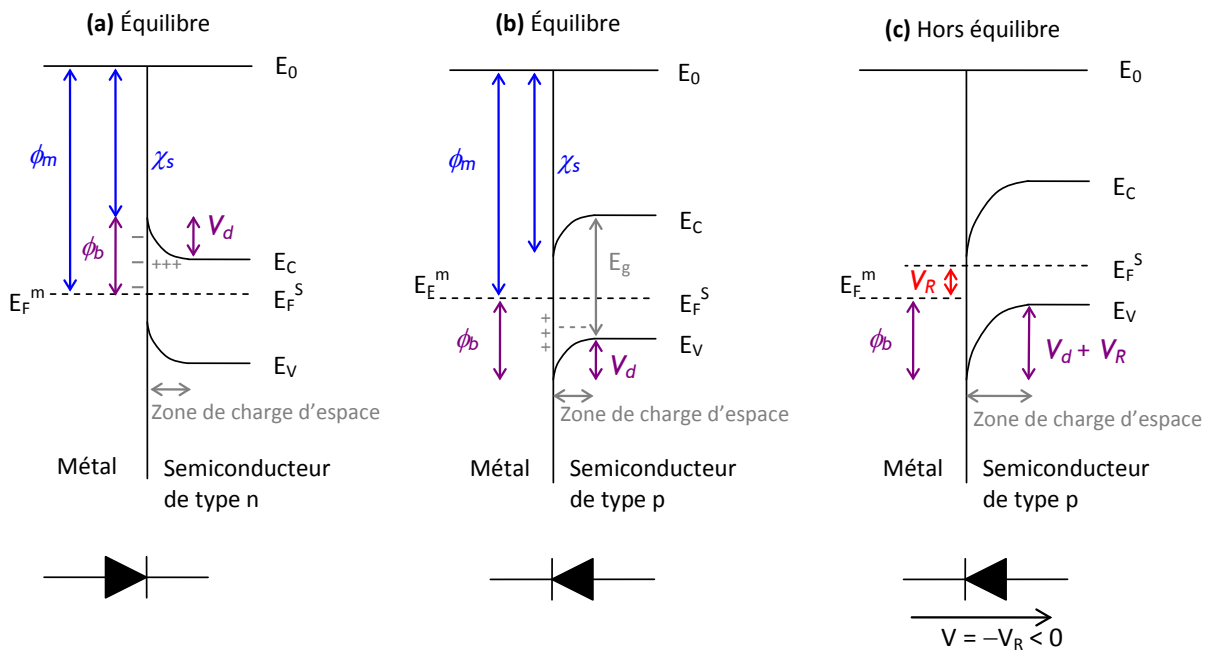


Figure 3.1 – Diagrammes de bandes d’un contact métal-semiconducteur. (a) Contact à l’équilibre thermodynamique avec un semiconducteur de type n. (b) Contact à l’équilibre thermodynamique avec un semiconducteur de type p. (c) Contact polarisé positivement par une tension V_R : la diode Schottky est polarisée en inverse, ce qui augmente la zone de déplétion (zone de charge d’espace) et le potentiel de diffusion pour les trous.

Lorsqu’on met en contact un métal et un semiconducteur, leurs niveaux de Fermi coïncident à l’équilibre thermodynamique. Pour satisfaire cette condition, les porteurs de charges majoritaires du semiconducteur (les électrons pour un type n, les trous pour un type p) diffusent vers le métal, laissant une zone de charge d’espace près de la jonction (positive pour un type n, négative pour un type p). Sur un diagramme de bandes d’énergie, cela se traduit par des courbures des bandes de valence et de conduction au niveau de l’interface, comme illustré sur la Figure 3.1 (a) et (b), et l’apparition de barrières de potentiel[▲]. Le potentiel de diffusion ou de courbure de bande V_d empêche la diffusion des porteurs libres du semiconducteur vers le métal ; il est tel que :

$$V_d = \phi_m - \phi_s$$

Si V_d est positif, c’est une barrière pour les électrons, et si V_d est négatif, c’est une barrière pour les trous. Le potentiel ϕ_s dans les semiconducteurs de type p étant généralement supérieur à celui des semiconducteurs de type n, on retiendra que V_d est une barrière de diffusion pour les porteurs majoritaires du semiconducteur. La **barrière Schottky** ϕ_b empêche quant à elle la dérive des électrons

[▲] Par abus de langage et simplification des écritures, on confondra ici le potentiel V et l’énergie E en exprimant l’énergie en électronvolt car $E(J) = qV = qE(eV)$.

du métal vers le semiconducteur. Pour un semiconducteur de type n (comme le CZT d'eV-products), la hauteur de barrière est définie par l'expression :

$$\phi_b = \phi_m - \chi_s \quad (3.1)$$

Pour un semiconducteur de type p (comme le CdTe d'AcroRad), elle est définie par :

$$\phi_b = \chi_s + E_g - \phi_m \quad (3.2)$$

Si ϕ_b est positive, le contact métal-semiconducteur est dit redresseur ou bloquant et si ϕ_b est négative, le contact est injectant. Un contact quasi-ohmique peut être réalisé en choisissant un métal tel que la hauteur de barrière soit nulle ou assez faible pour que le passage des électrons du métal par effet Tunnel soit possible. Le contact bloquant est équivalent à une diode Schottky. Lorsque la diode est polarisée en inverse comme sur la Figure 3.1 (c), la courbure de bande augmente, ce qui limite le courant des porteurs majoritaires dans le semiconducteur et la zone de charge d'espace s'élargit. Ces propriétés sont intéressantes pour la détection car d'une part, le courant du détecteur source de bruit devient très faible et d'autre part, la zone de charge d'espace ou zone de déplétion qui est la région sensible du détecteur augmente.

Le Tableau 3.2 donne les caractéristiques des contacts métal-semiconducteur des détecteurs que nous avons approvisionnés. La hauteur de barrière Schottky théorique est calculée à partir des équations (3.1) et (3.2). Pour réaliser un détecteur CdTe Schottky, l'électrode positive est choisie pour assurer le contact redresseur et l'électrode négative est en platine pour un contact quasi-ohmique ; cette configuration permet de polariser la diode Schottky en inverse. Les détecteurs CdTe ou CZT ohmiques sont réalisés avec des électrodes en platine et en or respectivement. Pour nos détecteurs CZT, la croissance du matériau brut est réalisée aux États-Unis chez eV-products tandis que la découpe et le dépôt des électrodes sont réalisés en Lettonie par l'entreprise Bruker Baltic.

Tableau 3.2 – Propriétés des contacts semiconducteurs utilisés pour nos détecteurs [Rhoderick 1978, Brinkman 1994].

Type de détecteur	Travail de sortie du métal ϕ_m (V)	Affinité électronique χ_s (V)	Énergie de bande interdite E_g (eV)	Barrière Schottky théorique (V)	Type de contact
Cd _{0,9} Zn _{0,1} Te/Au	5,1	4,5	(1,57)	0,6	Quasi-ohmique
CdTe/Pt	5,43	4,28	1,51	0,36	Quasi-ohmique
CdTe/In	3,97	4,28	1,51	1,82	Redresseur
CdTe/Al	4,18	4,28	1,51	1,61	Redresseur

3.1.3 Le dépôt de l'électrode segmentée

Pour la caractérisation des familles de détecteurs Cd(Zn)Te, nous avons utilisé des échantillons de 1 cm^2 . L'électrode segmentée est constituée de 64 pixels au pas de 1 mm, bordés par une électrode de $900 \mu\text{m}$ de large appelée anneau de garde, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.2 (a). Les pixels, et par suite l'électronique de lecture, sont placés au niveau de l'anode pour une meilleure collection du signal, comme nous le verrons dans le paragraphe 3.2.4. Il s'ensuit pour les détecteurs CdTe Schottky que le procédé de segmentation est réalisé sur le contact redresseur.

La méthode couramment utilisée pour obtenir une électrode à pixels est la photolithographie. Une résine est déposée sur le cristal poli. L'insolation à travers un masque permet d'obtenir une résine avec des fenêtres à l'emplacement des pixels. La métallisation est ensuite appliquée pour créer des contacts pixélisés sur le cristal. Une attaque chimique permet ensuite d'ôter la résine. Cette technique est utilisée pour les différentes familles de détecteurs approvisionnés, excepté les détecteurs Schottky avec une anode en indium. Les pixels d'indium réalisés par photolithographie sont des diodes qui fuient sur leurs extrémités. Le contact n'est pas bloquant, alors qu'il l'est de façon très satisfaisante pour des détecteurs monopixel en indium. Pour fabriquer des détecteurs pixélisés en indium avec de bons contacts redresseurs, la méthode employée par Acrorad consiste à passer des traits de microscie de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur la surface d'indium selon les deux dimensions pour délimiter les pixels. Les matrices réalisées (dénommées *In diced*) n'ont donc pas d'anneau de garde. L'inconvénient de cette solution est le retrait de matière qui modifie localement l'efficacité du détecteur et l'impossibilité de réaliser des petits pixels séparés de moins de $100 \mu\text{m}$.

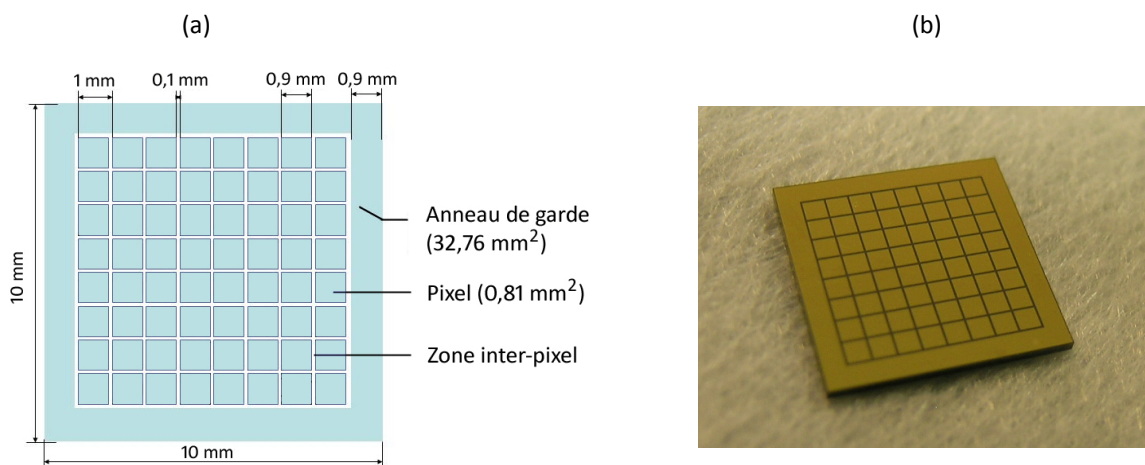


Figure 3.2 – Géométrie de l'électrode segmentée des matrices de 64 pixels utilisées. (a) Les 64 pixels au pas de 1 mm sont entourés d'un anneau de garde de $900 \mu\text{m}$ de largeur. (b) Échantillon de détecteur CdTe Schottky de $0,5 \text{ mm}$ d'épaisseur produit par Acrorad. L'électrode segmentée est une métallisation Al-Ti-Au déposée par évaporation.

Le dépôt de la métallisation pour les contacts en platine se fait par une technique d'électrolyse [Hage-Ali 1995]. Ce procédé chimique permet de créer des contacts intimes et ohmiques (*electroless contacts*). Les autres métaux sont déposés par évaporation ou par pulvérisation. L'or déposé sur les échantillons de CZT est connu pour pouvoir se délaminer facilement, c'est-à-dire que les feuilles d'or réalisant les contacts des pixels peuvent se détacher du détecteur à force de manipulation. Cette caractéristique est un sérieux inconvénient pour une utilisation spatiale. L'aluminium quant à lui adhère bien au CdTe mais il ne permet pas une prise de contact aussi bonne que l'or. Les échantillons d'AcroRad dits Schottky Al sont en fait une superposition d'aluminium, de titane et d'or pour réaliser des électrodes de type redresseur avec une bonne adhérence sur le cristal et un bon contact avec le matériau sur lequel il est reporté. La photographie d'un échantillon de ce type est reportée sur la Figure 3.2 (b).

3.1.4 Le report du détecteur sur un substrat

Ces matrices de 64 pixels sont collées sur des substrats. La technique de report consiste à déposer des gouttes de polymère conducteur (*polymer bump bonding*) sur les pastilles métalliques du substrat et d'aligner les électrodes du détecteur sur ces gouttes ensuite. La colle visqueuse chargée d'argent s'écrase sur les pastilles pour créer le contact électrique entre les pixels du détecteur et du substrat. Elle polymérise en étuve 3 jours à 35°C pour ne pas faire subir des températures trop élevées au cristal. Deux procédés sont généralement employés pour déposer les gouttes de colle :

- La **dispense semi-automatique** consiste à déplacer une seringue pas à pas devant chaque pixel. De l'air est envoyé à une pression d'intensité et de durée optimisées pour libérer la bonne quantité de colle sur la pastille. Le volume des gouttes de colle est au final assez important. L'avantage est que les plots de hauteur supérieure à 50 μm relâchent les contraintes thermomécaniques entre le cristal et le substrat lors de variations de température. L'inconvénient est l'impossibilité de coller des matrices dont les pixels sont inférieurs à 500 μm .
- La **sérigraphie** consiste à étaler le polymère en couche sur un masque dont les fenêtres coïncident avec les pastilles du substrat. La hauteur des plots varie entre 20 et 50 μm , suivant la largeur des pixels. Cette méthode est plus rapide que la méthode précédente et plus adaptée à une réalisation industrielle. Elle peut être utilisée pour des géométries de très petits pixels.

Nos matrices de 64 pixels au pas de 1 mm ont été reportées sur les substrats par dispense semi-automatique. Pour les détecteurs CZT de Bruker Baltic et quelques échantillons d'AcroRad, notre groupe à l'Irfu du CEA a mis en place un procédé de dispense de colle sur les 64 pastilles des pixels et les 4 coins de l'anneau de garde, à l'aide d'une machine de métrologie. Le résultat est présenté sur la Figure 3.3 (a). La quantité de colle est un compromis entre une hauteur de plot suffisante pour un contact, et une largeur pas trop importante après écrasement pour éviter un court-circuit avec un pixel voisin. La planéité entre le détecteur et le substrat est un facteur essentiel

pour garantir un collage uniforme. Après cette étape, l'électrode pleine de la face supérieure, correspondant à la cathode, est connectée à une haute tension par l'intermédiaire d'un fil d'or, visible sur la Figure 3.3 (b).

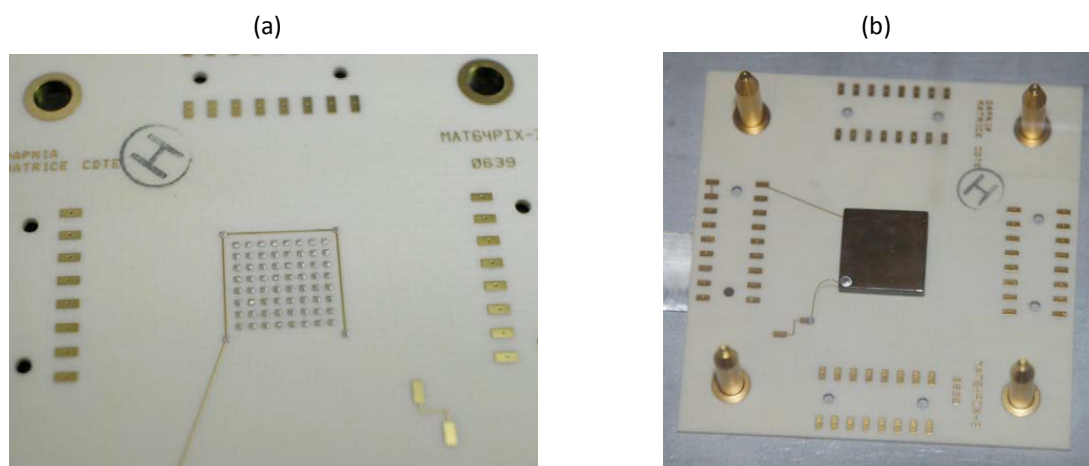


Figure 3.3 – Report des matrices de détecteurs Cd(Zn)Te sur substrat. (a) Substrat sur lequel ont été déposées des gouttes de polymère conducteur chargé d'argent par une technique de dispense semi-automatique avec la machine « Voyager » de l'Irfu. Les gouttes dans les 4 coins de la matrice assurent la connexion de l'anneau de garde. (b) Échantillon de détecteur CZT de 2 mm d'épaisseur monté sur substrat. Le fil d'or collé sur l'électrode pleine est connecté à la haute tension. Des connecteurs flexibles seront brasés sur les 4 bords du substrat pour relier les pixels à leur chaîne de lecture.

Les techniques de fabrication de nos détecteurs ont été présentées. Avant de rapporter les mesures réalisées avec ces échantillons, j'introduis les notions physiques à l'origine des propriétés singulières de détection et de collection observés dans des détecteurs de CdTe et de CZT.

3.2 Les propriétés de la détection avec les semiconducteurs Cd(Zn)Te

3.2.1 Efficacité de détection

Si l'on éclaire un matériau d'épaisseur L par un faisceau parallèle monochromatique de longueur d'onde λ d'intensité I_0 , l'intensité du faisceau après la traversée du matériau est donnée par l'expression :

$$I = I_0 \exp(-\mu L) \quad (3.3)$$

où μ est le coefficient linéaire d'atténuation pour la longueur d'onde λ . En cas de diffusion Compton, le flux perd en énergie dans le matériau mais pas en nombre de photons. Dans le domaine de la détection X et gamma, il faut donc envisager de deux manières l'atténuation du faisceau :

- L'atténuation proprement dite, qui exclut du flux incident tous les photons ayant interagi, même ceux qui n'ont subi qu'une perte d'énergie accompagnée d'une diffusion.
- L'absorption totale, qui ne tient pour exclus que les photons totalement absorbés, qu'ils aient été ou non diffusés au préalable.

Pour exprimer l'efficacité de détection η d'un matériau, nous utiliserons le coefficient d'atténuation et non le coefficient d'absorption totale, pour tenir compte de toutes les interactions entre la lumière et la matière. On a donc, d'après l'équation (3.3) :

$$\eta = 1 - \exp(-\mu L) \quad (3.4)$$

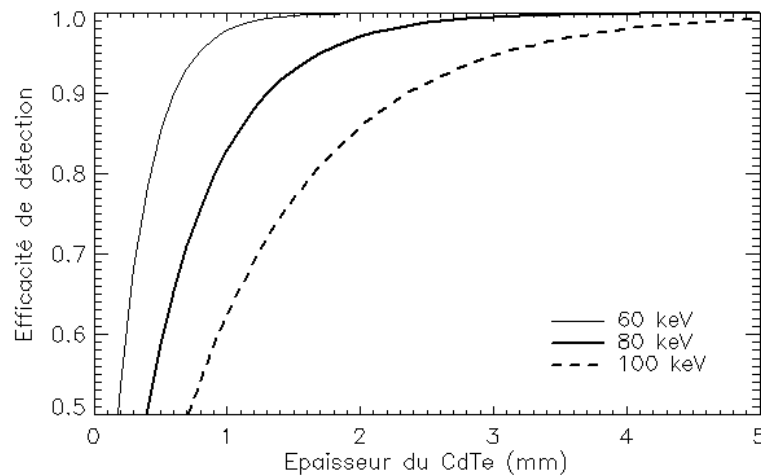


Figure 3.4 – Efficacité de détection du CdTe à 60, 80 et 100 keV en fonction de l'épaisseur du cristal. [Nist-1]

L'efficacité de détection du CdTe est tracée sur la Figure 3.4 en fonction de l'épaisseur pour 3 longueurs d'onde dans le domaine des rayons X durs. Un détecteur de 1 mm d'épaisseur est efficace à 98 % à 60 keV et à 83 % à 80 keV. Une épaisseur entre 1 et 3 mm de CdTe suffit pour avoir une bonne efficacité de détection dans le domaine X dur.

3.2.2 Résolution spectrale intrinsèque

Le CdTe est bien adapté pour la spectroscopie des rayons X durs. En effet, d'après la Figure 1.12, l'absorption photoélectrique est le processus d'interaction prédominant avec la lumière de moins de 200 keV. Le nombre N_0 de paires électron-trou créées par l'absorption d'un photon d'énergie E_γ est tel que :

$$N_0 = \frac{E_\gamma}{\varepsilon_w} \quad (3.5)$$

où ε_w est l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou.

Cette énergie est supérieure à l'énergie de bande interdite car une partie de l'énergie est transférée au réseau cristallin sous forme de phonons pour modifier le moment cinétique de l'électron et lui permettre de passer de la bande de valence à la bande de conduction. En réalité, le nombre de paires créées fluctue d'une interaction à l'autre, en raison des interactions stochastiques à l'origine de ces charges libres. Le processus de création de paires par ionisation est un phénomène aléatoire qui peut être modélisé idéalement par la loi statistique de Poisson. Pour un processus de Poisson de moyenne statistique N_0 , la variance associée est telle que :

$$\sigma^2 = N_0$$

Les spectromètres sont des matériaux qui absorbent toute l'énergie du rayonnement. Dans ce cas, les événements d'ionisation ne sont pas tous indépendants et la statistique de Poisson ne peut pas s'appliquer. Fano a montré (en 1947 pour des détecteurs à gaz) que la variance du processus d'ionisation se mettait plutôt sous la forme :

$$\sigma^2 = F N_0 \quad (3.6)$$

où F est le facteur de Fano du matériau. En l'absence de toute source de bruit autre que la fluctuation statistique du nombre de paires électron-trou, le détecteur produira donc des raies gaussiennes de largeur totale à mi-hauteur ΔE_{stat} telle que :

$$\frac{\Delta E_{stat}}{E_\gamma} = \frac{2,35 \sigma}{N_0}$$

En utilisant les relations (3.5) et (3.6), on obtient l'expression de la **résolution spectrale intrinsèque** du détecteur :

$$\Delta E_{stat} = 2,35 \sqrt{F \varepsilon_W E_\gamma} \quad (3.7)$$

Tableau 3.3 – Résolution spectrale intrinsèque en largeur totale à mi-hauteur (FWHM) à deux énergies caractéristiques des sources radioactives d'américium 241 et de cobalt 57 pour le CZT [eV-products], le CdTe [Takahashi 2001-1] et le germanium [Knoll 2000, p. 357].

Semiconducteur	Énergie de création de paire (eV)	Facteur de Fano	Résolution intrinsèque à 59,54 keV (eV) (raie d'Am ²⁴¹)	Résolution intrinsèque à 122,06 keV (eV) (raie d'Co ⁵⁷)
CdTe	4,42	0,15	467	669
CZT	4,64	0,14	462	662
Ge	2,96	0,13	356	509

L'équation (3.7) est appliquée à la raie principale d'américium 241 et la raie principale du cobalt 57 pour les spectromètres semiconducteurs utilisés dans les domaines X et gamma (voir

Tableau 3.3). La résolution spectrale intrinsèque est la résolution spectrale ultime qui pourra être atteinte avec ces matériaux.

3.2.3 Induction du signal dans les détecteurs pixélisés

L'absorption photoélectrique crée N paires électron-trou, avec une fluctuation de $\pm\sqrt{FN}$ comme nous venons de le voir. Dès que ces charges migrent sous l'effet du champ électrique, il se crée une charge image sur les électrodes. Les électrons qui se dirigent vers l'électrode segmentée créent d'abord une faible charge image sur tous les pixels puis, au fur et à mesure qu'ils s'approchent et à la fin du transit, la charge image est concentrée sur un pixel sur lequel les électrons vont se recombinaison. Le signal de sortie sur un pixel correspond au courant induit sur cette électrode par le mouvement des électrons et des trous. Le courant instantané induit sur une électrode par une charge ponctuelle Q à la position \vec{x} dans le détecteur se calcule à partir du théorème de Shockley-Ramo :

$$I_{ind} = Q\vec{E}_w(\vec{x})\cdot\vec{v} \quad (3.8)$$

où \vec{E}_w est le champ de pondération (*weighting field*) de l'électrode et \vec{v} la vitesse instantanée de dérive de la charge à la position \vec{x} [Dirks 2006-3].

Vitesse de dérive

Les électrons et les trous se déplacent sous l'effet d'un champ électrique \vec{E} à des vitesses de dérive \vec{v}_e et \vec{v}_t qui dépendent de leur mobilité μ_e et μ_n respectives :

$$\begin{cases} \vec{v}_e = -\mu_e\vec{E} \\ \vec{v}_t = +\mu_t\vec{E} \end{cases} \quad (3.9)$$

D'après les valeurs du Tableau 3.1, les trous sont environ 10 fois plus lents que les électrons dans le CdTe ou le CZT.

Champ de pondération

Le champ de pondération \vec{E}_w d'une électrode est le champ électrique qu'il y aurait dans le semiconducteur si le potentiel de cette électrode était fixé à 1 V et si le potentiel de toutes les électrodes était imposé à 0 V. Pour ce calcul, on suppose que le semiconducteur est vide de charge d'espace, laquelle créerait un champ électrique supplémentaire. Ce champ caractérise l'influence qu'a le pixel sur le nuage de charges créé. Le pixel qui a le champ de pondération le plus élevé en \vec{x} , et par suite celui sur lequel l'essentiel du courant sera induit, est le pixel le plus proche de l'interaction.

Calcul du courant induit dans le cas d'un détecteur plan

Le courant induit à l'anode est la somme des courants induits par le nuage des électrons et le nuage de trous, notés respectivement I_e et I_t . D'après les définitions (3.8) et (3.9), ces courants sont tels que :

$$\begin{cases} I_e = Nq \mu_e \vec{E}_w \cdot \vec{E} \\ I_t = Nq \mu_t \vec{E}_w \cdot \vec{E} \end{cases} \quad (3.10)$$

où q est la charge élémentaire de l'électron. Dans un détecteur plan d'épaisseur L polarisé par une tension V_0 le champ électrique et le champ de pondération de l'anode sont uniformes dans tout le volume et orientés suivant le vecteur unitaire \vec{u} de l'anode vers la cathode :

$$\begin{cases} \vec{E} = \frac{V_0}{L} \vec{u} \\ \vec{E}_w = \frac{1}{L} \vec{u} \end{cases} \quad (3.11)$$

Cette uniformité conduit à des courants induits constants pour les électrons et les trous pendant toutes leurs dérives vers les électrodes. D'après les équations (3.10) et (3.11), ces courants valent :

$$\begin{cases} I_e = \frac{NqV_0}{L^2} \mu_e \\ I_t = \frac{NqV_0}{L^2} \mu_t \end{cases} \quad (3.12)$$

Si l'interaction a eu lieu à une distance z_0 de la cathode, les durées de dérive des électrons et des trous, appelées **temps de transit** et notées t_e et t_t respectivement, s'obtiennent à partir des équations (3.9) et (3.11) :

$$\begin{cases} t_e = \frac{(L-z_0)L}{\mu_e V_0} \\ t_t = \frac{z_0 L}{\mu_t V_0} \end{cases} \quad (3.13)$$

La charge totale induite est telle que :

$$Q = \int_0^{t_e} I_e(t) dt + \int_0^{t_t} I_t(t) dt$$

$$Q = I_e t_e + I_t t_t$$

Les relations (3.12) et (3.13) conduisent au résultat remarquable :

$$Q = Nq = Q_{tot}$$

Nous retrouvons bien que la charge collectée à l'anode est la charge totale créée dans le volume du semiconducteur. Nous allons voir maintenant deux effets responsables d'une collection incomplète de la charge.

3.2.4 Facteurs d'une collection incomplète dans le Cd(Zn)Te

Déficit balistique

L'anode est connectée à une électronique de lecture qui intègre le courant induit pour mesurer la charge totale et donc l'énergie déposée. Si le temps d'intégration est inférieur au temps d'arrivée de toutes les charges, la collection sera incomplète. Pour des détecteurs dont le courant de fuite est relativement important, l'utilisation d'un temps de filtrage court permet de minimiser le bruit électronique, comme nous le verrons au paragraphe 4.2.3. Ceci peut ne pas être compatible avec le transit des trous qui sont lents dans le Cd(Zn)Te. À titre d'exemple, les détecteurs de la caméra Isgrï sont des cristaux CdTe ohmiques de 2 mm d'épaisseur polarisés à 120 V. Leur courant de fuite moyen à 20°C sous 100 V a été mesuré à 7,5 nA [Limousin 1999] ; cela correspond à un courant d'environ 1 nA à la température de fonctionnement de -6°C. Ce courant élevé impose un temps de filtrage optimal entre 1 et 2 μ s. Or, d'après l'équation (3.13), le temps de transit maximal des trous est de 5,5 μ s. La charge est donc souvent incomplète et une correction de charges doit être effectuée pour estimer l'énergie exacte déposée.

Perte de charges

Dans le calcul du courant induit au paragraphe 3.2.3, j'ai supposé que la charge du nuage d'électrons ou de trous était constante et égale à Nq pendant tout le transit vers les électrodes. En réalité, une partie des charges peut être piégée par des impuretés locales de type donneur ou accepteur. Les processus statistiques de recombinaison des charges se modélisent au niveau macroscopique par un paramètre unique, à savoir la **durée de vie** des porteurs de charges. Hecht exprime l'évolution des concentrations n et p en électrons et en trous de la façon suivante :

$$\begin{cases} n(t) = N \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) \\ p(t) = N \exp\left(-\frac{t}{\tau_t}\right) \end{cases} \quad (3.14)$$

Ces relations sont sous-tendues à plusieurs hypothèses [Limousin 2001] :

- Le champ électrique est uniforme.
- La distribution de charges créées est une distribution de Dirac.
- Il n'y a pas de dépiégeage des charges dans le temps de collection.
- Il n'y a pas de diffusion du nuage de charges.

En repartant des expressions (3.12) des courants induits en l'absence de perte de charges, on a maintenant dans un détecteur plan :

$$\begin{cases} I_e(t) = \frac{NqV_0}{L^2} \mu_e \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) \\ I_t(t) = \frac{NqV_0}{L^2} \mu_t \exp\left(-\frac{t}{\tau_t}\right) \end{cases}$$

La charge totale induite s'écrit alors :

$$\begin{aligned} Q &= \int_0^{t_e} I_e(t) dt + \int_0^{t_t} I_t(t) dt \\ Q &= \frac{NqV_0}{L^2} \left[\mu_e \int_0^{t_e} \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) dt + \mu_t \int_0^{t_t} \exp\left(-\frac{t}{\tau_t}\right) dt \right] \\ \frac{Q}{Q_{tot}} &= \frac{V_0}{L^2} \left[\mu_e \tau_e \left(1 - \exp\left(-\frac{t_e}{\tau_e}\right)\right) + \mu_t \tau_t \left(1 - \exp\left(-\frac{t_t}{\tau_t}\right)\right) \right] \end{aligned} \quad (3.15)$$

Cette dernière expression est appelée **relation de Hecht**.

Prenons l'exemple d'un détecteur de CdTe de 1 mm d'épaisseur polarisé sous 100 V.

- Si l'interaction a lieu à la cathode, le temps de transit des trous est nul et le temps de transit des électrons vaut 0,11 μ s d'après l'équation (3.13). À partir de l'équation (3.15) et des valeurs numériques du Tableau 3.1, la fraction de charge collectée vaut alors 0,96. Cette fraction vaut 0,98 pour un détecteur CZT dans les mêmes conditions.
- Si l'interaction a lieu à l'anode, le temps de transit des électrons est nul et le temps de transit des trous vaut 1,4 μ s. La fraction de charge collectée chute à 0,86. Les propriétés de transport des trous sont encore plus mauvaises avec le CZT qui ne collecterait que 43 % de la charge incidente dans les mêmes conditions.

Nous voyons donc qu'en raison de la faible mobilité des trous dans le Cd(Zn)Te, il est préférable qu'un maximum d'interactions ait lieu à la cathode pour limiter la perte de charges. Or nous savons d'après la Figure 3.4 que la moitié des photons de 80 keV interagissent dans les 400 premiers micromètres ; les photons d'énergie inférieure interagissent préférentiellement encore plus près de la fenêtre d'entrée. C'est pourquoi nous choisissons pour nos détecteurs la cathode comme fenêtre d'entrée du rayonnement.

La collecte incomplète des charges générées par une source monochromatique se traduit au niveau spectral par une raie dissymétrique ayant un épaulement vers les basses énergies. La perte de charges contribue donc à élargissement de la raie, de sorte qu'en l'absence de bruit électronique :

$$\Delta E^2 = \Delta E_{stat}^2 + \Delta E_{pertes}^2$$

3.2.5 L'effet « petits pixels »

Les calculs d'induction de charges ont été menés jusqu'à présent dans le cas de détecteurs simples, à électrode planaire. Pour des détecteurs pixelisés, le calcul numérique montre que le champ de pondération des pixels est d'autant plus fort qu'on s'approche de l'anode. Cela signifie que, pour une interaction au milieu des détecteurs, le mouvement des trous vers la cathode induira sur le pixel un courant plus faible que le mouvement des électrons vers le pixel (alors que la contribution des électrons et des trous était identique dans ce cas pour un détecteur simple). Sur la Figure 3.5, le potentiel de pondération[▼] d'un pixel de 500 μm est calculé dans le cas d'une anode segmentée de 5 pixels alignés, entourés d'un large anneau de garde. La dissymétrie du potentiel de pondération entre la cathode ($x = 0$) et l'anode ($x = L$) est d'autant plus marquée que le rapport entre l'épaisseur du détecteur et la taille du pixel est élevé. Pour un détecteur de plus de 3 mm, le potentiel de pondération (et donc le champ de pondération) est nul sur toute la moitié du détecteur proche de la cathode. Cela signifie que pour une interaction proche de la cathode, seule la dérive des électrons est responsable du signal de sortie. Cette caractéristique des détecteurs pixelisés est appelé **effet petits pixels**. Elle limite la contribution des trous qui sont majoritairement responsables de la collection incomplète des charges. Si l'on est moins sensible à la perte de charges, le champ électrique à générer pourra être moins élevé que pour un détecteur monopixel. Cette propriété est intéressante pour la détection des rayons γ avec du Cd(Zn)Te. Dans ce cas, l'emploi de cristaux de plusieurs millimètres d'épaisseur est nécessaire pour une détection efficace. L'effet petits pixels permet de ne pas appliquer des hautes tensions de plusieurs milliers de volts et d'obtenir malgré tout une collection de charge satisfaisante. Pour la détection des rayons X durs, une épaisseur de 1 ou 2 mm suffit. L'effet petits pixels est peu marqué avec des pixels de 500 μm de côté et il est pratiquement inexistant avec des pixels de 1 mm de côté. En revanche, une tension inférieure à 1000 V permet d'obtenir des champs électriques suffisamment intenses pour avoir un temps de transit court devant la durée de vie des porteurs de charge. C'est avant tout ce facteur de tension qui est utilisé pour éviter la collection incomplète des charges.

▼ Potentiel de pondération V_w et champ de pondération E_w sont reliés par : $\vec{E}_w = -\overrightarrow{\text{grad}}V_w$. Si on considère uniquement la composante suivant l'axe x perpendiculaire à la surface matricielle du détecteur, E_w est la dérivée de V_w en valeur absolue.

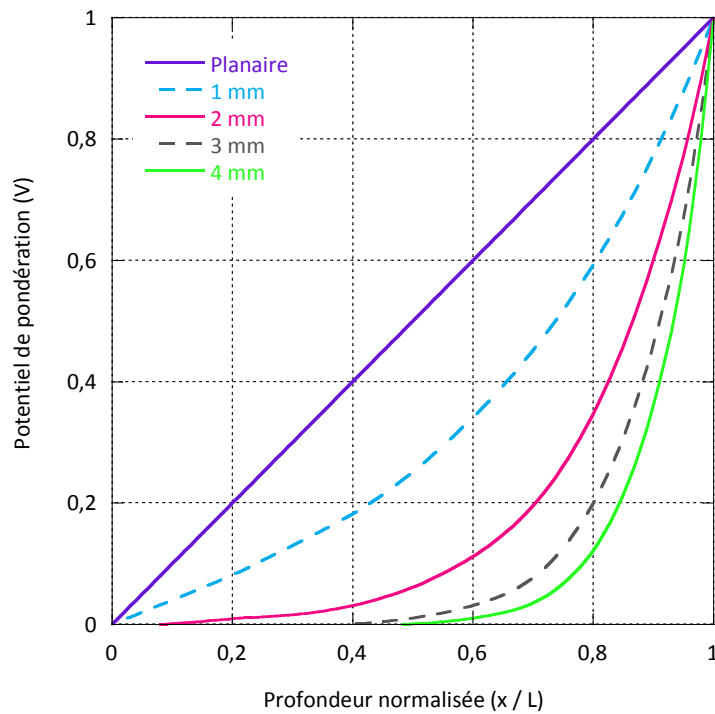


Figure 3.5 – Potentiel de pondération d'un pixel de 500 μm de côté dans le volume du détecteur, pour des épaisseurs de 1 à 4 mm. La simulation 2D consiste à prendre une rangée de 5 pixels de 500 μm bordés par deux larges pixels jouant le rôle d'anneau de garde et de calculer le potentiel de pondération du pixel central. Les résultats obtenus sont comparés avec le détecteur de référence équipée d'une électrode planaire [Dirks 2006-3].

Le dernier facteur responsable d'une dégradation de la résolution spectrale du système de détection est le bruit électronique de la chaîne de lecture d'énergie connectée au détecteur. Au final, la largeur totale à mi-hauteur d'une raie avec un détecteur à base de CdTe est telle que :

$$\Delta E^2 = \Delta E_{stat}^2 + \Delta E_{pertes}^2 + \Delta E_{elec}^2 \quad (3.16)$$

Le terme ΔE_{elec} sera explicité dans le paragraphe 4.2 consacré à l'électronique de lecture. Nous verrons que le bruit électronique est d'autant plus élevé que le courant à l'entrée de la chaîne est important. La source majoritaire de courant est le **courant d'obscurité** du détecteur, c'est-à-dire le courant continu qui traverse le détecteur dès qu'il est mis sous tension, même en l'absence de source de lumière. J'ai caractérisé le courant dans nos échantillons de détecteurs sur substrat afin d'optimiser leurs performances spectrales.

3.3 Mesures de courant d'obscurité

3.3.1 Définition du courant d'obscurité

Le courant d'obscurité du détecteur semiconducteur est le courant continu produit par des charges libres excitées thermiquement et qui dérivent sous l'effet d'un champ électrique \vec{E} . Cette grandeur macroscopique traduit le fait qu'un flux de particules chargées (de charge volumique ρ) migrent à une vitesse \vec{v} . Le vecteur densité de courant est défini comme :

$$\vec{j} = \rho \vec{v}$$

Dans un semiconducteur où les charges libres peuvent être des trous ou des électrons, en concentrations p et n respectivement, le vecteur densité de courant s'écrit :

$$\vec{j} = qp\mu_t \vec{E} + qn\mu_e \vec{E} \quad (3.17)$$

Ce courant peut s'exprimer en fonction des concentrations en accepteurs et en donneurs ionisés, notés N_A et N_D , et en fonction des mobilités des porteurs de charge majoritaires μ_e ou μ_t suivant le type de dopage du matériau.

Semiconducteur dopé p

Les trous sont les porteurs majoritaires et on peut considérer que $p \approx N_A$. Dans l'hypothèse d'un champ électrique constant dans le volume d'intensité E et en notant S la surface de détection, le courant vaut, d'après l'équation (3.17) :

$$I = qN_A \mu_t ES$$

Semiconducteur dopé n

Les électrons sont les porteurs majoritaires et on peut considérer que $n \approx N_D$. On aura alors :

$$I = qN_D \mu_e ES$$

Semiconducteurs compensés

Il existe à la fois des donneurs et des accepteurs dans un matériau compensé. On peut leur définir des niveaux d'énergie respectifs moyens E_D et E_A dans la bande interdite. La compensation n'étant pas parfaite, il existe toujours un type de porteur majoritaire qui contribue le plus au courant d'obscurité. Kireev montre que pour un semiconducteur compensé de type p la concentration en trous peut s'écrire :

$$p = N_V \frac{N_A - N_D}{2N_D} \exp\left(-\frac{E_A - E_V}{kT}\right)$$

où N_V est la densité d'états dans la bande de valence et E_V est l'énergie du sommet de la bande [Kireev 1975]. Donc le courant dans ce type de semiconducteur vaut :

$$I = N_V \frac{N_A - N_D}{2N_D} \mu_t ES \exp\left(-\frac{E_A - E_V}{kT}\right) \quad (3.18)$$

De façon analogue, pour un semiconducteur compensé de type n, le courant s'écrira :

$$I = N_C \frac{N_D - N_A}{2N_A} \mu_e ES \exp\left(-\frac{E_C - E_D}{kT}\right)$$

où N_C est la densité d'états dans la bande de conduction et E_C est l'énergie du bas de la bande. Les densités d'états N_V et N_C , les concentrations en donneurs ou accepteurs ionisés N_A et N_D et les mobilités μ_e et μ_t varient avec la température[♦]. Néanmoins, sur une faible plage de température, on peut considérer qu'elles évoluent peu et que la dépendance du courant à la température est essentiellement contenue dans l'exponentielle. Pour les semiconducteurs compensés, on pourra donc considérer avec une bonne approximation que le courant se met sous la forme :

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{\delta E_a}{kT}\right) \quad (3.19)$$

où δE_a est appelée **énergie d'activation**. Dans un semiconducteur de type p, elle correspond à l'énergie d'ionisation des accepteurs ($E_A - E_V$) tandis que pour un type n, elle correspond à l'énergie d'ionisation des donneurs ($E_C - E_D$).

3.3.2 Méthodes instrumentales

Banc de mesure

Les échantillons de détecteurs de 64 pixels sur substrat présentés au paragraphe 3.1 ont été caractérisés grâce à un banc de test dédié de notre laboratoire [Dirks 2006-2]. Cette installation permet de mesurer avec une précision de 0,1 pA le courant dans chaque pixel et dans l'anneau de garde pour différentes conditions de température et de tension. L'échantillon sur substrat est placé dans une enceinte thermique intégrant 4 cartes électroniques équipées de relais, comme le montre la Figure 3.6. Les relais permettent de connecter les pixels à la masse soit directement soit via l'ampèremètre pour la lecture de leur courant. L'anneau de garde est quant à lui en permanence connecté à un deuxième ampèremètre. La tension de polarisation sur l'électrode pleine et les 2 ampèremètres (modèle Keithley 6517A) sont pilotés par ordinateur via une carte GPIB (*general purpose interface bus*).

[♦] Les densités d'états varient en $T^{3/2}$ et la mobilité varie en $T^{-\alpha}$ avec $1 < \alpha < 2,5$.

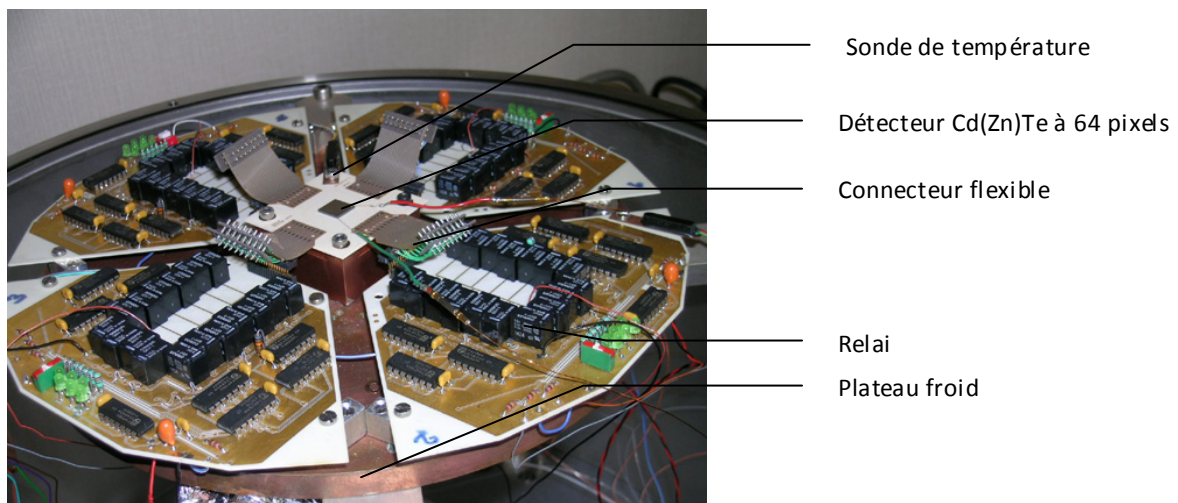


Figure 3.6 – Banc de test pour les mesures de courant. Dans l'enceinte thermique, la matrice de Cd(Zn)Te de 64 pixels sur substrat, divisée de façon logique en 4 parties contrôlées par 4 cartes électroniques. Ces cartes sont essentiellement composées de relais mécaniques pour la lecture indépendante du courant de chaque pixel et de l'anneau de garde.

Acquisition des données

Le logiciel d'acquisition développé par B. P. F. Dirks permet de réaliser des cycles de mesures sur les 64 pixels. À chaque fois qu'un pixel est lu, l'anneau de garde est également lu par l'autre ampèremètre. Les valeurs de courants sont filtrées sur plusieurs dizaines de secondes pour avoir des mesures de précision. Une campagne de caractérisation a été menée avec une vingtaine d'échantillons de familles de Cd(Zn)Te différentes et d'épaisseurs différentes (0,5, 1 ou 2 mm). Le courant est mesuré sur chaque matrice à environ 0°C, -15°C et -30°C pour trois tensions qui dépendent du type de détecteur.

3.3.3 Premières caractérisations des matrices

Identification des pixels hors statistique

J'ai développé un logiciel d'analyse afin de tracer, pour chaque point de fonctionnement en température et en tension, la cartographie du courant ainsi que l'histogramme du courant sur les 64 pixels, comme illustré sur la Figure 3.7. Ces deux visualisations permettent de réaliser un premier diagnostic sur la qualité de l'échantillon testé. Des courants de l'ordre de 0,01 pA sont généralement signes de non connexion entre le détecteur et le substrat. C'est le cas pour 11 pixels de CZT de la Figure 3.7 (a). Parfois, ces pixels retrouvent un courant normal ou excessif, cela signifie qu'il y a un mauvais contact. Cela peut être dû à un défaut de métallisation de l'électrode ou à une trop faible surface de contact du plot de colle sur le détecteur. La conséquence pour la spectroscopie est une absence de spectre sur ces pixels ou sur leurs voisins ou des spectres de mauvaise qualité. Les mesures de courant permettent également d'identifier des pixels qui sortent de la statistique par leur excès de courant. L'histogramme de la Figure 3.7 (b) met en évidence un pixel ayant un courant

de 95 pA alors que les autres pixels ont majoritairement un courant inférieur à 2 pA. Ce pixel est appelé **pixel bruyant** car son courant d'obscurité est trop élevé par rapport aux valeurs moyennes mesurées. La position de ce pixel se retrouve sur le bord droit de la cartographie de courant de la Figure 3.7 (c). Pour obtenir des spectres avec ce pixel, il faut appliquer une tension assez faible sinon les raies disparaissent sous un grand fond.

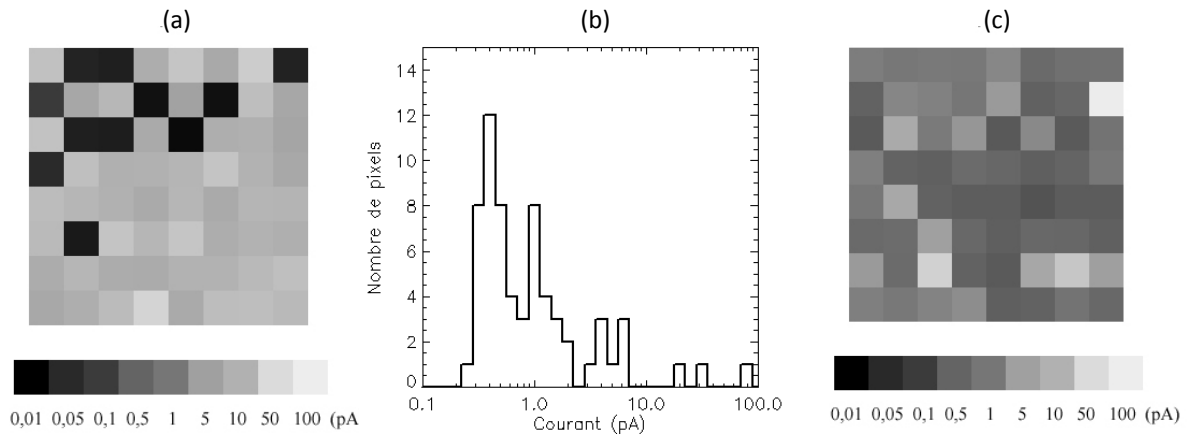


Figure 3.7 – (a) Cartographie de courant d'une matrice de détecteur CZT/Au-Ni-Au de 2 mm à -1°C sous 200 V. (b) Histogramme des courants des pixels d'une matrice de détecteur CdTe Schottky Al de 2 mm, polarisée à 400 V et refroidie à -17°C . (c) Cartographie de courant correspond à la même mesure que l'historgramme. Le pixel bruyant visible sur l'historgramme est situé la 2^e ligne et la deuxième colonne de la matrice.

Niveau de courant

La caractérisation d'échantillons de familles de détecteurs différentes a permis d'évaluer et de comparer l'ordre de grandeur de leurs courants d'obscurité dans des conditions de température et de tension données. Pour obtenir une valeur représentative, la valeur médiane des courants des 64 pixels a été choisie car elle est un estimateur plus robuste que la moyenne lorsqu'il existe des pixels anormalement bruyants ou sans courant, comme ceux de la Figure 3.7. La moyenne de ces valeurs est ensuite effectuée pour tous les échantillons de la même famille. Le Tableau 3.4 présente les résultats obtenus pour un rapport tension sur épaisseur de 200 V/mm. Nous remarquons que les détecteurs CdTe ohmiques avec électrodes en platine ont des courants qui sont deux ordres de grandeur plus élevés que les autres détecteurs. Les contacts Schottky en indium ou en aluminium polarisés en inverse permettent d'obtenir des courants de quelques picoampères à -35°C sur des pixels de 900 μm de côté. Le CZT étant plus résistif, des contacts ohmiques sont suffisants pour obtenir le même niveau de courant. Il est intéressant de noter que les détecteurs CdTe/In ont un courant plus important que les détecteurs CdTe/Al-Ti-Au alors que leur barrière Schottky théorique est plus élevée (cf. Tableau 3.2). Cela signifie certainement que le contact à base d'aluminium est de très bonne qualité et de barrière Schottky réelle supérieure au contact en indium. En conclusion, le

courant des détecteurs CdTe Schottky Al est extrêmement faible dans les pixels de $0,81 \text{ mm}^2$, inférieur à 1 pA lorsque le champ électrique de polarisation est de 200 V/mm et dès que la température est inférieure à -15°C (cf. Figure 3.7 b). Ce résultat est tout à fait remarquable. Aucun détecteur pour le domaine X ou gamma ne présente une si forte résistivité apparente à l'heure actuelle. Rappelons que le courant dans les pixels en CdTe de la caméra Isgrï était plus de 1000 fois plus élevé au début de la mission Integral en 2002. En conséquence, il est possible d'appliquer sur les détecteurs CdTe Schottky Al une forte tension de polarisation pour obtenir une bonne collecte des charges sans dégrader le bruit électronique.

Tableau 3.4 – Courant typique dans un pixel de $900 \mu\text{m}$ d'une matrice de 64 pixels polarisée à 200 V/mm . Les valeurs sont indiquées à deux températures pour les familles de détecteurs étudiées.

Famille de détecteur	CdTe/Pt	CdTe/In	CdTe/Al-Ti-Au	CZT/Au-Ni-Au	CZT/Au
Nombre d'échantillons	2	1	6	2	1
Courant à 0°C (pA)	1200	24	4,7	37	13
Courant à -35°C (pA)	180	3	0,3	4	1,2

Les mesures de niveaux de courant présentées ont été analysées plus en détail pour dégager le comportement du courant en fonction de la température.

3.3.4 Influence de la température

Énergie d'activation

Nous avons vu au paragraphe 3.3.1 que leur courant dans le CdTe et le CZT varie de façon exponentielle avec l'inverse de la température car il s'agit de matériaux semiconducteurs compensés. Je me suis intéressée à la valeur d'énergie d'activation définie par l'équation (3.19) car elle permet d'avoir une loi prédictive du comportement du détecteur avec la température. La difficulté pour déterminer ce paramètre caractéristique vient du fait que le courant à une température donnée évolue au cours du temps. Pour les détecteurs CZT très résistifs, le courant met du temps à s'établir. La Figure 3.8 (a) montre qu'un détecteur de 2 mm polarisé à 100 V à -4°C met 4 heures à se stabiliser. Pour déterminer l'énergie d'activation dans ce cas, j'ai procédé à des acquisitions pendant une dizaine d'heures à trois températures et j'ai calculé une moyenne du courant sur la période de temps pendant laquelle celui-ci est stable. Cette méthode s'applique également aux détecteurs ohmiques en CdTe.

Il en va autrement pour les détecteurs CdTe Schottky car leur courant ne se stabilise pas au cours du temps ; il augmente au contraire comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.8 (b). Cette

instabilité est connue sous le terme d'**effet de polarisation***. Pour ce type de détecteur, l'expression du courant est donnée en toute rigueur par l'équation (3.18) faisant intervenir les donneurs et les accepteurs ionisés du matériau. Or, la quantité d'accepteurs profonds ionisés varie au cours du temps comme nous le verrons en détail au Chapitre 7, avec une constante de temps qui dépend également de la température de façon exponentielle. Il est donc difficile de dissocier l'énergie d'activation du courant de ce phénomène de polarisation. Le courant attribué à un point de fonctionnement pour un détecteur CdTe Schottky en indium ou aluminium est évalué entre la fin de l'établissement du courant de type exponentiel et l'augmentation lente et quasi-linéaire du courant. Dans le cas de la Figure 3.8 (b), il s'agit de la valeur moyenne du courant entre 1,5 h et 2 h. L'incertitude sur cette mesure est plus grande que pour des détecteurs ohmiques.

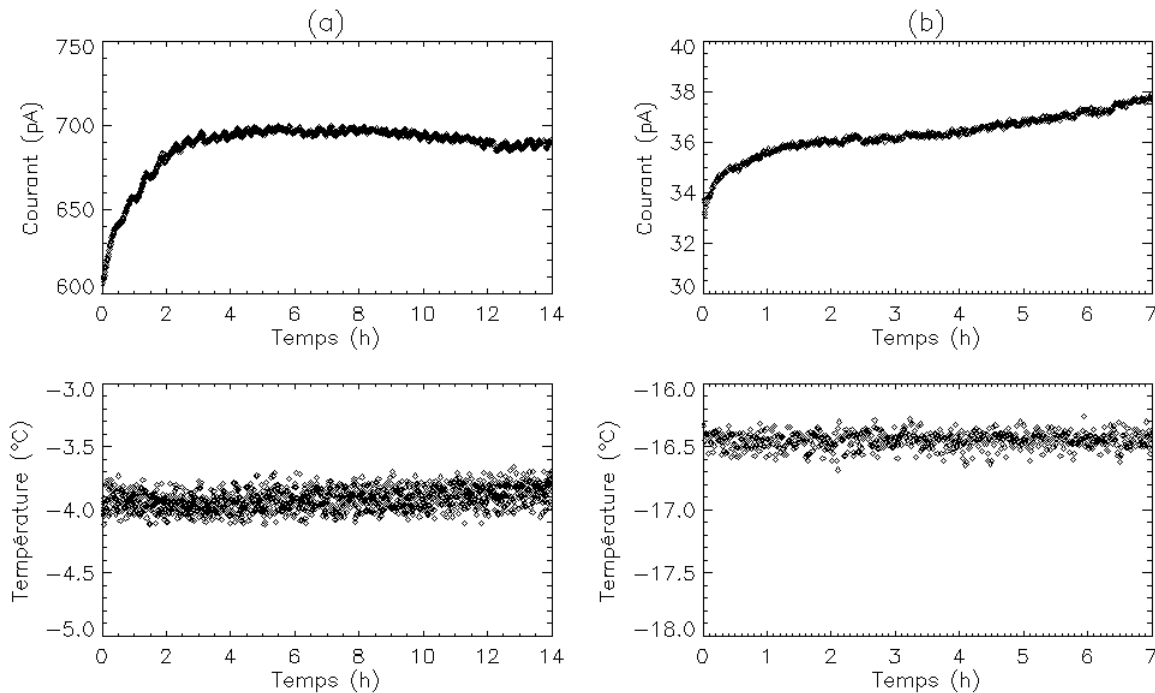


Figure 3.8 – Courant dans l'anneau de garde et température mesurée à proximité du détecteur pour deux échantillons polarisés à 100 V. (a) CZT ohmique de 2mm à -4°C . (b) CdTe Schottky Al de 0,5 mm à $-16,5^{\circ}\text{C}$.

* Le terme « polarisation » est utilisé à plusieurs reprises dans cet ouvrage pour des emplois très différents. La polarisation d'un détecteur est l'application d'une tension à ses bornes. J'emploierai tant que possible l'expression de mise sous tension pour cet usage. La polarisation de la lumière est une propriété géométrique de l'onde électromagnétique définie et étudiée dans l'Annexe A exclusivement. L'effet ou le phénomène de polarisation est une expression certainement inappropriée mais employée par les différents auteurs utilisant du CdTe pour nommer le phénomène d'instabilité et de dégradation des performances qui affecte les détecteurs de type Schottky lorsqu'ils sont sous tension. Il a fait l'objet d'une étude détaillée rapportée au Chapitre 7.

L'énergie d'activation a été évaluée sur 7 échantillons de natures et d'épaisseurs différentes, pour le courant de l'anneau de garde et le courant médian des pixels. Les résultats sont présentés dans le Tableau 3.5. Des séries de mesures à des tensions différentes ont permis de donner un intervalle de confiance pour nos valeurs. L'incertitude sur l'énergie d'activation des pixels est plus grande que sur l'anneau de garde car il y a 64 fois moins de points de mesures. Pour les détecteurs Schottky, le courant évoluant rapidement, il n'est pas possible de faire une moyenne pour plusieurs valeurs de la médiane des courants. Pour l'ensemble des matrices, l'énergie d'activation de l'anneau de garde est estimée à environ 0,40 eV.

Tableau 3.5 – Estimation de l'énergie d'activation des pixels et de l'anneau de garde pour 7 échantillons de détecteurs de famille différentes. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes sur la valeur après l'analyse des séries de mesures pour plusieurs tensions.

Détecteur		Énergie d'activation (eV)	
Matériau/anode	Épaisseur	Médiane des pixels	Anneau de garde
CdTe/Pt	0,5 mm	0,39 ± 0,02	0,40 ± 0,02
CdTe/Pt	1 mm	0,34 ± 0,01	0,39 ± 0,02
CZT/Au	2 mm	0,45 ± 0,05	0,40 ± 0,01
CZT/Au-Ni-Au	2 mm	0,42 ± 0,01	0,39 ± 0,02
CdTe/In	1 mm	0,44 ± 0,05	0,39 ± 0,02
CdTe/Al-Ti-Au	0,5 mm	0,55 ± 0,08	0,43 ± 0,02
CdTe/Al-Ti-Au	1 mm	0,49 ± 0,05	0,43 ± 0,03

Les valeurs fréquemment admises pour l'énergie d'activation dans le CdTe ou le CZT correspondent à des niveaux situés au milieu de la bande interdite du semiconducteur entre 0,6 et 0,7 eV. En réalité, peu d'auteurs ont reporté des valeurs de l'énergie d'activation déduite de mesures de courant d'obscurité. B. P. F. Dirks, avec ce même banc de courant à partir de mesures entre -10°C et 20°C , a obtenu une énergie d'activation de 0,47 eV dans l'anneau de garde et 0,65 eV pour un détecteur CZT d'eV-products de 2 mm d'épaisseur [Dirks 2006-2]. Cola a mesuré, sur un détecteur Schottky In de $10\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 1\text{ mm}$, une énergie d'activation entre 0,20 et 0,25 eV en dessous de 100 V et une énergie entre 0,52 et 0,54 eV au-dessus de 100 V en polarisation directe (contrairement à nos mesures en polarisation inverse) [Cola 2006]. Castaldini a mesuré entre 100°C et 140°C sur du $\text{Cd}_{0,8}\text{Zn}_{0,2}\text{Te}$ une énergie d'activation de 0,75 eV [Castaldini 1996]. Dans l'expression (3.19) du courant, δE_a correspond à l'énergie d'activation moyenne. En réalité, il existe plusieurs niveaux d'énergie de type donneur ou accepteur. Plusieurs auteurs ont identifié les niveaux d'impuretés et leurs sections efficaces dans des matériaux en CdTe ou en CdZnTe par spectroscopie transitoire du courant photoinduit (PICTS) [Kim 1996, Castaldini 1998, Ayoub 2003, Fiederle 2003, Mathew 2004]. Cette méthode consiste à enregistrer la décroissance du photocourant dans le détecteur après son

illumination par une diode laser. Le temps de décroissance est relié au niveau profond excité. En faisant varier la température, de la plus basse vers la plus haute, on peut exciter des pièges de plus en plus profonds, c'est-à-dire que les porteurs de charge peuvent franchir des niveaux d'énergie de plus en plus élevés (par rapport à la bande de conduction pour les électrons et par rapport à la bande de valence pour les trous) car ils ont de plus en plus d'énergie d'agitation thermique. Castaldini rapporte des niveaux à 0.43 eV, 0.64 eV et 0.76 eV [Castaldini 1998]. Le niveau accepteur à 0,43 eV est attribué à des lacunes de cadmium isolés dans le CdTe:Cl non dopé. Le niveau à 0,64 eV est référencé par rapport à la bande de conduction car c'est un piège pour les électrons ; il est donc préférentiellement visible dans les détecteurs de type n. Le niveau le plus marqué est le niveau à 0,76 eV interprété comme un complexe de type accepteur impliquant un défaut natif de lacune de cadmium avec une impureté.

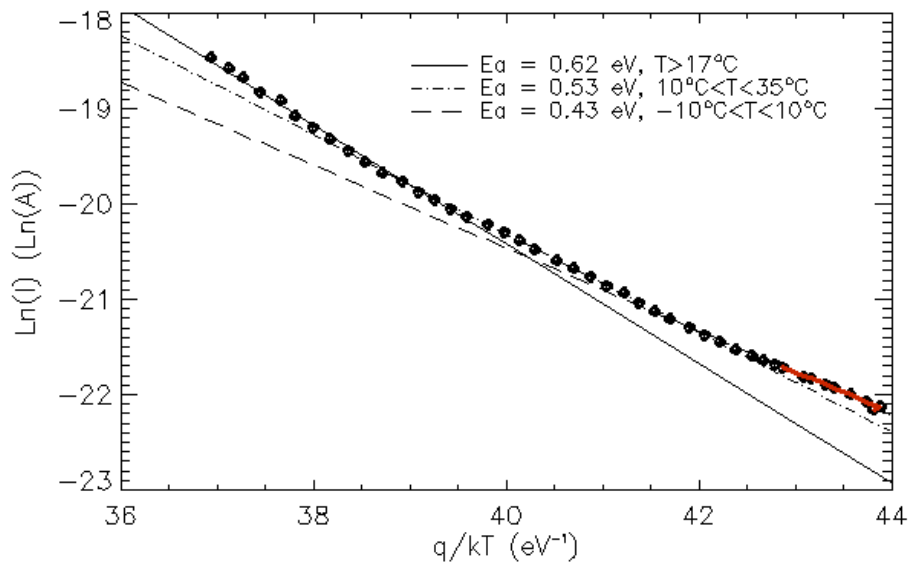


Figure 3.9 – Mesures de courant dans l'anneau de garde d'un échantillon de CdTe Schottky Al de 1 mm d'épaisseur. Le détecteur est mis sous tension à 400 V pendant 1 minute toutes les 30 minutes. Une rampe de température de 3°C/h est programmée de -10°C à 40°C. Des régressions linéaires sont effectuées sur des domaines restreints de température pour identifier une énergie d'activation. Le domaine en rouge [-2°C, -10°C] correspond à la région dans laquelle j'ai étudié l'énergie d'activation des différents échantillons du Tableau 3.5.

Les mesures de courant présentées dans cette section ont été prises entre -35°C et -2°C. Il est possible que ces températures soient trop basses pour exciter les niveaux les plus profonds. Pour vérifier cette hypothèse, une nouvelle série de mesures a été réalisée en faisant varier la température de -10°C à 40°C, avec une pente de 3°C/h et en prenant une mesure toutes les 30 minutes. Les données expérimentales de la Figure 3.9 mettent en évidence que le logarithme du courant n'est pas une fonction linéaire de 1/T, car la régression linéaire (en trait mixte) qui passe bien par les points entre 10°C et 30°C n'est pas adaptée aux points à plus haute ou plus basse température. La loi (3.19) apparaît trop simplificatrice sur une plage de température si large. En outre, la régression

linéaire des données entre -10°C et 10°C donne une énergie d'activation de $0,43\text{ eV}$ identique à la valeur trouvée avec 3 points de mesure entre -35°C et -2°C , tandis que la régression linéaire des données pour des températures supérieures à 17°C conduit à une énergie d'activation de $0,62\text{ eV}$ cohérente avec les résultats des autres auteurs dans ce domaine de température. Ce résultat va dans le sens de notre hypothèse.

Il est important de consolider ce résultat car d'un côté, nous voulons opérer nos détecteurs en dessous de -10°C pour optimiser les performances spectrales de notre instrument et de l'autre côté, nous voulons prédire les niveaux de courant à la température de fonctionnement à partir des valeurs à température ambiante. Une procédure de test sans système de refroidissement est en effet plus simple à mettre en œuvre, notamment dans l'industrie.

Uniformité

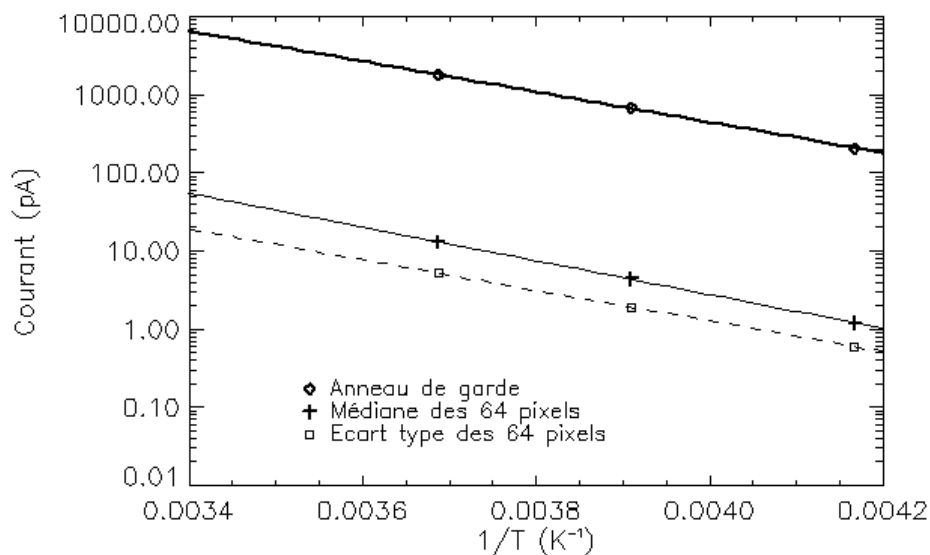


Figure 3.10 – Courant mesuré pour un échantillon de CZT de 2 mm polarisé à 400 V à différentes températures (-2°C , -17°C , -33°C). Les mesures sur l'anneau de garde, la médiane et l'écart type du courant sur les 64 pixels sont modélisées par l'équation 3-34 avec des énergies d'activation respectives de $0,39\text{ eV}$, $0,43\text{ eV}$ et $0,39\text{ eV}$.

Après avoir étudié l'influence de la température sur la valeur médiane du courant dans la matrice, j'ai analysé l'effet de la température sur l'uniformité du courant sur les 64 pixels. L'homogénéité d'une matrice de Cd(Zn)Te est une propriété recherchée pour la réalisation d'un large plan focal avec une bonne qualité d'imagerie. La Figure 3.10 met en évidence pour un échantillon de CZT que l'écart type du courant sur la matrice suit la même loi que le courant lui-même, avec une énergie d'activation identique à celle de l'anneau de garde. Cette tendance a été observée sur tous les échantillons. L'estimation de l'énergie d'activation est parfois difficile car à -35°C , l'écart type pour le CZT ou le CdTe Schottky Al est de l'ordre de grandeur de la précision de mesure du banc ($0,1\text{ pA}$). Cette loi de dispersion du courant est un résultat remarquable qui n'a pas été reporté dans

la littérature par les quelques utilisateurs de détecteurs Cd(Zn)Te à pixels. Elle constitue un argument fort en faveur du refroidissement d'un large plan de détection avec ces matériaux.

Stabilité

Le refroidissement est également essentiel pour stabiliser les détecteurs Schottky. Sur la Figure 3.11, nous voyons qu'à -2°C le courant de l'anneau de garde d'un détecteur Schottky Al double pratiquement en 4 heures de mise sous tension. Il s'ensuit nécessairement une augmentation du bruit électronique. Cette dégradation de la réponse du détecteur n'est pas acceptable pour une application spatiale gamma car les observations durent plusieurs heures. À -35°C , l'augmentation n'est que de 20 %. Si, de plus, le courant reste suffisamment faible pour ne pas être la source principale de bruit, l'effet sur le bruit électronique et donc la résolution spectrale ne sera pas visible avant une dizaine d'heures.

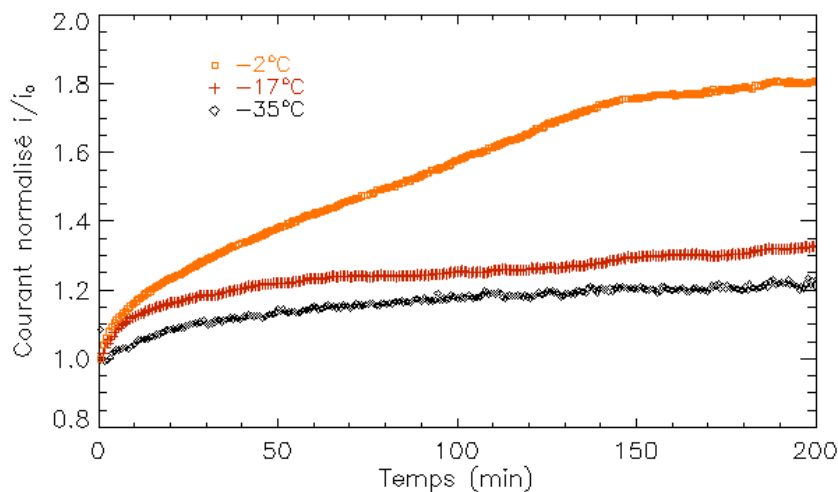


Figure 3.11 – Courant de l'anneau de garde d'un échantillon de CdTe Schottky Al de 1 mm d'épaisseur polarisé à 100 V à différentes températures. Les valeurs sont normalisées par rapport à la valeur à l'instant initial pour voir l'effet de la température sur la stabilité du courant.

3.3.5 Intérêt de l'anneau de garde

Densité de courant

Nakazawa montre que le courant dans un détecteur CdTe Schottky In monopixel de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ et de 0,5 mm d'épaisseur est 2 fois plus faible s'il est entouré d'un anneau de garde de 0,5 mm séparé de 50 μm de l'électrode active [Nakazawa 2004]. Cela signifie que la caractéristique du courant est différente au cœur du cristal et à sa périphérie. J'ai voulu vérifier cette hypothèse sur les échantillons testés. Tous les échantillons ont la même géométrie d'électrode segmentée, illustrée par la Figure 3.2 (b). Les caractéristiques de courant de l'anneau de garde et de la moyenne des pixels ont été comparées en les ramenant à la même unité de surface.

Le rapport entre la densité de courant dans un pixel et dans l’anneau de garde a été calculé pour tous les échantillons disponibles. La valeur représentée sur la Figure 3.12 pour chaque échantillon est une moyenne issue de différentes séries de mesures. Pour les détecteurs CdTe ohmiques, la densité de courant est quasiment identique entre le bord du cristal et le centre. En revanche, la densité de courant dans l’anneau de garde est plus du double de celle dans un pixel, dans le cas des détecteurs CdTe Schottky In et des détecteurs CZT. Pour la famille des détecteurs CdTe Schottky Al pour laquelle nous disposons de 6 échantillons, la conclusion est plus difficile. La densité de courant est nettement plus élevée sur le bord dans le cas d’échantillons minces de 0,5 mm tandis qu’elle est relativement homogène avec le centre de la matrice pour les échantillons de 1 et 2 mm. Il est possible que les traits de découpe provoquent des défauts de surface qui sont en concentration non négligeable lorsque la surface latérale est très faible. Néanmoins, pour une application de détection dans le domaine X dur nécessitant des cristaux de plus d’un millimètre d’épaisseur, les résultats remettent réellement en question l’intérêt d’épargner le bord du cristal dans le cas des détecteurs CdTe Schottky Al.

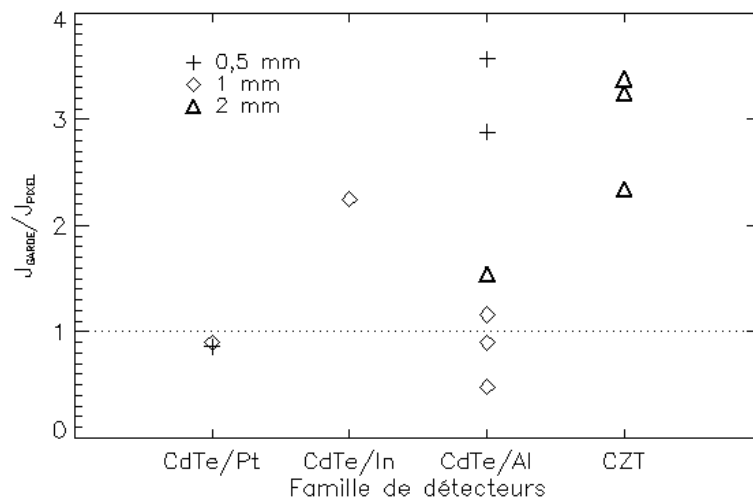


Figure 3.12 – Rapport moyen entre la densité de courant dans l’anneau de garde et celle dans un pixel pour chaque échantillon testé et classé suivant sa famille et son épaisseur.

Énergie d’activation

Le rapport de densité de courant entre le bord et le centre du pixel augmente légèrement lorsque l’on refroidit le cristal sur les détecteurs CdTe Schottky. Cela signifie que le refroidissement a moins d’effet sur l’anneau de garde, donc que l’énergie d’activation de celui-ci est moindre qu’au centre de la matrice. Les valeurs d’énergie d’activation du Tableau 3.5 confirment cette tendance. Si nos détecteurs n’avaient pas d’anneau de garde, nous observerions peut-être une diminution de l’homogénéité entre les pixels centraux et les pixels périphériques en diminuant la température. La présence d’un anneau de garde pourrait se justifier pour une application à basse température.

Cependant, cette éventuelle inhomogénéité de la matrice sans anneau de garde pourrait être acceptable en dessous de -20°C , en raison de la loi exponentielle de la dispersion de courant mise en évidence sur la Figure 3.10. Une étude expérimentale avec de tels échantillons serait utile pour vérifier cette hypothèse.

Optimisation de la géométrie des matrices

Si l'anneau de garde est un gage d'uniformité entre les pixels, il est du point de vue de la détection une zone insensible du cristal car le signal induit par l'interaction d'un photon dans l'anneau de garde ou dans l'espace entre anneau de garde et pixel ne sera pas lu. Nous avons vu que cette zone morte doit être absolument minimisée pour une application d'imagerie directe. L'anneau de garde sur les détecteurs CZT tels que ceux dont nous disposons semble indispensable. En revanche, sa nécessité pour les détecteurs Schottky Al n'a pas été clairement mise en évidence. Il semble en tout cas tout à fait envisageable de le réduire à une très faible largeur. Les échantillons dont nous disposons ne nous permettent pas d'optimiser la taille de l'anneau de garde par des critères d'uniformité pour les détecteurs de la mission Simbol-X. Je recommande de minimiser la largeur de l'anneau de garde en prenant en compte les contraintes technologiques de fabrication, de manière à garantir une zone morte inférieure à 10 % sur le plan de détection (objectif de la mission). La définition de la méthode d'intégration des détecteurs dans le HED au paragraphe 4.4.4 conclura sur une valeur optimisée.

Les résultats de mesures de courant ont été utilisés pour réaliser des spectres dans des conditions optimales avec les mêmes échantillons de matrices de détecteurs.

3.4 Mesures spectroscopiques sur substrat

3.4.1 Méthodes instrumentales

Banc de mesure

Le banc de test dédié aux mesures spectroscopiques des matrices de Cd(Zn)Te de 64 pixels est illustré sur la Figure 3.13. L'électronique de lecture est installée à plat dans l'enceinte thermique autour du détecteur sur substrat. Chaque quart de matrice est connecté à un circuit intégré à 16 voies analogiques, nommé Idef-X v1.0. L'architecture de ce circuit sera détaillée au paragraphe 4.2.2. Chaque voie délivre une impulsion de tension dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie détectée par le pixel du détecteur auquel elle est connectée. À l'extérieur de l'enceinte, un détecteur de pic permet d'enregistrer les amplitudes et un convertisseur analogique numérique code celles-ci sur 512 canaux pour chaque pixel. Un logiciel construit en temps réel des histogrammes de ces valeurs par voie de mesure. La haute tension d'un tiroir Canberra est connectée par le fond de l'enceinte pour être acheminée jusqu'au détecteur.

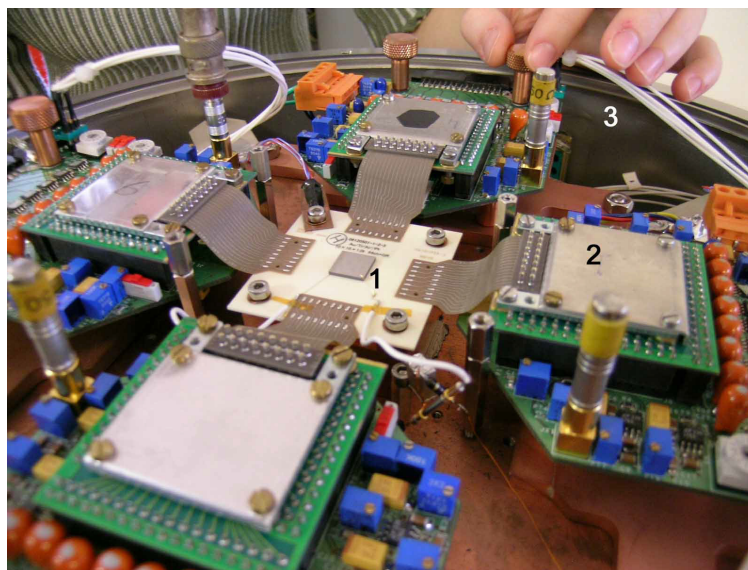


Figure 3.13 – Banc de test pour les mesures spectroscopiques. Le substrat sur lequel est collé le détecteur Cd(Zn)Te (1) est connecté à 4 cartes électriques contenant des Asics Idef-X v1.0 avec 16 voies analogiques de lecture, blindés par des capots métalliques (2). Le tout est intégré dans une enceinte thermique (3) pour être refroidi par l'intermédiaire du plateau froid en cuivre.

Acquisition des données

On place dans l'enceinte thermique au dessus du détecteur une source d'américium 241 et un collimateur de plomb. Un atome d'américium 241 a un noyau radioactif qui se désintègre en neptunium 237 en émettant une particule alpha et un photon gamma, principalement à 59,54 keV. Le neptunium créé a dans son cortège électronique des électrons dans un état excité, qui retrouvent un état stable en émettant des photons de fluorescence X (transitions K ou L). Nous avons vu au paragraphe 1.4.2 que l'absorption photoélectrique des photons d'américium par un atome de cadmium ou de tellure pouvait également créer des raies de fluorescence et des raies d'échappement. L'énergie des raies principales est précisée dans le Tableau 3.6. L'histogramme des amplitudes vues par chaque pixel correspond donc à un spectre d'américium. Plusieurs échantillons sont testés dans diverses conditions de température et de tension afin d'étudier l'influence de ces paramètres sur les performances. Des spectres sont acquis sur tous les pixels pendant 45 minutes. L'intensité de la source et sa distance au détecteur sont telles que le taux de comptage moyen par pixel est typiquement de 15 coups/s. Chaque spectre est ensuite étalonné en énergie en calculant la relation affine entre l'énergie et le numéro de canal du codeur après avoir identifié la position en canaux des raies à 13,94 keV et à 59,54 keV.

Tableau 3.6 – Principales raies d'un spectre d'américium 241 avec un détecteur Cd(Zn)Te [Baerden 1967, Nist-2].

Énergie (keV)	Origine physique
11,89	Transition L ₁ du neptunium
13,94	Transition L _{α1} du neptunium
17,75	Transition L _{β1} du neptunium
20,78	Transition L _{β1} du neptunium
23,17	Transition K _α du cadmium
26,34	Transition gamma de l'américium
27,47	Transition K _α du tellure
32,07	Raie d'échappement K _α du tellure (59,54 – 27,47)
33,19	Transition gamma de l'américium
36,37	Raie d'échappement K _α du cadmium (59,54 – 23,17)
59,54	Transition gamma de l'américium

3.4.2 Performances spectrales à –35°C

Pour obtenir les meilleures performances spectrales, nous avons refroidi nos détecteurs à –35°C, température minimale accessible avec nos moyens de tests, afin de minimiser le courant d'obscurité.

Meilleurs spectres individuels

La Figure 3.14 présente le meilleur spectre d'américium obtenu dans notre laboratoire sur un pixel d'une matrice de CdTe Schottky Al polarisée à 500 V à –35°C. Pour caractériser les performances spectrales on calcule la résolution spectrale à deux énergies. Les deux raies utilisées sont les raies à 13,94 keV et à 59,54 keV car ce sont les raies principales les plus isolées. On voit nettement sur ce spectre que la structure vers 18 keV renferme la raie à 17,75 keV ainsi qu'au moins deux autres raies d'énergies inférieures. La détermination de la largeur totale à mi-hauteur est sans équivoque à 59,54 keV. Cependant, cette raie est non symétrique à cause de la perte de charges. Je définirai alors deux grandeurs supplémentaires à 60 keV : la **résolution spectrale à droite** qui correspond à la largeur totale à mi-hauteur de la fonction gaussienne ajustée sur le flanc droit de la raie, et le **rapport pic sur vallée** qui sera calculé comme le rapport entre le nombre de coups dans le pic à 59,54 keV et le nombre de coups dans la vallée à 57 keV. La raie à 13,94 keV est perchée sur un léger fond. Pour calculer la largeur totale à mi-hauteur de cette raie, le fond est estimé à partir du nombre minimum de coups entre 5 et 10 keV et une fonction gaussienne est ajustée sur ce fond plat. La résolution spectrale obtenue avec cette méthode est de 546 eV à 13,94 keV et 678 eV à 59,54 keV.

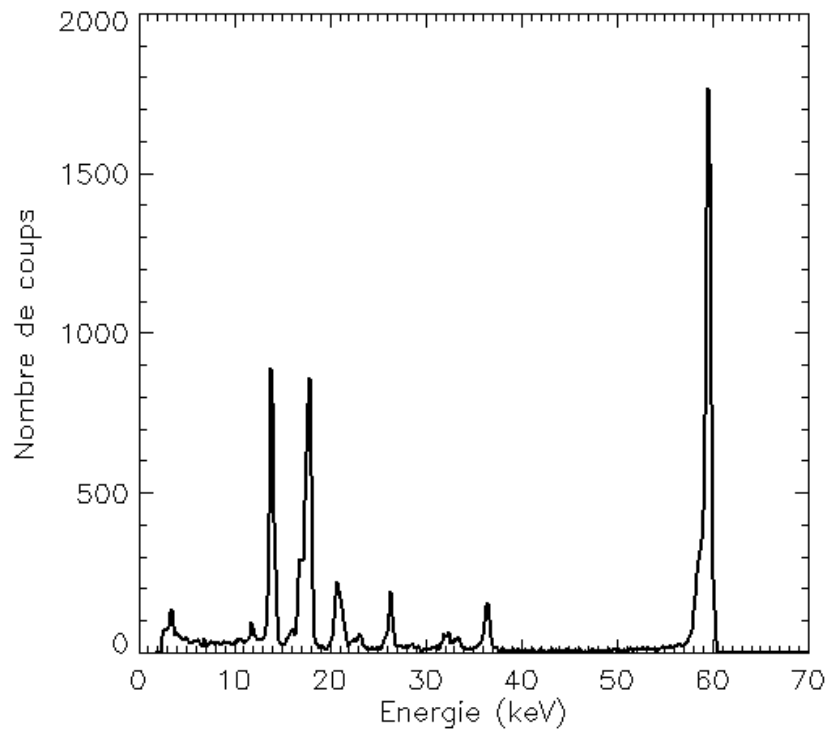


Figure 3.14 – Spectre d'américium du pixel 3 d'une matrice de 1 mm d'épaisseur de CdTe Schottky Al polarisée à 500 V et refroidie à -35°C . La résolution spectrale est de 546 eV à 14 keV et 678 eV à 60 keV. Tous les événements reçus sont pris en compte.

Cette performance se situe au premier plan de la recherche internationale. L'université de Tokyo et l'Isas de la Jaxa ont obtenu une résolution de 530 eV à 14 keV et 810 eV à 60 keV avec un détecteur CdTe Schottky In de $2 \times 2 \times 1 \text{ mm}^3$ sous 300 V et refroidi à -25°C [Takahashi 2002]. Les meilleures performances mondiales ont été présentées par l'institut technologique de Californie (Caltech), avec un détecteur CdZnTe de 2 mm d'épaisseur refroidi à -25°C ayant 8×8 pixels de 480 μm de côté. Avec une source d'américium collimatée et positionnée au centre de chaque pixel successivement, la résolution spectrale est 340 eV à 13,94 keV et 550 eV à 59,54 keV [Bolotnikov 2001]. Le bruit électronique de l'Asic Caltech est tellement faible (~ 20 électrons rms) que c'est la résolution intrinsèque du semiconducteur (224 eV à 13,94 keV et 462 eV à 59,54 keV) qui limite la performance. On peut rappeler que les détecteurs à base de CdTe actuellement en orbite ont une résolution d'environ 5 keV à 60 keV, ce qui signifie que leurs spectres d'américium comportent uniquement deux raies larges, une centrée sur 59,54 keV et une dans laquelle sont confondues de nombreuses transitions X et gamma. Dix ans plus tard, de nombreuses raies ont été résolues. Mais seuls quelques rares systèmes de détection dans le monde révèlent les raies multiples dans le pic à 17 keV avec du Cd(Zn)Te.

Tableau 3.7 – Meilleures performances spectrales obtenues sur un pixel à -35°C pour chaque famille de détecteurs Cd(Zn)Te. Le pic sur vallée est le rapport entre le nombre de coups à 59,54 keV et celui à 57 keV.

Famille de détecteur	CdTe/Pt	CdTe/In	CdTe/Al	CZT/Au	CZT/Au-Ni-Au
Référence	0201-1-p14	1301-20-p41	0501-125-p3	BSI-37-p35	BSI-38-p46
Épaisseur	1 mm	1 mm	1 mm	2 mm	2 mm
Tension	100 V	500 V	500 V	1000 V	600 V
ΔE à 14 keV (eV)	1037	791	546	664	712
ΔE à 60 keV (eV)	1338	872	678	864	983
Pic sur vallée à 60 keV	16	32	60	23	8

Le Tableau 3.7 synthétise les meilleurs résultats spectroscopiques obtenus avec les différentes familles de Cd(Zn)Te à notre disposition. Les détecteurs CdTe ohmiques avec des électrodes en platine ne satisfont pas à -35°C les exigences de la mission Simbol-X de 1,3 keV à 60 keV. Cela vient du fait que le courant d'obscurité est trop important (supérieur à 100 pA pour la plupart des pixels) et qu'il contribue majoritairement au bruit électronique. Les résolutions spectrales obtenues avec du CZT et du CdTe Schottky In sont comparables (870 eV à 60 keV). Néanmoins le rapport pic sur vallée est plus faible pour le CZT, surtout pour les détecteurs avec une anode en alliage or-nickel-or, ce qui signifie que la perte de charges est plus importante. En effet, le produit $\mu\tau$ des trous intervenant dans la relation de Hecht (3.15) est 3,5 fois plus faible dans le CZT que dans le CdTe d'après le Tableau 3.1.

Spectre somme

Pour synthétiser les performances spectroscopiques de l'ensemble des pixels d'une matrice de détecteur, je construis ce qu'on appelle un spectre somme. Ce spectre correspond à l'histogramme de tous les événements vus par la matrice qu'on obtiendrait si les pixels avaient tous exactement la même fonction de transfert. La construction d'un spectre somme consiste à créer pour chaque pixel, à partir de son étalonnage en énergie, un histogramme en canaux d'énergie et non plus en canaux de codeur. Le spectre somme contient pour chaque canal d'énergie la somme de tous les coups des pixels dans ce canal. Le résultat est montré pour deux échantillons dans la Figure 3.15. Les résolutions spectrales obtenues à -35°C sont impressionnantes : moins de 1 keV à 60 keV avec du CZT et moins de 0,8 keV avec du CdTe Schottky Al. Ces résultats ont été présentés à la conférence *IEEE Nuclear Science Symposium 2007* [Meuris 2007]. L'intérêt du spectre somme est d'avoir une meilleure statistique et par suite une meilleure détectabilité des raies. Ce gain se fait au détriment de la résolution spatiale puisqu'on perd l'information de la position du pixel touché. Pour la caractérisation des échantillons, ce spectre somme est un bon indicateur du comportement moyen d'une matrice.

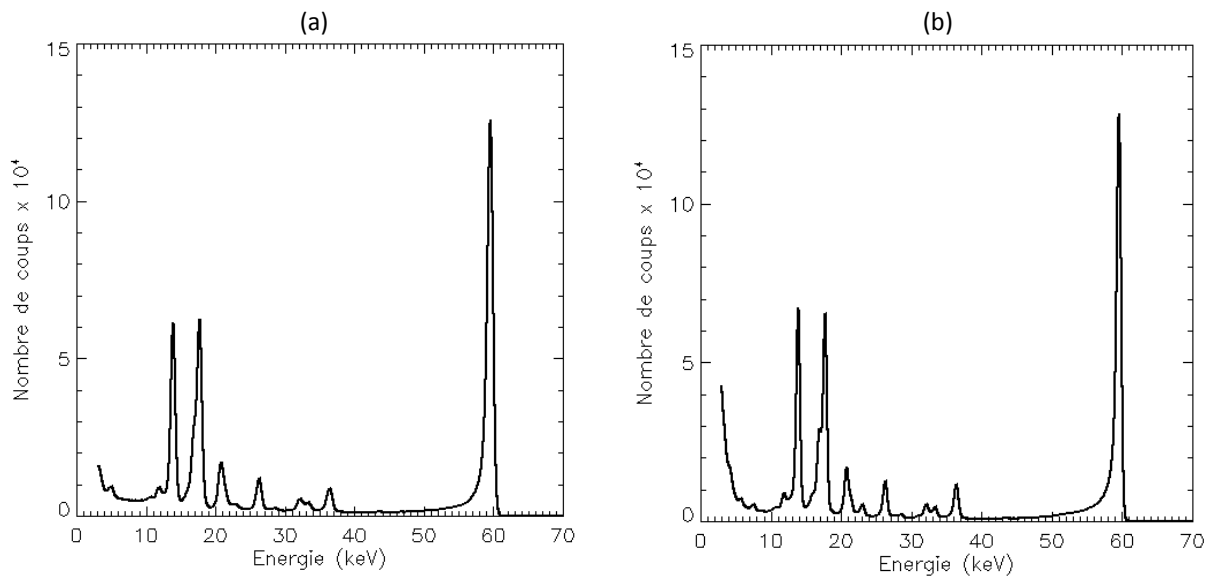


Figure 3.15 – Spectres sommes construits sur deux matrices de 64 pixels refroidies à -35°C . (a) CZT/Au, 2 mm, 1000 V, 64 pixels, résolution spectrale de 790 eV à 14 keV et 986 eV à 60 keV. (b) CdTe/Al, 1 mm, 500 V, 63 pixels, résolution spectrale de 676 eV à 14 keV et 782 eV à 60 keV.

Lorsque des pixels sont bruyants, ils ont un taux de comptage bien plus élevé que les autres pixels car ils se déclenchent en permanence sur des faux événements de bruit. On doit donc les exclure de la somme car ils dégradent le spectre somme de façon disproportionnée. Il arrive également que certains pixels mal connectés ne fournissent aucun spectre. Le nombre de pixels inclus dans le spectre somme est une information d'homogénéité de la matrice. Dans le cas de la Figure 3.15, 63 et 64 pixels ont été utilisés pour les deux échantillons, ce que souligne leur grande uniformité. Pour la réalisation d'un plan focal de haute énergie, l'information pertinente n'est pas la performance d'un pixel mais bien la qualité spectrale de l'ensemble des pixels. C'est pourquoi l'uniformité des matrices de détecteurs a fait l'objet d'une étude particulière.

3.4.3 Uniformité

Résolution spectrale

Pour caractériser l'uniformité des matrices, j'ai tracé l'histogramme des résolutions spectrales des pixels à 60 keV. La Figure 3.16 montre les résultats obtenus avec les 3 meilleures familles de détecteurs. Nous constatons une importante dispersion sur l'échantillon (a) de CdTe Schottky In. Deux autres échantillons du même type ont été testés et se sont révélés encore moins homogènes car 53 et 56 pixels seulement pouvaient être inclus dans leur somme à -35°C . Le procédé de fabrication de l'électrode segmentée en indium est certainement de moins bonne qualité que la photolithographie. L'échantillon (b) de CdTe Schottky Al a en revanche des performances spectroscopiques très homogènes dès -17°C . Un pixel ne donne pas de spectre et un pixel sort de la statistique mais un refroidissement plus important suffit pour le ramener dans la population. Cette

très bonne uniformité a été observée sur 5 autres échantillons du même type. L'échantillon (c) de CZT avec une anode en or montre 64 spectres identiques. C'est le seul échantillon de ce type dont nous disposons.

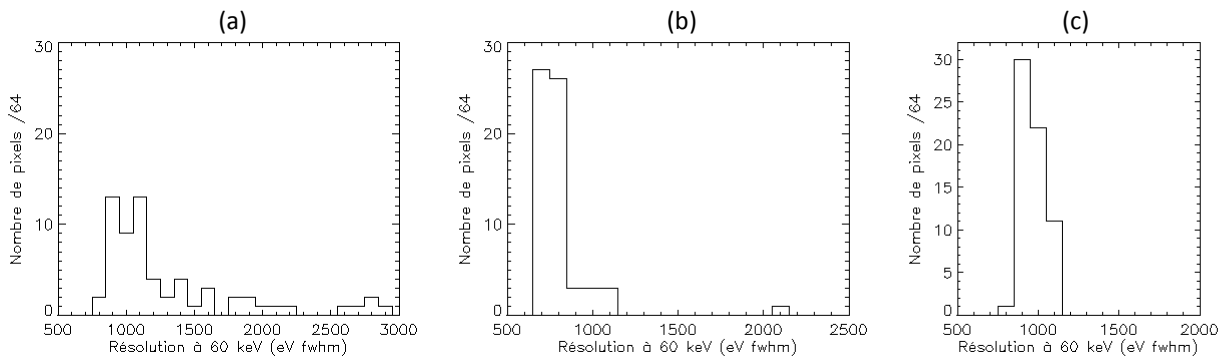


Figure 3.16 – Histogrammes des résolutions spectrales à 60 keV pour tous les pixels fonctionnels de 3 matrices. (a) CdTe/In, 1 mm, -35°C , 500 V, 63/64 pixels. (b) CdTe/Al, 1 mm, -17°C , 400 V, 63/64 pixels. (c) CZT/Au, 2 mm, -15°C , 800 V, 64/64 pixels.

Fonction de transfert

Je me suis également intéressée à l'uniformité des fonctions de transferts des pixels d'une matrice. L'électronique de lecture est linéaire dans la gamme d'énergie étudiée. La réponse d'un pixel est définie par deux coefficients : un gain en canal par keV et un décalage de tension (*offset*) qui peut être caractérisé par la valeur en énergie du canal 0 du codeur. Les valeurs moyennes de gain présentées dans le Tableau 3.8 sont similaires d'une famille de détecteur à l'autre. Le gain du CZT est légèrement plus faible car moins de charges sont produites par photon que dans du CdTe, l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou étant plus élevée. La dispersion de gain est essentiellement due à la dispersion technologique de l'électronique analogique. Cette dispersion a été mesurée comme valant 12 % crête à crête sur des circuits seuls ; la dispersion de gain propre au détecteur CdTe Schottky Al est donc très faible. Ceci confirme la bonne uniformité du cristal CdTe et de l'électrode photolithographiée en Al-Ti-Au. Les autres détecteurs montrent une plus forte dispersion bien qu'ils aient été testés avec la même électronique. Alors que l'uniformité du détecteur CZT en résolution spectrale était remarquable, il existe quelques inhomogénéités de gain entre les 64 pixels.

Le décalage de tension mesuré avec ce banc de test ne dépend pas de l'électronique de lecture car les tensions continues sont filtrées à l'extérieur de l'enceinte avant le détecteur de pic ; il est réglé manuellement sur chaque voie de mesure pour coder 16 pixels simultanément avec un seul codeur de 8192 canaux. Cette valeur ne donnera donc pas d'information ni sur l'électronique ni sur le détecteur lui-même.

Tableau 3.8 – Statistique du gain des pixels pour 4 matrices Cd(Zn)Te de familles différentes. L'électronique de lecture est dans les mêmes conditions de température et de temps de filtrage pour tous les échantillons.

Famille de détecteur	CdTe/Pt	CdTe/In	CdTe/Al	CZT/Au
Épaisseur de l'échantillon	1 mm	1 mm	1 mm	2 mm
Tension	50 V	400 V	500 V	1000 V
Nombre de pixels inclus	64	64	63	64
Gain moyen (canal/keV)	5,16	5,17	5,24	5,03
Écart type du gain (%)	4,7	2,9	2,1	2,7
Écart maximum (crête à crête) du gain (%)	21	17	13	19

Je conclus l'analyse des mesures spectroscopiques acquises dans plusieurs conditions de température et de tension en dégagant les valeurs optimales pour opérer les différentes familles de détecteurs.

3.4.4 Optimisation des conditions de fonctionnement

Tension

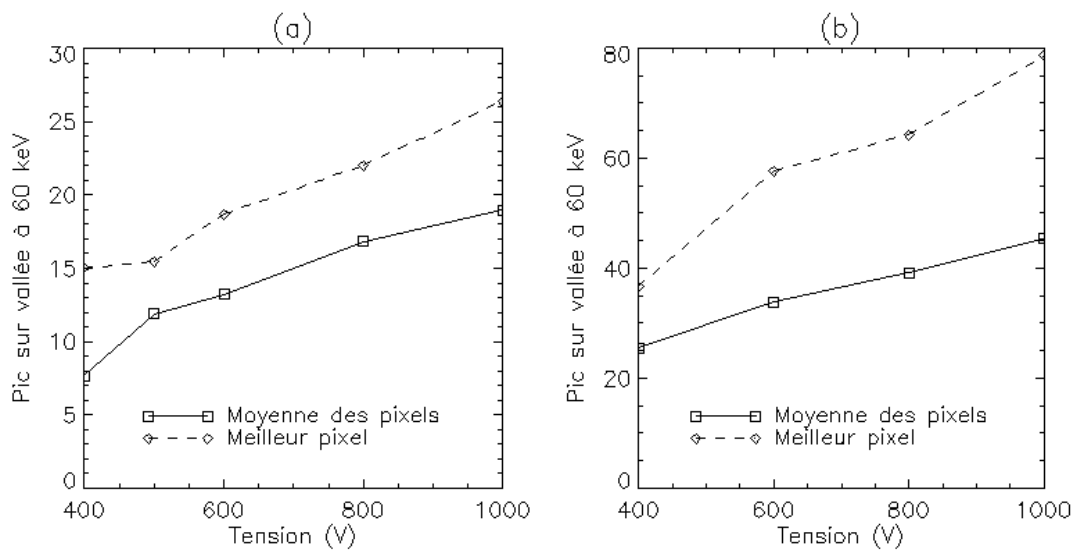


Figure 3.17 – Rapport pic sur vallée à 60 keV, défini comme le rapport entre le nombre de coups à 59,54 keV (pic) et le nombre de coups à 57 keV (vallée). Ce rapport augmente clairement avec la tension, signe que l'épaule à gauche de la raie à 60 keV dû à la perte de charges régresse. (a) CZT, 2 mm, -35°C . (b) CdTe/Al, 2 mm, -35°C .

Dans l'expression de la résolution spectrale définie par l'équation (3.16), la tension intervient dans deux termes. D'un côté, l'augmentation de la tension diminue le temps de transit des porteurs de charges (cf. équation 3.16) et limite la perte de charges donc permet de diminuer le terme ΔE_{pertes} . Cet effet est visible sur le rapport pic sur vallée de la raie à 60 keV, comme l'illustre la Figure 3.17. De l'autre côté, elle provoque l'augmentation du courant d'obscurité et donc le bruit électronique ΔE_{elec} .

(démonstration au paragraphe 4.2.3). Il existe donc une tension optimale qui dépend du niveau de courant dans les pixels. La haute tension étant commune à tous les pixels du détecteur, on voit ici l'intérêt de l'uniformité du courant sur une matrice. La tension à utiliser pour un échantillon est la tension la plus élevée qui ne provoque pas l'apparition d'un pixel bruyant sans spectre. Sur les détecteurs CdTe ohmiques, cette tension est inférieure à 100 V/mm tandis que pour les détecteurs CdTe Schottky et CZT, elle est typiquement de 400 V à 500 V par mm. Les pixels des détecteurs CZT/Au-Ni-Au se sont avérés avoir des courants assez inhomogènes et il a fallu abaisser la tension à 300 V/mm pour obtenir un maximum de pixels. Pour améliorer l'uniformité du courant sur la matrice, nous avons vu au paragraphe 3.3.4 qu'un moyen efficace est le refroidissement.

Température

Le refroidissement améliore effectivement la résolution spectrale, comme pour le pixel 15 sur la Figure 3.18. Cependant, l'effet sur un pixel de très faible courant comme le pixel 49 est moins important en dessous d'une certaine température. J'aurais tendance à vouloir définir pour cet échantillon une température optimale vers -20°C car en dessous de cette température le gain en performances est minime par rapport aux contraintes de refroidissement associées. Cependant, cette valeur de température ne prend pas en compte l'instabilité de ces détecteurs au cours du temps. L'évaluation d'une température de fonctionnement optimale pour les détecteurs CdTe Schottky fera l'objet du Chapitre 7.

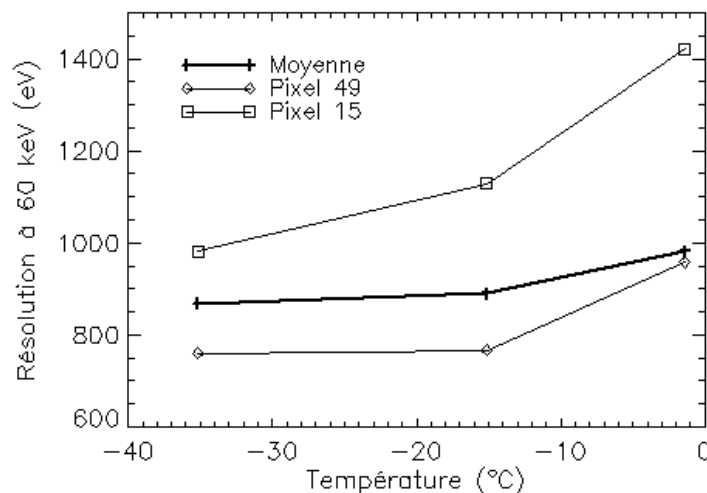


Figure 3.18 – Évolution de la résolution spectrale en fonction de la température pour un échantillon de CdTe Schottky Al de 1 mm d'épaisseur polarisé à 400 V. Les pixels 15 et 49 correspondent aux pixels de performances spectrales minimales et maximales.

La température minimale de notre banc de mesure est -35°C . À part pour les détecteurs CdTe Schottky Al dont le courant est extrêmement faible dès 0°C , la descente jusqu'à cette température s'est avérée très bénéfique pour toutes les familles de détecteurs. Pour conclure sur les

conditions de fonctionnement optimales, il faut connaître la famille de détecteurs utilisée. L'ensemble des résultats expérimentaux présentés dans les parties 3.3 et 3.4 m'ont permis de dégager le type de détecteur le mieux adapté à la mission Simbol-X.

3.5 Sélection des détecteurs pour la mission Simbol-X

3.5.1 Synthèse des résultats par famille de détecteurs Cd(Zn)Te

CdTe/Pt

Les contacts en platine déposés par un procédé d'électrolyse sous la dénomination *electroless contacts* ont été mis au point à la fin des années 1970. Ces détecteurs CdTe de type ohmique ont été utilisés dans les années 80-90 et notamment dans le satellite Intégral en 2002. S'ils sont très stables avec le temps, leur inconvénient majeur est un courant d'obscurité non négligeable qui dégrade les performances spectrales.

Les détecteurs ohmiques en CdTe actuellement fabriqués par Acrorad ont des courants supérieurs à 200 pA/mm^2 à -35°C , pour une tension 200V/mm . Les conséquences pour la spectroscopie sont :

- Un important bruit électronique qui dégrade la résolution spectrale.
- La nécessité d'utiliser le détecteur à des tensions inférieures à 100 V/mm , ce qui engendre une perte de charges non négligeable (cf. équations 3.13 et 3.15) qui dégrade également la résolution spectrale.
- Un temps de filtrage faible pour optimiser le bruit électronique (démonstration au paragraphe 4.2.3) qui peut engendrer un déficit balistique.

En conséquence, aucun pixel mesuré n'a une résolution spectrale inférieure à $1,3 \text{ keV}$ à 60 keV à -35°C . Ces détecteurs ne sont donc pas adaptés à la spectroscopie de haute résolution de Simbol-X.

CdTe/In

Les détecteurs CdTe Schottky sont apparus à la fin des années 1990 avec des contacts en indium ; ils ont été mis en avant par le professeur T. Takahashi pour la spectroscopie X et gamma de haute résolution à température ambiante [Takahashi 1998]. En effet, les caractéristiques de courant des diodes Schottky polarisées en inverse permettent de contrer tous les défauts des détecteurs CdTe ohmiques mentionnés ci-dessus. Les courants mesurés sont inférieurs à 5 pA/mm^2 sur des échantillons polarisés à 200 V/mm ; pour obtenir ce même niveau de courant avec des détecteurs ohmiques, il faudrait les refroidir en dessous de -70°C . Les tensions optimales pour la spectroscopie sont généralement de 400 V/mm . Cependant, le procédé de photolithographie ne pouvant pas être utilisé sur de l'indium, ce type de détecteur n'est pas très adapté pour des applications comme Simbol-X nécessitant une résolution spatiale inférieure au millimètre. Des inhomogénéités de

réponse spectrale ont été observées dans les échantillons de 64 pixels au pas de 1 mm fabriqués en segmentant l'anode avec une microscie (*In diced*). Ce procédé ne peut pas être utilisé pour les pixels de 625 μm de Simbol-X.

CdTe/Al-Ti-Au

Les détecteurs Schottky avec une anode à base d'aluminium sont apparus chez Acrorad en 2005 [Toyama 2005] et des échantillons à pixels ont été testés à partir de 2007 [Watanabe 2007]. La photolithographie du contact Schottky permet de polariser la diode Schottky en inverse en utilisant la cathode comme fenêtre d'entrée, ce qui permet une très bonne collection des charges. La qualité du contact Schottky conduit à des courants extrêmement faibles, de l'ordre de 5 pA/mm^2 sous 200V/mm dès -5°C . Les meilleures performances spectrales ont été obtenues dans notre laboratoire avec ce type de détecteur : 676 eV à 14 keV et 782 eV à 60 keV sur un spectre somme de 63 pixels (cf. Figure 3.15 b). Ce résultat illustre la bonne uniformité de la matrice. Les mesures sur les deux bancs de test ont également révélé une grande homogénéité des performances d'un échantillon à l'autre. Ce point est important pour la constitution d'un grand plan focal à partir de matrices pixelisées de 1 cm^2 . L'inconvénient majeur de ce type de détecteur reste l'effet de polarisation qui dégrade les performances spectrales au cours du temps sous tension. Le refroidissement de ces détecteurs est donc nécessaire pour les stabiliser. L'optimisation de la température pour une application de spectroscopie de haute résolution de longue durée fait l'objet du Chapitre 7.

CZT/Au-Ni-Au

Deux échantillons de CZT avec une électrode segmentée en or-nickel-or ont été approvisionnés par Bruker Baltic. Le premier a montré de fortes inhomogénéités sur la cartographie de courant (cf. Figure 3.7), ce qui a conduit en spectroscopie à plus d'une dizaine de pixels sans spectre correct. Le deuxième échantillon, plus homogène, avait des courants d'obscurité aussi faibles que le CdTe Schottky In mais des résolutions spectrales plus mauvaises à 60 keV (1,42 keV sur le spectre somme à -35°C) et un mauvais rapport pic sur vallée (cf. Tableau 3.7) en raison d'une importante perte de charges. Le procédé de fabrication de ces détecteurs n'est pas mûr pour une application spatiale.

CZT/Au

Un autre procédé de fabrication de l'électrode a été utilisé par Bruker Baltic à partir du même matériau brut de CZT d'eV-products. Un seul échantillon a été testé avec une anode en or. Une très bonne uniformité a été notée sur les 64 pixels. Le spectre somme, construit avec les 64 pixels à -35°C , a une résolution spectrale de 790 eV à 14 keV et 986 eV à 60 keV (cf. Figure 3.15 a). Le courant mesuré avec ce matériau est de l'ordre de 1,5 pA à -35°C , pour 200 V/mm. Les tensions optimales pour la spectroscopie sont légèrement supérieures aux CdTe Schottky, typiquement 1000 V pour les échantillons de 2 mm. Les performances sont très stables au cours du temps.

Choix du type de détecteur pour la mission d'astronomie spatiale

En dehors des performances scientifiques étudiées, telles que le pouvoir spectral et l'uniformité des pixels, d'autres critères entrent en compte dans le choix d'un détecteur pour une mission spatiale :

- le contrôle de la chaîne d'approvisionnement : coût, délai, productivité, traçabilité, conditionnement...
- les aspects mécaniques et technologiques : métrologie de la découpe et de l'alignement du masque de photolithographie, qualité des électrodes, propreté et défauts de surface.

Au regard de tous ces critères, le meilleur détecteur à notre disposition est de loin le détecteur Schottky Al. Cependant, nous disposons de trop peu d'échantillons de CZT de Bruker Baltic pour exclure cette filière. Il est intéressant de poursuivre l'étude du CZT car ce matériau très résistif est une bonne alternative au CdTe Schottky en cas de problème de stabilité. Il est possible d'améliorer le procédé de dépôt des électrodes et de découpe chez Bruker Baltic ; il est également possible de trouver une autre filière d'approvisionnement pour une mission spatiale.

3.5.2 Intérêt de la mesure des courants pour la sélection des échantillons

Pour une mission spatiale, lorsque le type de détecteur est trouvé ainsi que le fournisseur, il faut ensuite sélectionner les échantillons sortant de production et pouvant effectivement être intégrés dans le plan focal de vol. Les détecteurs doivent subir des tests de tri simples en termes de temps et de moyens. La mesure des courants est un outil intéressant dans ce sens.

Corrélation entre mesures de courant et spectroscopie

La mesure de courant donne une information sur la résolution spectrale. La Figure 3.19 montre la résolution spectrale des pixels à 14 keV en fonction de leur courant d'obscurité ; les données sont extraites de mesures acquises avec différentes familles de détecteurs et dans différentes conditions de température. Je n'ai pas choisi le critère de la résolution à 60 keV car la largeur de cette raie est en grande partie dominée par la perte de charges qui dépend surtout du type de détecteur. La corrélation entre la résolution spectrale et le courant est visible pour les courants supérieurs à 5 pA : plus le courant augmente, plus le bruit électronique augmente et plus la résolution spectrale augmente. En revanche, pour des faibles courants, inférieurs à 5 pA, la résolution spectrale à 14 keV stagne à une valeur d'environ 700 eV. Cela signifie que le courant n'est plus la source principale de bruit électronique. Nous verrons au paragraphe 4.2.3 quels autres facteurs contribuent à ce bruit.

La corrélation entre le courant d'obscurité et la résolution spectrale permet ainsi de rejeter un certain nombre d'échantillons uniquement avec un banc de mesure de courant, sans électronique de lecture ni source radioactive. Pour des matrices de détecteurs, il faut définir un courant typique et un courant maximum acceptable par pixel. Dans Simbol-X, on cherche à obtenir une résolution

spectrale meilleure que 1,3 keV sur tous les pixels. Je propose d'exclure les échantillons comportant plusieurs pixels ayant des courants de fuite supérieurs à 20 pA à la température de fonctionnement et de chercher à obtenir des courants typiques inférieurs à 5 pA.

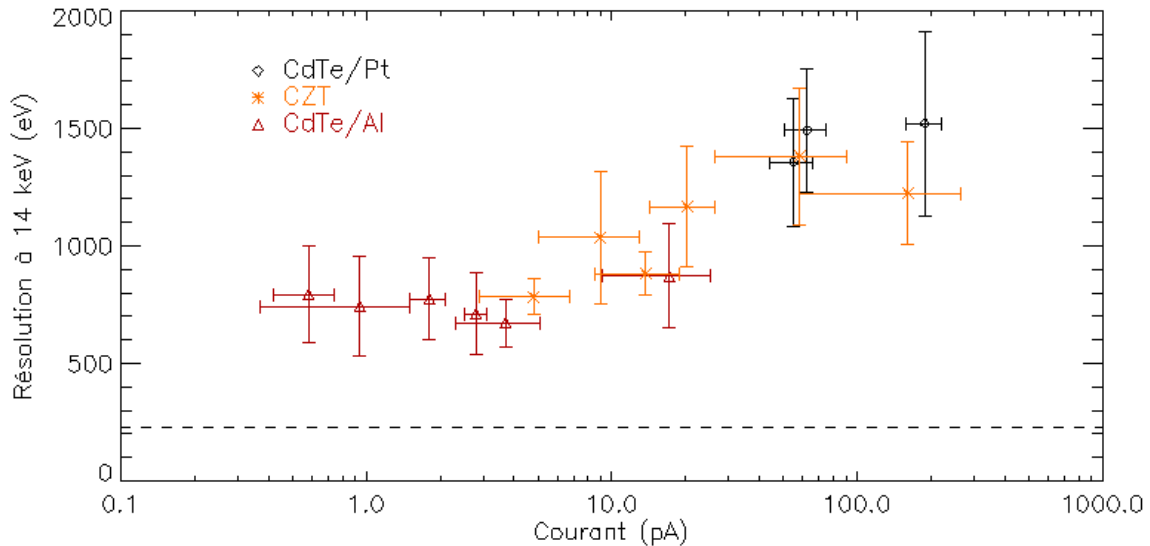


Figure 3.19 – Résolution spectrale à 14 keV en fonction du courant d'obscurité pour plusieurs échantillons de détecteurs dans diverses conditions de températures et de tensions. Les barres d'erreur correspondent aux écarts types entre les 64 pixels. La ligne pointillée est la résolution spectrale intrinsèque du CdTe à 14 keV.

Extrapolation des performances à partir de mesures à température ambiante

On peut également se passer d'un système de refroidissement pour mesurer les niveaux de courant. L'important est de maîtriser la loi du courant en fonction de la température, entre la température de la mesure (vers 25°C) et la température nominale du fonctionnement (vers -30°C). Nous avons vu au paragraphe 3.3.4 qu'une loi simple avec une énergie d'activation unique n'était sans doute pas appropriée. En outre, l'utilisation d'une valeur pour δE_a vers 0,4 eV sur toute la plage de température conduirait à surestimer le courant à basse température. Avant d'entamer la sélection de détecteurs, il faut s'assurer que la loi d'évolution du courant avec la température est bien prédictible et identique pour tous les échantillons.

Le test qui reste difficile à mettre en œuvre est une sélection des détecteurs nus, c'est-à-dire avant leur report sur un substrat, car il faut une prise de contact sans détériorer les électrodes. Des systèmes de pression existent dans les usines de fabrication pour des détecteurs monopixels uniquement. Cette étape de sélection peut s'avérer utile suivant la méthode d'hybridation du détecteur qui est choisie. Nous allons aborder la problématique de l'hybridation au chapitre suivant à travers la présentation de la microcaméra Caliste.

La mesure du courant d'obscurité est un paramètre clé pour sélectionner des échantillons de matrices de détecteurs uniformes et prédire les performances spectrales en fonction des conditions de fonctionnement. Les détecteurs CdTe avec un contact Schottky à base d'aluminium à l'anode ont des niveaux de courant extrêmement faibles (de l'ordre de 1 pA/mm^2 à -15°C) et très homogènes sur les 64 pixels. Ils apparaissent actuellement comme les meilleurs candidats pour la spectroscopie et l'imagerie du télescope Simbol-X. D'excellentes résolutions spectrales (0,7 keV à 60 keV) ont été obtenues à -35°C sur des échantillons de 1 cm^2 avec une électronique de lecture disposée à plat tout autour du substrat. Le montage mis en place dans notre enceinte thermique n'est pas compatible avec la réalisation d'un large plan focal spatial. Il faut à ce stade définir une méthode d'intégration des détecteurs à pixels avec leur électronique, qui aboutisse à un système de détection compact, tout en maintenant le niveau de performances atteint.

Chapitre 4

Caliste, un nouveau concept de microcaméra en Cd(Zn)Te

Sommaire

4.1	État de l'art de l'hybridation des détecteurs en Cd(Zn)Te	112
4.2	L'électronique intégrée de lecture	116
4.3	Conception et réalisation de Caliste 64.....	137
4.4	Conception et réalisation de Caliste 256.....	141

La méthode d'assemblage du matériau sensible en CdTe avec son électronique de lecture est un point clé à optimiser pour garantir les performances du système de détection complet. Des microcaméras nommées Caliste ont été conçues et réalisées par le CEA et 3D Plus dans le cadre d'un programme de recherche et technologie cofinancé par le Cnes. Elles apportent une solution nouvelle à la problématique de la grande surface de détection en CdTe. Elles intègrent des détecteurs à pixels tels que ceux présentés au chapitre 3 et des Asics de lecture nommés Idef-X. À chaque étape de production, j'ai testé toutes les pièces réalisées par 3D Plus pour valider la fabrication des échantillons de microcaméras. Je présente dans ce chapitre les caractéristiques de notre électronique frontale et notre approche pour l'hybrider avec nos détecteurs, dans l'optique d'une application spatiale de haute résolution spectrale et spatiale.

4.1 État de l'art de l'hybridation des détecteurs en Cd(Zn)Te

4.1.1 L'enjeu de l'hybridation

Pour réaliser un détecteur avec des capacités d'imagerie, il faut associer l'électronique de lecture au plus près des matrices de détection. L'électronique est généralement réalisée dans des circuits intégrés spécifiques (*Asic, Application specified integrated circuit*) principalement en technologie CMOS (*Complementary metal oxide semiconductor*), tandis que les détecteurs sont fabriqués par d'autres procédés ou avec d'autres matériaux que le silicium. On appelle **hybridation** l'ensemble des techniques permettant l'assemblage de ces deux sous-systèmes en un composant unique. Diverses techniques d'hybridation se sont développées suivant les caractéristiques et les contraintes du détecteur. Pour l'astronomie des hautes énergies, l'hybridation du CdTe doit permettre d'obtenir :

- des surfaces importantes de détection, supérieures à 1000 cm² pour les caméras à masque codé et jusqu'à 100 cm² pour les plans focaux de télescopes utilisant des miroirs,
- des pixels de typiquement 4 mm pour l'imagerie indirecte et 500 μm pour l'imagerie directe,
- des connexions telles que les capacités parasites à l'entrée du préamplificateur de charge soient limitées à quelques picofarads,
- une modularité du plan de détection pour faciliter l'intégration mécanique et la gestion des pannes électriques en vol,
- des modules de détection résistant aux radiations et autres contraintes d'une mission spatiale (température, vide, chocs, vibrations).

Le choix des matériaux et des techniques d'assemblage joue un rôle important dans l'optimisation d'un système de détection. Dans le domaine de la spectro-imagerie X et gamma, cette étape d'hybridation est déterminante dans les performances finales. Je présente avec cette première section les solutions existant actuellement pour hybrider des détecteurs en Cd(Zn)Te, afin de mettre en avant l'intérêt d'un nouveau concept de microcaméra gamma.

4.1.2 Les hybrides pour les caméras gamma en Cd(Zn)Te à masque codé

La caméra Isgri en CdTe d'Intégral lancée en 2002 contient 16384 cristaux de CdTe de 4 × 4 mm² de surface et de 2 mm d'épaisseur pour une surface active de 2621 cm² [Lebrun 2003]. La caméra Bat de Swift en CZT lancée en 2004 comporte le double de cristaux de CZT de mêmes dimensions [Suzuki 2005]. L'hybridation des cristaux détecteurs avec leur Asic a été réalisée par l'intermédiaire d'un substrat en céramique. C'est la méthode qui est également envisagée pour la caméra Eclairs de la mission franco-chinoise Svom présentée au paragraphe 1.2.2 [Remoué 2008, Mandrou 2008]. Le plan détecteur d'Eclairs est divisé en 200 modules élémentaires nommés XRDPIX (voir Figure 4.1). D'un côté, on connecte 32 cristaux de CdTe Schottky In à un substrat en céramique

en déposant des microbilles de polymère conducteur. De l'autre côté, on encapsule l'Asic de lecture à 32 voies analogiques dans une seconde céramique de haute pureté. Après caractérisation des deux types d'échantillons, les céramiques sont appairées et assemblées, par le même procédé de collage que les détecteurs, pour connecter chaque cristal à une entrée de l'Asic. L'optimisation du routage des signaux dans les céramiques permet de limiter les capacités parasites à l'entrée du préamplificateur à 2 pF, contre 10 pF dans la caméra Isgri. Ce module compact est résistant aux vibrations du lancement. Cette méthode d'hybridation est bien adaptée pour créer des objets facilement manipulables à partir de petits cristaux monopixels. Ces modules de détection peuvent être ensuite assemblés en mosaïque en conservant le pas des pixels constant sur une surface de dimensions illimitées. Le plan de détection de la caméra à masque codé Eclairs sera de 1024 cm².

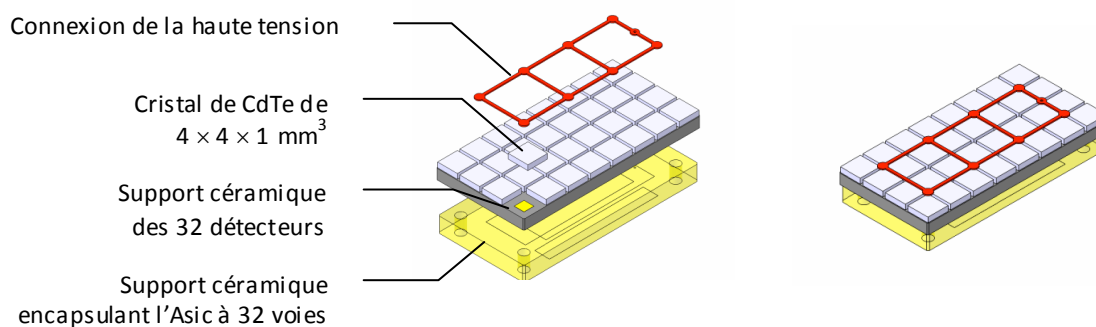


Figure 4.1 – Versions éclatée et intégrée du module de détection XRDPIX de 32 pixels de CdTe. Le module est composé de deux céramiques qui peuvent être testées séparément pour un meilleur appariement et un meilleur rendement. La caméra Eclairs intégrera 200 modules de ce type pour une surface active de 1024 cm² [Ehanno 2006].

4.1.3 Les hybrides en CdTe pour l'imagerie médicale

Des images de haute résolution dans le domaine X et gamma en temps réel sont essentiellement demandées dans le domaine médical, pour réaliser des fluoroscopies, des tomographies ou des radiographies dentaires panoramiques par exemple. La technologie de segmentation des électrodes des détecteurs en CdTe permet depuis quelques années d'obtenir des imageurs avec des pixels de 100 µm. L'électronique frontale de ces systèmes est chargée de compter le nombre de photons arrivant dans chaque pixel. L'hybridation de ces nouvelles caméras s'appuie sur des technologies de la microélectronique.

L'entreprise finlandaise Ajat Oy a développé un système d'imagerie en temps réel, illustré sur la Figure 4.2, à partir des matrices de détecteurs CdTe Schottky In d'Acrorad [Spartiotis 2004]. L'hybridation est basée sur une connexion point à point des pixels de CdTe sur les entrées de l'Asic. Le contact en platine du détecteur est lithographié pour obtenir des pixels de 70 µm au pas de 100 µm. Nous pouvons remarquer que si cette configuration était retenue pour une application

spectroscopique, le contact Schottky à l'anode serait la fenêtre d'entrée du détecteur, ce qui est moins favorable à une collection complète des charges dans le CdTe (cf. paragraphe 3.2.4). Les entrées de l'Asic sont réparties au même pas sur toute la surface du circuit. La connexion des pixels est réalisée par des microbilles métalliques (*bump bonding*). Cette méthode d'hybridation avec un contact direct permet d'obtenir de très faibles capacités parasites, de l'ordre de 50 fF. Le module de détection ainsi constitué est ensuite monté sur le circuit imprimé principal par un câblage filaire (*wire bonding*) sur un bord. Ce dernier circuit, intégrant l'ensemble des matrices de détection, est connecté à la carte numérique d'interface située au dessous (voir Figure 4.2). La taille d'un module est limitée par la plus grande taille d'Asic réalisable avec des masques de photolithographie. L'architecture avec un câblage filaire sur un bord fait que ce module est juxtaposable sur 3 côtés. La largeur maximale de la caméra est donc de 2 modules, soit 5 cm pour le démonstrateur réalisé.

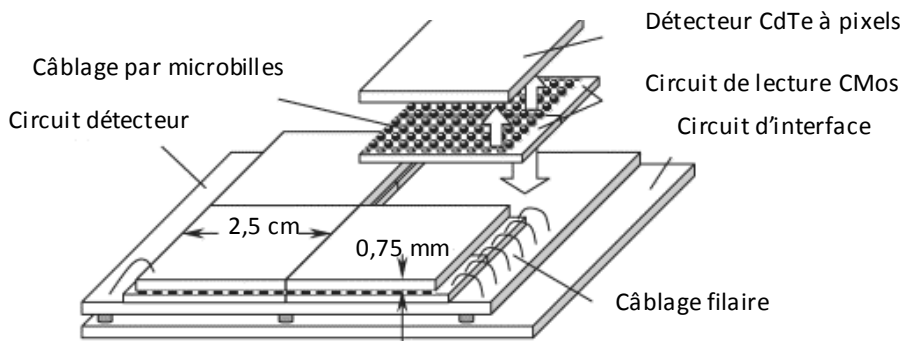


Figure 4.2 – Schéma d'un système d'imagerie X à base de CdTe et d'électronique CMOS, utilisant l'hybridation point à point par microbilles pour un pas de pixel de 100 µm [Spartiotis 2004].

Pour réaliser des imageurs de grande surface à partir de modules et avec un minimum de zones mortes, il faut réaliser des hybrides qui soient juxtaposables sur les 4 côtés. Acrorad est parti de l'architecture de la Figure 4.2 pour développer un tel hybride en CdTe [Tamaki 2008]. Au lieu d'utiliser la technologie « face en haut » pour reporter les Asics sur la carte de circuit imprimé comme précédemment, l'idée est d'utiliser la technologie « face en bas » (*flip chip*) avec une interconnexion surfacique par microbilles, comme celle utilisée pour le collage du détecteur [Poupon]. La nouvelle technologie de trous traversants dans le silicium (TSV, *through silicium via*) est utilisée pour créer des contacts métalliques accessibles depuis la face arrière, comme illustré sur la Figure 4.3. Des hybrides de 32 768 pixels et de surface active de 12,9 mm × 25,7 mm ont été fabriqués, avec des microbilles de 60 µm de diamètre pour la face supérieure en contact avec le détecteur CdTe et des microbilles de 750 µm de diamètre pour la face inférieure en contact avec le circuit d'interface. Un prototype a été réalisé en 2008 avec une mosaïque de 3 × 3 modules hybrides.

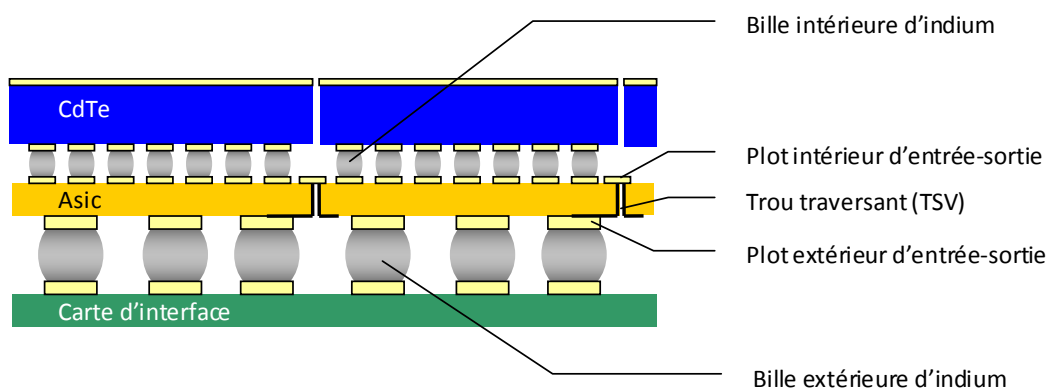


Figure 4.3 – Schéma d'un système d'imagerie X à base de CdTe et d'électronique CMOS. Le CdTe est hybridé point à point par microbilles sur la face intérieure de l'Asic tandis que l'Asic est reporté sur la carte d'interface vers une connexion « face en bas » [Tamaki 2008].

Cette méthode d'assemblage très prometteuse n'a pas encore été qualifiée pour une application spatiale dont les contraintes environnementales sont bien plus sévères que dans le milieu médical. De plus, pour la spectro-imagerie X, aucun Asic à l'heure actuelle ne peut intégrer une chaîne de lecture spectroscopique au pas de 100 μm . Seuls quelques groupes dans le monde sont aujourd'hui capables de réaliser des imageurs de résolution spatiale inférieure à 1 mm avec des capacités spectroscopiques.

4.1.4 Les nouveaux hybrides en Cd(Zn)Te pour la spectro-imagerie de haute résolution

Le spectro-imageur X dur à pixels de Caltech

Le groupe de Caltech a conçu un système de détection basé sur la même méthode d'intégration que l'imageur d'Ajat Oy. Il a conçu son propre Asic à 2 dimensions, compatible avec un pas de détecteur de 498 μm . Un hybride est constitué d'un détecteur de CdZnTe d'eV products de 23,6 mm \times 12,9 mm dont l'anode est un motif de 24 par 44 pixels. Une juxtaposition de 2 hybrides dans le sens de la longueur permet d'obtenir une surface de détection carrée de 6 cm². Cette géométrie a été réalisée pour les plans focaux des trois télescopes à miroirs du ballon expérimental Heft lâché en 2005 [Harrison 2005]. Les connexions des 2 Asics sur le circuit imprimé sont effectuées par un câblage filaire sur 3 côtés. Pour maintenir un pas constant de pixels sur le champ de vue, les pixels de la dernière rangée à la jonction des deux hybrides ont une surface de 498 \times 300 μm^2 au lieu 498 \times 498 μm^2 . Le report des électrodes du CdZnTe sur les entrées des Asics est réalisé en déposant des billes d'un polymère conducteur sur le CdZnTe et des fines aiguilles d'or brasées par diffusion (*gold stud bumps*) sur l'Asic [Chen 2004]. Les hybrides de la mission Heft associent pour la première fois en vol une haute résolution spatiale (500 μm) à une haute résolution spectrale (0,9 keV à 60 keV à -5°C). Des plans focaux identiques sont envisagés pour les télescopes de la mission spatiale Nustar.

Avec cette technologie à pixels et cette méthode d'hybridation point à point, il est difficilement envisageable de réduire encore la résolution spatiale.

Le spectro-imageur X dur à bandes de l'Isas

Pour une résolution spatiale encore plus faible, l'Isas de la Jaxa a opté pour la technologie des détecteurs à bandes double face sur les deux faces. Pour les plans focaux des deux télescopes X dur d'Astro-H, l'objectif est une résolution spatiale de 250 μm . Un prototype de CdTe Schottky de $2,6 \times 2,6 \text{ cm}^2$ avec des bandes au pas de 400 μm a été réalisé. Avec cette géométrie de segmentation, les Asics doivent être connectés sur les deux faces du cristal selon deux dimensions différentes. Ce groupe de recherche a inventé avec Mitsubishi Heavy Industries un procédé de collage du détecteur (*stud bump method*) qui consiste à déposer sur les plots des Asics deux étages de fines aiguilles d'or recouvertes d'une couche d'indium puis de presser le détecteur contre l'Asic. L'or et l'indium sont des métaux souples adaptés à la fragilité du CdTe et assurant un bon contact [Takahashi 2001-1]. Ces billes de brasage connectent les électrodes de CdTe à une céramique équipée de trous traversants, sur laquelle sont ensuite connectées les entrées de l'Asic par un câblage filaire. La résolution spectrale obtenue est de 1,3 keV à 60 keV, à -20°C .

Les deux types d'hybrides présentés ont des excellentes résolutions spatiales et spectrales pour l'astronomie X dur. Cependant, ils ont l'inconvénient de ne pas être juxtaposables sur 4 côtés : au moins un des bords du détecteur sert à connecter l'Asic sur un circuit. Cette caractéristique limite la surface totale du plan de détection et, par suite, le champ de vue du télescope. Il n'est pas possible d'utiliser ces approches pour réaliser le plan focal de Simbol-X de 64 cm^2 car les fabricants de CZT et de CdTe ne peuvent pas réaliser des cristaux de grande qualité sur plusieurs centimètres de côté (ce qui explique pourquoi les démonstrateurs de Caltech et de l'Isas sont inférieurs à 3 cm de côté). Notre groupe a inventé un nouveau concept d'hybridation du CdTe dans cet objectif. Cette technique s'appuie sur les Asics de lecture développés à l'Irfu. Je présente les spécificités de cette électronique frontale avant de décrire la technique d'hybridation.

4.2 L'électronique intégrée de lecture

4.2.1 Spécificité d'une application astronomique

L'architecture et les performances de ces circuits intégrés analogiques dépendent de leur application spécifique. Pour l'imagerie médicale (tomographie, radiographie), on recherche les systèmes de détection efficaces jusqu'à 200 keV typiquement, avec une haute résolution spatiale (moins de 500 μm) et une capacité de comptage de plusieurs millions de photons. $\text{s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ [Szeles 2007]. Les systèmes développés pour les applications militaires ou de sûreté du territoire doivent avoir une très bonne résolution en énergie dans le domaine du MeV (1 % à 662 keV) pour identifier des éléments chimiques caractéristiques des matériaux explosifs [Zhang 2006]. Pour les nouvelles

applications d'astronomie X dur, on cherche à développer des systèmes de haute résolution spectrale en refroidissant modérément le détecteur (2 % à 60 keV, à -20°C) et de haute résolution spatiale (500 μm typiquement). La contrainte supplémentaire est la tenue aux radiations de l'environnement spatial. Peu d'Asics sont actuellement compatibles avec ces critères. L'Isas a conçu un circuit à 8 voies analogiques et a obtenu une résolution de 2.46 keV (4 %) à 60 keV [Kishishita 2007]. Elle a développé avec l'entreprise norvégienne Ideas une famille d'Asics VA32TA plus performants pour le télescope Compton et l'imageur X dur de la mission Astro-H [Tajima 2004, Watanabe 2009] : une résolution de 1,7 keV (2,8 %) à 60 keV a été mesurée avec du CdTe à 0°C . Comme nous venons de le voir, l'équipe de Caltech a conçu un Asic à ultra bas bruit avec lequel elle a obtenu des résolutions inférieures à 0,9 keV (1,5 %) à 60 keV sur des matrices à 0°C [Chen 2003]. Cet Asic a également été utilisé avec du CdTe Schottky d'Acrorad [Oonuki 2004]. Notre groupe a également conçu ses propres Asics, nommés Idef-X (*Imaging detector front-end for X-rays*). Ils sont adaptés à la lecture des détecteurs X en Cd(Zn)Te de faible capacité et ils ont des performances proches de celles de l'Asic de Caltech. Nous définissons dans cette partie les caractéristiques d'un circuit de lecture pour l'astronomie X en termes d'architecture, de bruit électronique et de tenue aux radiations et nous détaillons le cas particulier de la famille de circuits Idef-X.

4.2.2 Conception de l'architecture électrique

Chaîne analogique pour la mesure d'énergie

Un détecteur semiconducteur produit des impulsions de courant à chaque interaction du rayonnement. L'électronique de lecture a pour but de traiter le signal pour dégager l'information importante, à savoir la charge générée. Deux fonctions principales sont à réaliser :

- L'amplification du faible signal du semiconducteur en ajoutant le minimum de bruit.
- La mise en forme du signal amplifié pour optimiser le rapport signal sur bruit et pour mesurer la charge.

Le premier organe de l'électronique de lecture, situé au plus proche du détecteur, est un préamplificateur. Il existe des préamplificateurs de courant, de tension ou de charge. Le préamplificateur de courant est généralement utilisé pour les dispositifs avec des signaux de faible impédance, ce qui n'est pas le cas pour la plupart des détecteurs de rayonnement. Le préamplificateur de tension, très utilisé pour les photomultiplicateurs ou les compteurs proportionnels, nécessite une capacité du détecteur très stable et celle des semiconducteurs dépend de la température. Le type le plus adapté à la lecture des détecteurs semiconducteurs est le préamplificateur de charge (PAC) présenté sur la Figure 4.4. Ce montage convertit un échelon de charge Q en un échelon de tension U_0 . On montre que pour un gain A suffisamment grand [Lutz 1999, §7.3], la charge du détecteur est entièrement transférée vers la capacité de contre-réaction C_f , de sorte que :

$$\frac{U_0}{Q} = \frac{1}{C_f} \tag{4.1}$$

Nous voyons dans cette expression que le gain d’amplification ne dépend pas de la capacité du détecteur C_d . Pour mesurer une autre charge ensuite, il faut vider la capacité de contre-réaction. Pour réaliser ce système de *reset*, on peut introduire en parallèle de la capacité C_f des systèmes équivalents à des interrupteurs ou à des fortes résistances.

L’optimisation du rapport signal sur bruit nécessite des étages de filtrage à la sortie du préamplificateur. La mise en forme du signal consiste généralement en un étage de différentiateur, réalisé par un filtre CR sur la Figure 4.4, et n étages d’intégration, réalisés à base de filtres RC sur la Figure 4.4. Dans le domaine fréquentiel, la réponse du circuit à un échelon de charge unitaire est le produit des fonctions de transfert de tous les blocs élémentaires présentés. Dans le domaine temporel, la réponse du circuit à une charge incidente Q est une impulsion de forme quasi gaussienne et d’amplitude :

$$U_s^M = \frac{Q K^n n^n}{C_f n! e^n} \tag{4.2}$$

où K est le gain d’un intégrateur.

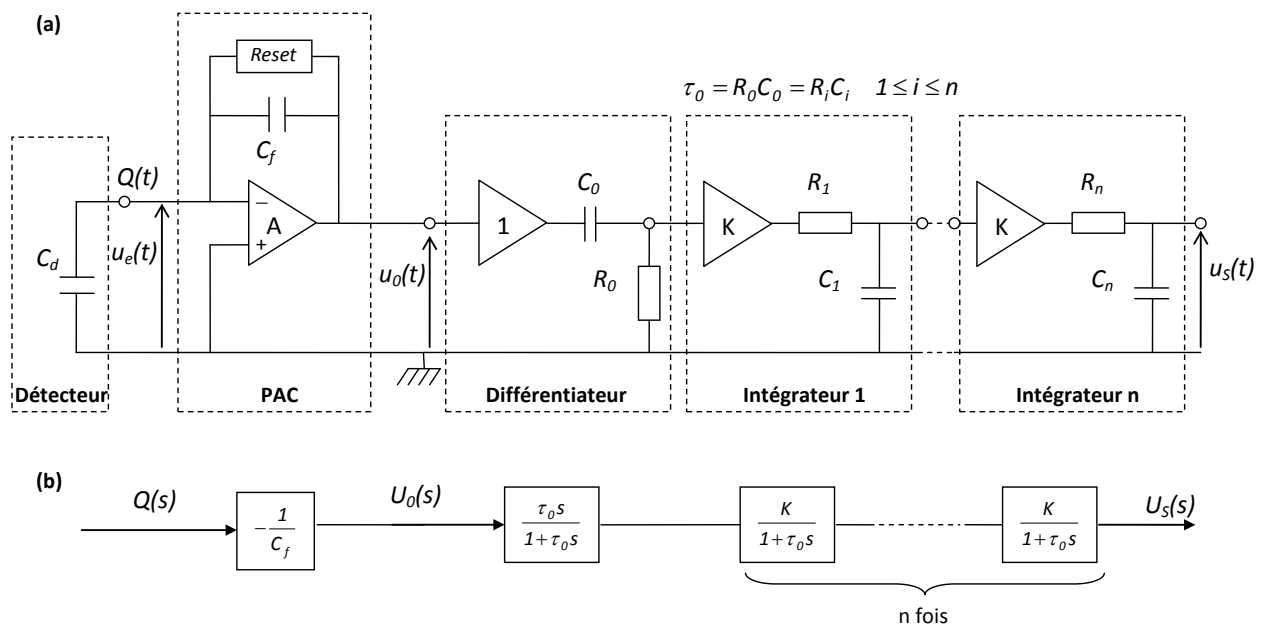


Figure 4.4 – (a) Schéma électrique d’une chaîne de lecture classique pour mesurer la charge collectée par un détecteur semiconducteur. Le préamplificateur de charge (PAC) contient une capacité de contre-réaction C_f et un système de décharge de ce condensateur (*Reset*). La mise en forme du signal consiste généralement en un différentiateur suivi de n intégrateurs de même constante de temps caractéristique τ_0 . (b) Schéma-bloc équivalent : s est la variable de Laplace dans les fonctions de transfert [Chang 1991].

Un détecteur de pic à la sortie des filtres permet de mémoriser l'amplitude de l'impulsion et donc de récupérer l'information de charge incidente. L'emploi de n intégrateurs en cascade permet de raccourcir la durée de l'impulsion par rapport à un unique intégrateur et d'améliorer le rapport signal sur bruit. Pour caractériser le temps de filtrage de l'électronique de lecture, j'utiliserai dans tout cet ouvrage la valeur du **temps de sommet** τ_s (*peaking time*) correspondant au temps entre l'injection d'une charge Q à l'entrée et l'instant où le signal en sortie de filtres est maximal (0-100 % de l'impulsion)[^]. Ce temps est relié à la constante de temps τ_0 par l'expression :

$$\tau_s = n\tau_0 \quad (4.3)$$

Outre la réduction du bruit, la mise en forme du signal permet à l'électronique de lecture de fonctionner de manière nominale avec un taux d'événements supérieur à celui possible avec un préamplificateur seul. Dans ce dernier cas, l'arrivée d'une particule avant la décharge complète de la capacité de contre-réaction provoque en sortie un nouvel échelon de tension qui se perche sur le niveau instantané de la tension qui n'est pas la ligne de base (tension au repos). Ce phénomène d'empilement conduit à surestimer la nouvelle charge.

Conception des circuits Idef-X

Notre groupe a développé des Asics à ultra bas bruit dédiés à la lecture des détecteurs X à base de CdTe nommés Idef-X (*Imaging detector front-end for X rays*). Il existe plusieurs versions de ces circuits, chacune est globalement basée sur la même chaîne analogique mais inclut de plus en plus de fonctionnalités. Les générations d'Asics que j'ai utilisées sont les suivantes :

- Idef-X v1.0 pour le banc de spectroscopie des matrices de détecteurs à 64 pixels sur substrat,
- Idef-X v1.1, électronique intégrée de la microcaméra Caliste 64,
- Idef-X v2, électronique intégrée de la microcaméra Caliste 256. Cet Asic sera également intégré dans chaque module XRDPIX de la caméra Eclairs, d'où le nom d'Idef-X Eclairs dans la littérature.

Ces circuits ont plusieurs voies de mesure pour la lecture pour des détecteurs pixelisés en Cd(Zn)Te. Les deux premières versions comportent 16 voies analogiques, la dernière en comporte 32. Ils sont conçus dans la technologie standard CMOS 0,35 μm d'AMS (*Austria Mikro System*), éventuellement sur un substrat épitaxié.

L'architecture de la chaîne analogique Idef-X est très proche de celle présentée sur la Figure 4.4. Elle est illustrée par la Figure 4.5. Le préamplificateur de charge, issu d'un premier circuit de test Idef-X v0 [Limousin 2005], est réalisé par une structure de cascade replié avec un transistor d'entrée

[^] Dans la littérature, d'autres groupes utilisent comme grandeur caractéristique le temps de mise en forme (*shaping time*) qui est l'équivalent en temps de l'écart type (1σ) de l'impulsion dans le cas gaussien. Le temps de montée 5-100 %, qui correspond au temps pour que le signal d'impulsion passe de 5 % à 100 % de son amplitude maximale, est également usité. Ces temps ont l'avantage d'être définis indépendamment du nombre d'intégrateurs mais ils ne donnent pas directement l'information physique intéressante d'arrivée de la particule.

de type PMos. Le condensateur de contre-réaction est déchargé par un transistor PMos de *reset* en régime de faible inversion, équivalent à une résistance de plusieurs G Ω , pour minimiser le bruit thermique tout en étant intégrable dans un Asic. La résistance équivalente de ce transistor est d'autant plus faible que le courant qui la traverse est important. La décroissance de l'échelon de tension à la sortie du préamplificateur de charge est donc d'autant plus rapide que la charge en entrée est élevée ; cela permet de limiter la saturation de l'étage d'amplification en cas d'empilement ou en cas d'un gros dépôt de charge par une particule ionisante (un proton cosmique par exemple). Une fonction est ajoutée à la sortie du préamplificateur par rapport à l'architecture idéale présentée sur la Figure 4.4. Un système de compensation de pôle et de zéro permet de supprimer le lobe négatif de l'impulsion (*undershoot*) qui apparaît du fait de la présence du système de *reset*. Cet étage supplémentaire est également utilisé pour amplifier le signal et minimiser l'influence du courant de fuite sur la fonction de transfert [De Geronimo 1999]. La fonction de différentiation est également incluse dans ce bloc. Les étages suivants réalisent 4 intégrateurs avec deux filtres passe-bas de type Sallen & Key d'ordre 2. Leur constante de temps est réglable par commutation des résistances de filtre en série [Gevin 2005]. Nous pouvons faire varier le temps de sommet de 0,6 μ s à 9,6 μ s. L'intérêt de cette fonctionnalité sera illustré dans les paragraphes 4.2.3 et 4.2.4.

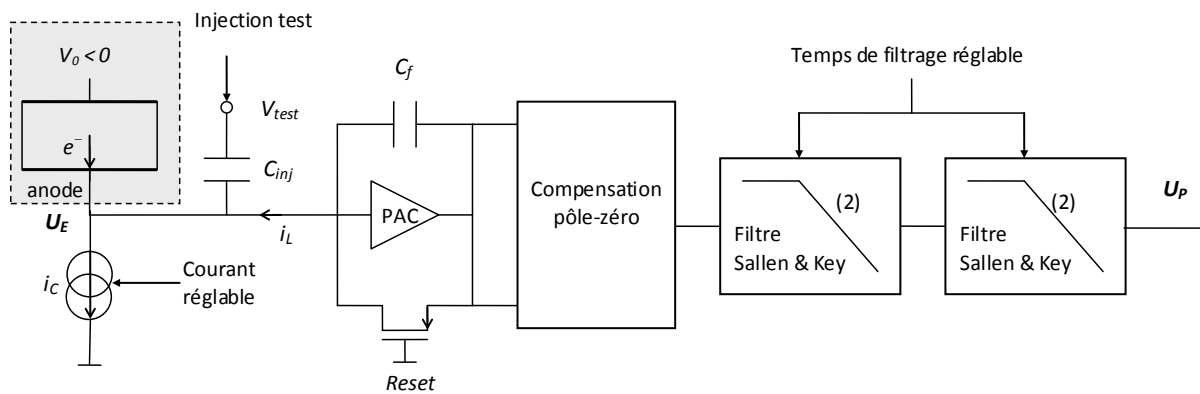


Figure 4.5 – Architecture du bloc analogique principal d'une voie de mesure dans les circuits Idef-X.

Pour polariser le transistor de *reset*, le courant de fuite i_L doit être sortant de l'Asic. Il est donc préférable de brancher l'entrée de l'Asic à l'anode du détecteur pour polariser le circuit uniquement avec son courant d'obscurité. Chaque voie inclut une source de courant de compensation i_C pour polariser l'entrée de la chaîne en l'absence de détecteur. Cette source est réglable, de sorte qu'on peut simuler différents niveaux de courant d'obscurité pour tester les performances de l'Asic sans détecteur. Pour simuler les échelons de charge produits par la détection d'un photon X, on envoie des échelons de tension sur l'entrée V_{test} à travers une capacité d'injection C_{inj} de 200 fF. En mesurant l'amplitude du signal de sortie on obtient ainsi le gain de la chaîne que l'on exprimera en mV/fC. Pour les différentes versions d'Asic, ce gain est typiquement de 200 mV/fC.

Les fonctions présentées ont été incluses dans les 3 versions d'Asic. Les versions Idef-X v1.1 et Idef-X v2 intègrent deux fonctionnalités supplémentaires à la sortie du bloc principal de la chaîne analogique. Pour chaque voie, la tension U_p est reliée d'un côté à un détecteur de pic et de l'autre côté à un discriminateur, comme le montre la Figure 4.6. Le détecteur de pic mémorise l'amplitude de l'impulsion. Le discriminateur passe à l'état haut lorsque le signal franchit un seuil bas de tension continue réglable à l'extérieur du circuit. Les sorties de tous les discriminateurs sont connectées sur une porte logique « ou », de sorte qu'un signal de déclenchement (*trigger*) est envoyé vers l'extérieur du circuit dès qu'une voie au moins a vu un événement. L'information d'énergie mémorisée est alors lue en connectant le multiplexeur de la voie touchée à la sortie analogique différentielle du circuit ; le détecteur de pic est ensuite réinitialisé afin de pouvoir détecter un nouvel événement [Lugiez 2006].

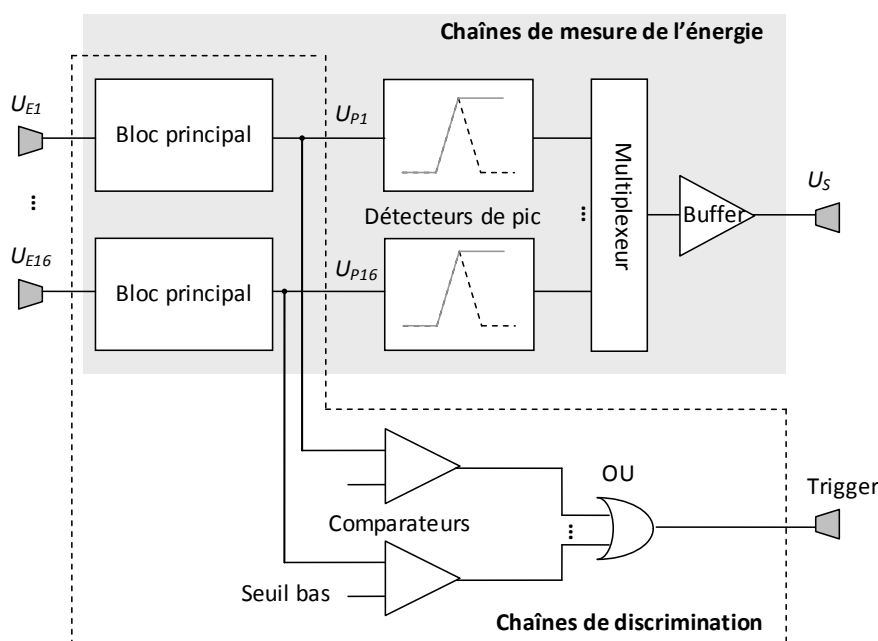


Figure 4.6 – Chaînes analogiques complètes d'Idef-X v1.1 (16 voies) et Idef-X v2 (32 voies). Chaque voie comporte une chaîne de mesure de l'énergie et une chaîne de discrimination qui contiennent le bloc principal de la Figure 4.5. Les comparateurs utilisent pour référence une tension de seuil bas réglable, collective aux 16 voies dans Idef-X v1.1 et individuelle dans Idef-X v2.

Une interface numérique a été ajoutée dans l'Asic Idef-X v2. Les paramètres auparavant réglables par un potentiomètre depuis l'extérieur sont maintenant programmables à partir de valeurs codées. Les commandes logiques sont envoyées sur un lien série suivant un protocole de communication développé spécifiquement pour cet Asic [Gevin 2009]. Le lien série est également utilisé pour la lecture des événements selon trois modes possibles : la lecture des voies déclenchées uniquement, la lecture de toutes les voies ou la lecture des voies désirées par l'utilisateur. Ce dernier

mode de lecture permet notamment d'aller lire l'amplitude mémorisée dans les pixels voisins du pixel touché.

La complexification des circuits s'accompagne d'une augmentation de la puissance dissipée. Une voie de mesure d'Idef-X v1.1 consomme 2,8 mW contre 2,26 mW dans Idef-X v1.0. La consommation d'Idef-X v2 est sensiblement la même que celle d'Idef-X v1.1, elle varie entre 2,8 et 3,2 mW suivant la valeur programmée des seuils bas individuels. Les fonctionnalités des 3 générations d'Asic sont résumées sur la Figure 4.7.

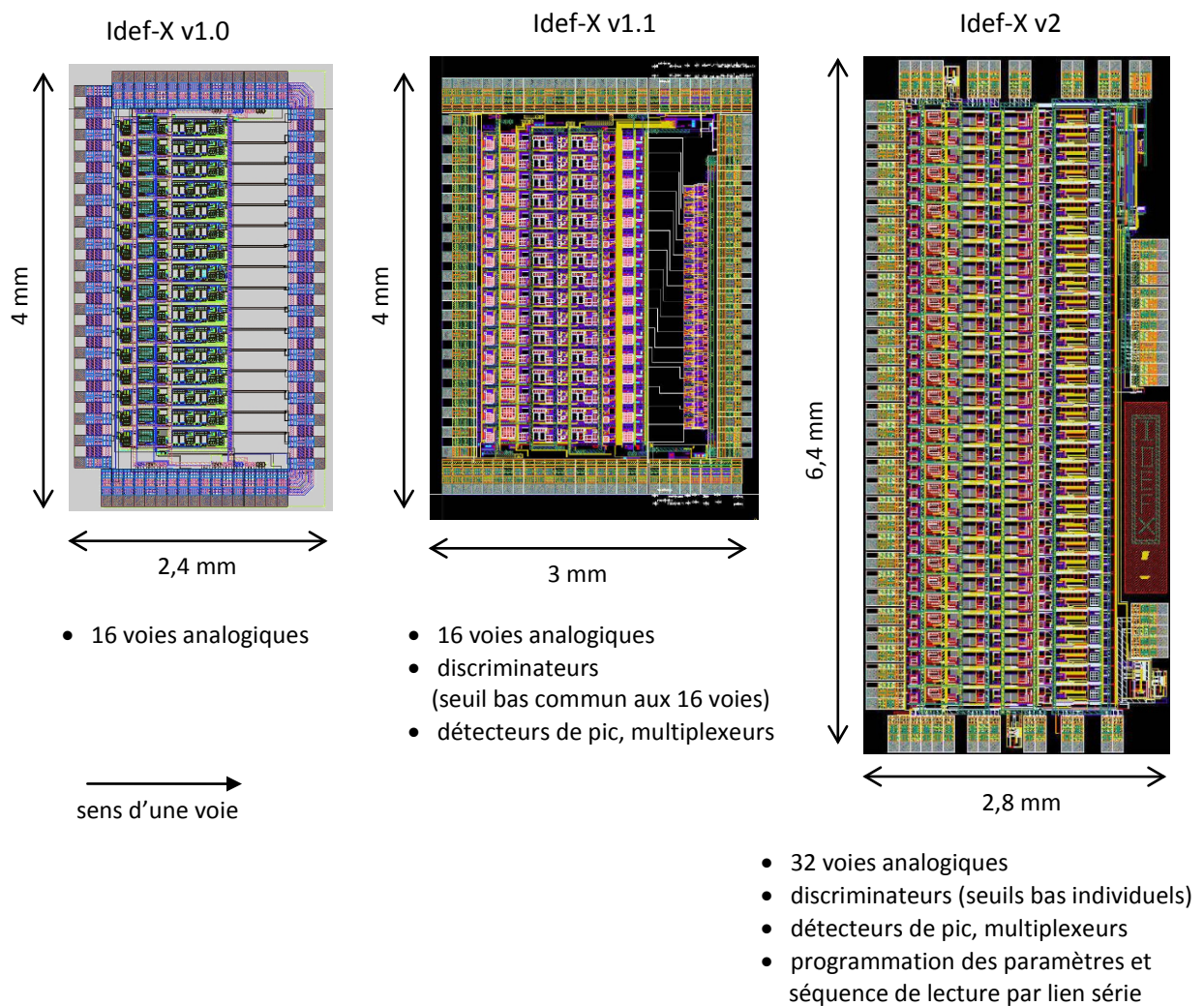


Figure 4.7 – Images à l'échelle 1:150 et caractéristiques des trois versions d'Asic Idef-X développées au CEA/Irfu.

4.2.3 Optimisation du bruit électronique

Le bruit électronique est l'ensemble des sources de bruit qui s'ajoutent aux imperfections de génération et de collecte des charges du détecteur semiconducteur (fluctuations de paires générées et perte de charges pendant le transit). L'étude de ces sources de bruit est ici menée dans le cadre de

la technologie CMOS, majoritairement utilisée pour ce type d'application. Le **rapport signal sur bruit**, noté RSB, est le rapport entre l'amplitude de l'impulsion à la sortie de l'électronique U_s^M et le bruit quadratique moyen σ_B (rms, *root mean square*) défini par rapport au signal de bruit en sortie u_B par l'expression théorique :

$$\sigma_B^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} u_B^2(t) dt \quad (4.4)$$

Dans le domaine de la détection de charges, on exprime généralement le bruit électronique en **charge équivalente de bruit ou ENC** (*equivalent noise charge*). C'est la charge présentée à l'entrée qui produirait un signal d'amplitude égale à l'écart type du bruit. Autrement dit, c'est la charge qu'il faut présenter à l'entrée pour avoir un rapport signal sur bruit égal à 1. Avec cette définition, on peut écrire d'une nouvelle façon le rapport signal à bruit :

$$RSB = \frac{U_s^M}{\sigma_B} = \frac{Q}{ENC} \quad (4.5)$$

L'ENC s'exprime en électrons rms. D'après l'expression (4.5), il correspond au rapport entre le bruit rms de sortie et l'amplitude d'un signal généré par la charge élémentaire q d'un électron. Les sources de bruit prépondérantes sont celles qui proviennent du détecteur ou de l'entrée du préamplificateur de charge car elles sont amplifiées. Elles sont exprimées en densité spectrale i^2 ou u^2 , suivant qu'elles proviennent d'une source de courant I ou de tension U [Spieler 2005]. Par définition, on a :

$$\begin{cases} i^2(f) = \frac{dI^2}{df} \\ u^2(f) = \frac{dU^2}{df} \end{cases}$$

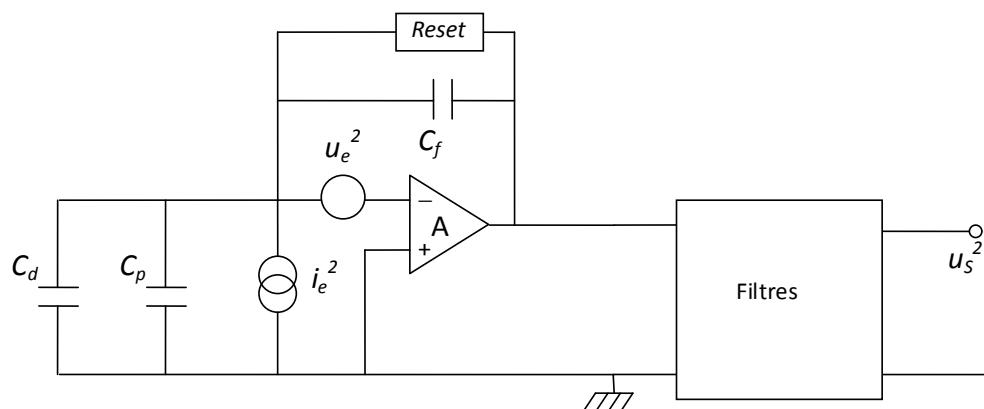


Figure 4.8 – Schéma électrique de l'électronique de lecture prenant en compte les sources de bruit du détecteur et du préamplificateur de charge pour le calcul de l'ENC [Chang 1991].

Chaque source de bruit peut être modélisée en entrée du préamplificateur par une densité spectrale i_e^2 en parallèle ou une densité spectrale u_e^2 en série, comme indiqué sur la Figure 4.8. Elle contribue en sortie de chaîne de lecture à un bruit rms σ_{Bi} ou σ_{Bu} . D'après l'équation (4.4) et le théorème de Parseval, ces composantes de bruit peuvent se calculer à partir des équations :

$$\begin{cases} \sigma_{Bi}^2 = \int_0^{+\infty} |i_e(j2\pi f)|^2 |H_i(j2\pi f)|^2 df \\ \sigma_{Bu}^2 = \int_0^{+\infty} |u_e(j2\pi f)|^2 |H_u(j2\pi f)|^2 df \end{cases} \quad (4.6)$$

H_i et H_u sont les fonctions de transfert de l'électronique de lecture pour une source de courant en parallèle et une source de tension en série respectivement. D'après le schéma-bloc de la Figure 4.4, et en notant s la variable de Laplace, elles valent :

$$\begin{cases} H_i(s) = \frac{U_s(s)}{I_e(s)} = -\frac{1}{C_f} \frac{\tau_0 s}{1 + \tau_0 s} \left(\frac{A}{1 + \tau_0 s} \right)^n \\ H_u(s) = \frac{U_s(s)}{U_e(s)} = \frac{C_t}{C_f} \frac{\tau_0 s}{1 + \tau_0 s} \left(\frac{A}{1 + \tau_0 s} \right)^n \end{cases} \quad (4.7)$$

C_t est la capacité totale en entrée de la chaîne. Elle s'exprime en fonction de la capacité du détecteur C_d , la capacité parasite C_p d'interconnexion entre le détecteur et l'amplificateur (du substrat du détecteur au plot d'entrée de l'Asic) et la capacité C_e à l'entrée du circuit avant connexion :

$$C_t = C_d + C_p + C_e \quad (4.8)$$

La capacité d'entrée du circuit C_e est la somme de la capacité de contre-réaction C_f et des capacités parasites sur le transistor d'entrée du préamplificateur de charge, entre la grille et le drain et entre la grille et la source, en technologie CMOS. La charge équivalente de bruit associée à chaque source de bruit peut être calculée à partir des relations (4.6), (4.2) puis (4.5) [Chang 1991]. L'ENC total s'obtient en sommant quadratiquement les diverses contributions de bruit indépendantes. Nous allons maintenant présenter ces composantes de bruit.

Bruit parallèle

Toute source de courant I_0 engendre une source de bruit blanc en raison de la fluctuation poissonnienne de l'arrivée des charges électriques à l'origine de ce courant [Radeka 1988]. Sa densité spectrale vaut :

$$i_e^2 = 2qI_0 \quad (4.9)$$

Pour une électronique en technologie CMOS, il n'y a pas de courant traversant la grille du transistor ; le courant de fuite noté I_L (*leakage current*) à l'entrée du préamplificateur de charge est

principalement dû au courant d'obscurité du détecteur. À partir des relations (4.9), (4.6), (4.7) et (4.2), et si l'on ne prend pas en compte le bruit apporté par le système de *reset*, on montre que l'ENC associé à cette source de courant parallèle vaut :

$$ENC_p^2 = 2qI_L \tau_0 f(n) \quad (4.10)$$

où f est une fonction sans dimension ne dépendant que du nombre d'intégrateurs. Le carré de cette composante de bruit est proportionnel au temps de filtrage.

Bruit série

Toute résistance est source d'un bruit thermique. Le canal de conduction du transistor Mos d'entrée est résistif. La densité spectrale de bruit associée vaut :

$$u_e^2 = \frac{8}{3} kT \frac{1}{g_m} \quad (4.11)$$

où g_m est la transconductance du transistor. Le calcul de l'ENC associée à cette source de tension en série conduit à l'expression suivante :

$$ENC_s^2 = \frac{8}{3} kT \frac{1}{g_m} \frac{C_t^2}{q^2 \tau_0} g(n) \quad (4.12)$$

où g est une fonction sans dimension ne dépendant que du nombre d'intégrateurs. Le carré de cette composante de bruit est inversement proportionnel au temps de filtrage.

Bruit 1/f

Les deux sources de bruit présentées jusqu'à présent sont des bruits blancs, de densité spectrale indépendante de la fréquence. Il existe une autre source de bruit basse fréquence importante en technologie CMOS, liée au piégeage des porteurs de charge dans les défauts cristallins du transistor. On montre que la grille d'un transistor d'entrée CMOS est à l'origine d'un bruit de densité spectrale :

$$u_e^2(f) = \frac{K_F}{WLC_{ox}^2} \frac{1}{f} \quad (4.13)$$

où W et L sont la largeur et la longueur du canal de conduction, K_F un paramètre caractéristique du procédé de fabrication, C_{ox} la capacité de l'oxyde du Mos par unité de surface. L'ENC associé à cette source de bruit 1/f vaut :

$$ENC_f^2 = \frac{K_F}{WLC_{ox}^2} \frac{C_t^2}{q^2} h(n) \quad (4.14)$$

où h est une fonction sans dimension qui varie peu avec le nombre d'intégrateurs. Cette composante est indépendante du temps de filtrage et dépend surtout de la géométrie du préamplificateur et de la technologie utilisée. Il existe une autre composante de bruit indépendante de temps de filtrage, que je ne prendrai pas en compte dans cette étude, et qui est associée à la capacité due aux pertes diélectriques des matériaux à l'entrée de l'Asic.

Charge équivalente de bruit totale

Les composantes de bruit présentées sont indépendantes, de sorte que la charge équivalente de bruit totale vaut :

$$ENC_{tot}^2 = ENC_s^2 + ENC_f^2 + ENC_p^2$$

D'après les résultats (4.10), (4.12) et (4.14) et la définition (4.3) du temps de sommet τ_s , l'ENC peut se mettre sous la forme :

$$ENC_{tot}^2 = \alpha_s C_t^2 \frac{1}{\tau_s} + \alpha_f C_t^2 + \alpha_p I_L \tau_s \quad (4.15)$$

avec :

- α_s , un paramètre qui dépend de la transconductance du transistor d'entrée et de l'ordre du filtre,
- α_f , un paramètre qui dépend essentiellement des paramètres technologiques du transistor d'entrée du PAC,
- α_p , un paramètre qui dépend de l'ordre du filtre,
- C_t , la capacité totale à l'entrée du PAC, explicitée dans l'expression (3.22),
- I_L , le courant de fuite totale à l'entrée du PAC, essentiellement dû au détecteur.

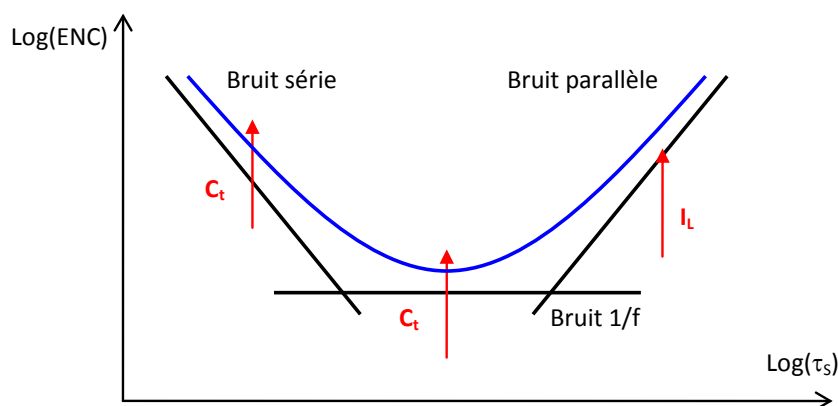


Figure 4.9 – Allure asymptotique de l'ENC en fonction du temps de sommet en échelle logarithmique, dans le cas général d'un système de détection de capacité C_t et de courant de fuite I_L non négligeables.

Cette expression est illustrée par la Figure 4.9. Pour un circuit donné, la structure de l'ENC en fonction du temps de sommet dépend de la capacité totale C_t et du courant de fuite I_L à l'entrée du circuit électronique. L'évaluation de l'ENC à différents temps de sommet est donc un moyen intéressant pour caractériser puis optimiser ces deux paramètres clés.

À partir de la charge équivalente de bruit totale, nous pouvons à présent expliciter le terme ΔE_{elec} dans l'expression (3.16) de la largeur de raie spectrale en fonction de l'énergie de création de paire électron-trou ε_W dans le CdTe :

$$\Delta E_{elec} = 2,35 \varepsilon_W ENC_{tot} \quad (4.16)$$

Au final, d'après les équations (3.16), (3.7) et (4.16), la résolution spectrale à une énergie E_γ se met sous la forme :

$$\Delta E^2 = 2,35^2 F \varepsilon_W E_\gamma + 2,35^2 \varepsilon_W^2 ENC_{tot}^2 + \Delta E_{pertes}^2 \quad (4.17)$$

Optimisation du temps de sommet

Il existe un temps de sommet qui minimise le bruit électronique et donc qui optimise la résolution spectrale. D'après l'expression (4.15) de l'ENC, le temps de sommet optimal est tel que :

$$\tau_s^{opt} = \sqrt{\frac{\alpha_s C_t^2}{\alpha_p I_L}} \quad (4.18)$$

Plus le courant d'obscurité du détecteur est élevé, plus ce temps optimal est faible. C'est pourquoi j'ai affirmé au paragraphe 3.5.1 que les détecteurs CdTe ohmiques devaient être opérés avec un faible de temps de sommet. Dans le banc de spectroscopie présenté au paragraphe 3.4, les paramètres α_s et α_p de l'Asic Idef-X v1.0 ont été évalués à $1,44 \cdot 10^{20} \text{ el}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{pF}^{-2}$ et $9,71 \cdot 10^{18} \text{ el}^2 \cdot \text{pF}^{-2}$ respectivement. La capacité totale à l'entrée C_t du montage est estimée à environ 5 pF et la contribution des sources de courant autres que le courant d'obscurité du détecteur à pixel sur substrat est estimée à 0,5 pA. Nous en avons déduit le temps de sommet optimal à utiliser pour nos mesures de spectroscopie en fonction du courant typique dans un pixel de l'échantillon, mesuré auparavant avec le banc de courant présenté au paragraphe 3.3.

L'expression théorique (4.18) représentée sur la Figure 4.10 a été vérifiée pour un échantillon de CdTe/Pt de 0,5 mm à 35°C sous 50 V : le courant typique avait été mesuré à 18 pA et les meilleures performances spectroscopiques ont été obtenues à un temps de sommet de 3,6 μs . Pour les détecteurs CdTe Schottky ou CZT étudiés sur substrat, le courant est inférieur à 7 pA en dessous de -15°C et le temps de sommet de 9,6 μs est pratiquement toujours utilisé. Ainsi, on applique sur ces échantillons à la fois une tension élevée et un temps de sommet long, ce qui assure qu'il n'y a pas de déficit balistique. En dehors des conditions de température et de tension étudiées

au paragraphe 3.4.4, nous voyons que le temps de sommet de l'électronique de lecture est également un paramètre du système de détection qui peut être optimisé.

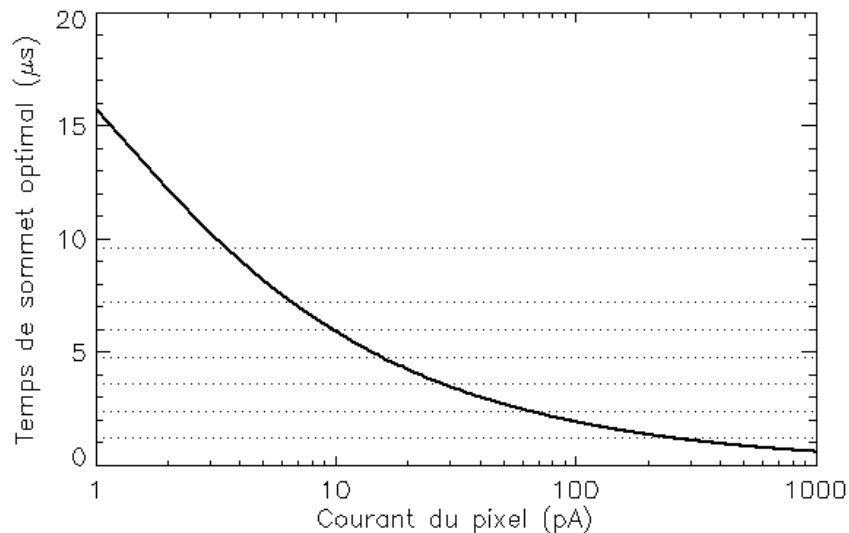


Figure 4.10 – Temps de sommet optimal avec l'électronique Idef-x v1.0 en fonction du courant d'obscurité d'un pixel. En pointillés sont indiquées les valeurs réglables du circuit que l'on peut utiliser.

Performances des circuits Idef-X

Les performances de bruit des 3 circuits sont similaires. Nous présenterons ici les caractéristiques de bruit, en prenant les données de l'une ou de l'autre des versions. La Figure 4.11 illustre la charge équivalente de bruit en fonction du temps de sommet sur une voie de l'Asic Idef-X v1.0. D'après le paragraphe 3.3, l'ENC est dominé par le bruit série à faible temps de sommet, par le bruit parallèle à fort temps de sommet et il existe également une composante de bruit 1/f indépendante du temps de sommet. Pour obtenir les performances optimales, l'Asic n'est pas encapsulé mais directement câblé sur un support de type verre-téflon de faibles pertes diélectriques. La courbe obtenue correspond au bruit plancher car il n'y a pas de courant de fuite et pas d'autre capacité à l'entrée que celle du câblage filaire (*bondings*) sur le verre-téflon. Le bruit minimum est de 35 électrons rms à 9,6 µs. Ce temps de sommet est le plus long accessible dans les Asics Idef-X. Nous pouvons imaginer d'après l'allure de la courbe qu'un temps de sommet supérieur à 10 µs aurait permis d'accéder à un niveau de bruit encore plus bas. Lorsqu'on connecte par un fil émaillé la voie de l'Asic au tabouret du détecteur en téflon, on obtient une courbe parallèle supérieure, signe d'une augmentation du bruit 1/f et du bruit série dû à l'ajout d'une capacité estimée à 2 pF. Si l'on connecte maintenant un détecteur de $2 \times 2 \times 0,5 \text{ mm}^3$ de CdTe Schottky In monopixel avec un anneau de garde, les bruits série et 1/f augmentent encore à faible temps de sommet, à cause de la capacité supplémentaire de 0,7 pF du détecteur mais surtout de la capacité d'environ 2 pF de son boîtier TO[▼]. L'ENC augmente davantage pour les temps de sommet les plus élevés en raison d'une

▼ *transistor outline*, utilisé pour l'encapsulation de composants photoniques.

composante de bruit parallèle qui s'ajoute du fait du courant d'obscurité du détecteur polarisé à 330 V. Dans ces conditions, l'ENC minimum est encore à 9,6 μs mais il est de 66 électrons rms. Chaque étape de connexion depuis la puce nue jusqu'au montage du détecteur doit donc être optimisée pour réduire les effets capacitifs et se rapprocher le plus possible de la courbe plancher d'ENC. Les fluctuations de tension sur la haute tension du détecteur contribuent également au bruit en sortie de l'électronique. Nous avons vérifié que celle que nous utilisons est suffisamment filtrée pour ne pas ajouter plus d'un électron rms de bruit. Par la suite, nous négligerons cette source de bruit.

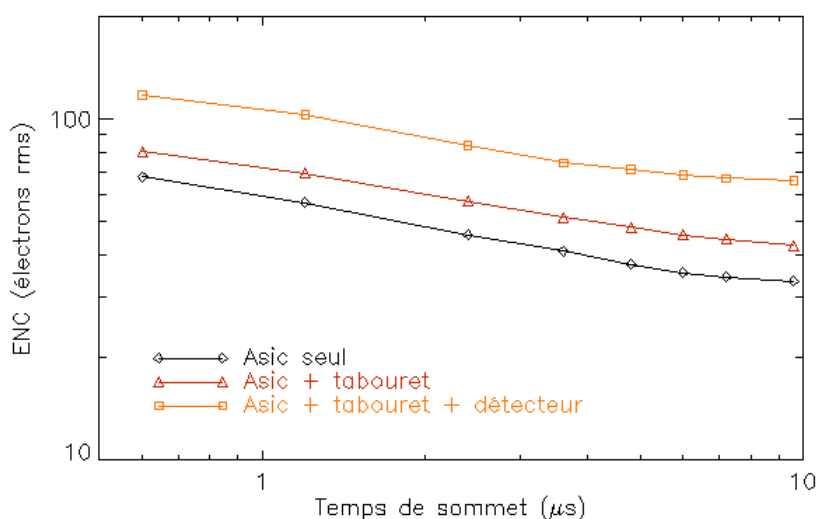


Figure 4.11 – Charge équivalente de bruit en fonction du temps de sommet sur une voie de l'Asic Idef-X v1.0. L'Asic est testé d'abord seul sur son support en téflon puis connecté au tabouret de téflon du détecteur et enfin, connecté à un détecteur monopixel de CdTe Schottky In polarisé à 330 V à 22°C.

Un paramètre important pour la performance du circuit est donc la sensibilité à la capacité. Plusieurs mesures ont été effectuées sur Idef-X v2 en câblant à l'entrée des condensateurs étalonnés entre 1,5 et 33 pF. La Figure 4.12 montre l'ENC en fonction de la capacité additionnelle à l'entrée du circuit, pour différents temps de sommet. La sensibilité est plus grande aux faibles temps de sommet pour lesquels le bruit série est élevé. À 1,5 μs , le bruit augmente de 16 électrons par picofarad tandis qu'à 9,6 μs la sensibilité n'est que de 7 électrons par picofarad. L'ordonnée à l'origine des régressions linéaires tracées, c'est-à-dire le niveau de bruit pour une capacité additionnelle nulle dépend du courant de fuite. Pour un courant i_c programmé à 20 pA, l'ENC minimum est de 55 électrons rms à 9,6 μs et 49 électrons rms à 5 μs .

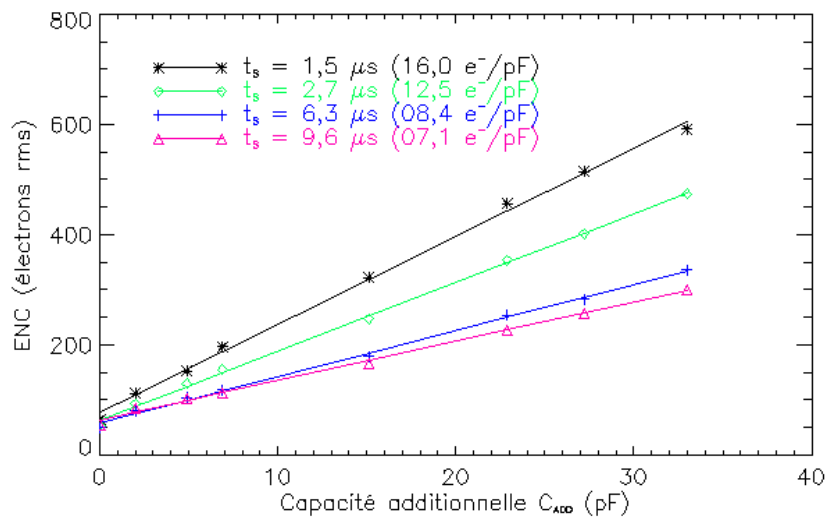


Figure 4.12 – Charge équivalente de bruit en fonction de la capacité ajoutée à l’entrée d’une voie de l’Asic Idef-X v2, pour un courant de fuite programmé à 20 pA. La pente des régressions linéaires est indiquée pour les différents temps de sommet. Les valeurs de filtrage indiquées correspondent aux temps de sommet mesurés ; elles diffèrent légèrement des temps de sommet théoriques publiés.

Le courant de fuite est l’autre paramètre clé pour l’optimisation du bruit électronique. La Figure 4.13 montre la charge équivalente de bruit minimum obtenue avec Idef-X v1.0 en fonction du courant de fuite, avec et sans capacité additionnelle. Pour ces mesures, c’est la source de courant i_c interne de l’Asic qui a été utilisée après étalonnage. Les données sont modélisées par l’expression du bruit électronique minimum avec Idef-X v1.0, qui se déduit de l’expression générale de l’ENC (4.15) et l’expression du temps de sommet optimal (4.18) :

$$ENC_{min}^2 = 2\sqrt{\alpha_s \alpha_p C_t^2 I_L} + \alpha_f C_t^2 \quad (4.19)$$

On retrouve la même tendance que celle observée lors des tests de spectroscopie avec des matrices de détecteurs sur substrat, lorsque la corrélation entre courant de pixel et résolution spectrale à 14 keV a été étudiée (cf. Figure 3.21). Pour des courants de fuite supérieurs à 10 pA, le bruit parallèle est la source prépondérante de dégradation de la résolution spectrale. Pour les faibles courants de l’ordre de quelques picoampères, la performance de bruit est limitée par le bruit 1/f. Le seuil de bruit électronique, exprimé en largeur totale à mi-hauteur pour le CdTe, vaut typiquement 400 eV en l’absence de capacité et 600 eV si la connexion du détecteur n’ajoute qu’une capacité de 2,4 pF.

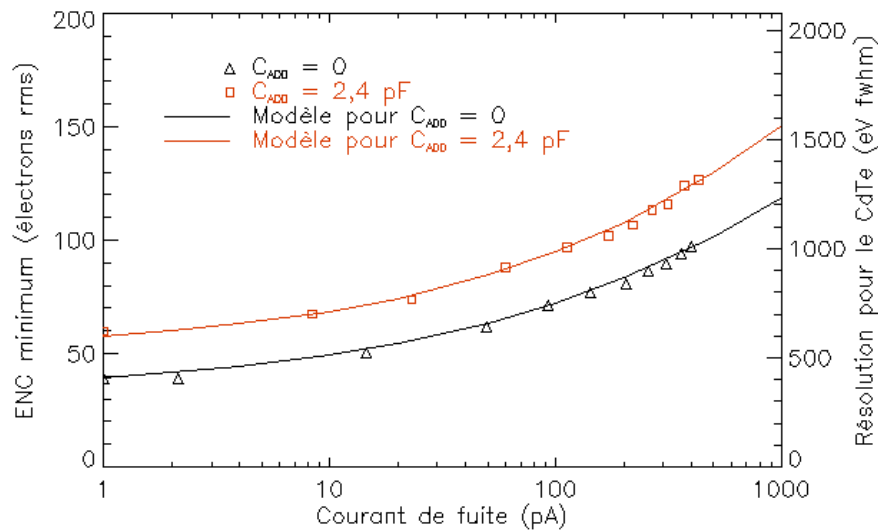


Figure 4.13 – Bruit électronique minimal en fonction du courant de fuite, mesuré et modélisé pour deux valeurs de capacité additionnelle à l’entrée d’une voie de l’Asic Idef-X v1.0. Ce bruit est exprimé en ENC et en largeur spectrale totale à mi-hauteur ΔE_{elec} en utilisant l’équation (4.16) pour le CdTe.

4.2.4 Tenue aux radiations

Pour une application spatiale, les circuits doivent être conçus pour être résistants aux radiations, c’est-à-dire suffisamment insensibles à l’interaction des particules de l’environnement spatial pour avoir un fonctionnement satisfaisant pendant toute une mission. Il est possible de distinguer deux types d’effets du rayonnement sur les composants, à savoir les effets cumulatifs et les effets dits singuliers [Assemat 2002].

Effet de dose cumulée

Les effets cumulatifs appelés effets de dose cumulée correspondent à une dégradation continue des paramètres électriques du composant au cours du temps, puis éventuellement à sa perte de fonctionnalité. Ils sont causés par l’accumulation des charges d’ionisation dans l’ensemble des oxydes du composant au cours de la mission. Il faut noter que pour les technologies CMOS avancées, l’effet de la dose est moins important car la taille des oxydes a été réduite. L’ionisation des atomes dans les isolants est provoquée par l’interaction d’électrons et de protons d’énergie de plus de 100 keV, que l’on peut rencontrer dans les ceintures de Van Allen ou au cours d’éruptions solaires. La dose cumulée s’exprime en rad.Si[♦] ; elle dépend de l’environnement orbital, de l’épaisseur des blindages matériels entourant le composant et de la nature du composant. La Figure 4.14 représente la dose cumulée en fonction de l’épaisseur du blindage pour un composant en silicium, dans l’hypothèse d’une mission Simbol-X sur l’orbite décrite au chapitre 2, entre 2015 et

♦ 100 rad = 1 gray = 1 J/kg. La dose cumulée correspond à une énergie déposée par unité de masse. Elle est exprimée en rad.Si car le dépôt de dose est calculée pour un matériau cible en silicium, principal constituant des composants électroniques

2020, correspondant à une période de décroissance de l'activité solaire. L'orbite étant toujours au-dessus des ceintures internes de Van Allen, le composant ne subit pas l'effet des protons piégés dans ces ceintures, hormis lors de la mise à poste du satellite. La dose des particules solaires est calculée dans les cas les plus défavorables, c'est-à-dire au minimum solaire pour les protons et au maximum solaire pour les électrons. Les électrons solaires subissent un rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*) qui produit des photons X et gamma interagissant avec le composant. Il est possible de compenser l'effet de la dose cumulée en mettant le composant sous tension à température élevée pendant plusieurs heures. Cette opération dite de recuit permet de générer par effet thermique des charges qui vont neutraliser les ions créés dans les oxydes par le rayonnement.

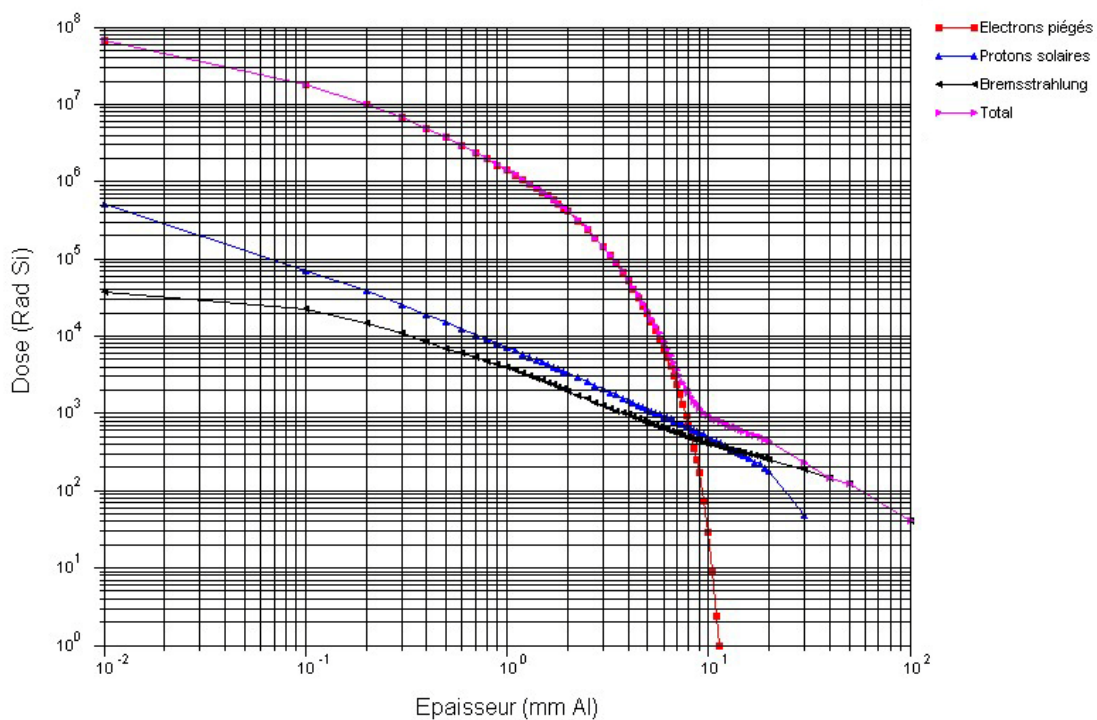


Figure 4.14 – Dose subie par un composant en silicium sur l'orbite Simbol-X entre 2015 et 2020, en fonction de l'épaisseur du blindage en équivalent aluminium. La dose totale est la somme de la dose produite par les électrons piégés dans les ceintures externes de Van Allen, les protons émis par le soleil et les photons issus du rayonnement de freinage des électrons solaires (Contribution d'Arnaud Claret).

Dans des circuits en technologie CMOS, l'effet de dose se traduit par une variation de la tension de seuil des transistors et l'apparition de courants parasites. Pour définir la tolérance d'un composant à la dose cumulée, on peut définir une tenue paramétrique, correspondant à la plus petite dose pour laquelle un paramètre sort de sa spécification, et une tenue fonctionnelle, correspondant à la plus petite dose pour laquelle le circuit perd sa fonctionnalité. Dans le cas d'un circuit de lecture, le paramètre important est le bruit électronique. Pour avoir une résolution inférieure à 1,3 keV pendant toute la mission, il faut avoir une charge équivalente de bruit qui reste inférieure à 110 électrons rms en présence du détecteur. Des essais de dose ont été conduits sur le circuit Idef-X v1.0 avec une source de photons gamma de cobalt 60. La Figure 4.15 montre la

caractéristique du bruit électronique à plusieurs étapes de l'irradiation. On constate que l'ENC augmente essentiellement pour les longs temps de sommet, ce qui est caractéristique d'une augmentation du bruit parallèle avec la dose. Son origine est vraisemblablement une fuite de courant au niveau des plots des diodes de protection sur les entrées, déjà observée sur son prédécesseur Idef-X v0. Le temps de sommet optimal diminue au cours de l'irradiation. Le fait de pouvoir régler ce temps dans l'instrument spatial est intéressant pour s'adapter aux évolutions de l'électronique et du détecteur au cours de la mission. Après une dose cumulée de 1 Mrad, le composant fonctionne toujours. Une opération de recuit à 125°C pendant 168 h a permis de retrouver des performances voisines des performances initiales. Si nous avions connecté un détecteur au cours de ces essais, l'ENC à faibles temps de sommet aurait augmenté en raison de la capacité ajoutée. L'ENC à forts temps de sommet aurait été sensiblement le même à partir de 200 krad car le courant de fuite du détecteur aurait été négligeable devant la nouvelle source de courant parasite apparue du fait de l'irradiation. Ainsi, avec les définitions données, la tenue paramétrique d'Idef-X v1.0 est d'environ 400 krad et sa tenue fonctionnelle est supérieure à 1 Mrad.

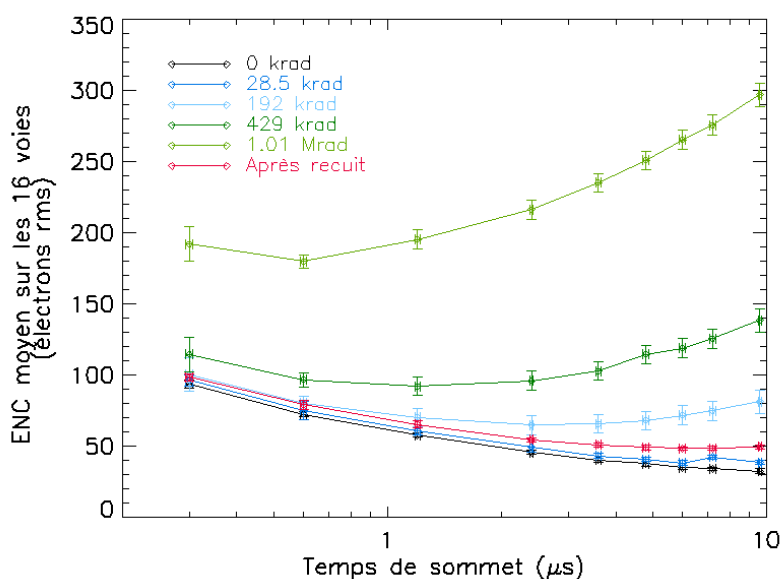


Figure 4.15 – Résultats des essais de dose sur Idef-X v1.0 avec une source de cobalt 60.

D'après la Figure 4.14, un blindage en aluminium de 2 mm suffit à garantir les performances d'Idef-X v1.0 pendant 5 ans sans opération de recuit. En pratique, l'électronique de lecture du plan de haute énergie de Simbol-X est protégée en haut par au moins 1 mm de CdTe (équivalent à 2 mm d'aluminium en densité) et sur les autres côtés par le blindage et l'enceinte de protection du plan focal et les autres sous-systèmes du satellite. La dose cumulée au cours de la mission n'aura donc pas d'effet sur l'électronique si elle utilise la même technologie qu'Idef-X v1.0.

Effets singuliers

Les particules responsables des événements singuliers (*single events*) sont les ions du rayonnement cosmique et les protons des ceintures de radiations et des éruptions solaires. Un ion lourd interagit en ionisant la matière qu'il traverse. Dans un semiconducteur, il provoque une injection de charges électriques qui sont évacuées lorsqu'elles atteignent les électrodes. On observe donc une impulsion de courant transitoire. Les protons ne provoquent pas une ionisation directe du matériau. En revanche, ils peuvent interagir avec des noyaux du matériau cible par collision élastique. Si l'énergie de ces noyaux est faible, on observera un déplacement atomique dans la maille cristalline ; ce phénomène n'est pas significatif avec la technologie CMOS. En revanche, si l'énergie des noyaux de recul est importante, ceux-ci agissent comme un faisceau de rayonnement secondaire d'ions lourds qui ionisent à leur tour la matière. La grandeur caractéristique de l'interaction d'une particule par ionisation directe n'est pas son énergie, mais sa faculté à déposer de l'énergie dans le matériau cible. On définit le LET (*linear energy transfer*) comme la perte d'énergie linéique normalisée par la densité ρ du matériau, et on l'exprime en $\text{MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$:

$$LET = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$$

La Figure 4.16 donne le spectre intégral de LET pour l'orbite de Simbol-X, prenant en compte les diverses sources de rayonnement. Cette orbite, souvent éloignée des ceintures de radiation est plutôt agressive en ce qui concerne les ions lourds. On constate que le flux total chute fortement (d'un facteur 1000) à partir de $30 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$ ($3.10^4 \text{ MeV.cm}^2.\text{g}^{-1}$) et qu'il devient négligeable au-dessus de $100 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$.

La sensibilité du composant aux événements singuliers est caractérisée par sa section efficace σ_e , définie comme le nombre d'événements observés n_e divisé par la fluence déposée Φ , c'est-à-dire le nombre d'ions par cm^2 :

$$\sigma_e = \frac{n_e}{\Phi}$$

Les circuits en technologie CMOS peuvent être affectés par des événements singuliers destructifs appelés *latch-up*. L'ionisation de la matière dans le transistor le long de la trajectoire de l'ion active une structure thyristor qui provoque un courant dans le substrat entre les alimentations positives et négatives du circuit. Cette structure apparaît lorsqu'un transistor PMos est proche d'un transistor NMos. Elle est donc beaucoup plus probable dans les circuits logiques CMOS qui sont constitués d'une juxtaposition de cellules de type inverseur, formées d'un NMos et d'un PMos. Cet effet thyristor peut entraîner la perte du composant si rien n'est entrepris pour le désamorcer. La coupure de l'alimentation permet de retrouver un fonctionnement normal. Un *latch-up* peut se détecter par une brusque augmentation du courant. On dira qu'un circuit est tolérant aux *latch-up*

s'il n'est pas affecté par des dépôts de moins de $30 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$ et qu'il est insensible aux *latch-up* s'il supporte des dépôts de moins de $110 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$. Ce dernier critère est celui utilisé par l'Esa pour qualifier les composants électroniques spatiaux.

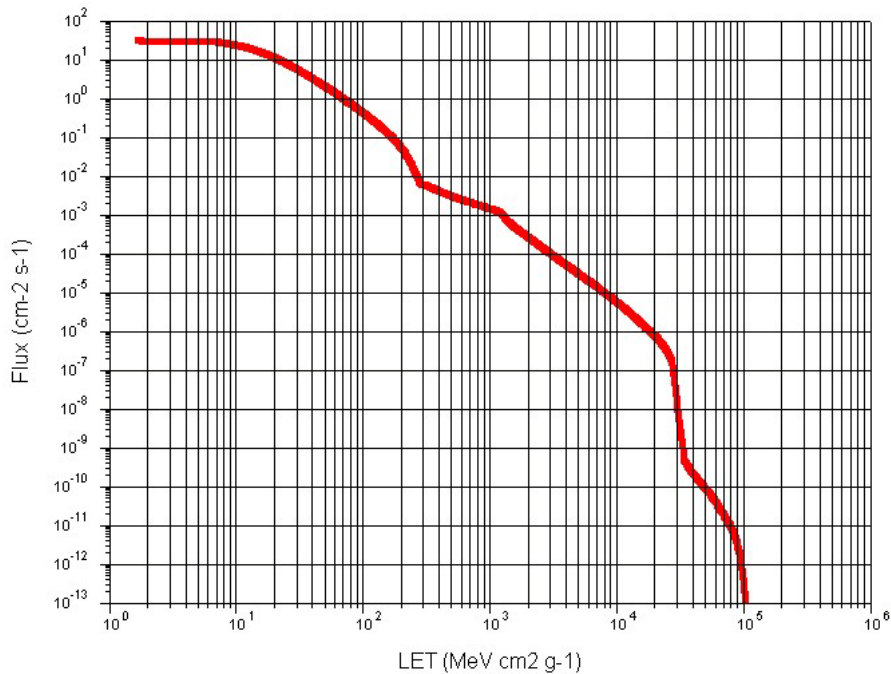


Figure 4.16 – Spectre intégral de LET sur l'orbite de Simbol-X, derrière un blindage de 3,7 mm d'aluminium prenant en compte les particules cosmiques, les particules solaires et les particules piégées dans les ceintures de radiation (Contribution d'Arnaud Claret).

Des essais de *latch-up* ont été réalisés sur Idef-X v1.1 et Idef-X v2 avec un cocktail d'ions lourds (Xe, Ar, Kr). La Figure 4.17 montre la section efficace des Asics en fonction de l'énergie déposée des ions, exprimée en LET. Cette courbe a la même allure pour tous les composants : la section efficace devient négligeable en-dessous d'une valeur seuil de LET (ce qui signifie que le composant est insensible aux dépôts d'énergie inférieure à ce seuil) et elle tend vers une section efficace asymptotique pour les valeurs élevées de LET. La modélisation des données par une fonction de Weibull permet d'avoir accès à la valeur qui nous intéresse, à savoir le seuil de LET. Celui-ci vaut $12 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$ pour d'Idef-X v1.1. Les *latch-up* sont localisés dans la partie numérique de l'Asic. Ce seuil est plus élevé que pour la plupart des composants commerciaux mais il est insuffisant pour une application spatiale. Pour la conception d'Idef-x v2 qui allait comporter une partie numérique plus importante, notre équipe de microélectronique a décidé de modifier (« durcir ») la bibliothèque des cellules numériques du circuit intégré pour améliorer son immunité aux *latch-up*. Un *latch-up* se traduit par une augmentation de courant qui ne cesse pas avant la destruction du circuit. Pour compter les *latch-up* pendant les essais d'irradiation mais conserver le composant fonctionnel, on éteint l'Asic dès que le courant franchit une valeur seuil. Il peut parfois se produire des *micro-latch-up* qui se traduisent par une faible augmentation puis une stabilisation du courant. Pour détecter ces

événements, il faut placer le seuil des ampèremètres plus bas que pour une détection de *latch-up* classique. Lors des essais sur Idef-X v2, aucun *latch-up* sur la partie numérique n'a été observé en-dessous de $110 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$. La courbe équivalente à celle d'Idef-X v1.1 n'est donc pas représentée sur la Figure 4.17. Nous avons ensuite baissé le seuil de détection pour enregistrer les événements de *micro-latch-up*. Le seuil de LET a été mesuré à $49 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$ sur un circuit non épitaxié et $56 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$ pour un circuit épitaxié. L'épitaxie consiste à fabriquer le circuit intégré de silicium sur un substrat de faible résistivité, de même orientation cristalline que le silicium du circuit. C'est une étape technologique supplémentaire pour la fabrication du circuit qui diminue la probabilité de l'effet thyristor à l'origine du *latch-up*. Les *micro-latch-up* sont localisés dans une partie analogique du circuit. Avec un seuil de LET de *micro-latch-up* supérieur à $30 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$ et un seuil LET de *latch-up* supérieur à $110 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$, nous garantissons que le circuit Idef-X v2 serait insensible à ce type d'événement singulier s'il était placé sur l'orbite de Simbol-X pendant 5 ans.

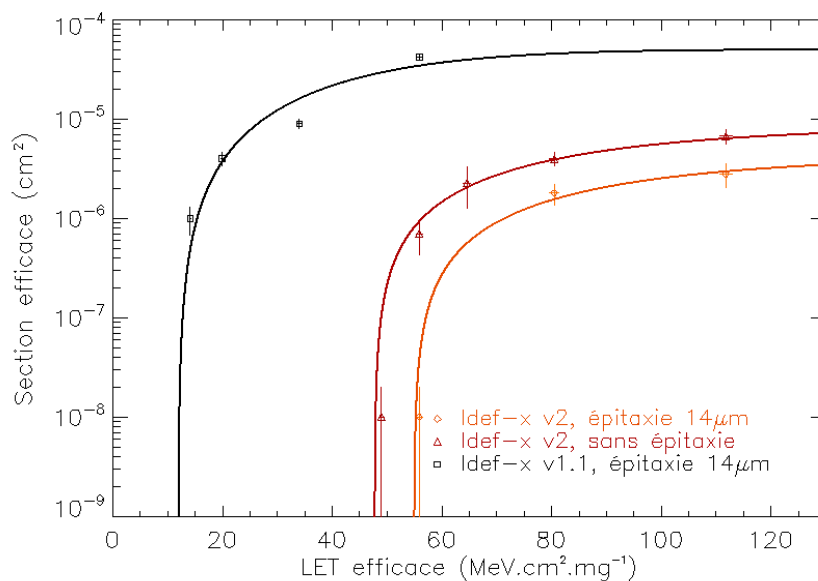


Figure 4.17 – Sections efficaces de *latch-up* des circuits Idef-X v1.1 et v2 en fonction du LET des ions. La courbe d'Idef-X v1.1 correspond à des événements de *latch-up* dans la partie numérique du circuit. Les courbes d'Idef-X v2 correspondent seulement à des événements de *micro-latch-up* dans la partie analogique du circuit. L'utilisation d'une bibliothèque des cellules numériques « durcies » rend ce dernier Asic complètement insensible aux *latch-up*.

Pour les circuits intégrés comportant une partie numérique comme Idef-X v2, le passage d'une particule ionisante peut changer l'état d'un bit d'un registre interne sans dommage significatif du circuit. Dans Idef-X v2, tous les registres sont dupliqués et un signal change d'état lorsque deux mêmes registres n'ont plus la même valeur. Ce système permet de détecter une erreur. La tenue du circuit à ce phénomène de basculement (SEU, *single event upset*) n'a pas été quantifiée. Cependant, celui-ci est moins critique que le phénomène de *latch-up* car une simple reprogrammation de l'Asic

suffit pour charger à nouveau la bonne configuration dans les registres, sans coupure de l'alimentation.

4.2.5 Synthèse sur notre électronique de lecture intégrée

Notre approche a consisté à concevoir des circuits de lecture de plus en plus complexes et autonomes. Le but est de limiter progressivement l'interface du système de détection avec l'extérieur à une simple communication par lien série pour une meilleure maîtrise des performances.

Les circuits Idef-X sont bien adaptés à la lecture des détecteurs Cd(Zn)Te pour l'astronomie gamma de haute résolution spectrale. Nous avons créé une bibliothèque de cellules numériques durcies qui les rend insensibles à l'agressivité de l'environnement spatial. Le réglage des paramètres de configuration tel que le seuil bas et le temps de sommet des filtres permet de s'adapter facilement à différentes situations en vol. Nous avons conçu une chaîne de mesure à ultra bas bruit. En 4 générations d'Asic, nous avons progressivement intégré tous les éléments de la chaîne de lecture affectant la précision de la mesure de l'énergie. Les détecteurs à petits pixels (< 1 mm de côté) ont une très faible capacité (< 0,5 pF) et un faible courant de fuite (< 20 pA à 0°C pour les CdTe Schottky et les CZT). Si nous optimisons la connexion entre les pixels du détecteur et les entrées des Asics de sorte que la capacité totale à l'entrée soit inférieure à 2,4 pF, nous nous attendons à un bruit électronique inférieur à 0,8 keV d'après la Figure 4.13, ce qui conduit à une résolution spectrale de 1 keV à 60 keV. Nous allons à présent voir comment nous avons hybridé ces Asics avec leurs détecteurs, dans cette démarche d'optimisation.

4.3 Conception et réalisation de Caliste 64

4.3.1 Principe de l'hybridation et étapes de fabrication

Genèse

Dès 2003, notre groupe à l'Irfu du CEA disposait de détecteurs de 1 cm² à 64 pixels au pas de 1 mm, comme ceux utilisés pour les mesures présentées au chapitre 3. Il cherchait à concevoir un module élémentaire de détection en hybridant une matrice de Cd(Zn)Te avec l'électronique Idef-X v1.1 nouvellement développée. La méthode d'hybridation point à point présentée au paragraphe 4.1.3 ne pouvait pas s'appliquer car Idef-X v1.1 n'est pas un Asic 2D, c'est-à-dire avec des plots d'entrée disposés selon deux dimensions sur une face. Olivier Limousin et Francis Lugiez ont donc eu l'idée de disposer les puces perpendiculairement au détecteur, de manière à présenter la rangée des plots d'entrée parallèlement aux rangées de pixels de la matrice du détecteur. L'empilement vertical de 4 circuits à 16 voies permettrait de lire les 64 pixels. L'entreprise 3D Plus, spécialisée dans l'empilement des circuits pour créer des systèmes hautement intégrés et notamment des mémoires 3D pour des applications spatiales, a répondu à l'appel à projet. L'expertise du CEA sur l'électronique

de lecture et le collage des détecteurs à base de CdTe et l'expertise de 3D Plus sur la réalisation de composants 3D par des technologies qualifiées pour le spatial ont permis de concevoir l'objet nommé Caliste 64.

Conception mécanique

La microcaméra Caliste 64 se compose de trois sous-ensembles, visibles sur la Figure 4.18 : le détecteur, le bloc principal qui contient l'électronique de lecture, et le bloc d'interconnexion.

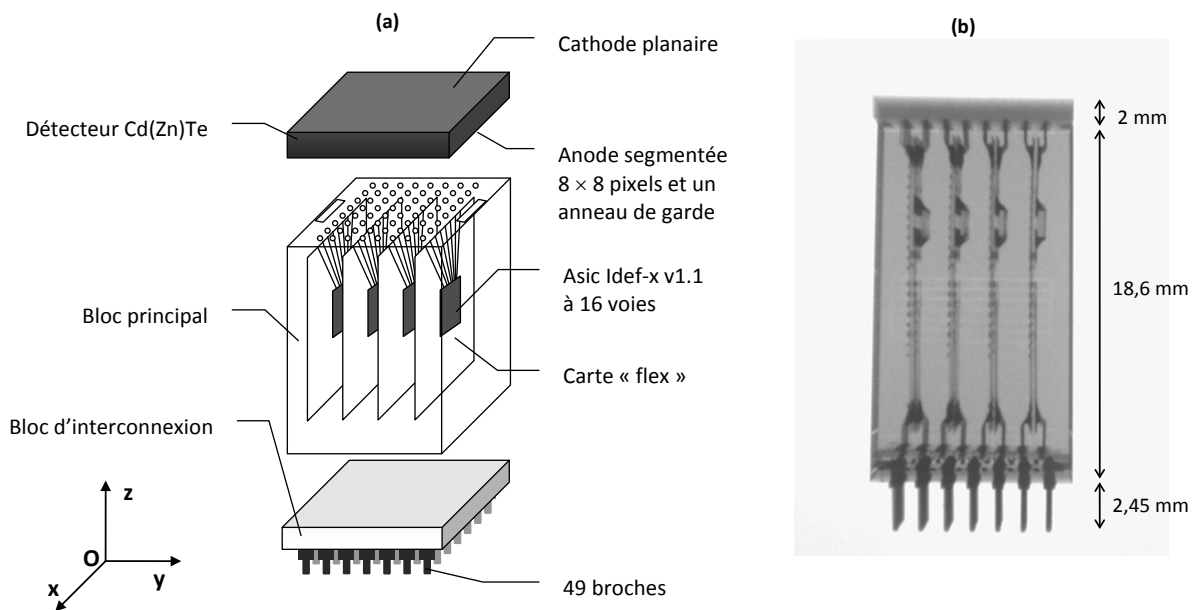


Figure 4.18 – (a) Schéma simplifié de Caliste 64, pour identifier la composition du composant et le principe de l'hybridation. (b) Radiographie X de Caliste 64 dans le plan (Oyz) avec un faux détecteur en céramique. Les grilles pattes en l'air permettant la connexion des entrées de l'Asic vers les pixels de la matrice sont visibles, ainsi que celles pour l'interconnexion sur la face arrière.

La première étape de fabrication consiste à créer des micro-circuits imprimés en câblant des puces nues Idef-X sur des cartes minces que nous appellerons cartes « flex » par la suite, en raison de leur aspect flexible. Ces circuits sont testés au CEA pour vérifier la fonctionnalité et les performances des Asics. Ils sont ensuite découpés et des grilles dites « pattes en l'air » sont brasées au niveau des entrées sur les 2 faces du circuit pour répartir les 16 pistes en deux rangées de 8 pistes espacées de 1 mm. Des grilles pattes en l'air sont également brasées sur le côté opposé pour l'interconnexion sur la face arrière. Quatre cartes flex sont empilées et moulées dans une résine époxy isolante selon la technologie de 3D Plus. L'objet est découpé pour obtenir le bloc principal. Ce bloc est installé sur un étage d'interconnexion comprenant de nouvelles cartes parallèles au plan de détection, ainsi qu'une matrice de 7 x 7 broches (*pin grid array*) au pas de 1,27 mm. L'ensemble est surmoulé avec la même résine isolante de remplissage et à nouveau découpé avec précision pour obtenir la dimension finale de 10 mm x 10 mm x 20 mm. Le bloc est métallisé sur toutes les faces par une fine couche nickel-or et sa face supérieure subit une ablation au laser pour faire apparaître les 64 plots des pixels et les 4

plages de l'anneau de garde. À cette étape, l'objet réalisé est fonctionnel et peut être testé électriquement par des injections tests. On appelle cet objet le **module électrique** de Caliste 64. Après une validation au CEA, ce module subit la dernière étape de fabrication à 3D Plus : des gouttes de colle conductrice à l'argent sont déposées par sérigraphie sur ces contacts métalliques et le détecteur est aligné manuellement sur le module par des systèmes de pions et de mires. La colle polymérise avec le module tête en bas pour que les plots de colle s'écrasent sous le propre poids du module. Nous obtenons ainsi la **microcaméra** complète Caliste 64. Pour que cet objet soit pleinement opérationnel, il faut connecter la haute tension sur la face pleine visible du cristal. Comme pour les échantillons sur substrat (cf. Figure 3.2), un fil d'or de 100 μm est collé dans un coin de la matrice ; cette étape est réalisée au CEA.

Mon rôle dans la réalisation des microcaméras Caliste 64 a été de tester les différents objets produits par 3D Plus, à savoir les circuits sur carte flex, les modules électriques et les caméras complètes. Ceci passe par le développement de bancs de mesure, la définition de procédures de test et de critères d'acceptation de la production, l'acquisition, le traitement et l'archivage des données. Je détaille dans les sections 5.1 et 5.2 les moyens de test et d'analyse que j'ai développés ainsi que les résultats expérimentaux que j'ai obtenus sur les modules électriques puis sur les caméras.

4.3.2 Conception des cartes flex et routage 3D

La problématique pour concevoir le bloc principal est la suivante : comment réduire l'interface de l'électronique intégrée à 64 entrées vers la face avant du détecteur et 49 entrées-sorties vers la face arrière d'interconnexion, sachant que chacun des 4 Asics comporte au départ 101 points de connexion ? Pour y parvenir, il a fallu décider de ne pas connecter certains signaux et de mutualiser un maximum de signaux entre les 4 Asics en tirant partie de la technologie de 3D Plus de routage sur les faces latérales, illustrée sur la Figure 4.19. Pour mettre en commun des signaux entre Asics distincts, les pistes sur les cartes flex sont tirées jusqu'aux faces latérales qui sont perpendiculaires à ces cartes. Des sillons sont tracés sur ces faces métallisées par une ablation au laser pour isoler des bandes qui vont jouer véritablement le rôle de pistes électriques. Chacune de ces pistes met en commun des signaux des 4 Asics qui se retrouvent dans une seule broche dans l'interface finale ; il s'agit de masses, de tensions de polarisation, de signaux d'horloge, de l'entrée d'injection et du signal de déclenchement. Un soin particulier est apporté au routage des signaux différentiels pour qu'ils suivent de bout en bout des parcours parallèles, de manière à ce que le bruit qui s'ajoute aux signaux soit identique à la sortie et puisse être supprimé par soustraction des deux tensions. Quelques signaux qui ne sont pas en commun (les signaux pour le multiplexage des voies et pour le réglage du temps de sommet des filtres) passent également par la face latérale pour simplifier les circuits d'interconnexion.

Au final, nous disons que la conception électrique de Caliste 64 repose sur une technologie 3D car les connexions sont établies par des pistes électriques dans les 3 directions de l'espace. Sur la

Figure 4.18, les pistes des cartes flex sont dans 4 plans parallèles au plan (Oxz). Le routage latéral est réalisé dans deux plans parallèles au plan (Oyz). Les signaux entrant et sortant du module électrique sont routés dans les circuits d'interconnexion, parallèlement au plan (Oxy).

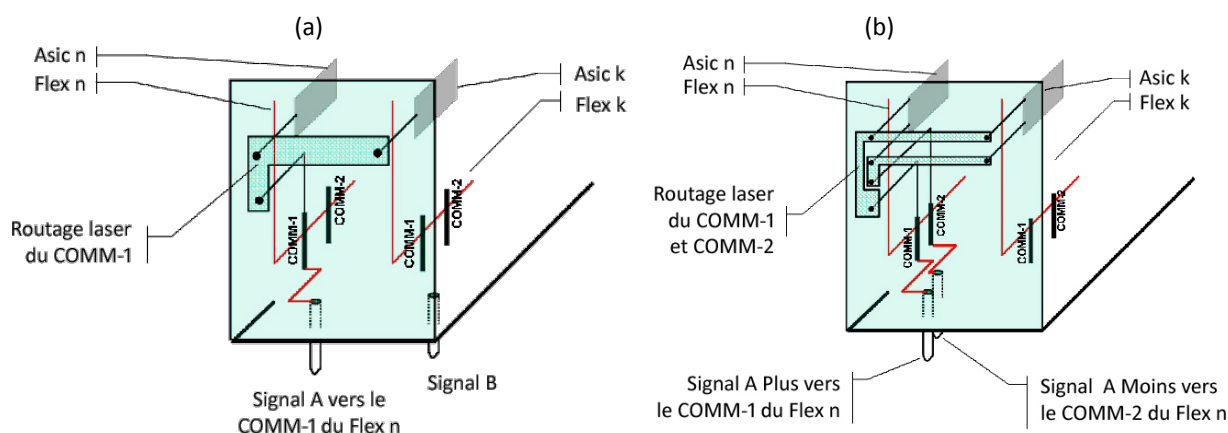


Figure 4.19 – Schéma de principe du routage 3D. (a) Un signal noté COMM-1 est mis en commun entre deux Asics n et k par le routage latéral au laser et repasse par le flex n pour être connecté à une broche de l'interface arrière. (b) Deux signaux différentiels COMM-1 et COMM-2 sont mis en commun en suivant des chemins parallèles des Asics jusqu'aux deux broches.

Tous les flex sont identiques et interchangeable dans le module, afin de simplifier la traçabilité pendant le procédé de fabrication (passage par une validation au CEA) et pour améliorer le rendement des modules. C'est uniquement leur position dans l'empilement des 4 circuits qui déterminera les deux rangées de pixels qu'ils liront et les broches de l'interface qui leur seront propres pour communiquer. Les cartes flex sont réalisées dans un matériau choisi pour ses faibles pertes diélectriques et compatible avec les étapes technologiques de 3D Plus (adhérence de la résine, possibilité d'ablation au laser...). La conception électrique de Caliste 64 est le fruit d'une étroite collaboration entre l'Irfu du CEA, maîtrisant les contraintes de l'électronique analogique pour la photodétection, et les experts du routage 3D chez 3D Plus.

4.3.3 Caliste 64 pour une avancée technologique et scientifique

Quatorze modules électriques de Caliste 64 ont été réalisés entre 2007 et 2008. Onze ont passé avec succès les tests fonctionnels. Dix ont été équipés de détecteurs à base de CdTe, de différentes familles et épaisseurs, pour constituer des caméras complètes. La Figure 4.20 présente ces réalisations. Caliste 64 est un nouveau module de détection pour la spectro-imagerie dans le domaine X dur, basé sur une technique innovante d'hybridation utilisant la technologie 3D d'empilement de circuits. Elle démontre la faisabilité technique du plan focal d'un télescope X dur à partir d'hybrides de 1 cm^2 de surface et de 2 cm de hauteur comme briques élémentaires. Plus

largement, elle offre pour la première fois une solution pour la réalisation de plans de détection de dimensions illimitées dans les domaines X et gamma avec des pixels au pas de 1 mm.

Caliste 64 est un démonstrateur technologique et scientifique de microcaméra en Cd(Zn)Te. Sa conception mécanique a été validée par des essais de chocs, de vibrations et de cyclage thermique. La validation de sa conception électrique a fait l'objet de tests présentés au Chapitre 5. Au regard des résultats expérimentaux très encourageants que j'ai obtenus, les équipes du CEA et de 3D Plus ont pu amorcer la conception d'une nouvelle génération de microcaméras plus complexes, pour répondre aux besoins d'imagerie tels que ceux exprimés pour Symbol-X.

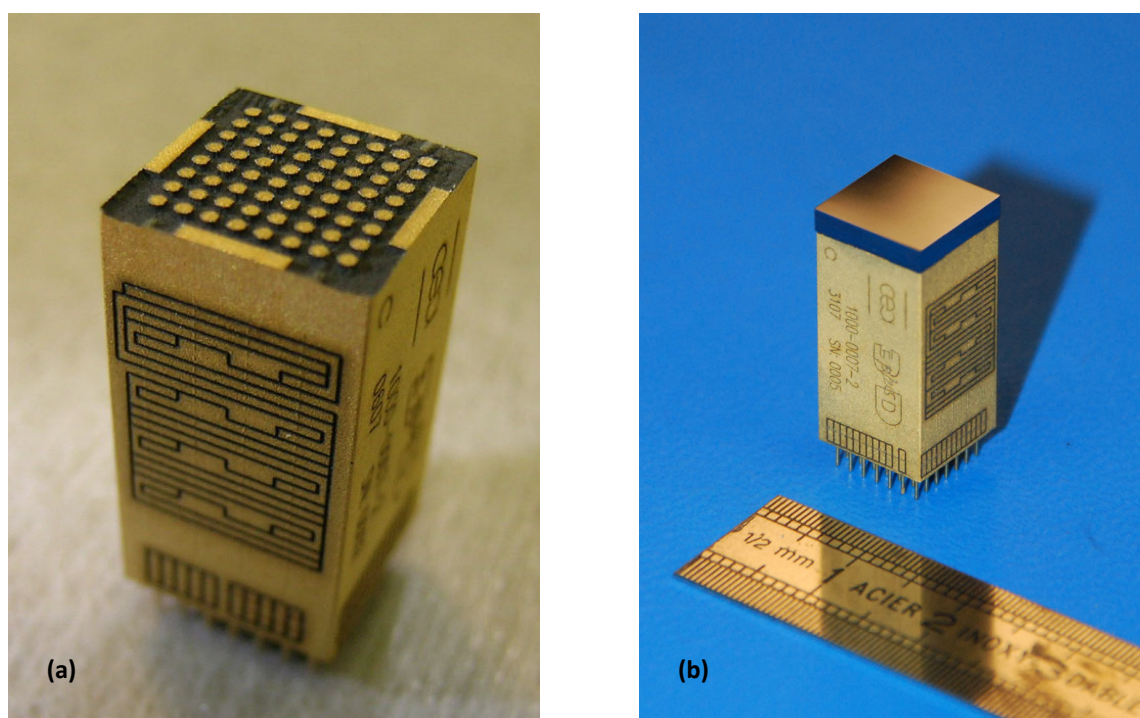


Figure 4.20 – (a) Module électrique de Caliste 64. Le routage 3D via les faces latérales du module est réalisé par l'ablation au laser dans la métallisation. Les plages d'accueil des électrodes des pixels et de l'anneau de garde du détecteur sont visibles sur la face supérieure du module. (b) Prototype de microcaméra Caliste 64, avec un détecteur CdTe Schottky Al de 2 mm, avant collage du fil de haute tension.

4.4 Conception et réalisation de Caliste 256

4.4.1 Les nouveaux défis technologiques pour Caliste 256

Une forte densité d'intégration ...

L'objectif est maintenant d'hybrider une matrice de CdTe de 1 cm^2 à 256 pixels au pas de $580 \mu\text{m}$, avec des Asics Idef-X v2 fabriqués en 2007. Le principe d'assemblage est conservé : les cartes flex sur lesquelles sont montés les Asics sont empilées perpendiculairement à la surface de

détection pour lire deux rangées de pixels. Les contraintes d'intégration sont beaucoup plus fortes dans Caliste 256 car la caméra a le même volume et 4 fois plus de voies. Dans la direction (Ox) de la Figure 4.18, la largeur de la puce a été minimisée à 6,4 mm pour tenir dans 1 cm après câblage. Dans la direction (Oy), 8 cartes flex au lieu de 4 doivent être empilées dans 1 cm. Ceci contraint l'épaisseur des micro-circuits imprimés. L'autre difficulté technologique se situe dans le collage de la matrice à 256 pixels. Les gouttes de colle doivent être moins larges que pour une matrice de 64 pixels ; la conséquence est une hauteur de plot moins importante, ce qui augmente les contraintes mécaniques sur le cristal, comme nous le verrons au paragraphe 4.4.3. Le dépôt des gouttes de colle par sérigraphie de façon uniforme et l'alignement du détecteur avec le module sont bien plus critiques que sur Caliste 64 car la taille du pixel passe de 900 μm à 500 μm .

... et les conséquences sur la thermique de l'objet

La puissance électrique P_0 consommée par le module électrique de Caliste est entièrement convertie en puissance thermique par effet Joule. Cette puissance est évacuée par le support d'interface des microcaméras qui joue le rôle de source froide. Dans le plan focal, il n'y a pas d'échange par convection car l'enceinte est sous vide. Les échanges par rayonnement au niveau des détecteurs sont également négligeables par rapport aux échanges par conduction. En l'absence d'échange thermique par l'interface supérieure de la caméra, on peut supposer que la température du détecteur est identique à celle des Asics. L'écart de température entre les Asics et l'interface arrière dépend de la résistance thermique équivalente du dispositif :

$$\Delta T = P_0 R_{th}^{eq} \quad (4.20)$$

La puissance consommée par voie dans Idef-X v2 est proche de celle dans Idef-X v1.1. Si la résistance thermique du module électrique est identique entre Caliste 64 et Caliste 256 alors l'augmentation de puissance d'un facteur 4 pour lire 4 fois plus de voies entraîne un écart de température 4 fois plus important entre le détecteur et le bloc d'interface pour cette nouvelle génération de microcaméra. La résistance thermique de chaque élément constitutif du module électrique est fonction de la conductivité thermique du matériau λ_T , de sa section S et de sa longueur L :

$$R_{th} = \frac{L}{\lambda_T S}$$

Le cuivre ayant une conductivité thermique 600 fois plus importante que le matériau des cartes flex et la résine époxy de moulage, il joue un rôle prépondérant dans le drainage de la puissance thermique. Pour minimiser sa résistance, il faut des pistes électriques de grande surface et de faible longueur.

4.4.2 La conception du module électrique

Interface

L'interface a été maintenue à 49 broches alors que le nombre de sorties a bien augmenté entre Caliste 64 et Caliste 256 (8 sorties analogiques différentielles et 8 sorties numériques). Le module électrique est plus haut de 2 mm par rapport à la version précédente en raison de l'ajout de composants passifs dans le bloc d'interface, notamment pour filtrer des alimentations pour l'électronique analogique. Des capacités de découplage de 10 μF sur les cartes d'interface et de 100 nF sur les cartes flex des Asics ont été intégrées. Ces composants d'électronique discrète ont un encombrement important (500 μm d'épaisseur).

Amincissement des Asics

Pour intégrer dans 1 cm les 8 cartes flex équipées d'Asic, plusieurs moyens ont été mis en œuvre. D'une part, le routage des signaux électriques sur les circuits flex n'utilisent que 4 couches pour limiter l'épaisseur des circuits à 480 μm . D'autre part, les puces Idef-X v2 ont été amincies à différentes épaisseurs et ont subi des tests de manutention et de câblage chez 3D Plus et des tests de performances au CEA. Aucune différence de performance de bruit n'a été observée entre un échantillon aminci à 150 μm et plusieurs échantillons non amincis de 450 μm d'épaisseur. L'épaisseur de 150 μm a également été validée par 3D Plus. Au final, les couches de circuits sont empilées avec un espace de 760 μm entre deux circuits.

Amélioration de la conductivité thermique

Un effort a été fait sur la conception électrique pour diminuer la résistance thermique par rapport à Caliste 64, afin de faciliter le refroidissement du détecteur, d'après l'équation (4.20). Plusieurs plans de masse ont été ajoutés dans les couches des circuits verticaux des Asics et des circuits horizontaux du bloc d'interconnexion. Ces plans sont en contact direct avec les faces métallisées du module pour un meilleur drainage thermique par les faces latérales. L'évacuation de la puissance par l'extérieur peut être rendue encore plus efficace en ajoutant une épaisseur de cuivre dans la métallisation, en plus de 5 μm de nickel et de 2,5 μm d'or utilisés habituellement par 3D Plus. Des simulations par la méthode des éléments finis ont permis d'évaluer les performances de cette nouvelle conception de caméra du point de vue thermique. En l'absence de convection, la résistance thermique globale passe de 37 K.W^{-1} avec une métallisation classique à 18 K.W^{-1} , si l'on ajoute 25 μm de cuivre dans la métallisation. Le gain d'un facteur 2 sur la résistance thermique implique une diminution d'un facteur 2 du gradient de température entre le détecteur et l'interface arrière. Avec une consommation de 816 mW dans Caliste 256, on s'attend à un écart de température de 15°C entre la base du module et le détecteur avec une métallisation de cuivre dans une enceinte sous vide. Cette valeur est encore trop élevée pour la réalisation du plan focal de haute énergie de Symbol-X. D'après l'expression de l'écart thermique dans l'équation (4.20), après l'optimisation de la

résistance thermique, la seule solution consiste à diminuer drastiquement la puissance électrique consommée par les Asics.

4.4.3 Montage du détecteur de 256 pixels

Premiers essais de collage

Les premiers essais de collage pour la géométrie de 256 pixels ont consisté à reporter un détecteur factice à pixels en céramique sur un bloc principal factice contenant des réseaux de résistances sur les circuits flex au lieu des Asics Idef-X. Le procédé de sérigraphie et de polymérisation utilisé était le même que pour Caliste 64, avec une adaptation du pochoir. Les différents échantillons réalisés ont subi des cycles thermiques de -55°C à 100°C , avec une pente de $10^{\circ}\text{C}/\text{min}$. Des ruptures de continuité ont été observées dès 10 cycles thermiques. Des analyses destructives des échantillons ont révélé des fissures dans les joints de colle au niveau de l'interface avec la céramique, et des hauteurs de plots parfois inférieures à $10\ \mu\text{m}$. Ces faibles hauteurs sont en partie dues au fait que les poutres métalliques provenant des circuits flex dépassent légèrement du bloc de résine, ce qui conduit après métallisation de la face supérieure à des défauts de planéité du bloc principal de plusieurs dizaines de microns. Cette caractéristique se rencontre également dans Caliste 64 mais la géométrie est telle que la hauteur des plots de colle au niveau des contacts est au minimum de $50\ \mu\text{m}$. D'autres essais ont été menés avec des vrais détecteurs en CdTe, en appliquant la même méthode ; des fissures dans les plots de l'anneau de garde, voire des clivages des cristaux, ont été observés juste après la polymérisation, avant même d'effectuer des cycles thermiques.

Contraintes thermomécaniques

Les fissures dans les joints de colle résultent des contraintes de cisaillement qu'ils subissent, en raison de la différence des propriétés thermoélastiques du cristal en CdTe et du bloc principal en résine époxy. Lors du collage à température ambiante T_0 , un plot donné se trouve à une distance L_0 de l'axe de symétrie de l'hybride. À une autre température T , la distance à l'axe de la pastille du détecteur L_D dépend du coefficient de dilatation thermique du CdTe (CTE, *coefficient of thermal expansion*) noté α_C , tandis que la distance à l'axe du contact sur le bloc principal L_B dépend du coefficient de dilatation thermique de l'époxy utilisé noté α_E :

$$\begin{cases} L_D = L_0 [1 + \alpha_C (T - T_0)] \\ L_B = L_0 [1 + \alpha_E (T - T_0)] \end{cases} \quad (4.21)$$

Le coefficient de dilatation thermique du CdTe est typiquement de $5.10^{-6}\ \text{K}^{-1}$ tandis que celui du matériau utilisé pour le bloc principal est plutôt de $18.10^{-6}\ \text{K}^{-1}$. Il s'en suit une déformation du plot de colle, telle qu'illustrée par la Figure 4.21 dans le cas d'un échauffement ($T > T_0$). Le déplacement transversal du plot est égal à la différence entre les longueurs L_D et L_B . D'après l'équation (4.21) :

$$\Delta l = L_0 (\alpha_E - \alpha_C) (T - T_0) = L_0 \Delta \alpha \Delta T$$

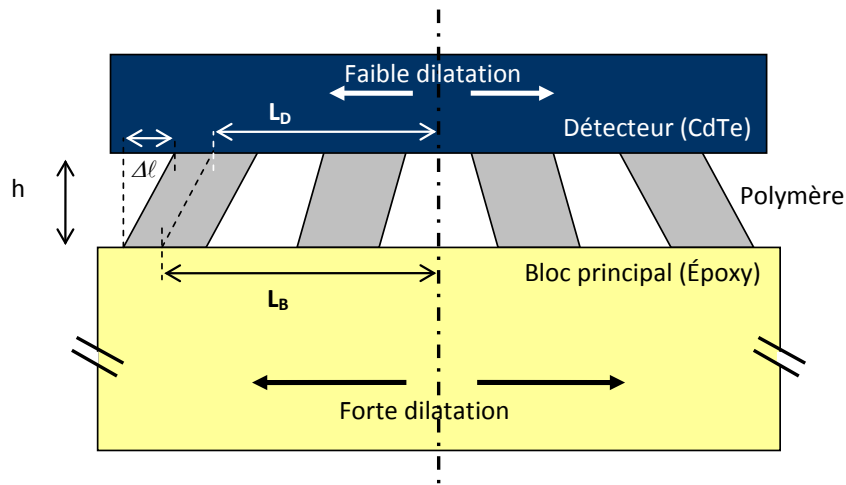


Figure 4.21 – Schéma montrant la déformation des plots de colle entre les pixels du détecteur CdTe et ceux du bloc principal de Caliste en époxy, lors d'un échauffement. Les contraintes de cisaillement sont d'autant plus importantes que les plots sont éloignés de l'axe de symétrie.

La contrainte de cisaillement γ sur le plot dépend du module de cisaillement du polymère conducteur ou module d'élasticité transversal G , suivant la relation :

$$\gamma = G \frac{\Delta \ell}{h}$$

Au final, cette contrainte, homogène à une force de pression, peut se mettre sous la forme :

$$\gamma = \frac{E_Y}{2(1+\nu)} \frac{L_0 \Delta \alpha \Delta T}{h} \quad (4.22)$$

où E_Y est le module d'élasticité longitudinal du polymère ou module d'Young et ν est le coefficient de Poisson du polymère. Nous pouvons remarquer avec cette relation que la contrainte est plus forte sur les plots extérieurs de la matrice. Cette contrainte doit être inférieure à la contrainte délimitant le domaine élastique du polymère de son domaine plastique, sinon les plots de colle se déforment irrémédiablement, ce qui entraîne des fissures voire des ruptures des plots. Le module d'Young du polymère retenu a été évalué expérimentalement en fonction de la température par traction sur des films ; il est de 10 GPa en dessous de 0°C. Le coefficient de Poisson est de l'ordre de 0,5 pour les polymères. Nous ne pouvons pas nous affranchir des importantes variations de température inhérentes aux applications spatiales. Le nombre de cycles thermiques N_{cycle} d'amplitude ΔT que peut supporter un tel dispositif est donné par la loi de fatigue de Coffin-Manson :

$$2N_{\text{cycle}} = \left(\frac{\gamma}{2\varepsilon_f} \right)^{1/c} \quad (4.23)$$

où ε_f et c sont respectivement le coefficient et l'exposant de fatigue ductile. Ces paramètres sont empiriques : ils sont déterminés expérimentalement [Singh 2002, de Vries 2009]. Ils n'ont pas été évalués pour la référence de polymère que nous avons retenue. Pour des soudures à base d'étain, c vaut typiquement $-0,5$. D'après les équations (4.22) et (4.23), nous concluons que :

$$N_{cycle} \propto h^b \quad \text{avec } b = -\frac{1}{c} > 1$$

Il est donc indispensable d'augmenter la hauteur de plot pour ne plus rencontrer les défauts observés lors des premiers essais de collage pour Caliste 256.

Les contraintes mécaniques dans les joints de colle ou de soudure peuvent être évaluées par des simulations numériques utilisant la méthode des éléments finis [Sherry 1985, Shin 1998, Gonzalez 2004]. L'interface du détecteur et du bloc principal a été modélisée pour Caliste 64 et Caliste 256 en prenant en compte les matériaux spécifiques de la fabrication. Les contraintes dans Caliste 64 avec des plots de $50 \mu\text{m}$ ont été comparées à celles de Caliste 256 avec des plots de $35 \mu\text{m}$. D'un côté, d'après l'équation (4.22), les contraintes augmentent avec la distance du plot de colle au centre de symétrie, ce qui est plus défavorable pour Caliste 256 (le centre des pixels périphériques est à $9350 \mu\text{m}$ de l'axe de symétrie dans Caliste 256 contre $8550 \mu\text{m}$ dans Caliste 64). De l'autre côté, les contraintes diminuent lorsque le nombre de plots augmente, à condition que le module d'élasticité de la colle soit suffisamment élevé c'est-à-dire que la température soit inférieure à 0°C . Au final, les contraintes sont plus importantes sur Caliste 256 à chaud, et plus importantes sur Caliste 64 à froid [E-Space Tech. 2007].

Invention d'un nouveau procédé

Une nouvelle méthode a été inventée et mise au point par le CEA et 3D Plus pour déposer la colle en couche épaisse sur les modules électriques de Caliste 256. Les plots réalisés ont une hauteur d'environ $300 \mu\text{m}$ et un diamètre de $400 \mu\text{m}$. Cette grande hauteur de plots permet d'absorber les contraintes de cisaillement dans Caliste 256, même pour des températures élevées. Cette méthode ne sera pas détaillée ici pour des raisons de confidentialité industrielle. Une nouvelle machine chez 3D Plus réalise la préhension du détecteur et son déplacement vers le module électrique (*pick and place*) avec une bien meilleure précision d'alignement et de parallélisme que l'outillage utilisé pour Caliste 64.

4.4.4 Bilan pour l'astronomie X dur

Réalisation

Une centaine de circuits flex ont été fabriqués par 3D Plus à partir des puces Idef-X v2 amincies. 89 % ont été livrés au CEA et au total 86 % ont passé les tests fonctionnels. À partir de ces flex, 9 modules électriques ont été réalisés en deux lots. Le premier lot, dont fait partie le module de la Figure 4.22 (a), n'a pas subi de métallisation en cuivre. Au cours des tests au CEA, deux flex de

l'échantillon SN1 et un flex de l'échantillon SN4 sont apparus non fonctionnels. Nous suspectons des défauts de continuité entre le bloc principal et l'étage d'interconnexion à proximité de ces 3 Asics. Les 69 autres Asics intégrés dans un module sont parfaitement opérationnels. Pour ces tout premiers échantillons produits, le rendement industriel est très encourageant. Deux caméras complètes ont ensuite été réalisées avec des détecteurs CdTe Schottky Al de 1 mm d'épaisseur, comme illustré sur la Figure 4.22 (b).

J'ai employé la même démarche de validation de la production de Caliste 256 que celle mise en place pour Caliste 64. Tous les circuits sur carte flex ont été testés et groupés par 8 en fonction de leurs caractéristiques électriques pour avoir des modules homogènes sur 256 voies. Les modules électriques et les deux microcaméras complètes ont été ensuite caractérisés. Leurs performances sont rapportées dans la section 5.3.

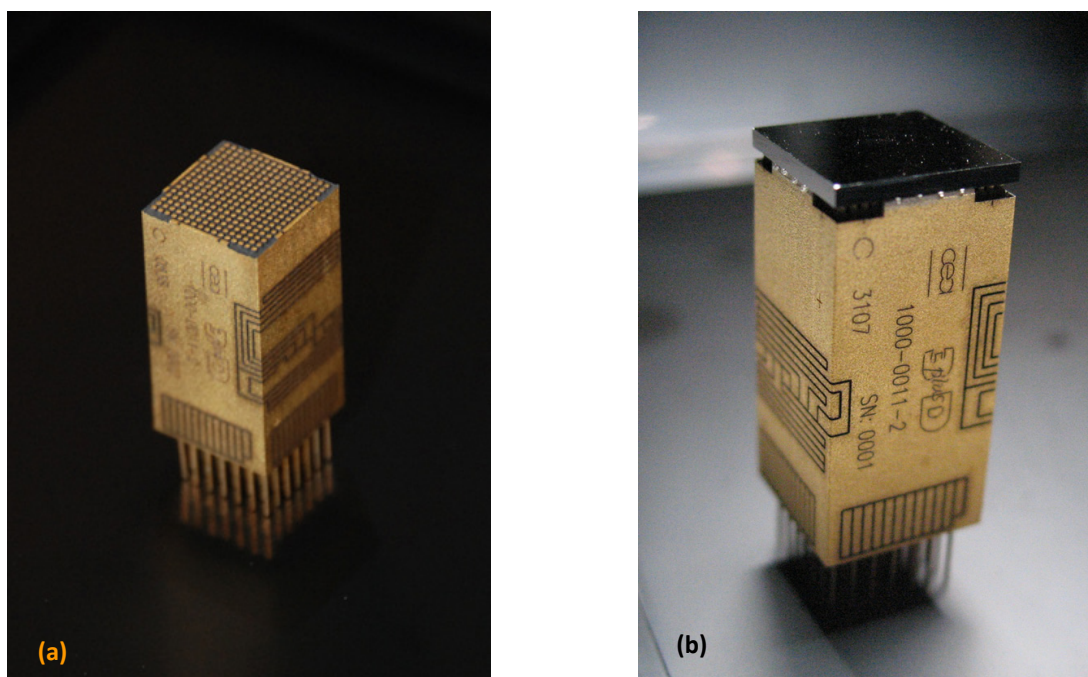


Figure 4.22 – (a) Module électrique de Caliste 256. Le routage 3D a nécessité l'utilisation des 4 faces latérales du module (au lieu de 2 dans Caliste 64). (b) Premier prototype de microcaméra Caliste 256, avec un détecteur CdTe Schottky Al de 1 mm d'épaisseur, avant collage du fil de haute tension.

Bilan pour le plan focal de Simbol-X

La réalisation de Caliste 256 est une étape importante dans le projet Simbol-X car elle constitue une technique d'hybridation qualifiée pour une application spatiale qui remplit les critères de résolution spatiale souhaités. La possibilité de mettre bout à bout plusieurs caméras Caliste 256 sur les 4 côtés démontre que le projet d'un plan focal de 64 cm^2 peut être envisagé. La fabrication industrielle de ce démonstrateur a permis d'identifier les points délicats de la production du plan de

détection de haute énergie, que sont le collage des matrices de détecteurs à 256 pixels et le refroidissement du plan focal. Il reste à vérifier que les performances spectroscopiques obtenues avec des détecteurs sur substrat au Chapitre 3 ne sont pas dégradées par le procédé d'hybridation. Ce point sera traité au Chapitre 5.

Le pas de pixel réalisé avec Caliste 256 est de 580 μm alors que l'objectif pour Simbol-X est de 625 μm . La résolution spatiale peut donc être atteinte. En revanche, la géométrie du cristal n'est pas encore compatible avec la mission car sa surface sensible est de 92 % seulement, du fait d'un anneau de garde de 200 μm de large. L'objectif est une zone morte totale de 10 % sur le plan de détection de haute énergie, en prenant en compte à la fois la zone insensible des cristaux et les espaces inter-modules. Au regard des études sur l'anneau de garde du paragraphe 3.3.5, il apparaît possible de réduire celui-ci au minimum. Une nouvelle géométrie d'électrode segmentée est envisagée avec Acrorad. L'anneau de garde est minimisé à 20 μm de large, éloigné de 30 μm du bord du cristal. Il est plus large à deux endroits de la matrice pour permettre une prise de contact. Cette configuration originale sera prochainement fabriquée et testée. Elle permettrait de réduire la zone insensible du cristal de 8 % à 4%. En prenant en compte les tolérances mécaniques des microcaméras et des détecteurs des fabricants, ainsi que les contraintes d'intégration du plan focal, la zone morte totale dans le plan de détection de haute énergie pourrait être réduite à 10 %. L'espace entre le dernier pixel d'un module et le premier pixel du module suivant serait équivalent à avoir un seul pixel mort entre les 2 pixels, au même pas de 625 μm .

Mise en perspective pour l'astronomie X dur

Notre groupe apporte une solution alternative aux hybrides en CdTe existants pour la spectro-imagerie de haute résolution. Entre Caliste 64 et Caliste 256, nous avons conservé la surface du cristal et nous avons diminué le pas des pixels. Nous n'avons pas pour objectif de développer une nouvelle génération de microcaméra de 4 cm^2 au lieu de 1 cm^2 car l'intégration d'un cristal de « grande taille » et de 4 fois plus de chaînes électroniques est un risque important pour un projet spatial. Nous pouvons dégrader l'uniformité du matériau sensible et diminuer le rendement de fabrication d'un hybride, étant donné le grand nombre d'étapes technologiques pour réaliser ce système complexe. Caltech et l'Isas utilisent des cristaux de 3 cm^2 ou 6 cm^2 pour maximiser la surface de détection. Avec la méthode d'hybridation que nous proposons, la surface de détection n'est plus une contrainte car nous pouvons constituer une mosaïque avec un nombre non limité d'hybrides. Cet assemblage introduit néanmoins nécessairement des zones mortes entre les hybrides, en raison des contraintes d'intégration mécanique d'un instrument spatial, et a fortiori si nous voulons maintenir un anneau de garde sur chaque cristal. Le choix d'une surface de 1 cm^2 engendre donc une proportion de zones mortes plus élevée que si nous avons opté pour une surface de cristal plus grande.

L'architecture 3D permet d'intégrer des chaînes de lecture de plus grande taille que le pas du pixel. L'équipe de Caltech a réussi à concevoir un Asic 2D avec des chaînes analogiques de moins 500 μm de longueur alors que la chaîne analogique d'Idef-X qui n'a pas été optimisée suivant ce critère mesure plutôt 3 mm. La chaîne de mesure de l'Asic de Caltech a été réduite au minimum : un préamplificateur de charge, suivi d'un système d'échantillonnage à base de capacités commutées qui met en forme de façon sommaire le signal pour le système de discrimination. Pour extraire l'information de la mesure d'énergie avec une excellente précision, un filtrage numérique est réalisé a posteriori sur ordinateur. L'avantage de cette approche est la très faible consommation de ce circuit (50 μW par voie). La consommation des circuits Idef-X actuels proche de 3 mW par voie est potentiellement une difficulté pour la conception du système de détection complet, en termes de budgets électrique et thermique. La complexité de nos Asics permet en revanche de limiter le traitement numérique à effectuer à bord d'une mission spatiale.

Pour voir si cette méthode d'hybridation est une solution vraiment attractive pour l'astronomie X et gamma, il faut mettre en œuvre les échantillons Caliste 64 puis Caliste 256 et évaluer leurs performances spectroscopiques. La démarche que j'ai entreprise dans cet objectif est présentée au chapitre suivant.

Deux générations de microcaméra en Cd(Zn)Te ont été réalisées. Grâce à la technologie d'empilement de 3D Plus, elles intègrent l'électronique de lecture dans un pavé de $1 \times 1 \times 2 \text{ cm}^3$, pas plus large que le détecteur à pixels ; elles offrent ainsi pour la première fois une solution technique pour la réalisation de larges plans focaux pour la détection des rayons X durs et gamma à partir de multiples microcaméras mises bout à bout. Il reste maintenant à vérifier que ces deux objets complexes que sont Caliste 64 et Caliste 256 ont des performances spectroscopiques en adéquation avec les besoins de la mission Simbol-X.

Chapitre 5

Évaluation des performances de spectro-imagerie X de Caliste

Sommaire

5.1	Méthodes instrumentales	151
5.2	Caractérisation de Caliste 64	160
5.3	Caractérisations de Caliste 256	174
5.4	Étude des événements partagés dans les matrices de Cd(Zn)Te	185

Pour mettre en œuvre les microcaméras Caliste 64 et Caliste 256, j'ai mis au point des bancs de test et des outils pour analyser les mesures électriques et spectroscopiques. Je présente les tests sur les modules électriques qui ont permis de valider la conception électrique des dispositifs. Je détaille ensuite les mesures sur les échantillons de caméras complètes qui m'ont permis d'évaluer les performances spectroscopiques du système de détection puis d'approfondir la caractérisation du matériau de détection en CdTe ou CdZnTe.

5.1 Méthodes instrumentales

Les objets Caliste sont des systèmes complexes. Des bancs de mesure ont été développés pour communiquer avec ces dispositifs, aux différentes étapes de leur fabrication (circuits sur cartes flex, module électrique, microcaméra). À chaque moyen de test sont associés des outils d'analyse pour extraire leurs performances. Je rapporte dans cette section les bancs de mesure et les logiciels que j'ai mis au point pour tester ces systèmes.

5.1.1 Banc de test préliminaire

Nous avons tout d'abord adapté un banc de mesure en salle blanche destiné à l'Asic Idef-X v1.1 sur verre-téflon, pour évaluer les performances électriques des Asics Idef-X v1.1 lorsqu'ils sont montés sur des cartes flex ou intégrés dans un module électrique de Caliste 64 (cf. architecture de Caliste 64 au paragraphe 4.3.1). Dans une boîte étanche à la lumière, présentée sur la Figure 5.2, la carte flex ou le module électrique est inséré(e) sur une carte d'adaptation. Celle-ci est connectée à la carte d'alimentation, où sont régulées et filtrées les tensions d'alimentation et où l'on peut faire varier les paramètres de l'Asic tels que le temps de sommet des filtres et le seuil bas. La boîte contient également la carte d'électronique numérique équipée d'un FPGA pour le séquençage des phases de lecture. Ce système modulaire permet donc de tester deux types d'objets avec le même système d'acquisition. Un générateur, visible sur la Figure 5.1, envoie deux créneaux de tension à une fréquence de 50 Hz sur l'entrée d'injection test de l'Asic. Lorsque le FPGA détecte un déclenchement, il contrôle le multiplexage des données. Les codeurs numérisent l'adresse et l'amplitude des pixels lorsqu'ils reçoivent un signal d'autorisation du FPGA. L'ordinateur enregistre les données sous forme de listes {adresse, amplitude}.

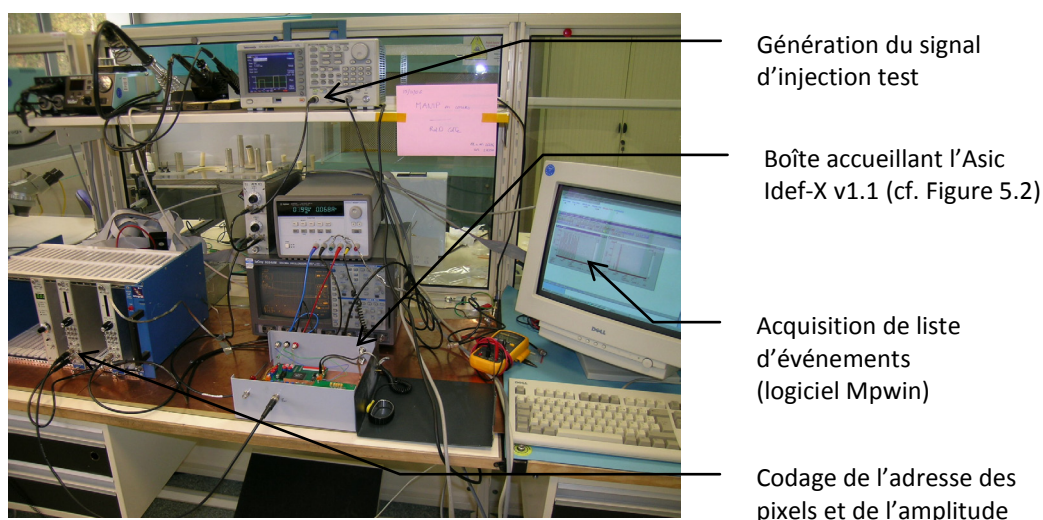


Figure 5.1 – Vue d'ensemble du banc de test préliminaire pour les mesures électriques des Asic Idef-X v1.1 de Caliste 64, sur flex et dans un module électrique.

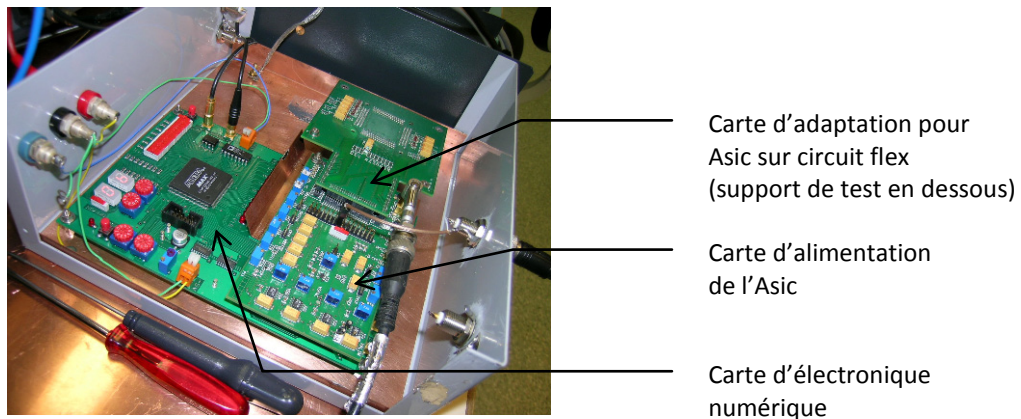


Figure 5.2 – Boîte contenant l'Asic Idef-X v1.1 dans le banc de test préliminaire. La carte d'adaptation permet de tester aussi bien des circuits sur carte flex que des circuits dans un module électrique Caliste 64.

Les fichiers de données permettent de construire des histogrammes pour chaque pixel qui contiennent deux raies d'injection, que je modélise par deux fonctions gaussiennes de moments (U_{s1} , σ_1) et (U_{s2} , σ_2). Connaissant les deux tensions U_{e1} et U_{e2} injectées à travers la capacité C_{inj} du circuit, gain G de chaque chaîne est calculé par :

$$G = \frac{1}{C_{inj}} \frac{U_{s2} - U_{s1}}{U_{e2} - U_{e1}}$$

La largeur des raies est une mesure du bruit électronique. Ce bruit étant normalement indépendant de l'énergie, la largeur des deux raies est identique ($\sigma_1 = \sigma_2$). Connaissant le gain, nous pouvons calculer la charge équivalente de bruit en électrons rms :

$$ENC = \frac{\sigma_1}{qG}$$

Pour tester les Asics à différentes étapes de la fabrication de Caliste 64, une carte d'adaptation se connecte à la carte d'alimentation. Pour les Asics sur circuit flex, cette carte a pour but de router tous les signaux électriques du support de test des flex vers le connecteur de la carte d'alimentation. Tous les flex de Caliste 64 ont été validés sur ce banc, de novembre 2006 à juin 2007. Pour les modules électriques de Caliste 64, la carte d'adaptation est plus complexe car, en plus du routage des tensions d'alimentation sur les broches du module, elle contient le réglage du seuil bas pour chaque Asic et un système de multiplexage pour connecter la sortie d'un des 4 Asics sur la carte d'alimentation. Les 5 premiers modules électriques livrés entre février 2007 et août 2007 ont été testés dans cette configuration. Ce banc de mesure présente plusieurs limitations pour les tests de Caliste 64 :

- Il n'est pas possible d'acquérir simultanément les données des 4 Asics. Il n'est donc pas possible de réaliser des images sur 64 pixels avec une source gamma.

- L'information temporelle est perdue puisque seules les informations de position et d'amplitude sont codées. Nous verrons dans la section 5.4 que la possibilité de spectroscopie résolue en temps est intéressante pour reconstituer les événements partagés sur deux pixels voisins.
- Le test d'un module électrique dans une configuration donnée nécessite le réglage des paramètres sur la carte d'alimentation et 4 séries de mesures en changeant l'Asic sélectionné. Ce protocole n'offre pas une très grande souplesse d'utilisation.
- Le montage actuel contient une boîte étanche à la lumière mais pas de système de refroidissement pour le détecteur. Il n'est donc pas adapté à des mesures spectroscopiques.

Un nouveau banc de test a été développé pour des mesures dédiées à Caliste. Il est basé sur une architecture très proche de celle envisagée pour le détecteur de haute énergie de Simbol-X.

5.1.2 Présentation du banc de test Caliste

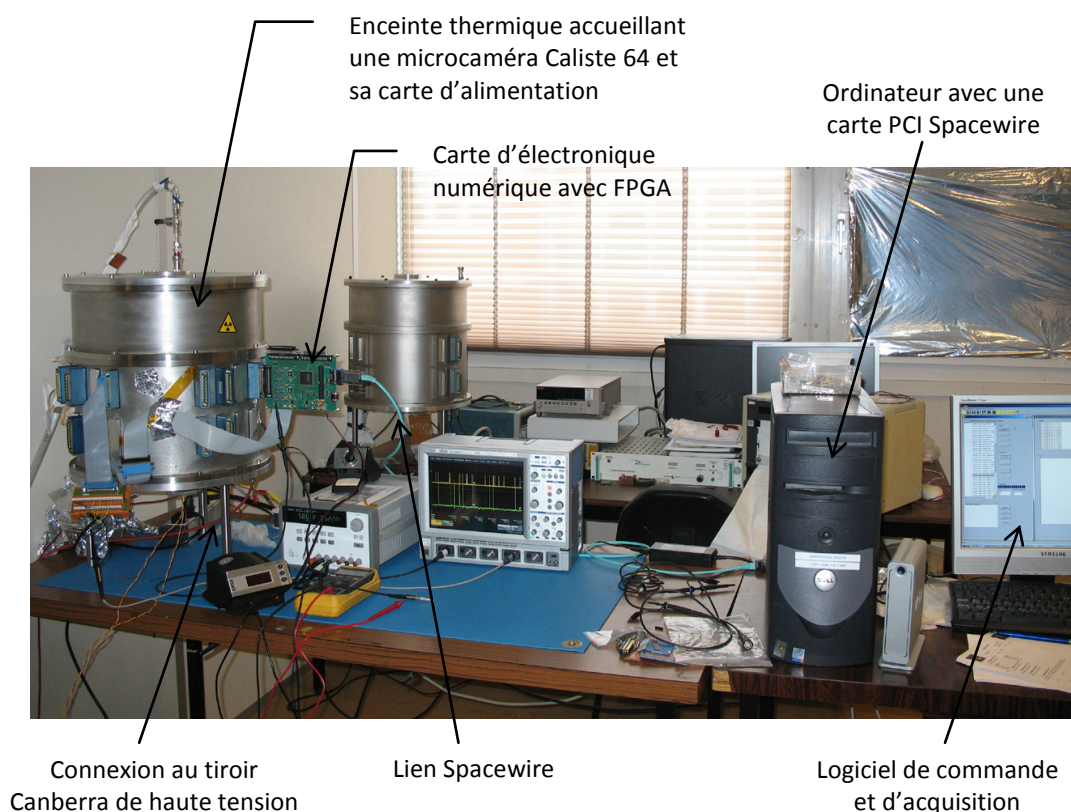


Figure 5.3 – Photographie de l'installation au laboratoire pour les tests sur Caliste 64.

À partir de septembre 2007, les mesures électriques et spectroscopiques sur Caliste 64 ont été réalisées sur le banc de test illustré sur la Figure 5.3. Le module électrique sans détecteur ou la microcaméra complète est installé(e) dans l'enceinte thermique dans un support de test à force d'insertion nulle (*socket*), compatible avec le pas de 1,27 mm des 49 broches. Ce support est intégré à un circuit imprimé réalisant les mêmes fonctions que la carte d'alimentation du banc de mesure

précédent. Les signaux d'entrée et de sortie de cette carte partent vers deux passages étanches. La carte d'électronique numérique est directement fixée à l'enceinte thermique au niveau du connecteur des signaux analogiques pour limiter le bruit capacitif. Cette carte comporte essentiellement un FPGA et des codeurs. Elle est chargée de configurer les Asics Idef-X v1.1 de Caliste 64, de contrôler la séquence de lecture dès qu'un déclenchement est détecté et de numériser les amplitudes mémorisées dans les pixels. Le signal de déclenchement étant commun à tous les Asics, dès qu'un pixel sur un Asic a vu une charge, la caméra entière est désactivée pour entrer dans la phase de lecture détaillée ci-après. Les informations relatives à un déclenchement sont ensuite regroupées dans un paquet de données numériques appelé trame scientifique, dans lequel on retrouve la date de déclenchement à 10 ns près (information temporelle), le numéro des pixels (information spatiale complète) et l'énergie associée (information spectrale). Nous pouvons donc réaliser avec ce banc de l'imagerie et de la spectroscopie résolues en temps. La communication entre l'ordinateur de contrôle et la carte d'électronique numérique se fait selon le protocole Spacewire (compatible avec une application spatiale) via une carte PCI dédiée (*peripheral component interconnect*) conçue au CEA [Pinsard 2008]. Un logiciel d'acquisition permet d'envoyer sous forme d'une liste d'instructions (*batch*) des commandes de configuration concernant l'électronique numérique ou l'électronique intégrée de Caliste 64 et de récupérer les trames de données pour les écrire dans un fichier binaire. En dehors de ces trames scientifiques, ce fichier contient des trames techniques (*housekeeping*). Il s'agit d'accusés de réception pour les commandes envoyées ou de valeurs lues dans des registres comme le temps de sommet des filtres, le seuil bas, la température dans l'enceinte, ce qui permet de garder une trace de la configuration de la mesure.

Pour tester les microcaméras Caliste 64 avec le même banc que celui utilisé pour les tests des modules électriques, il faut amener la haute tension au plus proche du cristal, sur un tabouret. La haute tension provenant d'un tiroir Canberra est fortement filtrée et le fil d'or collé sur le cristal est brasé sur le tabouret. À environ deux centimètres au-dessus du détecteur, une plaque de cuivre percée d'une ouverture supporte un collimateur de plomb et la source radioactive.

Ce banc a été dupliqué pour tester Caliste 256. La carte PCI ayant plusieurs ports, le même ordinateur peut éventuellement contrôler les deux bancs de mesure. La carte d'alimentation et le programme du FPGA ont été modifiés pour être compatibles avec l'Asic Idef-X v2 intégré dans Caliste 256.

5.1.3 Séquence de lecture pour Caliste 64

L'acquisition des données suite à un déclenchement de la caméra Caliste 64 se passe en plusieurs étapes, illustrées sur la Figure 5.4.

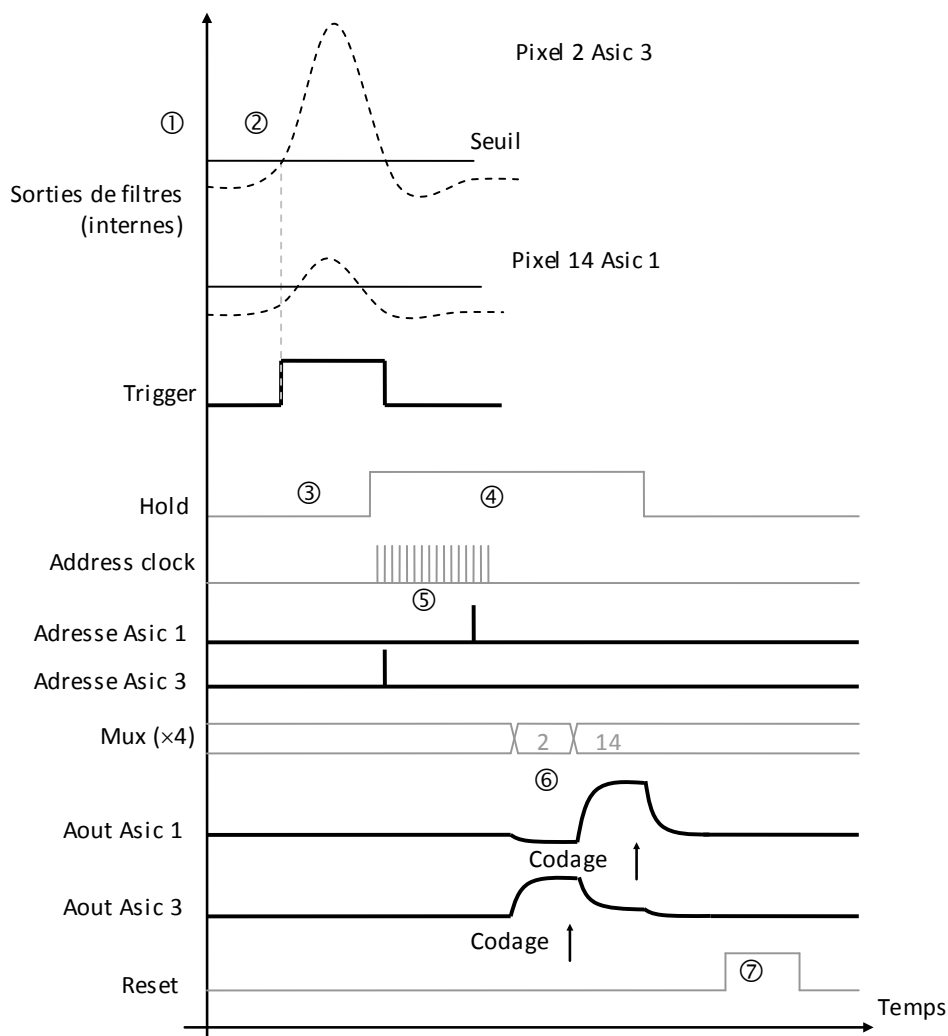


Figure 5.4 – Chronogramme d'une séquence de lecture entre Caliste 64 et la carte d'électronique numérique. Les signaux en pointillés sont internes aux Asics, les signaux noirs sont sortants de Caliste 64 et les signaux gris sont entrants dans Caliste 64. Les numéros correspondent aux étapes expliquées dans le texte.

1. Un photon interagit dans la matrice du détecteur et produit une charge dont le signal est mis en forme par l'électronique de lecture. Sur la Figure 5.4, on suppose que deux photons sont arrivés simultanément et ont déposé leur énergie dans deux pixels d'Asics différents.
2. Le signal de sortie de filtres d'une voie franchit le seuil bas de détection. Ceci provoque la montée du signal *Trigger*, qui est la somme des sorties « ou » des discriminateurs des 4 Asics (cf. Figure 4.6). Lorsque plusieurs pixels sont touchés, c'est le premier pixel qui a franchi le seuil bas qui donne la date de déclenchement de la trame scientifique.
3. Un temps de latence supérieur au temps de montée de l'impulsion est compté à partir de cette date pour laisser l'impulsion se développer et les détecteurs de pic enregistrer l'amplitude maximale dans chaque pixel.

4. Le signal *Hold* est levé sous contrôle du FPGA pour geler tous les détecteurs de pic. Tant que ce signal est à l'état haut, aucune autre charge déposée dans un pixel de la matrice ne sera prise en compte.
5. Le FPGA envoie 16 coups d'horloge sur le signal *Address Clock* pour connaître l'état des 16 voies de chaque Asic. Les Asics envoient un coup d'horloge en face des numéros de voie qui ont franchi le seuil de détection.
6. Les 4 signaux logiques *Mux* sont commutés pour coder le numéro de la voie à lire. Ceci provoque dans chaque Asic le multiplexage de sa sortie analogique *Aout* sur le détecteur de pic de la voie concernée. Après un bref instant d'établissement (1 μ s), la valeur mémorisée dans l'Asic utile est codée par la carte numérique. Les amplitudes des pixels sélectionnés sont lues une par une.
7. Le signal *Reset* provoque la réinitialisation des Asics, notamment des détecteurs de pic. La caméra est ensuite à nouveau active pour détecter un nouvel événement.

5.1.4 Analyse des données

Acquisition et traitement des mesures électriques

La carte d'électronique numérique est équipée d'une fonction de test pour caractériser les modules électriques avant le montage d'un détecteur. Un convertisseur numérique analogique envoie un signal d'injection test vers Caliste 64, à partir de la séquence numérique créée par le FPGA. Les paramètres variables pour l'utilisateur sont la fréquence d'injection et le nombre de niveaux injectés entre 0 et 6 fC (140 keV dans le CdTe). L'avantage de cette fonctionnalité est de pouvoir tester rapidement tous les modules électriques dans les mêmes conditions sans matériel supplémentaire. De plus, le FPGA contrôle la valeur d'injection et l'inscrit dans la trame associée, ce qui facilite le traitement des données. L'inconvénient actuellement est que la valeur exacte des injections est mal maîtrisée, ainsi que le niveau de bruit et le front de montée des créneaux de tension. Par exemple, en comparant des données prises avec le banc préliminaire équipé d'un générateur externe puis avec le génération interne du banc actuel, j'ai remarqué que pour un temps de sommet de 1,5 μ s, le gain de l'Asic était sous-estimé sur le nouveau banc, en raison de la lenteur du signal d'injection qui engendrait une perte balistique.

Au lieu d'injecter 2 niveaux comme avec le banc de test préliminaire, j'injecte 15 niveaux. L'histogramme des amplitudes de sortie pour chaque pixel est alors un ensemble de 15 raies d'injection qui sont modélisées par des fonctions gaussiennes. La méthode d'extraction du gain et de l'ENC est analogue à celle présentée au paragraphe 5.1.1, excepté que le gain peut être calculé à partir d'une régression linéaire sur les positions des raies au lieu d'une mesure différentielle.

Visualisation des données en temps réel

J'ai développé des programmes sous IDL pour analyser les données de ce banc de mesure. La première étape consiste à décoder les fichiers binaires d'acquisition. Les données des trames

scientifiques sont classées dans un tableau dans lequel chaque ligne est un **événement** défini par une date, une position et une amplitude. Une trame peut contenir plusieurs événements s'ils sont simultanés (et donc associés à un seul déclenchement). Ce pré-traitement des données est utilisé par le programme de visualisation des données en temps réel et par d'autres programmes dédiés à l'extraction des performances électriques ou spectroscopiques en temps différé.

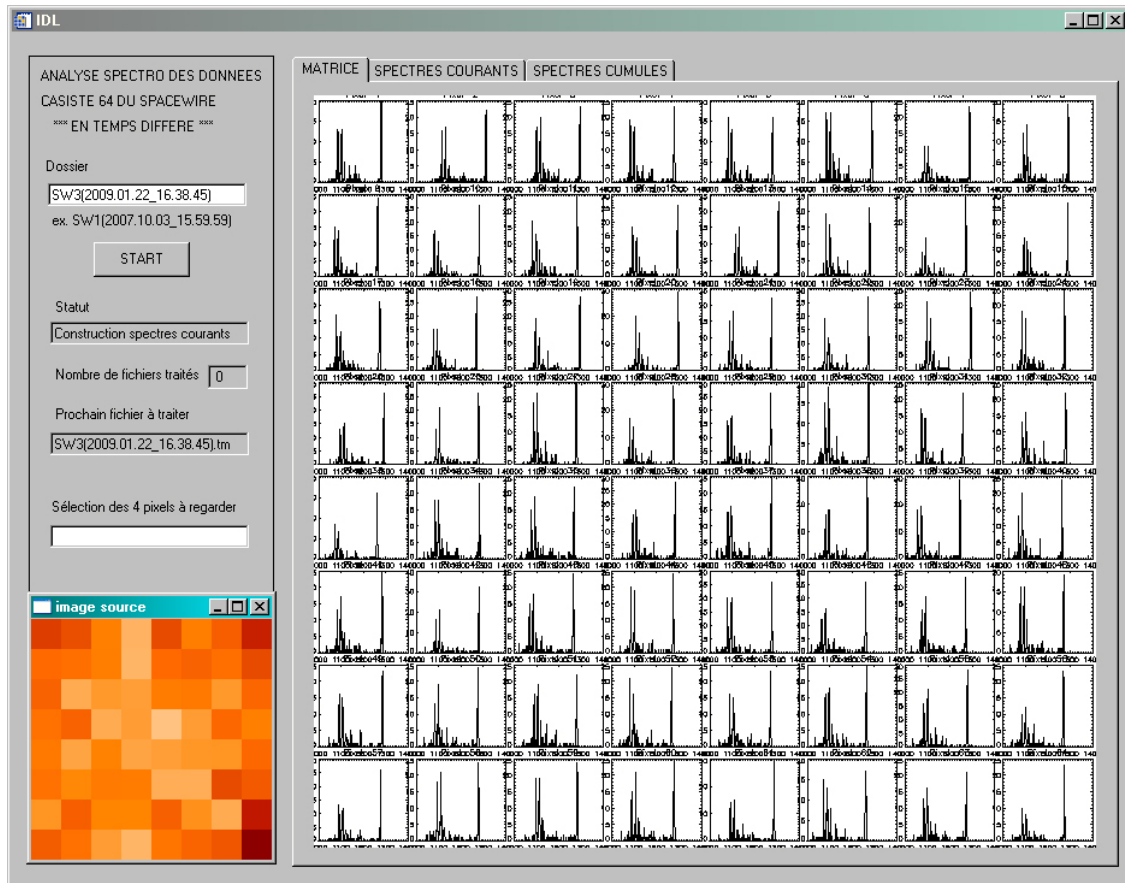


Figure 5.5 – Fenêtre du programme de visualisation des données de Caliste 64, utilisée ici pour visualiser les 64 spectres d'une microcaméra illuminée par une source d'américium 241. Cette impression d'écran correspond à une acquisition réelle de données.

Le programme de visualisation des données est présenté sur la Figure 5.5. Le premier objectif est d'avoir un aperçu rapide de la qualité de la mesure, quelle qu'elle soit. Le second objectif est de pouvoir suivre l'évolution en direct d'une mesure spectroscopique. Lire les données en temps réel consiste à vérifier automatiquement (par connexion réseau) toutes les 10 secondes qu'un nouveau fichier n'a pas été créé sur l'ordinateur d'acquisition. Lorsque le programme de visualisation trouve un nouveau fichier, il le lit et effectue les opérations suivantes :

- Les valeurs des registres contenues dans les trames techniques sont affichées. L'utilisateur peut ainsi vérifier que la configuration de la mesure est correcte et il peut suivre l'évolution de la température dans le cas de mesures de longue durée.

- Le nombre total d'événements par pixel permet de construire une image. Pour un test électrique, cette image a peu d'intérêt car l'injection test est envoyée simultanément sur tous les pixels. Pour un test spectroscopique, l'image permet de vérifier que la source gamma est bien centrée et qu'il n'y a pas de pixel bruyant.
- L'histogramme des amplitudes est construit pour chaque pixel. On distingue les histogrammes courants construits avec les données d'un seul fichier et les histogrammes cumulés pour lesquels toutes les données depuis l'instant initial sont utilisées. Les 64 histogrammes courants sont affichés dans le premier onglet pour visualiser rapidement des inhomogénéités sur la matrice. Il est possible de sélectionner jusqu'à 4 pixels et de suivre de façon plus détaillée leurs histogrammes courants et cumulés dans les autres onglets de la fenêtre graphique.

5.1.5 Refroidissement du dispositif

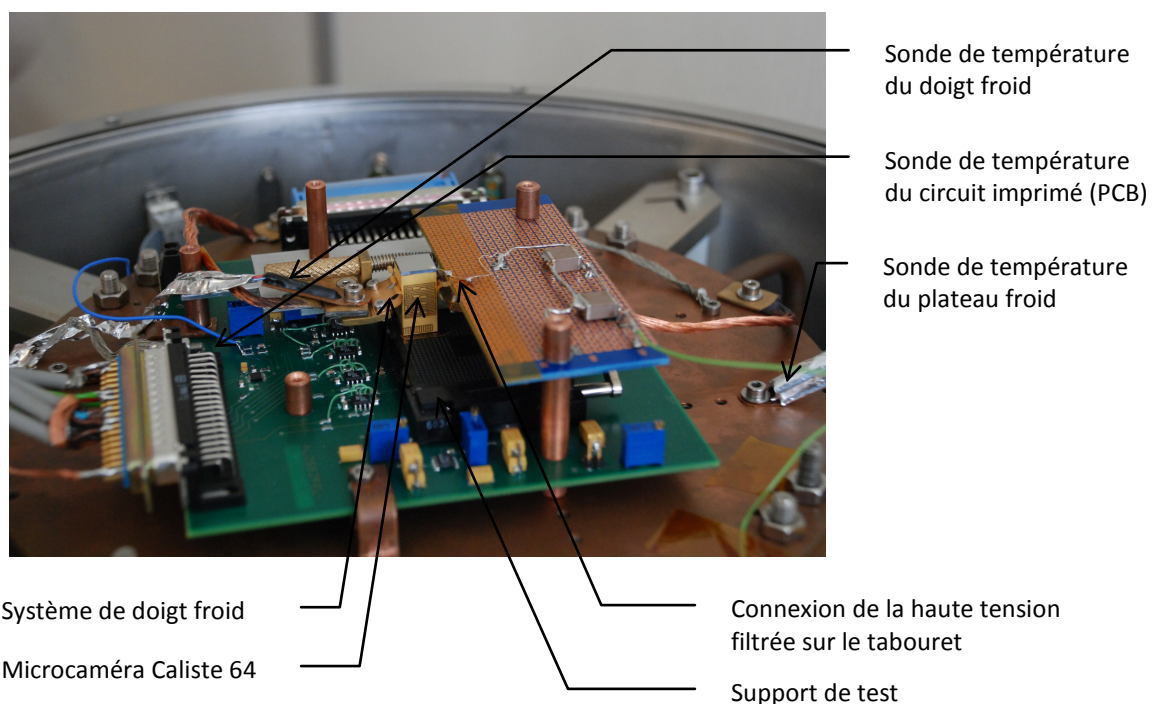


Figure 5.6 – Détail de l'intérieur de l'enceinte thermique. La microcaméra Caliste 64 est insérée dans son support de test et un système de doigt froid vient en contact de deux faces du module. Les sondes de température utilisées pour le bilan thermique sont indiquées.

Dans l'objectif de tests spectroscopiques avec les microcaméras, il est intéressant de pouvoir refroidir modérément le détecteur. La source froide est générée par un groupe de réfrigération dont la température est asservie sur le plateau froid en cuivre à l'intérieur de l'enceinte. Entre ce plateau et la microcaméra se trouvent le circuit imprimé en époxy et le socket de test en matériau plastique. À la résistance thermique du module électrique s'ajoutent donc les importantes résistances thermiques de ces autres couches. De plus, l'enceinte n'est pas sous vide comme le serait le plan

focal de vol. La microcaméra est dans une atmosphère d'azote sec (pour éviter la condensation de l'eau). La température extérieure étant typiquement de 20°C, il existe des échanges thermiques par convection dans l'enveinte d'autant plus importants que l'écart de température entre l'intérieur et l'extérieur de l'enveinte est grand. Pour améliorer le refroidissement, nous avons installé un système de doigt froid en contact avec les deux faces du module électrique sans signaux et nous l'avons relié par une tresse de cuivre au plateau froid. Le montage est visible sur la Figure 5.6.

Pour estimer la température du détecteur, nous avons équipé un module électrique Caliste 64 d'un détecteur factice en verre, sur lequel nous avons collé une sonde de température. Nous avons également collé une sonde sur le doigt froid. Nous disposons de plus d'un capteur numérique de température sur le circuit imprimé et d'une sonde sur le plateau froid comme illustré sur la Figure 5.6. Les résultats des mesures thermiques sont présentés sur la Figure 5.7. Nous voyons qu'en raison de la convection, l'écart de température entre le plateau froid et la carte support augmente lorsqu'on essaie de refroidir le système. L'écart est de 17°C lorsque le plateau froid est à -44°C. L'utilisation d'un système de doigt froid permet d'abaisser la température d'environ 4°C, ce qui nous permet d'atteindre une température minimale de -12°C avec le groupe froid à -44°C. Par la suite, les températures annoncées seront celles du détecteur, estimées à partir de la mesure de la température sur la carte d'alimentation et des courbes de la Figure 5.7.

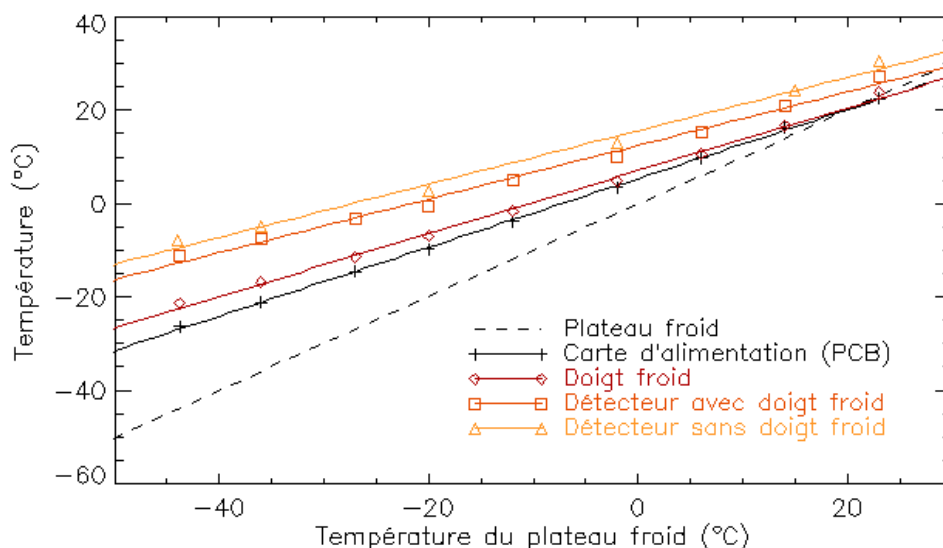


Figure 5.7 – Mesures de températures en différents points de l'enceinte thermique, en fonction de la température du plateau froid réglée par le groupe de réfrigération.

Les bancs de test ont été soigneusement mis au point pour pouvoir réaliser des mesures électriques et spectroscopiques de qualité sur les caméras Caliste. La chaîne d'acquisition avec le lien Spacewire permet une grande souplesse d'utilisation et de traitement. J'ai utilisé les moyens de test présentés pour faire fonctionner les différents échantillons de microcaméras, à commencer par Caliste 64.

5.2 Caractérisation de Caliste 64

La démarche de caractérisation a été la même pour tous les objets réalisés. Les Asics sont testés unitairement en salle blanche avec le banc de test de la Figure 5.1, après leur montage chez 3D Plus sur des cartes flex. Les performances de gain et de bruit sont enregistrées sur les 16 voies. L'affectation de chaque circuit dans un module Caliste 64 et sa position au sein de ce module sont tracées. Le module électrique subit les mêmes tests électriques pour vérifier que toutes les étapes technologiques de fabrication ont été réussies et pour évaluer le niveau de bruit électronique du dispositif en l'absence de détecteur. La microcaméra subit ensuite des tests spectroscopiques dans le banc Spacewire pour valider la connexion de tous les pixels de la matrice et pour évaluer les performances spectrales du dispositif complet en fonction des conditions de température, de tension et de temps de sommet des filtres.

J'ai testé une soixantaine de circuits Idef-x v1.1 sur flex. Tous les circuits livrés par 3D Plus avaient des performances nominales. J'ai choisi dans cette partie de rapporter les résultats sur les nouveaux composants développés, à savoir les modules électriques puis les microcaméras Caliste 64.

5.2.1 Caractérisations des modules électriques

Des mesures de bruit ont été réalisées sur les premiers échantillons de modules électriques avec le banc de test de la Figure 5.1. J'ai construit des courbes de charge équivalente de bruit en fonction du temps de sommet, pour différents réglages de la source de courant de compensation i_c intégrée dans l'Asic (voir Figure 4.5). La Figure 5.8 représente les performances moyennes sur les 64 voies d'un module électrique, et les barres d'erreurs correspondent à l'écart type entre les pixels. En l'absence de courant de fuite, l'ENC vaut 54 électrons rms en moyenne sur la matrice pour un temps de sommet de 9,6 μ s. La dispersion entre les voies n'est que de quelques électrons. Ce très faible niveau de bruit a été obtenu sur les 4 autres modules testés dans les mêmes conditions (ENC moyen entre 51 et 58 électrons rms d'un module à l'autre).

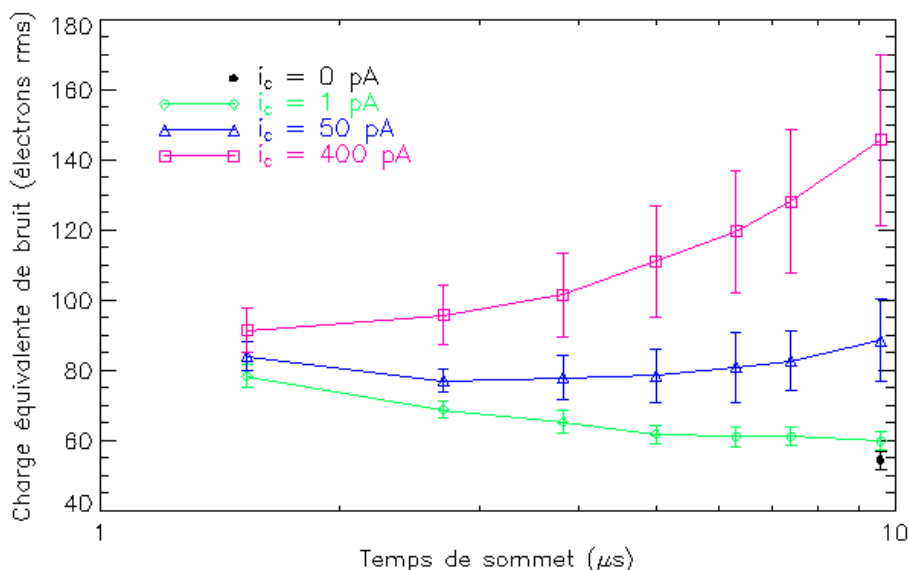


Figure 5.8 – Charge équivalente de bruit sur le module électrique SN4 en fonction du temps de sommet et pour différents niveaux de courant de fuite. Les symboles correspondent aux valeurs moyennes sur 64 pixels et les barres d'erreurs à l'écart type.

L'augmentation du courant de compensation provoque une augmentation de la composante de bruit parallèle, prédominante à forts temps de sommet. En conséquence, le temps de sommet optimal diminue : il passe de 9,6 μs pour un courant de moins d'1 pA à moins à 2,7 μs pour un courant d'environ 50 pA. La dispersion de l'ENC sur les 64 pixels augmente également avec le courant. Il faut savoir que cette source de courant i_c est générée localement pour chaque pixel à partir d'une tension V_{ic} commune, imposée depuis l'extérieur du module électrique. En raison de la dispersion technologique de fabrication entre les voies analogiques, cette source varie légèrement d'un pixel à l'autre, ce qui ajoute une dispersion sur le bruit de sortie des voies. Pour un réglage de tension V_{ic} donné, la valeur correspondante de courant i_c a été estimée par des simulations numériques et par des mesures expérimentales sur des Asics sur substrat. Si l'on mesure l'ENC avec et sans courant de fuite en fonction du temps de sommet et que l'on soustrait quadratiquement ces deux courbes, on obtient uniquement la composante du bruit parallèle qui s'exprime en fonction de i_c et des paramètres de l'Asic (cf. équation 4.15).

Des mesures électriques du module SN1 ont été réalisées sur le banc de test préliminaire puis sur le banc de test dédié à Caliste 64. Les performances de bruit obtenues sont majorées de 5 à 10 électrons sur ce nouveau banc. Cette dégradation peut être due au bruit initial sur l'injection et au bruit rajouté entre la sortie de Caliste 64 et les codeurs de la carte d'électronique numérique. En outre, nous avons récemment découvert qu'une partie du bruit venait des amplificateurs suiveurs responsables du multiplexage analogique des sorties des 4 Asics avant le codage car ils avaient une bande passante trop importante. Il faut souligner qu'une variation de 1 électron sur l'ENC correspond à une fluctuation de 30 μV en sortie. J'ai décidé de caractériser à nouveau la charge équivalente de

bruit du module SN1 en fonction du temps de sommet et du courant de fuite avec ce nouveau banc, afin de me placer dans les mêmes conditions que celles des mesures spectroscopiques. Les courbes obtenues sont similaires à celles de la Figure 5.8. À partir de ces résultats, l'idée est de tracer l'évolution du bruit électronique minimal en fonction du courant de fuite (voir Figure 5.9). Le courant de compensation simule le courant d'obscurité du détecteur. Grâce à l'étude des matrices des détecteurs sur substrat présentée dans le Chapitre 3, nous connaissons les niveaux de courant de chaque famille de détecteurs en fonction de la température et de la tension. L'intérêt de la Figure 5.9 est donc de prédire les performances spectrales de Caliste 64 lorsque le détecteur sera monté sur le module électrique. En supposant une résolution intrinsèque de 470 eV à 60 keV (valeur calculée pour le CdTe dans le Tableau 3.3) et en négligeant la perte de charges, nous obtenons une estimation de la résolution spectrale à 60 keV représentée sur l'axe des ordonnées de droite. Nous avons mesuré un courant typique de 10 pA sur un détecteur Schottky de 1 mm d'épaisseur polarisé à 400 V et refroidi à -17°C . Nous nous attendons à une résolution spectrale de 0,93 keV à 60 keV si le module électrique est équipé d'un détecteur similaire.

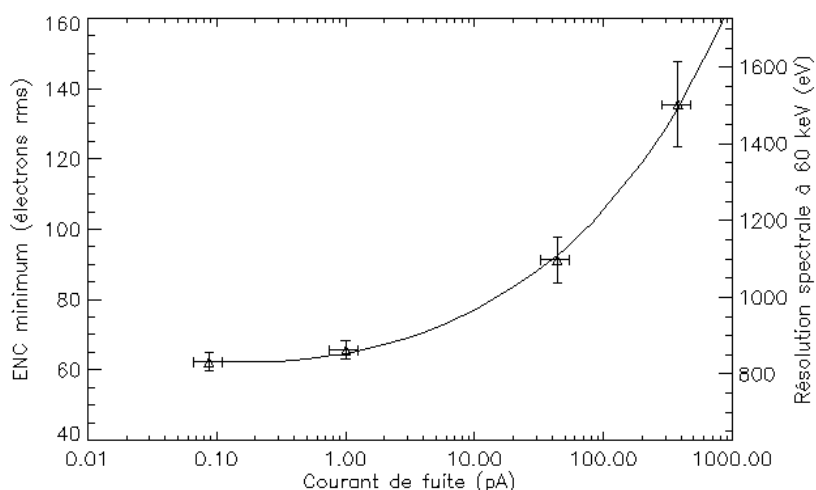


Figure 5.9 – Charge équivalente de bruit minimale du module électrique SN1 en fonction du courant de fuite. Les points de mesures correspondent aux valeurs moyennes sur 64 pixels pour différents réglages du courant de compensation. Les barres d'erreurs sur le courant de fuite correspondent aux incertitudes sur la valeur absolue de ce courant. Les barres d'erreurs sur les valeurs d'ENC correspondent aux écarts types entre les 64 pixels.

L'homogénéité de la réponse entre les pixels d'un module de détection est une préoccupation constante dans l'optique d'une application d'imagerie spatiale. Nous avons noté un écart type de quelques picoampères à -17°C sur les matrices de CZT (cf. Figure 3.10), correspondant à environ 20 % de la valeur médiane du courant sur les 64 pixels. L'idée est à présent d'évaluer la dispersion du bruit intrinsèque à l'électronique de lecture. Pour s'affranchir des dispersions de bruit dues aux dispersions technologiques des sources de courant i_c , j'ai utilisé les mesures réalisées avec un faible courant de compensation d'environ 1 pA. La Figure 5.10 présente les histogrammes de bruit et de gain du module électrique SN1 pour le temps de montée optimal de 7,4 μs . L'ENC moyen est de

65,6 électrons rms avec un écart type de 2,6 électrons rms (4,0 %) et une dispersion crête à crête de 12 électrons rms (19 %). Cela signifie que la dispersion de résolution spectrale entre les pixels d'une caméra Caliste 64 sera davantage due à la dispersion de courant entre les pixels du matériau sensible qu'à la dispersion technologique de l'électronique intégrée. Ce résultat est très satisfaisant pour un système de lecture pratiquement entièrement analogique. Le gain moyen est de 171 mV/fC avec un écart type de 4,5 mV/fC (2,6 %) et une dispersion crête à crête de 22,3 mV/fC (13 %). Ces valeurs sont cohérentes avec celles obtenues sur les puces Idef-X v1.1 testées seules et celles d'Idef-X v1.0 calculées dans le Tableau 3.8. Les 10 autres modules électriques ont également des performances homogènes sur leurs 64 chaînes analogiques, avec le même type de dispersion.

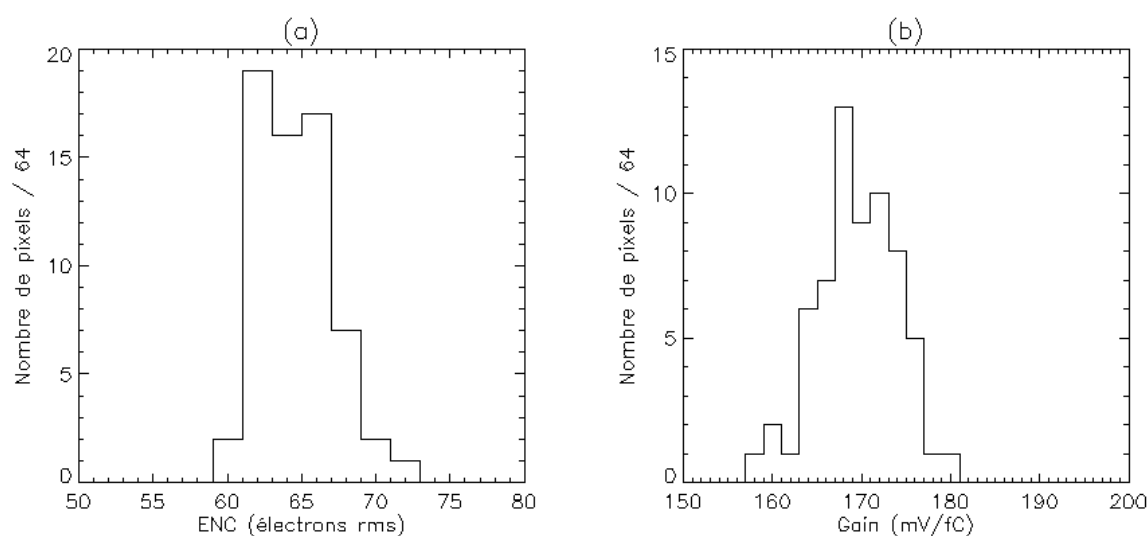


Figure 5.10 – Histogrammes des performances sur les 64 pixels du module électrique SN1, pour un courant de fuite d'environ 1 pA et un temps de sommet de 7,4 μ s. (a) Charge équivalente de bruit. (b) Gain.

Les niveaux de bruit électronique mesurés et l'homogénéité de réponse observée sur l'ensemble des modules électriques valident la conception électrique innovante de Caliste 64. En conséquence, tous ces modules, excepté un échantillon conservé pour référence, ont été équipés d'une matrice de détecteurs de 64 pixels.

5.2.2 Caractérisations des microcaméras en Cd(Zn)Te

Le banc de test dédié à Caliste 64 ainsi que les outils logiciels développés ont été validés lors des mesures électriques sur les modules sans détecteur réalisés au début de l'année 2007. En conséquence, la mise en œuvre en octobre de la même année de la première microcaméra dans ce même environnement a été relativement rapide. Nous avons découvert avec le logiciel de visualisation les premières images à 64 pixels et les premiers spectres d'américium sur tous les pixels de la matrice comme illustré sur la Figure 5.5. Cet événement marquait l'aboutissement d'un projet technologique de l'Irfu, commencé avec l'entreprise 3D Plus avec le soutien du Cnes 3 ans

auparavant, et le commencement d'un projet scientifique passionnant autour de ce nouveau système de détection. Le concept de la microcaméra Caliste 64 et les premiers résultats spectroscopiques ont été présentés à la conférence *IEEE Nuclear Science Symposium* de 2007 [Meuris 2007] et ont été publiés dans le journal *IEEE Transactions on Nuclear Science* [Meuris 2008–1].

Imagerie

La résolution spatiale de Caliste 64 est déterminée par la taille de 1 mm des pixels. Les images gamma de la Figure 5.11 ont été réalisées à température ambiante, à partir d'une source d'américium 241 et d'un masque de cuivre de 70 μm d'épaisseur qui absorbe une fraction des photons de 60 keV. Le masque est placé à égale distance entre la source d'américium et le détecteur, pour obtenir un grandissement de 2. Ainsi, les lettres de 2,75 mm de hauteur et de 0,75 mm d'épaisseur sont projetées sur 6 pixels de haut et 1 ou 2 pixels d'épaisseur. Notre source radioactive ne peut pas être considérée comme ponctuelle. Un meilleur contraste sur les images aurait pu être obtenu en utilisant une source s'étalant sur une plus faible section ou en éloignant davantage notre source du détecteur.

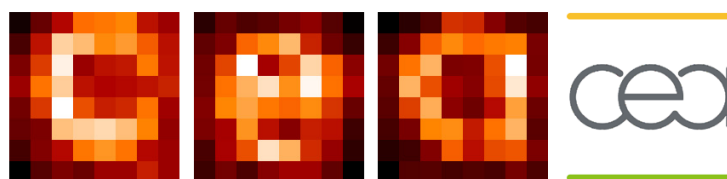


Figure 5.11 – Trois images prises avec une caméra Caliste 64 à 100 V, un masque de cuivre et une source d'américium, dans la bande d'énergie centrée sur la raie principale d' Am^{241} à 60 keV. Les pixels sombres ont reçu environ 20 coups tandis que les pixels blancs ont reçu environ 200 coups.

Étalonnage en énergie des spectres

Pour évaluer les performances spectrales d'un pixel, il faut tout d'abord étalonner son spectre en énergie, c'est-à-dire trouver la fonction de transfert qui permet de passer de la position des raies en numéro de canal à la position des raies en énergie. Cet étalonnage ne peut être fait avec précision qu'avec des sources radioactives dont les transitions X et gamma sont parfaitement définies. Pour caractériser la fonction de transfert des pixels sur une large bande spectrale, je me suis appuyée sur les raies d'américium 241 du Tableau 3.6 (de 11 à 60 keV), sur la raie à 81 keV du baryum 133 et sur les raies à 122,06 keV et 136,47 keV du cobalt 57. Nous voyons sur la Figure 5.12 que cette fonction n'est pas linéaire et que la non-linéarité est plus forte pour le pixel 24 que pour le pixel 60 de la matrice étudiée.

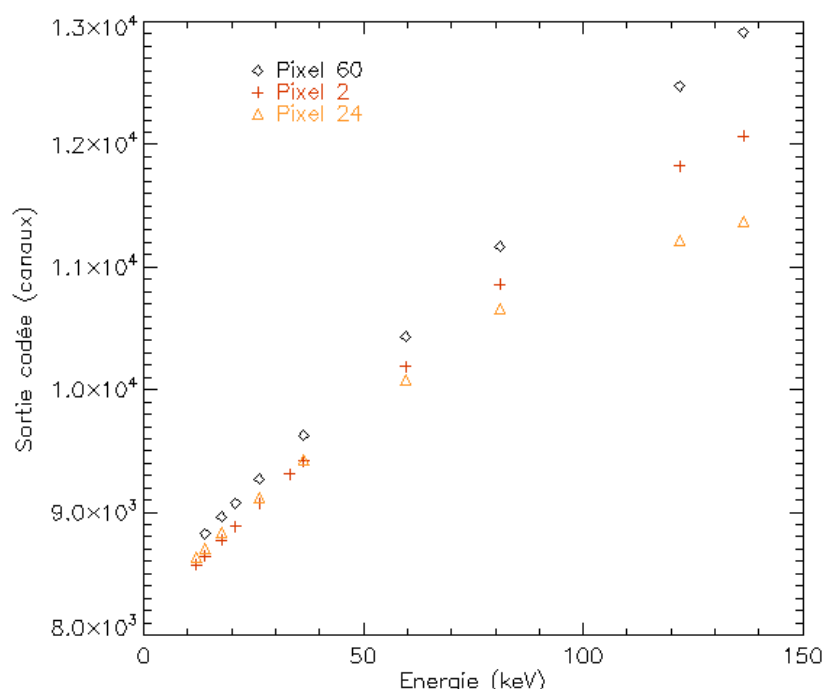


Figure 5.12 – Position des raies principales de l’américium 241, du cobalt 57 et du baryum 133 pour 3 pixels d’une microcaméra Caliste 64 équipée d’un détecteur de CdTe Schottky Al de 1 mm d’épaisseur refroidi à -5°C .

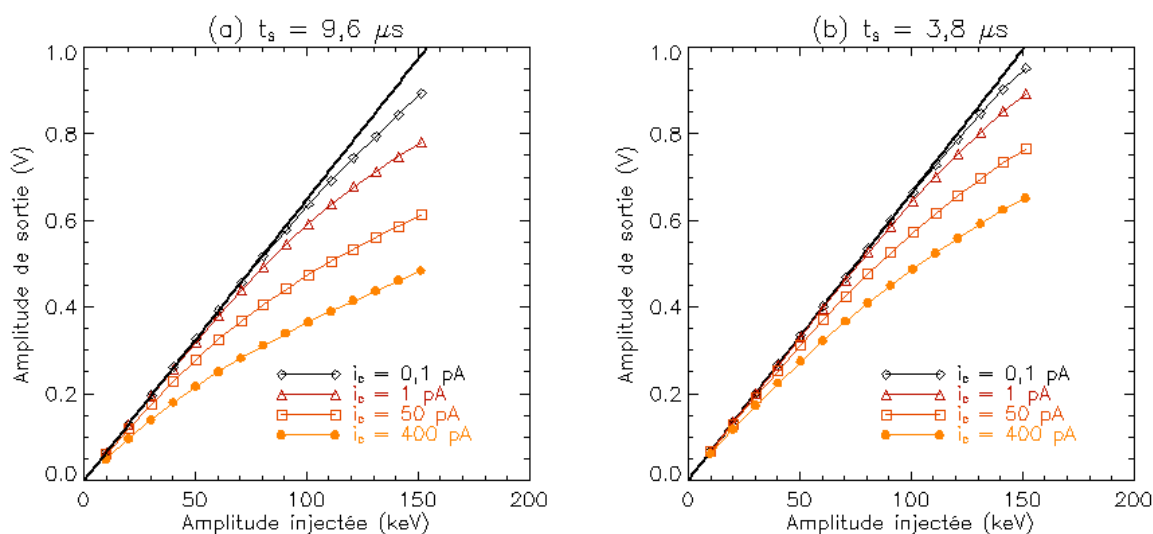


Figure 5.13 – Positions des 15 raies d’injection en fonction de la charge injectée à l’entrée, pour différents courants de fuite et pour deux temps de sommet. La droite noire est la régression linéaire des données à $0,1 \text{ pA}$ de courant de fuite pour les 6 premières valeurs d’injection.

J’ai découvert cette non-linéarité lors des premières caractérisations électriques sur le banc dédié, car j’ai injecté 15 niveaux d’amplitude au lieu de 2 sur le banc de test précédent. En étudiant cette non-linéarité de plus près, je me suis aperçue qu’elle augmentait avec le courant de fuite, comme nous le constatons sur la Figure 5.13. En comparant la Figure 5.13 (a) à $9,6 \mu\text{s}$ et la Figure 5.13 (b) à $3,8 \mu\text{s}$, nous voyons que ce phénomène est d’autant plus marqué que le temps de sommet

est élevé. Les valeurs de gain utilisées pour le calcul de la charge équivalente de bruit dans le paragraphe précédent ont été calculées par régression linéaire de l'amplitude de sortie pour des amplitudes d'injection inférieures à 65 keV (représentée par la droite noire sur les deux graphiques de la Figure 5.13). Grâce à ce diagnostic, des simulations numériques du circuit de microélectronique ont été reproduites ; un défaut de conception de la compensation de pôle-zéro (cf. paragraphe 4.2.2) serait à l'origine du phénomène observé. La mise en évidence de ce défaut suffisamment tôt a conduit à une nouvelle production de l'Asic Idef-X v2 avant la fabrication de Caliste 256.

En étudiant la réponse des pixels de la Figure 5.12, j'en ai conclu que nous ne pouvons pas modéliser la réponse d'un pixel sur la dynamique [0, 150 keV] par un polynôme de 2^e degré car l'erreur est trop importante et visible sur les spectres. L'utilisation d'un polynôme du 3^e degré améliore nettement l'erreur mais n'est pas encore satisfaisante lorsqu'on regarde toutes les raies d'américium. Pour étalonner les spectres de cobalt 57 acquis avec une caméra Caliste 64 équipée d'un détecteur CdTe Schottky de 2 mm à partir des transitions identifiées dans le Tableau 5.1, j'ai modélisé la fonction de transfert par une fonction polynomiale par morceaux, continue, de dérivée continue, avec un polynôme d'ordre 2 sur l'intervalle [0, 70 keV] et un polynôme d'ordre 2 sur l'intervalle [70, 150 keV]. Pour calculer les 6 coefficients de la fonction, j'ai d'identifié les 4 raies principales du spectre à 6,71 keV (barycentre des 2 raies de fer non résolues), 14,41 keV, 122,06 keV et 136,47 keV. Les deux autres équations proviennent des relations de continuité. Le résultat est présenté sur la Figure 5.14 pour le pixel 3 d'une matrice de 2 mm d'épaisseur. L'erreur d'étalonnage sur les 4 autres raies du Tableau 5.1 est au maximum de 1 keV. Même si la précision de localisation est normalement moins bonne pour les raies de faible intensité (moins de 10 coups ici), cette erreur reste non négligeable et montre les limites de la méthode d'étalonnage. La résolution spectrale est de 0,82 eV à 14 keV et 1,68 keV à 122 keV lorsque le détecteur est refroidi à -5°C. À titre de comparaison, l'Isas a obtenu sur un détecteur CdTe à bandes à 0°C une résolution moyenne de 1,3 keV à 122 keV [Tajima 2004].

Tableau 5.1 – Principales raies d'un spectre d'une source de cobalt 57 vu par un détecteur Cd(Zn)Te derrière un collimateur de plomb.

Énergie (keV)	Origine physique
6,40	Transition $K_{\alpha 1}$ du fer
7,06	Transition $K_{\beta 1}$ du fer
14,41	Transition gamma du cobalt 57
72,80	Transition $K_{\alpha 1}$ du plomb
74,97	Transition $K_{\alpha 2}$ du plomb
98,89	Raie d'échappement K_{α} du cadmium (122,06 – 23,17)
122,06	Transition gamma du cobalt 57
136,47	Transition gamma du cobalt 57

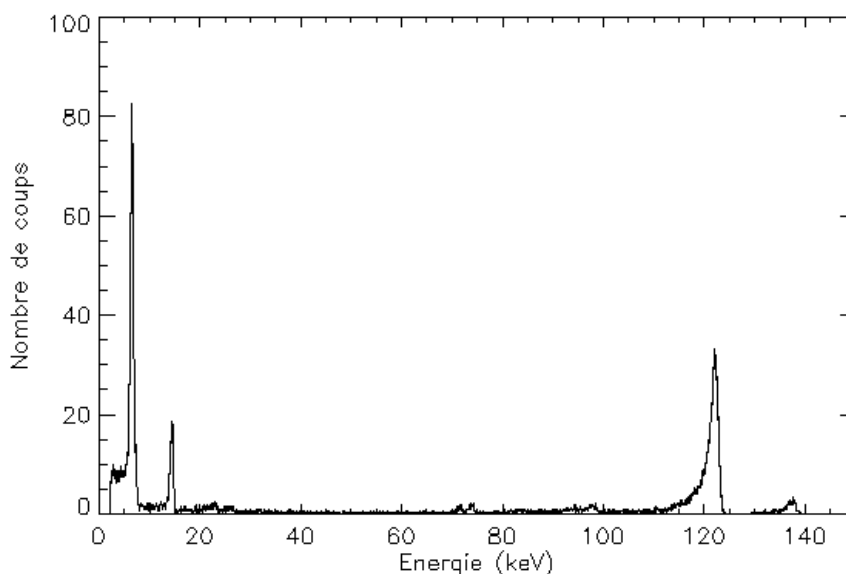


Figure 5.14 – Spectre de cobalt 57 acquis avec le pixel 3 de la microcaméra SN5 équipée d'un détecteur CdTe Al Schottky de 2 mm refroidi à -5°C et polarisé à 400 V. La résolution spectrale est de 820 eV à 14,41 keV et 1682 eV à 122,06 keV.

Les spectres d'américium ne couvrant que l'intervalle $[0, 60 \text{ keV}]$, il est possible de modéliser la réponse des pixels avec une bonne précision par un polynôme du 2^e degré, en s'appuyant sur les nombreuses raies du spectre. L'identification d'au moins 3 raies permet de trouver la fonction reliant l'énergie E au numéro de canal C , sous la forme :

$$C = C_0 + a_1 E - a_2 E^2 \quad (5.1)$$

C_0 est le canal du codeur correspondant à une énergie incidente nulle, a_1 est une image du gain de la chaîne en canal/keV, a_2 est une image de la non-linéarité de la chaîne. La Figure 5.15 montre les histogrammes de ces 3 coefficients pour les 64 pixels d'une matrice de CZT de 2 mm, à -10°C , 1000 V. Le coefficient a_1 est relativement homogène sur la matrice, autour de 35 canaux/keV. La dispersion sur a_2 est liée à la dispersion du courant d'obscurité des pixels du détecteur et au fait que, pour un courant donné, le comportement non linéaire varie d'un pixel à l'autre. Étant donné que la distribution de a_2 dépend à la fois du détecteur et de l'électronique, elle pourra être complètement différente sur une autre caméra Caliste 64. La dispersion sur le canal C_0 est de 100 canaux en écart type et 400 canaux crête à crête, ce qui correspond d'après la valeur de a_1 à un écart maximal de plus de 10 keV. Cette forte dispersion sur C_0 est due à la dispersion technologique sur la ligne de base de l'électronique Idef-X v1.1. Pour chaque nouvelle caméra, une première acquisition permet de déterminer les valeurs C_0 des 64 pixels. Le programme développé pour l'étalonnage des spectres d'américium avec Caliste 64 utilise ensuite ces valeurs comme a priori pour trouver rapidement les raies avec ces mêmes pixels dans d'autres conditions de fonctionnement.

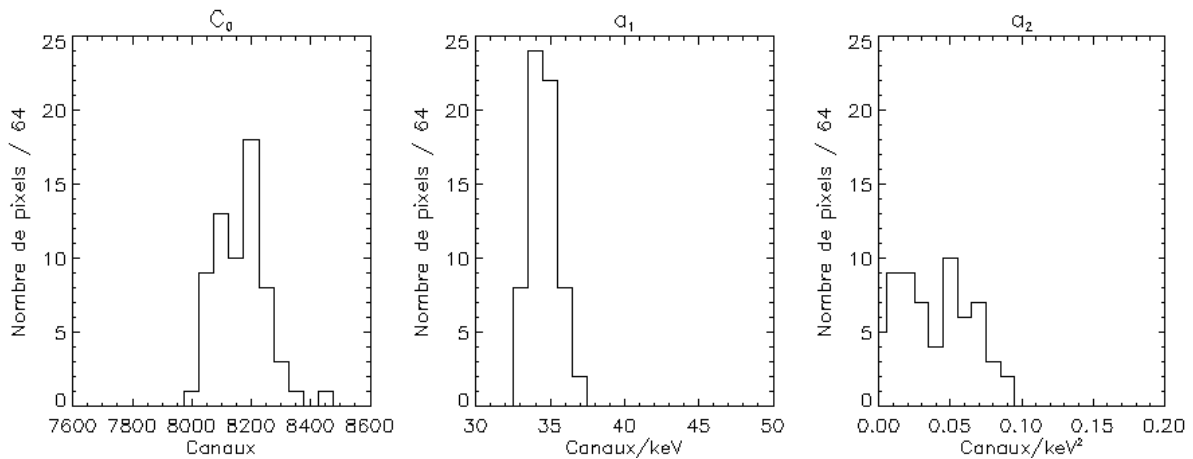


Figure 5.15 – Histogrammes de coefficients du polynôme de 2^e degré de l'équation (5.1) pour les 64 pixels d'une matrice Caliste 64.

La méthode d'étalonnage d'un spectre individuel d'américium a été déterminée. Elle a été appliquée pour l'ensemble des mesures spectroscopiques réalisées. Chaque acquisition dans une configuration donnée dure 30 minutes. L'intensité et la distance de la source d'américium 241 sont telles que le taux de comptage par pixel est d'environ 5 coups par seconde. Le meilleur spectre individuel obtenu avec la première microcaméra Caliste 64 équipée d'un détecteur CdTe Schottky Al de 1 mm d'épaisseur est représenté sur la Figure 5.16. La résolution spectrale est de 678 eV à 13,94 keV et 801 eV à 59,54 keV, à -10°C . Sur ce spectre, nous distinguons nettement la présence de multiples raies à 17 keV. Une raie de fluorescence du neptunium est également visible à 3,3 keV car le seuil de détection peut être réglé aussi bas que 2 keV.

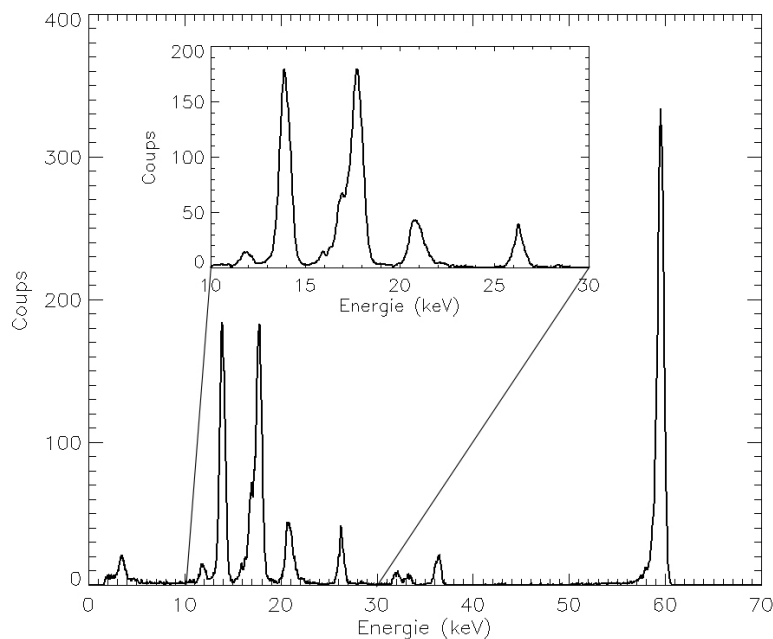


Figure 5.16 – Spectre d'américium du pixel n°3 du module Caliste 64 SN4, lorsque le détecteur est polarisé à 500 V et refroidi à -10°C . La résolution spectrale est de 678 eV à 13,94 keV et 801 eV à 59,54 keV.

Construction d'un spectre somme d'américium

Nous cherchons à présent à caractériser l'ensemble de la matrice de Caliste 64 en construisant un spectre somme, comme nous l'avons fait au paragraphe 3.4.2. Une nouvelle méthode de calcul est nécessaire, du fait de la nouvelle fonction de transfert non linéaire des pixels. La fonction (5.1) est utilisée pour convertir un histogramme à pas constant de codeur en un histogramme à pas constant d'énergie de 10 eV, tout en conservant le nombre de coups. La construction de ces spectres individuels permet d'obtenir le spectre somme de la matrice en additionnant le nombre de coups par intervalles d'énergie de 10 eV. Nous obtenons le spectre somme de la première caméra Caliste 64. À -10°C , la résolution spectrale est de 683 eV à 13,94 keV et de 850 eV à 59,54 keV. Ce spectre sur 64 pixels représenté sur la Figure 5.17 est tout à fait comparable au meilleur spectre somme sur 110 pixels publié par l'équipe de Caltech et reporté sur la Figure 5.18.

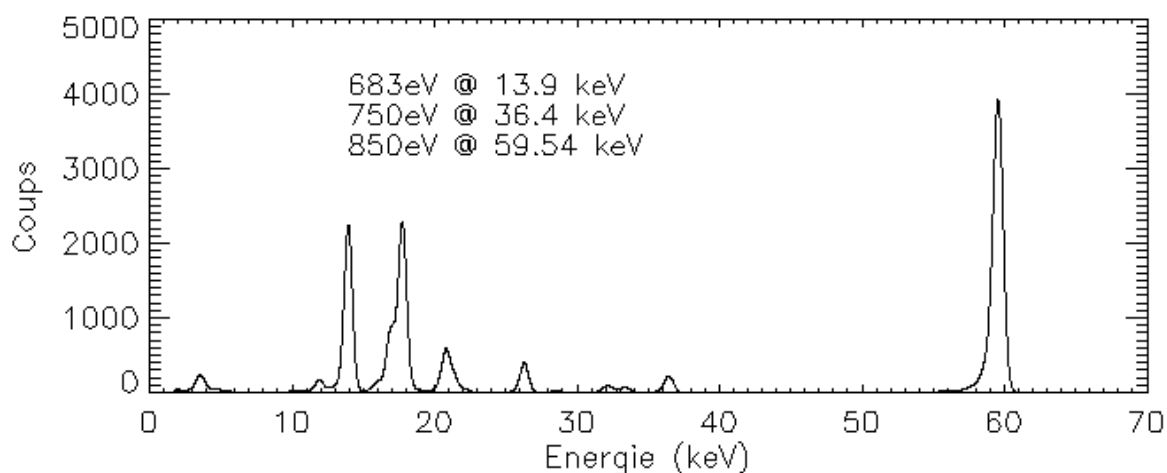


Figure 5.17 – Spectre somme sur 8×8 pixels au pas de 1 mm obtenu à l'Irfu du CEA sur une microcaméra Caliste 64 équipée d'une matrice de CdTe Schottky de 1 mm d'épaisseur refroidie à -10°C .

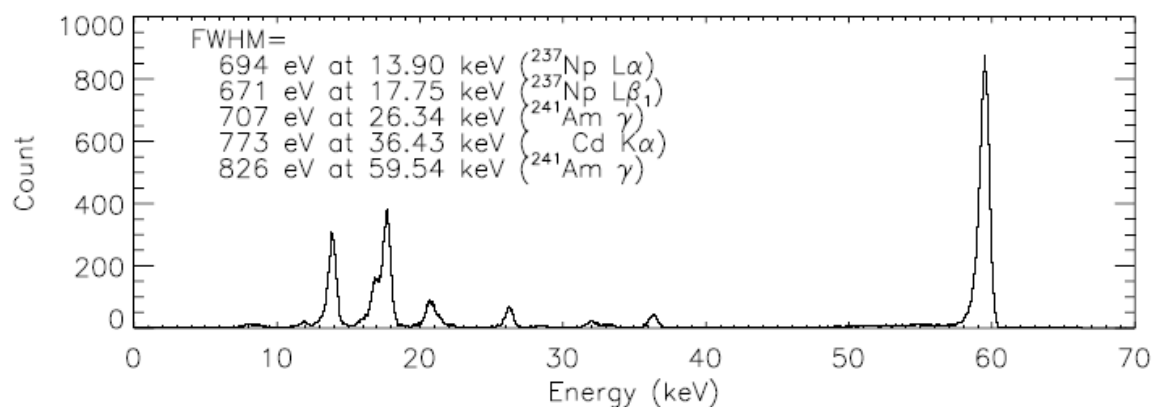


Figure 5.18 – Spectre somme sur 10×11 pixels au pas de $500 \mu\text{m}$ obtenu par l'équipe de Caltech, avec une matrice de CZT de 2 mm d'épaisseur refroidie à 0°C [Chen 2003].

Les valeurs de résolutions mesurées par H. Chen sont légèrement supérieures à basse énergie et plus faible sur la raie à 59,54 keV car il n'a pas utilisé la largeur totale exacte à mi-hauteur mais une modélisation gaussienne. La valeur de 850 eV que j'obtiens prend en compte la perte de charges qui élargit la raie à gauche dans une faible mesure. Les valeurs données sont sensibles à la méthode de calcul et il est difficile de connaître la valeur absolue à mieux que quelques électronvolts. Par ce résultat remarquable obtenu avec Caliste 64, notre groupe rejoint le premier rang mondial des spectro-imageurs pour l'astronomie des rayons X durs.

CdTe et CZT avec Caliste 64

L'épaisseur du détecteur de CdTe envisagée pour une mission d'astronomie X dur comme Simbol-X est plutôt de 2 mm. Nous avons donc comparé les spectres sommes avec deux caméras Caliste 64 équipées de détecteurs de 2 mm, l'un de CdTe Schottky Al et l'autre de CZT ohmique. Sur la Figure 5.19, les spectres en traits rouges prennent en compte tous les événements vus par la matrice. La résolution spectrale avec le CdTe est de 750 eV à 14 keV et de 910 eV à 60 keV. La résolution spectrale avec le CZT est de 840 eV à 14 keV et de 1200 eV à 60 keV. Le rapport pic sur vallée à 60 keV vaut 34 pour le CdTe et seulement 8 pour le CZT, signe d'une perte de charges non négligeable dans le CZT. Cette différence entre les deux matériaux avait déjà été observée sur les matrices sur substrat (cf. Figure 3.17). Les spectres pleins noirs prennent en compte uniquement les événements simples, c'est-à-dire les trames de données scientifiques ne contenant qu'un seul pixel touché ; ces événements représentent 78 % des coups du spectre somme de CdTe et 68 % des coups du spectre somme de CZT dans la bande de 2 à 60 keV.

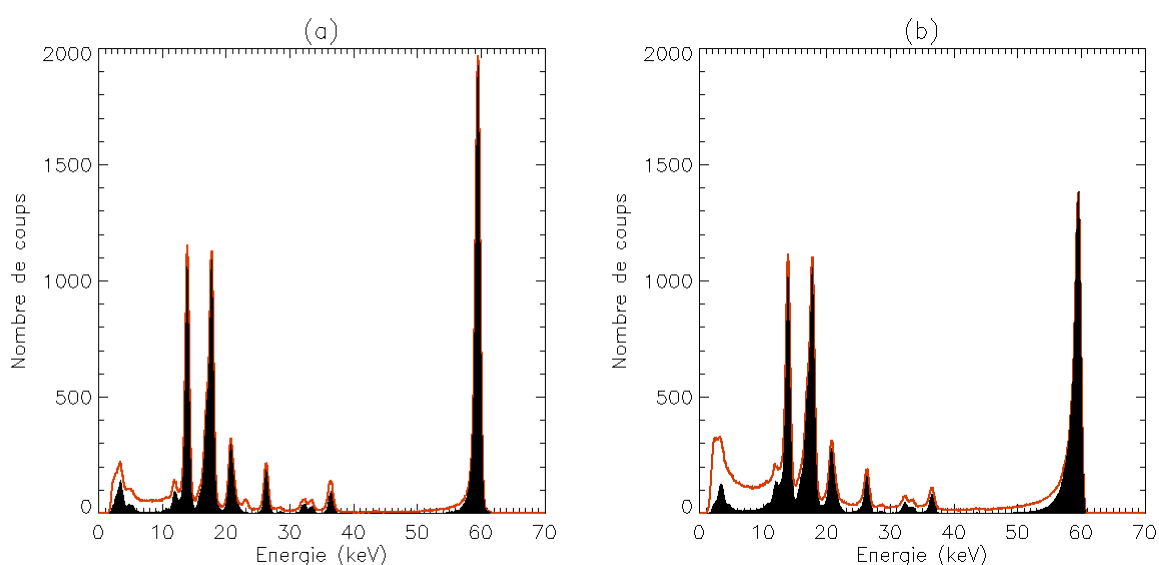


Figure 5.19 – Spectres sommes d'américium 241 sur deux échantillons de caméras Caliste 64, prenant en compte tous les événements (traits rouges) ou seulement les événements simples (zones pleines). (a) 63 sur 64 pixels d'un détecteur de 2 mm de CdTe Schottky Al polarisé à 800 V et refroidi à -5°C . (b) 64 sur 64 pixels d'un détecteur de 2 mm de CZT polarisé à 1000 V et refroidi à -10°C .

Cette opération supprime plusieurs types d'événements multiples :

- les événements fortuits, correspondant à deux photons arrivant en coïncidence temporelle sur deux pixels quelconques de la matrice,
- les événements de partage de charges, correspondant à l'interaction d'un photon qui induit des charges sur plusieurs pixels voisins,
- les événements de fluorescence, lorsque l'interaction primaire d'un photon de 60 keV avec un atome de cadmium ou de tellure crée un photon de fluorescence X qui s'échappe du pixel et qui est absorbé dans le pixel voisin. Dans ce cas, le premier pixel enregistre une raie d'échappement à 32 keV ou 36 keV et le second pixel enregistre une énergie de 23 keV ou 27 keV.

La suppression des événements de fluorescence fait disparaître les raies à 23 keV et à 27 keV visibles sur le spectre de CdTe[^]. La suppression des événements de partage de charges diminue l'épaule à gauche de la raie à 60 keV et le nombre de coups à des énergies inférieures à 10 keV qui contribue au fond. Les spectres d'événements simples présentent alors un très faible fond, surtout avec l'échantillon de CdTe.

Résolution spectrale des 10 échantillons de Caliste 64

Les 10 microcaméras Caliste 64 ont été équipées de cristaux de Cd(Zn)Te de différentes familles et de différentes épaisseurs. Un nouveau type de détecteur CdTe a été approvisionné en 2008 chez Acrorad avec un contact Schottky en nickel. Trois échantillons de Caliste 64 ont été équipés avec ces détecteurs. Les détecteurs CZT proviennent toujours de Bruker Baltic à partir d'un matériau brut d'eV-products mais la qualité des détecteurs du point de vue mécanique et technologique a été améliorée par rapport au lot livré en 2006 pour les échantillons sur substrat. Les caractéristiques des meilleurs spectres sommes obtenus avec chaque échantillon sont détaillées dans le Tableau 5.2 pour un refroidissement des détecteurs vers -10°C . Avec un faible refroidissement, nous obtenons une résolution spectrale inférieure à 1 keV à 60 keV pour tous les échantillons de 1 mm d'épaisseur. La résolution spectrale à droite à 60 keV est une image de la résolution spectrale en l'absence de perte de charges. Elle est proche de la largeur totale à mi-hauteur figurant dans le Tableau 5.2 pour les détecteurs CdTe Schottky Al ou Ni, excepté pour les échantillons de 2 mm SN1 et SN8. Les deux valeurs de résolution à 60 keV sont en revanche bien différentes pour les détecteurs CZT. Les raies à 60 keV sont presque symétriques pour les échantillons SN3, SN4, SN5, SN6, SN7 et SN14, ce qui est également visible par le rapport pic sur vallée très élevé de leur spectre somme.

[^] La raie à 27 keV est plus faible que celle de 23 keV car le photon de fluorescence du tellure est souvent directement réabsorbé par un atome de cadmium puisque son énergie est juste au-dessus du niveau d'énergie K du cadmium.

Tableau 5.2 – Caractéristiques et performances spectroscopiques des 10 microcaméras Caliste 64 à environ -10°C . Les performances spectrales sont celles des spectres d'événements simples acquis pendant 30 minutes ; elles sont données avec une incertitude de 10 eV. Le pic sur vallée à 60 keV est le rapport entre le nombre de coups à 59,54 keV et celui à 57 keV.

Caractéristiques de l'échantillon			Conditions		Spectre somme			
Référence	Type	Épaisseur	Tension	τ_s (μs)	Nombre de pixels	Résolution à 14 keV	Résolution à 60 keV	Rapport pic sur vallée à 60 keV
SN1	CdTe/Al	2 mm	600 V	7,4	64	860	1190	18
SN3	CdTe/Al	1 mm	400 V	6,3	63	700	880	48
SN4	CdTe/Al	1 mm	500 V	9,6	64	670	850	90
SN5	CdTe/Al	2 mm	800 V	5,0	62	750	910	58
SN6	CdTe/Ni	1 mm	400 V	9,6	64	740	940	68
SN7	CdTe/Ni	1 mm	400 V	7,4	64	780	960	45
SN8	CdTe/Ni	2 mm	600 V	7,4	64	890	1280	13
SN11	CZT/Au	2 mm	1000 V	7,4	64	860	1300	10
SN12	CZT/Au	2 mm	1000 V	5,0	64	840	1200	8
SN14	CdTe/Al	0,5 mm	300 V	7,4	64	720	910	87

Seuil bas

Le seuil bas de détection est le niveau en dessous duquel aucun événement n'est pris en compte. Dans Caliste 64, ce seuil est commun à tous les pixels. Nous le fixons de sorte qu'il soit le plus proche du seuil effectif des pixels. Le seuil bas effectif d'un pixel est le niveau, exprimé généralement en énergie, au-dessus duquel un nombre négligeable de faux déclenchements dus au bruit peut se produire. La probabilité de faux événement dépend a priori du taux de comptage de la source. Dans les applications d'astronomie X, le taux de comptage est faible ; un seuil à 5σ du pic gaussien de bruit convient. Lors de mesures spectroscopiques, il n'est pas possible d'acquérir le pic de bruit et de calculer sa variance. En effet, les valeurs enregistrées dans les détecteurs de pic correspondent aux valeurs maximales entre deux déclenchements et ne permettent pas de reconstituer la forme symétrique du bruit. L'écart type σ du bruit électronique sera donc estimé à partir de la résolution spectrale ΔE_{14} à 14 keV, en supposant que la perte de charges est négligeable. Le seuil bas à 5σ exprimé en keV s'obtient à partir de l'équation (4.17) :

$$SB_{5\sigma}(\text{keV}) = 5 \sqrt{\left(\frac{\Delta E_{14}}{2,35}\right)^2 - F \varepsilon_W E_{14}} \quad (5.2)$$

D'après cette relation, les mesures du Tableau 5.2 correspondent à un seuil bas effectif moyen des matrices entre 1,35 et 2 keV (bruit électronique entre 61 et 82 électrons rms). Le seuil de détection dans Caliste 64, commun à tous les pixels, est déterminé par le seuil effectif le plus élevé sur la matrice. Nous avons noté sur les échantillons testés à -10°C que ce seuil pouvait être abaissé jusqu'à

1,5 keV sur les meilleures matrices et 2 keV pour les autres. Ce résultat est remarquable car il signifie qu'un seul matériau de détection suffit pour une couverture de la bande d'énergie de 2 à 200 keV, si l'on ne cherche pas à obtenir des résolutions spectrales inférieures à la résolution intrinsèque du CdTe. Il est notamment très intéressant en astronomie pour la détection des sursauts gamma. Le pic en énergie[♥] des émissions promptes est généralement observé vers 200 keV mais il existe une petite catégorie de sursauts dont la fluence est essentiellement située dans la bande 2 à 10 keV (*X-ray flashes*) [Barraud 2004]. Il faut aussi remarquer que les sursauts les plus intéressants sont les plus lointains. Ainsi, un sursaut gamma à une distance de $z = 8$ [♦] devrait présenter un pic en énergie vers 20 keV qui ne peut être bien mesuré qu'avec un seuil de quelques keV.

Uniformité des matrices

L'uniformité de réponse des 64 pixels d'une caméra est bien illustrée par la Figure 5.5 où tous les spectres semblent identiques à première vue. La Figure 5.20 montre de façon quantitative cette homogénéité, à travers les histogrammes des résolutions spectrales à deux énergies pour deux matrices de 64 pixels. L'écart type sur les résolutions spectrales à 60 keV est de 116 eV (12 %) pour l'échantillon SN7 et de 52 eV (6 %) sur l'échantillon SN14. Ces faibles valeurs soulignent l'excellente uniformité de courant sur les 64 pixels. Aucun pixel de ces matrices ne sort de la statistique gaussienne. En conséquence, tous les pixels peuvent être inclus dans le spectre somme. Nous pouvons souligner que sur les 10 échantillons du Tableau 5.2, soit 640 pixels, seuls 3 pixels ont été exclus des spectres sommes. En réalité, un seul pixel est tellement bruyant qu'il ne donne jamais de spectre. Les deux autres pixels ont été retirés car ils dégradaient l'excellente performance spectrale du reste de la matrice pour les conditions de fonctionnement choisies. Cette statistique impressionnante est le signe d'une maîtrise du procédé industriel de fabrication de Caliste 64, aussi complexe que soit cet objet, et notamment du report des matrices de détecteurs de 64 pixels au pas de 1 mm par sérigraphie.

[♥] E_{peak} en anglais, maximum de la distribution $E^2 f(E) dE$.

[♦] L'Univers étant en expansion, le rayonnement de longueur d'onde λ_e émis par un astre lorsque l'Univers avait une taille $L_{\text{passé}}$ est reçu sur Terre avec une longueur d'onde λ_r supérieure, maintenant que l'Univers est de taille $L_{\text{présent}}$ (effet Doppler). Le décalage vers le rouge (*redshift*) $z = \frac{\lambda_r - \lambda_e}{\lambda_e} = \frac{L_{\text{présent}} - L_{\text{passé}}}{L_{\text{présent}}}$ est d'autant plus

important que l'astre est éloigné (dans le temps et dans l'espace). On estime la naissance des premières étoiles à $z = 20$ et celle des premières galaxies plus tard à $z = 10$. Un décalage vers le rouge de $z = 8$ correspond un astre ayant brillé 1 milliard d'années après le Big Bang c'est-à-dire il y a 12 milliards d'années environ. Le rayonnement γ émis par un tel astre sera alors détecté dans le domaine X.

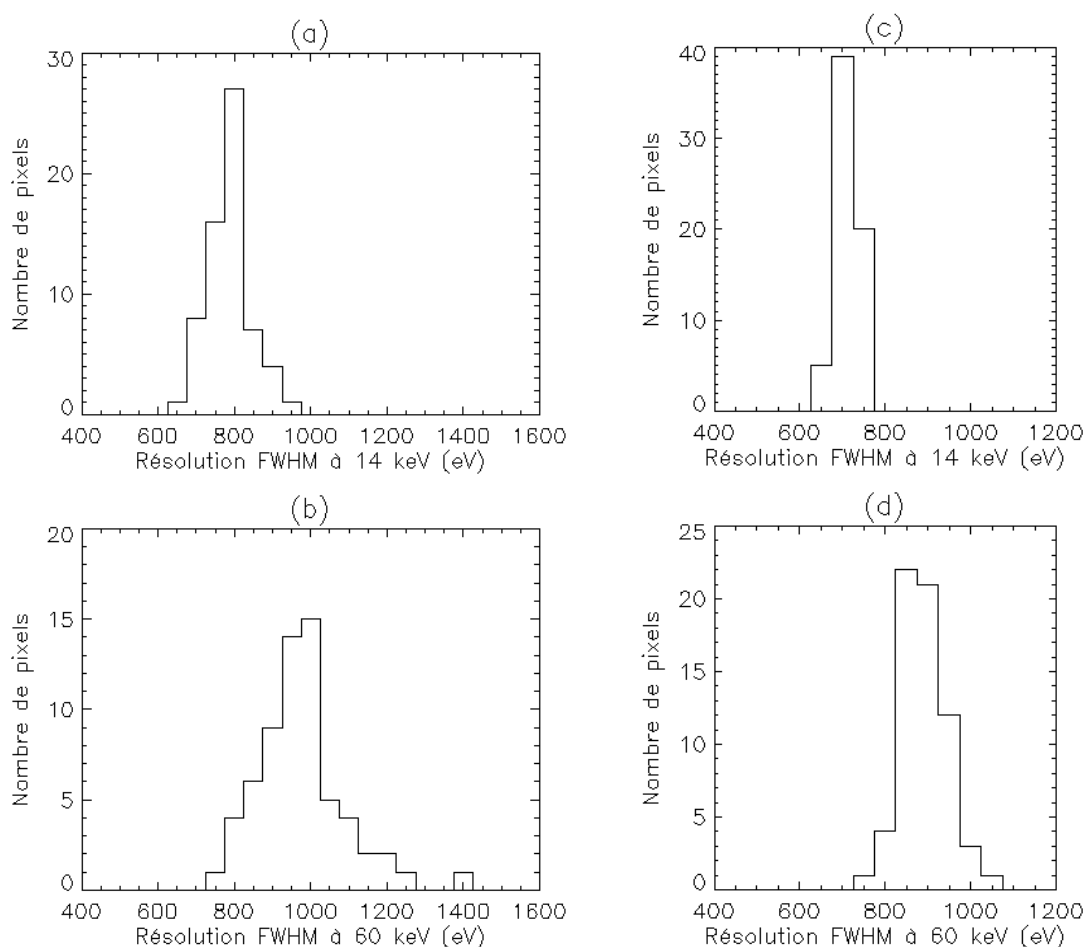


Figure 5.20 – Histogrammes des résolutions spectrales sur 64 pixels d’une matrice. Résolution à 14 keV (a) et à 60 keV (b) pour la matrice SN7 de 1 mm d’épaisseur de CdTe Schottky Ni. Résolution à 14 keV (c) et à 60 keV (d) pour la matrice SN14 de 0,5 mm d’épaisseur de CdTe Schottky Al.

Nous cherchons maintenant à savoir si une telle uniformité peut être obtenue sur un dispositif de 256 pixels au pas de 580 μm . L’uniformité du détecteur lui-même sera certainement similaire car la surface du détecteur est inchangée et le procédé de photolithographie est maîtrisé par le fournisseur Acrorad pour des pixels de plus de 500 μm . En revanche, l’uniformité du collage des 256 pixels sur un module électrique est beaucoup plus difficile à garantir.

5.3 Caractérisations de Caliste 256

5.3.1 Caractérisations électriques

Caractérisation de l’hybride

Les moyens de test pour les échantillons de flex et de modules électriques de Caliste 64 ont été mis au point au CEA parallèlement à la fabrication des pièces chez 3D Plus. Ainsi, d’un lot de flex Idef-x v1.1 à l’autre, le banc de test en salle blanche a été modifié et d’un module électrique à l’autre, nous n’avons pas utilisé la même installation ni le même protocole de test. La comparaison

des performances électriques d'un dispositif à l'autre s'en trouve compromise. Seules les performances des microcaméras complètes ont pu être comparées au Tableau 5.2. En revanche, les premiers circuits Idef-X v2 montés sur un substrat, les 80 circuits Idef-X v2 montés sur des cartes flex, le premier lot de 3 modules électriques puis le second lot de 6 modules électriques ont été testés dans des enceintes différentes mais avec le même protocole de communication Spacewire et la même carte d'électronique numérique. J'ai tiré parti de la similitude des conditions de test pour analyser les mesures électriques réalisées au second trimestre 2008 dans l'optique de caractériser le procédé d'hybridation.

Grâce au suivi de l'affectation des circuits flex, il est possible de comparer les performances électriques des Asics avant et après leur intégration dans un module Caliste 256. La Figure 5.21 montre les caractéristiques du bruit moyen sur les 8 Asics du module SN2, testés sur circuits flex puis testés une fois intégrés dans le module électrique. Les performances sont comparées à celles obtenues avec un Asic seul monté sur un circuit imprimé sans connexion des entrées analogiques, sur le même type de banc de test. Le courant de compensation est identique pour les trois mesures, imposé à 20 pA par programmation.

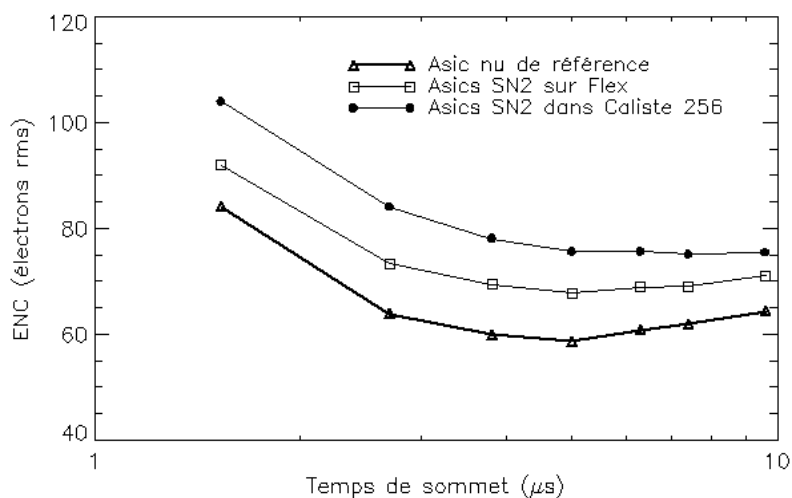


Figure 5.21 – Moyenne de la charge équivalente de bruit en fonction du temps de sommet pour 8 Asics du module électrique SN2, testés seuls sur circuits flex puis une fois empilés dans le module.

L'excès de bruit visible surtout à faible temps de sommet est dû aux capacités de couplage parasite. Or, d'après la Figure 4.12, nous connaissons la sensibilité de l'Asic Idef-X v2 à la capacité en fonction du temps de sommet. Nous en déduisons que l'empilement des circuits flex dans le module électrique ajoute une capacité moyenne de 0,8 pF par voie. Cela s'explique par le fait que la plupart des chaînes voient deux voisins dans la configuration à une dimension du flex alors qu'elles en voient huit dans la configuration à deux dimensions du module électrique. Entre l'Asic nu et l'Asic dans le module électrique, la capacité additionnelle est estimée à environ 1,5 pF par pixel. La capacité de couplage entre les plots de colle est très faible, ainsi que la capacité due au détecteur car les pixels

sont très petits. Nous pouvons donc considérer que l'hybridation d'un détecteur de Cd(Zn)Te dans le dispositif Caliste 256 permet d'obtenir une capacité totale à l'entrée des Asics de l'ordre de 1,5 pF. Pour Caliste 64, nous ne disposons pas d'un jeu de données comparable. Cependant, l'espace entre les pixels étant quasiment deux fois plus grand, le couplage est moins important et la capacité totale à l'entrée de l'Asic est vraisemblablement de l'ordre de 1 pF par pixel. Ces valeurs sont très faibles. À titre de comparaison, sur les hybrides de l'Isas avec des détecteurs à bandes double face, la capacité à l'entrée d'une voie de l'Asic est de 7 pF. Elle est majoritairement due à la connexion entre l'électrode et l'Asic par l'intermédiaire de la céramique. En revanche, les capacités en entrée sur Caliste 256 restent supérieures d'un facteur 10 aux capacités que l'on obtient par une hybridation point à point avec un Asic 2D.

Performances des modules électriques

Les meilleures performances électriques ont été obtenues sur le module SN5 et sont illustrées sur la Figure 5.22. La charge équivalente de bruit est de 61 électrons rms en moyenne sur la matrice de 256 pixels, en l'absence de courant de fuite et de détecteur connecté, avec le temps de sommet maximal. L'essentiel des voies est polarisé correctement sans courant de fuite, c'est pourquoi cette courbe de performance ultime a pu être construite. Avec Caliste 64, l'ENC moyen était au mieux de 58 électrons rms avec le banc Spacewire, avec une fraction de picoampère de courant de compensation. Les valeurs minimales de bruit sur Caliste 64 et Caliste 256 sont donc similaires. Le bruit série est plus important sur Caliste 256 en raison d'une plus forte capacité de couplage mais le bruit parallèle dû au courant d'obscurité est certainement plus faible car la surface des pixels est réduite d'un facteur 3.

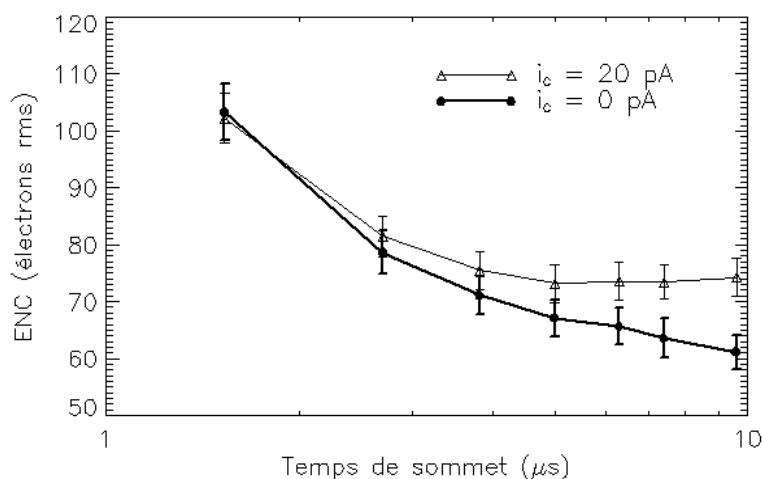


Figure 5.22 – Moyenne sur 256 pixels de la charge équivalente de bruit en fonction du temps de sommet pour un courant de fuite négligeable et pour un courant de fuite d'environ 20 pA. Les barres d'erreurs correspondent aux écarts types entre les pixels.

Homogénéité entre les 256 voies d'un module

Dans la même démarche que celle mise en place pour Caliste 64, je me suis intéressée à la distribution de bruit et de gain sur les 256 voies. La Figure 5.23 montre les histogrammes pour ce même module SN5, avec un courant de fuite de 20 pA. Les distributions sont homogènes et symétriques. L'écart type est de 2,4 % sur le gain et 4,1 % sur le bruit. L'écart maximal entre 2 voies est de 12 % sur le gain et de 24 % sur le bruit. Ces dispersions sont tout à fait comparables à celles dans Caliste 64 (cf. Figure 5.10) car les électroniques intégrées ont des performances analogues.

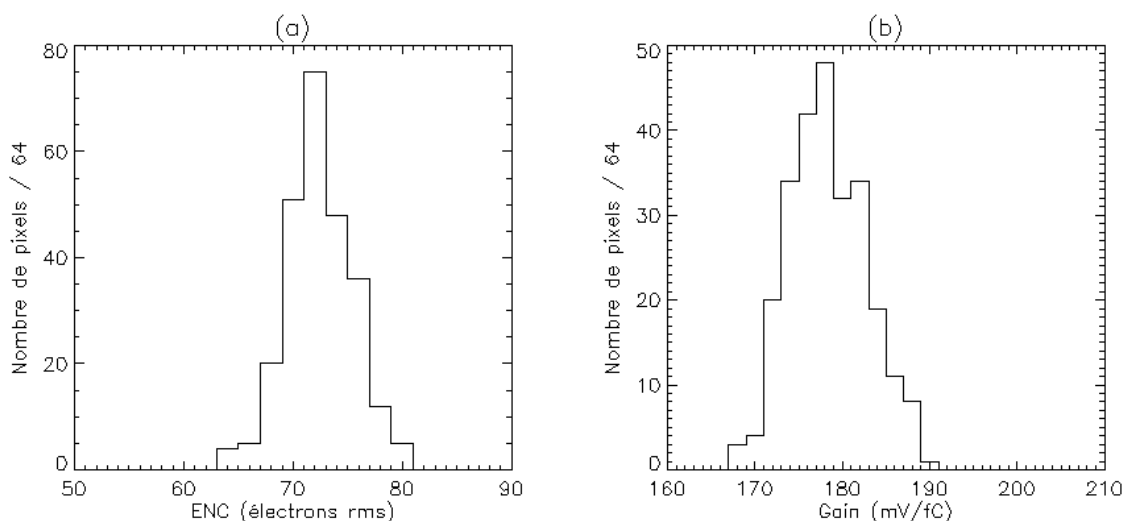


Figure 5.23 – Histogrammes de gain et de charge équivalente de bruit sur 256 pixels du module SN5, avec un temps de sommet de 7,2 μ s et un courant de fuite de 20 pA environ. (a) L'ENC est compris entre 65 et 82 électrons rms avec une moyenne à 73 électrons rms. (b) Le gain est compris entre 168 et 190 mV/fC avec une moyenne à 179 mV/fC.

En regardant la cartographie de bruit de la Figure 5.24 (a), il est difficile d'identifier une structure particulière. Cependant, en faisant la moyenne du bruit sur la Figure 5.24 (b) sur les lignes paires d'une part et sur les lignes impaires d'autre part, j'ai remarqué que le bruit est systématiquement plus élevé sur les lignes impaires, c'est-à-dire sur les voies impaires de chaque Asic. Cela s'explique par le routage des signaux électriques sur le circuit flex. Entre les rangées de grilles pattes en l'air et les entrées de l'Asic, les signaux des voies impaires suivent un parcours plus long et passent par des trous traversants à travers le flex, ce qui augmente leur capacité d'entrée d'environ 0,3 pF.

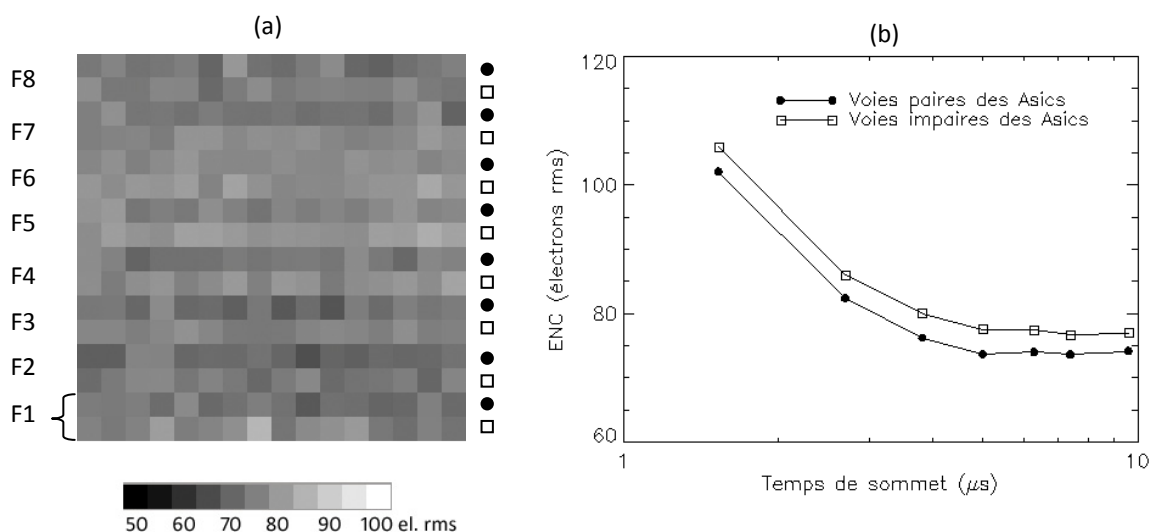


Figure 5.24 – Caractérisation de l'uniformité des performances sur la matrice SN2 pour un courant de fuite d'environ 20 pA. (a) Cartographie d'ENC à 9,6 µs. Les circuits flex de 32 pixels F1 à F8 sont représentés horizontalement. Les lignes dites paires sont indiquées par des disques noirs et les lignes impaires par des carrés vides. Ces lignes correspondent aux voies paires et impaires de chaque Asic. (b) Moyenne de la charge équivalente de bruit en fonction du temps de sommet pour les deux groupes de pixels de parité différente.

Homogénéité d'un module électrique à l'autre

Après avoir étudié l'uniformité sur les matrices, j'ai voulu comparer les performances moyennes d'un module électrique à l'autre car l'objectif est bien de réaliser un plan focal homogène avec plusieurs modules juxtaposés. Produire des modules électriques quasi identiques est très intéressant pour optimiser le rendement de fabrication. Cela permet d'hybrider n'importe quel détecteur avec n'importe quel module électrique. La Figure 5.25 rapporte les caractéristiques moyennes de gain et de bruit électronique en fonction du temps de sommet pour les 9 modules électriques testés. Le gain moyen des différents modules est très comparable.

Les courbes d'ENC sont parallèles, dispersées de 11 électrons entre les modules SN3 et SN6. Ceci révèle la présence d'une source de bruit indépendante du temps de filtrage qui s'ajoute à la sortie du module avant le codage de l'amplitude. En réalité, les valeurs absolues du bruit dépendent beaucoup du banc de test. Le module SN2 a été d'abord testé avec les modules SN1 et SN3 et présentait comme eux un bruit assez élevé puis la connexion de la carte d'électronique numérique sur l'enceinte a été améliorée et le bruit a été réduit de 6 électrons. Les modules SN5 et SN6 qui présentent les meilleures performances ont été testés dans l'enceinte thermique après un changement de la carte d'électronique numérique. Pour obtenir des mesures avec une précision de l'ordre de l'électron (ramené en entrée), le banc de test doit être amélioré en blindant la carte d'électronique numérique et en fiabilisant le système de fixation de cette carte à l'enceinte. Dans l'état actuel des choses, je propose de considérer que les performances de bruit sont similaires d'un module à l'autre.

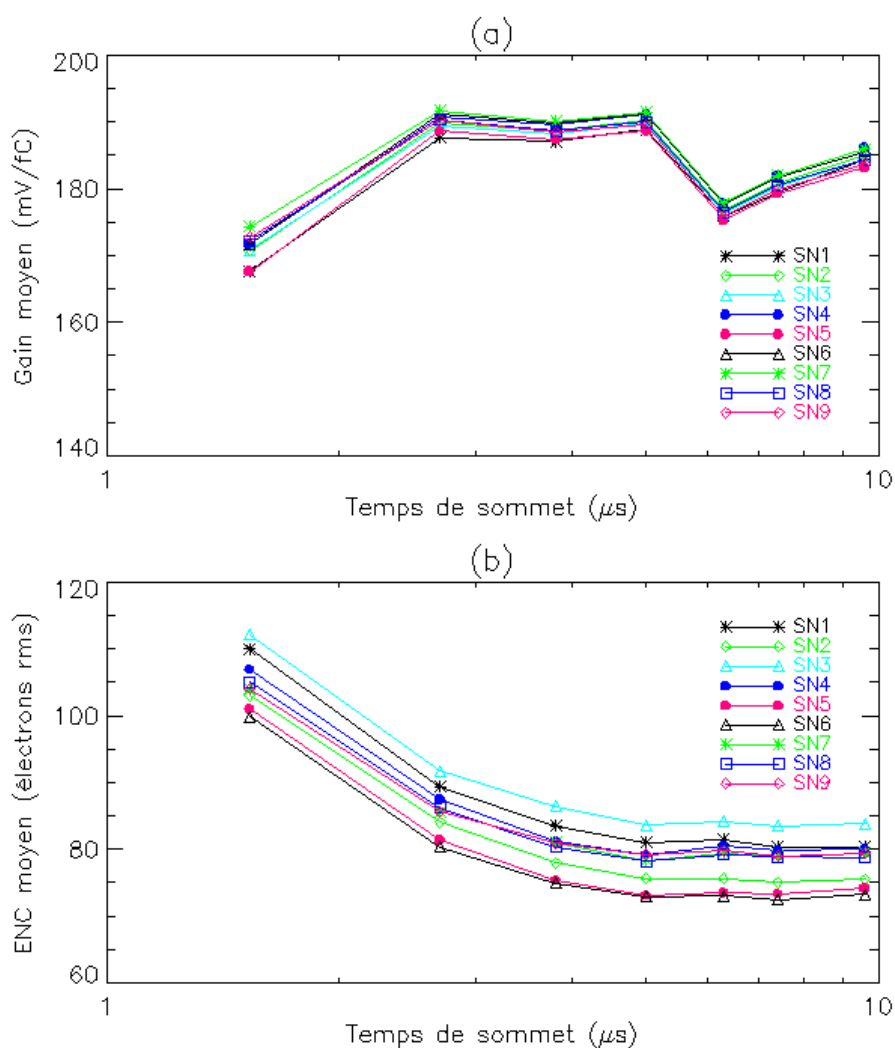


Figure 5.25 – Comparaisons des performances entre les 9 modules électriques en fonction du temps de sommet. Les valeurs indiquées sont les moyennes sur toutes les voies fonctionnelles des modules. (a) Gain moyen. (b) ENC moyen pour un courant de fuite de 20 pA.

Le niveau de 20 pA correspond au courant d'obscurité moyen mesuré sur des détecteurs CdTe Schottky Al de 1 mm d'épaisseur polarisés à 400 V et refroidis à 0°C, avec des pixels au pas de 1 mm. Le bruit électronique minimal de 73 électrons rms est obtenu sur deux échantillons avec un temps de sommet de 5 μs. Il vaut environ 80 électrons si l'on fait la moyenne des données de la Figure 5.25 (b). Cela correspond à une résolution spectrale totale de 950 eV à 60 keV dans le CdTe, en l'absence de perte de charges.

5.3.2 Caractérisations spectroscopiques

Uniformité de l'image

Deux microcaméras complètes ont été réalisées fin 2008, avec des détecteurs de CdTe Schottky Al de 1 mm d'épaisseur et les échantillons SN1 et SN3. Sur SN1, deux Asics, soit 64 pixels, sont non fonctionnels ; le procédé de collage ne peut donc pas être complètement validé sur cet

échantillon. En revanche, sur l'échantillon SN3, l'électronique est entièrement fonctionnelle et la grande homogénéité de la matrice peut être illustrée par l'histogramme du taux de comptage sur une image obtenue avec une source d'américium et un refroidissement du détecteur vers 5°C. Les photons de 59,54 keV de la source d'américium étant émis suivant une loi de Poisson, la dispersion sur le nombre de coups vaut idéalement \sqrt{N} si N est le taux de comptage moyen. Sur la Figure 5.26 (a), la dispersion sur le taux de comptage entre les 256 voies vaut $2\sqrt{N}$ dans la bande d'énergie centrée sur 59,54 keV. Cela s'explique par un éclairage inhomogène de la matrice de détecteur. En effet, si je sélectionne les pixels appartenant à la demi-matrice inférieure, la dispersion est plus resserrée et vaut $1,3\sqrt{N}$.

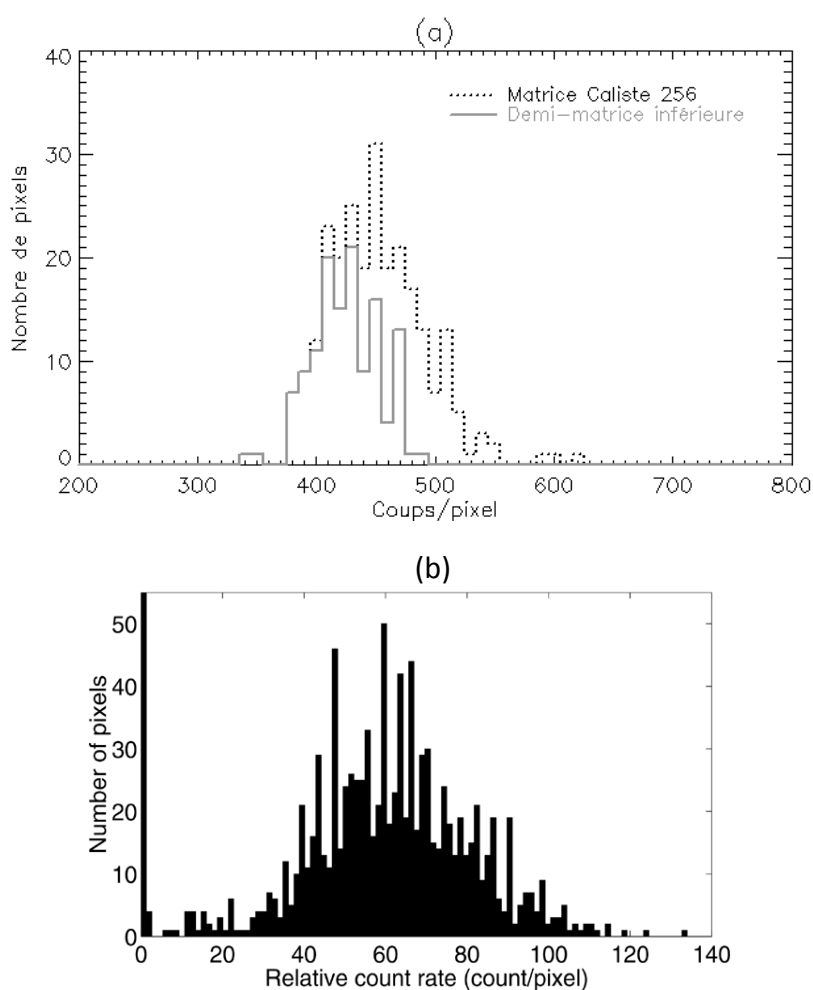


Figure 5.26 – Histogrammes de taux de comptage, dans la bande d'énergie centrée sur la raie d'américium à 60 keV. (a) Matrice de 16×16 pixels de $580 \mu\text{m}$ de côté de l'échantillon SN3 de Caliste 256, sous 300 V à +5°C. (b) Hybride de 24×44 pixels de $498 \mu\text{m}$ de côté réalisé pour Heft, sous 80 V à température ambiante [Chen 2004].

À titre de comparaison, j'ai représenté sur la Figure 5.26 (b) l'histogramme équivalent obtenu sur une matrice de CZT de 1056 pixels embarqués dans le ballon Heft de Caltech. Le taux de comptage n'est pas aussi uniforme, l'écart type vaut 31 % de la valeur moyenne N, soit $2,5\sqrt{N}$. Nous

notons de plus la présence de 50 pixels morts, soit 5 % des pixels, alors que notre matrice n'en contient qu'un sur 256 (0,4 %). Cela conforte l'idée qu'il est plus facile de garantir l'uniformité d'une surface de 1 cm² de CdTe qu'une surface de 3 cm² de CZT. Pour le projet Caliste 256, cette qualité de matrice résulte d'un effort particulier sur la mise au point du procédé de collage des matrices de 256 pixels et sur la sélection des Asics que j'ai effectuée après leur montage sur des cartes flex.

En analysant de plus près l'image et les spectres correspondant à l'histogramme présenté, j'ai remarqué que le pixel mort était encadré par 4 pixels plus bruyants (voir Figure 5.27 a). De plus, les spectres de ces 4 pixels présentent sur la Figure 5.27 (b) une raie parasite dans le spectre d'américium vers le canal 600. Cette raie disparaît si seuls les événements simples sont sélectionnés. L'interprétation de ces défauts est la suivante : le pixel mort correspond à une non-connexion entre l'électrode de ce pixel et sa chaîne analogique. Les lignes de champ sont modifiées localement et les charges correspondant à une interaction dans le pixel central se partagent, migrent vers les pixels voisins les plus proches et constituent des événements multiples. Un défaut de connexion sur un pixel peut donc dégrader les images sur une surface plus grande que celle propre au pixel. Le collage est donc bien une étape clé de la réussite de l'hybride.

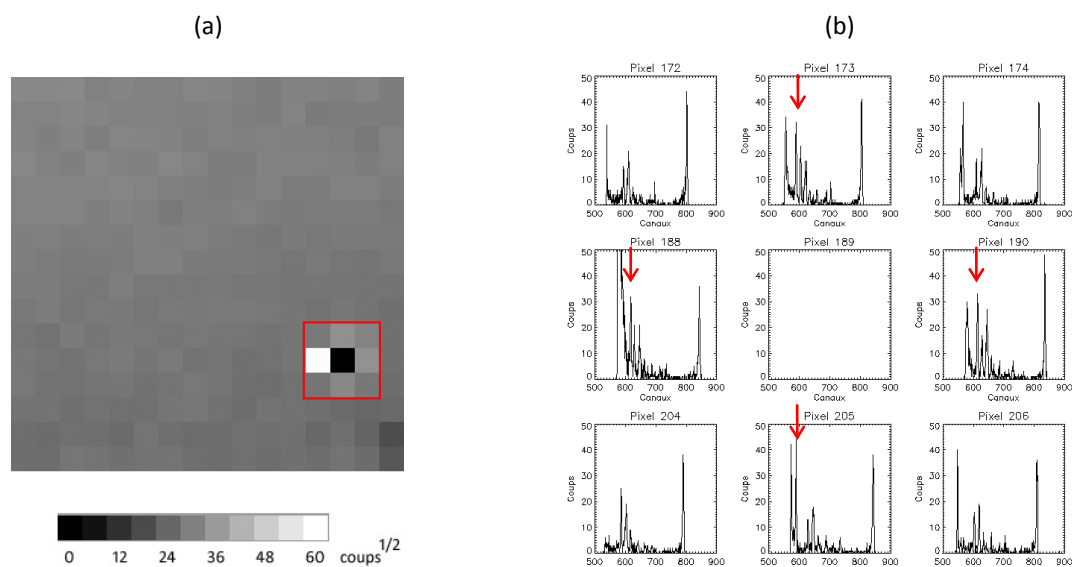


Figure 5.27 – Spectro-imagerie d'une source d'américium avec la microcaméra Caliste 256 SN3 à environ +5°C. (a) Image sur 256 pixels prenant en compte tous les coups détectés par les pixels pendant 2 minutes. Nous détectons un pixel mort (noir) et un pixel bruyant adjacent (blanc). (b) Spectres bruts des pixels figurant dans le carré rouge de la matrice. Les pixels adjacents au pixel mort présentent des raies qui ne sont pas celles du spectre d'américium.

Résolution spectrale à température ambiante

La grande difficulté pour les mesures spectroscopiques sur Caliste 256 avec notre banc de mesure est la faible capacité de refroidissement du détecteur, car en plus des facteurs présentés pour Caliste 64 au paragraphe 5.1.5 (convection de l'azote, résistance thermique du support de test),

le gradient de température à l'intérieur du module électrique est beaucoup plus élevé dans Caliste 256. Les détecteurs CdTe Schottky Al ont été retenus pour équiper les premières caméras Caliste 256 car leur courant d'obscurité est particulièrement faible à température ambiante comparé aux autres familles de détecteurs (cf. Tableau 3.4). Cependant l'effet de polarisation est d'autant plus rapide que la température est élevée. Les raies de basse énergie des spectres disparaissent en quelques minutes à 30°C. La température du cristal a été estimée en collant une sonde sur une des faces latérales d'un module dépourvue de tracé laser. Avec un plateau froid stabilisé à -36°C, la température est de 9,5°C au niveau du module électrique. La température exacte dépend légèrement de la configuration des Asics et notamment du réglage des seuils bas car les circuits de lecture consomment d'autant plus que les seuils de détection sont programmés à des valeurs élevées. Sans refroidissement, la température du module est autour de 40°C. La température du détecteur est estimée plus élevée d'environ 5°C.

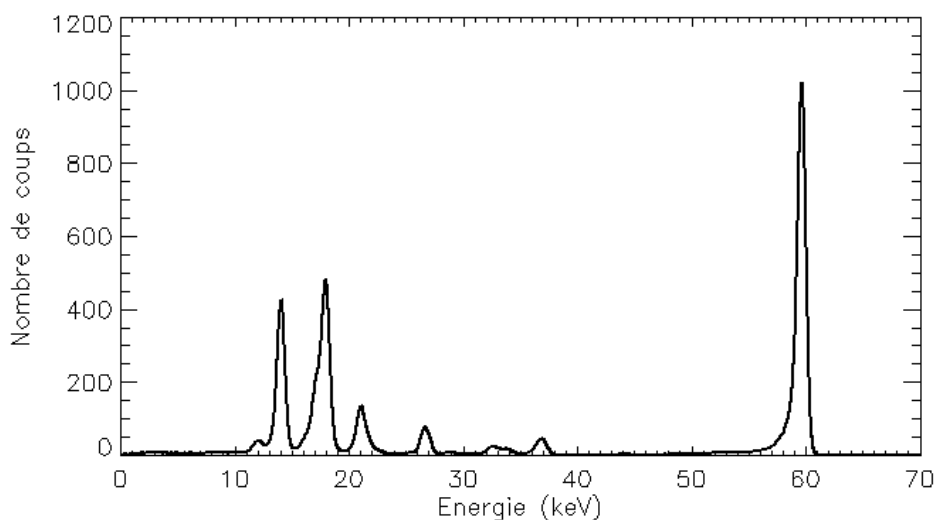


Figure 5.28 – Spectre somme sur 254 pixels de la matrice Caliste 256 SN3, à 300 V avec un temps de sommet de 5 μ s. Cet histogramme intègre plusieurs mesures de très courtes durées réalisées avec un démarrage à froid de l'électronique intégrée. Seuls les événements simples sont pris en compte.

Pour obtenir les meilleures performances spectrales avec ce dispositif, des démarrages à froid ont été effectués. L'enceinte est refroidie de manière à ce que la sonde de température sur le doigt froid indique 0°C, ce qui correspond à une température du module électrique d'environ 25°C en régime stationnaire. La caméra est éteinte pour abaisser sa température. L'alimentation de l'électronique intégrée et la haute tension du détecteur sont ensuite allumées. Des données spectroscopiques sont acquises pendant la deuxième minute afin de s'affranchir des phénomènes transitoires de polarisation des Asics. Les alimentations de Caliste 256 sont ensuite coupées pour dépolariser le détecteur d'une part et pour le refroidir d'autre part. Cette procédure est itérée 5 fois consécutives, de façon manuelle, afin d'acquérir 5 minutes de données. Pour un temps de sommet de 5 μ s et une tension de 300 V, nous obtenons le très beau spectre somme sur 254 pixels de la

Figure 5.28. La résolution spectrale est de 805 eV à 14 keV et 890 eV à 60 keV, avec un rapport pic sur vallée à 60 keV de 35, soit aussi bien que les meilleurs spectres sommes obtenus à -10°C avec les échantillons de Caliste 64.

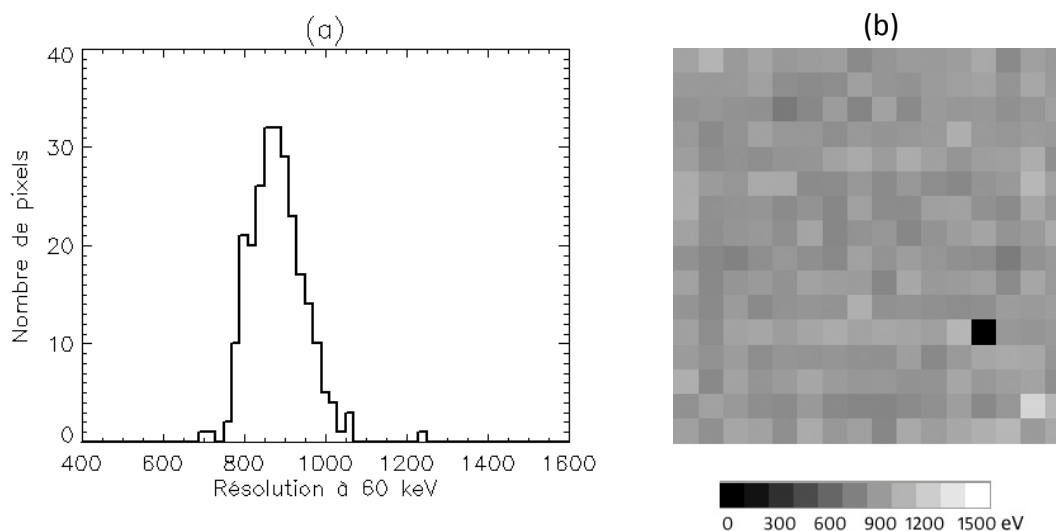


Figure 5.29 – Distribution de la résolution spectrale à 60 keV sur la matrice de 256 pixels, pour la même acquisition que celle de la Figure 5.28 (300 V, 5 μs , démarrage à froid). (a) Histogramme (b) Cartographie.

Il est intéressant de constater que l'uniformité de l'échantillon SN3 se retrouve à la fois dans la photométrie et dans la spectrométrie. L'écart type de la distribution visible sur la Figure 5.29 des résolutions spectrales à 60 keV est de 67 eV, soit 7 % seulement de la valeur moyenne.

Il est très difficile d'estimer la température moyenne du détecteur avec cette procédure de démarrage à froid. Néanmoins, il est vraisemblable qu'elle soit proche de 20°C et que le courant des pixels de $580\ \mu\text{m}$ de CdTe Schottky Al soit extrêmement faible. Pour vérifier cette hypothèse, la suite du projet consiste à développer un banc de test associé à une pompe pour faire le vide dans l'enceinte thermique. L'échantillon actuellement à disposition pourrait être maintenu à des températures proches de 0°C , ce qui garantirait un fonctionnement stable du détecteur Schottky pendant au moins une heure. D'autres modules électriques vont prochainement être équipés d'une matrice de détecteur à 256 pixels, notamment ceux pourvus d'une couche de métallisation supplémentaire en cuivre de $25\ \mu\text{m}$ qui assure une meilleure conductivité thermique.

Seuil bas

En utilisant la formule (5.2) et en mesurant la résolution spectrale à 14 keV avec Caliste 256, le seuil bas effectif moyen est estimé à 1,6 keV pour le spectre de la Figure 5.28. L'électronique Idef-X v2 permet de régler les seuils bas de détection par pixel. La mesure a été réalisée en réglant un seuil bas à 2 keV pour la majorité des pixels et à 5 keV pour les quelques pixels plus bruyants. Le réglage individuel des seuils bas est une fonctionnalité intéressante pour se rapprocher au plus près du seuil effectif des pixels et avoir une efficacité maximale de détection. C'est une option indispensable pour

une application spatiale, afin de couper un pixel qui devient bruyant et qui sature les données de télémétrie.

5.3.3 Vers une mosaïque de Caliste 256

Caliste 256 est un objet de maturité technologique et scientifique avancée. La conception du module électrique a été optimisée pour limiter les capacités de connexion et garantir un niveau de bruit électronique inférieur à 80 électrons rms avec des matrices de détecteurs de faible courant d'obscurité. Les résolutions spectrale ($< 0,9$ keV à 60 keV) et spatiale (< 600 μm) de cet hybride en CdTe sont parmi les meilleures au monde (cf. paragraphe 4.1.4). En outre, aucun groupe n'a une si grande uniformité (écart type de $1,3\sqrt{N}$ sur le taux de comptage et 7 % sur la résolution à 60 keV) sur autant de pixels. Cette uniformité observée sur un échantillon est très encourageante pour envisager la fabrication d'un plan focal pour l'astronomie X dur avec un bon rendement. Caliste 256 ne peut néanmoins pas être intégrée dans une mission telle que Simbol-X pour plusieurs raisons :

- L'électrode segmentée des détecteurs avec un anneau de garde de ~~200~~ rend 8 % de la surface du cristal insensible, ce qui n'est pas compatible est une zone morte de 10 % sur le plan de détection total. Nous envisageons une nouvelle géométrie d'électrodes segmentées pour diminuer la zone morte sur le cristal (cf. paragraphe 4.4.4).
- La matrice de 49 broches occupant toute la surface de la face arrière de la microcaméra rend difficile le routage des signaux électriques et la fixation mécanique sur l'interface accueillant les 8 microcaméras d'un secteur. Si nous voulons minimiser la zone morte entre les modules, il faut mutualiser davantage de signaux pour réduire le nombre de broches. Un nouveau protocole de communication a été défini par le groupe.
- Le gradient thermique dans le module électrique est un grand frein au refroidissement du détecteur et à l'obtention des performances spectroscopiques optimales. Dans le vide et avec une métallisation de cuivre, ce gradient sera abaissé à $7^\circ\text{C}/\text{cm}$ au mieux. Comme évoqué au paragraphe 4.4.2, cette valeur est trop élevée pour assurer une bonne régulation thermique avec une puissance acceptable pour un instrument spatial. La prochaine étape en cours de développement est la conception d'un Asic qui consomme 20 mW au lieu de 102 mW pour limiter le gradient entre la base du module et le détecteur à 3°C sur tout le plan focal.

Le premier objectif des caractérisations de Caliste 64 et Caliste 256 était de mettre en œuvre ces objets et d'évaluer leurs performances. À la vue de l'excellente résolution spectrale obtenue avec ces dispositifs, j'ai souhaité aller plus loin dans l'étude des capacités de spectro-imagerie qu'offre la géométrie à pixels des détecteurs lorsqu'elle est associée à un système électronique qui sait identifier la date d'arrivée, la position et l'énergie de chaque photon.

5.4 Étude des événements partagés dans les matrices de Cd(Zn)Te

Pour un détecteur CdTe à bandes, lorsque deux photons interagissent dans la même bande, c'est la somme des deux charges qui est mesurée par l'électronique de lecture. La géométrie à pixels permet au contraire de récupérer l'information spectrale et spatiale sans ambiguïté lorsque plusieurs événements arrivent simultanément sur le même module élémentaire de détection. Il peut s'agir d'événements fortuits indépendants ou d'événements partagés sur plusieurs électrodes mais correspondant à l'arrivée d'un photon unique. Nous allons tout d'abord voir que les événements partagés ne sont pas rares dans la géométrie de Caliste 64. Je montrerai ensuite comment leur traitement permet d'enrichir l'information spectrale et spatiale des événements reçus. Nous verrons enfin comment les propriétés intrinsèques aux matériaux de détection en CZT ou CdTe orientent le choix d'un détecteur pour l'astronomie X dur et le mode de lecture des matrices à pixels. Cette étude a fait l'objet d'un poster à la conférence *New developments in photodetection* (Aix-les-Bains 2008) puis d'une publication dans le journal *Nuclear Instruments and Methods* [Meuris 2009-2].

5.4.1 Statistique des événements partagés

Influence de la tension

Des données sur des échantillons de Caliste 64 ont été acquises avec une source d'américium à différentes tensions et valeurs de seuil bas. J'ai utilisé les capacités d'imagerie résolue en temps de Caliste 64 pour extraire de ces données les trames scientifiques correspondant à des déclenchements simultanés de plusieurs pixels voisins. Ces événements sont dits partagés car ils sont issus de l'interaction d'un seul photon (la probabilité d'avoir des photons arrivant fortuitement sur deux pixels voisins étant inférieur à 10^{-4*}). La Figure 5.30 illustre le taux de ces événements pour des séries de mesure réalisées avec deux niveaux de seuil bas et trois niveaux de tension. Plus le seuil de détection est réglé bas, plus nous avons accès aux faibles fractions de charge déposée dans un pixel voisin du pixel principal en cas de partage de charges et plus la proportion d'événements partagés augmente. Nous remarquons également que les taux d'événements partagés diminuent lorsqu'on augmente la tension. La valeur de 7,8 % à 500 V pour un seuil bas de 1,5 keV est sous-estimée en raison de la présence de pixels bruyants qui augmente la quantité de faux événements simples. À 400 V et avec un seuil de 2 keV, 9 % des déclenchements impliquent 2 pixels voisins, 0,2 % impliquent trois pixels voisins et 0,1 % impliquent un carré de 4 pixels sur la matrice de 64 pixels.

* La probabilité d'avoir 2 pixels voisins de Caliste 64 touchés dus à l'interaction de plusieurs photons est la probabilité d'avoir au moins deux événements dans le temps de latence τ de 10 μ s. Sachant que le flux de la source d'américium est d'environ 400 coups. s^{-1} .cm $^{-2}$ et d'après l'équation (2.2), cette probabilité vaut $400 \times \frac{2}{100} \times 10^{-5} = 8.10^{-5}$.

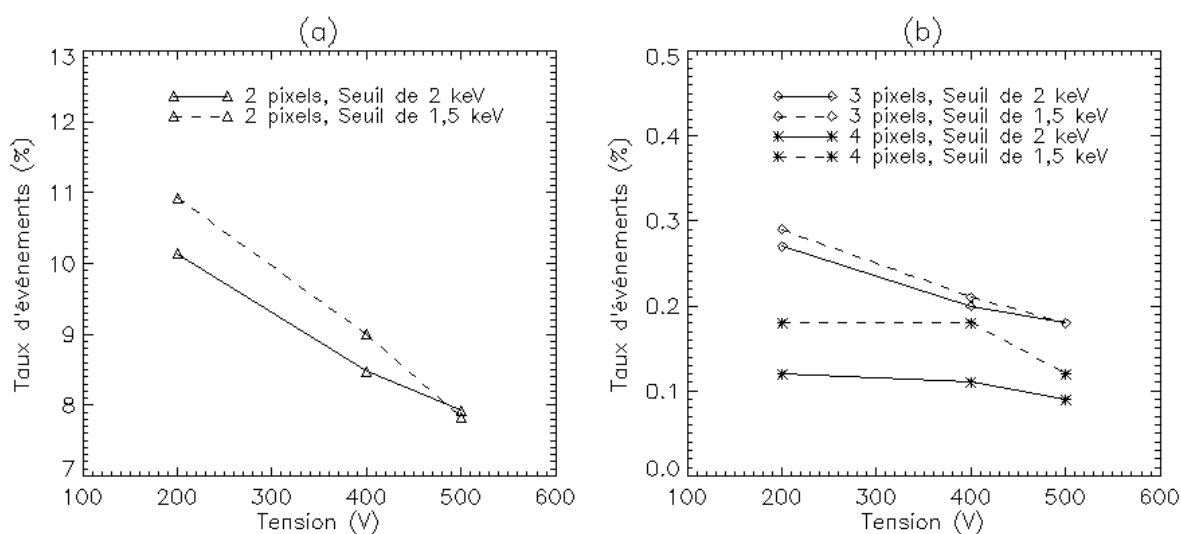


Figure 5.30 – Statistique des événements partagés sur une caméra Caliste 64 équipée d’un détecteur CdTe Schottky de 1 mm d’épaisseur refroidi à environ -10°C . Le taux d’événements multiples correspond au rapport entre le nombre de déclenchements de la caméra impliquant plusieurs pixels voisins et le nombre total de déclenchements de la caméra, de l’ordre de 1 million pour chaque mesure. (a) Événements doubles. (b) Événements triples et quadruples.

L’influence de la tension est un effet du phénomène de diffusion. La charge créée par absorption photoélectrique d’un photon de 60 keV peut être considérée comme initialement ponctuelle mais elle forme un nuage qui diffuse au cours du temps. La distribution du nuage d’électrons ou de trous dans l’espace peut être approximée par une gaussienne d’écart type σ_t qui vaut à l’instant t :

$$\sigma_t = \sqrt{2Dt} \tag{5.3}$$

où D est la constante de diffusion du porteur de charge, donnée par la relation d’Einstein en fonction de la mobilité μ du porteur de charge :

$$D = \mu \frac{kT}{q} \tag{5.4}$$

Supposons que l’interaction ait lieu à la surface du détecteur. La face segmentée de nos détecteurs se situant à l’anode, nous sommes intéressés par la taille du nuage d’électrons à l’issue du temps de transit. D’après les équations (3.13), (5.3) et (5.4), la largeur du nuage est telle que :

$$\sigma = L \sqrt{\frac{2kT}{qV}} \tag{5.5}$$

Nous pouvons remarquer que l’expression (5.5) dépend de la température T , de la tension de polarisation V et de l’épaisseur du détecteur L mais pas des propriétés de transport des électrons.

Plus la tension est faible, plus le nuage est large à l'anode et plus la probabilité qu'il induise une charge image sur plusieurs pixels voisins est importante.

Énergies dans les pixels en cas d'événements doubles

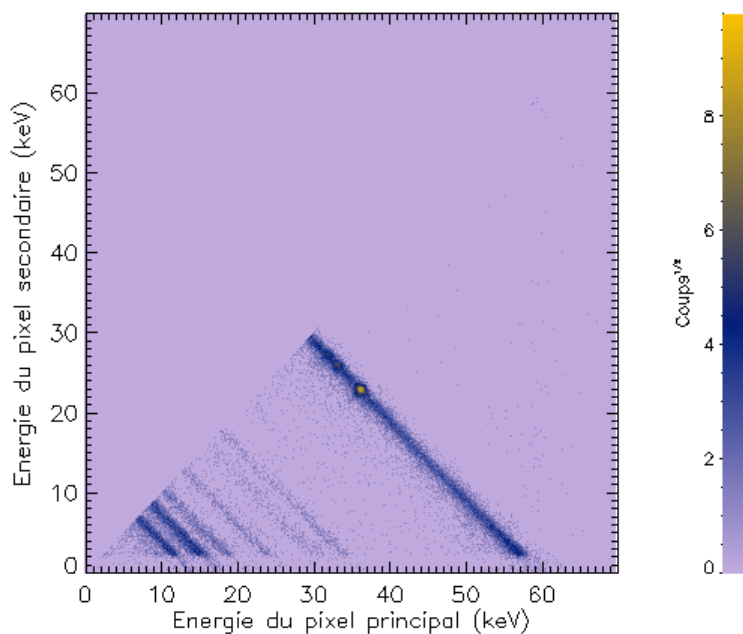


Figure 5.31 – Corrélation entre les énergies détectées par les deux pixels de chaque événement double enregistré avec un détecteur CdTe Schottky de 64 pixels de 1 mm d'épaisseur polarisé à 400 V refroidi à -10°C avec un seuil bas de détection de 2 keV. Le point de forte intensité de coordonnées (36, 23) correspond aux événements de fluorescence X du cadmium.

Tous les déclenchements de la caméra impliquant deux pixels voisins ont été isolés. La table d'étalonnage en énergie construite à partir des événements simples a été utilisée pour estimer l'énergie dans ces pixels. Pour chaque couple de pixels touchés, je désigne le pixel principal comme étant celui ayant collecté la plus grande charge. La Figure 5.31 montre la corrélation entre l'énergie du pixel principal E_x et l'énergie du pixel secondaire E_y sur l'ensemble des événements doubles avec un détecteur CdTe Schottky Al. Nous observons des segments de droite d'équation :

$$(D_i) \quad E_x + E_y = E_i \quad E_y < E_x$$

La somme E_i des énergies des pixels correspond à l'énergie du photon incident. C'est pourquoi nous retrouvons autant de droites que de raies d'américium. Les points situés près de la bissectrice correspondent à des partages de charge quasi symétriques entre les deux pixels, tandis que les points situés près de l'axe des abscisses correspondent à des partages de charge où une faible fraction de la charge est détectée par le pixel secondaire. La forme rectiligne des corrélations souligne qu'il y a très peu de perte de charges entre les pixels même si le photon interagit au milieu des deux pixels. Les lignes de champ électrique au niveau de l'électrode segmentée font migrer vers

les électrodes toutes les charges produites dans l'espace inter-pixel. Cela signifie pour l'imagerie que le détecteur CdTe à pixels est sensible dans les zones à pixels mais également dans les espaces inter-pixels. Pour la spectroscopie, cela signifie qu'on peut reconstituer l'énergie incidente en sommant l'énergie détectée par le couple de pixels.

Sur la dernière droite D_{60} correspondant aux événements partagés relatifs à l'interaction d'un photon d'américium de 59,54 keV, nous pouvons remarquer des points de plus forte intensité, c'est-à-dire des énergies plus probables pour les événements doubles, notamment le point de coordonnées (36 keV, 23 keV). Il s'agit des raies de fluorescence et d'échappement du cadmium, et dans une moindre mesure du tellure au point de coordonnées (32 keV, 27 keV), qui sont toujours détectées en coïncidence. Pour mieux identifier l'intensité relative des raies de fluorescence, j'ai tracé l'histogramme des énergies du pixel principal en sélectionnant tous les événements doubles dont la somme des énergies des pixels était supérieure à 50 keV. Nous retrouvons deux maxima correspondant aux raies d'échappement du tellure et du cadmium à 32 keV et 36 keV. La ligne en pointillés est une estimation du fond dû aux événements de partage de charges sur lequel sont perchées les raies de fluorescence. Ainsi, nous attribuons 14 800 déclenchements sur 1,23 million à des événements de fluorescence, ce qui correspond à un taux de 1,2 %.

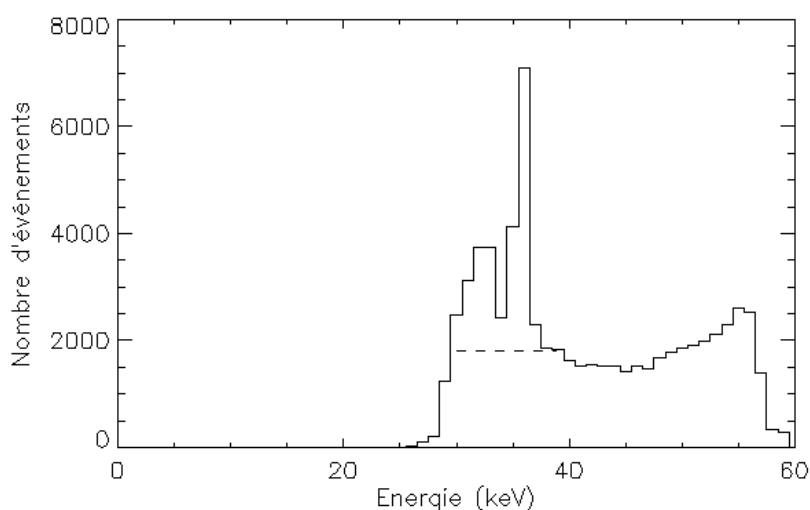


Figure 5.32 – Histogramme des énergies du pixel principal pour tous les événements doubles de la Figure 5.31 dont la somme des énergies des deux pixels est supérieure à 50 keV.

Modèle de partage de charges

Le partage de charges entre deux pixels de l'électrode segmentée est un effet géométrique. Iniewski propose un modèle pour prédire la probabilité de partage de charges :

$$P = 1 - \left(\frac{a + 2c - d}{a + g} \right)^2 \quad (5.6)$$

où a est la taille du pixel et g est l'espace inter-pixel (900 μm et 100 μm respectivement dans Caliste 64) et d est le diamètre du nuage d'électrons, égal à $2,35 \sigma$. Le paramètre c , appelé largeur de collection, traduit le fait que la surface d'influence du pixel est supérieure à la taille physique de l'électrode [Iniewski 2007] ; il est défini de façon empirique comme :

$$c = \min\left(\frac{g}{2}, \frac{a}{20}\right) \quad (5.7)$$

Pour Caliste 64, l'expression (5.6) est donc équivalente à :

$$P = 1 - \left(\frac{1,1a - 2,35\sigma}{a + g}\right)^2 \quad (5.8)$$

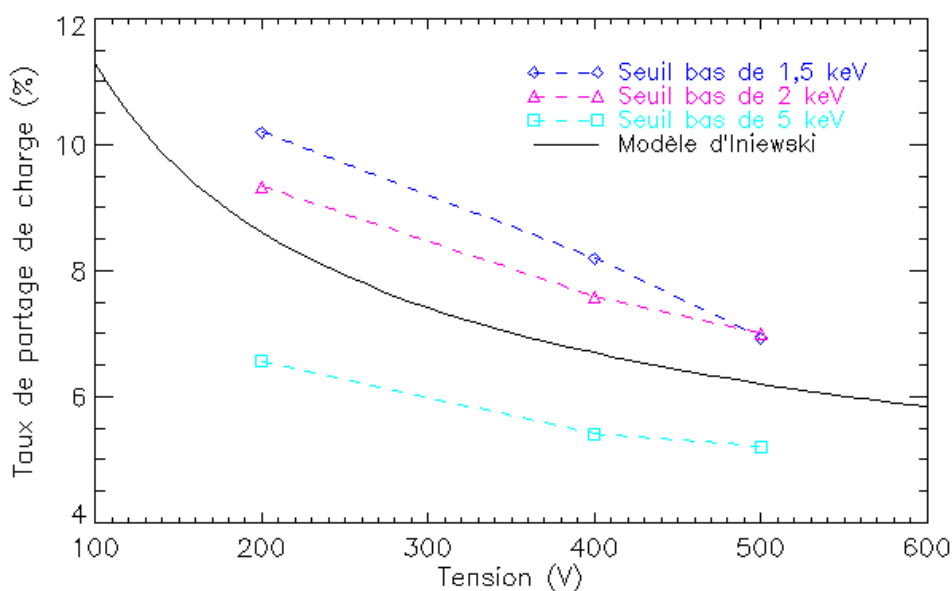


Figure 5.33 – Taux de partage en fonction du seuil bas, pour différentes tensions. Les valeurs expérimentales sont comparées aux valeurs théoriques qui ne dépendent pas du seuil.

À travers le paramètre σ défini par l'équation (5.5), l'expression (5.8) prend en compte l'influence de la tension que nous avons mise en évidence sur la Figure 5.30. Cependant, elle ne dépend pas de la valeur seuil bas qui a pourtant un effet du premier ordre sur le taux de partage de charges. Sur la Figure 5.33 les valeurs théoriques calculées à partir des équations (5.5) et (5.8) à -10°C ont été comparées à nos valeurs expérimentales prenant en compte tous les événements partagés (tous les motifs et toutes les énergies incidentes) auxquels j'ai enlevé systématiquement 1,2 % de fluorescence. Les valeurs du modèle d'Iniewski sont relativement cohérentes avec les valeurs que nous aurions obtenues avec un seuil bas autour de 3 keV. L'influence du seuil bas sur le taux de partage n'est pas évidente à modéliser avec Caliste 64 car le seuil bas de détection est réglé

de façon commune sur toutes les voies mais le seuil réel peut varier jusqu'à 1 keV d'une voie à l'autre, du fait de la dispersion technologique sur les chaînes analogiques.

Partage de charges dans Caliste 256

Dans la géométrie de Caliste 256, les paramètres a , g et c valent respectivement 500 μm , 80 μm et 25 μm (voir équation 5.7). La formule (5.6) prédit des taux de partage de charges à 20°C de 21,6 %, 19,6 % et 18,3 % à 200 V, 300 V et 400 V respectivement. À partir des mesures effectuées avec un seuil bas de 2 keV, le nombre de déclenchements de la caméra qui correspondent à des motifs de 2, 3 ou 4 pixels voisins représente 21,4 %, 17,6 % et 14 % du total des déclenchements à 200 V, 300 V et 400 V respectivement. Le taux de fluorescence est d'environ 0,6 %. Nous voyons que l'influence de la tension est plus importante que celle prédite par le modèle, lequel surestime le taux de partage pour les tensions élevées.

Si nous appliquons cette formule à la géométrie envisagée pour Simbol-X ($a = 525 \mu\text{m}$ et $g = 100 \mu\text{m}$) et à la température de fonctionnement de -30°C , nous obtenons un taux de partage de charges 22 % pour un détecteur de 1 mm d'épaisseur sous 400 V et 25 % pour un détecteur de 2 mm sous 800 V. Même si le modèle surestime le taux de partage de charges, il n'en reste pas moins qu'environ un cinquième des événements arrivant sur la caméra n'est pas détecté par un unique pixel. Cette caractéristique est intéressante pour l'imagerie car elle peut conduire à estimer la position d'arrivée des photons avec une précision meilleure que la taille d'un pixel pour les photons interagissant entre deux pixels. Pour la spectroscopie, cela implique une perte d'information sur l'énergie incidente si nous ne reconstruisons pas par traitement au sol les événements partagés.

5.4.2 Reconstitution des événements doubles

Nous avons étudié la faisabilité et les performances de reconstruction des événements doubles acquis sur Caliste 64. La première étape consiste simplement à additionner les deux énergies de tous les couples de pixels. Nous obtenons alors un spectre brut mal étalonné. En effet, le centroïde de la raie principale se situe à une énergie E_{60}^{double} légèrement inférieure à 59,54 keV (E_{60}^{simple}). L'écart entre ces deux énergies traduit la perte de charges moyenne entre les pixels. Un réétalonnage est effectué pour obtenir le spectre d'américium final. La Figure 5.34 montre le résultat de ce traitement, à partir de la mesure du détecteur CdTe Schottky Al de 2 mm utilisée pour la Figure 5.19 (a). La résolution spectrale avec les événements doubles à 60 keV est de 1,35 keV tandis que la résolution spectrale avec les événements simples à 60 keV est de 0,91 keV. La résolution des événements doubles est nécessairement moins bonne que celle des événements simples car en additionnant les valeurs des énergies détectées par les pixels, nous additionnons également leur bruit de mesure de façon quadratique. La résolution limite est donc $\sqrt{2}$ (1,41) fois celle de la résolution des événements simples. En raison de la perte de charges entre les pixels, cette résolution

est dégradée. Dans le cas présent, cette perte est très faible puisque le rapport des résolutions est de 1,48.

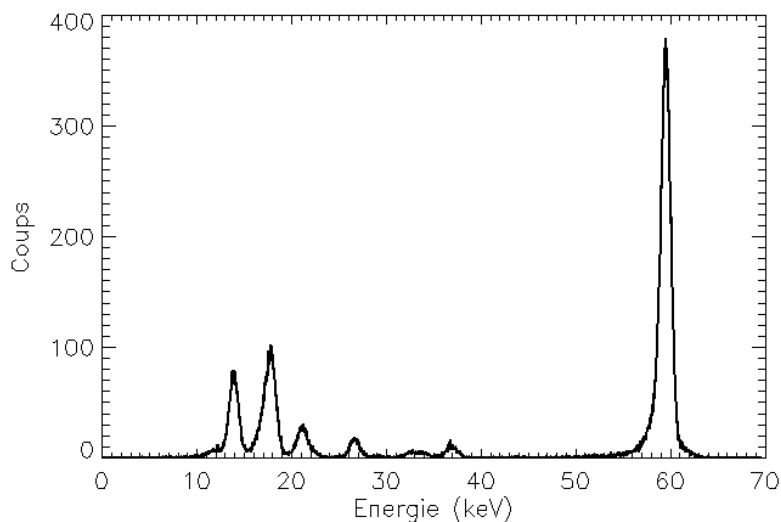


Figure 5.34 – Spectre d'américium construit à partir des événements doubles enregistrés avec un détecteur de 2 mm de CdTe Schottky Al d'épaisseur polarisé à 800 V et refroidi à 5°C. La série de mesure utilisée est la même que celle qui a permis de construire les spectres sommes de la Figure 5.19 (a). La résolution spectrale à 60 keV est de 1,35 keV.

En conclusion, lors d'une observation avec une microcaméra Caliste 64, il est possible de connaître avec précision l'énergie déposée non seulement dans le cas d'événements simples mais également dans le cas d'événements doubles. Il suffit pour cela d'avoir deux tables d'étalonnage pour prendre en compte la chute du gain dans le cas d'événements doubles provoquée par la perte de charges entre les pixels. En sommant les énergies des événements triples et quadruples, nous n'avons pas obtenu une résolution meilleure que 15 keV à 60 keV. La perte de charges est trop importante pour pouvoir reconstruire un spectre avec ces événements car ils correspondent à des interactions plus éloignées des centres des pixels que les événements doubles. Si ces événements partagés représentent moins de 0,5 % dans Caliste 64, ils ont en revanche été estimés entre 1 et 2 % du total des déclenchements dans Caliste 256 pour un seuil de 2 keV. Cela signifie qu'en améliorant la résolution spatiale pratiquement d'un facteur 2 entre les deux générations de caméras nous avons dégradé l'information spectrale d'une fraction de %.

5.4.3 Perte de charges entre les pixels et choix d'un détecteur pour Simbol-X

La méthode présentée ci-dessus pour reconstruire des spectres à partir d'événements doubles a été appliquée aux différents échantillons de microcaméras Caliste 64. L'objectif était d'évaluer et de comparer la perte de charges entre les pixels pour chaque famille de détecteurs Cd(Zn)Te. Pour cela, deux critères caractérisant la perte de charges entre les pixels ont été définis :

- le pourcentage d'erreur sur la position de la raie à 60 keV, calculé sur le spectre brut :

$$e = \frac{E_{60}^{simple} - E_{60}^{double}}{E_{60}^{simple}} \times 100$$

- le rapport entre la résolution spectrale à 60 keV des événements doubles et des événements simples :

$$r = \frac{\Delta E_{60}^{double}}{\Delta E_{60}^{simple}} > \sqrt{2}$$

Les résultats sont présentés dans le Tableau 5.3. Dans la géométrie de Caliste 64, la perte de charges entre les électrodes est faible, car le décalage de la raie d'américium est inférieur à 2 % et la résolution spectrale à 60 keV des événements doubles est inférieure à 3 keV. Kuvvetli montre que la perte de charges évolue linéairement avec la dimension de l'espace inter-pixel dans ses détecteurs CZT [Kuvvetli 2007]. Nous nous attendons donc à un résultat aussi satisfaisant pour la géométrie finale à 256 pixels ayant le même espace inter-pixel de 100 μm . Cependant, les performances sont nettement différentes d'une famille de détecteurs à l'autre. La perte de charges entre les pixels est extrêmement faible pour les détecteurs CdTe Schottky Al tandis qu'elle ne peut pas être négligée dans le cas des détecteurs CZT. Des performances intermédiaires ont été obtenues avec les détecteurs CdTe Schottky Ni. L'électrode segmentée étant strictement identique pour tous les détecteurs, la perte de charges n'est donc pas uniquement un effet géométrique. Bolotnikov explique que si le semiconducteur est légèrement plus conducteur en surface que dans le volume, il existe des lignes de champ qui se terminent dans les espaces inter-pixels, comme illustré sur la Figure 5.35 (c). Les charges créées entre deux pixels ne vont pas migrer vers une électrode [Bolotnikov 1999]. La découpe des cristaux et le procédé de dépôt des électrodes interviennent donc dans les propriétés de transport des charges des détecteurs à pixels. Nous confirmons par cette étude que parmi les échantillons de détecteurs disponibles au laboratoire, les détecteurs CdTe Schottky Al présentent les meilleures performances pour l'imagerie des rayons X durs.

Tableau 5.3 – Évaluation à partir de deux critères de la perte de charges typique entre les pixels pour chaque famille de détecteur Cd(Zn)Te. Les valeurs indiquées correspondent aux moyennes sur plusieurs échantillons de la même famille.

Type de détecteur	Nombre d'échantillons Caliste 64	$\frac{\Delta E_{60}^{double}}{\Delta E_{60}^{simple}}$	$\frac{E_{60}^{simple} - E_{60}^{double}}{E_{60}^{simple}}$
Pt / CdTe / Al	4	1,64	0,30 %
Pt / CdTe / Ni	3	1,96	0,85 %
Au / CZT / Au	2	2,58	1,90 %

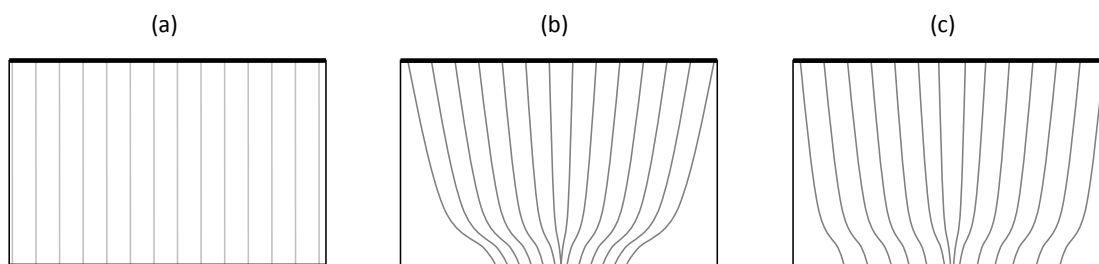


Figure 5.35 – Schéma des lignes de champ électrique dans le détecteur Cd(Zn)Te. (a) Cas d'un détecteur plan. (b) Cas d'un détecteur à pixels avec une surface diélectrique idéale. (c) Cas d'un détecteur à pixels avec une surface légèrement conductrice.

5.4.4 Partage de charges et mode de lecture du HED

Pour concevoir l'électronique numérique du détecteur de haute énergie de Symbol-X, il a fallu définir le mode de lecture des matrices de détecteurs. En phase préliminaire de projet, deux approches ont été envisagées :

- la lecture des pixels ayant franchi le seuil de détection, appelé mode « pixel touché » ;
- la lecture des pixels qui se sont déclenchés, ainsi que la lecture de leurs voisins, appelé mode « pixels voisins ».

Le deuxième mode nécessite un algorithme supplémentaire pour déterminer les pixels voisins et il engendre une plus grande quantité de données. Il n'est donc justifié que s'il permet de récupérer une information supplémentaire sur les faibles partages de charges par rapport au premier mode, ou s'il permet d'obtenir la même information mais en utilisant un seuil de détection plus élevé pour réduire le taux de déclenchements des caméras.

Comparaison des seuils bas efficaces

Deux méthodes d'acquisition ont été utilisées sur un même échantillon de Caliste 64 : le mode « pixel touché » avec un seuil bas de détection réglé à sa valeur minimale (entre 1,5 et 2 keV avec Caliste 64) et le mode « pixels voisins » avec un seuil bas de détection monté à 5 keV. J'ai étudié les énergies détectées par les pixels secondaires dans chacun de ces modes, afin de voir quelles informations nous pouvions extraire. Dans les mesures précédentes sur Caliste 64, nous avons vu que les données des événements triples ou quadruples étaient difficilement exploitables. J'ai donc étudié en priorité l'énergie des pixels directement adjacents aux pixels touchés, dans le mode « pixels voisins ». La Figure 5.36 (a) présente la corrélation entre l'énergie des pixels touchés et l'énergie de leurs pixels adjacents. Nous retrouvons les corrélations correspondant aux raies d'américium pour les énergies des pixels adjacents comprises entre 2 et 5 keV. En revanche, lorsqu'elle est inférieure à 2 keV, l'énergie lue dans les pixels adjacents est décorrélée de celle du pixel principal. En réalité, l'essentiel des fois où nous lisons l'énergie dans les pixels voisins, nous ne

lisons que le bruit électronique mémorisé dans ces chaînes. Si nous faisons abstraction des quelques événements (moins de 1 %) corrélés avec le pixel principal en cas de partage de charges, l'histogramme des énergies des voisins est un pic de bruit pouvant être modélisé par une fonction gaussienne de centre 0,95 keV et d'écart type 0,23 keV pour un taux de comptage moyen de 7 coups/seconde/pixel. Ce pic de bruit n'est pas centré sur zéro car il s'agit de la valeur stockée dans les détecteurs de pic des chaînes, c'est-à-dire de la valeur maximale du bruit entre deux déclenchements. Plus le taux de comptage est faible, plus cette moyenne augmente. Ainsi, seules les données correspondant à des énergies supérieures à 5σ du bruit (2,1 keV pour cette acquisition) peuvent être interprétées avec une faible probabilité d'erreur comme un partage de charges.

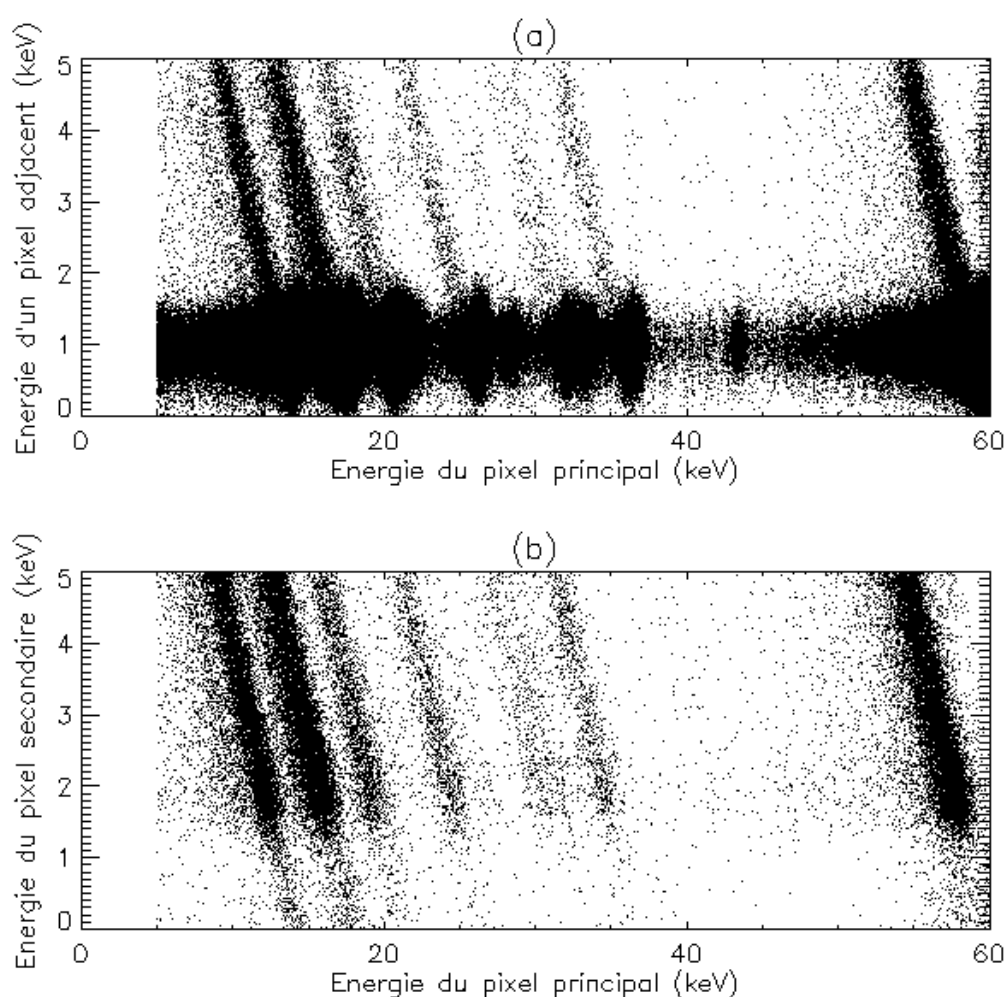


Figure 5.36 – Corrélation entre l'énergie des pixels détectant une énergie supérieure à 5 keV et l'énergie des pixels voisins. Les énergies sont estimées à partir d'une table d'étalonnage construite sur les spectres d'événements simples. (a) Mode « pixel voisins » ; seuls les pixels directement adjacents aux pixels touchés sont pris en compte. (b) Mode « pixels touchés » ; seuls les pixels secondaires dans les événements doubles sont pris en compte.

Si l'on utilise le mode « pixel touché », pratiquement tous les événements correspondent à des partages de charge réels, à condition de régler le seuil de détection suffisamment haut pour ne pas avoir de faux déclenchement. Dans ce cas, la limite de détection d'un partage de charges est donnée par le pic de bruit réel, centré sur zéro et d'écart type égal au bruit électronique de la chaîne. Dans la mesure utilisée pour la Figure 5.36 (b), la résolution spectrale à 14 keV est de 0,78 keV, ce qui correspond à un bruit électronique de 71 électrons rms et à un seuil bas réel à 5σ de 1,6 keV. Cette valeur est cohérente avec le seuil bas de détection réglé à 1,5 keV.

En conclusion, le mode de lecture permettant de détecter les plus faibles fractions de partage de charges est le mode « pixel touché ». Avec une électronique de lecture basée sur un système de détecteur de pic, le mode « pixels voisins » n'apporte pas d'information supplémentaire. Ce mode pourrait être plus performant si l'énergie était lue dans les voisins au moment exact du déclenchement du pixel principal. Une architecture d'électronique de lecture basée sur un échantillonnage du signal analogique assurerait cette lecture synchrone mais elle devrait être associée à un filtrage numérique performant. L'électronique Idef-X permettant d'atteindre une précision spectrale remarquable, aussi bien pour les événements simples que les événements partagés, il n'est pas justifié pour une application telle que Simbol-X de modifier cette architecture.

Intérêt du mode « pixels voisins » en cas de particules du fond

Les deux modes de lecture ont été comparés à partir de mesures avec une source d'américium uniquement. Pour une application spatiale, le flux de la source s'accompagne d'un flux de particules du fond. Il peut être intéressant voire nécessaire de remonter le seuil bas de détection bien au-dessus du seuil bas effectif des pixels lié à leur niveau de bruit électronique, pour une meilleure immunité face au fond. Dans ce cas, le mode « pixels voisins » est le seul qui donne toujours accès à la fraction de charge supérieure à 2 keV déposée dans un pixel voisin. Nous ne pouvons donc pas conclure à ce stade sur l'intérêt de ce mode. L'étude menée dans le chapitre suivant apportera les éléments de solution.

Outre des objets technologiques innovants, Caliste 64 et Caliste 256 sont des microcaméras aux performances scientifiques parmi les meilleures au monde dans le domaine de la détection des rayons X durs à une température non cryogénique. Contrairement au CdTe à l'époque de la mission Integral, la perte de charges est très faible dans le volume du détecteur et entre les pixels de l'électrode. Les raies spectrales à 60 keV sont résolues avec une précision aussi bonne que 0,85 keV à -10°C et le seuil bas de détection peut être réglé à 2 keV pour l'ensemble des pixels. Une excellente uniformité a été observée sur une matrice de 256 pixels au pas de 580 μm . Ces dispositifs ouvrent de nouvelles perspectives pour la spectro-imagerie de haute résolution dans ce domaine spectral. Ces objets ont été testés unitairement avec une source d'américium seule au laboratoire. L'idée est maintenant de les replacer dans l'environnement de la mission Simbol-X pour étudier leurs caractéristiques temporelles.

Chapitre 6

Optimisation du temps mort de l'instrument

Sommaire

6.1	Expression du temps mort du détecteur de haute énergie	198
6.2	Méthodes de simulation et d'expérimentation pour évaluer le temps mort	207
6.3	Calcul du temps mort de saturation.....	211
6.4	Quantification des sources de temps mort d'anticoïncidence.....	213
6.5	Optimisation du temps mort d'anticoïncidence par correction de <i>time-walk</i>	217
6.6	Synthèse des résultats et impact sur la mission Simbol-X	225

Dans l'espace, les détecteurs sont illuminés par une multitude de particules qui ne proviennent pas de la source astronomique. Ce fond aveugle le détecteur et le rend insensible pendant une durée appelée temps mort. Dans ce chapitre, je définis les sources de temps mort du détecteur de haute énergie de Simbol-X. Je les évalue en m'appuyant sur des études expérimentales et de simulation sur l'électronique et le détecteur de Caliste 256. Je propose des réglages de l'électronique frontale et des traitements numériques à bord du satellite pour minimiser ce temps mort et par suite optimiser la sensibilité de l'instrument.

6.1 Expression du temps mort du détecteur de haute énergie

6.1.1 Sources de temps mort

Le **temps mort** correspond à la durée pendant laquelle les événements provenant de la source astrophysique ne sont pas pris en compte. Le temps d'exposition de l'instrument est la somme du temps d'observation effectif et du temps mort. Ce temps réduit la sensibilité de l'instrument, laquelle est calculée pour un temps d'exposition donné (1 Ms). Nous pouvons identifier trois raisons pour lesquelles l'instrument devient insensible pendant quelques instants :

1) La lecture des données

Pour bien mesurer la charge, il faut bloquer les détecteurs de pic pendant la séquence de lecture. De plus, l'envoi de signaux numériques de commande perturbent l'électronique analogique de sorte qu'on choisit de désactiver un module de détection entier, soit 256 pixels sur 1 cm², dès qu'un pixel se déclenche. Tous les autres modules du plan de détection restent actifs. La fraction de temps mort associée à ces lectures est notée f_L .

2) Le passage d'une particule saturante

Lorsqu'une particule dépose une forte énergie dans un canal analogique, le signal de sortie est saturé pendant une durée d'autant plus longue que l'énergie est importante. Ce canal ne peut détecter de nouveau photon que lorsque le signal retourne à son niveau de tension de base. La fraction de temps mort associée à ces saturations est notée f_S .

3) Le passage d'une particule dans la protection active du plan focal

Nous avons vu dans le Chapitre 2 que tout événement de la source arrivant fortuitement sur le détecteur de haute énergie dans la même fenêtre temporelle qu'une particule vue par le détecteur d'anticoïncidence est systématiquement marqué d'un veto, car il s'agit dans la majorité des cas de la même particule du fond. La fraction de temps mort associée à ces détections en coïncidence est notée f_C .

Lorsque l'on conçoit un instrument de détection, il est important de minimiser son temps mort et également de maîtriser sa valeur. Si l'on connaît la fraction totale de temps mort notée f_M avec une précision Δf_M , on évaluera le flux réel N_R d'une source à partir du flux N_M mesuré, en utilisant la relation :

$$N_R = \frac{N_M}{1 - f_M} \left(1 \pm \frac{\Delta f_M}{f_M} \right) \quad (6.1)$$

L'objectif de ce chapitre est d'estimer à la fois f_M et Δf_M . Le calcul des différentes sources de temps mort fait intervenir des paramètres propres à l'environnement radiatif d'une part, et au système de détection d'autre part.

6.1.2 Temps mort de lecture

Cycle de lecture de Caliste 256

La fraction de temps mort de lecture dépend de la durée moyenne d'un cycle de lecture τ_L et du nombre de déclenchements d'une microcaméra par unité de temps, c'est-à-dire le taux de comptage N_0 sur le détecteur de haute énergie exprimé en coups. $s^{-1}.cm^{-2}$ dans la bande spectrale de fonctionnement de l'Asic :

$$f_L = N_0 \tau_L \quad (6.2)$$

Pour une source brillante comme la nébuleuse du Crabe, le taux de comptage attendu dans la tâche focale est d'environ 200 coups. s^{-1} . Si la tâche focale est centrée sur un module de détection, celui-ci enregistre l'ensemble des coups car la surface de cette tâche est entièrement contenue dans 1 cm^2 . Le taux de comptage dû aux particules du fond est négligeable devant cette intensité[^].

La Figure 6.1 est le chronogramme décrivant une séquence de lecture avec l'Asic Idef-X v2. Tous les Asics de Caliste 256 sont lus en parallèle selon ce protocole. Le principe d'acquisition est similaire à celui de Caliste 64, présenté au paragraphe 5.1.3. Le point de départ est le déclenchement d'au moins un discriminateur sur 256, qui se traduit par la montée du signal TRIG (*trigger*). L'impulsion de sortie de la voie correspondante a franchi le seuil bas de détection mais n'a pas encore atteint son amplitude maximale. L'électronique de lecture numérique attend un temps de latence t_L , qui doit être d'autant plus long que le temps de sommet est grand. Puis elle verrouille la microcaméra en montant le signal RD (*read*). Elle interroge ensuite pendant un temps t_N tous les Asics en parallèle pour connaître leur liste de pixels touchés, en activant le signal d'horloge STROBE et en lisant le signal de sortie numérique DOUT. Elle amorce alors la lecture des amplitudes pixel par pixel. Un coup d'horloge provoque le multiplexage de la voie en cours sur la sortie analogique AOUT. Un délai t_A est nécessaire avant de lire la valeur analogique afin que le signal soit correctement établi sur AOUT[^]. Lorsque tous les pixels sont lus, une opération de réinitialisation des Asics pendant une durée t_R permet de finir la séquence de lecture et de réactiver la microcaméra. En toute rigueur, la caméra est active pendant la durée de latence, c'est-à-dire qu'un photon arrivant fortuitement dans cette fenêtre temporelle sera détecté mais son énergie sera très certainement sous-estimée car l'impulsion de sortie ne sera pas entièrement développée avant la montée du signal *read*. Pour

[^] D'après la Figure 6.4 qui sera présentée au paragraphe 6.1.3, le bruit de fond sur le HED en-dessous de 200 keV correspond à un taux de comptage de 0,7 coups. $s^{-1}.cm^{-2}$.

[^] Ce temps peut être optimisé par la conception de l'étage de sortie de l'Asic.

traduire le temps minimal entre deux déclenchements successifs correctement traités, il est préférable de définir la durée d'une séquence de lecture par la formule :

$$\tau_L = t_L + t_N + K t_A + t_R \quad (6.3)$$

où K est le nombre maximal de pixels à lire par Asic car, dans l'architecture électrique de Caliste 256, les pixels d'Asics différents peuvent être lus en parallèle si la carte d'électronique numérique est équipée de 8 codeurs ($K \leq 32$).

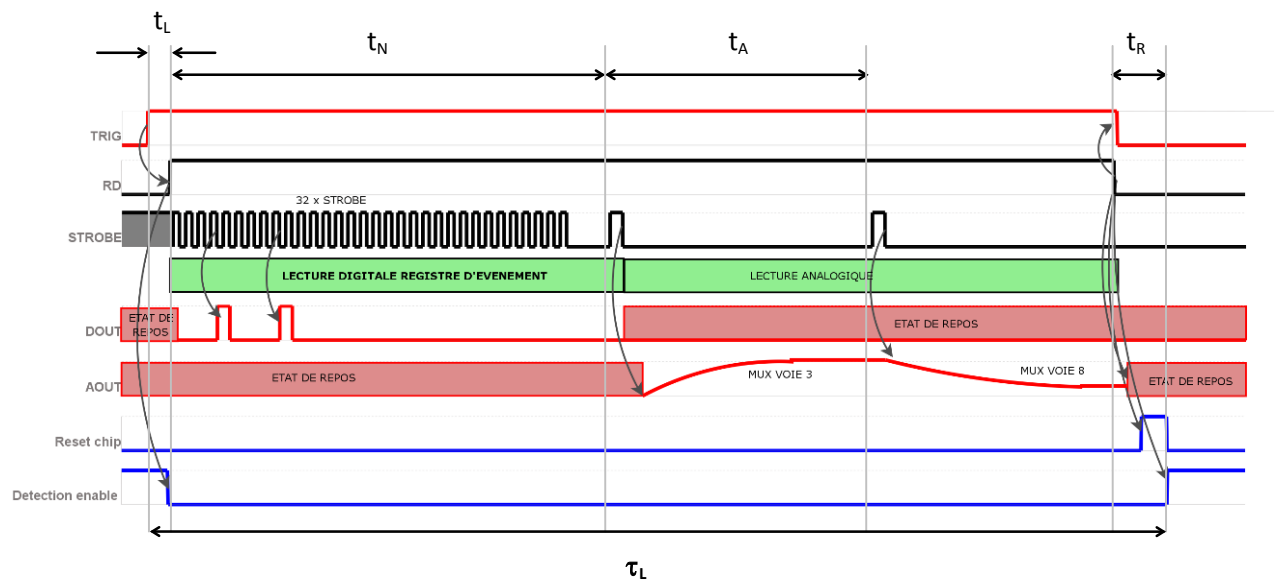


Figure 6.1 – Chronogramme d'une séquence de lecture standard de deux pixels touchés avec Idef-X v2. Les temps t_L , t_N , t_A , t_R et τ_L sont définis dans le texte.

Évaluation du temps mort de lecture dans Caliste 256

Les valeurs utilisées pour Caliste 256 sont un temps de latence de 10 μs (pour un temps de sommet de l'impulsion de 9,6 μs), une fréquence d'horloge de 20 MHz telle que le temps de lecture de la liste des voies touchées soit de 5 μs , un délai de multiplexage de 1 μs par voie et une durée de réinitialisation de 1 μs . Ce temps de *reset* peut être programmé à 36 μs pour éviter de prendre en compte une chaîne analogique qui se déclencherait pendant la séquence de lecture, du fait des perturbations électromagnétiques engendrées par les signaux numériques. Pour avoir fait fonctionner Caliste 256 sans ce temps de réinitialisation supplémentaire, je retiendrai la valeur de 1 μs pour t_R . D'après l'équation (6.3), la durée de lecture vaut alors en microsecondes :

$$\tau_L (\mu\text{s}) = 16 + K \leq 48 \quad (6.4)$$

D'après l'étude des événements partagés présentée à la section 5.4, moins de 25 % des événements détectés de la source d'américium au-dessus de 2 keV sont partagés sur plus de deux pixels dans la géométrie de Caliste 256. Pour des énergies incidentes supérieures à 100 keV, on s'attend à ce que

ce taux augmente car la taille du nuage de charges augmente par effet de répulsion électrostatique des porteurs de charges. Si on ne lit que les pixels touchés, le temps moyen d'une séquence de lecture est inférieur à 18 μs , d'après l'équation (6.4). La probabilité que plusieurs photons de la source arrivent fortuitement dans le même module Caliste (et augmentent le nombre de pixels à lire) est considérée comme négligeable[♦]. Si on lit en plus les pixels voisins aux pixels touchés selon les critères de la Figure 6.2, le nombre de pixels lus par Asic est au maximum de 6 car chaque Asic est connecté à 2 rangées de pixels. Le temps de lecture sera alors de 24 μs . D'après l'équation (6.2), la fraction de temps de mort de lecture des événements non saturés est au maximum 0,36 % en mode « pixel touché » et 0,48 % en mode « pixels voisins ».

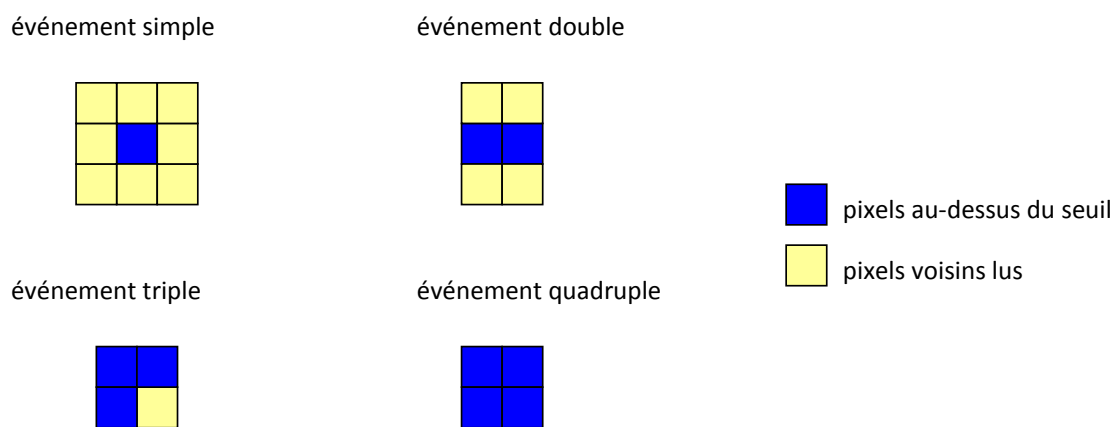


Figure 6.2– Définition des pixels lus dans le mode « pixels voisins » suivant le nombre de pixels ayant franchi le seuil de détection. Les schémas représentent le cas où le pixel touché est au centre de la matrice. Moins de pixels sont lus si les pixels touchés sont sur un bord de la matrice.

La valeur exacte de cette fraction peut être connue avec précision en vol, à partir du taux de comptage des événements dans la dynamique de l'électronique et en calculant le nombre moyen de pixels lus par déclenchement. Les événements saturant l'électronique de lecture sont également lus mais ils sont comptabilisés à part dans le calcul du temps mort de saturation.

6.1.3 Temps mort de saturation

En cas d'arrivée d'une particule saturante, la fonction de transfert de l'Asic Idef-X est telle que le signal du discriminateur peut repasser à l'état haut sur le rebond (*overshoot*) du signal de sortie. Ce rebond est dû au choix des pôles des filtres Sallen & Key pour réduire la durée de l'impulsion. Une nouvelle séquence de lecture démarre alors pour lire un événement non significatif. La Figure 6.3 présente la sortie analogique des filtres et le signal du comparateur de seuil lorsqu'un photon de 1 MeV frappe un module Caliste. Supposons que ce photon déclenche 2 pixels d'un même Asic. Le seuil de détection est franchi à la date $t_1 = 2 \mu\text{s}$. Il s'ensuit un cycle de lecture de 18 μs .

[♦] D'après l'équation (2.3), cette probabilité vaut $P = 1 - e^{-N_0 t_L} \approx N_0 t_L \leq 2.10^{-4}$

Lorsque le module Caliste est à nouveau actif (à $t = 20 \mu\text{s}$), le signal du comparateur est encore à l'état haut (il le reste jusqu'à la date $t_2 = 23 \mu\text{s}$). En conséquence, l'électronique numérique reprend une nouvelle séquence de lecture pour lire un événement fictif. En raison du rebond du signal analogique, le comparateur repasse à l'état haut entre $t_3 = 35 \mu\text{s}$ et $t_4 = 41 \mu\text{s}$. Le 2^e cycle de lecture se termine à $38 \mu\text{s}$ et un troisième cycle de lecture démarre. Pour résumer, le signal généré par l'interaction d'un photon de 1 MeV sur 2 pixels lorsque le seuil bas de détection est réglé à 2 keV provoque $N_C = 3$ cycles de lecture, dont 2 pour lire des événements fictifs. Le temps mort sur l'ensemble du module Caliste vaut alors :

$$\Delta t = N_C \tau_L$$

Dans l'exemple pris Δt est égal à $54 \mu\text{s}$.

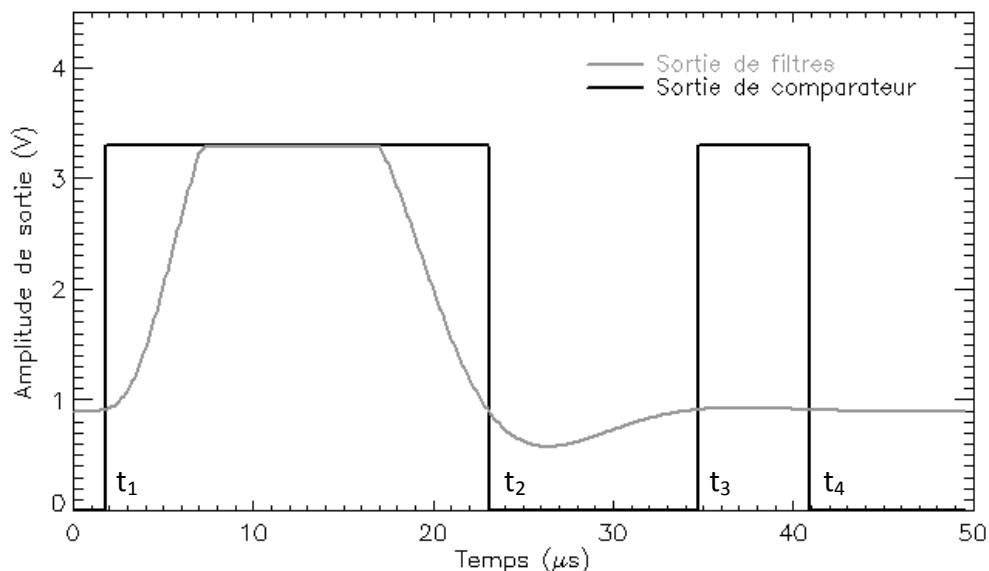


Figure 6.3 – Signaux de sortie pour l'arrivée d'un photon de 1 MeV à la date $t = 0$. Le signal de déclenchement passe à l'état haut lorsque le signal de sortie passe 14 mV au dessus de la ligne de base, ce qui correspond à un seuil bas de détection d'environ 2 keV.

Pour réduire ce temps mort, je propose un autre fonctionnement de l'électronique numérique, plus optimisé, en cas de particules saturantes. Il consiste à rallonger le temps de lecture de manière à ce que le module soit inactif tant que le signal du comparateur n'est pas définitivement repassé à l'état bas. Je définis pour un dépôt d'énergie E le temps de saturation t_{sat} comme l'intervalle de temps entre le premier front montant du signal du comparateur et le dernier front descendant de ce signal. Avec les notations de la Figure 6.3, ce temps vaut :

$$t_{sat} = t_4 - t_1$$

Dans l'exemple pris t_{sat} vaut 39 μ s, et ceci sans faire d'hypothèse sur le nombre de pixels touchés. Cette valeur peut être plus élevée pour des dépôts d'énergie plus importants. Fixer le temps de lecture à la borne supérieure du temps de saturation minimise le temps mort de saturation τ_{sat} . Ce temps dépend du réglage sur seuil bas et du temps de sommet. Pour plusieurs configurations de l'électronique de lecture, j'ai déterminé par simulation la quantité :

$$\tau_{sat} = \sup_E t_{sat}(E)$$

Les résultats sont rapportés à la section 6.3. La réalisation d'un tel fonctionnement de lecture nécessite l'identification des saturations par l'électronique de lecture numérique. Il s'agit de détecter les amplitudes qui valent 3,3 V au moment de leur codage. Cette opération est équivalente à un seuil haut de détection numérique.

La fraction maximale de temps de saturation se calcule à partir de l'expression :

$$f_s = N_{sat} \tau_{sat} \quad (6.5)$$

où N_{sat} est le taux de déclenchements d'une microcaméra dus aux particules saturantes, c'est-à-dire le taux d'événements saturants en particules. $s^{-1}.cm^{-2}$. Lors des observations en dehors des ceintures de Van Allen, les particules du fond sont des protons et des photons cosmiques. Les photons sont soit bloqués par le blindage actif soit tellement énergétiques qu'ils n'interagissent pas dans les 2 mm de CdTe. Les protons, en revanche, produisent une multitude de particules secondaires lorsqu'ils interagissent avec des matériaux du satellite. Des simulations Monte-Carlo ont permis d'évaluer le flux de ces particules qui atteignent le détecteur de haute énergie. En prenant en compte les propriétés du CdTe, il est possible de calculer le flux réellement absorbé par ce plan de détection. Les résultats de l'équipe de simulation de Simbol-X sont présentés sur la Figure 6.4. Les neutrons déposent peu d'énergie dans le CdTe en raison de leur neutralité électrique (ils peuvent cependant être capturés par un atome de cadmium et donner lieu à l'émission d'un photon γ de 558 keV). Les photons de plus de 500 keV ont une faible probabilité d'interaction (< 11%), même par effet Compton (< 9%), car le détecteur de 2 mm d'épaisseur n'est pas assez efficace. Les particules déposant plus de 1 MeV sont essentiellement des protons. Alors que les protons cosmiques peuvent avoir des énergies supérieures à 10 GeV, ils ne déposent pas plus de 100 MeV. Cela est dû au pouvoir d'arrêt des protons dans le CdTe comme nous le verrons au paragraphe 6.3.1. Les données de simulation de la Figure 6.4 permettent d'estimer le taux d'événements qui vont saturer l'électronique frontale. La limite haute de la dynamique d'Idef-X v2 se situe entre 250 et 300 keV. Pour Simbol-X, nous pouvons supposer qu'elle se situera vers 200 keV. L'intégrale des flux de particules déposant une énergie supérieure à 200 keV vaut $N_{sat} = 3 s^{-1}.cm^{-2}$.

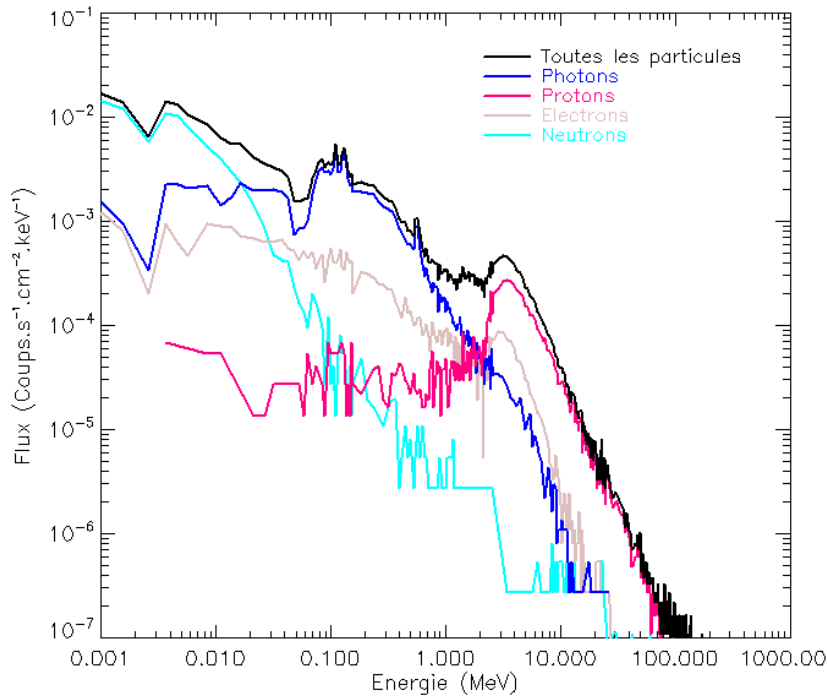


Figure 6.4 – Bruit de fond détecté par le HED, provenant de l'interaction des protons cosmiques dans le satellite (Contribution de Markus Kuster).

Tous les événements de saturation seront éliminés des données scientifiques par l'algorithme d'anticoïncidence dans l'unité de traitement de la charge utile. Toutefois, le fonctionnement du plan de détection de haute énergie n'est pas affecté par le système de veto. Avec un système d'anticoïncidence analogique comme pour la caméra *Isgri*, le détecteur d'anticoïncidence envoie un signal qui bloque l'acquisition des données par la caméra pendant une durée fixe. Comme aucun signal ne sort de la caméra, le taux d'événements saturants est difficile à estimer. Avec le système d'anticoïncidence de *Simbol-X*, N_s est connu et la fraction de temps mort de saturation peut donc être évaluée sans erreur.

6.1.4 Temps mort d'anticoïncidence

Pour réduire efficacement le bruit de fond du détecteur de haute énergie, toutes les particules vues en coïncidence temporelle entre le HED et l'ACD sont marquées d'un veto. Il ne s'agit pas nécessairement de particules saturantes, comme nous pouvons le voir sur la Figure 6.4. Le flux de particules du fond déposant moins de 100 keV dans le HED vaut $0,4 \text{ s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. La quantité de ce flux qui n'est pas vu par le détecteur d'anticoïncidence et qui constitue le bruit de fond résiduel de l'instrument vaut environ $0,02 \text{ s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ avec la dernière géométrie de la protection active. Pour supprimer avec une probabilité proche de 1 tous les événements vus simultanément par les deux détecteurs, il faut définir une fenêtre temporelle de coïncidence qui prenne en compte l'incertitude de datation des particules sur les deux détecteurs. Le détecteur d'anticoïncidence est conçu pour

être rapide et dater les événements à 50 ns près. Le détecteur de haute énergie est conçu pour mesurer des énergies et il n'est pas optimisé pour une mesure de temps aussi précise. En conséquence, la largeur de la fenêtre de coïncidence τ_c est dominée par la précision de datation de ce détecteur. Elle est définie comme l'intervalle de confiance autour de la date d'arrivée estimée par le HED dans lequel nous sommes certains que se trouve la date réelle d'arrivée de la particule.

La fenêtre de coïncidence doit être suffisamment large pour une bonne réjection du bruit de fond mais suffisamment étroite pour ne pas empêcher l'acquisition de données provenant de la source. Chaque particule détectée par le détecteur d'anticoïncidence ouvre une fenêtre de veto pendant une durée τ_c . Même si ce traitement est effectué a posteriori par l'algorithme d'anticoïncidence de la charge utile, il est équivalent à désactiver le détecteur pendant τ_c . C'est pourquoi cette fenêtre constitue un véritable temps mort qui réduit la sensibilité de l'instrument. La fraction de temps mort associée dépend du taux de comptage N_{AC} sur le détecteur d'anticoïncidence :

$$f_c = N_{AC} \tau_c \quad (6.6)$$

Le système d'anticoïncidence est intéressant dans la gamme d'énergie où le miroir est sensible, afin de discriminer les photons de la source focalisés des autres particules parasites de même énergie. Il est donc nécessaire que la précision de datation du HED soit bonne pour les événements de 8 à 100 keV. La largeur minimale de la fenêtre de coïncidence a été estimée en évaluant chaque source d'erreur de datation. L'étude est présentée dans les sections 6.4 et 6.5. L'objectif pour Simbol-X est une erreur de datation contenue dans une fonction gaussienne centrée sur zéro et de largeur $\sigma = 100$ ns, afin de pouvoir limiter la fenêtre de coïncidence à 1 μ s. Les incertitudes sur la datation d'un événement proviennent à la fois du détecteur à base de CdTe et de l'électronique de lecture.

Contribution du détecteur

Les propriétés de transport des charges libres dans le CdTe sont telles que la mobilité des électrons est environ 10 fois plus grande que celle des trous. En conséquence, la durée du signal induit à l'anode sera d'autant plus importante que le temps de transit des trous sera long, c'est-à-dire que la profondeur d'interaction sera importante, dans le cas d'un éclairage par la cathode. La différence des signaux créés dans le détecteur suivant la profondeur d'interaction engendre une différence de signaux à la sortie de l'électronique de lecture, qui peut aboutir à des différences significatives sur la date de déclenchement de la chaîne analogique. La profondeur d'interaction n'étant pas évaluée dans notre système de détection, elle constitue une source d'incertitude sur la date d'arrivée de la particule.

Contribution de l'électronique

Même si la profondeur d'interaction était connue, d'autres erreurs sur la datation interviendraient pour plusieurs facteurs liés à l'électronique analogique :

1) Le temps de montée de l'impulsion

La date de déclenchement est d'autant plus éloignée de la date réelle d'arrivée que le temps de montée est grand et que l'amplitude du signal est proche du seuil de détection. L'écart entre l'arrivée de la particule et le déclenchement est appelé *time-walk* (voir Figure 6.5 a). Cette erreur constitue un biais systématique qui peut être corrigé si l'on connaît le temps de montée des filtres et le seuil de détection qui ont été réglés et si l'on mesure l'amplitude du signal pour chaque événement.

2) Le bruit électronique

La sortie analogique franchit le seuil de détection plus ou moins tôt suivant le signe du bruit qui s'ajoute au signal utile (voir Figure 6.5 a). Cette variation statistique autour de la valeur moyenne du *time-walk* (*jitter* en anglais) ne peut pas être corrigée.

3) La dispersion technologique

Les voies analogiques n'ont pas exactement la même fonction de transfert ni le même niveau analogique de seuil de détection pour un code donné car il n'est pas possible de fabriquer des transistors parfaitement identiques entre toutes les voies. On distingue la dispersion des paramètres technologiques entre deux éléments situés sur la même tranche de silicium et la dispersion de production d'un lot à l'autre. La conséquence est une différence sur la date de déclenchement entre deux voies distinctes (voir Figure 6.5 b). Si on calcule la date d'arrivée de la particule à partir des caractéristiques propres de la voie touchée, il n'y a pas d'erreur d'estimation. Si en revanche, on applique une loi collective pour estimer la date d'arrivée, il s'ensuit une erreur due à la dispersion technologique. Pour un détecteur de 16384 voies embarqué dans un satellite aux ressources mémoires limitées, une correction propre à chaque voie n'est pas envisageable.

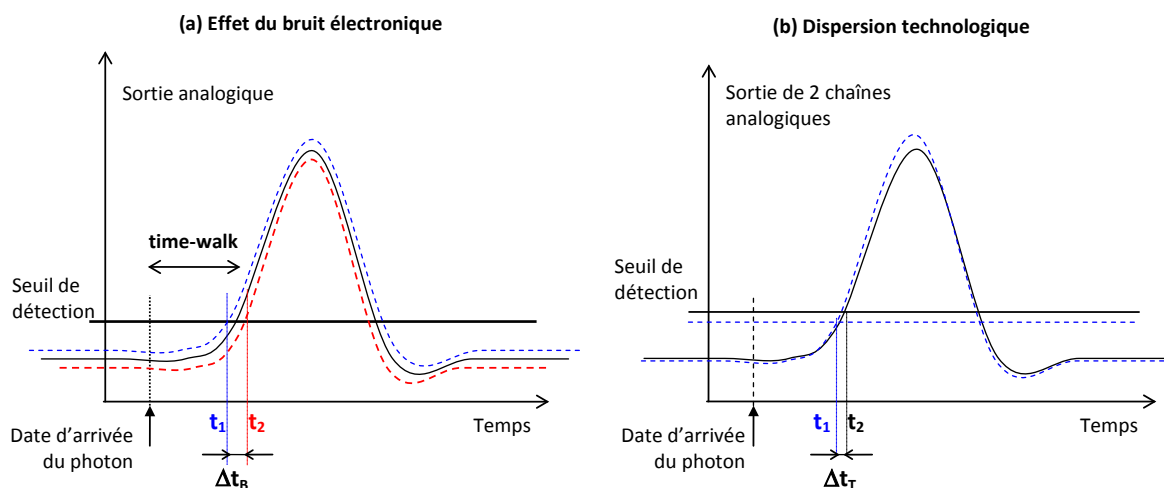


Figure 6.5 – Illustration des incertitudes sur la date d'arrivée d'une particule dues à l'électronique analogique.

6.2 Méthodes de simulation et d'expérimentation pour évaluer le temps mort

J'ai modélisé la réponse de Caliste 256 et j'ai acquis des données expérimentales sur l'électronique Idef-X v2 intégrée dans cette microcaméra pour estimer le temps mort du plan focal de haute énergie de Simbol-X. Cette section présente les moyens mis en place pour répondre à cette problématique.

6.2.1 Modèle du signal à l'anode du détecteur

Hypothèses utilisées

Pour étudier la datation des particules, le signal induit à l'anode d'un pixel a été modélisé en faisant les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Le champ électrique est uniforme dans le détecteur et constant dans le temps.
- L'effet petit pixels n'est pas pris en compte, de sorte que le champ de pondération est celui d'un détecteur plan infini.
- La perte de charges est négligée.
- L'interaction d'un photon produit une charge ponctuelle, quelle que soit son énergie.

Cas d'un photon

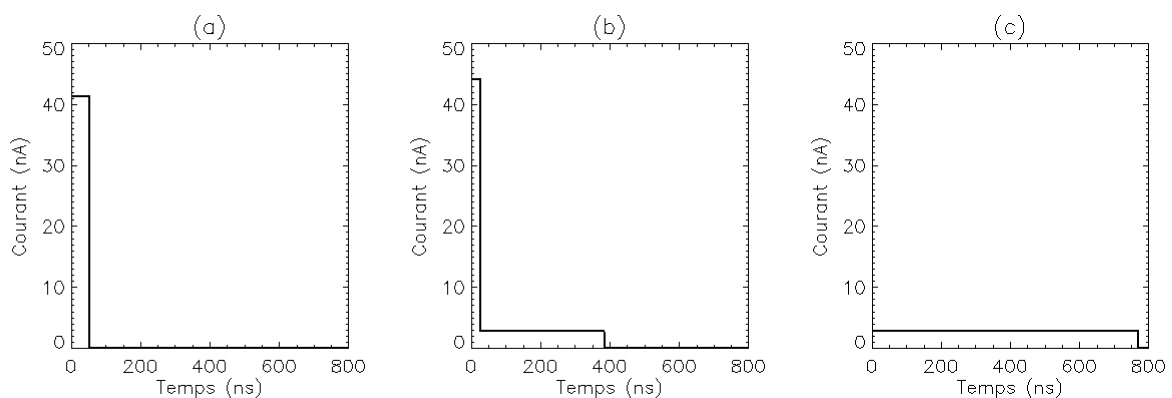


Figure 6.6 – Courant induit à l'anode par l'interaction d'un photon de 60 keV, avec un détecteur de 2 mm polarisé à 800 V, pour différentes profondeurs d'interaction. (a) $z = 0$, interaction à la cathode. (b) $z = 1$ mm, interaction au milieu du détecteur. (c) $z = 2$ mm, interaction à l'anode.

Avec les hypothèses énoncées, le courant induit par un photon est défini par les équations (3.12) et (3.13). Les valeurs de mobilité utilisées sont celles du Tableau 3.1 à 300 K. La forme du signal dépend uniquement de la profondeur d'interaction, comme illustré sur la Figure 6.6. Le signal est rapide lorsque le photon interagit à la cathode car il est induit par le transit des électrons (cas a). Le signal le plus lent est obtenu pour une interaction à l'anode car le signal est induit uniquement par le

transit des trous (cas c). Pour une interaction au milieu du détecteur, le signal contient une composante rapide due aux électrons et une composante lente due aux trous (cas b). Avec ce modèle, deux photons interagissant à la même profondeur produisent le même courant à l'anode, à un coefficient multiplicatif près lié à leur énergie.

Cas d'un proton

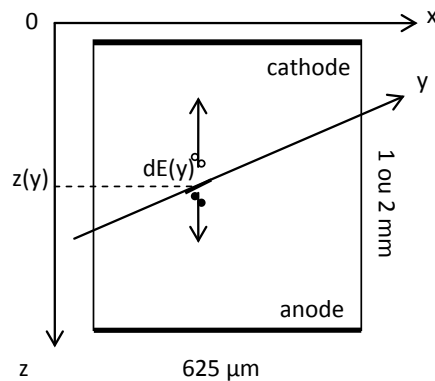


Figure 6.7 – Modélisation de l'interaction d'un proton dans un pixel de CdTe.

Contrairement aux photons, les protons ne sont pas absorbés par le détecteur. Ils traversent le semiconducteur en perdant de l'énergie sur leur passage. Cette énergie ionise la matière et crée des paires électron-trou. Si la trajectoire du proton est selon la direction y , comme illustré sur la Figure 6.7, l'énergie déposée par unité de longueur parcourue dépend de l'énergie incidente E , du pouvoir d'arrêt P des protons dans le CdTe et de la densité ρ du CdTe :

$$\frac{dE}{dy} = \rho P(E) \quad (6.7)$$

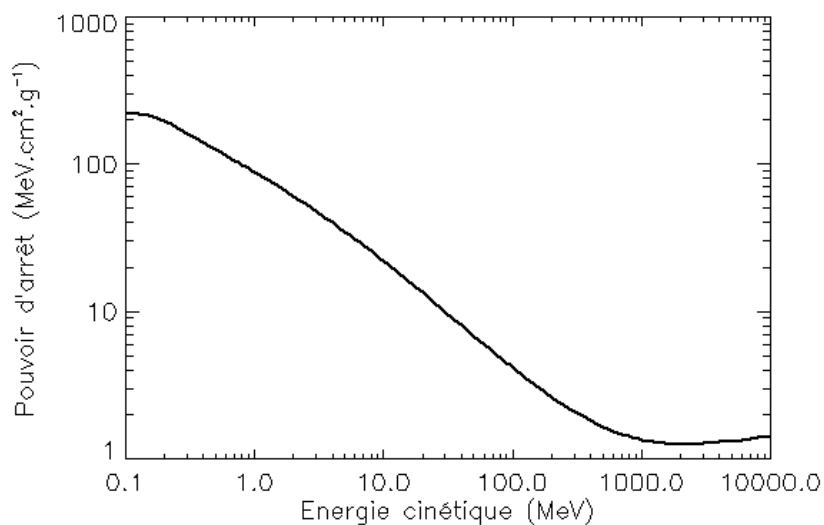


Figure 6.8 – Pouvoir d'arrêt électronique des protons dans l'étain [Nist-3].

Le pouvoir d'arrêt du CdTe n'est pas tabulé dans la base de référence Nist. Il a été assimilé à celui de l'étain car son numéro atomique ($Z = 50$) et sa densité ($d = 7,3$) sont proches de ceux du CdTe ($Z = 48$ et 52 , $d = 5,8$). Les données sont représentées sur la Figure 6.8. Les protons de plus de 1 GeV sont au minimum d'ionisation ; leur dépôt d'énergie est constant et vaut environ $1,4 \text{ MeV.cm}^2.\text{g}^{-1}$, équivalent à 1,7 MeV dans 2 mm de CdTe ou de CZT. Pour simuler le courant induit par le passage d'un proton, celui-ci est calculé à chaque pas élémentaire dy de $1 \mu\text{m}$ parcouru. À une position y , le proton a une énergie $E(y)$. L'énergie $dE(y)$ cédée au matériau sur la distance élémentaire est donnée par la formule (6.7). Cette énergie déposée est traitée comme une charge ponctuelle créée par un photon de même énergie interagissant à la profondeur $z(y)$. La nouvelle énergie du proton est évaluée à chaque itération pour en déduire la nouvelle énergie déposée. La nouvelle position du proton est également calculée dans l'espace à deux dimensions (Oxz). Le processus est itéré jusqu'à ce que l'énergie du proton soit nulle ou que la trajectoire sorte de la géométrie du pixel. Le pixel est modélisé par un rectangle de $625 \mu\text{m}$ de largeur et 1 ou 2 mm de hauteur. Les courants induits sont calculés par pas de temps de 1 ns. À cette échelle de temps, la traversée du proton est instantanée. Les courants obtenus à chaque itération sont additionnés pour obtenir le courant induit total. La Figure 6.9 montre le dépôt d'énergie et le courant induit par un proton de 10 MeV arrivant dans l'axe de la source pour un détecteur de 1 mm d'épaisseur sous 400 V. Le proton parcourt environ $450 \mu\text{m}$ dans le CdTe avant de s'arrêter dans le cristal. Il perd l'essentiel de son énergie en fin de parcours.

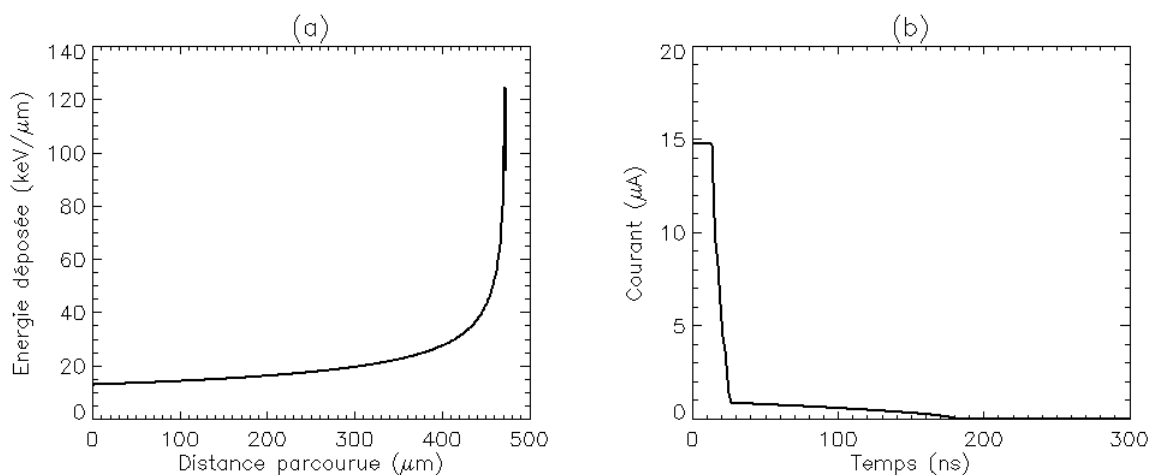


Figure 6.9 – Simulation de l'interaction d'un proton de 10 MeV dans un détecteur de 1 mm d'épaisseur polarisé à 400 V lorsque le proton arrive par le haut et perpendiculairement au plan de détection. (a) Énergie déposée à chaque micromètre parcouru dans le CdTe. (b) Courant induit total par pas de 1 ns.

6.2.2 Simulation de la réponse de l'Asic Idef-X v2

Après la simulation du courant sur l'anode du détecteur, le signal est utilisé pour calculer la réponse de l'Asic Idef-X v2 dans Caliste 256. Il n'existe pas d'expression analytique de la réponse

impulsionnelle de la chaîne analogique qui permettrait de calculer la sortie par convolution du signal d'entrée. Pour mesurer précisément des dates de déclenchement de l'électronique, des simulations ont été réalisées avec le logiciel Cadence en utilisant la description de plus bas niveau du circuit intégré, c'est-à-dire le schéma électrique des transistors. Le résultat est donc précis mais long à simuler. La partie du circuit simulée est restreinte à une chaîne analogique et la porte logique « ou » commun aux 32 voies en sortie des discriminateurs. L'intérêt de cette simulation est également de prendre en compte la saturation des différents étages de la chaîne en cas de charge trop importante à l'entrée. Des tirages aléatoires Monte Carlo permettent de simuler des dispersions technologiques sur les transistors et d'évaluer l'impact sur le signal de sortie. En revanche, les signaux sont toujours calculés en l'absence de bruit donc il n'est pas possible avec cette analyse temporelle d'évaluer l'effet du bruit électronique sur la précision de datation. Les paramètres utilisés pour les simulations sont les suivants :

- un courant transitoire de détecteur décrit par un fichier texte pour simuler la réponse du détecteur au passage d'une particule,
- un courant continu de détecteur de 10 pA par voie pour simuler le courant d'obscurité d'un pixel de CdTe Schottky,
- une capacité d'entrée de 2 pF par voie, cohérente avec l'évaluation de Caliste 256,
- une capacité de charge de 20 pF, correspondant à la capacité des autres Asics dans Caliste 256 et à la capacité entre Caliste 256 et le FPGA qui détecte les déclenchements.

La date de déclenchement est définie comme l'instant où le signal logique de sortie, passant de l'état bas à l'état haut, atteint 50 % de sa valeur maximale. Plus la capacité de charge est grande, plus le temps de montée de ce signal est lent et plus la date de déclenchement est retardée.

6.2.3 Expérimentation de la réponse de l'Asic Idef-X v2

Pour évaluer l'influence du bruit électronique sur la précision de datation (qui n'est pas accessible par simulation), j'ai réalisé des mesures expérimentales sur un circuit Idef-X v2, avec un système d'acquisition similaire à celui de Caliste. Une nouvelle fonctionnalité dans cet Asic qui n'existait pas dans Idef-X v1.1 est la possibilité d'injecter un signal de test sur une voie particulière et non sur l'ensemble des entrées. Ainsi, plusieurs niveaux de charge sont injectés sur chaque pixel séparément. La carte électronique enregistre le délai entre l'envoi de l'injection et le déclenchement de la voie étudiée. Cette valeur est par définition une mesure du *time-walk*. En reproduisant l'injection un grand nombre de fois, j'obtiens pour chaque amplitude incidente une distribution gaussienne du *time-walk* dont la largeur traduit l'effet du bruit électronique sur le signal. L'effet de la dispersion technologique est estimé en comparant les valeurs moyennes du *time-walk* obtenues sur les 32 pixels du même circuit.

Après avoir introduit les hypothèses de simulation appliquées et les moyens de test utilisés, je présente les résultats de simulation et d'expérimentation qui permettent d'évaluer les différentes sources de temps mort, autre que le temps mort de lecture, calculé au paragraphe 6.1.2.

6.3 Calcul du temps mort de saturation

6.3.1 Énergies déposées

Pour évaluer l'effet d'un proton de très forte énergie, la première étape consiste à estimer l'énergie totale qu'il dépose dans un pixel de CdTe de $625 \mu\text{m}$ de côté, en fonction de son énergie incidente. La Figure 6.10 reporte les résultats pour 2 épaisseurs de cristal et 2 directions incidentes du proton. Nous constatons que l'énergie déposée passe par un maximum d'énergie E_M entre 10 et 30 MeV, suivant les configurations. Les protons d'énergie incidente inférieure à E_M , déposent toute leur énergie et s'arrêtent dans le pixel. Les protons d'énergie incidente supérieure à E_M traversent le pixel en ne perdant qu'une fraction de leur énergie. La valeur de E_M dépend de la distance maximale pouvant être parcourue dans le pixel. Si le proton arrive perpendiculairement à l'axe optique, il parcourt au maximum $625 \mu\text{m}$ dans ce modèle à deux dimensions, tandis que s'il arrive le long de l'axe optique, il parcourt au maximum l'épaisseur du cristal. Les dépôts d'énergie sont donc d'autant plus importants que le détecteur est épais. Nous retiendrons que l'énergie maximale pouvant être déposée dans un pixel est d'environ 20 MeV.

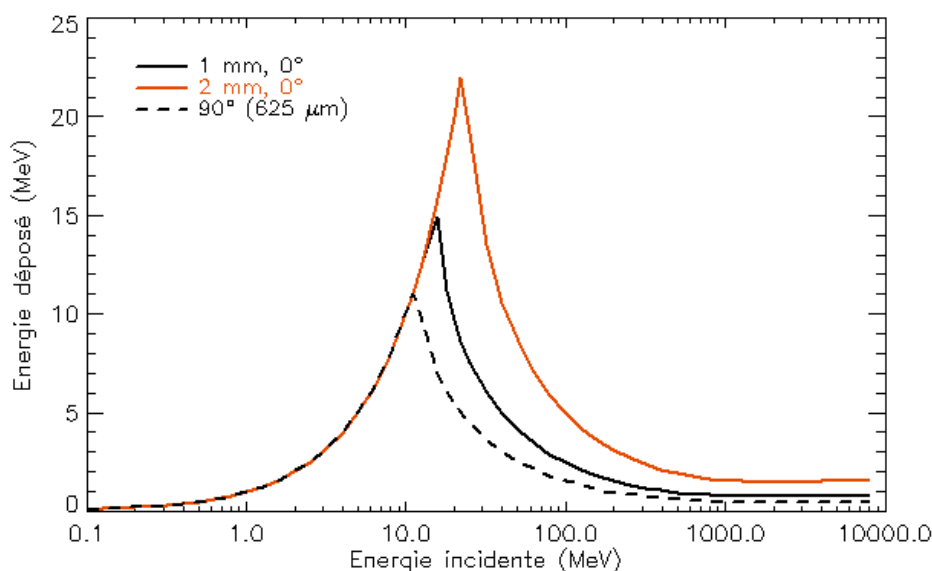


Figure 6.10 – Énergie déposée par un proton dans un pixel de $625 \mu\text{m}$ de côté en fonction de son énergie incidente. Les courbes avec un angle d'incidence de 0° correspondent au passage du proton parallèlement à l'axe optique, de la cathode (fenêtre d'entrée pour les photons des sources) vers l'anode. Le proton parcourt au maximum l'épaisseur du détecteur, soit 1 mm ou 2 mm. La courbe à 90° correspond à un proton traversant le pixel parallèlement au plan de détection, et parcourant donc au maximum $625 \mu\text{m}$.

6.3.2 Temps de récupération de l'électronique

Pour les particules d'énergie supérieure à 1 MeV, la forme du signal de sortie dépend presque uniquement de l'énergie déposée. Ainsi, un photon de 1 MeV, un proton de 1 MeV ou un proton de plus de 100 MeV déposant 1 MeV produisent des signaux similaires. Pour un dépôt d'énergie donné, le temps de saturation t_{sat} (défini au paragraphe 6.1.3) peut varier de quelques dizaines de nanosecondes suivant la trajectoire du proton ou la profondeur d'interaction du photon. Il est maximal pour un photon interagissant à l'anode. Ce signal lent a été utilisé en entrée de chaîne analogique et son amplitude a été paramétrée entre 300 keV à 20 MeV, pour obtenir les valeurs t_{sat} illustrées sur la Figure 6.11 en fonction de l'énergie déposée. Pour un seuil bas de 2 keV, le signal du discriminateur passe deux fois à l'état haut lorsque l'énergie déposée est supérieure à 300 keV (respectivement 200 keV) pour un temps de sommet de 9,6 μ s (respectivement 5 μ s). Ce phénomène est visible par les discontinuités sur les temps de saturation. Lorsque le seuil bas est monté à 5 keV, plus aucun déclenchement ne se produit sur le rebond de l'impulsion car celui-ci reste de très faible amplitude. Le temps mort de saturation à 9,6 μ s peut alors être réduit à 23 μ s, contre 42 μ s si nous gardons un seuil bas de 2 keV. Au Chapitre 5, j'ai mis en évidence l'intérêt de minimiser le seuil bas pour améliorer les performances de spectroscopie et d'imagerie (en cas de partage de charges). Un autre moyen d'obtenir un temps mort de saturation aussi faible, tout en conservant un seuil bas de 2 keV, est de diminuer le temps de sommet à 5 μ s. D'après l'équation (6.5), la fraction de temps mort de saturation vaut au maximum $1,3 \cdot 10^{-4}$ à 9,6 μ s et $7 \cdot 10^{-5}$ à 5 μ s.

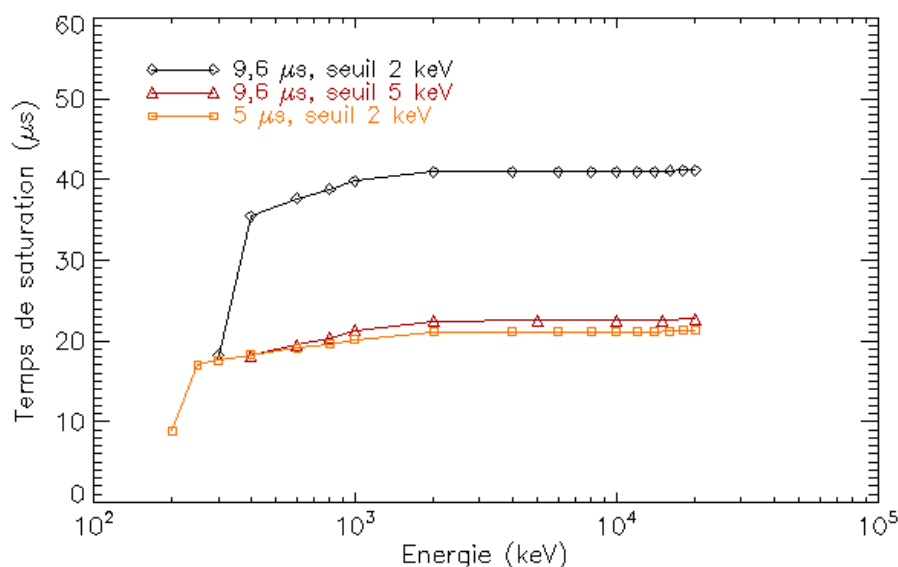


Figure 6.11 – Temps de saturation de l'électronique Idef-X v2 en fonction de l'énergie déposée par une particule saturante, pour différentes configurations du temps de sommet et du seuil bas.

6.4 Quantification des sources de temps mort d'anticoïncidence

6.4.1 Effet du *time-walk*

Des mesures expérimentales ont permis d'obtenir rapidement des valeurs numériques de *time-walk* en fonction de l'énergie incidente, du seuil bas de détection et du temps de sommet. Les résultats sont présentés sur la Figure 6.12. Nous retrouvons le fait que le délai entre l'arrivée de la particule et le déclenchement de la chaîne est d'autant plus court que le temps de sommet est faible, que l'énergie incidente est élevée et que le seuil de détection est bas. Le temps de sommet et l'énergie jouent au premier ordre sur cette valeur. Pour les détecteurs de faible courant d'obscurité, le bruit électronique (et par suite la résolution spectrale) est minimisé en filtrant leurs signaux avec de longues constantes de temps de sommet (cf. paragraphe 4.2.3). Ceci n'est pas compatible avec une bonne résolution temporelle. Pour un temps de sommet de 9,6 μs , le *time-walk* varie entre 2,5 μs et 6 μs , au-dessus de 10 keV. Ces délais et l'influence de l'énergie incidente ne sont pas acceptables si nous voulons dater les événements à la microseconde près, pour rejeter le fond par anticoïncidence en limitant le temps mort associé. Afin d'obtenir une bonne précision spectrale et temporelle avec un filtrage unique, il est nécessaire de corriger les dates de déclenchement de la valeur du *time-walk* et d'estimer la date réelle d'arrivée de la particule. Cette problématique de correction est abordée à la section 6.5.

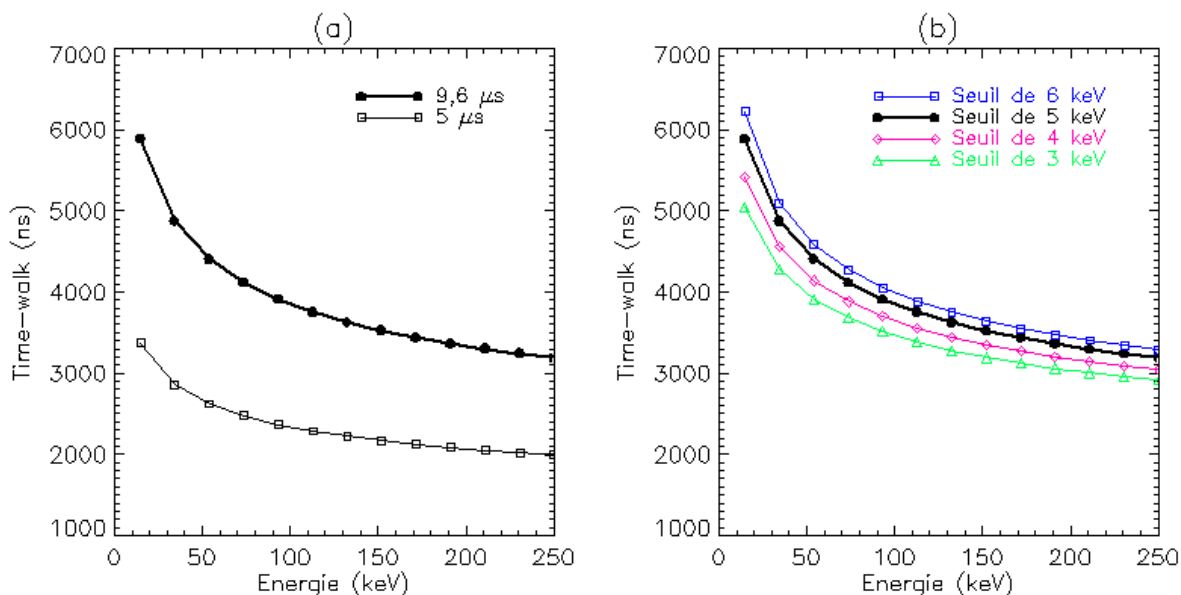


Figure 6.12 – Mesures du *time-walk* pour plusieurs niveaux d'injection, deux temps de sommet et deux valeurs de seuil bas. Les valeurs correspondent aux moyennes sur les 32 pixels de l'Asic testé. (a) Influence du temps de sommet pour un seuil bas de 5 keV. (b) Influence du seuil bas pour un temps de sommet de 9,6 μs .

En dehors de cette erreur systématique sur la datation qui peut être corrigée, il existe d'autres erreurs statistiques qui augmentent l'incertitude sur la date d'arrivée.

6.4.2 Effet de la profondeur d'interaction dans le CdTe

Pour estimer l'erreur sur la datation du photon due à l'incertitude de la profondeur d'interaction, j'ai comparé les dates de déclenchement pour un photon interagissant à la cathode et un photon interagissant à la profondeur maximale. Je définis la profondeur maximale comme la distance à la surface pour laquelle seul 1 % d'un flux monochromatique d'énergie E franchit cette profondeur, si celle-ci est inférieure à l'épaisseur L du détecteur. Dans le cas général et d'après l'équation (3.1), on aura par définition :

$$z_{max} = \min \left[\frac{\ln(100)}{\mu}, L \right]$$

où μ est le coefficient d'atténuation des photons d'énergie E dans le CdTe [Nist-1]. La Figure 6.13 (a) représente cette profondeur maximale pour un détecteur de 2 mm entre 5 et 100 keV. Des discontinuités sont observées aux énergies correspondant à des transitions K du cadmium (26 keV) et du tellure (32 keV) car l'absorption est plus probable à ces énergies.

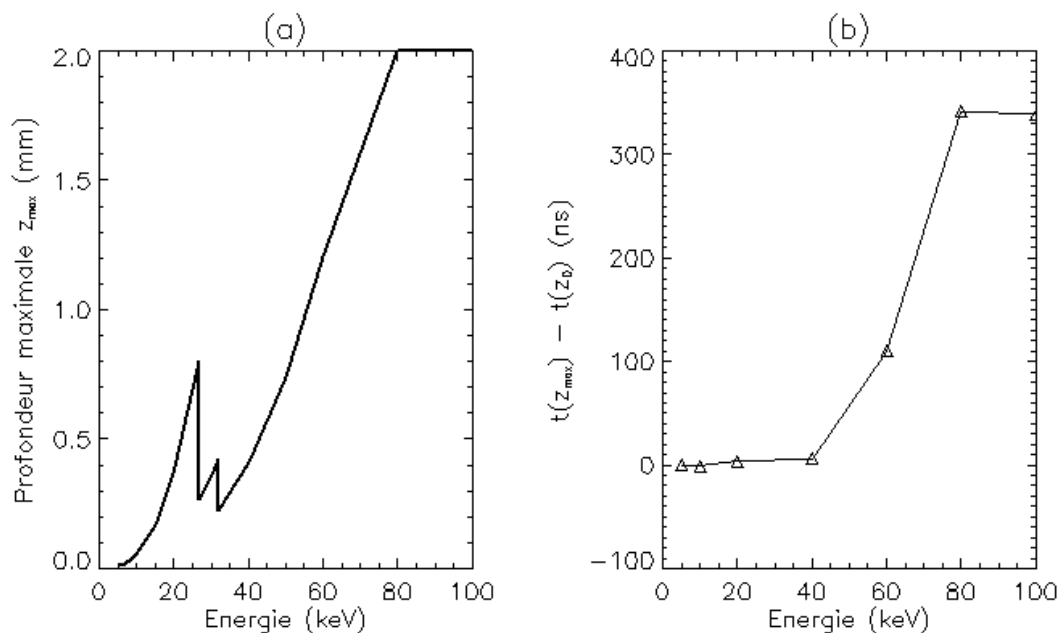


Figure 6.13 – (a) Profondeur maximale utilisée pour la simulation du signal du détecteur de 2 mm polarisé à 800 V. (b) Écart de temps en fonction de l'énergie entre les dates de déclenchement pour un photon interagissant à la profondeur maximale et pour un photon interagissant à la cathode. Cet écart a été évalué par simulation sur le logiciel Cadence, pour un seuil bas de 5 keV et un temps de sommet de 9,6 μ s.

J'ai simulé avec le logiciel Cadence le signal produit dans un détecteur de 2 mm polarisé à 800 V pour quelques valeurs d'énergies. J'ai comparé les dates de déclenchement de la chaîne électronique entre une interaction à la cathode et une interaction à la profondeur maximale. Les résultats sont reportés sur la Figure 6.13 (b). L'écart de temps entre les 2 signaux est négligeable pour des énergies inférieures à 50 keV et il reste inférieur à 350 ns pour les fortes énergies. Le seuil

bas, fixé à 5 keV dans la simulation, a peu d'influence ; il produit un retard sur la date de déclenchement qui est quasi identique à toutes les profondeurs (différences de quelques nanosecondes). L'erreur maximale de 350 ns est certainement plus élevée lorsque le détecteur est refroidi car la différence entre la mobilité des électrons et celle des trous est plus importante à 260 K qu'à 300 K [Limousin 2001, § 3.4.2.2]

6.4.3 Effet de l'électronique Idef-X

Les résultats expérimentaux relatifs à la précision de datation de l'électronique de lecture Idef-X v1.1 de Caliste 64 ont été présentés lors des conférences *SPIE Astronomical Instrumentation* de 2008 [Meuris 2008-2], *New Developments in Photodetection* [Meuris 2009-2] et *Simbol-X second international symposium* [Meuris 2009-1]. Des résultats très similaires relatifs à l'électronique Idef-X v2 de Caliste 256 sont ici reportés.

Dispersion technologique

J'ai effectué des simulations Monte-Carlo sous Cadence à partir de 100 tirages aléatoires pour évaluer la dispersion sur la date de déclenchement de la chaîne analogique suivant les dispersions technologiques. Pour un photon de 10 keV détecté avec un temps de sommet de 9,6 μ s et un seuil bas réglé à 5 keV, l'écart type sur la date est de 670 ns, en simulant une variation des procédés de fabrication. La dispersion de la production engendre une incertitude sur la datation trop importante, par rapport à l'objectif de 100 ns rms. Il est donc nécessaire que les composants sélectionnés pour le vol (512 Asics) appartiennent au même lot de production. Sur Cadence, il est possible de simuler des dispersions technologiques locales, dans une même région de *wafer*. Cette dispersion, appelée *mismatch* en anglais, est représentative des variations que l'on peut observer entre les chaînes analogiques d'un même circuit. L'écart type σ_M sur la date dû au *mismatch* dans les mêmes conditions de simulation que précédemment (10 keV, 9,6 μ s, 5 keV) est de 54 ns. Cette valeur est cohérente avec l'écart type de 55 ns mesuré entre les 32 voies d'un circuit à 14 keV.

La Figure 6.14 présente les résultats expérimentaux de dispersion technologique sur le *time-walk*, en fonction de l'énergie, pour plusieurs valeurs de temps de sommet et de seuil bas. D'après la Figure 6.14 (a), en divisant le temps de sommet par 2, la dispersion est également divisée par 2. D'après la Figure 6.14 (b), l'utilisation du seuil de détection très bas pour la spectroscopie dégrade l'uniformité de la réponse temporelle entre les pixels.

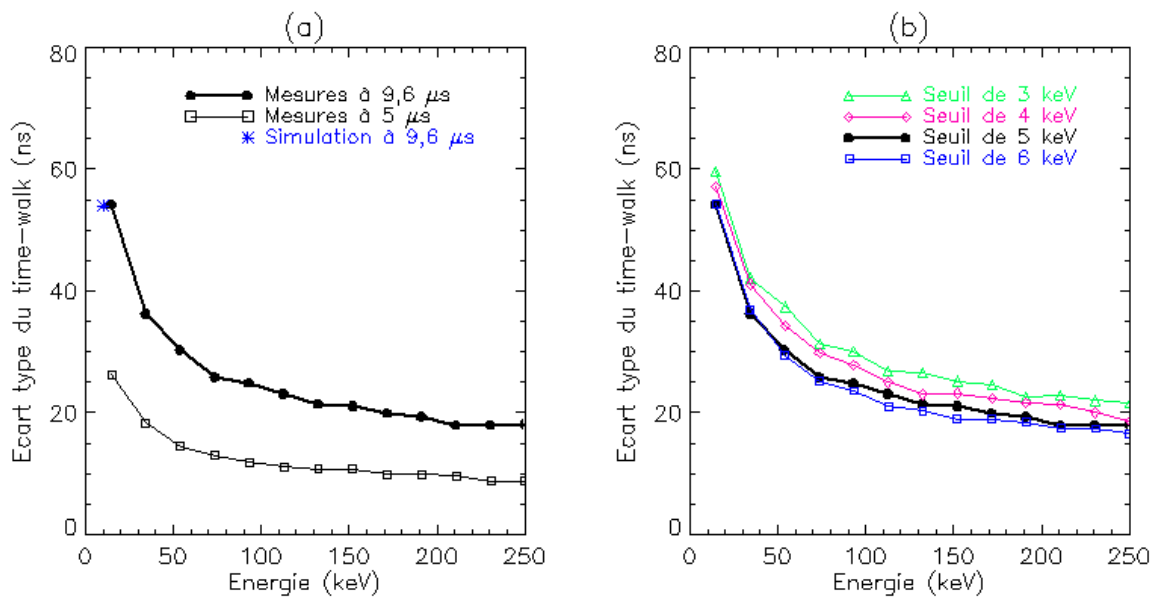


Figure 6.14 – Écart type sur le time-walk moyen entre les 32 voies d'un Asic, en fonction de l'énergie incidente pour différentes configurations de temps de sommet et de seuil bas. (a) Influence du temps de sommet pour un seuil bas de 5 keV et un courant de fuite de 20 pA. Les expérimentations sont comparées à une simulation Monte-Carlo sous Cadence. (b) Influence du seuil bas pour un temps de sommet de 9,6 μs et un courant de fuite de 20 pA.

Bruit électronique

Si la dispersion technologique peut être corrigée par des lois individuelles, le bruit électronique introduit une erreur statistique sur la datation qui n'est pas corrigeable. Les valeurs rapportées sur la Figure 6.15 en fonction de l'énergie incidente correspondent à l'écart type moyen sur chaque raie d'injection, à partir de mesures sur 32 voies. Tout comme la dispersion technologique de la Figure 6.14, l'erreur augmente fortement pour les énergies inférieures à 40 keV. À 14 keV, l'erreur notée σ_b est de 100 ns rms pour un temps de sommet de 9,6 μs et un seuil bas de 5 keV lorsque le bruit électronique est d'environ 75 électrons rms. Il s'agit donc de la source d'erreur prédominante dans le système de détection à basse énergie. La Figure 6.15 (b) montre que l'influence du seuil bas est encore plus critique que pour la dispersion technologique. En passant de 6 keV à 3 keV, σ_b augmente de 46 % à 90 keV tandis que σ_M augmente de 27 % à la même énergie. La programmation de différents courants de fuite en entrée de l'Asic permet de mettre en évidence l'influence du niveau de bruit électronique sur la Figure 6.15 (c). Diminuer le bruit électronique de 82 électrons rms à 74 électrons rms conduit à diminuer la dispersion sur le *time-walk* d'environ 10 ns rms. Nous voyons donc que la minimisation du bruit électronique intervient à la fois dans l'optimisation des performances spectrales et temporelles du système de détection.

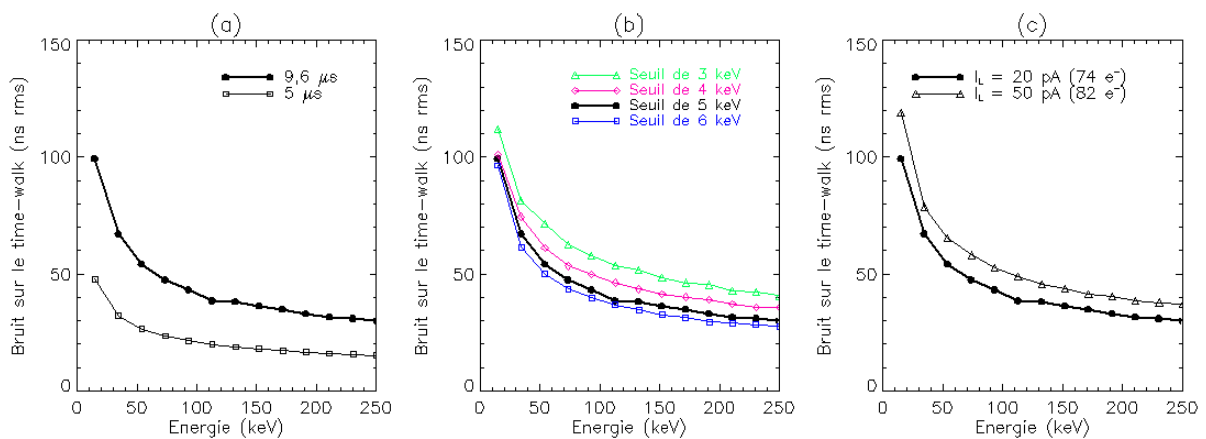


Figure 6.15 – Dispersions moyennes sur le *time-walk* dues au bruit électronique en fonction de l'énergie incidente, obtenues à partir de mesures expérimentales sur un Asic Idef-X v2. Le bruit électronique mesuré sur le banc est de 74 électrons rms pour un courant de fuite de 20 pA et 82 électrons rms pour un courant de fuite de 50 pA. (a) Influence du temps de sommet pour un courant de fuite de 20 pA et un seuil bas de 5 keV. (b) Influence du seuil bas pour un temps de sommet de 9,6 μ s et un courant de fuite de 20 pA. (c) Influence du courant de fuite, donc du niveau de bruit électronique, pour un temps de sommet de 9,6 μ s et un seuil bas de 5 keV.

En conclusion, la valeur absolue de l'erreur de datation due à l'électronique dépend au premier ordre du choix du temps de sommet, pour une énergie donnée. Avec un temps de sommet de 9,6 μ s, un seuil bas de 5 keV et un courant de fuite de 20 pA (courbes épaisses), la somme quadratique de l'erreur sur le *time-walk*, due à la dispersion technologique et au bruit électronique, vaut 113 et 54 ns à 14 et 73 keV, soit 339 ns et 162 ns à 3σ .

6.5 Optimisation du temps mort d'anticoïncidence par correction du *time-walk*

6.5.1 Principe de la correction optimisée du *time-walk*

Algorithme pour la mission spatiale

J'ai mis en évidence au paragraphe 6.4.1 la nécessité de corriger la date de déclenchement de la valeur du *time-walk* afin d'avoir une bonne estimation de la date d'arrivée de la particule dans le détecteur. Cette correction doit être effectuée à bord du satellite afin de filtrer les données à transmettre au sol par le système d'anticoïncidence. La Figure 6.16 est un synoptique des différentes fonctions et données intervenant dans la correction du temps. Pour chaque événement détecté, l'électronique numérique du détecteur de haute énergie enregistre la date de déclenchement et l'amplitude lue dans le pixel touché. Le *time-walk* est évalué à partir de cette amplitude et en fonction de la configuration de la mesure, à savoir le temps de sommet et le seuil bas de détection de la chaîne concernée.

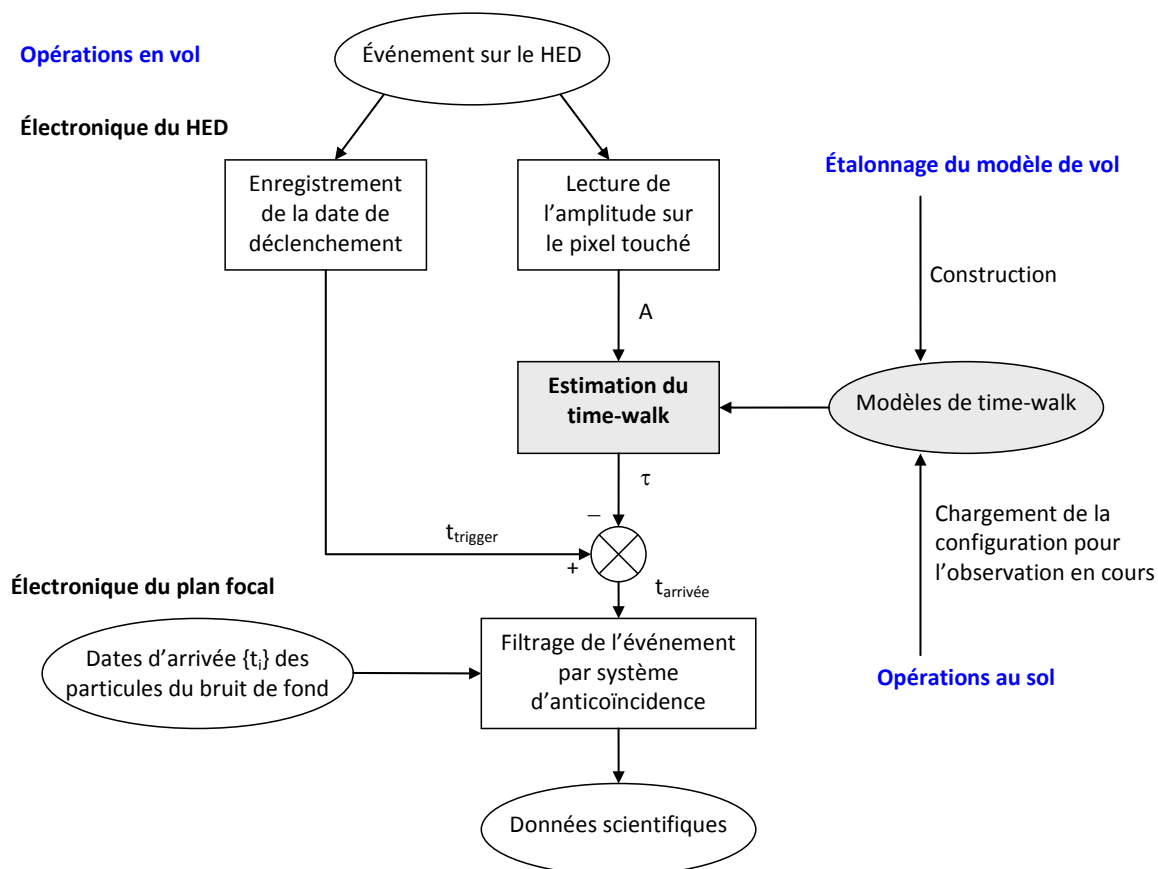


Figure 6.16 – Problématique de la correction du time-walk à bord de l'observatoire spatial Simbol-X. Les modèles de time-walk sont issus d'opérations et de mesures au sol. Les fonctions à réaliser par l'électronique numérique du détecteur de haute énergie ou celle du plan focal sont représentées par des cadres.

Ce paragraphe a pour but de donner une première estimation des performances de datation du HED et des ressources nécessaires pour les atteindre. Ces résultats aideront, dans la phase de conception du projet, à prédire les performances scientifiques de l'instrument dans son ensemble et à dimensionner la mémoire et la puissance de calcul des électroniques numériques du détecteur de haute énergie et de la charge utile. Ils permettront également de définir une partie des tests électriques au sol nécessaires pour le détecteur de haute énergie, afin de disposer de suffisamment d'information pour construire les modèles de *time-walk* qui seront utilisés pour la correction.

Remarque sur les événements multiples

En cas de déclenchement simultané de plusieurs pixels, la date de déclenchement enregistrée est imposée par la voie qui franchit le seuil en premier, c'est-à-dire généralement celle dont l'amplitude est la plus élevée. Dans ce cas, le *time-walk* doit être estimé à partir de l'amplitude maximale détectée et la même correction de temps doit être appliquée à tous les pixels de la même trame. Cette remarque a des conséquences sur les flux de données à bord du satellite. Cela implique que l'information de coïncidence temporelle entre des événements du HED doit être conservée

jusqu'à la correction de *time-walk*. Il paraît donc judicieux de maintenir le format de données sous forme de trames de déclenchements, comme c'est le cas actuellement avec le système d'acquisition Spacewire, et non de trames d'événements. L'inconvénient est la longueur variable des trames de données.

Paramètres à optimiser

La correction du *time-walk* est un problème d'optimisation. Il s'agit d'obtenir les meilleures performances possibles (c'est-à-dire la meilleure précision de datation) sur les 16384 voies de détection avec le minimum de ressources possibles. Si les algorithmes de correction sont limités à des opérations élémentaires, la complexité vient essentiellement du nombre de coefficients C_K en mémoire pour modéliser le *time-walk* de K pixels. Optimiser la correction du temps revient à chercher le modèle de *time-walk* qui minimise le critère :

$$g = C_K + a \tau_c \quad (6.8)$$

où τ_c est l'intervalle de confiance de la date d'arrivée et a est un coefficient de pondération, qui doit être défini par le groupe scientifique de la mission. Pour Simbol-X, nous cherchons à obtenir sur toutes les voies du plan de détection de haute énergie une précision de 1 μ s. J'ai défini différents modèles de *time-walk* utilisant des paramètres individuels ou collectifs et j'ai calculé ce critère dans chaque cas.

6.5.2 Implémentation de la reconstruction du *time-walk*

Expériences réalisées

Pour évaluer les performances des différentes méthodes d'estimation du *time-walk*, j'ai utilisé la capacité de l'électronique numérique à mesurer le *time-walk* pour chaque événement de charge envoyé sur une voie de l'Asic Idef-X v2. En temps différé, les données sont analysées avec le logiciel IDL. Le principe du traitement mis en place est illustré sur la Figure 6.17. Pour chaque événement, le *time-walk* est estimé à partir de la valeur de l'énergie codée et des modèles retenus. Cette estimation est comparée avec la valeur du *time-walk* mesurée, pour en déduire l'erreur d'estimation. C'est la statistique de cette erreur qui est étudiée pour les 32 pixels et les différents niveaux d'injection. Afin de ne pas biaiser les résultats, les modèles de *time-walk* utilisés sont construits à partir d'une acquisition indépendante prise dans la même configuration et qui correspond à l'opération d'étalonnage de la Figure 6.16. Pour les deux acquisitions, le temps de sommet a été réglé à 9,6 μ s, le seuil bas à 5 keV et le courant de fuite à 20 pA.

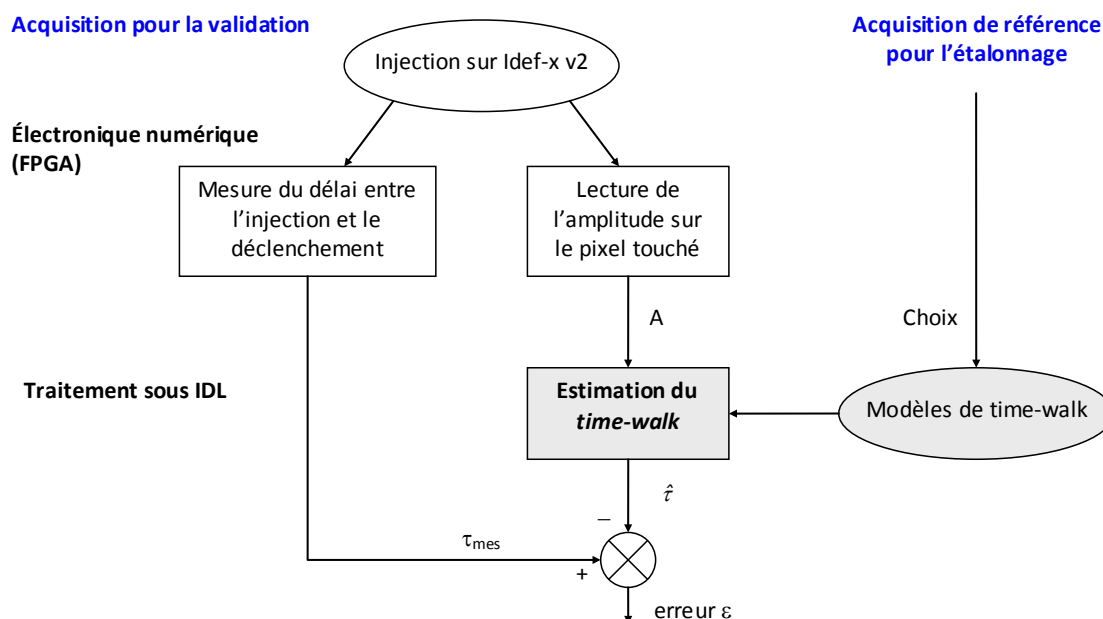


Figure 6.17 – Synoptique du traitement réalisé sur des acquisitions avec Idef-X v2 pour évaluer la précision de datation de l'électronique en fonction du choix du modèle de time-walk.

L'erreur finale contient l'erreur due à l'électronique de lecture (évaluée dans le paragraphe 6.4.3), l'erreur de quantification du FPGA (qui date les déclenchements à 10 ns près) et l'erreur d'estimation de l'algorithme de correction. En considérant des modèles propres à chaque pixel pour la correction de temps, l'erreur finale contiendra l'erreur due au bruit électronique. En revanche, avec des modèles communs à plusieurs pixels, l'erreur finale contiendra en plus l'erreur due à la dispersion technologique. Il restera alors à prendre en compte la contribution propre au détecteur de CdTe, évaluée au paragraphe 6.4.2, pour connaître la performance de datation du système de détection complet.

Choix de la méthode d'estimation du *time-walk*

Pour modéliser le *time-walk*, il n'est pas nécessaire de connaître précisément la correspondance entre l'amplitude codée et l'énergie ; il suffit de connaître la relation entre le *time-walk* et l'amplitude brute en canaux. Cette fonction pourra être directement utilisée quand la valeur codée d'amplitude de chaque événement sera lue. Cette fonction a été évaluée expérimentalement pour les 32 voies d'un circuit Idef-X v2 en injectant $J = 57$ niveaux d'énergie entre 9 et 150 keV, soit un niveau tous les 2,5 keV environ. Elle est représentée sur la Figure 6.18 pour chaque pixel.

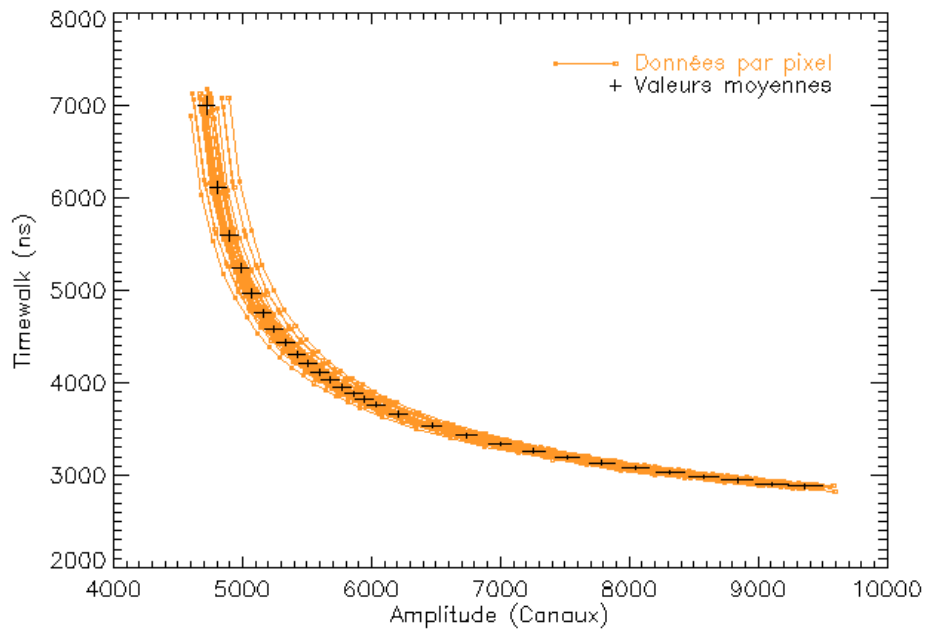


Figure 6.18 – Courbes d'étalonnage du time-walk en fonction de l'amplitude brute en pas codeur pour les 32 pixels d'un Asic Idef-X v2. Les valeurs moyennes sont données avec des barres d'erreurs qui correspondent aux écarts types sur l'amplitude et sur le time-walk entre les 32 voies.

La fonction variant de façon importante aux faibles énergies, il est difficile de la modéliser par une fonction polynomiale ou polynomiale par morceaux. Il est possible de modéliser cette fonction par un polynôme d'ordre 4 sur [5, 20 keV], d'ordre 3 sur [20, 60 keV], d'ordre 2 sur [60, 100 keV] et d'ordre 2 sur [100, 200 keV] avec une erreur inférieure à 10 ns. Le problème de ce modèle vient du fait que le rapport entre le coefficient le plus faible et le coefficient le plus élevé est supérieur à 6 ordres de grandeur, ce qui rend le calcul rédhibitoire avec des nombres entiers de 16 bits (de -32768 à 32767). Pour que la correction du temps soit réalisable avec du matériel de vol simple, j'ai choisi d'estimer le *time-walk* par une méthode d'interpolation d'ordre 1 entre les valeurs issues de l'étalonnage. Tous les algorithmes présentés par la suite seront basés sur cette méthode à partir de valeurs tabulées. Ces valeurs d'amplitude et de *time-walk* peuvent être individuelles ou collectives. Si la table choisie est collective aux 32 pixels, les barres d'erreurs autour des valeurs moyennes de la Figure 6.18 traduisent deux effets de la dispersion technologique :

- L'erreur sur le *time-walk* présentée au paragraphe 6.4.3. Cette erreur est d'autant plus grande que l'amplitude d'injection est faible.
- L'erreur sur l'amplitude due à la différence de fonction de transfert entre les pixels. Les variations d'amplitude d'un pixel à l'autre sont bien visibles sur les courbes individuelles à basse énergie ou sur les barres d'erreurs de la fonction moyenne à haute énergie.

6.5.3 Optimisation des performances de la correction du temps

Évaluation de l'erreur de reconstruction

Pour valider le principe de la reconstitution du *time-walk*, la première étape consiste à évaluer l'erreur de *time-walk* lorsque l'on utilise les valeurs d'amplitude et de *time-walk* propres à chaque pixel. L'erreur obtenue est la plus faible que l'on peut atteindre avec une méthode d'interpolation par pas de 2,5 keV. Des valeurs moyennes de *time-walk* ou d'amplitude ont ensuite été utilisées pour réduire le nombre de coefficients de $2JK$ à $J(K + 1)$, si K est le nombre de pixels et J le nombre de niveaux d'injection dans la table d'étalonnage. Pour comparer les performances des différents algorithmes, la statistique de l'erreur ε est modélisée pour chaque pixel i et chaque niveau d'énergie j par une fonction gaussienne de moments d'ordre 1 et 2 notés m_{ij} et σ_{ij} . L'intervalle de confiance à 1 % de l'erreur vaut dans ce cas :

$$I_{ij} = [m_{ij} - 3\sigma_{ij}, m_{ij} + 3\sigma_{ij}]$$

La Figure 6.19 montre ces intervalles de confiance pour une énergie incidente de 20 keV avec chaque algorithme. L'utilisation de coefficients communs pour les Figure 6.19 (b) et (c) ne modifie pas la variance des erreurs mais leur moyenne qui n'est plus centrée sur zéro. Ce biais introduit est beaucoup plus important lorsqu'on utilise une amplitude moyenne qu'un *time-walk* moyen.

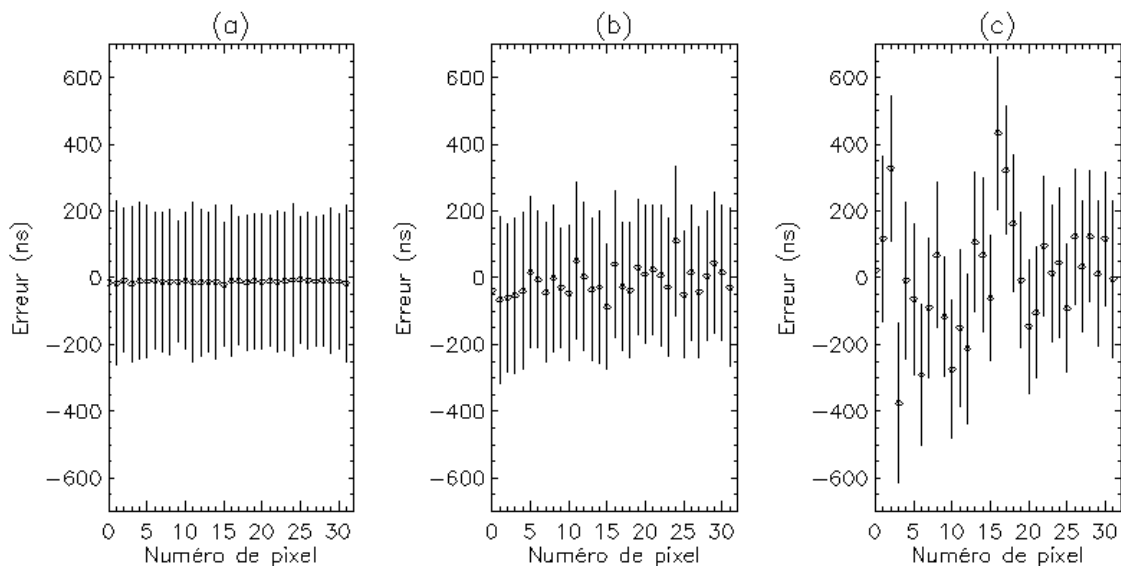


Figure 6.19 – Intervalles des erreurs de reconstruction du *time-walk* à 20 keV pour les 32 pixels, à partir de différentes tables d'étalonnage. (a) Coefficients d'amplitude et de *time-walk* propres à chaque pixel. (b) Coefficients d'amplitude propres à chaque pixel et coefficients collectifs pour le *time-walk*. (c) Coefficients de *time-walk* propres à chaque pixel et coefficients collectifs pour l'amplitude.

Je définis l'**erreur maximale de reconstruction** E_j pour un niveau d'énergie j comme la demi-largeur de la plus petite fenêtre symétrique contenant les intervalles de confiance de tous les pixels :

$$E_j = \min e_j \quad \text{tel que} \quad [-e_j, e_j] \supset \bigcup_{1 \leq i \leq 32} I_{ij}$$

Cette erreur est représentée en fonction de l'énergie incidente sur la Figure 6.20. L'utilisation d'une valeur collective de *time-walk* à chaque énergie conduit à une erreur maximale de 386 ns à 14 keV et 190 ns à 70 keV. Sur les expérimentations du paragraphe 6.4.3, les erreurs à 3σ étaient de 339 ns et 162 ns aux mêmes énergies. L'erreur propre à l'estimation est donc raisonnable mais ne peut pas être négligée dans l'évaluation de la précision de datation de l'instrument. Avec des valeurs moyennes d'amplitude, l'erreur de reconstruction est très importante à basse énergie ($1,8\mu\text{s}$ à 10 keV). L'avantage est par contre une réduction significative du nombre de coefficients à $2J$, indépendant du nombre de pixels.

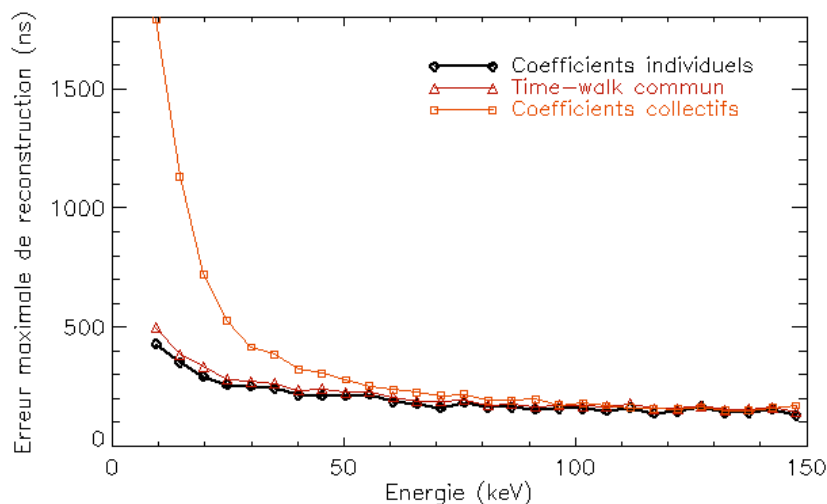


Figure 6.20 – Erreur maximale de reconstruction du *time-walk* sur 32 pixels en fonction de l'énergie incidente, pour trois tables d'étalonnage, utilisant des coefficients individuels ou collectifs pour le *time-walk* et l'amplitude.

Diminution de la table des coefficients de correction

Dans une optique d'optimisation, j'ai cherché à obtenir des performances d'estimation proches de celles obtenues avec des coefficients individuels d'amplitude mais avec un nombre de coefficients moins élevé que $J(K + 1)$. Pour chaque pixel, un coefficient de correction d'amplitude est soustrait à l'amplitude brute. Ce coefficient étant indépendant de l'énergie, le nombre total de coefficients de l'algorithme est limité à $2J + K$. La table de *time-walk* utilisée est ensuite identique pour tous les pixels. Les performances de cette correction sont illustrées sur la Figure 6.21. L'erreur maximale est dégradée à basse énergie par rapport à un algorithme utilisant des valeurs d'amplitudes individuelles (640 ns au lieu de 500 ns à 9 keV). Elle reste cependant bien moins importante qu'avec un modèle purement collectif de l'amplitude. Au-dessus de 20 keV, la précision de cet algorithme est conservée.

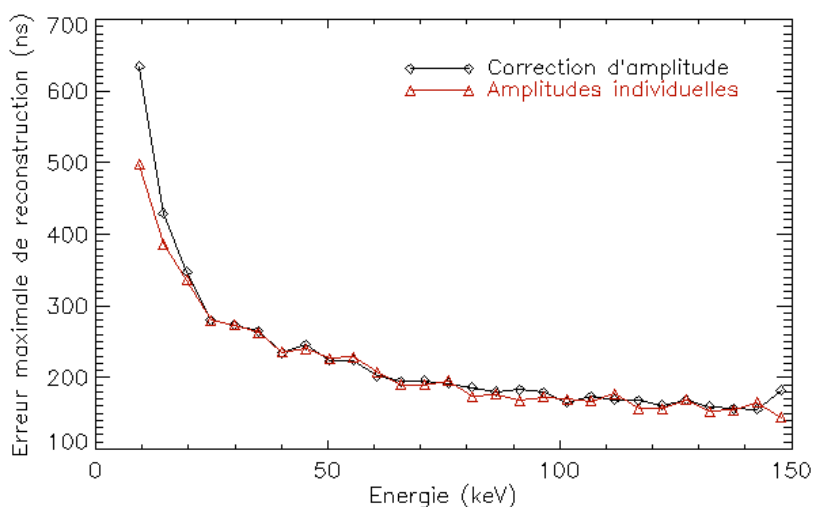


Figure 6.21 – Erreur maximale de reconstruction du time-walk sur 32 voies, en utilisant des valeurs de time-walk communes à tous les pixels pour chaque énergie. La correction d'amplitude est faite en appliquant un coefficient propre à chaque pixel mais indépendant de l'énergie tandis que la table des amplitudes individuelles contient des valeurs individuelles pour les J niveaux d'injection.

Le Tableau 6.1 résume les performances des modèles présentés. Le critère g de l'équation (6.8) est évalué en prenant $K = 16384$ chaînes, $J = 32$ niveaux (une valeur tous les 2,5 keV de 5 à 82 keV), τ_c exprimé en ns et $a = 100$ (cette valeur équilibre le poids des deux membres du critère). La plage de fonctionnement du détecteur de haute énergie de Simbol-X est de 8 à 80 keV ; pour définir la demi-largeur de la fenêtre de coïncidence ($\tau_c/2$), j'ai extrapolé l'erreur maximale de reconstitution à 8 keV à partir des données de la Figure 6.20 et de la Figure 6.21 et je l'ai arrondi à la centaine de nanosecondes supérieure. Nous vérifions que le dernier modèle proposé pour l'interpolation d'ordre 1 minimise le critère g .

Tableau 6.1 – Évaluation du critère d'optimisation suivant le modèle de time-walk choisi pour l'interpolation d'ordre 1. Pour le calcul, on considère $K = 16384$, $J = 32$ et $a = 100$.

Modèles	Nombre de coefficients C_K	Erreur maximale de reconstitution à 9 keV (ns)	Fenêtre de coïncidence τ_c	Critère $g \times 10^5$ $g = C_K + a\tau_c$
Time-walk et amplitude individuels	$2JK$	430 ns	1 μ s	11,5
Time-walk collectif, amplitude individuelle	$J(K+1)$	500 ns	1,2 μ s	6,4
Time-walk et amplitude collectifs	$2J$	1800 ns	4 μ s	4,0
Time-walk et amplitude collectifs avec correction individuelle d'amplitude	$2J+K$	640 ns	1,6 μ s	1,8

6.6 Synthèse des résultats et impact sur la mission Simbol-X

6.6.1 Proposition d'algorithme de correction du *time-walk*

La correction du *time-walk* a été étudiée pour une configuration de 9,6 μs de temps de sommet, de 5 keV de seuil bas et de 20 pA de courant de fuite. Il est apparu possible d'utiliser une table de *time-walk* commune à tous les pixels en fonction de l'amplitude A en canaux, à condition d'appliquer sur l'amplitude brute mesurée A_B un coefficient de correction d'amplitude propre à chaque pixel. Ce biais provient de la dispersion technologique de la ligne de base à la sortie des chaînes analogiques. Il est donc indépendant de la configuration du pixel, c'est-à-dire de son temps de sommet et de son seuil bas de détection. Le synoptique résumant toutes les étapes de la correction du temps est présenté sur la Figure 6.22.

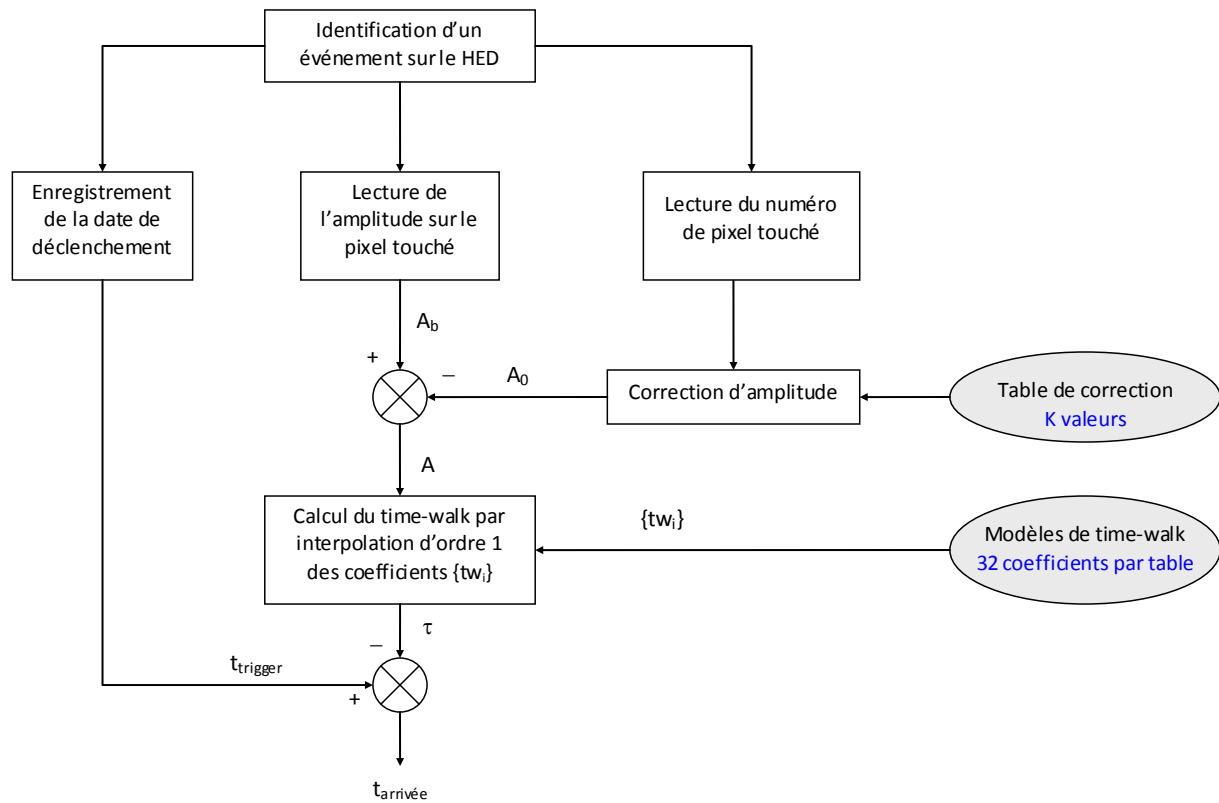


Figure 6.22 – Algorithme optimisé pour le calcul de la date réelle d'arrivée d'un photon à partir de la date de déclenchement, du numéro de pixel et de l'amplitude de l'événement.

Nous voyons avec ce schéma que les ressources mémoire pour la correction du temps se limite à une table de 16 kilomots de 16 bits pour la correction d'amplitude sur chaque pixel et 32 mots par configuration de seuil et de temps de sommet pour le calcul du *time-walk*. Ces coefficients peuvent donc être tous contenus dans un composant de mémoire de 64 ko.

6.6.2 Précision de datation et fenêtres d'anticoïncidence

La précision de datation du détecteur de haute énergie pour un temps de sommet de $9,6 \mu\text{s}$ et un seuil bas de 5 keV est donnée par la Figure 6.23. Elle est calculée comme la somme quadratique de l'erreur maximale de la Figure 6.13 liée à l'incertitude de la profondeur d'interaction dans le cristal et l'erreur maximale de la Figure 6.21 liée à l'électronique Idef-X v2 obtenue avec un modèle de *time-walk* commun et une correction d'amplitude. En dessous de 40 keV , l'erreur sur la datation est due à l'électronique de lecture uniquement. Au dessus de 40 keV , l'incertitude de la profondeur d'interaction augmente l'erreur de datation jusqu'à un plafond de 400 ns à 80 keV . Si nous définissons la **résolution temporelle** de l'instrument comme l'erreur maximale sur la datation d'un photon dans sa plage de fonctionnement, c'est-à-dire de 8 à 80 keV , nous pouvons dire que la résolution temporelle de Caliste 256 associée à une unité de traitement numérique dépend des paramètres de configuration et notamment du temps de sommet mais qu'elle est toujours inférieure à $1 \mu\text{s}$. En assimilant l'erreur maximale à la valeur à 3σ d'une distribution gaussienne, nous pouvons dire que la résolution temporelle est typiquement de 200 ns rms pour un temps de sommet de $9,6 \mu\text{s}$. En divisant le temps de sommet par 2, nous nous attendons d'après les résultats des paragraphes 6.3.2 et 6.4.3 à diminuer cette résolution à 100 ns rms .

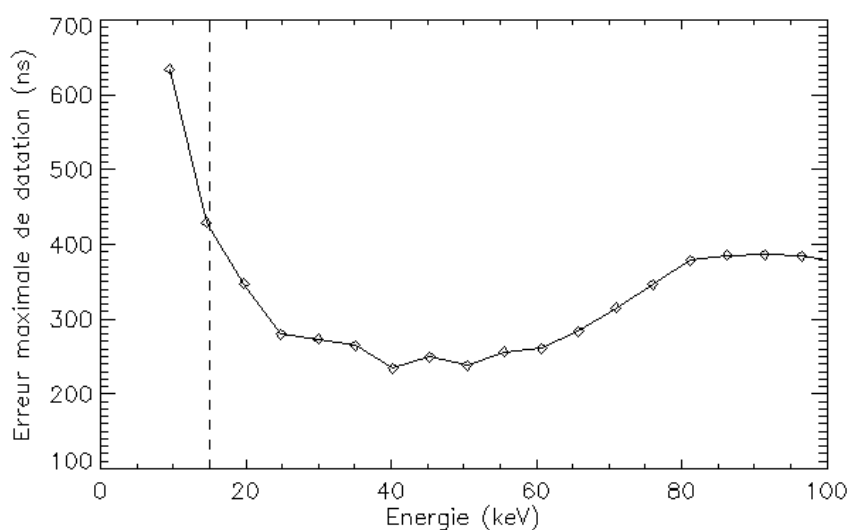


Figure 6.23 – Erreur totale de datation par le détecteur de haute énergie en fonction de l'énergie incidente dans la gamme de fonctionnement de l'instrument, pour un temps de sommet de $9,6 \mu\text{s}$ et un seuil bas de 5 keV .

La fenêtre de coïncidence doit avoir une demi-largeur supérieure à cette erreur de datation. Pour prendre une fenêtre de largeur minimale, je propose d'utiliser deux fenêtres suivant l'énergie pour ne pas dégrader le temps mort d'anticoïncidence en raison seulement de la médiocre précision de datation en dessous de 10 keV . Cette flexibilité est possible car l'algorithme d'anticoïncidence est appliqué après les cycles de lecture. Elle ne serait pas possible avec une conception de détection d'anticoïncidence analogique, interrompant l'acquisition des données. La conception du système

d'anticoïncidence de Simbol-X est donc favorable à une minimisation du temps mort. La largeur de la fenêtre peut également être optimisée par rapport au temps de sommet de la configuration car nous avons vu que ce paramètre joue au premier ordre dans la valeur absolue de l'erreur de datation. Pour un temps de sommet de 9,6 μs , je recommande de définir d'après la Figure 6.23 une fenêtre de 1,6 μs entre 8 et 15 keV et une fenêtre de 1 μs entre 15 et 100 keV. Cela signifie que pour chaque événement vu par le détecteur d'anticoïncidence, nous marquerons d'un veto tous les photons détectés par le HED dont la date d'arrivée estimée est éloignée de moins de 0,5 μs de cet événement, ainsi que tous les photons de moins de 15 keV dont la date d'arrivée est éloignée de moins de 0,8 μs . Pour la plupart des sources astronomiques, la dépendance en énergie du nombre de photons émis par seconde par cm^2 suit une loi de puissance d'ordre ν :

$$N(E) \propto E^{-\nu}$$

Le nombre de photons dans la bande d'énergie $[E_{min}, E_{max}]$ peut se mettre sous la forme :

$$N(\Delta E) = \kappa \left(E_{min}^{1-\nu} - E_{max}^{1-\nu} \right)$$

Le rapport entre le nombre de coups N_1 dans une bande d'énergie $[E_{1min}, E_{1max}]$ et le nombre de coups N_2 dans une bande d'énergie $[E_{2min}, E_{2max}]$ vaut alors :

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{E_{1min}^{1-\nu} - E_{1max}^{1-\nu}}{E_{2min}^{1-\nu} - E_{2max}^{1-\nu}} \quad (6.9)$$

Pour les sources émettant fortement dans le domaine X dur comme la nébuleuse du Crabe, ν vaut typiquement 2. Le nombre de photons arrivant sur le HED est la convolution de ce flux par la réponse du télescope. En considérant, pour simplifier, que l'efficacité est constante sur la bande [8-80 keV] et nulle en dehors de cette bande à cause du LED à basse énergie et du miroir à haute énergie, le rapport entre le nombre de coups d'énergie inférieure à 15 keV et le nombre de coups d'énergie supérieure à 15 keV, vaut d'après l'équation (6.9) :

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{8^{-1} - 15^{-1}}{15^{-1} - 80^{-1}} \approx 1$$

Il y a autant d'événements associés à une fenêtre de coïncidence de 1 μs que d'événements associés à une fenêtre de 1,6 μs . Pour le calcul de la fraction de temps mort d'anticoïncidence, nous prendrons donc 1,3 μs pour valeur de τ_c . Cette valeur constitue un majorant car la précision peut être nettement améliorée à basse énergie en utilisant un temps de sommet de 5 ou 6 μs .

6.6.3 Calcul du temps mort total de l'instrument

Pour estimer le temps mort total du plan du détecteur, il faut prendre en compte le fait que ces fractions de temps mort ne concernent pas la même région du plan. Le temps mort de lecture ne touche que les modules Caliste dans la tâche focale ; le temps mort de saturation n'implique pas non plus tous les modules Caliste à chaque événement ; le temps mort d'anticoïncidence en revanche s'applique à tout le plan de détection. L'information pertinente pour évaluer la sensibilité du télescope est le temps mort dans la région de la tâche focale. En dehors de cette région du plan, les déclenchements des détecteurs dus aux particules du fond ne réduisent pas le temps d'observation de la source car ces modules de détection sont indépendants.

La Figure 6.24 illustre les différentes sources de temps mort du détecteur de haute énergie de Simbol-X. Certains photons de la source ne sont pas vus par le détecteur car ils arrivent sur un module Caliste au moment où celui-ci est en cycle de lecture pour lire un photon ou une particule du fond. Certains photons sont lus par le HED mais sont supprimés par l'algorithme d'anticoïncidence car ils sont arrivés fortuitement en même temps qu'une particule vue par l'ACD. Dans ce dernier cas, nous voyons que l'intervalle de temps mort d'anticoïncidence τ_c n'est pas totalement disjoint de l'intervalle de temps de mort de lecture τ_L du photon fortuit. Cela signifie que le temps mort total de l'instrument est inférieur à la somme des intervalles de temps mort calculés. Pour une première estimation, je définis le temps mort total par l'expression générale :

$$f_M = f_L + f_S + a f_A \quad 0 < a < 1 \quad (6.10)$$

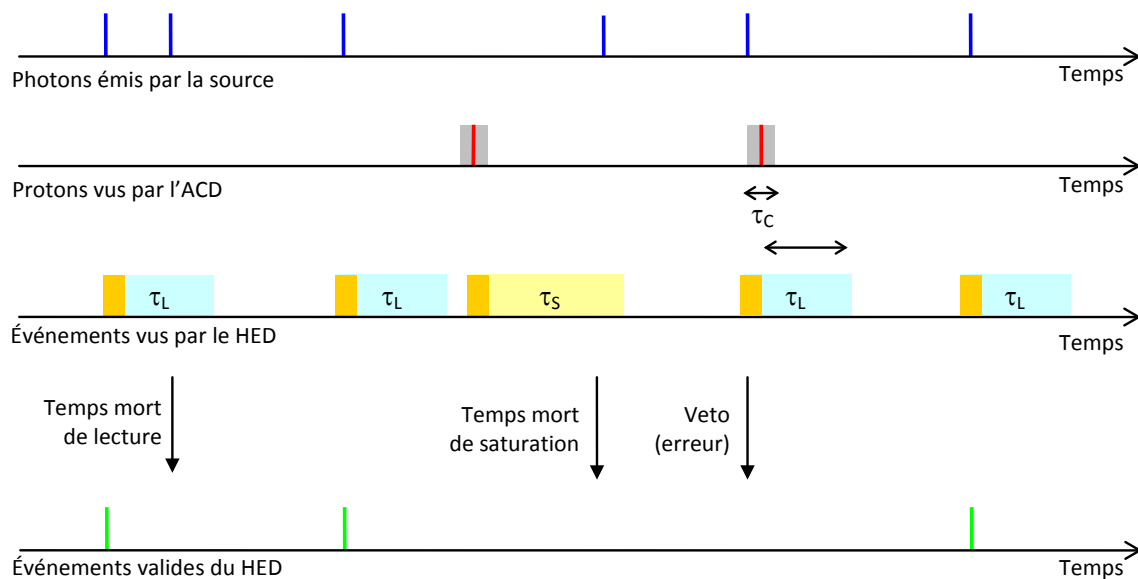


Figure 6.24 – Schéma simplifié de l'observation d'une source par le HED. Certains photons ne sont pas pris en compte en raison du temps mort de lecture, de saturation et d'anticoïncidence.

Tableau 6.2 – Évaluation des paramètres intervenant dans le temps mort d'un module de détection, pour le plan de détection de haute énergie de Simbol-X et le plan de détection Isgri d'Integral [Limousin 2001].

Paramètres	Signification	Valeur dans un module	
		Caliste de Simbol-X (1 cm ²)	d'Isgri (328 cm ²)
N_0	Flux du Crabe	200 coups/s	155 coups/s
τ_L	Temps mort de lecture	24 μ s	115 μ s
f_L	Fraction de temps mort de lecture	< 0,48 %	< 1,8 %
N_{sat}	Flux de particules saturantes	3 coups/s	650 coups/s
τ_{sat}	Temps mort de saturation	42 μ s	18,9 μ s
f_S	Fraction de temps mort de saturation	0,01 %	1,2 %
N_{AC}	Taux de comptage de l'anticoïncidence	2000 coups/s	15000 coups/s
τ_C	Fenêtre de coïncidence	1,3 μ s	3 μ s
f_A	Fraction de temps d'anticoïncidence	0,26 %	4,5 %

Les paragraphes précédents ont permis d'évaluer les différents paramètres intervenant dans le temps mort d'un module de détection de 1 cm² du HED de Simbol-X. Ils sont comparés dans le Tableau 6.2 aux valeurs équivalentes pour un module de détection de la caméra Isgri dans l'instrument Integral.

- L'électronique de lecture d'Isgri développée par deux équipes de microélectronique du CEA [Arques 1999] a été remplacée par l'électronique de lecture Idef-X développée par notre groupe à l'Irfu. Le temps de lecture a été réduit d'un facteur 6, ce qui conduit à réduire le temps mort de lecture dans la même proportion au niveau d'un module de détection.
- Le flux de particules saturantes par unité de surface est similaire entre Integral et Simbol-X (entre 2 et 3 coups.s⁻¹.cm⁻²). Le temps mort associé dépend de la surface de détection du flux de la source. Sur Ibis utilisant un masque codé, le flux est réparti sur les 8 modules de 328 cm². Cela implique un temps mort de saturation de 1,2 % par module. Le temps mort sur le plan total est inférieur à 8 fois cette valeur car les intervalles de temps morts sur les différents modules peuvent se superposer. Dans Simbol-X utilisant une technique de focalisation, ce flux est contenu dans 1 cm². Il est résulte un temps mort de saturation complètement négligeable de 10⁻⁴.
- Le système d'anticoïncidence analogique a été remplacé par un filtrage numérique des données après l'acquisition. La fenêtre de coïncidence temporelle estimée pour le HED a fait l'objet d'une optimisation, afin de la réduire d'un facteur 2 par rapport à celle d'Isgri. La technique de focalisation permet surtout d'avoir un plan de détection très compact (64 cm² au lieu de 3600 cm²). Le détecteur d'anticoïncidence peut donc avoir une surface bien plus faible et son taux de comptage est fortement réduit. C'est la raison qui permet de passer d'un temps mort

d'anticoïncidence de 13 % (en prenant en compte tous les éléments déclenchant un veto sur lsgri) à un temps mort de 0,3 % sur le HED.

En conclusion, dans le pire cas d'une source forte et d'un temps de sommet de 9,6 μs , un encadrement de la fraction de temps mort total d'un module de détection du HED est donné par l'équation (6.10) :

$$0,49\% \leq f_M \leq 0,75\% \quad (6.11)$$

Cette valeur est remarquablement faible, inférieure à 1 %, alors que le temps mort d'lsgri est supérieur 15 %. Au premier ordre, on peut considérer que le temps mort du détecteur de haute énergie est négligeable. C'est cette hypothèse qui a été prise pour évaluer la courbe de sensibilité du télescope complet sur la Figure 2.7.

Pour la mise en œuvre du télescope, il sera ensuite intéressant de régler les paramètres de la configuration du détecteur de haute énergie qui optimisent les performances réelles du télescope. Il est tout à fait possible de réduire le temps mort établi par cette étude pour étudier des sources très faibles, sans raie d'émission ou d'absorption dans le domaine X dur. Je recommande pour cela de fixer le temps de sommet des filtres vers 4 μs . Les temps morts de saturation et d'anticoïncidence pourront être divisés par 2. Le temps mort de lecture pourra être diminué de 5 μs (–25 %) si le temps de latence (t_L sur la Figure 6.1 et dans l'équation 6.3) avant le blocage de la chaîne est optimisé par rapport au temps de montée. Si l'on cherche en revanche à détecter des raies comme celles du titane 44 à 68 keV et 78 keV, il est préférable d'utiliser le temps de sommet qui minimise le bruit électronique, donc plutôt une longue constante de temps, pour avoir d'excellentes performances spectroscopiques qui feront ressortir les raies du reste du flux et du fond. La configuration du plan détecteur de haute énergie peut donc être optimisée par rapport au type d'observation.

L'équation (6.10) n'est pas assez précise pour connaître la correction de flux à appliquer sur le flux mesuré à partir de l'équation (6.1) avec une faible erreur. Une simulation Monte Carlo pourrait évaluer une valeur plus exacte du coefficient d'ajustement a . En vol, l'architecture du plan focal permet de connaître précisément les valeurs de f_L , f_S et f_A pour chaque observation. L'erreur relative sur la valeur de a donne directement l'erreur relative sur le temps mort total f_M et par suite, l'erreur relative sur le flux corrigé (cf. équation 6.1).

Outre l'évaluation du temps mort, l'étude menée a permis de mettre en évidence les fonctionnalités à intégrer dans l'électronique numérique du HED.

6.6.4 Fonctionnalités de l'électronique numérique du HED

Détection des saturations

Je propose d'intégrer la détection des amplitudes saturées par l'électronique numérique, au moment de la lecture afin d'adapter le temps t_R de réinitialisation des Asics (cf. Figure 6.1) et de

réactivation du module de détection en cas d'un important dépôt de charge. Cette fonctionnalité ne nécessite qu'un faible nombre d'opérations supplémentaires : il s'agit de comparer chaque amplitude codée à une valeur haute proche de 3,3 V. Cette opération correspond à un seuil haut de détection réalisée de façon numérique. Si ce seuil n'est pas franchi, t_R durera 1 μ s. Si le seuil est franchi, t_R prendra une valeur haute fixée avant le début de l'observation, en fonction du seuil bas et du temps de sommet réglés pour l'électronique de lecture.

Mode de lecture

Deux modes de lecture, le mode « pixel touché » et le mode « pixels voisins » ont été présenté au Chapitre 5. Le mode « pixels voisins » est plus complexe, il augmente le temps des cycles de lecture et la taille des données produites. En contrepartie, il permet de monter le seuil à 5 keV tout en conservant l'information sur les énergies incidentes entre 2 et 5 keV, utile pour l'imagerie et la spectroscopie. Contrairement à un seuil de 2 keV, un seuil de 5 keV permet de garantir qu'il n'y aura pas de déclenchement de la chaîne analogique sur le rebond du signal après l'arrivée d'une particule saturante ; il diminue donc le temps de saturation. Ce paramètre diminue également l'incertitude sur le *time-walk* due à l'électronique de typiquement 20 ns rms. En pratique, la fraction de temps mort liée aux saturations est diminuée de 0,005 % à 9,6 μ s tandis que la fraction de temps mort de lecture avec ce mode est augmentée de 0,12 %. Quant à la datation des photons, le paramètre de configuration influençant au premier ordre la précision sur le *time-walk* n'est pas le seuil bas mais le temps de sommet. Nous pouvons donc obtenir de meilleures performances que celles présentées au paragraphe 6.5.3 à 9,6 μ s et avec un seuil de 5 keV, en réglant le seuil à 2 keV et en diminuant le temps de sommet vers 6 μ s. En conclusion, je recommande de lire uniquement les pixels touchés du plan de détection de haute énergie, en réglant le seuil bas au minimum.

Correction de temps

L'algorithme de correction du *time-walk* de la Figure 6.22 est réalisé par l'électronique numérique du HED ou celle de la charge utile qui effectue le filtrage par anticoincidence. Les capacités de calcul et de mémoire de l'électronique de la charge utile sont beaucoup plus importantes, cependant les calculs intervenant dans l'algorithme semblent assez modestes. La complexité vient des accès vers la mémoire. Je recommande d'effectuer la correction par l'électronique du HED en ajoutant une mémoire de 64 ko dans ce sous-système et éventuellement une unité de calcul supplémentaire si nécessaire. La correction du temps pourra être appliquée de façon identique pour tous les événements associés à un même déclenchement. Les données pourront ensuite être envoyées vers l'unité de traitement de la charge utile sous forme de trame d'événements (une date, un pixel, une énergie) de taille fixe, ce qui permet d'avoir un format de données simple aux interfaces des sous-systèmes. À chaque nouvelle observation, l'électronique de la charge utile communiquera la configuration associée pour que l'électronique numérique du détecteur sache quelle table de *time-walk* utiliser. La correction de temps doit être effectuée

indépendamment de l'acquisition des données (dans deux unités de calcul distinctes par exemple) car elle ne doit pas rallonger le temps de lecture. Étant donné que les phases de lecture occupent moins de 1 % du temps de l'électronique numérique, il est raisonnable de penser que la correction se fera en temps réel.

Le fonctionnement envisagé pour l'électronique numérique du HED est issu d'une étude théorique et de simulations de cas simples. Dans la réalité de l'environnement radiatif, certaines hypothèses formulées peuvent être remises en cause :

- L'électronique frontale analogique est-elle suffisamment insensible à la commutation des signaux numériques pendant la phase de lecture d'un photon pour pouvoir minimiser le temps de réinitialisation t_R à 1 μ s ?
- Le système de détection peut-il fonctionner avec un seuil aussi bas que 2 keV sans avoir un temps mort de lecture des particules primaires et secondaires du fond trop important ?
- N'y a-t-il aucun redéclenchement de la chaîne analogique après le passage d'une particule lorsque le seuil bas est réglé à 5 keV ?

L'expérimentation au sol est possible et elle est primordiale pour valider la conception de l'instrument et du plan focal plus généralement.

6.6.5 Validation des résultats de simulation par des essais d'irradiation

Les hypothèses qui viennent d'être formulées peuvent être vérifiées dans des installations équipées d'accélérateurs de particules. Les essais d'irradiation sont intéressants en début de projet pour orienter la conception des systèmes électriques du plan focal et définir les algorithmes de calcul. Une campagne d'irradiation sur un module de détection Caliste 64 a été menée en juin 2009 dans l'installation Tandem à Orsay.

Essais d'irradiation sur Caliste 64

Nous avons choisi d'irradier un échantillon par des protons de 20 MeV car ils déposent l'énergie maximale attendue dans un détecteur de CdTe de 2 mm d'épaisseur, d'après l'analyse du paragraphe 6.3.1. Le montage est illustré sur la Figure 6.25. Le faisceau de protons arrive par une ligne de l'accélérateur et frappe une cible d'or qui diffuse les protons dans toutes les directions. Une microcaméra Caliste 64, intégrée dans une enceinte refroidie sous vide, est placée à 45° de l'axe du faisceau tandis qu'un scintillateur plastique équipé de son électronique de lecture est à 22°. Les électroniques de lecture des deux détecteurs sont connectées à la même carte d'électronique numérique. Cette dernière enregistre la date d'arrivée des protons dans le cas d'un faisceau pulsé, la date de déclenchement du scintillateur et les données de Caliste 64 (date, position, énergie). L'enceinte de Caliste 64 est équipée d'une fenêtre de béryllium (transparente aux rayons X) sur laquelle est placée une source d'américium 241, afin de se rapprocher des conditions réelles de fonctionnement dans lesquelles la source astronomique et le fond cosmique sont superposés.

L'utilisation d'un faisceau pulsé permet d'analyser les caractéristiques temporelles de Caliste 64. Les données expérimentales n'ont pas encore été totalement analysées. Cette campagne d'essais devrait permettre :

- d'étalonner le *time-walk* réel de l'électronique Idef-X v1.1 pour les protons de 20 MeV et pour toutes les particules secondaires qu'ils ont générées dans la dynamique de l'électronique,
- d'évaluer la précision de datation des protons, en étudiant la dispersion sur le *time-walk*,
- de savoir dans quelles conditions l'électronique se déclenche une deuxième fois sur une particule saturante (cela implique de distinguer les faux déclenchements des déclenchements réels sur le bruit de fond retardé produit par la désexcitation des matériaux de l'installation irradiés),
- d'évaluer le nombre moyen de pixels qui se déclenchent lors du passage d'un proton (ce résultat pourra ensuite être extrapolé à la géométrie de Caliste 256).

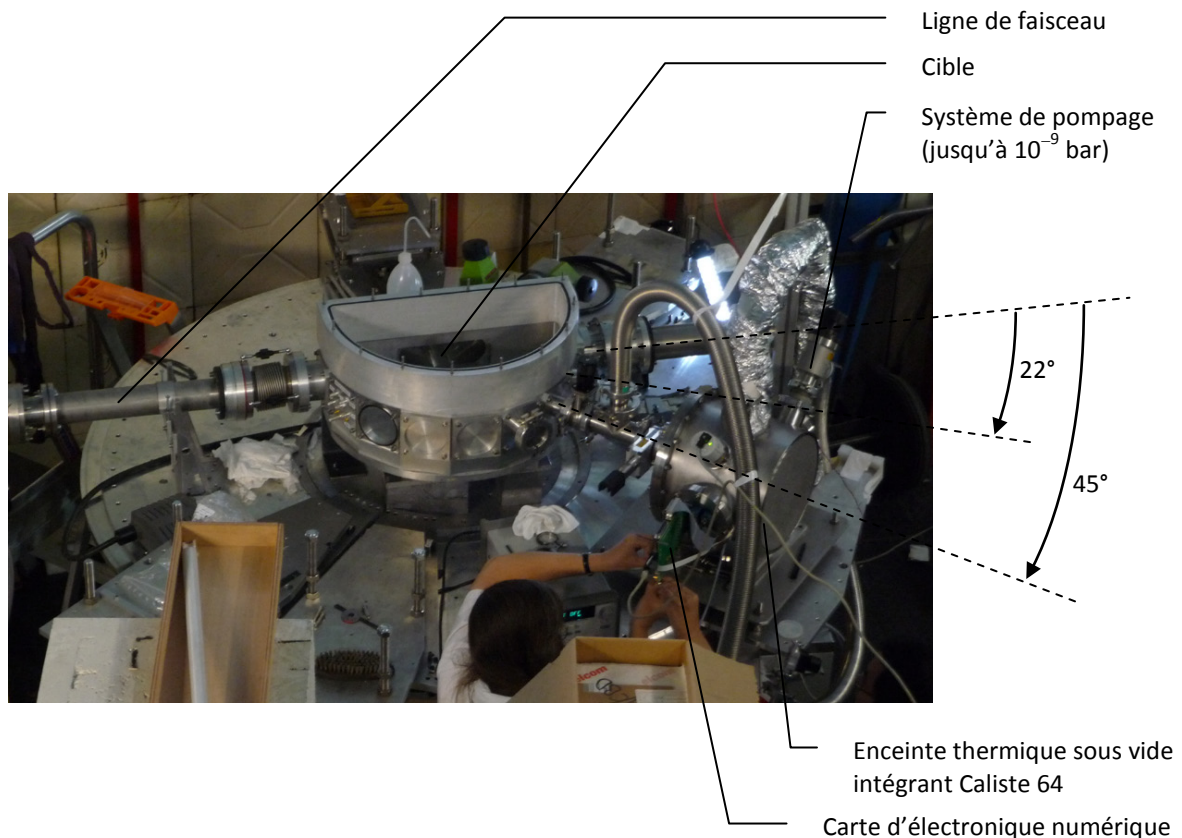


Figure 6.25 – Installation des essais d'irradiation de protons réalisés en juin 2009 à Orsay sur un module Caliste 64. Le scintillateur plastique n'est pas encore installé à 22° du faisceau. L'enceinte thermique de Caliste 64 est placée à 45° et un système de pompage permet d'abaisser la pression entre 10^{-6} et 10^{-5} mbar. La plaque de cuivre supportant la carte électronique de Caliste est refroidie jusqu'à -50°C , ce qui correspond à une température d'environ -10°C sur le détecteur.

Essais d'irradiation pour qualifier le plan focal

La fabrication du plan focal de Simbol-X n'est pas envisagée puisque le projet tel qu'il est défini à l'heure actuelle a été abandonné. Néanmoins, la méthodologie de validation d'un plan focal serait identique pour un autre télescope détectant les rayons X durs et équipé d'un système d'anticoïncidence numérique. Elle consisterait pour Simbol-X à irradier un modèle du plan focal équipé, partiellement ou non, de modules de détection réels du HED et de l'ACD et intégrant des algorithmes définitifs de l'électronique numérique du HED. Le traitement d'anticoïncidence pourrait être effectué a posteriori, en dehors de l'installation des essais. L'objectif serait de vérifier que :

- le temps de calcul du *time-walk* et le taux de comptage sur le détecteur sont compatibles avec une correction en temps réel dans l'électronique numérique du HED,
- la correction du *time-walk* (suivie de l'algorithme d'anticoïncidence) supprime toutes les particules du fond vues par l'ACD,
- la détection des particules saturantes supprime tous les déclenchements fictifs de l'électronique analogique de lecture.

L'étude des propriétés temporelles de Caliste 256 par simulation et expérimentation a démontré que le temps mort du détecteur de haute énergie tel qu'il a été conçu pour Simbol-X est négligeable ($< 0,8\%$) et que sa valeur absolue peut être déterminée en vol avec une bonne précision. Ceci garantit une sensibilité optimale de l'instrument et une correction de la photométrie des sources observées avec une faible incertitude. La conception d'un système de coïncidence numérique filtrant les données après leur acquisition permet d'utiliser une fenêtre de coïncidence temporelle adaptative, en fonction de la configuration de l'électronique de lecture et de la bande d'énergie dans laquelle se trouve l'événement. La précision de datation de Caliste 256 est d'environ 200 ns rms avec un temps de sommet de 9,6 μ s et 100 ns rms avec un temps de sommet de 5 μ s. J'ai vérifié que les propriétés spectrales, spatiales et temporelles de Caliste 256 équipée de CdTe Schottky Al sont très bien adaptées à une nouvelle mission d'astronomie X et gamma comme Simbol-X. Cependant, les performances spectrales ne sont maintenues que pendant quelques minutes à 25°C et quelques heures à 0°C. L'objectif a donc été dans une dernière étape de caractériser la stabilité des détecteurs CdTe Schottky pour prédire leur comportement suivant les conditions de température et de tension.

Chapitre 7

Stabilité des détecteurs CdTe Schottky

Sommaire

7.1	Mise en évidence de l'effet de polarisation	236
7.2	Physique du détecteur semiconducteur	243
7.3	Simulation de l'effet de polarisation	254
7.4	Étude expérimentale de l'effet de polarisation avec Caliste 64.....	259
7.5	Confrontation des simulations aux expérimentations	271
7.6	Optimisation des conditions de fonctionnement des détecteurs dans Simbol-X.....	276

Les tests des microcaméras Caliste 64 en Cd(Zn)Te confirment que les détecteurs CdTe Schottky sont les semiconducteurs qui offrent à température ambiante les meilleures performances spectrales dans le domaine X dur. Cependant, ils souffrent de l'effet de polarisation qui dégrade leur réponse au cours du temps. Ce chapitre présente les travaux de simulation et d'expérimentation que j'ai menés pour caractériser ce phénomène encore mal compris dans la communauté scientifique. Je conclus en proposant des conditions de fonctionnement optimisées de ces détecteurs pour la mission Simbol-X.

7.1 Mise en évidence de l'effet de polarisation

7.1.1 Découverte historique

Dès 1972, des spectres à température ambiante sont réalisés avec du CdTe très résistif dopé au chlore et fabriqué par THM, avec des électrodes d'aluminium [Bell 1972]. Les physiciens remarquent que les raies gamma commencent à s'élargir au bout de quelques minutes, qu'elles se décalent lentement vers les basses énergies et diminuent en hauteur en raison d'une baisse du taux de comptage — c'est-à-dire d'une diminution de l'efficacité de détection des rayons gamma — sur des longues périodes d'acquisition [Bell 1974, Malm 1974]. Cependant, ils notent également qu'éteindre la tension de polarisation pendant 5 minutes suffit pour retrouver les performances initiales, par ailleurs prometteuses pour le monde de la spectroscopie gamma. Ce phénomène dit de polarisation se produit dès la mise sous tension du détecteur, même en l'absence de source gamma[▲]. À cette époque, plusieurs physiciens concluent que les conditions de fonctionnement (refroidissement, coupure de tension) sont trop contraignantes pour utiliser ce matériau comme un détecteur [Siffert 1976]. Le terme de détecteur Schottky n'est pas employé mais les électrodes réalisées en indium ou en aluminium sont bien des contacts redresseurs. Siffert recommande donc l'utilisation d'un procédé *electroless* pour réaliser des contacts ohmiques à partir de platine ou d'or.

Après avoir utilisé des détecteurs CdTe ohmiques plus stables ou leurs dérivés CdZnTe ohmiques plus résistifs, quelques groupes d'instrumentalistes pour l'astrophysique sont revenus depuis une dizaine d'années vers des détecteurs avec des contacts volontairement redresseurs en raison de leur excellente résolution spectrale (cf. paragraphe 3.6). De ce fait, la problématique de l'effet de polarisation est à nouveau d'actualité. Les études que j'ai menées au laboratoire sur la stabilité des détecteurs Schottky portent sur les contacts en aluminium déposés par évaporation, détecteurs de référence pour la mission Simbol-X. Dans cette première partie, je présente une synthèse des résultats expérimentaux réalisés avec des échantillons de matrices de 64 pixels sur substrats (cf. Figure 3.3) pour illustrer les caractéristiques de l'effet de polarisation et identifier les facteurs de stabilité.

7.1.2 Mesures de courant de longue durée

Le banc de mesure de courant présenté au paragraphe 3.3.2 a été utilisé pour réaliser des mesures de longue durée sur les échantillons de CdTe et CZT disponibles sur substrat. Pour étudier l'évolution du courant au cours du temps, il est plus approprié d'utiliser la mesure du courant dans

[▲] L'effet de polarisation dans les détecteurs CdTe n'est pas le même phénomène qui touche les compteurs gamma à base de cristaux. La polarisation de ces compteurs, déjà expliquée par Hofstadter en 1949, est une modification du champ électrique en fonction de la dose absorbée de photons gamma. On peut retrouver cette problématique dans le CdTe ou le CdZnTe mais pour des sources gamma très fortes ($> 10^4$ coups par seconde) [Soldner 2007].

l'anneau de garde car elle est répétée 64 fois plus souvent que la mesure de courant dans un pixel avec ce banc de test. De plus, le courant étant plus élevé, l'erreur de mesure relative est plus faible. La Figure 7.1 illustre l'évolution du courant dans un détecteur CdTe de type Schottky (anode Al) et un détecteur CdTe de type ohmique (anode Pt), polarisé dans les mêmes conditions de tension et de température. Le courant est 100 fois plus faible avec le détecteur Schottky mais sa valeur double en 6 heures. Cette tendance a été observée sur tous les échantillons de même type, de 2, 1 et 0,5 mm. Le courant dans le détecteur ohmique, au contraire, se stabilise au bout d'une heure de mise sous tension (le courant est supérieur à 40 nA les 10 premières minutes) et reste ensuite incroyablement stable pendant les 66 heures de mesure. Les mesures d'Integral depuis 5 ans confirment la grande stabilité des détecteurs CdTe ohmiques qui ne subissent que la dégradation due au rayonnement cosmique. Le courant des détecteurs CZT est également très stable.

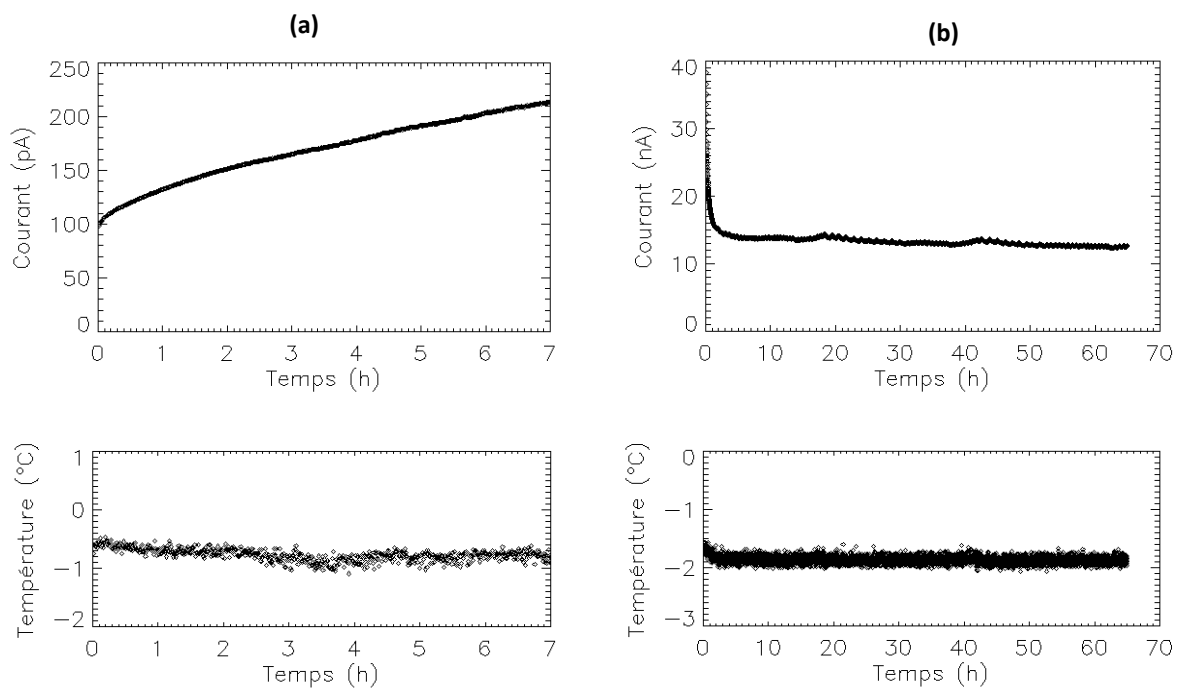


Figure 7.1 – Suivi du courant dans l'anneau de garde pour deux échantillons sur substrat de CdTe de 1 mm d'épaisseur polarisé à 100 V entre $-0,5$ et -2°C , l'un ayant à l'anode un contact Schottky en aluminium (a) et l'autre un contact ohmique en platine (b). Les courbes de température permettent de vérifier que la température des détecteurs est stable pendant toute la mesure (variation inférieure à $0,5^{\circ}\text{C}$) et n'est pas responsable de l'augmentation importante du courant dans le détecteur Schottky.

L'effet de polarisation affecte donc exclusivement les détecteurs CdTe équipés d'un contact Schottky. Il se traduit par une augmentation du courant dès l'instant initial, même en l'absence de source X ou gamma.

7.1.3 Mesures spectroscopiques de longue durée

Pour mettre en évidence le phénomène de polarisation sur la spectroscopie, j'ai réalisé des acquisitions en continu avec une source d'américium dans le banc de spectroscopie présenté au paragraphe 3.4.1. L'évolution des spectres est étudiée sur une demi-matrice (32 pixels) de détecteur.

Forme spectrale

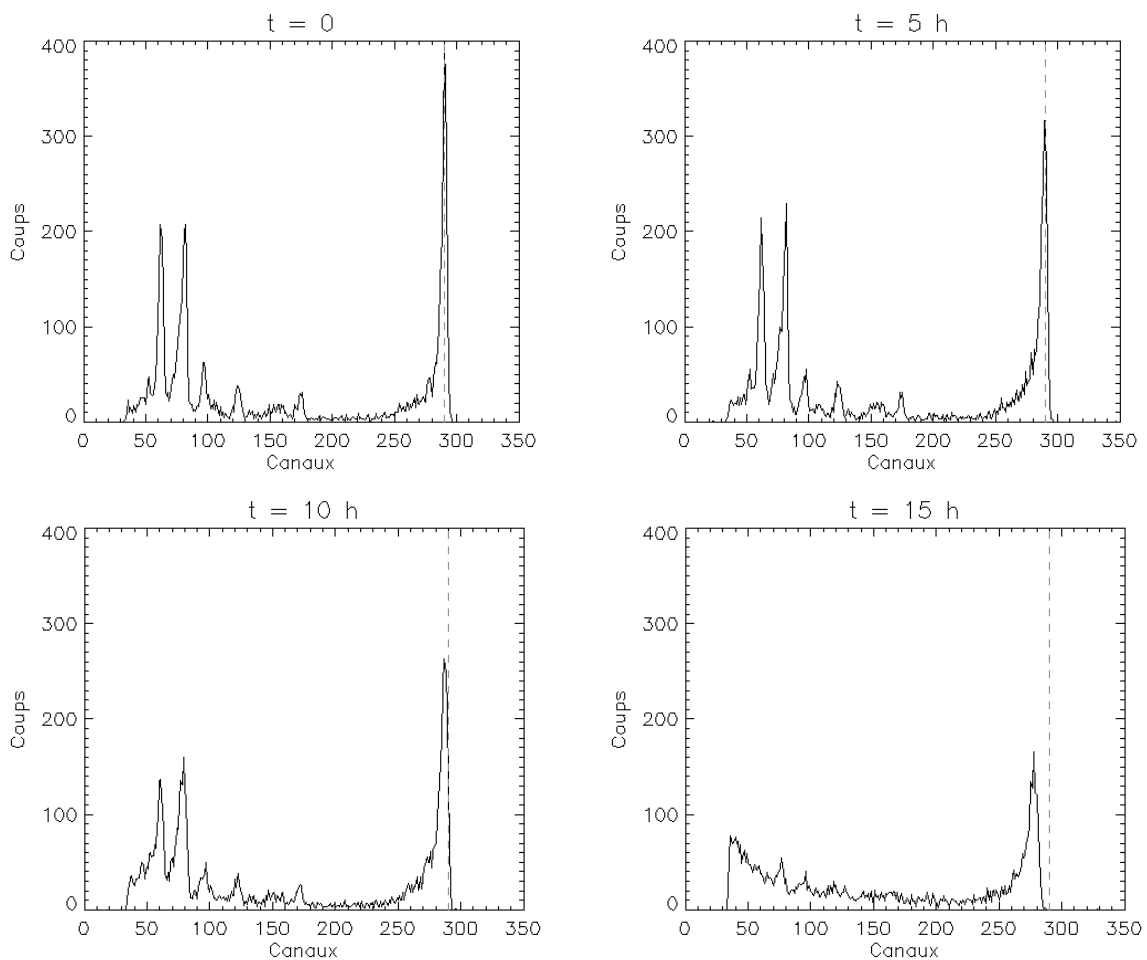


Figure 7.2 – Évolution toutes les 5 heures du spectre d'américium obtenu avec le pixel 15 d'un détecteur Schottky de 1 mm d'épaisseur polarisé sous 200 V à -7°C . Les spectres sont des histogrammes de 15 minutes. Sur les 4 spectres figure en pointillés la position de la raie d'américium de 60 keV à l'instant initial, pour observer le décalage de la raie vers la gauche.

La Figure 7.2 montre l'évolution du spectre d'américium pour un pixel d'un détecteur Schottky de 1 mm d'épaisseur polarisé à 200 V et refroidi à -7°C . Au bout de 5 heures, la raie d'américium à 60 keV s'est élargie et l'épaulement à gauche, indicateur d'une perte de charges, est bien visible. Au bout de 10 heures, nous observons le décalage à gauche du sommet de la raie à 60 keV et la diminution de la hauteur de la raie, qui traduit une diminution du nombre de coups dans la raie ; à basse énergie, la résolution spectrale s'est bien dégradée. Au bout de 15 heures, les raies de

14 et 17 keV ont disparu ; la raie à 60 keV continue de perdre en intensité et de se décaler à gauche. En conclusion, l'effet de polarisation se traduit par une perte d'efficacité de collection, qui touche plus fortement les raies de basse énergie. Les photons à ces énergies pénètrent moins dans le volume du CdTe que des photons de 60 keV ; le détecteur commence donc vraisemblablement par perdre en sensibilité au niveau de la fenêtre d'entrée qui est la cathode.

Les mesures spectroscopiques sont très riches en information. Pour analyser de façon quantitative l'effet de polarisation, j'ai extrait des spectres plusieurs paramètres que j'ai suivis au cours du temps. Ils sont illustrés ici pour la même acquisition à -7°C sous 200V que la Figure 7.12.

Position de la raie à 60 keV

La position de la raie de 60 keV a été mesurée pour chaque spectre de 15 minutes obtenu avec le pixel 15. Nous observons sur la Figure 7.3 sa lente diminution dès l'instant initial qui s'accélère au bout de 10 heures. Pour calculer la vitesse de décalage de la raie, la mesure en pas codeur est directe mais elle a l'inconvénient de dépendre du banc de test et de la chaîne de lecture du pixel étudié. Pour m'en affranchir, j'introduis une unité d'énergie équivalente à 60 keV qui correspond à l'énergie qui serait attribuée à la raie d'américium si on utilisait la table d'étalonnage de l'instant initial (la position initiale est donc nécessairement 59,54 keV soit l'énergie exacte du photon d'américium). Cette unité a un vrai sens pour le fonctionnement des détecteurs — à bord de Simbol-X notamment — puisqu'il n'est pas souhaitable de ré-étalonner les matrices en cours d'observation.

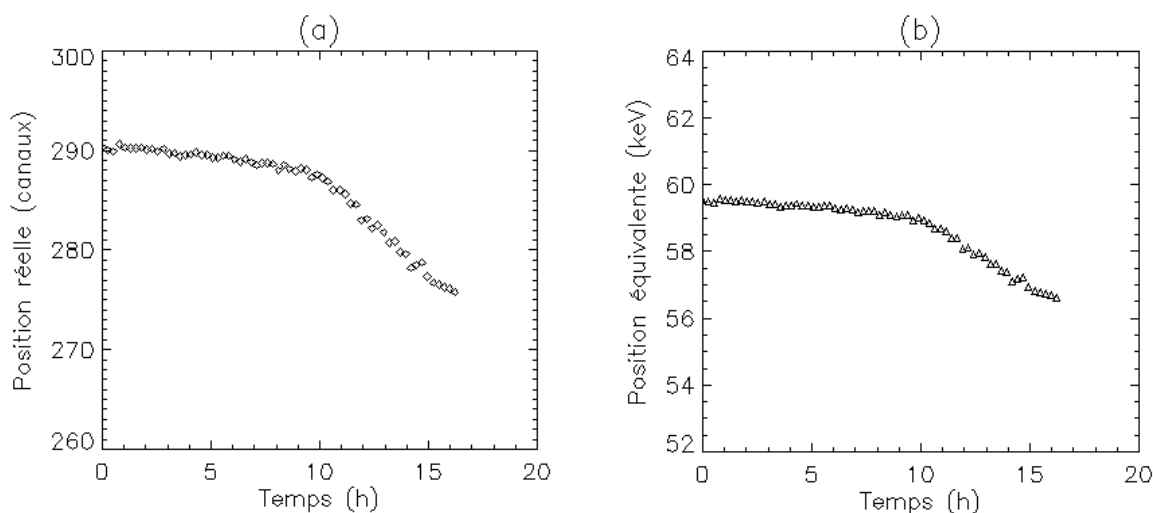


Figure 7.3 – Évolution de la position de la raie d'américium de 59,54 keV sur le pixel 15 du détecteur Schottky de 1 mm d'épaisseur polarisé sous 200 V à -7°C . (a) Données brutes en canaux de codeur. (b) Données ramenées en unité d'énergie en utilisant la fonction de transfert de la chaîne de lecture du pixel à l'instant initial.

Résolution spectrale

Le critère de la résolution spectrale sur des spectres d'américium est calculé sur la raie de 60 keV. En effet, les raies de 14 et 17 keV sont progressivement perchées sur un fond et la mesure de la largeur à mi-hauteur est plus difficile à obtenir avec une bonne précision. La mesure de la largeur de la raie à 60 keV toutes les 15 minutes sur le spectre somme[▼] des 32 pixels est présentée à la Figure 7.4. J'ai utilisé deux méthodes pour construire les spectres sommes :

- Une somme des spectres des pixels ré-étalonnés individuellement en énergie à chaque instant c'est-à-dire toutes les 15 minutes ; l'avantage de cette méthode est de s'affranchir du décalage des raies et d'avoir un critère de dégradation indépendant du premier critère présenté.
- Une somme des spectres des pixels construits à partir de leurs histogrammes bruts courants et de la table d'étalonnage établie pour tous les pixels à l'instant initial ; l'avantage de cette méthode est d'être plus représentative de l'utilisation que nous ferons de ces détecteurs.

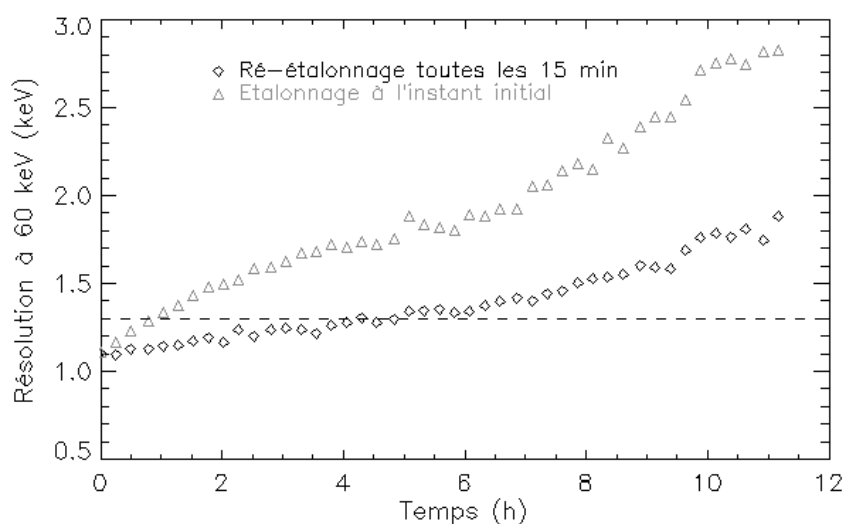


Figure 7.4 – Évolution de la résolution spectrale à 60 keV du spectre somme de 32 pixels, en utilisant la table d'étalonnage du spectre somme initial ou du spectre somme en cours. Ce détecteur de 1 mm d'épaisseur polarisé à 200 V et refroidi à -7°C satisfait l'exigence de 1,3 keV à 60 keV de Simbol-X pendant une heure d'observation seulement.

La résolution spectrale à 60 keV avec un étalonnage à chaque fichier passe de 1,1 keV à 1,7 keV sur le spectre somme en 10 heures de mise sous tension, ce qui correspond d'après l'équation (4.17) à une augmentation du bruit électronique en moyenne de 100 électrons rms à 160 électrons rms. Ceci s'explique par l'augmentation du courant du détecteur au cours du temps (observée sur la Figure 7.1), qui engendre une augmentation du bruit parallèle d'après l'équation (4.10), surtout pour des temps de sommet longs comme c'est le cas ici (7,2 μs).

[▼] Le spectre somme permet d'avoir une meilleure statistique pour estimer la largeur à mi-hauteur et rend compte d'un comportement moyen des 32 pixels.

Rapport pic sur vallée

Pour prendre en compte l'information d'asymétrie de la raie d'américium, le critère de largeur totale à mi-hauteur peut être complété du critère qu'est le rapport pic sur vallée. Le rapport entre le nombre de coups à 59,54 keV et à 57 keV a été suivi au cours du temps pour le pixel 15, en étalonnant les spectres à chaque instant. Sur la Figure 7.5 (a), la diminution de ce paramètre est visible et quantifie le fait que la raie à 60 keV s'élargit à gauche de façon importante. Le rapport entre le nombre de coups à 13,94 keV et 11 keV est également un critère intéressant à suivre. Sur la Figure 7.5 (b) chute également fortement jusqu'à s'annuler, ce qui traduit la disparition de la raie au bout de 13 heures.

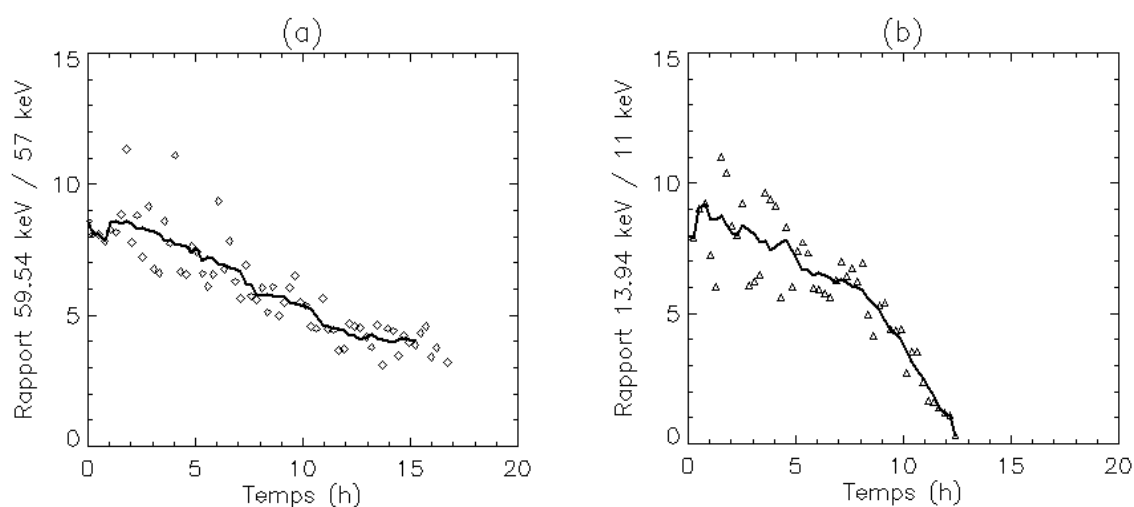


Figure 7.5 – Évolution du rapport pic sur vallée (a) sur la raie à 59,54 keV et (b) sur la raie à 13,94 keV pour le pixel 15 du détecteur Schottky de 1 mm d'épaisseur polarisé sous 200 V à -7°C . Les marques correspondent aux valeurs calculées et la courbe pleine est un lissage des données. Les erreurs d'estimation viennent de la faible statistique sur 15 minutes.

7.1.4 Les facteurs de stabilité

Pour étudier l'influence de la température, de la tension et de l'épaisseur, plusieurs séries de mesures sur 32 pixels ont été effectuées avec un échantillon de 1 mm d'épaisseur et un échantillon de 2 mm d'épaisseur. Pour les comparaisons, le critère de résolution spectrale à 60 keV a été utilisé sur le spectre somme construit à partir de la table d'étalonnage des pixels de l'instant initial. Comparée aux valeurs que l'on obtiendrait avec une méthode d'étalonnage à chaque instant, cette résolution se dégrade plus rapidement du fait de la dégradation des rapports pic sur vallée des différents pixels et des décalages à gauche de la raie principale d'américium.

Température

Le refroidissement a incontestablement un effet stabilisateur important sur les détecteurs Schottky, comme l'illustre la Figure 7.6. Pour un détecteur de 1 mm d'épaisseur sous 200 V, la

résolution spectrale devient supérieure à 1,3 keV en 45 min à -7°C , en 2 h 45 à -15°C et en 7 h 30 à -23°C . Le détecteur est environ 3 fois plus stable lorsque l'on baisse la température de 7°C , ce qui laisse à penser que la dépendance à la température est de type exponentiel.

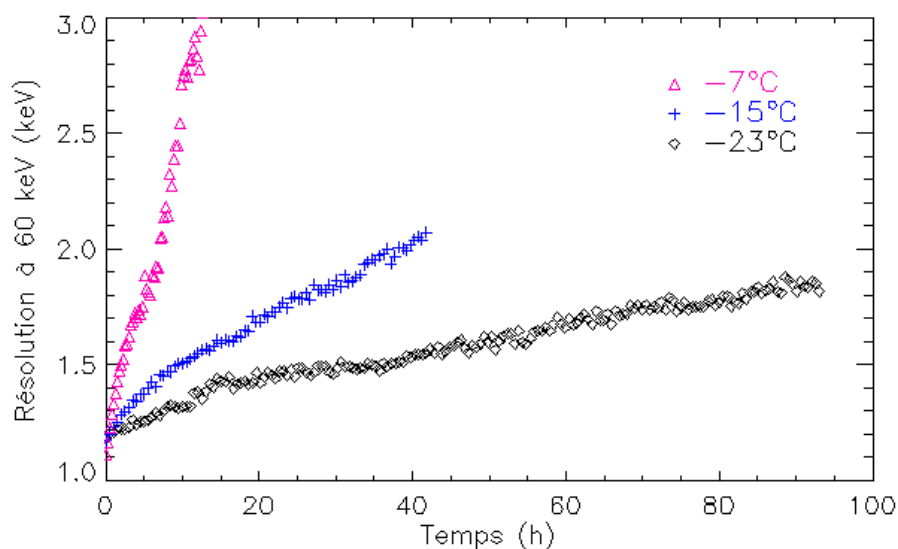


Figure 7.6 – Évolution de la résolution spectrale à 60 keV du spectre somme d'un détecteur de 1 mm d'épaisseur polarisé à 200 V et refroidi à -7°C , -15°C et -23°C .

Tension

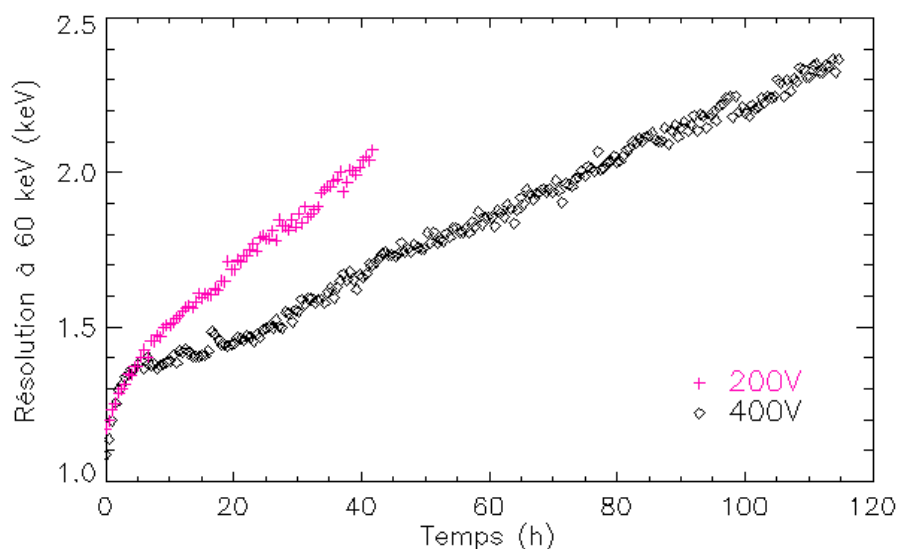


Figure 7.7 – Évolution de la résolution spectrale à 60 keV du spectre somme d'un détecteur de 1 mm d'épaisseur refroidi à -7°C et polarisé sous 200 V et 400 V.

L'augmentation de la tension permet également de retarder les conséquences visibles du phénomène de polarisation. Sur la Figure 7.7, la résolution spectrale se dégrade de façon similaire à

200 V et 400 V pendant les 5 premières heures à -7°C . Cependant, cette résolution devient supérieure à 2 keV au bout de 40 h à 200 V et au bout de 80 h à 400 V. La sensibilité de la stabilité à la tension semble être plutôt linéaire, au regard de ce critère. Néanmoins, cette tension ne peut pas être trop élevée car l'effet dominant devient alors une trop grande augmentation du courant d'obscurité qui dégrade la résolution spectrale et provoque l'apparition de pixels bruyants, avant même d'observer une perte d'efficacité. Ce fut le cas pour nos mesures à 500 V à des températures supérieures à -17°C sur cet échantillon de 1 mm d'épaisseur et pour nos mesures à 800 V à des températures supérieures à -30°C sur un échantillon de 2 mm d'épaisseur.

Épaisseur

Un échantillon de 1 mm d'épaisseur et un autre de 2 mm ont été testés pour voir l'influence de l'épaisseur sur la stabilité. La comparaison sur la résolution spectrale n'est pas évidente car la résolution spectrale initiale est différente lorsque l'on change de spécimen ; de plus, les évolutions observées sur la Figure 7.8 sont différentes : la dégradation de la résolution sur le détecteur de 2 mm s'accélère dramatiquement. Il se dégage néanmoins des différentes expériences menées en laboratoire que, pour un rapport tension sur épaisseur donné, donc un champ électrique imposé donné, les détecteurs plus fins sont nettement plus stables.

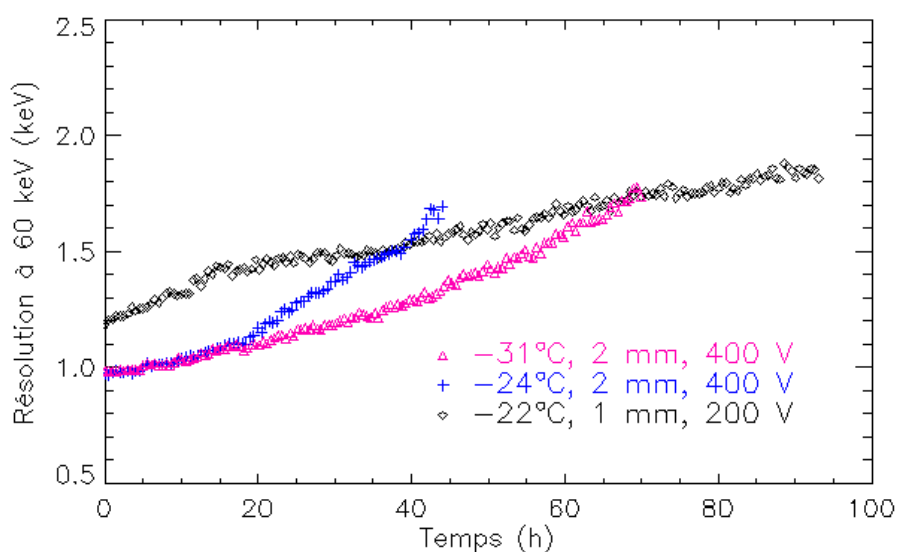


Figure 7.8 – Évolution de la résolution spectrale à 60 keV du spectre somme pour un détecteur de 1 mm d'épaisseur polarisé à 200 V et pour un détecteur de 2 mm d'épaisseur polarisé à 400 V.

7.2 Physique du détecteur semiconducteur

De 1974 à nos jours, des travaux de recherche ont été menés pour déterminer les origines physiques de ce phénomène de polarisation. La section suivante présente les modèles théoriques sur

lesquels je me suis appuyée pour interpréter les données expérimentales et pour élaborer des modèles prédictifs pour l'utilisation des détecteurs CdTe Schottky sur de longues durées.

7.2.1 Niveaux accepteurs profonds

Le décalage des raies gamma vers la gauche et la chute de leur intensité sont des signes d'une collection des charges qui devient incomplète au cours du temps. D'après la relation de Hecht (cf. équation 3.15), cette perte de charges est due à une augmentation du temps de transit, c'est-à-dire une diminution du champ électrique dans le volume du semiconducteur. Malm et Martini expliquent en 1974 la modification du champ électrique au cours du temps par la formation d'une zone de charge d'espace interne. L'équation fondamentale de Poisson lie la charge volumique ρ au laplacien du potentiel V :

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (7.1)$$

où ε est la constante diélectrique du CdTe. Nous connaissons par ailleurs la relation entre le potentiel et le champ électrique :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V \quad (7.2)$$

Dans le cas des détecteurs plans non pixelisés, le potentiel varie uniquement selon l'axe x défini par la Figure 7.9. Les équations (7.1) et (7.2) se mettent alors sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon} \\ E = -\frac{dV}{dx} \end{cases}$$

Nous obtenons ainsi la relation entre le champ électrique E et la charge volumique ρ :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (7.3)$$

La grande résistivité du CdTe est obtenue par l'introduction à la fois de donneurs et d'accepteurs pour compenser le matériau. La charge volumique dépend alors des concentrations en porteurs libres p et n , en donneurs ionisés N_D^+ et en accepteurs ionisés N_A^- :

$$\rho = q(p - n + N_D^+ - N_A^-) \quad (7.4)$$

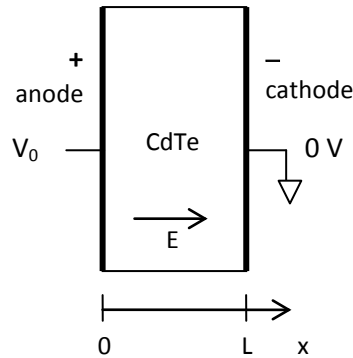


Figure 7.9 – Schéma d'un détecteur plan de CdTe pour les calculs de champ électrique. L'axe x est défini perpendiculairement à la surface de détection et a pour origine le contact positif. On note L l'épaisseur du détecteur, c'est-à-dire l'abscisse du contact négatif.

L'efficacité se dégrade au niveau de la fenêtre d'entrée qui est la cathode (cf. paragraphe 7.1.3). D'après l'équation (7.3), la diminution du champ électrique à la cathode s'explique par l'apparition d'une zone de charge d'espace négative à cet endroit. D'après l'équation (7.4), la charge négative peut s'expliquer par une diminution des donneurs ionisés due à la capture des électrons par des niveaux donneurs ionisés, ou à une augmentation des accepteurs ionisés due à la libération de trous auparavant piégés dans des niveaux accepteurs. Malm et Martini excluent la première hypothèse en remarquant que l'utilisation d'une source gamma forte générant beaucoup de charges n'accélère pas l'effet de polarisation. Nous retiendrons donc que l'effet de polarisation repose sur la création d'une charge d'espace négative à la cathode qui apparaît avec l'ionisation progressive de niveaux accepteurs profonds[♦], notés DAL (*deep acceptor levels*).

7.2.2 Modèle conventionnel d'accumulation de charges

Il faut maintenant déterminer la dynamique de la charge volumique ρ pour pouvoir calculer l'évolution du champ électrique. Les niveaux donneurs et accepteurs superficiels sont déjà ionisés à l'équilibre thermodynamique et ne contribuent pas à l'évolution de la charge. Malm et Martini supposent également que les porteurs de charges libres sont chassés du volume lorsque le détecteur est sous tension et donc ne contribuent pas davantage au champ. Il ne reste finalement que la concentration des niveaux accepteurs profonds ionisés, noté N_T^- . D'après la relation (7.4), l'équation de Poisson se résume à :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{qN_T^-}{\varepsilon} \quad (7.5)$$

[♦] Ces niveaux accepteurs sont des centres de recombinaison profonds car les niveaux de surface sont déjà ionisés avant la mise sous tension à température ambiante.

La dynamique des DAL ionisés est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{dN_{\tau}^{-}}{dt} = \frac{N_{\tau} - N_{\tau}^{-}}{\tau} - \sigma_c v p N_{\tau}^{-} \quad (7.6)$$

Le premier terme correspond à la vitesse de libération des trous par les DAL encore neutres appelée vitesse de génération thermique ; elle est proportionnelle à la concentration des DAL neutres et dépend de la constante de temps de dépiégeage τ . Le second terme correspond à la vitesse de capture des trous par les DAL nouvellement ionisés appelée vitesse de recombinaison ; elle est proportionnelle aux concentrations de trous et de DAL ionisés disponibles et dépend de la section efficace de capture σ_c et de la vitesse thermique des trous v . En supposant que tous les trous soient chassés du volume lorsque le détecteur est mis sous tension, ce dernier terme s'annule et la solution de l'équation différentielle (7.6) peut se mettre sous la forme :

$$N_{\tau} - N_{\tau}^{-}(t) = (N_{\tau} - N_{\tau}^{-}(0)) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (7.7)$$

En supposant que les DAL sont neutres dans tout le volume du semiconducteur au moment de la mise sous tension, on obtient l'expression de la concentration des niveaux accepteurs profonds ionisés :

$$N_{\tau}^{-}(t) = N_{\tau} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right) \quad (7.8)$$

La résolution de l'équation de Poisson (7.5) à partir de l'expression (7.8) et des conventions de la Figure 7.9 est développée dans l'Annexe B. L'expression du champ électrique est la suivante :

$$E(x, t) = \frac{qN_{\tau}}{2\varepsilon} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right] (L - 2x) + \frac{V_0}{L} \quad (7.9)$$

Cette équation peut être analysée en exprimant le champ à l'anode et à la cathode :

$$\begin{cases} E_{anode}(t) = E(0, t) = \frac{qN_{\tau}L}{2\varepsilon} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right] + \frac{V_0}{L} \\ E_{cathode}(t) = E(L, t) = -\frac{qN_{\tau}L}{2\varepsilon} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right] + \frac{V_0}{L} \end{cases}$$

D'après ces équations, l'effet de polarisation se traduit par une diminution du champ électrique à la cathode qui s'accompagne d'une augmentation du champ électrique à l'anode.

7.2.3 L'effet du dépiégeage sur le contact Schottky réel

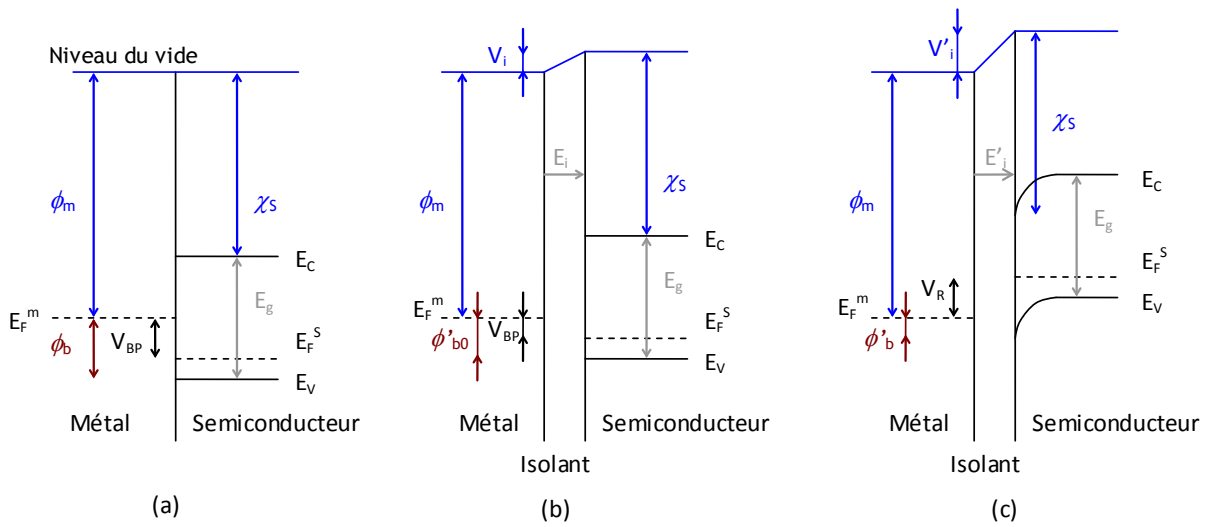


Figure 7.10 – Diagramme d'énergie pour un contact métal – semiconducteur de type p. (a) Structure de bande plate avec un contact parfait. (b) Structure de bande plate en présence d'une fine couche isolante. (c) Structure pour une polarisation inverse en présence d'une fine couche isolante.

Lorsque le contact entre le métal et le semiconducteur est parfait, la hauteur de barrière Schottky ϕ_b est indépendante du champ électrique appliqué. Elle ne dépend que du travail de sortie du métal ϕ_m , de l'affinité électronique du semiconducteur χ_s et de l'énergie de la bande interdite E_g pour les semiconducteurs de type p (cf. équation 3.2). Pour la plupart des contacts métal-semiconducteur réels et notamment l'anode des détecteurs CdTe Schottky, la présence d'une fine couche isolante entre le métal et le semiconducteur engendre une diminution de la hauteur de barrière. D'après la Figure 7.10, la hauteur de barrière Schottky effective ϕ'_b est donnée par la relation :

$$\phi'_b = E_g + \chi_s - \phi_m - V_i$$

où V_i , potentiel à travers la fine couche isolante, est due aux charges occupant les états d'interface. Or, la valeur de ce potentiel dépend du potentiel appliqué aux électrodes. Rhoderick montre, en utilisant le modèle de Bardeen et le théorème de Gauss, que la hauteur de barrière effective peut se mettre sous la forme :

$$\phi'_b = \phi'_{b0} - \kappa E_{max} \tag{7.10}$$

où ϕ'_{b0} est la hauteur de barrière pour la tension de bande-plate (cf. Figure 7.10 b), κ est une constante qui dépend de l'épaisseur de la couche isolante et de ses propriétés diélectriques et E_{max} est le champ électrique maximal dans le semiconducteur, c'est-à-dire à l'anode [Rhoderick 1978].

Lorsque l'on polarise le détecteur en mettant le contact Schottky à l'anode, on polarise la diode Schottky en inverse avec une tension V_R ; le courant inverse vaut alors :

$$I_R = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right)$$

où A est la surface du détecteur et A^* la constante de Richardson ($42 \text{ A.cm}^2.\text{K}^{-2}$ pour le CdTe de type p). Pour un contact Schottky parfait, le courant inverse est égal au courant de saturation I_s , indépendant de la tension, et ϕ_b est égale la hauteur de barrière de la Figure 7.10 a. Pour un contact réel, I_s est défini par rapport à la hauteur de barrière ϕ'_{b0} de tension de bande-plate (cf Figure 7.10 b), tandis que le courant réel I_R dépend de la hauteur de barrière effective ϕ'_b (cf Figure 7.10 c). En définissant l'abaissement de la barrière Schottky effective comme :

$$\Delta\phi_b = \phi'_{b0} - \phi'_b$$

nous pouvons alors exprimer ce courant inverse sous la forme :

$$I_R = I_s \exp\left(\frac{\Delta\phi_b}{kT}\right) \quad (7.11)$$

avec, d'après l'équation (7.10) :

$$\Delta\phi_b = \kappa E_{max} \quad (7.12)$$

Les expressions (7.11) et (7.12) permettent d'expliquer pourquoi l'effet de polarisation est visible dans des détecteurs Schottky. L'ionisation des niveaux accepteurs profonds induit une augmentation du champ électrique au niveau du contact Schottky du détecteur, ce qui provoque l'abaissement de la barrière Schottky effective. Le contact est de moins en moins bloquant à l'anode ; il s'ensuit une augmentation du courant de fuite inverse dans le détecteur et par conséquent une dégradation de la résolution spectrale dès l'instant initial de mise sous tension, conformément aux observations.

7.2.4 Modèle modifié d'accumulation de charges (H. Toyama)

D'après l'équation (7.9), le champ électrique calculé à partir du modèle conventionnel d'accumulation de charges ne s'annule jamais, ce qui implique que le volume du semiconducteur soit toujours déplété. Ce modèle n'explique pas correctement la perte d'efficacité à la cathode dans les détecteurs CdTe Schottky. Hiroyuki Toyama, de l'université d'Okinawa au Japon, a proposé en 2006 une amélioration de ce modèle [Toyama 2006-1, 2006-2].

Structure de bandes et ionisation des niveaux accepteurs profonds

H. Toyama remet en cause les conditions initiales de concentration des DAL ionisés, en s'appuyant sur le diagramme de bandes d'énergie de la Figure 7.11. En faisant l'approximation d'une température zéro, un niveau accepteur profond est ionisé s'il se situe en-dessous du niveau de

Fermi. Or, la formation du contact Schottky courbe les bandes d'énergie du semiconducteur même en l'absence de tension. Le niveau d'énergie des accepteurs profonds noté E_T coupe le niveau de Fermi en λ . Par conséquent, en l'absence de tension de polarisation, c'est-à-dire à l'instant initial d'utilisation du détecteur, on obtient :

$$\begin{cases} N_T^-(x) = N_T & 0 \leq x < \lambda \\ N_T^-(x) = 0 & \lambda \leq x < L \end{cases} \quad (7.13)$$

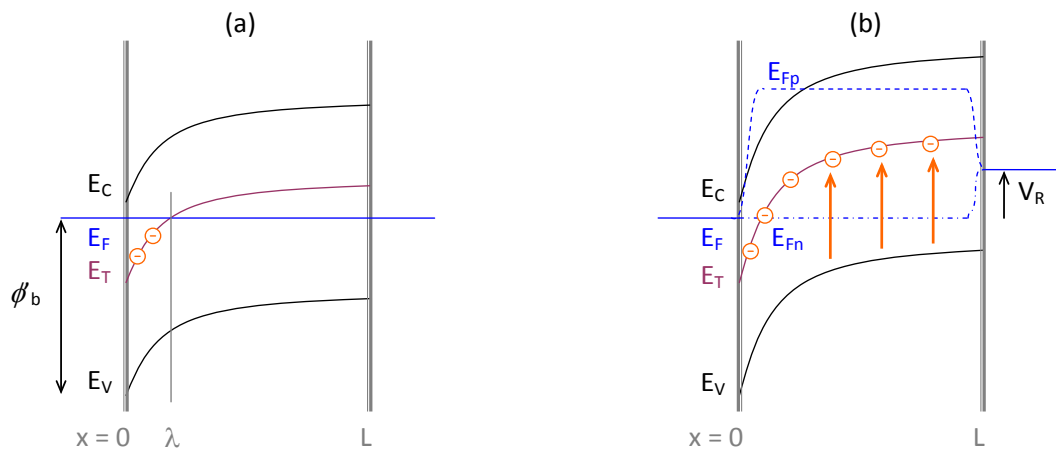


Figure 7.11 – Structure de bande du contact Schottky du détecteur, (a) pour une tension nulle ou (b) pour une tension de polarisation inverse V_R .

Lorsqu'on applique une tension, le semiconducteur n'est plus à l'équilibre. On définit alors un **quasi-niveau de Fermi** pour les électrons et pour les trous, pour décrire la probabilité d'occupation des niveaux d'énergies sachant la nouvelle concentration des porteurs de charge. Les porteurs majoritaires que sont les trous sont chassés du volume en raison du contact redresseur donc ils ont une faible probabilité d'occuper des niveaux d'énergie dans le semiconducteur. De ce fait, leur quasi-niveau de Fermi E_{Fp} s'éloigne fortement de la bande de valence. Dans ces conditions, les niveaux accepteurs profonds sont situés sous E_{Fp} donc ils vont s'ioniser progressivement, avec la constante de temps τ introduite dans l'équation (7.6), qui dépend de E_T et de la densité d'états N_V dans la bande de valence selon la relation :

$$\tau = \frac{1}{N_V \sigma_c v} \exp\left(\frac{E_T - E_V}{kT}\right) \quad (7.14)$$

La résolution de l'équation (7.7) avec les nouvelles conditions initiales de l'équation (7.13) permet de définir une nouvelle dynamique pour les DAL ionisés :

$$\begin{cases} N_T^-(x, t) = N_T & 0 \leq x < \lambda \\ N_T^-(x, t) = N_T \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] & \lambda \leq x < L \end{cases} \quad (7.15)$$

Champ électrique

La démonstration des résultats suivants est développée dans l'Annexe B. La résolution de l'équation de Poisson (7.5) à partir des conditions (7.15) permet d'obtenir l'expression suivante du champ électrique :

$$E(x,t) = \begin{cases} -\frac{qN_T}{\epsilon}x + \frac{qN_T}{2\epsilon L} \left[L^2 - (L-\lambda)^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] + \frac{V_R}{L} & 0 \leq x \leq \lambda \\ -\frac{qN_T}{\epsilon} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] x + \frac{qN_T}{2\epsilon L} \left[L^2 - (L^2 + \lambda^2) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] + \frac{V_R}{L} & \lambda \leq x \leq L \end{cases} \quad (7.16)$$

On constate qu'il existe une date t_p , que je nommerai **temps de polarisation**, à laquelle le champ s'annule à la cathode :

$$t_p = \tau \ln \left[\frac{L^2 - \lambda^2}{L^2} \left(1 - \frac{2\epsilon V_R}{qN_T L^2} \right)^{-1} \right] \quad (7.17)$$

À cet instant, la largeur de la zone de déplétion, notée W , coïncide avec l'épaisseur de cristal. Par la suite, la zone de déplétion diminue car en l'absence de champ les trous ne sont plus chassés et se recombinent avec les accepteurs profonds. On considère donc que la région entre W et L (la cathode) est vide de charges et on résout l'équation de Poisson entre 0 et W . On obtient une expression du champ électrique analogue à l'expression (7.16), en substituant L par W .

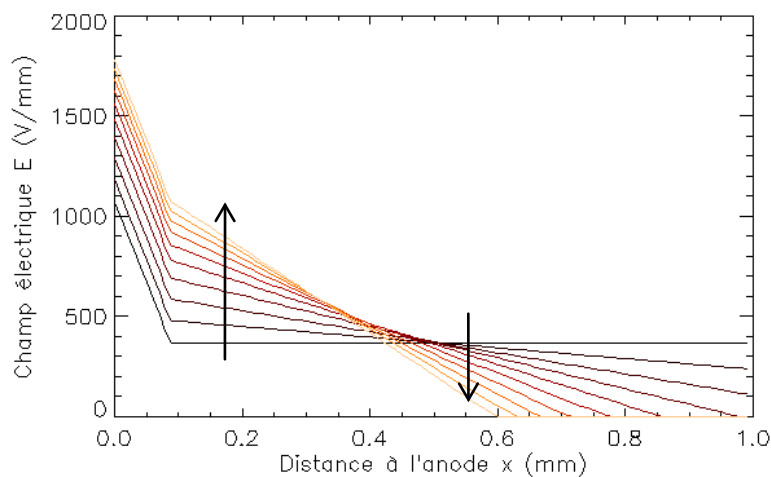


Figure 7.12 – Champ électrique dans un détecteur CdTe Schottky de 1 mm d'épaisseur polarisé à 400 V à -10°C , d'après le modèle modifié d'accumulation de charges. Les courbes de la plus foncée à la plus claire montrent l'évolution de ce champ toutes les 10 heures.

La Figure 7.12 montre la variation du champ électrique dans le volume du détecteur et son évolution par pas de 10 heures pour un détecteur de 1 mm d'épaisseur polarisé sous 400 V à -10°C .

Pour cette représentation et pour toutes les simulations suivantes, sauf mention explicite, les valeurs utilisées pour les paramètres sont celles obtenues par Toyama à partir de mesures de courant :

$$\begin{cases} N_T = 4,56 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \\ \tau = 836 \text{ min à } 20^\circ\text{C} \\ E_T - E_V = 0,69 \text{ eV} \\ \lambda = 0,087 \text{ mm} \\ \varepsilon = 10,2 \varepsilon_0 \end{cases} \quad (7.18)$$

Temps de polarisation

D'après l'expression (7.17) du temps de polarisation, la dépendance de la température est contenue dans le temps de dépiégeage uniquement. Ainsi, d'après l'équation (7.14), pour une tension donnée, ce temps varie en fonction de la température de façon exponentielle selon la relation :

$$t_p = t_{p0} \exp\left(\frac{E_T - E_V}{kT}\right) \quad (7.19)$$

Pour observer la dépendance de la tension de polarisation V_R , nous pouvons remarquer que pour un détecteur CdTe de 1 mm d'épaisseur :

$$\frac{qN_T L^2}{2\varepsilon} = 4,0 \cdot 10^3 \text{ V}$$

En considérant que cette quantité est prépondérante devant la tension V_R appliquée d'une part, et que la distance λ est négligeable par rapport à l'épaisseur de détecteur d'autre part, je détermine une expression simplifiée du temps de polarisation en effectuant un développement limité de l'expression (7.17) :

$$t_p \approx \tau \left(-\frac{\lambda^2}{L^2} + \frac{2\varepsilon}{qN_T L^2} V_R \right) \quad (7.20)$$

D'après les valeurs numériques (7.18) trouvées par Toyama, la fonction exacte (7.17) et la fonction simplifiée (7.20), l'approximation affine est valable pour un détecteur de 2 mm sur toute la plage de tension, pour un détecteur de 1 mm en dessous de 500 V et pour un détecteur de 0,5 mm en dessous de 150 V.

Nous remarquons également dans l'expression (7.20) que le temps de polarisation est inversement proportionnel au carré de l'épaisseur du détecteur. Ce résultat est cohérent avec les premières mesures expérimentales qui ont mis en évidence que les détecteurs de 2 mm sont bien moins stables que les détecteurs de 1 mm (cf. paragraphe 7.1.4).

Zone de déplétion

Le volume du semiconducteur est complètement dépleté pour les temps inférieurs au temps de polarisation. Ensuite, la limite de la zone de déplétion près de la cathode est définie comme la position à laquelle le champ électrique s'annule. On obtient l'expression suivante :

$$W(t) = \sqrt{\frac{\frac{2\varepsilon V_R}{qN_T} - \lambda^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)}} \quad t > t_p \quad (7.21)$$

La diminution de la zone de déplétion est illustrée sur la Figure 7.13. La zone sensible du détecteur diminue jusqu'à atteindre une valeur limite qui dépend de la tension mais pas de l'épaisseur (0.3 mm à 400 V). La largeur de la zone insensible au niveau de la cathode est donc d'autant plus importante que le détecteur est épais. Par conséquent, on s'attend à une chute d'efficacité de collection d'autant plus dramatique que le détecteur est épais, si sa fenêtre d'entrée est la cathode*.

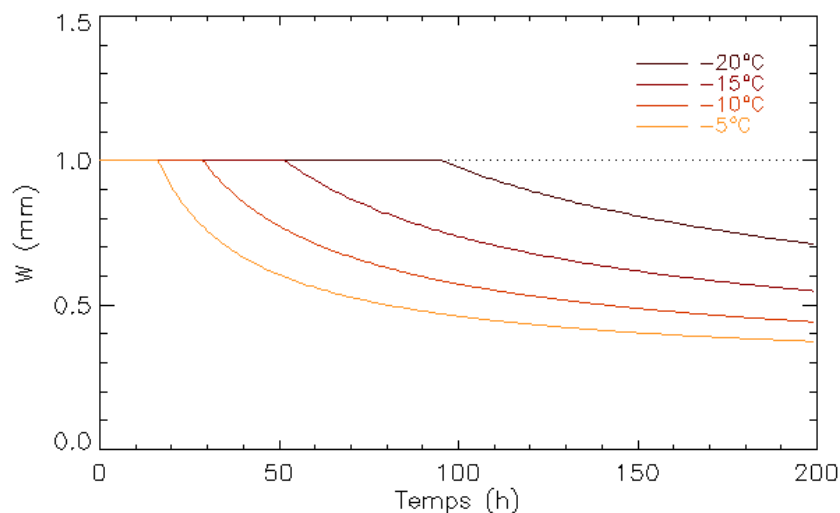


Figure 7.13 – Évolution de la largeur de la zone de déplétion W en fonction du temps pour un détecteur CdTe Schottky de 1 mm d'épaisseur polarisé à 400 V et refroidi entre -5°C et -20°C .

Le détecteur ne peut plus être utilisé quand la zone de déplétion est inférieure à son épaisseur car il est alors insensible au rayonnement interagissant à la cathode. Il faut donc éteindre le détecteur avant cette date. Je nommerai par la suite **phase opérationnelle** la période avant le temps de polarisation et **phase dégénérée** la période après ce temps caractéristique.

* Je souligne que pour des applications de détection au-delà de 200 keV pour lesquelles des épaisseurs de plus de 3 mm sont souhaitables, l'effet de polarisation risque de devenir le facteur limitant pour l'utilisation des détecteurs Schottky. On peut alors envisager d'obtenir la même efficacité de détection en superposant plusieurs couches de détecteurs minces. L'empilement de détecteurs CdTe Schottky est envisagé pour le Soft Gamma-ray Detector d'Astro-H pour une efficacité jusqu'à 600 keV.

7.2.5 Synthèse des connaissances sur la stabilité des détecteurs CdTe

On s'accorde aujourd'hui à dire que l'effet de polarisation dans les détecteurs CdTe Schottky est dû à l'ionisation de niveaux accepteurs profonds [Malm 1974, Toyama 2007, Cola 2007]. Ce phénomène crée une zone de charge d'espace négative qui modifie le champ électrique dans le volume de semiconducteur. À l'anode, l'augmentation du champ électrique dès l'instant initial provoque un abaissement de la hauteur de barrière Schottky effective, qui se traduit par une augmentation du courant de fuite et par suite une dégradation de la résolution spectrale du détecteur. À la cathode, le champ électrique diminue jusqu'à s'annuler créant ainsi une zone insensible au niveau de la fenêtre d'entrée du détecteur. Il s'ensuit, à partir de cet instant, une perte d'efficacité de détection, visible par la disparition des raies de plus faibles énergies et la diminution du nombre de coups dans les raies de plus hautes énergies.

L'effet de polarisation dépend de paramètres volumiques comme la concentration N_T et le niveau d'énergie E_T des accepteurs profonds. Il dépend également du paramètre surfacique λ traduisant la hauteur de barrière Schottky initiale. En présence d'un détecteur ohmique, le niveau de Fermi ne croise pas le niveau E_T donc les pièges profonds sont tous neutres à l'instant initial. Lorsque le détecteur est sous tension, la statistique des porteurs de charge n'est pas modifiée car il y a autant de charges injectées que de charges évacuées. En conséquence, le quasi-niveau de Fermi des trous reste parallèle aux autres niveaux d'énergie ; il reste en particulier en-dessous du niveau des accepteurs profonds qui ne s'ionisent pas. C'est donc bien la barrière Schottky qui est à l'origine de l'ionisation des niveaux accepteurs profonds, même si ces défauts sont présents dans tous les détecteurs CdTe. Entre deux détecteurs Schottky différents, celui qui aura la plus haute barrière Schottky effective ϕ'_{b0} aura un paramètre λ plus élevé et d'après l'équation (7.20) une durée de stabilité plus courte[^].

L'intérêt majeur du modèle de Toyama est l'identification d'un temps de polarisation marquant un changement brutal de régime pour le détecteur, et la prédiction de ce temps en fonction de la température, de la tension et de l'épaisseur du détecteur. Le détecteur n'est plus utilisable après t_p . Il faut donc couper la tension avant cette date. Cependant, un important point que nous n'avons toujours pas expliqué avec ce modèle est le décalage des raies observé dès l'instant initial alors que le détecteur est entièrement dépleté. Or, cette connaissance est cruciale pour effectuer d'éventuelles corrections de gain au cours d'une acquisition. J'ai donc complété le modèle de Toyama pour mieux décrire la phase opérationnelle des détecteurs.

[^] La hauteur de barrière Schottky théorique ϕ_b avec le CdTe:Cl (THM) est de 1,82 eV pour l'indium, de 1,61 eV pour l'aluminium et de 0,64 eV pour le nickel [Rhoderick 1978]. Cependant, les hauteurs de barrière effectives ont été évaluées au laboratoire à partir de mesures de courant comme étant proches de 1 eV pour l'aluminium et pour l'indium. Cette valeur dépend surtout de l'épaisseur de l'oxyde entre le métal et le semiconducteur. En conséquence, les détecteurs CdTe Schottky In ne sont pas nécessairement les moins stables.

7.3 Simulation de l'effet de polarisation

Pour ne pas alourdir l'écriture, le champ électrique sera maintenant noté sous la forme :

$$E_t(x) = E(x, t)$$

7.3.1 Efficacité de collection

À partir de l'expression (7.16) du champ électrique à tout instant dans le volume du détecteur, je propose une méthode pour calculer l'efficacité totale de collection à une énergie donnée. Considérons, comme sur la Figure 7.14, un photon ayant interagi à une date t_0 à la profondeur z_0 dans le cristal en produisant N_0 paires électron-trou. L'efficacité de collection η est le rapport entre la charge totale induite (intégration du courant induit) et la charge initiale créée :

$$\eta = \frac{1}{N_0 q} \int_0^\infty I_{ind}(t) dt$$

D'après l'équation (3.8), le courant induit est défini à partir du champ de pondération E_W :

$$I_{ind} = (q_e \vec{v}_e + q_t \vec{v}_t) \cdot \vec{E}_W$$

Dans le cas d'un détecteur plan, E_W est constant ; la vitesse de dérive des charges créées dépend par contre de leur position puisque le champ est variable suivant z . On a donc :

$$I_{ind} = \frac{q}{L} (n \mu_e E_{t_0}(z_e) + p \mu_t E_{t_0}(z_t))$$

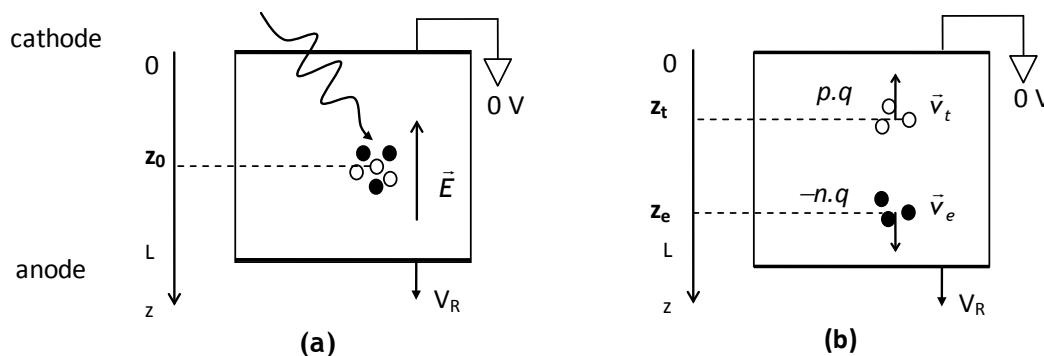


Figure 7.14 – Schéma de principe de la détection d'un photon dans un détecteur plan CdTe. Contrairement aux calculs précédents, la position dans le détecteur est repérée par rapport à sa distance à la cathode. (a) À l'instant initial, le photon interagit à la profondeur z_0 en produisant des paires électrons-trous. (b) À un instant quelconque au cours de la collection de charges, les nuages d'électrons et de trous, de concentrations respectives n et p , se situent aux profondeurs z_e et z_t .

Les nuages d'électrons et de trous subissent la perte de charges suivant la relation de Hecht (cf. équation 3.15), en fonction de leur durée de vie respective τ_e et τ_t . Le courant induit se calcule par récurrence à partir des valeurs numériques du Tableau 3.1 et des relations suivantes :

$$\begin{cases} n(t+dt) = n(t) \exp\left(-\frac{dt}{\tau_e}\right) \\ p(t+dt) = p(t) \exp\left(-\frac{dt}{\tau_t}\right) \\ z_e(t+dt) = z_e(t) + \mu_e E_{t_0}(z_e(t)) dt \\ z_t(t+dt) = z_t(t) - \mu_t E_{t_0}(z_t(t)) dt \end{cases}$$

Pour une résolution numérique optimisée, les courants induits par les électrons et par les trous ont été calculés séparément en utilisant des pas d'intégration adaptés à leur mobilité (10 ps pour les électrons et 1 ns pour les trous). Ce calcul pour différentes positions d'interaction z_0 et à différents instants t_0 permet finalement d'obtenir la fonction d'efficacité $\eta(z, t)$ ou $\eta_t(z)$ discrétisée dans le temps et dans l'espace. L'efficacité totale de collection à une énergie E en fonction de temps s'en déduit en utilisant la relation :

$$\eta_E^{tot}(t) = \int_0^L \eta_t(z) f_E(z) dz$$

où $f_E(z)dz$ est la probabilité qu'un photon collecté d'énergie E ait interagi à la profondeur z à dz près, et est donnée par l'expression :

$$f_E(z) dz = \frac{\exp(-\mu z) \mu dz}{1 - \exp(-\mu L)}$$

où μ est l'atténuation des photons d'énergie E dans le CdTe.

J'ai simulé l'efficacité totale de collection du CdTe sous différentes conditions de tension, température et épaisseur pour des photons de 60 keV[▲]. La Figure 7.15 montre l'évolution de l'efficacité totale pour un détecteur de 2 mm refroidi à -20°C . Nous constatons que l'efficacité diminue légèrement avant le temps de polarisation t_p puis chute dramatiquement à partir de cette date jusqu'à atteindre environ une valeur de 0,2 au bout de $2 t_p$. Ce modèle de champ électrique proposé par Toyama est donc compatible avec la baisse d'efficacité observée en continu avec des détecteurs CdTe Schottky.

[▲] A 60 keV, $\mu_E = \frac{\mu_E}{\rho} \times \rho$ avec $\frac{\mu_E}{\rho} = 6,542 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ (source NIST) et $\rho = 5,85 \text{ cm}^{-3}$ pour le CdTe.

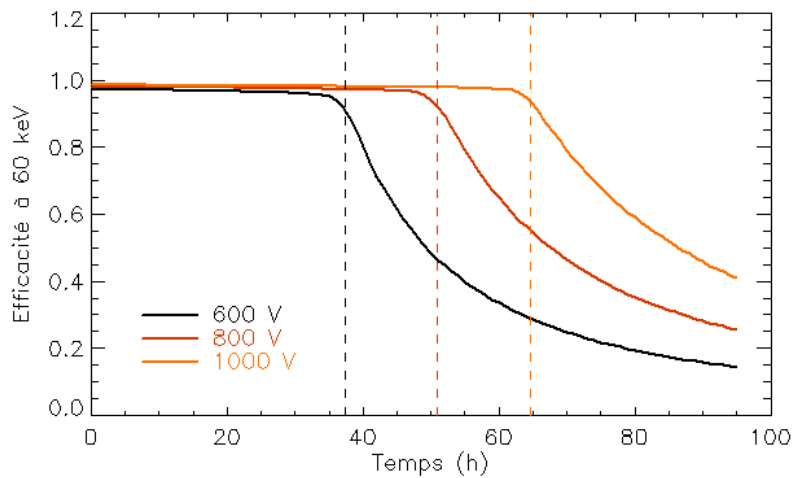


Figure 7.15 – Simulation de l'efficacité totale de collection à 60 keV pour un détecteur de 2 mm refroidi à -20°C et polarisé sous 600 V, 800 V ou 1000 V. Les lignes en pointillés indiquent le temps de polarisation t_p pour ces 3 séries.

La Figure 7.16 illustre l'effet de refroidissement sur la stabilité de l'efficacité et donc sur la durée d'utilisation du détecteur. Le résultat important visible sur ce graphique est le fait que l'efficacité gagne un ordre de grandeur en durée de stabilité tous les 20°C .

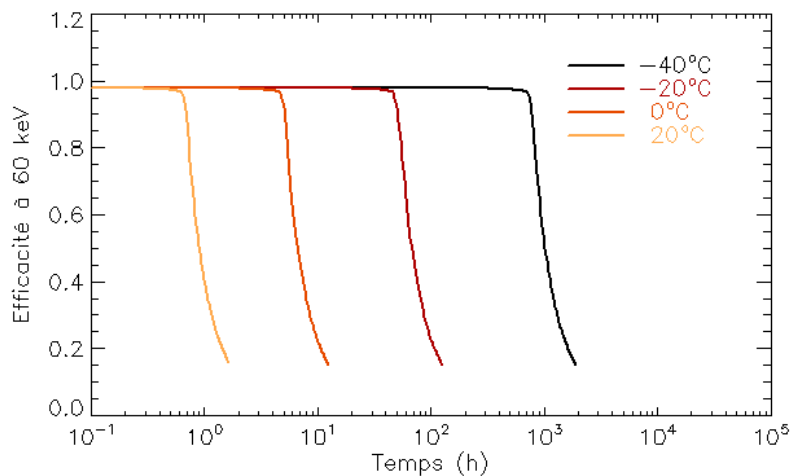


Figure 7.16 – Simulation de l'efficacité totale de collection à 60 keV pour un détecteur de 2 mm polarisé sous 800 V à 4 températures échelonnées de 20°C .

7.3.2 Décalage de la raie à 60 keV

Le calcul de la fonction d'efficacité permet également de simuler le profil de la raie d'américium au cours du temps et de suivre son décalage vers les basses énergies. Soient N_0 photons d'énergie $E_0 = 59,54$ keV arrivant sur le détecteur à un instant t . Le nombre de photons qui interagit dans le détecteur à la profondeur z à dz près est tel que :

$$N(z) = N_0 \exp(-\mu z) \mu dz$$

où μ est le coefficient d'atténuation à l'énergie E_0 . Ces photons produisent une charge qui est collectée avec une efficacité $\eta_t(z)$. Ils sont donc vus par le détecteur comme des photons d'énergie :

$$E(z) = E_0 \eta_t(z)$$

Le tirage aléatoire d'un grand nombre de photons N_0 et le tracé de l'histogramme des énergies détectées conduit à reproduire le profil de la raie principale d'américium à un instant t en l'absence de source de bruit. Le profil droit de la raie peut être modélisé par une fonction gaussienne dont le premier moment donne la position de la raie en énergie équivalente. En reproduisant cette simulation à tous les instants et en normalisant l'énergie équivalente pour avoir une position initiale à 59,54 keV, j'en ai déduit l'évolution temporelle de la position de la raie d'américium de la Figure 7.17. Nous voyons nettement un décalage de la raie vers les basses énergies selon deux régimes : une dégradation lente puis une dégradation accélérée, la rupture ayant précisé lieu au temps de polarisation. Ces simulations reproduisent des tendances similaires à celles mesurées en laboratoire (cf. Figure 7.3).

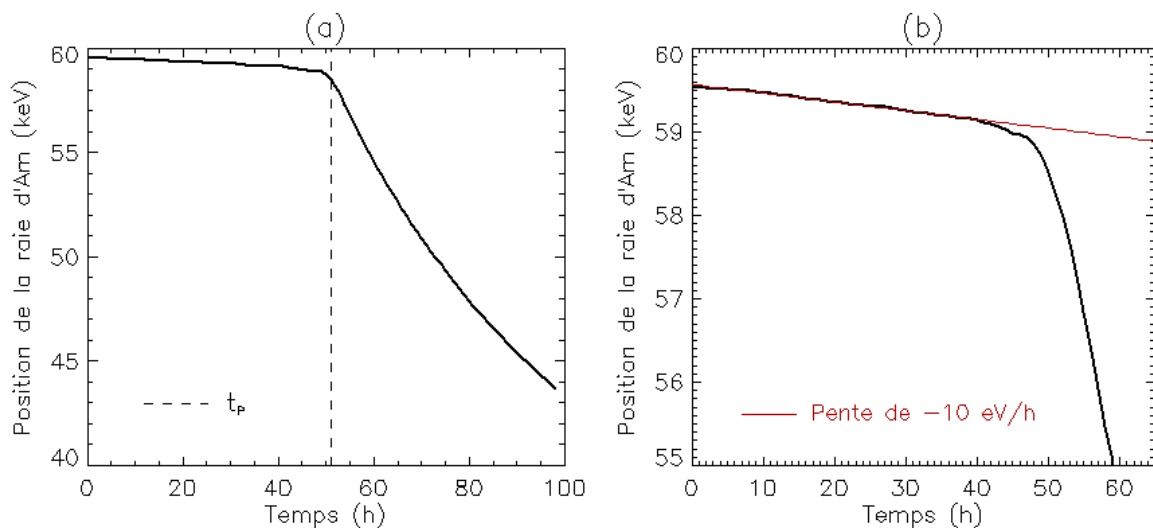


Figure 7.17 – Simulation de l'évolution de la position de la raie d'américium de 59,54 keV en énergie équivalente, en fonction du temps pour un détecteur de 2 mm polarisé à 800 V et refroidi à -20°C . (a) Vue d'ensemble du décalage de la raie sur 100 heures. (b) Détail du décalage de la raie avant le temps de polarisation, c'est-à-dire dans la phase opérationnelle du détecteur.

La décroissance de la raie durant la phase opérationnelle du détecteur est visible sur la Figure 7.17 (b) mais peut être corrigée si la tendance est connue en fonction des conditions de fonctionnement. Je caractérise la **vitesse de décalage** de la raie de 60 keV par une pente négative exprimée en eV par heure, notée V_E par la suite. L'influence de la température sur cette vitesse a été étudiée pour un détecteur de 1 mm sous 400 V et pour un détecteur de 2 mm sous 800 V, à partir de simulations à 4 températures entre -40°C à $+20^{\circ}\text{C}$. Sur la Figure 7.18, nous voyons que la vitesse de décalage de la raie varie de façon exponentielle avec l'inverse de la température. De plus, nous

pouvons la modéliser par un facteur de Boltzmann[▼] avec une énergie de 0,69 eV, soit précisément le même facteur que l'inverse de la constante de dépiégeage des trous τ . J'en conclus que la vitesse de décalage des raies dans le CdTe Schottky suit la loi :

$$V_E = V_{E0} \exp\left(-\frac{E_T - E_V}{kT}\right) \quad (7.22)$$

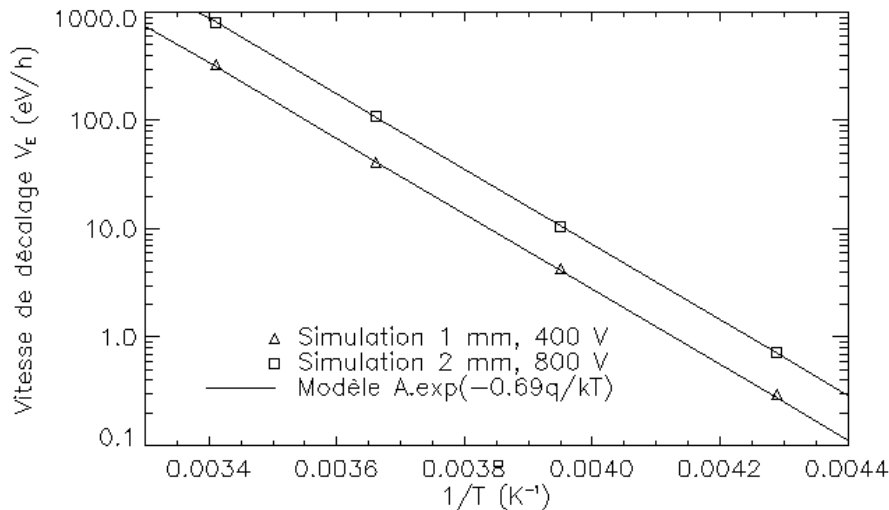


Figure 7.18 – Vitesse de décalage de la raie à 60 keV pour un détecteur de 1 mm sous 400 V et un détecteur de 2 mm à 800 V. Le profil de la raie a été simulé pour 4 températures. La simulation a été confrontée à la même loi que l'inverse de la constante de dépiégeage.

En conclusion, les simulations que j'ai effectuées à partir du champ électrique exprimé par Toyama et des valeurs numériques (7.18) montrent que les mesures spectroscopiques permettent d'extraire plusieurs paramètres caractéristiques de l'effet de polarisation :

- Le coude sur la fonction d'efficacité et celui sur la fonction de position de la raie principale d'américium coïncide avec le temps de polarisation.
- La mesure du temps de polarisation et celle de la vitesse de décalage de la raie en fonction de la température donne accès au niveau moyen d'accepteurs profonds $E_T - E_V$.

Ces résultats théoriques ont été confrontés aux mesures expérimentales prises avec Caliste 64 présentées à la section suivante.

▼ $\exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$ où k est la constante de Boltzmann.

7.4 Étude expérimentale de l'effet de polarisation avec Caliste 64

7.4.1 Protocole de mesures et méthode d'analyses

Le banc de test de Caliste décrit au paragraphe 5.1.2 a permis de mener une longue campagne de mesures pour caractériser le phénomène de polarisation, en fonction de la température et de la tension, sur plusieurs détecteurs CdTe Schottky Al intégrés dans des microcaméras Caliste 64. Des événements provenant d'une source d'américium sont enregistrés en continu jusqu'à polarisation complète du détecteur. Vingt deux pixels de la matrice répartis le long d'une diagonale sont étudiés, afin de voir si la stabilité est la même sur les pixels du centre du cristal et sur ceux proches du bord[♦]. Pour chaque série de mesures et chaque pixel, l'acquisition est découpée en spectres de 2 ou 1 min suivant la température, et la raie d'américium de 59,54 keV à l'instant t est modélisée par une gaussienne de moments (P_t, σ_t) . À l'instant initial, un étalonnage permet de déterminer C_0 , le canal correspondant à une énergie de 0 keV, et G_0 le gain initial de la chaîne en keV/canal :

$$G_0 = \frac{59,54}{P_0 - C_0}$$

La position E_t de la raie d'américium en énergie équivalente est définie par rapport à la fonction de transfert linéaire de l'instant initial :

$$E_t = (P_t - C_0) \times G_0 \quad (7.23)$$

Le nombre de coups n_t dans la raie d'américium est calculé comme le nombre de coups entre $P_t - 3\sigma_t$ et $P_t + 3\sigma_t$. Pour un spectre cumulé sur un temps Δt , l'efficacité à 60 keV est définie comme le taux de comptage dans la raie d'américium normalisé par le taux de comptage initial :

$$\eta_t = \frac{n_t}{\Delta t} \times \left(\frac{n_0}{\Delta t_0} \right)^{-1} \quad (7.24)$$

La Figure 7.19 représente la fonction E_t à -7°C . La régression linéaire Y_t sur la première phase donne la vitesse de décalage de la raie. Le coude marquant la transition entre deux régimes du détecteur donne une estimation du temps de polarisation, comme nous l'avons vu au paragraphe 7.3.2. Le critère utilisé pour détecter la rupture de pente est la date à partir de laquelle la position est inférieure à $Y_t - 0,2$ keV. La Figure 7.20 représente la fonction η_t pour la même mesure que la Figure 7.19. Les données brutes doivent être filtrées par une moyenne glissante car l'estimation de l'efficacité par l'équation (7.24) est entachée d'erreurs, associées à l'erreur d'estimation de σ_t

[♦] 22 pixels sur 64 sont étudiés pour limiter la quantité de données acquises avec le banc de mesures Caliste 64 (typiquement 1 Go en 24 h avec 22 pixels) et le temps de traitement de données.

notamment. On observe alors nettement une cassure corrélée en temps avec la rupture de pente de la position, ce qui nous donne une deuxième estimation du temps de polarisation. Le critère utilisé pour détecter le coude est la date à partir de laquelle l'efficacité filtrée est inférieure à 0,9 car nous avons vu par simulation que l'efficacité diminuait un peu avant t_p (cf. Figure 7.15). Généralement, pour estimer le temps de polarisation, le critère sur la position est plus fiable que le critère sur l'efficacité car la cassure est plus nette.

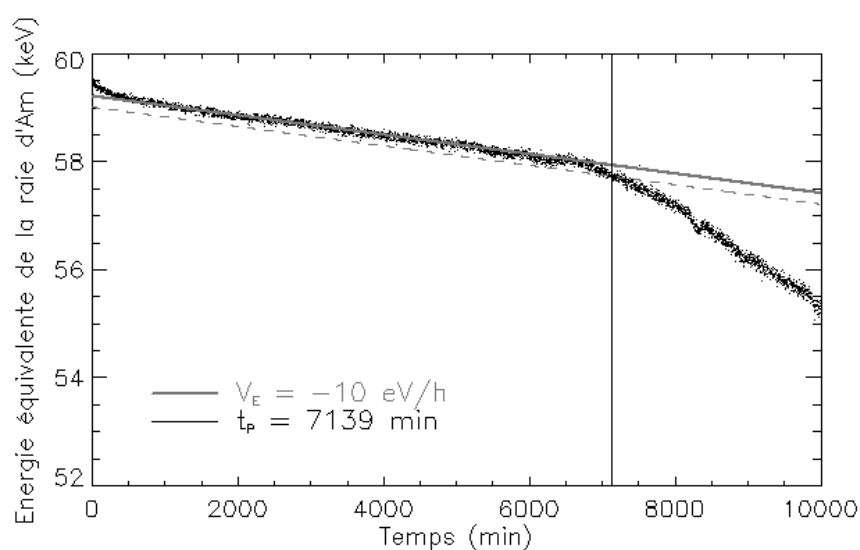


Figure 7.19 – Évolution de la position de la raie d'américium pour le pixel 54 d'un détecteur de 0,5 mm refroidi à 0°C et polarisé à 150 V.

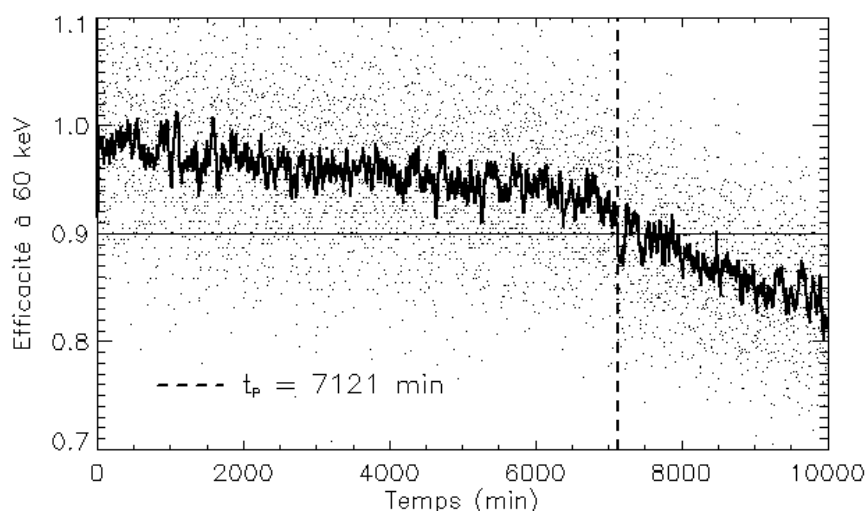


Figure 7.20 – Évolution de l'efficacité à 60 keV pour le pixel 54 d'un détecteur de 0,5 mm refroidi à 0°C et polarisé à 150 V. Les points correspondent aux valeurs d'efficacité calculées à partir du nombre de coups dans la raie d'américium toutes les 2 minutes. La courbe pleine est un lissage de ces données (moyenne glissante sur 21 points).

7.4.2 Étude du temps de polarisation

Uniformité

L'écart type de la distribution du temps de polarisation sur les 22 pixels est de l'ordre de 10 % de la valeur moyenne, quelles que soient la température et la tension. Une partie de la dispersion est due à l'incertitude associée à l'estimation de ce temps (j'évalue la précision de l'extraction à environ 2 % de la valeur finale en corrélant les mesures d'efficacité et de position). Cependant, certains pixels sont systématiquement plus stables que d'autres. Sur un échantillon de 0,5 mm d'épaisseur, nous constatons que les 2 pixels du bord droit sont systématiquement en dehors de la statistique (voir Figure 7.21 a) ; leur temps de polarisation est 1,5 fois supérieur à la moyenne des autres pixels à -2°C . Nous pouvons supposer, d'après l'équation (7.20), que la concentration des niveaux accepteurs profonds est localement plus faible à cet endroit. En revanche, sur un échantillon de 1 mm d'épaisseur, nous remarquons que les pixels dans les coins de la matrice sont moins stables à -15°C (voir Figure 7.21 b). Toutefois, cette caractéristique ne se retrouve pas à $+11^{\circ}\text{C}$ (voir Figure 7.21 c). Il est probable dans ce cas que les contraintes thermomécaniques entre le détecteur et le module électrique de Caliste 64 entrent en jeu. À basse température, ces contraintes sont plus fortes sur les bords et peuvent engendrer une déformation du champ électrique car le CdTe est un matériau piézoélectrique. Par la suite, le temps de polarisation qui sera attribué à la matrice correspondra à la moyenne des temps des 22 pixels, à l'exclusion près des rares pixels systématiquement hors statistique.

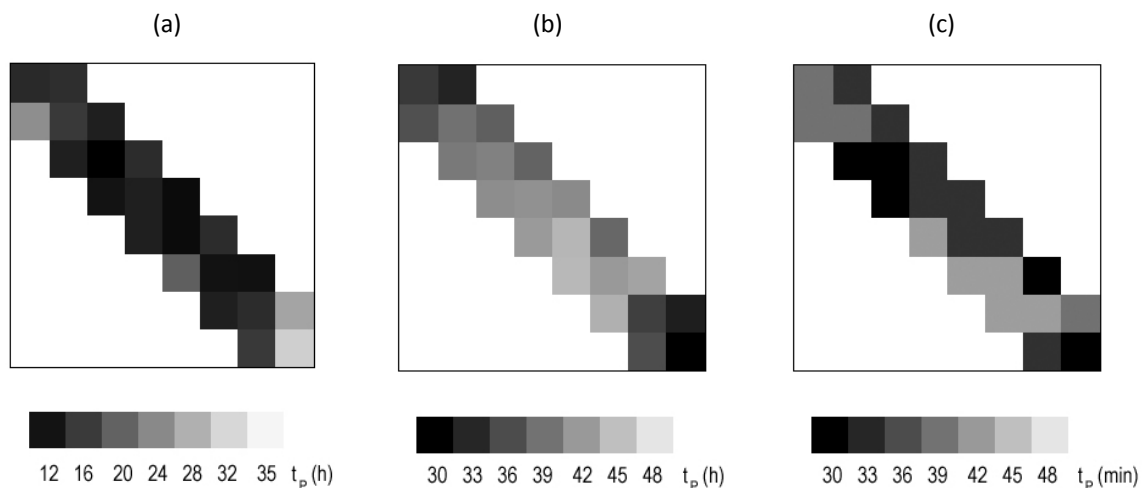


Figure 7.21 – Cartographies des temps de polarisation estimés pour 22 pixels de la matrice. (a) SN14, 0,5 mm, 5°C , 100 V. (b) SN4, 1 mm, -7°C , 200 V. (c) SN4, 1 mm, 16°C , 200 V.

La dispersion de la durée de la stabilité d'un pixel à l'autre d'une matrice (jusqu'à un facteur 2,5 entre les temps extrêmes de la Figure 7.21 a) est un résultat important pour la mise en œuvre des détecteurs Schottky à pixels. Pour définir le temps de coupure du détecteur, faut-il se baser sur la valeur moyenne du temps de polarisation, sur la valeur du pixel le moins stable ? Pour déterminer

les conditions optimales de fonctionnement dans la partie 7.6, je propose comme critère une mise hors tension au plus tard à 2/3 du temps de polarisation moyen.

Influence de la température

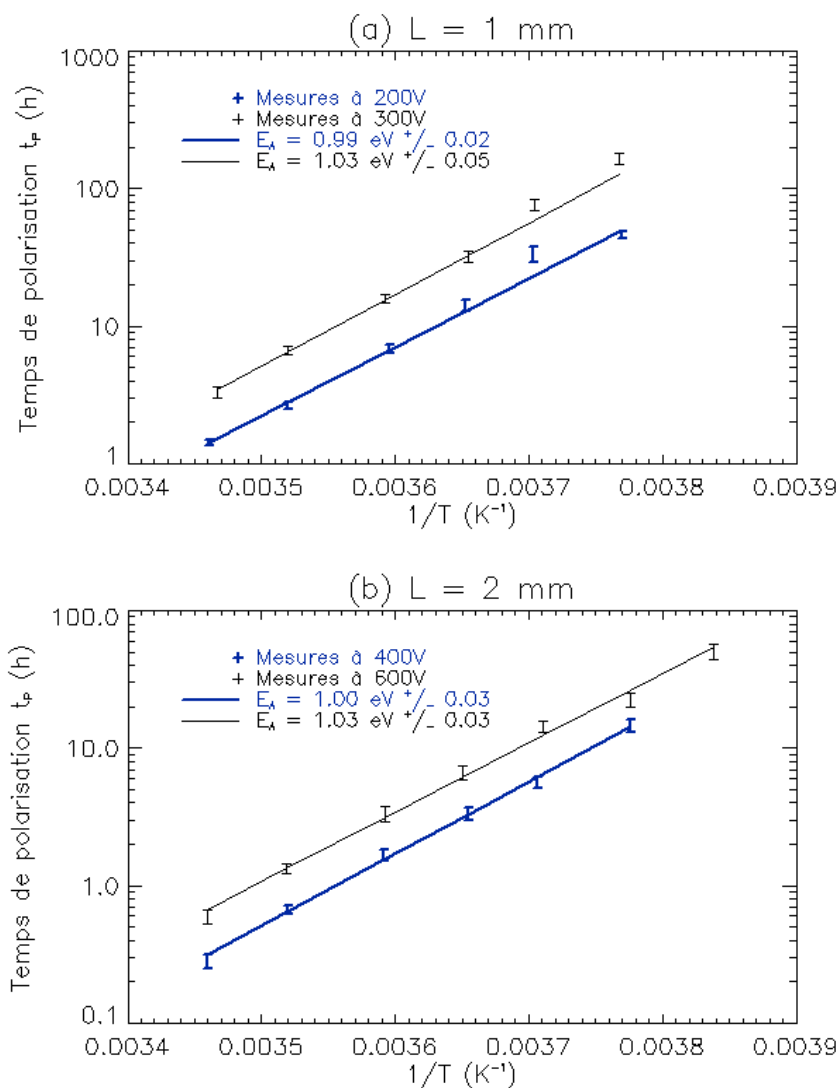


Figure 7.22 – Temps de polarisation moyen en fonction de l'inverse de la température pour 2 tensions. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type sur les 22 pixels. (a) SN3, 1 mm. (b) SN5, 2 mm. Les données sont modélisées par une loi du type $A \exp(qE_A/kT)$.

L'évolution du temps de polarisation en fonction de la température a été modélisée par la loi (7.19) pour obtenir une estimation du niveau des accepteurs profonds correspondant, à partir de mesures entre -12°C et 16°C . D'après la Figure 7.22, les régressions linéaires des données conduisent à des énergies entre 0,99 et 1,03 eV. Toyama a estimé cette énergie à 0,69 eV à partir de mesures de courant sur le même type de détecteur Schottky (Al évaporé) entre 0°C et 50°C . Cola a mesuré une énergie de 0,62 eV à partir de mesures de champ électrique entre 25°C et 55°C [Cola 2009]. Aucun auteur n'a rapporté une méthode de détermination par spectroscopie. La valeur de $1,00 \text{ eV} \pm 0,05$ a

été mesurée avec 4 caméras Caliste 64. Cette valeur semble trop élevée pour être le niveau d'énergie des accepteurs profonds. Elle s'appuie sur les mesures de température effectuées sur un module Caliste 64 équipé d'un détecteur de verre (cf. paragraphe 5.1.5). Il est possible que l'incertitude sur la mesure de température introduise un biais. Néanmoins, elle n'explique pas un écart aussi important sur la valeur de l'énergie d'activation. Une interprétation physique de ce résultat sera proposée dans la partie 7.5. Quoiqu'il en soit, la méthode de détermination de la stabilité étant basée sur une observation directe du fonctionnement du détecteur, contrairement aux méthodes de Toyama et de Cola, c'est bien sur ces résultats qu'il faut nous appuyer pour en déduire la température de fonctionnement la mieux adaptée en vol.

Influence de la tension

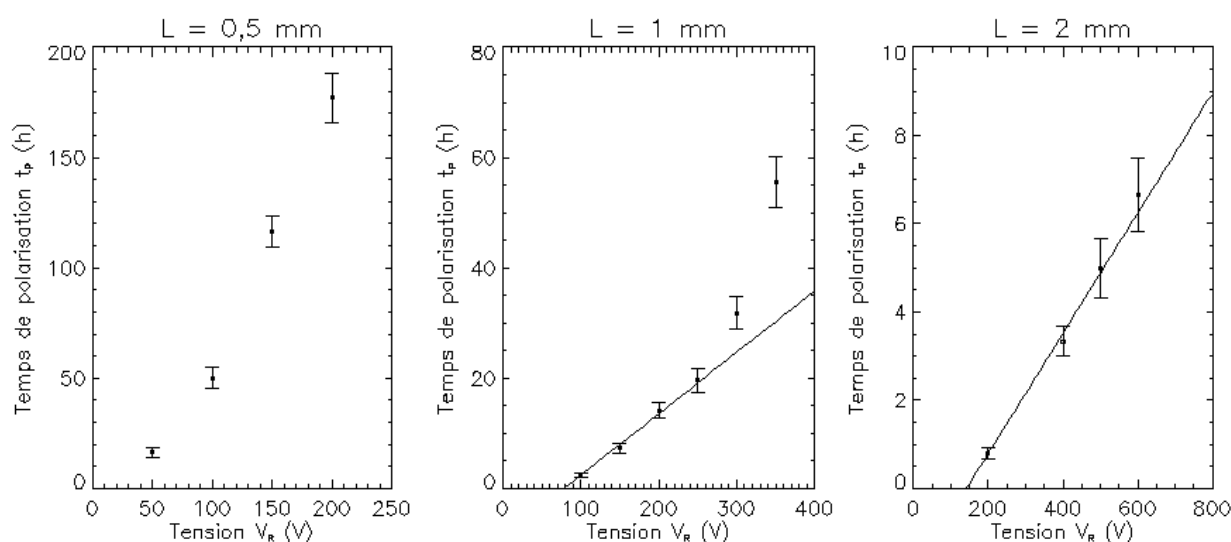


Figure 7.23 – Temps de polarisation moyen en fonction de la tension pour 3 détecteurs d'épaisseurs L différentes refroidis à 0°C . Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type sur les 22 pixels. Une régression linéaire a été appliquée sur les données du détecteur de 1 mm entre 100 et 250 V et du détecteur de 2 mm entre 200 et 600 V pour contraindre les valeurs de N_T et λ .

Toyama prédit une évolution linéaire du temps de polarisation en fonction de la tension et observe cette tendance sur un échantillon de 0,5 mm à 20°C entre 50 et 150 V. La Figure 7.23 représente les temps de polarisation évalués à 0°C pour différentes tensions de polarisation pour trois échantillons de détecteurs d'épaisseurs différentes. Un modèle linéaire peut difficilement être adapté aux mesures sur l'échantillon de 0,5 mm entre 50 et 200 V, de même pour l'échantillon de 1 mm entre 100 et 350 V. La linéarisation est valable si et seulement si :

$$\frac{qN_T}{2\varepsilon} \gg \frac{V_R}{L^2} \quad (7.25)$$

Il est donc probable que la concentration N_T de nos échantillons soit bien inférieure à celle trouvée par Toyama ($4,6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$). Rappelons que si le matériau utilisé par Toyama est identique au

notre, ses détecteurs sont cependant dépourvus d'anneau de garde. En supposant que la concentration de défauts soit plus importante sur les bords du cristal, la valeur moyenne trouvée par Toyama sera plus élevée que celle que nous trouvons dans les pixels entourés d'un anneau de garde de 1 mm.

La condition de linéarité (7.25) est plus facilement vérifiée avec des détecteurs épais et pour des tensions faibles. Une tendance linéaire a été modélisée sur l'échantillon de 1 mm jusqu'à 250 V et sur l'échantillon de 2 mm jusqu'à 600 V. L'intérêt de cette régression linéaire est de contraindre les valeurs des paramètres intervenant dans les modèles, notamment la concentration N_T liée aux propriétés du CdTe:Cl et le paramètre λ lié au contact Schottky déposé. D'après l'équation (7.20), le modèle est tel que :

$$t_p = -a_0 + a_1 V_R$$

$$\text{avec } \begin{cases} a_0 = -\frac{\lambda^2}{L^2} \tau \\ a_1 = \frac{2\varepsilon}{qN_T L^2} \tau \end{cases}$$

Nous remarquons que l'expression des coefficients est telle que :

$$N_T \lambda^2 = \frac{2\varepsilon}{q} \frac{a_1}{a_0} \quad (7.26)$$

Cette relation est indépendante de τ (donc indépendante de la température) et indépendante de l'épaisseur. Avec les valeurs numériques de Toyama, ce produit vaut $3,4 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-1}$. À partir des données de la Figure 7.23, le produit (7.26) est évalué à $8,8 \cdot 10^8 \pm 1,8 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-1}$ avec l'échantillon de 1 mm et $1,6 \cdot 10^9 \pm 0,4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-1}$ avec l'échantillon de 2 mm. D'après le modèle de Toyama, le lot de détecteur à notre disposition est donc tel que le produit $N_T \lambda^2$ vaut environ $1,1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-1}$, soit trois fois plus que la valeur trouvée par Toyama par une méthode de mesure de barrière Schottky effective. En supposant que la valeur de N_T soit identique à celle trouvée par Toyama, la valeur de λ obtenue est de 0,15 mm au lieu de 0,09 mm. Étant donné la remarque sur le domaine de linéarisation, N_T est vraisemblablement plus faible et λ plus élevé. Pour consolider ces chiffres, il serait intéressant de reprendre ces mesures avec beaucoup plus de valeurs de tension pour pouvoir modéliser les données par l'expression exacte (7.17) de t_p . L'ajustement des données permettrait alors d'extraire rigoureusement les paramètres τ , N_T et λ .

7.4.3 Étude du décalage de la raie à 60 keV

Influence de la température

La vitesse de décalage de la raie principale d'américium a été mesurée pour les 22 pixels de plusieurs échantillons. Les résultats représentés sur la Figure 7.24 confirment expérimentalement

qu'elle suit une fonction exponentielle de la température, conformément aux simulations présentées au paragraphe 7.3.2. Cependant, dans le facteur de Boltzmann, l'énergie est supérieure à l'énergie d'activation trouvée pour le temps de polarisation (1,1 eV au lieu de 1 eV) alors que l'étude prédisait une énergie d'activation identique. Il est possible que cet écart soit un effet de la dégradation de la forme spectrale. Dans les simulations, le profil de la raie principale d'américium a été reproduit en supposant la réponse du détecteur parfaite (fonction de Dirac pour une énergie donnée). En réalité, nous avons mis en évidence dans le paragraphe 7.1.3 une augmentation de la résolution spectrale au cours du temps due à l'augmentation du courant, ainsi qu'une dégradation du rapport pic sur vallée qui peut s'expliquer par une perte de charges plus importante à la cathode lorsque le champ électrique diminue. La modélisation de la raie par une fonction gaussienne peut avoir tendance à sous-estimer la position du pic et donc surestimer la vitesse de décalage. Cet effet est plus prononcé à température élevée car le niveau de courant d'obscurité est plus élevé donc le bruit électronique est plus important.

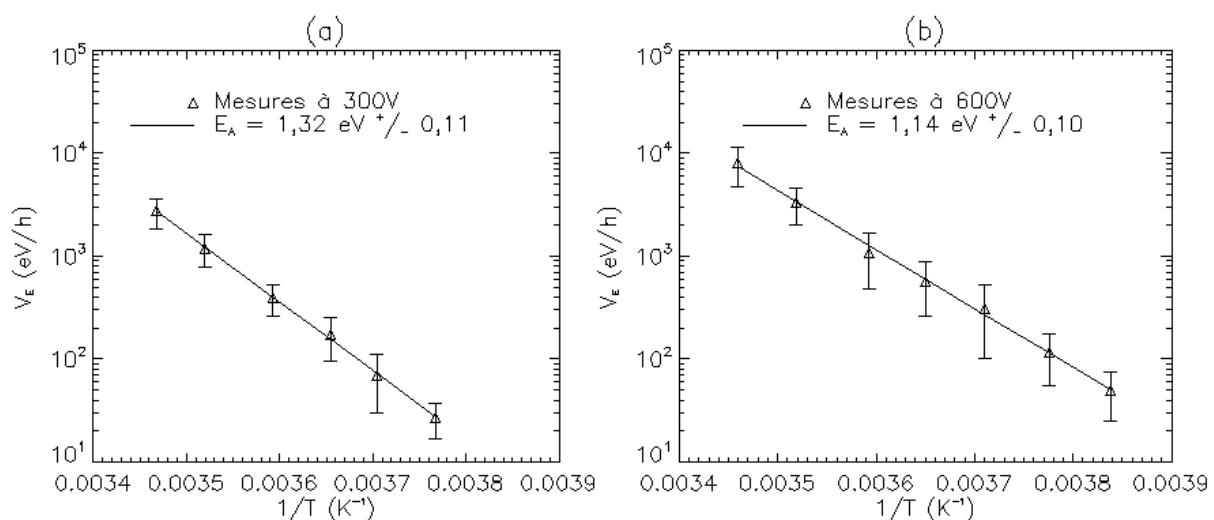


Figure 7.24 – Vitesse moyenne de décalage de la raie d'américium en fonction de l'inverse de la température. (a) SN3, 1 mm (b) SN5, 2 mm. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type sur les 22 pixels. Les données sont modélisées par une loi du type $A \exp(-qE_A / kT)$.

La différence entre les valeurs d'énergie d'activation extraites des mesures du temps de polarisation (cf. Figure 7.22) et celles extraites des mesures de la vitesse de décalage (cf. Figure 7.24) peut également être due à des erreurs de mesure. La détermination de la pente de la position de la raie dépend de l'intervalle de temps choisi pour la régression linéaire tandis que la détermination du temps de polarisation correspond à une rupture de pente sujette à moins d'ambiguïté.

Correction de la non-linéarité

La non-linéarité de l'Asic Idef-X v1.1 révélée au Chapitre 5 a un effet important sur la valeur de la pente. En effet, le gain de la chaîne électronique diminue d'autant plus que le courant de fuite est important. De ce fait, le décalage de la raie principale d'américium observée sur Caliste 64 est la

superposition de deux conséquences de l'effet de polarisation : d'un côté, la chute du champ électrique conduit à une diminution de l'efficacité de collection du détecteur ; de l'autre côté, l'augmentation du courant d'obscurité modifie la réponse de l'électronique. Pour connaître la contribution propre du détecteur, nous devons nous affranchir de ce défaut de non-linéarité. Pour cela, une nouvelle série de mesures a été réalisée en injectant, en plus du flux de la source d'américium, un signal sur l'entrée test de la microcaméra Caliste 64. Ce signal est constitué de 3 créneaux de tension dont les amplitudes sont équivalentes à des énergies entre 40 et 100 keV. L'identification des positions des raies d'injection permet de calculer à chaque instant la nouvelle fonction de transfert de l'électronique, modélisée par un polynôme de second degré (coefficients a_{0t} , a_{1t} et a_{2t}). Au lieu d'être calculée à partir de l'équation (7.23), la position corrigée de la raie principale d'américium en énergie équivalente s'obtient par l'équation :

$$E_t = a_{0t} + a_{1t}P_t + a_{2t}P_t^2 \quad (7.27)$$

La Figure 7.25 compare les deux méthodes de calcul de la position de la raie d'américium.

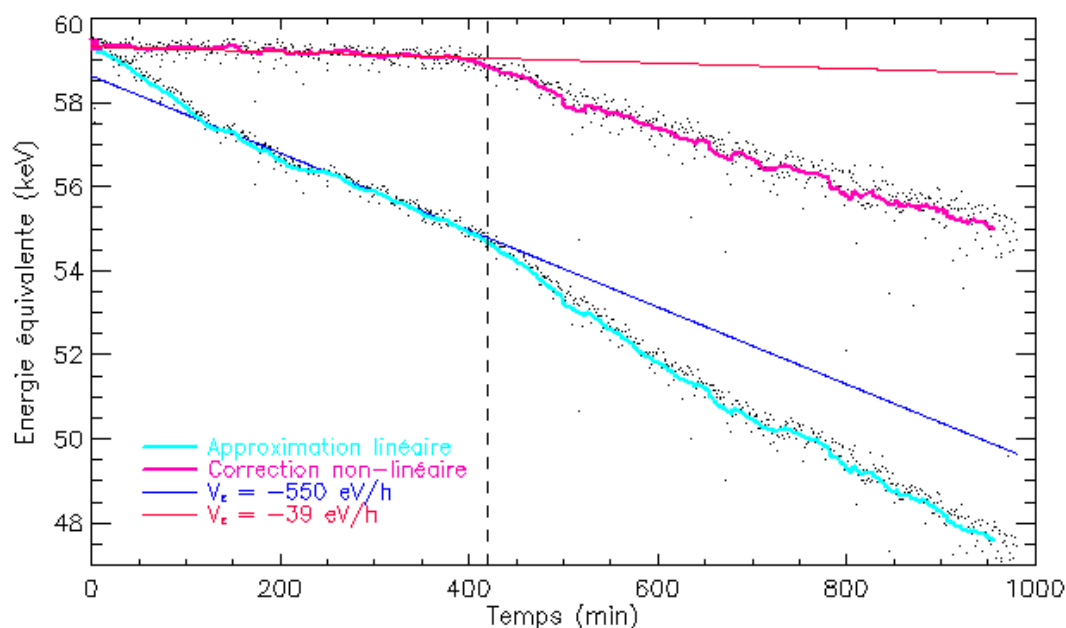


Figure 7.25 – Calcul de la position en énergie équivalente de la raie principale d'américium pour le pixel 37 de la matrice SN7 sous 300 V à 11°C, en utilisant le modèle linéaire (7.23) ou non linéaire (7.27) pour l'électronique de Caliste 64. Le modèle linéaire erroné surestime la vitesse de décalage de la raie.

La vitesse de décalage est largement surestimée (d'un facteur 14 dans cet exemple) par la méthode initiale de correction linéaire. Nous remarquons également avec cette correction une chute plus rapide au cours des 2 premières heures. Cet artefact n'est pas un effet du détecteur car il ne se retrouve pas sur la position corrigée par la méthode non linéaire. Il reflète un effet transitoire du courant d'obscurité au moment de la mise sous tension. Cette caractéristique est également visible

sur la Figure 7.19. En conséquence, la régression linéaire a été calculée sur les données prises après 150 min dans le cas de la Figure 7.25.

Il est intéressant de constater que l'évaluation du temps de polarisation est peu affectée par la non-linéarité. Les temps de polarisation rapportés au paragraphe 7.4.2 ont été évalués à partir des mesures de la position sans correction de la non-linéarité corrélées aux mesures d'efficacité. Des mesures à 300 V sur un échantillon de 1 mm d'épaisseur à plusieurs températures ont été réalisées pour extraire la valeur réelle de la vitesse de décalage et vérifier que la non-linéarité n'introduit pas un biais dans la mesure de l'énergie d'activation associée. Les résultats sont présentés sur la Figure 7.26. En prenant en compte les erreurs d'estimation, l'énergie d'activation est bien identique entre les deux méthodes de correction, et cohérente avec les mesures de la Figure 7.24 (1,1 eV). La valeur de la pente est en revanche diminuée d'un facteur 20 environ avec la nouvelle méthode d'estimation plus précise. Elle est inférieure à 10 eV/h en dessous de 0°C. Les valeurs prises dans d'autres conditions de tension et d'épaisseur en l'absence de générateur de test seront par la suite utilisées en les corrigeant d'un facteur 20.

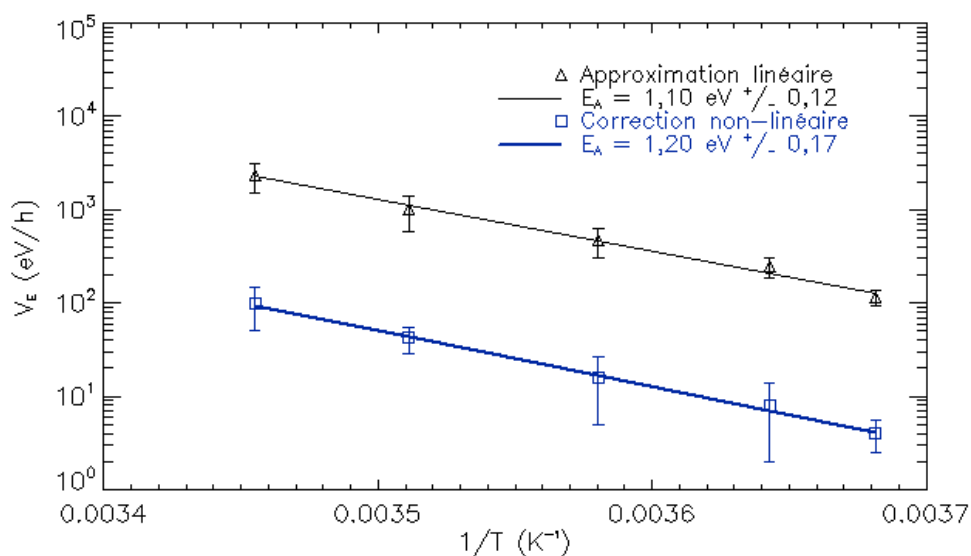


Figure 7.26 – Vitesse moyenne de décalage de la raie d'américium en fonction de l'inverse de la température, pour l'échantillon SN3 à 300 V, avec les méthodes de calcul de l'énergie équivalente illustrées sur la Figure 7.26. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type sur les 11 pixels testés. Les données sont modélisées par une loi du type $A \exp(-qE_A / kT)$.

Un dernier point à noter est la dispersion de la vitesse de décalage. Avec la fonction de transfert linéaire, l'écart type entre les pixels est de l'ordre de 50 % de la valeur moyenne. Avec la fonction de transfert non linéaire, cet écart type est plutôt de 100 % mais les valeurs absolues sont bien plus faibles. Cette dispersion est beaucoup plus importante que la dispersion sur le temps de polarisation. Toutefois, elle est moins critique : le temps de polarisation détermine la durée sous

tension tandis que la vitesse de décalage de la raie détermine la correction de gain à apporter sur les données spectroscopiques après une observation de longue durée.

7.4.4 Étude de la phase dégénérée

L'objectif principal des expériences spectroscopiques était de vérifier la cohérence entre les mesures et les simulations, concernant le temps de polarisation et la vitesse de décalage des raies. D'autres informations peuvent être extraites sur la phase dégénérée du détecteur sous tension. Cette phase nous intéresse moins a priori car la tension du détecteur doit être coupée bien avant le temps de polarisation. Cependant, j'ai noté que la chute d'efficacité n'était pas correctement prédite par les simulations. La Figure 7.27 présente deux évolutions de l'efficacité sur un même pixel à deux températures différentes. L'échelle de temps est normalisée par rapport au temps de polarisation t_p de ces acquisitions pour mieux apprécier les différences et les similitudes.

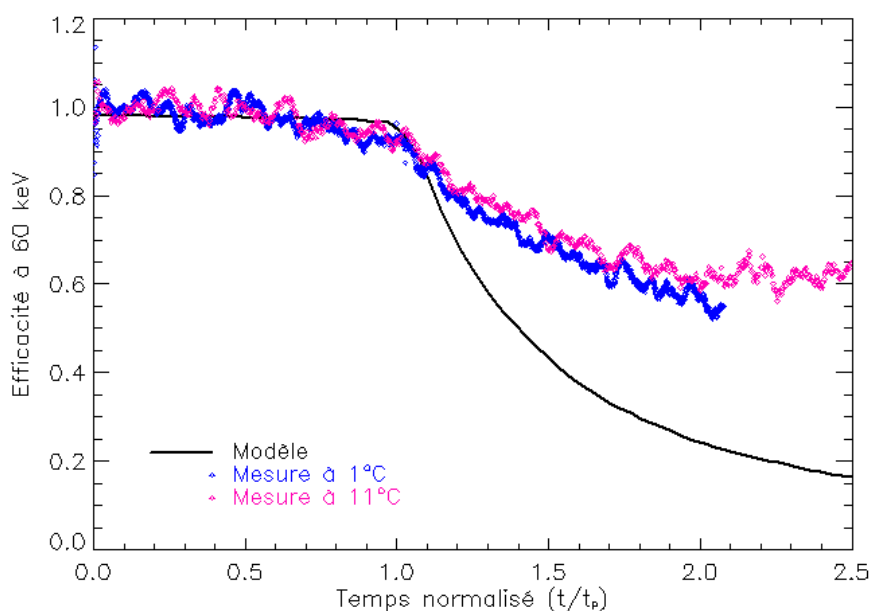


Figure 7.27 – Évolution temporelle de l'efficacité du pixel 38 d'un détecteur de 1 mm d'épaisseur (SN3) polarisé à 300 V à plusieurs températures. Ces courbes normalisées en temps par rapport au temps de polarisation sont comparées à l'évolution simulée au paragraphe 7.3.1.

Tout d'abord, nous remarquons que la tendance obtenue par simulation est bien plus catastrophique que la réalité. À la date de 1,5 t_p , l'efficacité du modèle a chuté jusqu'à 0,45 alors que l'efficacité observée est encore à 0,7. Cette tendance générale a été remarquée pour différentes conditions de tension, d'épaisseur, de température. Le modèle d'efficacité basée sur l'expression du champ électrique de Toyama ne traduit pas correctement la physique du détecteur semiconducteur dans cette phase. Des éléments pour expliquer cet écart seront proposés dans la partie 7.5.

Le second aspect remarquable des mesures expérimentales illustrées sur la Figure 7.27 est le fait que la décroissance de l'efficacité est similaire pour deux températures distinctes (1°C et 11°C) à un facteur d'échelle près. Cette tendance a été observée sur plusieurs pixels et plusieurs températures. Les courbes d'efficacité simulées sur la Figure 7.15 et la Figure 7.16 sont également superposables si on normalise l'échelle de temps par rapport au temps de polarisation. Ce résultat est très intéressant pour l'exploration expérimentale de l'effet de polarisation. Il implique que le comportement observé à température ambiante ou modérément refroidie (0°C typiquement pour les mesures spectroscopiques) peut décrire totalement le comportement à la température de fonctionnement, à condition de connaître le facteur d'échelle de temps à appliquer en fonction de la température. Ainsi, en supposant que le temps de polarisation varie avec une énergie d'activation de 1 eV entre 0°C et -30°C, on peut imaginer reproduire 5 ans en orbite à -30°C en 10 jours au laboratoire à 0°C.

7.4.5 Expérimentation du cyclage de haute tension

Les nombreuses mesures de la phase dégénérée ont pu être réalisées sur quelques échantillons de matrices Caliste 64 car les microcaméras retrouvent leurs performances initiales après une durée hors tension. Pour pouvoir utiliser les détecteurs CdTe Schottky dans l'espace pendant toute une mission, il faut définir des opérations régulières de coupure de la haute tension. L'optimisation du cyclage de haute tension est un sujet en soi. Un laboratoire de R&D à Hitachi au Japon a mis au point des dispositifs intégrant des coupures de 30 secondes toutes les 5 minutes pour des mesures de 300 min à +30°C [Seino 2007]. L'effet du cyclage de haute tension sur Caliste a été expérimenté dans notre laboratoire à une température de -10°C, plus proche de la température de fonctionnement dans Simbol-X. Un échantillon de Caliste 64 équipé d'un détecteur Schottky de 1 mm d'épaisseur est mis sous tension à 400 V. En raison d'un filtre de faible bande passante entre le tiroir de haute tension et le détecteur, ainsi que la grande résistance série du détecteur, le temps de décroissance de 400 V à 0 V est supérieur à 30 s. Pour l'accélérer et réaliser des coupures de 30 s, nous avons débranché la haute tension et déchargé le détecteur dans une résistance « bouchon » de 1 k Ω . Cette coupure est reproduite toutes les heures en journée et nous laissons le détecteur se polariser la nuit.

La mesure avec des cycles de haute tension est comparée sur la Figure 7.28 avec une mesure dans les mêmes conditions de température et de tension, mais sans interruption de la haute tension. En l'absence de cyclage, la résolution spectrale se dégrade nettement (de façon moindre entre 10 et 20 h car la température a baissé pendant la nuit) alors qu'avec des cycles de haute tension, nous parvenons à maintenir pendant 30 h la résolution spectrale moyenne sur 64 pixels inférieure à 1 keV. L'effet du cyclage est surtout visible sur le décalage de la raie d'américium pour le pixel 7. Alors que l'énergie équivalente s'effondre jusqu'à 52 keV en 30 h en l'absence de coupure de haute tension, le cyclage permet de la maintenir pratiquement constante sur cette même durée.

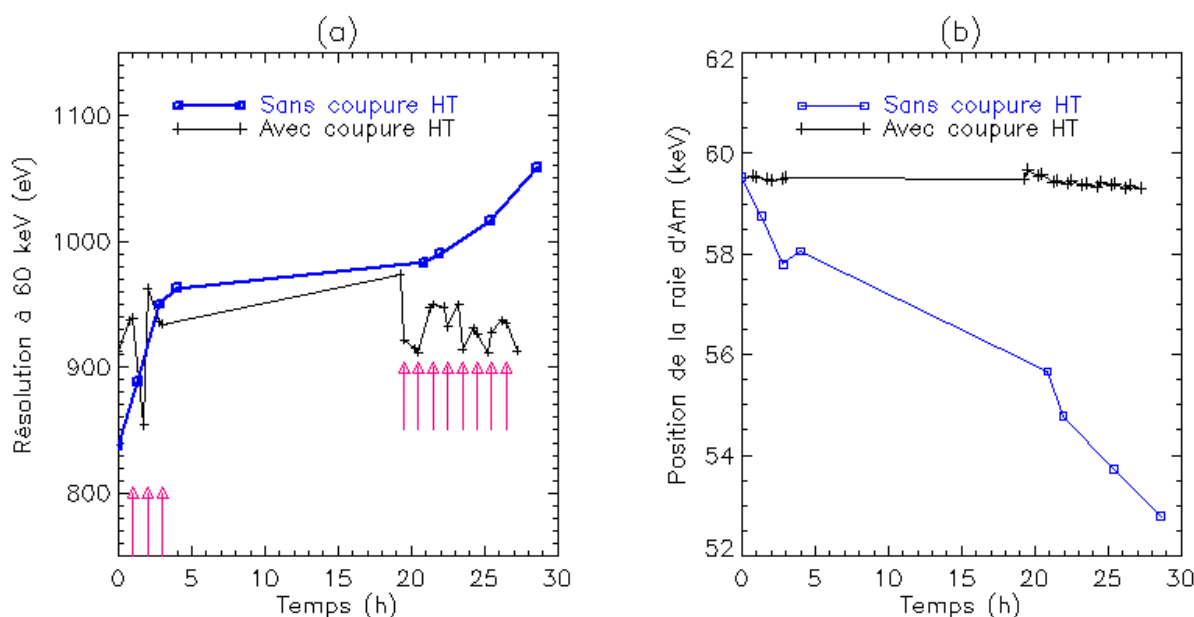


Figure 7.28 – Comparaison des performances spectrales pour deux séries de mesure avec un Caliste 64 équipé d'un détecteur de 1 mm d'épaisseur refroidi à -10°C et polarisé à 400 V. (a) Résolution spectrale moyenne à 60 keV sur 64 pixels. (b) Énergie mesurée sur le pixel 7 pour la raie d'américium à partir d'un étalonnage à l'instant initial. Pour la première mesure, la tension n'a jamais été coupée et des spectres de 15 minutes sont acquis régulièrement en journée. Pour la deuxième mesure, des spectres de 15 minutes avant et après chaque coupure de haute tension sont acquis, les flèches indiquant les dates de coupure.

Ces résultats montrent qu'il est possible de maîtriser la stabilité du détecteur Schottky en vol en l'éteignant régulièrement. L'effet de polarisation n'est donc pas un obstacle majeur à l'utilisation dans l'espace de ces matériaux, qui ont des propriétés de spectro-imagerie excellentes par ailleurs.

Fréquence et durée de coupure

Définir un mode opératoire des détecteurs CdTe Schottky en vol consiste à déterminer la fréquence et la durée optimales des coupures de haute tension. Pour évaluer l'influence de ces paramètres, une expérience de 4 jours dont les résultats sont présentés sur la Figure 7.29 a été réalisée avec Caliste 64. En laissant polariser le détecteur pendant la nuit, nous voyons que les brèves coupures ne permettent pas de retrouver les performances initiales. Cela laisse à penser qu'il faut cycler la haute tension plus souvent que 10 heures à -10°C et qu'il ne faut pas attendre que le détecteur se polarise trop pour effectuer la coupure. Contrairement à l'expérience de la Figure 7.28, nous n'avons pas utilisé de résistance bouchon : au bout de 30 s, la tension au niveau du tiroir de haute tension vaut 0 V mais pas la tension au niveau du détecteur (à laquelle nous n'avons pas accès). Des coupures de 30 secondes ont été effectuées pendant 3 jours puis des coupures de 1 min le 4^e jour. Nous voyons nettement l'effet de la durée de la coupure : si les coupures de 30 secondes parviennent difficilement à compenser la perte en résolution et en gain, les coupures d'une minute permettent de revenir à une position de 58 keV en énergie équivalente pour les photons de 59,54 keV et une résolution proche de 1 keV. De plus, les coupures successives vers 50 h et vers 93 h

ont un effet de plus en plus bénéfique, comme si le détecteur se dépolarisait un peu plus à chaque coupure. Le facteur important semble donc être le temps passé à 0 V, qui doit être d'autant plus long que la température est basse. Il est très vraisemblable que les facteurs fréquence et durée de coupure soient liés et qu'ils doivent faire l'objet d'une optimisation globale. Des études plus systématiques pourront être menées sur le banc de test de Caliste lorsque nous aurons intégré un module de haute tension pilotable par le FPGA qui permettra de faire des cycles vraiment réguliers sur de longues durées.

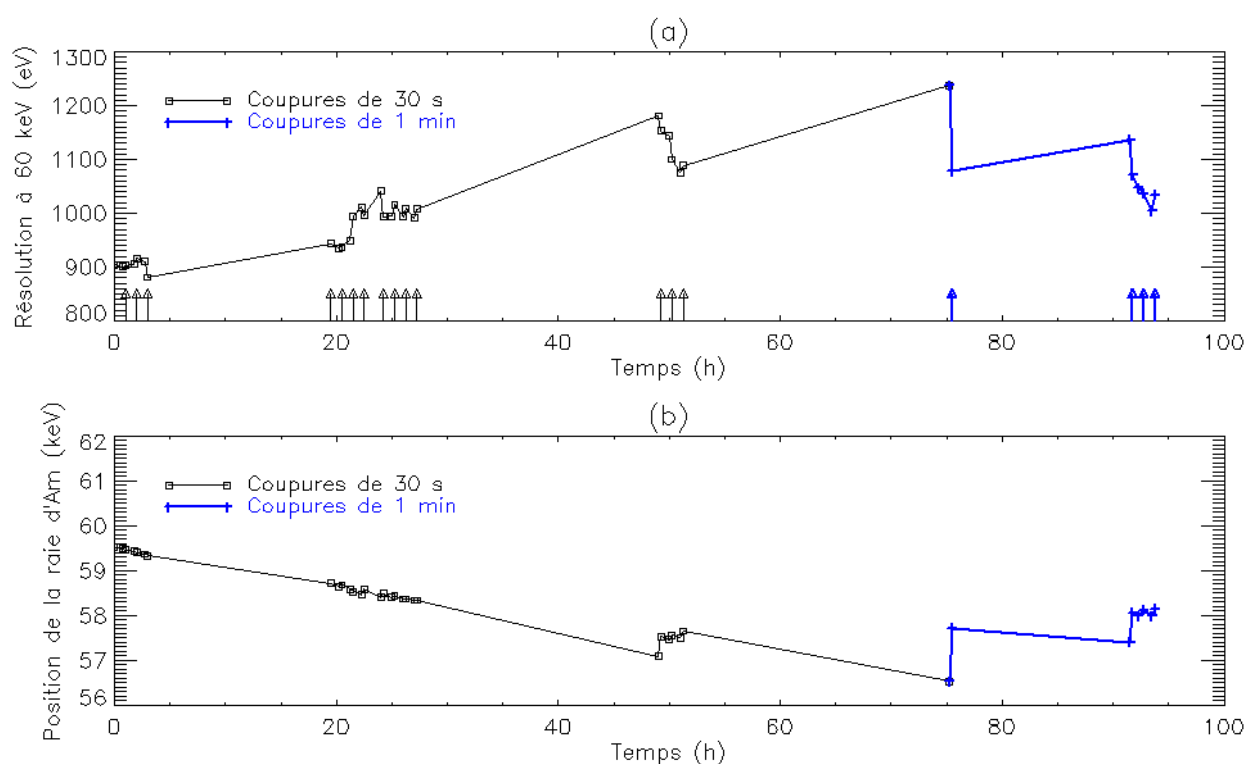


Figure 7.29 – Suivi de la résolution spectrale moyenne sur 64 pixels et de la position de la raie d'américium en énergie équivalente pour le pixel 7 d'une microcaméra Caliste 64 équipée d'un détecteur de 1 mm d'épaisseur refroidi à environ -10°C et polarisé à 400 V. Des coupures de haute tension de 30 secondes ont été effectuées en journée pendant 3 jours puis les 4 dernières coupures ont duré une minute.

7.5 Confrontation des simulations aux expérimentations

7.5.1 La phase opérationnelle

Les simulations réalisées à partir des équations du champ électrique exprimées par Toyama prédisent la rupture simultanée de l'efficacité et de la position de la raie principale d'américium au bout d'un certain temps de mise sous tension. Ce phénomène a été systématiquement observé sur les pixels de 4 microcaméras Caliste 64 équipées de matrices de 64 pixels de CdTe Schottky Al de 0,5 à 2 mm d'épaisseur.

L'énergie d'activation du temps de polarisation a été mesurée à environ 1 eV alors que les autres auteurs (Toyama, Cola) mesurent une valeur entre 0,6 et 0,7 eV, cohérente avec le niveau profond d'énergie identifié par Castaldini à 0,64 eV (cf. paragraphe 3.3.4). Pour trouver 0,69 eV, Toyama extrapole la vitesse initiale de décroissance de la barrière Schottky à partir de mesures de courant inverse et il relie cette vitesse à la constante de dépiégeage τ . Cola, quant à lui, utilise une méthode plus directe pour calculer τ . Il réalise des mesures de champ électrique par effet Pockels [Cola 2007, Cola 2009]. Le cristal est éclairé avec une lumière monochromatique infrarouge (980 nm) d'intensité I_0 de polarisation linéaire dont le vecteur de champ électrique est orienté à 45° par rapport au champ électrique E appliqué aux électrodes du détecteur. D'après l'effet électro-optique linéaire dit effet de Pockels, l'intensité transmise à la sortie du détecteur et collectée par une caméra CCD est reliée au champ électrique dans le cristal :

$$I(x, y) = I_0(x, y) \sin^2(\kappa' E(x, y))$$

À partir de la pente du champ électrique, il en déduit la charge d'espace créée dans le volume en utilisant l'équation (7.3). Il mesure la constante de temps d'évolution de cette charge qui vaut τ par définition. La méthode que j'ai développée consiste en fait à mesurer le temps de polarisation t_p à partir de données spectroscopiques, en supposant que pour une tension donnée t_p est directement proportionnel à τ (cf. équation 7.19). L'expression du temps de polarisation de Toyama est donc certainement incorrecte. Elle résulte d'hypothèses pouvant être remises en cause. La première est la concentration de DAL ionisés à l'état initial.

Hypothèse sur l'ionisation initiale

Les mesures de champ électrique prises par Cola sur des échantillons de CdTe Schottky In d'AcroRad à 25°C sont présentées sur la Figure 7.30. Un résultat expérimental important sur cette figure est le fait que le champ électrique n'est pas constant dans le volume à l'état initial, contrairement au champ électrique simulé sur la Figure 7.12. Le champ constant est basé sur l'hypothèse d'une concentration en accepteurs ionisés nulle à l'instant initial, ce qui n'est vrai en toute rigueur qu'à 0 K. Les mesures de Cola mettent en évidence une concentration en DAL ionisés non nulle au moment de la mise sous tension, en vertu de l'équation (7.3). Cela signifie que le phénomène de polarisation est partiellement entamé avant même d'appliquer une tension. Cette remarque s'applique a fortiori sur nos mesures avec Caliste 64. En effet, les Asics intégrés restent allumés entre deux séries de mesure pour un équilibre thermique plus rapide. L'électronique de lecture impose un potentiel d'environ 1 V à l'anode. La tension de polarisation n'est pas suffisante pour ioniser tous les DAL car les trous ne sont que partiellement chassés du volume et peuvent se recombiner avec les pièges. Cependant, l'état d'équilibre avant la mise sous tension est certainement plus avancée que l'état initial supposé par Toyama (cf. équation 7.15). Supposons que l'ionisation soit d'autant avancée que la température est élevée, les détecteurs apparaissent moins stables que

ne le prédit le modèle à température ambiante, ce qui va dans le sens d'une augmentation de l'énergie d'activation apparente.

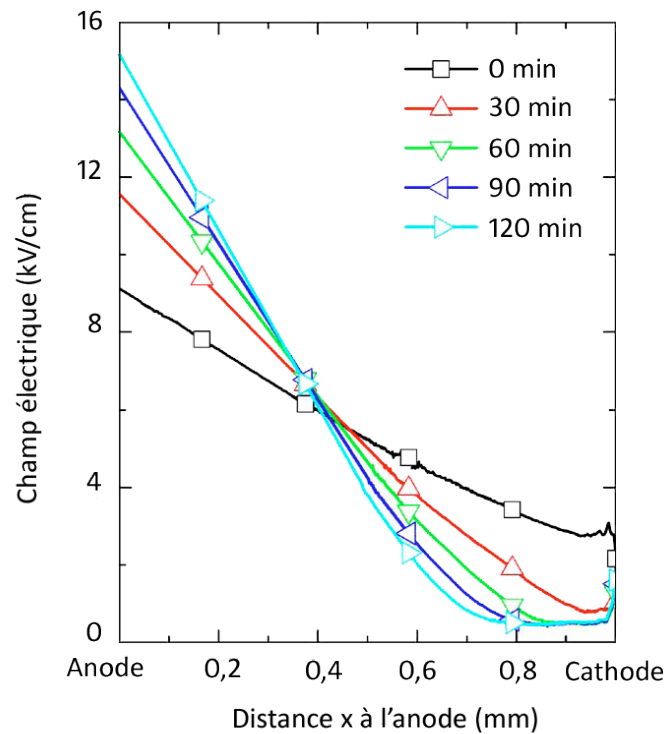


Figure 7.30 – Champ électrique mesuré par A. Cola par effet Pockels sur un détecteur CdTe Schottky In d'Acrorad de $10 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$ polarisée à 500 V à 25°C [Cola 2009].

Cette hypothèse de différence entre la date t_i de l'état initial ($N_T^-(t_i) = 0$) et la date t_0 de la mise sous tension ($t_0 = 0$) n'explique pas entièrement les écarts entre le modèle et les observations sur l'énergie d'activation. En effet, ce retard temporel n'a pas d'incidence a priori sur la mesure de la vitesse de décalage. Or une valeur d'énergie d'activation de 1,1 eV a été trouvée par cette méthode, cohérente avec l'énergie d'activation mesurée sur le temps de polarisation. Il est très probable qu'un autre effet thermique soit à prendre en compte dans l'expression de t_p et que les mesures spectroscopiques ne donnent pas directement accès à l'énergie des niveaux accepteurs profonds. Il n'en reste pas moins que ces mesures présentent l'avantage d'évaluer la durée réelle de stabilité des détecteurs.

7.5.2 La phase dégénérée

La phase dégénérée n'est pas bien décrite par le modèle de simulation présenté dans la section 7.3. Le système se dégrade moins vite qu'attendu et semble se stabiliser. Cette observation remet en cause deux hypothèses faites par Toyama dans la zone sensible et dans la zone insensible.

Concentration des DAL ionisés dans la zone sensible

La différence entre la dégradation modélisée et la dégradation observée est en partie due à l'hypothèse simplificatrice faite pour résoudre l'équation différentielle (7.6) de la concentration en accepteurs ionisés. Nous avons supposé que la concentration des trous était négligeable lorsque le détecteur était sous tension car ils sont chassés du volume sous l'effet du champ électrique. Nous avons alors négligé le terme de recombinaison des trous. En réalité, au cours de la polarisation, le nombre d'accepteurs ionisés augmente, ce qui augmente le champ à l'anode E_{anode} et par suite augmente le courant d'obscurité, d'après les équations (7.11) et (7.12) :

$$I_R = I_S \exp\left(\frac{\kappa E_{anode}}{kT}\right) \quad (7.28)$$

L'augmentation progressive du courant est équivalente à une augmentation de la concentration en trous par définition du courant d'obscurité :

$$I_R = q\mu_p p \frac{V_R}{L} S \quad (7.29)$$

L'ionisation complète des accepteurs profonds est donc limitée par les trous qui sont de plus en plus disponibles pour neutraliser ces pièges. Le problème est maintenant plus difficile à résoudre mathématiquement car il n'est pas explicite. D'après les relations (7.26), (7.27), (7.2), (7.5) et (7.6), le système d'équations est le suivant :

$$\begin{cases} (i) & \frac{dE}{dx} = \frac{qN_T^-}{\varepsilon} \\ (ii) & \frac{dN_T^-}{dt} = \frac{N_T - N_T^-}{\tau} - \sigma_c v p N_T^- \\ (iii) & p = \frac{I_S L}{q\mu_p V_R S} \exp\left(\frac{\kappa E_{anode}}{kT}\right) \end{cases} \quad (7.30)$$

Le champ électrique définit la concentration en trous (voir équation 7.30.iii) et celle-ci modifie en retour le champ (voir équations 7.30.i et 7.30.ii), comme un système de contre-réaction. Cet effet a tendance à ralentir la chute d'efficacité. Toyama fait l'hypothèse que la concentration en DAL ionisés évolue dans la zone sensible jusqu'à atteindre sa valeur maximale N_T . Le système de contre-réaction dans les détecteurs Schottky est tel qu'on pourrait plutôt s'attendre à une stabilisation vers une concentration inférieure à N_T et donnée par l'équation (7.30.ii) :

$$N_T^-(\infty) = N_T \frac{1}{1 + \sigma_c v p \tau} \quad (7.31)$$

Ceci expliquerait pourquoi l'efficacité à 60 keV observée tend à se stabiliser vers 0,5 au lieu de chuter en-dessous de 0,2.

Champ électrique dans la zone insensible

De plus, dans la zone insensible, nous avons fait l'hypothèse que la concentration des DAL ionisés devenait nulle à partir du moment où le champ électrique s'annulait car les trous immobiles se recombinaient avec tous les accepteurs ionisés. Cependant, si l'on regarde la Figure 7.30 de Cola, le champ électrique réel ne s'annule pas totalement à la cathode. Il reste constant à une valeur faible (500 V/cm pour un détecteur de 1 mm sous 500 V). La largeur du champ quasi nulle augmente avec le temps. Dans cette zone que nous appelons zone insensible, le champ mesuré par Cola est constant, ce qui laisse penser que la concentration en accepteurs profonds ionisés est effectivement nulle dans cette région, d'après l'équation (7.30.i). D'un côté, cette valeur de champ est suffisamment faible pour qu'une fraction de trous se recombine avec les DAL ionisés avant d'atteindre la cathode*. Pendant la phase dégénérée, ils seraient suffisamment nombreux pour neutraliser tous les accepteurs. D'un autre côté, ce champ est suffisamment élevé pour faire migrer les électrons vers la zone sensible^*. La fraction d'électrons qui n'a pas été piégée avant d'atteindre cette zone est ensuite accélérée vers l'anode et collectée. Ce scénario, basé sur un résultat expérimental, expliquerait pourquoi l'efficacité chute moins rapidement que le prédit le modèle avec un champ nul.

7.5.3 La dépolarisation

Lorsque le détecteur est mis hors tension, les trous ne sont plus chassés du détecteur. Ils se recombinent rapidement avec les accepteurs ionisés. Dans l'équation (7.30.ii), c'est alors le terme de piégeage qui est prépondérant, de sorte que la constante de temps de la dépolarisation est la constante de temps de recombinaison :

$$\tau_R = \frac{1}{\sigma_c v p} \quad (7.32)$$

Si l'on note N_{TF} la concentration en DAL ionisés au moment de la mise hors tension du détecteur, l'évolution de la concentration dans le volume (hormis dans l'épaisseur λ près de l'anode) vaudra à partir de cette date :

$$N_T^-(t) = N_{TF} \exp\left(-\frac{t}{\tau_R}\right)$$

Maîtriser la constante de polarisation est intéressant pour prédire la date à laquelle le détecteur doit être coupé. Mais maîtriser la constante de dépolarisation est aussi très important pour prédire la durée de coupure de la haute tension pour une récupération maximale des

* Le temps de transit des trous dans un champ de 500 V/cm pour parcourir 0,1 mm vaut 0,4 μ s, tandis que leur durée de vie vaut 3 μ s dans le CdTe. D'après l'équation (3.14), 12 % des trous sont piégés dans le volume.

^ Il faut 20 ns pour que les électrons parcourent 0,1 mm dans un champ de 500 V/cm. Leur durée de vie étant de 1 μ s, une fraction non négligeable d'électrons peut ensuite migrer dans la zone sensible jusqu'à l'anode.

performances. L'ajustement sur les données expérimentales de la phase dégénérée d'un modèle issu de la résolution des équations (7.30) devrait permettre d'extraire des informations sur cette constante de temps ou tout du moins sur le rapport entre constante de dépiégeage et constante de recombinaison à partir de l'équation (7.31), si l'on parvenait à extraire la valeur de concentration en DAL ionisés à l'équilibre final. Des expériences de cyclage de haute tension peuvent également aider à avoir une estimation grossière de la constante de recombinaison. Supposons que nous éteignons la tension au bout d'un temps t_p . Plus la durée hors tension sera longue, plus les défauts pourront être neutralisés et les performances initiales de spectroscopie retrouvées. Nous pouvons imaginer des séries de 10 cycles de tension de durée T_{OFF} . En diminuant la valeur de T_{OFF} à chaque série, nous pouvons voir quelle durée minimale permet de récupérer entièrement des performances. Les critères à utiliser seraient la résolution spectrale et l'énergie équivalente de la raie principale d'américium, de façon analogue aux mesures du paragraphe 7.4.5.

Le refroidissement des détecteurs ne doit pas être excessif car s'il allonge le temps de stabilité des détecteurs, il allonge également le temps de récupération. En effet, dans l'expression (7.32), la concentration en trous p et la vitesse thermique v sont d'autant plus faibles que la température est basse[♥]. Pour accélérer la récupération, il faut créer des porteurs de charge. On peut imaginer une opération de recuit qui consiste à réchauffer les détecteurs pour augmenter les valeurs de p et v par excitation thermique. Cette opération peut être contraignante pour un instrument en vol, surtout si comme dans le cas de Simbol-X, le détecteur en CdTe est surmonté d'un détecteur en silicium. C'est néanmoins l'approche qui est envisagée pour la mission Astro-H. Il est également envisageable de créer des charges par excitation électromagnétique en illuminant le détecteur lorsqu'il est hors tension.

7.6 Optimisation des conditions de fonctionnement des détecteurs dans Simbol-X

Je me suis basée sur les résultats expérimentaux obtenus avec Caliste 64 pour optimiser les conditions de fonctionnement des détecteurs pour les spécifications de la mission Simbol-X. La méthode utilisée est bien sûr applicable à d'autres spécifications de stabilité.

7.6.1 Tension

Nous avons vu au Chapitre 3 qu'une tension élevée permettait d'avoir un rapport pic sur vallée élevé et par suite une largeur de raie à mi-hauteur fine. La stabilisation des détecteurs Schottky va aussi dans le sens d'une tension élevée. Cependant, l'effet de polarisation se traduit également par une augmentation du courant dont la valeur absolue va être d'autant plus grande que

[♥] La vitesse thermique la plus probable vaut $\sqrt{\frac{2kT}{m^*}}$ où m^* est la masse effective des trous.

la tension est élevée. La tension optimale sera la tension maximale ne provoquant pas l'apparition de pixel bruyant avant la perte d'efficacité de la matrice. Je propose les tensions du Tableau 7.1 au regard des expériences en laboratoire menées sur plusieurs échantillons de 1 et 2 mm.

Tableau 7.1 – Tensions optimales proposées pour l'utilisation des détecteurs CdTe Schottky Al dans plusieurs plages de températures.

Plages de température	Tension recommandée pour un détecteur Schottky Al de 1 mm	Tension recommandée pour un détecteur Schottky Al de 2 mm
0°C/–15°C	300 V	500 – 600 V
–15°C/–30°C	400 V	600 – 700 V
–30°C/–45°C	400 – 500 V	800 V

7.6.2 Température

Le refroidissement des matrices de pixels est recommandé pour une bonne uniformité. Il diminue la dispersion des courants d'obscurité (cf. Figure 3.10) donc la dispersion du bruit électronique. Il permet de réduire le courant à une valeur tellement faible que la composante de bruit parallèle devient négligeable devant les autres composantes du bruit électronique (pour $i_D < 5$ pA d'après la Figure 3.21). Pour le CdTe Schottky Al, un refroidissement à -10°C suffit pour remplir ces conditions. Nous avons observé une bonne uniformité des résolutions spectrales avec les échantillons de microcaméras équipés de ce type de détecteur et refroidis à -10°C . L'abaissement de la température en dessous de -10°C est justifié uniquement pour garantir la stabilité des détecteurs pendant toute leur exploitation. Dans cette optique, deux critères sont à prendre en compte pour l'optimisation de la température, à savoir la stabilité de l'efficacité et la stabilité de la position des raies, c'est-à-dire les valeurs t_p et V_E calculées précédemment. Si l'on suppose qu'il n'est pas possible sur l'orbite de Simbol-X de ré-étalonner les détecteurs en dehors du passage dans les ceintures de Van Allen, alors les détecteurs doivent pouvoir être utilisés pendant 80 heures. La dérive de la raie à 60 keV inférieure à 1 eV/heure assure un décalage au bout de 80 heures négligeable devant la résolution spectrale de l'instrument.

La modélisation des données de temps de polarisation de la Figure 7.22 est reproduite sur la Figure 7.31. Je considère qu'on peut laisser sous tension le détecteur pendant 2/3 du temps de polarisation, pour ne pas trop dégrader la résolution spectrale et pour prendre en compte les éventuelles dispersions de stabilité entre les pixels. Pour que les détecteurs soient stables pendant 100 heures, il faut qu'ils soient refroidis en dessous de -9°C s'ils ont 1 mm d'épaisseur et en dessous de -18°C s'ils ont 2 mm d'épaisseur. Nous voyons nettement l'influence de l'épaisseur du détecteur sur la stabilité. Le critère de stabilité relatif à la position de la raie s'avère plus contraignant. Les modélisations des données de vitesses de décalage de la Figure 7.24 et de la Figure 7.26 sont illustrées sur la Figure 7.32 pour un détecteur de 1 mm sous 300 V et un détecteur de 2 mm sous

600 V. Étant donné l'importante dispersion observée entre les voies, je définis une marge qui vaut 2 fois la vitesse de décalage moyenne. Le critère de 1 eV/heure est atteint en dessous de -13°C pour les détecteurs de 1 mm et -21°C pour les détecteurs de 2 mm. Pour garantir la stabilité des détecteurs de 2 mm pendant une orbite de Simbol-X, un refroidissement à -20°C apparaît donc suffisant. Néanmoins, refroidir vers -30°C permet d'augmenter la tension vers 800 V pour limiter la perte de charges dans le volume et le taux d'événements partagés tout en garantissant l'uniformité de performances spectrales des matrices sur une longue durée.

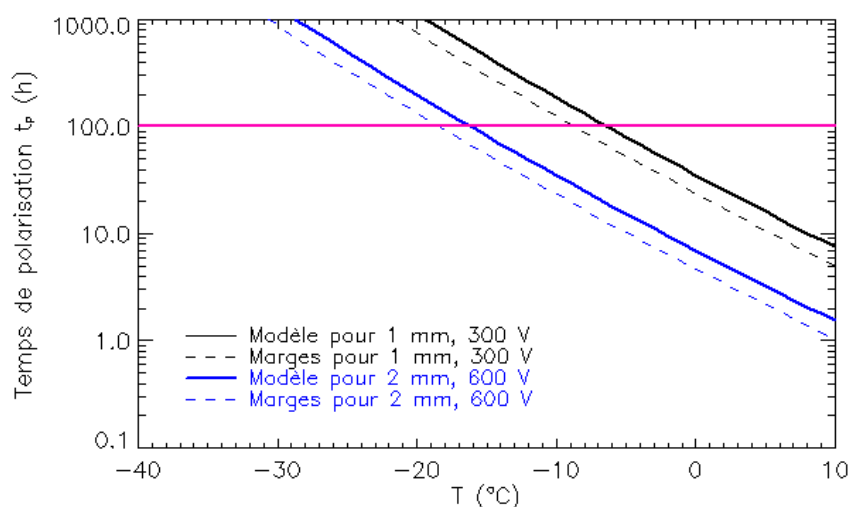


Figure 7.31 – Recherche de la température maximale pour avoir une stabilité de l'efficacité durant 80 heures, en extrapolant les données expérimentales sur un détecteur de 1 mm à 300 V et 2 mm à 600 V. On dira que le détecteur peut être utilisé pendant une durée inférieure à 2/3 du temps de polarisation.

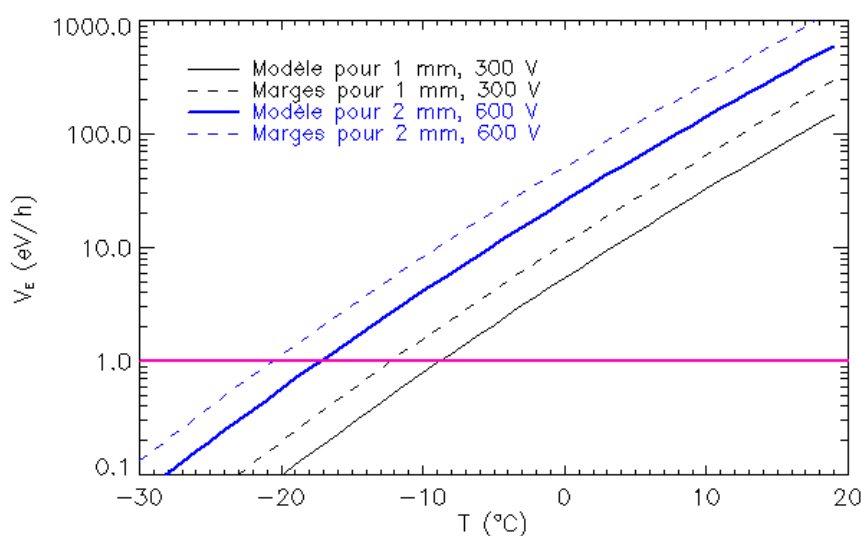


Figure 7.32 – Recherche de la température maximale pour avoir une dérive de 1 eV/heure à 60 keV en extrapolant les données expérimentales sur un détecteur de 1 mm à 300 V et 2 mm à 600 V. Les marges correspondent au double des valeurs de vitesses estimées après correction de la non-linéarité de l'électronique.

Pour la mission Astro-H, des temps d'exposition de 1 à 2,5 jours (60 h) sont envisagés [Takahashi 2008]. Le spectro-imageur pour les rayons X durs est composé de couches de silicium et d'une couche de CdTe de 0,5 mm à 1 mm opérée à -20°C . Cette température et cette épaisseur sont compatibles avec un maintien sous tension pendant une longue exposition.

7.6.3 Épaisseur

Plus le détecteur CdTe Schottky est épais, plus il est efficace pour détecter les rayons X durs et gamma mais moins il est stable. D'après l'extrapolation des résultats expérimentaux de la Figure 7.32, il est possible d'utiliser un détecteur de 2 mm efficace à 97 % à 80 keV et stable pendant plus de 100 heures à -20°C sous 600 V. Pour utiliser du CdTe Schottky pour des missions gamma à plus haute énergie, l'empilement de plusieurs couches minces de CdTe est une approche à envisager. Il permet d'assurer à la fois une bonne efficacité et une bonne stabilité avec un refroidissement modéré. Ce concept est en revanche assez complexe au niveau de l'architecture électrique et de l'intégration. En cas d'utilisation d'un détecteur épais de 5 mm par exemple, les coupures régulières de la haute tension sont indispensables.

7.6.4 Opérations de maintenance

Les paramètres de tension, d'épaisseur et de température ont été optimisés pour une stabilité pendant toute la phase d'observation. En conséquence, un scénario simple de maintenance des détecteurs peut être envisagé. Il consisterait à :

- étalonner les détecteurs avec une source d'américium juste avant d'entrer dans une phase d'observation ;
- étalonner les détecteurs dès que le satellite passe à nouveau sous 73 000 km pour mesurer la dérive des raies d'américium ;
- mettre hors tension les détecteurs pendant quasiment toute la phase dans les ceintures de Van Allen soit environ 15 h.

Pour des observations nécessitant des performances spectrales optimales, pour détecter les raies de titane 44 par exemple, on peut tout à fait envisager d'éteindre les détecteurs pendant les périodes de repointage car la configuration du vol en formation de Simbol-X ne peut pas être maintenue en continu pendant 80 heures.

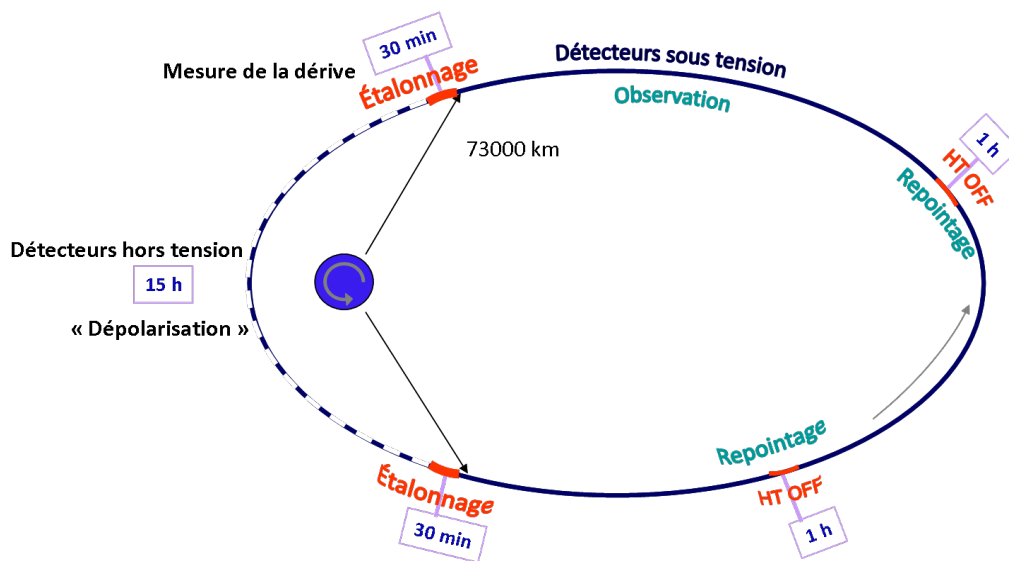


Figure 7.33 – Scénario de maintenance des détecteurs CdTe Schottky en vol. La phase en dessous de 73 000 km doit être consacrée à la dépolarisation des détecteurs. Avant de les éteindre, il est important d'étalonner les détecteurs avec une source d'américium pour connaître la dérive des raies au cours des observations. On procédera à un nouvel étalonnage avant d'entrer dans une nouvelle phase d'observation. Pour des performances spectrales optimales, on éteindra les détecteurs dès que les manœuvres de repointage du télescope auront lieu.

La méthode de caractérisation de l'effet de polarisation des détecteurs CdTe Schottky par des mesures spectroscopiques est une approche nouvelle. Elle permet d'extraire des informations importantes pour leur utilisation, telles que la durée de stabilité et la dérive du gain au cours du temps. Elle a mis en évidence les limites du modèle physique de Toyama, le plus complet actuellement. Grâce aux connaissances sur le CdTe Schottky Al à travers des mesures sur substrats et dans Caliste, je recommande l'utilisation de ce matériau pour les futures missions d'astronomie X dur, qui permet d'atteindre, avec des contraintes de mise en œuvre minimales, des qualités d'imagerie et de spectroscopie inédites.

Conclusion

Pour observer les noyaux actifs de galaxies enfouis derrière de la matière dense et comprendre leur évolution, pour mesurer le rayonnement issu de processus non thermiques dans l'environnement des étoiles à neutrons et des trous noirs, pour distinguer sans ambiguïté les sources γ du centre galactique, pour identifier dans les autres régions du ciel les sources contribuant au fond diffus cosmique au-delà de 20 keV, les astrophysiciens ont besoin d'un télescope qui observe le rayonnement X dur de la lumière qui nous parvient. Cet instrument doit être capable de détecter dans la bande spectrale de 10 à 100 keV des sources un million de fois plus faibles que la nébuleuse du Crabe, et de séparer des sources distantes d'une fraction de minute d'arc. Simbol-X, Nustar, Astro-H sont des projets ambitieux démarrés en Europe, aux États-Unis et au Japon dans l'objectif de lancer de tels télescopes à l'horizon 2015. La mission Simbol-X, initiée par des laboratoires français et italiens, est la mission seule basée sur un système optique unique, de 20 mètres de longueur focale, répartie en deux satellites. Son champ de vue est aussi grand que celui des télescopes du satellite Nustar. Sa résolution angulaire est estimée à 20 arcsec HEW à 30 keV dans l'axe, contre 50 arcsec pour Nustar et 100 arcsec pour Astro-H. Ce concept performant d'instrumentation est rendu possible grâce au développement d'un plan de détection de haute énergie alliant grande surface de détection et fine résolution spatiale. À Caltech comme à l'Isas, des hybrides à base de Cd(Zn)Te ont été développés pour intégrer des détecteurs avec des pixels de 500 μm dans Nustar et des détecteurs avec des bandes de 400 μm de large dans Astro-H. Ces assemblages ont été optimisés pour obtenir une très bonne résolution spectrale mais leur surface est limitée à 6 cm^2 . Un nouveau concept d'hybridation a été inventé au CEA et deux projets ont vu le jour sous le nom de Caliste 64 et Caliste 256. Ces microcaméras sont des pavés de 1 cm^2 de surface et de 2 cm de hauteur qui intègrent les chaînes individuelles de lecture et l'interface de connexion sous le détecteur de 64 ou 256 pixels. Elles peuvent être accolées sur leurs 4 faces latérales pour constituer un plan de détection sans limite de dimension dans les 2 directions. Le projet Simbol-X a été arrêté, et le plan focal de 64 cm^2 constitué de 8 \times 8 unités de détection ne sera pas réalisé. Cependant, le développement de ce concept modulaire peut s'adapter à n'importe quelle nouvelle géométrie de plan de détection des rayons X durs.

La mise en œuvre des modules électriques Caliste a révélé le faible niveau de bruit de l'électronique frontale intégrée conçue à l'Irfu, l'Idf-X v1.1 et l'Idf-X v2 (< 80 électrons rms pour 20 pA de courant de fuite), ainsi que la faible capacité entre les entrées des Asics et la face supérieure accueillant le détecteur (< 2 pF). Les tests sur les microcaméras complètes ont confirmé que le courant d'obscurité est faible dans les nouveaux détecteurs CdTe Schottky et CZT ohmiques à pixels, lorsque le détecteur est modérément refroidi (< 10 pA/mm² à -10° C). En conséquence, les deux

sous-systèmes ont des caractéristiques optimales pour que le module de détection ait des performances spectrales remarquables. Premièrement, le seuil bas de détection peut être abaissé dans le domaine des rayons X mous, vers 2 keV. Cette capacité inédite (net progrès par rapport au seuil de 15 keV de la caméra Isgri) est très intéressante pour concevoir des systèmes d'instrumentation qui couvrent toute la bande spectrale X (de 2 à 200 keV) avec un unique plan de détection. Cette possibilité sera mise à profit dans la caméra à masque codé Eclairs de la mission Svom, qui intègre la même électronique frontale que Caliste 256. Deuxièmement, la résolution spectrale est aussi basse que 0,8 keV à 60 keV sur un spectre somme de Caliste 64 à -10° C. Ce pouvoir spectral est la clé pour observer les raies du titane 44 dans les jeunes vestiges de supernovae et mesurer leur taux de production par nucléosynthèse explosive. Il permet également d'observer les raies cyclotron et de mesurer le champ magnétique dans les étoiles à neutrons. Il a un intérêt de première importance pour la mesure par effet Compton de la polarisation des sources astronomiques, dans Simbol-X ou dans d'autres instruments dédiés à ce nouveau volet de l'astrophysique gamma. Suivant le type d'observation faite avec Simbol-X, il peut néanmoins être intéressant de dégrader légèrement cette résolution spectrale au profit de la résolution temporelle, en diminuant la constante de temps de filtrage de l'électronique frontale. Ce réglage permet de minimiser le temps mort du plan de détection et par suite la sensibilité du télescope, pour détecter des sources toujours plus faibles.

La résolution spatiale et les capacités d'imagerie de Caliste 256 n'ont pas été évaluées à proprement parlé. Cependant, un nouveau procédé a été mis au point pour reporter une matrice de 256 pixels au pas de 580 μm sur le module électrique. Il garantit une bonne connexion de tous les pixels à leur chaîne d'électronique frontale et un découplage des voies de mesure. Les qualités d'uniformité des divers échantillons testés en termes de gain, de taux de comptage, de propriétés spectrales ont été soulignées. L'information spectrale en cas de perte de charges entre plusieurs pixels donne également une information spatiale plus précise que le pas d'un pixel. Il reste à définir des algorithmes de traitement en cas d'événements partagés pour reconstituer la position incidente. La réponse spatiale réelle de Caliste 256 peut être mesurée avec une source collimatée pour en déduire son pouvoir exact de séparation. Pour évaluer ensuite les capacités d'imagerie d'un plan de détection complet composé de modules Caliste 256, il est indispensable de passer par la production d'un prototype de secteur (2×4 modules dans Simbol-X). Cela permet d'évaluer la taille des zones mortes entre les modules et de valider la conception électrique et thermique du système. Pour que Caliste 256 soit compatible avec une intégration dans un plan focal spatial, il faut développer une nouvelle génération de modules électriques avec des circuits de lecture à basse consommation et une interface de communication réduite sur la face d'interconnexion. Nous envisageons de poursuivre ce projet technologique, avec la réalisation de nouvelles microcaméras et leur intégration sur un circuit imprimé unique. Le nouvel Asic Idef-X et le protocole de communication avec l'électronique numérique est en cours de conception. La nouvelle géométrie d'électrodes

segmentées minimisant les zones mortes sur la surface du cristal va également être approvisionnée. La prochaine génération de télescopes X pour l'horizon 2025 tels que le projet Ixo entre l'Esa, la Nasa et la Jaxa sera basée sur des miroirs ayant une résolution angulaire inférieure à 10 arcsec HEW. Cela n'est possible qu'avec une résolution spatiale de l'ordre de 200 μm sur les détecteurs. Si ce critère n'est pas une difficulté pour les détecteurs en silicium tels ceux basés sur le concept Depfet du Max Planck Institute, la maturité technologique est plus incertaine pour les détecteurs du domaine X dur. La technique de détecteurs à bandes double face, mise en avant par l'Isas, est plus favorable que l'électrode pixelisée dans cet objectif, bien qu'elle pose des problèmes de réalisation (haute tension flottante) et de confusion pour des sources fortes. L'idéal serait d'avoir des détecteurs en Cd(Zn)Te avec des pixels de 200 μm . Une collaboration entre notre laboratoire et l'Isas serait sans doute très favorable au développement d'un tel détecteur à base de CdTe Schottky.

Nos deux équipes sont en effet les premières à promouvoir l'utilisation des détecteurs CdTe Schottky pour l'astronomie des hautes énergies. La technique de photolithographie des métaux tels que l'aluminium ou le nickel sur le CdTe rend aujourd'hui possible la fabrication de détecteurs CdTe à pixels avec un contact redresseur sur l'anode segmentée. Connecter les chaînes électroniques à l'anode permet de tirer parti des bonnes propriétés de transport des électrons par rapport aux trous dans le CdTe, pour une collection complète des charges. Polariser la diode en inverse permet de limiter le courant d'obscurité du détecteur et par suite d'optimiser sa résolution spectrale. Comparés aux détecteurs CZT testés, les détecteurs CdTe Schottky Al d'AcroRad ont un courant d'obscurité 3 fois plus faible à 0° C, une résolution spectrale 1,3 fois meilleure, une perte de charges dans le volume et entre les pixels 5 fois moindre[^]. Leur instabilité au cours du temps est due à un processus d'ionisation des niveaux d'énergie profonds d'impuretés de type accepteur dans le semiconducteur, qui modifie le champ électrique dans le volume dès que le contact Schottky est polarisé. La phénoménologie est comprise, la modélisation est à consolider en s'appuyant sur des mesures directes du champ électrique, la sensibilité à la température reste à interpréter. Une meilleure compréhension de la phase dégénérée où est le détecteur n'est plus fonctionnel est sans doute un point clé pour avoir accès aux facteurs de stabilisation et pour proposer une procédure de maintenance adaptée en vol.

Les microcaméras Caliste sont finalement des systèmes de détection compacts et légers (5 g dans 2 cm^3), qualifiés pour le spatial, capables de fonctionner à température ambiante, pouvant mesurer l'évolution temporelle de la position, de l'intensité et des caractéristiques spectrales d'un rayonnement X. Toutes ces propriétés et la flexibilité qu'elles apportent en termes de surface de détection les rendent attractives pour d'autres applications spatiales scientifiques. On peut penser à une intégration dans le bras d'un rover martien pour l'étude par fluorescence X de la composition

[^] La perte de charges dans le volume s'observe par l'épaule de la raie à gauche. Le rapport pic sur vallée à 60 keV (N_{60}/N_{57}) est 5 fois plus faible dans le CZT à -10°C . La perte de charges entre les pixels s'observe en mesurant la position moyenne d'une raie reconstituée à partir d'événements doubles. Le décalage de la raie à 60 keV est 6 fois plus important dans le CZT.

chimique des roches. On peut également imaginer une application de physique solaire, comme l'imageur Stix, proposé par l'université de Berkeley de San Francisco pour la mission Solar Orbiter de l'Esa. Cet instrument a pour but d'observer les variations temporelles, spatiales et spectrales des émissions X thermiques et non thermiques du Soleil, en particulier dans les éruptions chromosphériques[▼]. Pour des applications à plus haute énergie, on peut adapter la dynamique de l'électronique et l'épaisseur du cristal de Cd(Zn)Te pour fabriquer sur ce même concept d'hybridation un détecteur sensible jusqu'à 1 MeV. Notre système aurait alors toutes les capacités requises pour réaliser un excellent polarimètre dans le domaine γ mou, une discipline de l'astronomie des hautes énergies encore jeune et qui réserve bien des découvertes sur la physique des objets compacts.

▼ Filaments de matière à la surface sur Soleil qui suivent les boucles de champ magnétique ; *solar flares* en anglais.

Annexe A

Mesure de la polarisation de la lumière avec Simbol-X

Sommaire

A.1	Définition de la polarisation de la lumière	286
A.2	Intérêt de la polarimétrie pour l'astrophysique.....	286
A.3	Les polarimètres γ actuels	287
A.4	Principe de la polarimétrie Compton	288
A.5	L'apport de Simbol-X	289

Cette annexe présente le principe de détection de la polarisation de la lumière dans le domaine X dur et γ . Les capacités de polarimétrie de Simbol-X sont discutées.

A.1 Définition de la polarisation de la lumière

Dans l'ensemble de l'ouvrage, la théorie corpusculaire a été utilisée pour décrire la lumière car les photons sont détectés un par un dans les semiconducteurs. Dans la théorie ondulatoire, la lumière se propage sous forme d'onde, telle que les vecteurs du champ électrique \vec{E} et du champ magnétique \vec{B} soient toujours dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation \vec{k} . Le trièdre $(\vec{E}, \vec{B}, \vec{k})$ est orthogonal direct à tout instant.

Dans le cas général, les vecteurs \vec{E} et \vec{B} changent de direction au cours du temps tout en conservant la propriété du trièdre. Leur projection dans le plan de détection perpendiculaire à la direction de propagation n'a aucune caractéristique. Une onde de polarisation rectiligne est telle que les vecteurs \vec{E} et \vec{B} gardent toujours la même direction absolue. Ainsi, leur projection dans le plan de détection est un segment de droite. Si l'on repère ce plan par rapport à une référence fixe dans le ciel comme le nord céleste, on peut définir un angle de polarisation α pour chaque source polarisée rectilignement, comme indiqué sur la Figure A.1.

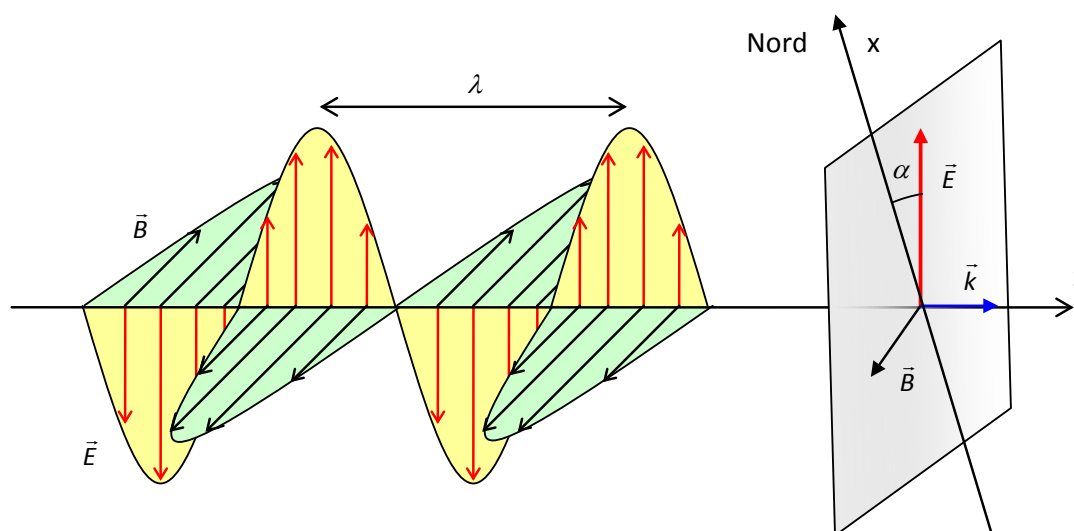


Figure A.1 – Schéma de la propagation d'une onde de polarisation rectiligne jusqu'à un plan de détection perpendiculaire à la direction de propagation et orienté selon le nord céleste.

A.2 Intérêt de la polarimétrie pour l'astrophysique

Les principaux phénomènes qui produisent des photons γ dans les objets compacts sont :

- le rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*) lorsque les électrons diffusent sur les ions,
- l'effet Compton inverse lorsque les électrons diffusent sur les photons,
- l'effet synchrotron lorsque les électrons se propagent dans des champs magnétiques intenses qui courbent leur trajectoire.

Le premier mécanisme ne produit pas une lumière polarisée. Le second ne polarise pas plus de 10 % de la lumière. Le seul mécanisme à l'origine de forts taux de polarisation est l'effet synchrotron. La mise en évidence d'une lumière polarisée dans les domaines X et γ est donc la preuve d'un champ magnétique très intense à son origine. Les objets célestes susceptibles d'émettre une lumière gamma polarisée sont les pulsars, les noyaux actifs de galaxies, les sursauts gamma, les trous noirs galactiques. La polarisation de l'émission prompte des sursauts gamma a été observée par l'observatoire Integral en 2009 [Götz 2009-2]. La polarisation à 80 % de la lumière γ du pulsar du Crabe a été mesurée en 2008, également avec Integral, dans la direction de son axe de rotation [Forot 2008, Dean 2008]. La présence de champ magnétique à proximité des trous noirs est controversée : plusieurs théories s'opposent, dont certaines qui affirment l'impossibilité d'un champ magnétique dans ces régions. Des données observationnelles sont nécessaires pour valider les modèles physiques élaborés.

A.3 Les polarimètres γ actuels

Peu d'instruments ont été développés pour la mesure de la polarisation dans les domaines X dur et γ mou (de 50 keV à 10 MeV) jusqu'à présent. Aucune mission dédiée n'a été embarquée dans un satellite ou dans un ballon. Certains instruments ont la capacité de mesurer la polarisation mais n'ont pas été optimisés dans cet objectif. C'était le cas de Comptel, le télescope Compton à bord du *Compton Gamma-ray Observatory*, et c'est le cas actuellement à bord d'Integral pour l'imageur Ibis qui contient deux plans de détection superposés et pour le spectromètre Spi. Dans la même lignée, l'instrument SGD (*Soft-gamma detector*) sera embarqué dans Astro-H, avec plusieurs plans de silicium entourés de plans de CdTe [Tajima 2005]. La géométrie du plan focal de Simbol-X, similaire à celle d'Ibis, est également adaptée à la polarimétrie mais dans un domaine de plus basse énergie.

De nouveaux projets dédiés à la polarimétrie gamma ont été envisagés au début des années 2000. Le CEA a proposé deux missions en réponse à un appel à idées du Cnes pour des microsattelites ; l'Œil gamma en 1999 et le cube Compton en 2003 sont des télescopes Compton à base de CdTe en forme de cube pour observer le ciel dans toutes les directions [Lebrun 2003-2]. Une collaboration entre le Laboratoire de physique et d'applications des semi-conducteurs du CNRS de Strasbourg, le département de physique de l'université de Coimbra au Portugal et l'Institut d'astrophysique spatiale et de physique cosmique de Bologne en Italie a développé un concept de télescope nommé Cipher, dédié à la polarimétrie entre 100 keV et 10 MeV [Caroli 2000]. Cette équipe a réalisé dans le cadre de ce projet la Polca, un prototype de polarimètre à base de détecteurs épais de CdTe. Le détecteur Polar, actuellement à l'étude à l'université de Genève, est un autre concept de polarimètre utilisant cette fois-ci des scintillateurs plastiques [Produit 2005].

A.4 Principe de la polarimétrie Compton

Je présente la technique de mesure de la polarisation dans le cas d'une superposition de deux plans de détection en semiconducteur, conformément à la géométrie du plan focal de Simbol-X. Supposons qu'un photon d'énergie E_0 interagisse dans le premier plan de détection par effet Compton puis dans le deuxième plan de détection par effet photoélectrique, comme illustré sur la Figure A.2. Pour une diffusion Compton vers l'avant, les énergies E_1 et E_2 déposées dans chaque détecteur et l'angle de diffusion θ par rapport à la direction incidente sont reliés par l'équation caractéristique de l'effet Compton (cf. équation 1.7) et l'équation de conservation de l'énergie. L'expression de θ , défini de façon unique entre 0 et π , peut se mettre sous la forme :

$$\cos \theta = 1 - \frac{mc^2}{E_2} + \frac{mc^2}{E_1 + E_2} \quad (\text{A.1})$$

Cette relation permet de sélectionner tous les couples d'événements coïncidents correspondant réellement au schéma d'interaction souhaité. La projection du cône d'angle θ de sommet x_1 sur le deuxième plan de détection est un cercle sur lequel on peut repérer la position du photon absorbé à l'aide de l'angle azimutal ψ .

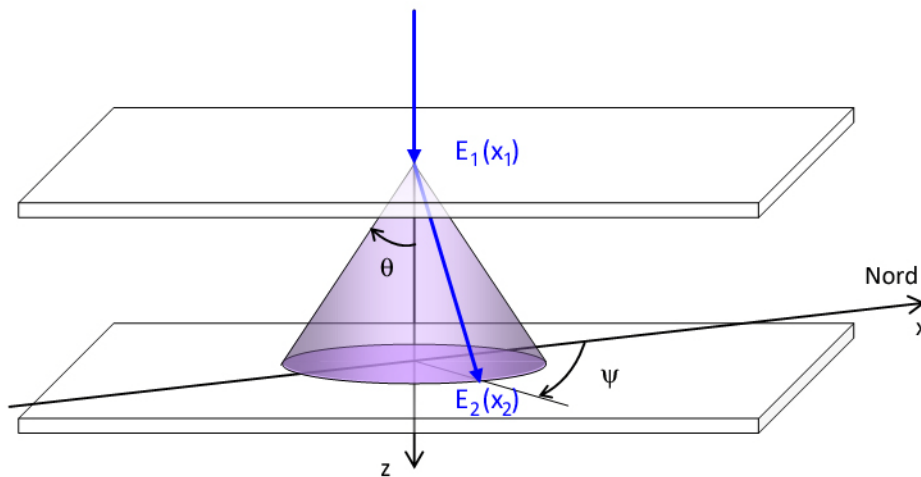


Figure A.2 – Schéma d'interaction favorable à la polarimétrie Compton avec deux plans de détection parallèles. Le photon incident interagit par effet Compton dans le premier plan et par effet photoélectrique dans le deuxième plan, de sorte que son énergie incidente vaut $E_1 + E_2$.

La dualité entre théorie corpusculaire et théorie ondulatoire est telle que cet angle ψ est relié à l'angle de polarisation linéaire de la lumière :

- Si la lumière n'est pas polarisée, toutes les valeurs de ψ sont équiprobables.
- Si la lumière est totalement polarisée d'un angle α alors la distribution des valeurs de ψ n'est pas uniforme mais se met sous la forme :

$$N(\psi) = S[1 + Q_{100} \cos(2\psi - 2\psi_0)]$$

$$\text{avec } \alpha = \psi_0 - \frac{\pi}{2} \quad [\pi]$$

Le facteur de qualité Q_{100} dépend de l'instrument et peut être étalonné au sol avec une source totalement polarisée. En l'absence d'étalonnage, il peut être estimé par simulation Monte Carlo.

- Si une fraction f_p de la source est polarisée avec un angle α alors cette distribution vaudra :

$$N(\psi) = S[1 + Q \cos(2\psi - 2\psi_0)]$$

$$\text{avec } f_p = \frac{Q}{Q_{100}}$$

Le facteur de qualité Q_{100} était de 0,1 dans Comptel. Il a été estimé pour Ibis par simulation Monte-Carlo à environ 0,25 à 200 keV [Stephen 2001]. Celui de la Polca a été mesuré avec une source totalement polarisée dans l'installation ESRF de Grenoble (*European synchrotron radiation facility*) à plus de 0,4 à 300 keV [Curado da Silva 2004].

A.5 L'apport de Simbol-X

La précision des mesures d'angle et de fraction de polarisation d'une source de lumière dépend de :

- la précision de l'information spatiale sur les plans de détection,
- la probabilité du schéma d'interaction (effet Compton sur le premier plan et effet photoélectrique sur le second),
- la probabilité des événements fortuits valides, c'est-à-dire la probabilité de détecter dans la même fenêtre temporelle deux photons distincts satisfaisant le critère de l'équation A.1,
- la configuration géométrique qui détermine le coefficient Q_{100} .

L'instrument Ibis ayant prouvé sa capacité à mesurer la polarisation des sources astronomiques γ , entre 200 et 800 keV, nous allons comparer ses performances à celles du plan focal de Simbol-X à partir des critères énoncés pour estimer la faisabilité du mode Compton avec cette nouvelle mission :

- Le plan focal de Simbol-X apporte indubitablement un gain en résolution spatiale par rapport à l'imageur d'Ibis (625 μm contre 4 mm).
- La section efficace de l'effet Compton variant en $Z.E^{-1}$, elle est identique à 200 keV dans le CdTe ($Z = 50$) et à 56 keV dans le silicium ($Z = 14$). La probabilité d'avoir le schéma d'interaction souhaité n'est donc pas plus faible avec les détecteurs de Simbol-X qu'avec ceux d'Ibis. De plus, d'après l'équation (6.9), les émissions de rayons X durs qui suivent une loi de puissance d'ordre 2 émettent 10 fois plus de photons dans la bande 20 – 80 keV que dans la bande 200 – 800 keV. La

statistique d'événements sera donc plus favorable pour réduire l'incertitude des mesures de polarisation.

- La probabilité d'événements fortuits entre le LED et le HED de Simbol-X est vraisemblablement plus élevée qu'entre Isgri et Picsit dans Ibis car la lecture en ligne du détecteur de basse énergie implique d'utiliser une fenêtre temporelle de 128 μs contre 4 μs dans Ibis. Néanmoins, les résolutions spatiale et spectrale étant améliorées d'un facteur 6, il est beaucoup moins probable que le critère géométrique (A.1) soit satisfait dans le cas d'événements fortuits.
- On s'attend pour Simbol-X à un coefficient Q_{100} du même ordre de grandeur qu'Ibis car il s'agit encore d'une configuration avec deux plans de détection superposés et dont la normale est la direction incidente des photons. Ces deux instruments n'ont pas été conçus pour une utilisation en mode Compton, donc cette valeur n'est pas optimale mais nous avons vu qu'elle était déjà intéressante.

En conclusion, nous pouvons affirmer que la conception du plan focal de Simbol-X est favorable à des mesures de polarisation de précision dans un domaine spectral jusqu'alors non exploré, de 20 à 80 keV. La sensibilité de l'instrument étant bien meilleure qu'Isgri dans ce domaine, la polarimétrie pourrait ne pas se limiter aux sources extrêmement brillantes.

Annexe B

Démonstration des résultats de calcul du Chapitre 7

Sommaire

B.1	Méthode de calcul du champ électrique.....	292
B.2	Modèle conventionnel d'accumulation de charges.....	292
B.3	Modèle modifié d'accumulation de charges.....	293

Cette annexe présente la démonstration mathématique de l'expression du champ électrique des détecteurs CdTe Schottky donnée dans le Chapitre 7, suivant deux modèles de conditions initiales. Deux paramètres sont ensuite déduits, à savoir le temps de polarisation et la largeur de la zone de déplétion.

B.1 Méthode de calcul du champ électrique

Le champ électrique s'obtient en résolvant l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{qN_T^-}{\varepsilon} \quad (\text{B.1})$$

où V est le potentiel électrique dans le détecteur, q la charge de l'électron, ε la constante diélectrique dans le CdTe et N_T^- la concentration en accepteurs profonds ionisés. L'anode est prise pour origine de l'axe des x et l'épaisseur du détecteur est noté L . Le contact Schottky est polarisé en inverse par une tension V_R . Les conditions aux limites sont donc :

$$\begin{cases} V(0, t) = V_R & \forall t \\ V(L, t) = 0 & \forall t \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

Deux modèles ont été proposés pour exprimer la concentration N_T^- . À partir de cette définition, la méthode consiste à intégrer une première fois l'équation (B.1) pour exprimer le champ électrique et une seconde fois pour exprimer le potentiel. Les constantes d'intégration sont déterminées à partir des conditions aux limites.

B.2 Modèle conventionnel d'accumulation de charges

On suppose dans ce premier modèle proposé que l'évolution des DAL ionisés est décrite par l'équation suivante :

$$N_T^-(t) = N_T \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) \quad (\text{B.3})$$

On a donc, d'après les équations (B.1) et (B.3)

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{qN_T}{\varepsilon} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right)$$

Le second membre ne dépendant pas de x , l'équation peut directement être intégrée deux fois en introduisant les constantes A et B :

$$V(x, t) = \frac{1}{2} \frac{qN_T}{\varepsilon} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) x^2 + Ax + B \quad (\text{B.4})$$

Les conditions aux limites sont telles que :

$$\begin{cases} V(0,t) = B = V_R \\ V(L,t) = \frac{1}{2} \frac{qN_T}{\varepsilon} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) L^2 + AL + V_R = 0 \end{cases}$$

On obtient ainsi la constante d'intégration A :

$$A = -\frac{qN_T}{2\varepsilon} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) L - \frac{V_R}{L} \quad (\text{B.5})$$

Le champ électrique s'exprime en dérivant l'équation (B.4) :

$$E(x,t) = -\frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{qN_T}{\varepsilon} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) x - A$$

À partir de l'équation (B.5), on obtient l'expression complète du champ électrique :

$$E(x,t) = \frac{qN_T}{2\varepsilon} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) (L - 2x) + \frac{V_R}{L}$$

B.3 Modèle modifié d'accumulation de charges

B.3.1 Calcul du champ électrique

Toyama propose une nouvelle expression de la concentration en DAL ionisés :

$$N_T^-(x,t) = \begin{cases} N_T & 0 \leq x < \lambda \\ N_T \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] & \lambda \leq x \leq L \end{cases}$$

L'équation de Poisson se résout sur les domaines $[0, \lambda[$ et $]\lambda, L]$. Le potentiel et le champ électriques étant des fonctions continues de x dans le volume du détecteur, on a les relations supplémentaires aux limites des intervalles :

$$E(\lambda^-, t) = E(\lambda^+, t) \quad (\text{B.6})$$

$$V(\lambda^-, t) = V(\lambda^+, t) \quad (\text{B.7})$$

Une première intégration de l'équation (B.1) permet d'exprimer le champ électrique avec deux fonctions du temps indépendantes de x notées f et g :

$$E(x,t) = -\frac{\partial V}{\partial x} = \begin{cases} -\frac{qN_T}{\varepsilon} x + f(t) & 0 \leq x < \lambda \\ -\frac{qN_T}{\varepsilon} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] x + g(t) & \lambda \leq x < L \end{cases} \quad (\text{B.8})$$

L'équation de continuité (B.6) donne une première relation entre f et g :

$$-\frac{qN_T}{\varepsilon} \lambda + f(t) = -\frac{qN_T}{\varepsilon} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \lambda + g(t)$$

$$f(t) - g(t) = \frac{qN_T}{\varepsilon} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \lambda \quad (\text{B.9})$$

Une seconde intégration permet d'exprimer V en fonction de deux constantes A et B :

$$V(x,t) = -\frac{\partial E}{\partial x} = \begin{cases} \frac{qN_T}{2\varepsilon} x^2 - f(t)x + A & 0 \leq x < \lambda \\ \frac{qN_T}{2\varepsilon} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] x^2 - g(t)x + B & \lambda \leq x \leq L \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

La constante A s'obtient en appliquant la condition aux limites à l'anode :

$$V(0,t) = A = V_R$$

La constante B s'obtient en exprimant l'équation de continuité (B.7) puis en injectant l'équation (B.9) :

$$\frac{qN_T}{2\varepsilon} \lambda^2 - f(t)\lambda + V_R = \frac{qN_T}{2\varepsilon} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \lambda^2 - g(t)\lambda + B$$

$$B = \frac{qN_T}{2\varepsilon} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \lambda^2 - (f(t) - g(t))\lambda + V_R$$

$$B = \frac{qN_T}{2\varepsilon} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \lambda^2 - \frac{qN_T}{\varepsilon} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \lambda^2 + V_R$$

$$B = -\frac{qN_T}{2\varepsilon} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \lambda^2 + V_R$$

En exprimant la condition aux limites à la cathode et en injectant cette valeur de B dans l'équation (B.10) sur $[\lambda, L]$, on obtient l'expression de la fonction g :

$$V(L,t) = \frac{qN_T}{2\varepsilon} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] L^2 - g(t)L + B = 0$$

$$\frac{qN_T}{2\varepsilon} \left[L^2 - (L^2 + \lambda^2) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] - g(t)L + V_R = 0$$

$$g(t) = \frac{qN_T}{2\varepsilon L} \left[L^2 - (L^2 + \lambda^2) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] + \frac{V_R}{L} \quad (\text{B.11})$$

La fonction f se déduit des équations (B.9) et (B.11) :

$$\begin{aligned}
 f(t) &= g(t) + \frac{qN_T}{\varepsilon} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \lambda \\
 f(t) &= \frac{qN_T}{2\varepsilon L} \left[L^2 - (L^2 + \lambda^2 - 2\lambda L) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] + \frac{V_R}{L} \\
 f(t) &= \frac{qN_T}{2\varepsilon L} \left[L^2 - (L - \lambda)^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] + \frac{V_R}{L}
 \end{aligned} \tag{B.12}$$

Les équations (B.7), (B.11) et (B.12) permettent d'obtenir l'expression complète du champ électrique avec le modèle modifié d'accumulation de charges de l'équation (7.16) :

$$E(x,t) = \begin{cases} -\frac{qN_T}{\varepsilon} x + \frac{qN_T}{2\varepsilon L} \left[L^2 - (L - \lambda)^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] + \frac{V_R}{L} & 0 \leq x < \lambda \\ -\frac{qN_T}{\varepsilon} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] x + \frac{qN_T}{2\varepsilon L} \left[L^2 - (L^2 + \lambda^2) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] + \frac{V_R}{L} & \lambda \leq x \leq L \end{cases} \tag{B.13}$$

B.3.2 Temps de polarisation

Le temps de polarisation est la date à laquelle le champ électrique s'annule à la cathode :

$$E(L, t_p) = 0$$

J'utilise l'expression (B.13) sur $[\lambda, L]$ pour développer le calcul :

$$\begin{aligned}
 -\frac{qN_T L}{\varepsilon} \left[1 - \exp\left(-\frac{t_p}{\tau}\right) \right] + \frac{qN_T}{2\varepsilon L} \left[L^2 - (L^2 + \lambda^2) \exp\left(-\frac{t_p}{\tau}\right) \right] + \frac{V_R}{L} &= 0 \\
 -2L^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{t_p}{\tau}\right) \right] + \left[L^2 - (L^2 + \lambda^2) \exp\left(-\frac{t_p}{\tau}\right) \right] &= -\frac{V_R}{L} \frac{2\varepsilon L}{qN_T} \\
 -L^2 + (L^2 - \lambda^2) \exp\left(-\frac{t_p}{\tau}\right) &= -\frac{2\varepsilon V_R}{qN_T} \\
 \frac{L^2 - \lambda^2}{L^2} \exp\left(-\frac{t_p}{\tau}\right) &= 1 - \frac{2\varepsilon V_R}{qN_T L^2} \\
 \frac{L^2 - \lambda^2}{L^2} \left(1 - \frac{2\varepsilon V_R}{qN_T L^2} \right)^{-1} &= \exp\left(\frac{t_p}{\tau}\right)
 \end{aligned}$$

D'où le résultat de l'équation (7.17) :

$$t_p = \tau \ln \left[\frac{L^2 - \lambda^2}{L^2} \left(1 - \frac{2\varepsilon V_R}{qN_T L^2} \right)^{-1} \right]$$

B.3.3 Largeur de la zone de déplétion

La largeur W de la zone de déplétion se calcule à partir de la date t_p , en supposant que les conditions aux limites (B.2) s'applique à $x = W$ et non plus à $x = L$. L'expression du champ électrique sur l'intervalle $[\lambda, W]$ est donné par l'équation (B.13) en remplaçant L par W :

$$E(x, t) = -\frac{qN_T x}{\varepsilon} \left[1 - \exp\left(-\frac{t_p}{\tau}\right) \right] + \frac{qN_T}{2\varepsilon W} \left[W^2 - (W^2 + \lambda^2) \exp\left(-\frac{t_p}{\tau}\right) \right] + \frac{V_R}{W} \quad t > t_p$$

Par définition, W est l'endroit où s'annule le champ électrique :

$$\begin{aligned} E(W, t) &= 0 \\ -\frac{qN_T W}{\varepsilon} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] + \frac{qN_T}{2\varepsilon W} \left[W^2 - (W^2 + \lambda^2) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] + \frac{V_R}{W} &= 0 \\ -2W^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] + \left[W^2 - (W^2 + \lambda^2) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] &= -\frac{V_R}{W} \frac{2\varepsilon W}{qN_T} \\ -W^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] - \lambda^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) &= -\frac{2\varepsilon V_R}{qN_T} \\ W^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] &= \frac{2\varepsilon V_R}{qN_T} - \lambda^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \end{aligned}$$

D'où le résultat de l'équation (7.21) :

$$W = \sqrt{\frac{\frac{2\varepsilon V_R}{qN_T} - \lambda^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)}}$$

cqfd.

Bibliographie

[Arques 1999] Arques M et al., "A basic component for ISGRI, the CdTe gamma camera on board the INTEGRAL satellite", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 46, n° 3, pp. 181-186 (1999).

[Assemat 2002] Assemat D, *Cours de technologie spatiale – Techniques et Technologies des Véhicules Spatiaux*, Volume 1, Généralités et contraintes de développement, Conseil international de la langue française, PUF, pp. 518-557 (2002).

[Ayoub 2003] Ayoub M et al., "Annealing effects on defects levels of CdTe:Cl materials and the uniformity of electrical properties", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, n° 2, pp. 229-237 (2003).

[Barraud 2004] Barraud C, *Étude de l'émission prompt des sursauts gamma : expérience HETE-2*, Thèse de doctorat en Astroparticules, Université Paris 7 – Denis Diderot, chap. 1 (2004).

[Barthelmy 2000] Barthelmy SD, "The Burst Alert Telescope (BAT) on the Swift MIDEX Mission", *Proceedings of SPIE Conference*, vol. 4140, pp. 50-63 (2000).

[Basso 2009] Basso S et al., "The integration process of very thin mirror shells with a particular regard to Simbol-X", Simbol-X 2nd International Symposium, *AIP Conference Proceedings*, vol. 1126, pp. 69-71 (2009).

[Bat] Calibration de l'instrument BAT de Swift http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/swift/analysis/bat_digest.html

[Bearden 1967] Bearden JA, "X-Ray Wavelengths", *Review of Modern Physics*, pp. 86-99 (1967).

[Bell 1972] Bell RO, Wald FV, "Recent advances in the preparation of CdTe for nuclear detectors", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 19, pp. 334-338 (1972).

[Bell 1974] Bell RO, Entine G, Serreze HB, "Time-dependant polarization of CdTe gamma-ray detectors", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 117, pp. 267-271 (1974).

[Bleeker 2002] Bleeker J, Mendez M, "The XEUS Mission", *Proceedings of the "New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra Era"*, ESA SP-488, arXiv:astro-ph:0207283v1 (2002).

[Brahic 2008] Brahic A, Grenier I, *Lumières d'étoiles, les couleurs de l'invisible*, Odile Jacod, Paris (2008).

[Bolotnikov 1999] Bolotnikov AE, Cook WR, Harrison FA, Wong AS, Schindler SM, Eichelberger AC, "Charge loss between contacts of CdZnTe pixel detectors", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 432, pp. 326-331 (1999).

[Bolotnikov 2001] Bolotnikov AE, Cook WR, Boggs SE, Harrison FA, Schindler SM, "Development of high spectral resolution CdZnTe pixel detector for astronomical hard X-ray telescopes", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 458, pp. 585-592 (2001).

[Brinkman 1994] Brinkman AW, "Contacts to Cd/Zn/Te/Se compounds", *Properties of Narrow gap cadmium-based compounds*, pp. 575-585, ed. P. Capper, INSPEC, Londres (1994).

[Caroli 2000] Caroli E et al., "Hard X-ray polarimetry with a thick CdTe position sensitive spectrometer", *Proceedings of SPIE X-ray and gamma-ray Instrumentation for Astronomy XI*, vol. 4140, pp. 573-583 (2000).

[Castaldini 1996] Castaldini A, Cavallini A, Fraboni B, Polenta L, "Cathodoluminescence and photoinduced current spectroscopy studies of defects in Cd_{0.8}Zn_{0.2}Te", *Physical Review B*, vol. 54, n° 11, pp. 7622-7625 (1996).

- [Castaldini 1998] Castaldini A, Cavallini A, Fraboni B, Fernandez P, Piqueras J, "Deep levels in CdTe and CdZnTe", *Journal of Applied Physics*, vol. 83, n° 4, pp. 2121-2126 (1998).
- [Cavallini 2002] Cavallini A et al., "Behavior of CdTe and CdZnTe detectors following electron irradiation", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, n° 4, pp. 1598-1602 (2002).
- [Chang 1991] Chang ZY and Sansen WMC, *Low-noise wide-band amplifiers in bipolar and CMOS technologies*, Kluwer Academic Publishers, Norwell, chap. 5 (1991).
- [Chen 2003] Chen CMH, Cook WR, Harrison FA, Lin JYY, Mao PH, Schindler SM, "Characterization of the HEFT CdZnTe pixel detectors", *Proceedings of SPIE Conference*, vol. 5195, pp. 9-18 (2003).
- [Chen 2004] Chen CMH, Cook WR, Harrison FA, Lin JYY, "Characterization of a large format, fine pitch CdZnTe pixel detector for the HEFT balloon-borne experiment", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, n° 5, pp. 2472-2477 (2004).
- [Chipaux 2008] Chipaux R, Briel U, Bulgarelli A, Kendziorra E, Klose C, Kuster M, Laurent P, Tenzer C, "Status of the Simbol-X background simulation activities", *Proceedings of "SIMBOL-X: the hard X-ray Universe in focus" conference*, Memoria della Societa Astronomica Italiana, vol. 75. (2008).
- [Cola 2006] Cola A, Farella I, Mancini AM, Dusi W, Perillo E "Electric field distribution and charge transport properties in diode-like CdTe X-ray detectors", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 568, pp. 406-411 (2006).
- [Cola 2007] Cola A, Farella I, Mancini AM, Donati A, "Electric field properties of CdTe Nuclear Detectors", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, n° 4, pp. 868-872 (2007).
- [Cola 2009] Cola A, Farella I "The polarization mechanism in CdTe Schottky detectors", *Applied Physics Letters*, vol. 94, letter 102113 (2009).
- [Cotroneo 2004] Cotroneo V, Pareschi G, "Global optimization of X-ray multilayer mirrors with iterated simplex method", *Proceedings of SPIE Conference*, vol. 5536, pp. 49-60 (2004).
- [Curado da Silva 2004] Curado da Silva RM et al., "Hard X- and soft gamma-ray polarimetry with CdTe array prototypes", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, n° 5, pp. 2478-2484 (2004).
- [D'Ai 2009] D'Ai A et al., "Relativistically smeared iron lines in the spectra of bright NS LMXB", Simbol-X 2nd International Symposium, *AIP Conference Proceedings*, vol. 1126, pp. 335-337 (2009).
- [Decourchelle 2007] Decourchelle A, "Non-thermal acceleration mechanisms in supernova remnant shells", *Proceedings of "SIMBOL-X: the hard X-ray Universe in focus" conference*, *Memoria della Societa Astronomica Italiana*, vol 85, (2007).
- [Dean 2008] Dean AJ et al., "Polarized Gamma-Ray Emission from the Crab", *Science*, vol. 321, n° 5893, pp. 1183-1185 (2008).
- [De Geronimo 1999] De Geronimo G, O'Connor P, "A CMOS Fully Compensated Continuous Reset System", *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 584-588 (1999).
- [Dirks 2006-1] Dirks BPF et al., "The focal plane of Simbol-X space mission", *Proceedings of SPIE Conference*, vol. 6266, paper 626645 (2006).
- [Dirks 2006-2] Dirks BPF, Blondel C, Daly F, Gevin O, Limousin O, Lugiez F, "Leakage current measurements on pixelated CdZnTe detectors", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 567, pp. 145-149 (2006).
- [Dirks 2006-3] Dirks BPF, Study and modelling of the new generation Cd(Zn)Te X- and gamma-ray detectors for space applications, Thèse de doctorat, Université Paris 7 Denis Diderot (2006).

- [Ehanno 2006] Ehanno M et al., "Development of a modular CdTe detector plane for gamma-ray burst detection below 100 keV", *Advanced Space Research*, COSPAR meeting, Beejing, vol. 40, pp. 1259-1262 (2006).
- [Elhadidy 2007] Elhadidy H, Franc J, Moravec P, Höschl P, Fiederle M, "Deep level defects in CdTe materials studied by thermoelectric effect spectroscopy and photo-induced current transient spectroscopy", *Semiconductor Science and Technology*, IOP Publishing, vol. 22, pp. 537-542 (2007).
- [E-Space Tech. 2007] E-Space Technologies SARL, *Analyse thermomécanique de Caliste 64 et Caliste 256* (2007).
- [eV-products] Propriétés du CZT d'eV-products : http://www.evproducts.com/material_prop.pdf
- [Falanga 2005] Falanga M et al., "INTEGRAL and RXTE observations of accreting millisecond pulsar IGR J00291+5934 in outburst", *Astronomy & Astrophysics*, vol. 444, pp. 15-24 (2005).
- [Fenimore 1978] Fenimore EE, Cannon TM, "Coded aperture imaging with uniformly redundant arrays", *Applied Optics*, vol. 17, pp. 337-347 (1978).
- [Ferrando 2005] Ferrando P et al., "Simbol-X, a formation flying mission for hard X-rays astrophysics", *Proceedings of SPIE Conference*, vol. 5900, pp. 195-204 (2005).
- [Ferrando 2006] Ferrando P et al., "Simbol-X: mission overview", *Proceedings of SPIE Conference*, vol. 6266 (2006).
- [Fiederle 2003] Fiederle M, Babentsov V, Franc J, Fauler A, Konrath JP, "Growth of high resistivity CdTe and (Cd,Zn)Te crystals", *Crystal Research and Technology*, vol. 38, n° 7-8, pp. 588-597 (2003).
- [Fiore 2009] Fiore F et al., "Simbol-X core science in a context", Simbol-X 2nd International Symposium, *AIP Conference Proceedings*, vol. 1126, pp. 9-14 (2009).
- [Forot 2008] Forot M, Laurent P, Grenier IA, Gouiffes C, Lebrun F, "Polarization of the Crab pulsar and nebula as observed by Integral/IBIS telescope", *Astrophysical Journal Letters*, vol. 688, L29 (2008).
- [Frontera 1997] Frontera F et al., "The high energy instrument PDS on-board the SAX X-ray astronomy satellite", *Astronomy & Astrophysics Supplement series*, vol. 122, pp. 357-369 (1997).
- [Funaki] Funaki M, Ando Y, Jinnai R, Tachibana A, Ohno R. "Development of CdTe detectors in Acrorad", http://www.acrorad.co.jp/pdf/Development_of_CdTe_detectors.pdf.
- [Gevin 2005] Gevin O, Lugiez F, Limousin O, Dirks BPF, Blondel C, Coppolani X, Baron P, Delagnes E, "IDeF-X V1.0: Performances of a New CMOS Multi Channel Analogue Readout ASIC for Cd(Zn)Te Detectors", *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 433-437 (2005).
- [Gevin 2009] Gevin O, Baron P, Coppolani X, Daly F, Delagnes E, Limousin O, Lugiez F, Meuris A, Pinsard F, Renaud D, "IDeF-X ECLAIRS: A CMOS ASIC for the Readout of CdTe and CdZnTe Detectors for High Resolution Spectroscopy", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, n° 4, pp. 2351-2359 (2009).
- [Goldwurm 1994] Goldwurm A et al., "Possible evidence against a massive black hole at the Galactic Centre", *Nature*, vol. 371, pp. 589-591 (1994).
- [Goldwurm 1994] Goldwurm A, "A Multiwavelength View of High-Energy Processes in the Galactic Center Region", *Proceedings of the 4th International Meeting on High Energy Gamma-Ray Astronomy. AIP Conference Proceedings*, vol. 1085, pp. 135-145 (2008).
- [Gonzalez 2004] Gonzalez M, Vandeveld B, Beyne E, "Thermo-mechanical analysis of a chip scale package (CSP) using lead free and lead containing solder materials", *European Microelectronics and Packaging Symposium*, IMAPS CZ&SK, pp. 247-252 (2004).

- [Götz 2009-1] Götz D et al. "SVOM: a new mission for gamma-ray burst studies", 6th Hunstville GRB Symposium, Ed. Meegan CA, Gehrels N, Kouveliotou C, *AIP Conference Proceedings*, vol. 1133, [arXiv:0906.4195](https://arxiv.org/abs/0906.4195) (2009).
- [Götz 2009-2] Götz D, Laurent P, Lebrun F, "Variable polarization measured in the prompt emission of GRB 041219A using IBIS on board INTEGRAL", *Astrophysical Journal Letters*, arXiv:0903.1712v1 (2009).
- [Grindlay 2009] Grindlay J, "GRB probes of the high-z universe with EXIST", 6th Hunstville GRB Symposium, Ed. Meegan CA, Gehrels N, Kouveliotou C, *AIP Conference Proceedings*, [arXiv:0904.2210v1](https://arxiv.org/abs/0904.2210v1) (2009).
- [Hage-Ali 1995] Hage-Ali M, Siffert P, *Semiconductors for room temperature nuclear detector applications*, Ed. T.E. Schlesinger, vol. 43, chap. 7, p. 271 (1995).
- [Harrison 2005] Harrison FA et al., "Development of the HEFT and NuSTAR focusing telescopes", *Experimental Astronomy*, vol. 20, pp. 131-137 (2005).
- [Iniewski 2007] Iniewski K, "Modeling charge-sharing effects in pixellated CZT detectors", *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 4608-4611 (2007).
- [Jansen 2001] Jansen F et al., "XMM-Newton observatory", *Astronomy & Astrophysics*, vol. 365, L1-L6 (2001).
- [Kemmer 1987] Kemmer J, Lutz G, "New detector concepts", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 253, p. 356 (1987).
- [Kim 1996] Kim MD, Kang TW, Kim TW, "Hydrogenation behaviour of deep levels in nominally undoped p-CdTe epilayers grown by molecular beam epitaxy", *Solid State Communication*, vol. 99, n° 2, pp. 117-121 (1996).
- [Kireev 1975] Kireev P, *La physique des semiconducteurs*, éd. MIR, Moscou, pp 224-229 (1975).
- [Kishishita 2007] Kishishita T, Ikeda H, Kiyuna T, Tamura K, Takahashi T "Development of a Low-Noise Analog Front-End ASIC for CdTe Detectors", *Proceedings of IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, paper N35-4, (2007).
- [Knoll 2000] Knoll GF, *Radiation Detection and Measurement*, Third edition, New York: John Wiley & Sons, Inc. (2000).
- [de Korte 1988] de Korte PAJ "High-Throughput Replica Optics", *Applied Optics*, vol. 27, pp. 1440-1446 (1988).
- [Kuvvetli 2007] Kuvvetli I et al., "Measurements of charge sharing effects in pixilated CZT/CdTe detectors", *Proceedings of IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 2252-2257 (2007)
- [Landau 1972] Landau L, Lifchitz E, *Théorie Quantique Relativiste*, Editions Mir, Moscou (1972).
- [Laurent 2009] Laurent P, "The Simbol-X Focal Plane", Simbol-X 2nd International Symposium, *AIP Conference Proceedings*, vol. 1126, pp. 15-20 (2009).
- [Lebrun 2003-1] Lebrun F et al., "ISGRI: the INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager", *Astronomy & Astrophysics*, vol. 411, L141 (2003).
- [Lebrun 2003-2] Lebrun F et al., "The Compton Cube", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 504, pp. 38-43 (2003).
- [Lebrun 2004] Lebrun F et al., "Compact sources as the origin of the soft γ -ray emission of the Milky Way", *Nature*, vol. 428, pp. 293-296 (2004).
- [Lechner 2008] Lechner P, "The low energy detector of Simbol-X", *Proceedings of SPIE Conference*, vol. 7021, paper 702110 (2008).

- [Léna 1996] Léna P, *Astrophysique – Méthodes physiques de l'observation*, éd. 2, InterÉditions / CNRS Éditions, Paris, chap. 2, 4, 7 (1996).
- [Leo 1994] Leo WR, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, ed. 2, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1994).
- [Limousin 1999] Limousin O, Duda JM, Lebrun F, Leray JP, "The basic component of the ISGRI CdTe γ -ray camera for space telescope IBIS on board the INTEGRAL satellite", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 428, pp. 216-222 (1999).
- [Limousin 2001] Limousin O, *Mise en œuvre et étude des propriétés spectrales de la gamma-caméra ISGRI*, Thèse de doctorat, Université Toulouse III Paul Sabatier (2001).
- [Limousin 2005] Limousin O, Gevin O., Lugiez F, Chipaux R, Delagnes E, Dirks B, Horeau B, "IDeF-X ASIC for Cd(Zn)Te spectro-imaging systems", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, n° 5, pp. 1595-1602 (2005).
- [Lugiez 2006] Lugiez F et al., "Idef-X V1.1: Performances of a New CMOS 16 Channels Analogue Readout ASIC for Cd(Zn)Te detectors", *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 841-844 (2006).
- [Lutz 1999] Lutz G, *Semiconductor Radiation Detectors*, Springer, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1999).
- [Malm 1974] Malm HL, Martini M, "Polarization phenomena in CdTe nuclear radiation detectors", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 21, pp. 322-330 (1974).
- [Mandrou 2008] Mandrou P et al., "The Wide-Field X and Gamma-Ray Telescope ECLAIRs aboard the Gamma-Ray Burst Multi-Wavelength Space Mission SVOM", 2008 Nanjing gamma-ray burst conference, *AIP Conference Proceedings*, vol. 1065, pp. 338-341 (2008).
- [Maniguet 2001] Maniguet L, Ruste J, Delagnes E, "Technologie de la spectrométrie X à sélection d'énergie : le détecteur et la chaîne de mesure", Communication orale, École d'été du GNMEBA, Montpellier (2001).
- [Marchal] Marchal J. "Électroformage", *Techniques de l'ingénieur*, BM 7590.
- [Mészáros 2006] Mészáros P, "Gamma-ray bursts", *Reports on Progress in Physics*, vol. 29, pp. 2259-2321 (2006).
- [Meuris 2007] Meuris A, Limousin O, Lugiez F, Gevin O, Pinsard F, Le Mer I, Delagnes E, Vassal MC, Soufflet F, Bocage R, "Caliste 64, an innovative CdTe hard X-ray micro-camera", *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, N59-6 (2007).
- [Meuris 2008-1] Meuris A, Limousin O, Lugiez F, Gevin O, Pinsard F, Le Mer I, Delagnes E, Vassal MC, Soufflet F, Bocage R, "Caliste 64, an innovative CdTe hard X-ray micro-camera", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, pp. 778-784 (2008).
- [Meuris 2008-2] Meuris A, Limousin O, Lugiez F, Gevin O, Pinsard F, Blondel C, Le Mer I, Delagnes E, Vassal MC, Soufflet F, Bocage R, "Caliste 64: detection unit of a spectro imager array for a hard X-ray space telescope", *Proceedings of SPIE Conference*, vol. 7021, paper 702113 (2008).
- [Meuris 2009-1] Meuris A et al., "The high energy detector of Simbol-X", Simbol-X 2nd International Symposium, *AIP Conference Proceedings*, vol. 1085, pp. 25-29 (2009).
- [Meuris 2009-2] Meuris A, Limousin O, Lugiez F, Gevin O, Blondel C, Pinsard F, Vassal MC, Soufflet F, Le Mer I, "Caliste 64, a new CdTe micro-camera for hard X-ray spectro-imaging", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, available online (2009).
- [Meuris 2009-3] Meuris A, Limousin O, Blondel C, "Charge sharing in CdTe pixellated detectors", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, available online (2009).

- [Meuris 2009-4] Meuris A et al., "Micro hard X-ray camera: from Caliste 64 to Caliste 256". *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, n° 4, pp. 1835-1841 (2009).
- [Nakazawa 2004] Nakazawa K et al., "Improvement of the CdTe diode detectors using a guard-ring electrode", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, pp. 3583-3587 (2004).
- [Nist-1] Tables des coefficients d'atténuation : <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html>
- [Nist-2] Tables des énergies de transitions X : <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayTrans/index.html>
- [Nist-3] Tables des pouvoirs d'arrêt des protons : <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PSTAR.html>
- [Oonuki 2004] Oonuki et al., "Development of Uniform CdTe Pixel Detectors based on Caltech ASIC", *Proceedings of SPIE conference*, vol. 5501, pp. 218-228 (2004).
- [Pareschi 2005] Pareschi G et al. "Development of grazing-incidence multilayer mirrors by direct Ni electroforming replication: a status report", *Proceedings of SPIE Conference*, vol. 5900, paper 590008 (2005).
- [Pareschi 2008] Pareschi G et al., "Design and development of the Simbol-X hard X-ray optics", *Proceedings of SPIE Conference*, vol. 7011, paper 70110N (2008).
- [Paul 1997] Paul J, Laurent P, *Astronomie gamma spatiale*, Gordon and Breach science publishers, Amsterdam (1997).
- [Pinsard 2008] Pinsard F, Cara C, "High resolution time synchronization over SpaceWire links", *IEEE Aerospace Conference*, paper #1158, 10.1109/AERO.2008.4526462 (2008).
- [Piran 2005] Piran T, "The physics of gamma-ray bursts", *Review of Modern Physics*, vol. 76, pp. 1143-1207 (2005).
- [Poupon] Poupon G. "Traitements de surface liés aux interconnexions en microélectronique", *Techniques de l'ingénieur*, M 1752.
- [Predehl 2006] Predehl P et al., "eROSITA", UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XV, *Proceedings of SPIE Conference*, vol. 6686, paper 668617 (2006).
- [Produit 2005] Produit N et al., "POLAR, a compact detector for gamma-ray bursts photon polarization measurements", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 550, pp. 616-625 (2005).
- [Radeka 1988] Radeka V, "Low-noise technique in detectors", *Annual Reviews of Nuclear Particle Science*, vol. 38, pp. 217-277 (1988).
- [Remoué 2008] Remoué N et al., "DPIX, an assembly of 6400 CdTe detectors for gamma-ray bursts detection with ECLAIRS", *Proceedings of SPIE Conference*, vol. 7021, paper 702126 (2008).
- [Renaud 2006] Renaud M et al., "The signature of ^{44}Ti in Cassiopeia A revealed by Ibis/Isgr on Integral", *Astrophysical Journal Letters*, vol. 647, L41 (2006).
- [Renaud 2007] Renaud M, Lebrun F, Decourchelle A, Terrier R, Ballet J, " ^{44}Ti nucleosynthesis gamma-ray lines with Simbol-X", *Proceedings of "SIMBOL-X: the hard X-ray Universe in focus" conference*, *Memoria della Societa Astronomica Italiana*, vol. 85 (2007).
- [Rhoderick 1978] Rhoderick EH, *Metal-semiconductor contacts*, Clarenton Press, Oxford (1978).
- [Rio 2009] Rio Y, "Formation flying and deformable instruments: think different", Simbol-X 2nd International Symposium, *AIP Conference Proceedings*, vol. 1126, pp. 59-61 (2009).

- [Robinson 2009] Robinson DW, McClelland RS, "Mechanical Overview of the International X-Ray Observatory", *IEEE Aerospace Conference*, paper # 10.1109/AERO.2009.4839581 (2009).
- [Roques 1990] Roques JP, Paul J, Mandrou P, Lebrun F, "The SIGMA mission on the GRANAT satellite", *Advances in Space Research*, vol. 10, n° 2, pp. 223-232 (1990).
- [Schanz 2008] Schanz T, Tenzer C, Kendziorra E, Santangelo A, "A fast pre-processor for the Simbol-X low energy detector", *Proceedings of SPIE Conference*, vol. 7011, paper 70112V (2008).
- [Seino 2007] Seino T, Takahashi I, "CdTe Detector Characteristics at 30° C and 35° C when using the Periodic Bias Reset Technique", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, n° 4, pp. 777-781 (2007).
- [Sherry 1985] Sherry WM, Erich JS, Bartschat MK, Prinz FB, "The effect of joint design on the thermal fatigue life of leadless chip carrier solder joints", *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*, vol. CHMT-8, n° 4, pp. 417-426 (1985).
- [Shin 1998] Shin DK, Lee JJ, "Effective material properties and thermal stress analysis of epoxy molding compound in electronic packaging", *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*, Part B, vol. 21, n° 4, pp. 413-421 (1998).
- [Siffert 1976] Siffert P et al., "Polarization in Cadmium Telluride Nuclear Radiation Detectors", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 23, pp. 159-170 (1976).
- [Singh 2002] Singh N, Gouthama, Singh V, "Low cycle fatigue behaviour of Ti alloy IMI 834 at room temperature", *Materials Science and Engineering A*, vol. 325, pp. 324-332 (2002).
- [Soldner 2007] Soldner SA, Bale DS, Szeles C, "Dynamic Lateral Polarization in CdZnTe under high flux X-ray irradiation", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, n° 5, pp. 1723-1727 (2007).
- [Spartiotis 2004] Spartiotis K, Havulinna J, Leppänen A, Pantsar T, Puhakka K, Pyyhtiä J, Schulman T, "A CdTe real time X-ray imaging sensor and system", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 527, pp. 478-486 (2004).
- [Spieler 2005] Spieler H, *Semiconductor Detector Systems*, Oxford University Press, pp. 105-133 (2005).
- [Stephen 2001] Stephen JB, Caroli E, Curado da Silva RM, Foschini L, "Gamma-ray polarization measurement with Integral/Ibis", *AIP Conference Proceedings*, vol. 587, pp. 816-820 (2001).
- [Suzuki 2005] Suzuki M, Tashiro M, Sato G, Watanabe S, "Hard X-ray Response of CdZnTe Detectors in the Swift Burst Alert Telescope", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, n° 4, pp. 1033-1035 (2005).
- [Szeles 2007] Szeles C, Soldner SA, "Ultra High Flux 2-D CdZnTe Monolithic Detectors Arrays for X-ray Imaging Applications", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, n° 4, pp. 1350-1358 (2007).
- [Tajima 2004] Tajima H et al., "Performance of a Low Noise Front-end ASIC for Si/CdTe Detectors in Compton Gamma-ray Telescope", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, n° 3, pp. 842-847 (2004).
- [Tajima 2005] Tajima H et al., "Design and Performance of the Soft Gamma-ray Detector for the NeXT Mission", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, n° 6, pp. 2749-2757 (2005).
- [Tagliaferri 2009] Tagliaferri G et al., "Simbol-X hard X-ray focusing mirrors: results obtained during the phase A study", *Simbol-X 2nd International Symposium, AIP Conference Proceedings*, vol. 1126, pp 35-40 (2009).
- [Takahashi 1998] Takahashi T et al., "Performance of a New Schottky CdTe Detector for Hard X-ray Spectroscopy", *Proceedings of SPIE Conference*, vol. 3446, pp. 29-37 (1998).
- [Takahashi 2001-1] Takahashi T et al., "High-resolution CdTe detector and applications to imaging devices", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, n° 3, pp. 287-291 (2001).

- [Takahashi 2001-2] Takahashi T, "Recent progress in CdTe and CdZnTe detectors", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, n° 4, pp. 950-959 (2001).
- [Takahashi 2002] Takahashi T, Mitani T, Kobayashi Y, Kouda M, Sato G, Watanabe S, "High-Resolution Schottky CdTe Diode Detector", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, n° 3, pp. 1297-1303 (2002).
- [Takahashi 2008] Takahashi T et al., "The NeXT Mission", *Proceedings of SPIE Conference*, vol. 7011, paper 701100-1 (2008).
- [Tamaki 2008] Tamaki M, Mito Y, Shuto Y, Kiyana T, Yamamoto M, Sagae K, Kina T, Koizumi T, Ohno R, "Development of 4-sides buttable CdTe-ASIC hybrid module for X-ray flat panel detector", *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, R09-3, pp. 162-165 (2008).
- [Tenzer 2009] Tenzer C et al., "Status of the Simbol-X background simulation activities", *Simbol-X 2nd International Symposium 2008, AIP Conference Proceedings*, vol. 1126, pp. 75-78 (2009).
- [Toyama 2005] Toyama H, Yamazato M, Higa A, Maehama T, Ohno R, Toguchi M, "Effect of He plasma treatment on the rectification properties of Al/CdTe Schottky contacts", *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 44, n° 9A, pp. 6742-6746 (2005).
- [Toyama 2006-1] Toyama H et al., "Analysis of Polarization Phenomenon and Deep Acceptor in CdTe Radiation Detector", *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, vol. 6, pp 3694-3699 (2006).
- [Toyama 2006-2] Toyama H, Higa A, Yamazato M, Maehama T, Ohno R, Toguchi, "Quantative Analysis of Polarisation Phenomena in CdTe Radiation Detectors", *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 45, n° 11, pp. 8842-8847 (2006).
- [Treis 2008] Treis J et al., "DEPFET Macropixel Arrays as focal plane instrumentation for Simbol-X and Mixs on BepiColombo", *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 1778-1788 (2008).
- [Treister 2009] Treister E, Urry CM, Varani S, "The space density of Compton-thick active galactic nucleus and the X-ray background", *The Astrophysical Journal*, vol. 630, pp. 110-120 (2009).
- [Ubertini 2003] Ubertini P et al., "IBIS: The Imager on-board INTEGRAL", *Astronomy & Astrophysics*, vol. 411, L131-L139 (2003).
- [de Vries 2009] de Vries J, Jansen M, van Driel W, "Solder-joint reliability of HVQFN-packages subjected to thermal cycling", *Microelectronics Reliability*, vol. 49, pp. 331-339 (2009).
- [Watanabe 2007] Watanabe S et al. "New CdTe pixel gamma-ray detector with pixelated Al Schottky anodes", *Japanese Journal of Applied Science*, vol. 46, n° 9A, pp 6043-6043 (2007).
- [Watanabe 2009] Watanabe S et al., "High energy resolution hard X-ray and gamma-ray imagers using CdTe diode devices", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, n° 3 (2009).
- [Wolter 1952] Wolter H, "Spiegelsysteme streifenden Einfalls als abbildende Optiken für Röntgenstrahlen", *Annalen der Physik*, vol. 10, pp. 94-114 (1952).
- [Zhang 2006] Zhang F, He Z, "New Readout Electronics for 3-D Position Sensitive CdZnTe/HgI₂ Detectors Arrays", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, n° 3, pp. 3021-3027 (2006).