Nouveau spectro-imageur CdTe à très haute résolution spatiale et spectrale pour l'astronomie X et gamma

Sebastien Dubos

▶ **To cite this version:**

Sebastien Dubos. Nouveau spectro-imageur CdTe à très haute résolution spatiale et spectrale pour l'astronomie X et gamma. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Sorbonne Paris Cité; Université Paris 7 - Denis Diderot; Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA); Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), 2015. Français. NNT : 2015USPCC159 . tel-02457677

HAL Id: tel-02457677

https://cea.hal.science/tel-02457677

Submitted on 28 Jan 2020

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

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

Université Paris Diderot (Paris 7)
USPC – Université Sorbonne Paris Cité

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Sébastien DUBOS

Spécialité Astronomie et Astrophysique : Instrumentation

Nouveau spectro-imageur CdTe à très haute résolution spatiale et spectrale pour l'astronomie X et gamma

ÉCOLE DOCTORALE :
ASTRONOMIE & ASTROPHYSIQUE D'ILE DE FRANCE (ED 127)

THÈSE PRÉPARÉE AU :
CEA SACLAY - DSM / IRFU / SERVICE D'ASTROPHYSIQUE (SAp)
EN ASSOCIATION AVEC :
LE CENTRE NATIONAL D'ÉTUDES SPATIALES (CNES)

Dirigée par :
Philippe FERRANDO et Olivier LIMOUSIN

Soutenue le 9 avril 2015 devant le jury composé de :

Prof. Thomas PATZAK	Université Paris Diderot, Président
Dr. Éric GROS d'AILLON	CEA / LETI, Rapporteur
Dr. Giovanni CALDERINI	CNRS / LPNHE, Rapporteur
Dr. Jean-Pierre ROQUES	CNRS / IRAP, Examinateur
Jean-Claude CLÉMENS	CNRS / CPPM, Examinateur
Dr. Marie-Cécile VASSAL	3D PLUS, Examinateur
Dr. Philippe FERRANDO	CEA Saclay & MESR, Directeur
Dr. Olivier LIMOUSIN	CEA Saclay, Co-Directeur

Remerciements

Enfin arrivé au moment fatidique de la soutenance, faire le bilan de ces trois années de thèse n'est pas chose aisée. En premier lieu parce que – loin de l'idée générale qui consiste à imaginer un doctorant travaillant seul dans son bureau jusqu'à la nuit en rêvant de théories fumeuses – l'expérience de la thèse est une expérience collective. Collective à tous points de vue, tant d'un aspect strictement scientifique que personnel, où les relations humaines jouent un rôle primordial, sinon majeur. Toutefois, tenter d'ordonner le rôle de chacun de manière linéaire dans cette forme d'exercice convenu s'avère relativement compliqué, tant il m'est difficile de dompter le flot de pensées et de souvenirs qui me reviennent en tête, à l'évocation de ces trois dernières années parmi les plus stimulantes de ma vie. Pour cela, et avant de passer à des dédicaces plus personnelles, je souhaiterais vivement vous remercier tous et indifféremment – lecteurs, collègues, amis, parents – qui lirez ce manuscrit et vous reconnaitrez dans votre contribution à son achèvement.

En premier lieu – et de manière plus qu'évidente – je tiens à remercier Olivier Limousin, pour m'avoir convaincu et donné l'occasion de participer à cette belle aventure, et m'avoir supporté pendant tout ce temps. En plus de nos nombreuses discussions scientifiques à bâtons rompus, interagir au quotidien fut très stimulant intellectuellement et humainement. Je lui suis très reconnaissant de m'avoir fait confiance et confié de nombreuses responsabilités, qui m'ont permis d'améliorer – outre la sensibilité de nos détecteurs – ma sensibilité et maturité scientifiques. Je n'oublie pas Philippe Ferrando, qui a su lui aussi être présent au bon moment, malgré son emploi du temps de ministre (au sens figuré comme – presque – propre). Sa bonne humeur et ses vastes connaissances astrophysiques m'ont permis de me familiariser davantage avec ce fascinant domaine, qui m'était jusque là assez étranger. Dans les moments de doute et de perte de confiance, sa présence fut aussi déterminante.

Comment oublier la petite équipe de collègues du SEDI, auprès desquels j'ai passé presque un an à interagir au quotidien ; notamment Olivier Gevin, qui m'a appris à comprendre – et aimer – la microélectronique et avec qui les campagnes de caractérisations d'ASICs n'ont jamais été aussi agréables. Je lui souhaite aussi de parfaire ses talents d'imitateur, outil nécessaire à des tests réussis. J'adresse aussi mes salutations les plus chaleureuses à mon ex-collègue doctorante Alicja Michalowska, la « mère » des circuits D^2R_1, sans qui cette thèse n'existerait tout simplement pas. J'ai eu plaisir à travailler et à apprendre auprès d'elle, et je garde le souvenir des bons moments passés à l'autre bout du monde (hormis la conduite sur les routes californiennes), ou, plus communément, enfermés dans le minuscule « placard à balais » du rez-de-chaussée du bâtiment 141, à essayer de convaincre des électroniques récalcitrantes de bien vouloir fonctionner avant 9h du soir. Je lui souhaite le meilleur pour la suite de sa prometteuse carrière en Autriche.

Une très forte pensée pour la joyeuse famille du premier étage du service d'astrophysique, à commencer par Bertrand Cordier, dont la joie de vivre et le soutient tout au long de ces trois années – et particulièrement la dernière – furent très appréciables. Le mur de mon bureau ne peut – hélas – pas s'en féliciter… Je garde le souvenir des interminables et passionnantes discussions à la cantine, dans le couloir du 709 ou dans le bus, sur tous les sujets, qui ont sans nul doute contribué à mon épanouissement ici et me font quitter ce lieu avec regret.
Je suis très heureux d'avoir eu l'occasion de rencontrer Sarah Antier, passée de jeune stagiaire effrontée ayant débarqué dans mon bureau un soir de mars 2013, à désormais une véritable et indéfectible amie à qui je souhaite une soutenance de thèse brillante et pleine de succès, à l'image de son passage particulièrement remarqué au sein du service d'astrophysique. Sa présence, ainsi que celle toujours estimée et positive de Diego Gotz, a contribué à faire du bureau 153 un havre de gaité et de bonne humeur.
Je n'oublie pas les autres copains, François Daly – « l'aviateur » – avec qui je partage l'honneur d'avoir remporté la coupe Jean Fameau 2013 et dont les discussions aéronautiques vont me manquer, ou Aleksandra Gros pour l'hospitalité lors du *tea-time*, échappatoire bienvenue au stress de la

rédaction. Je regretterai le flegme et la bonne humeur de Stéphane Schanne, ainsi que les moments passés en *beam-test* à PSI ou à Orsay avec Philippe Laurent, vrai-faux méchant. Je me rappellerai des pauses musicales d'Aymeric Sauvageon, du méchant Cyril Lachaud et de ses gentilles blagues, des conseils avisés d'Arnaud Claret, de la présence toujours appréciée d'Andrea Goldwurm, ou des pauses mêlant blagues douteuses et navigation d'Henri Triou. J'ai une très forte pensée pour Natacha Combier, à la personnalité haute en couleurs et au courage indéfectible.

Comment prétendre faire une thèse en instrumentation spatiale au CEA, sans penser immédiatement à Claire Blondel, indissociable du labo gamma et partenaire de toutes les missions, sans l'expertise de laquelle il ne m'aurait pas été possible de mener les projets à bien. Son aide, son expérience et ses ressources pratiques sont des atouts très importants au sein du groupe. Je n'oublie pas Aline Meuris, dont les conseils m'ont été très précieux au début de la thèse, me permettant de me familiariser avec ce domaine – alors complètement nouveau pour moi – de l'instrumentation spatiale. Je lui souhaite la meilleure réussite, tant sur le plan professionnel que personnel. Un grand merci aussi à Frédéric Pinsard, qui – au prix de quelques séances d'autoformation en hexadécimal inversé – a été d'une grande aide et réactivité pour l'optimisation et le test de nos électroniques de lecture. Ma gratitude à Rémi Chipaux, l'expert Geant4, orchestre et contrepèteries, pour son concours lors de la simulation des détecteurs. Un merci à Xavier Coppolani, pour sa présence efficace lors des tests de l'électronique, et pour avoir endossé le rôle de photographe officiel lors de ma soutenance.
Une pensée amicale à l'équipe ASTRO-H, qui, en plus des personnes citées précédemment, regroupe Diana Renaud et Benoit Horeau, avec qui j'ai pris plaisir à travailler lors des interminables week-ends et nuits « protons » en Suisse, ou aussi plus quotidiennement à Saclay.
De même, j'ai apprécié les quelques mois d'interaction avec les collègues du LIST, partenaires du lancement du projet ORIGAMIX, ouverture bienvenue de l'instrumentation astrophysique à d'autres domaines. Je pense notamment à Frédérick Carrel, Vincent Schoepff, et Hermine Lemaire à qui je souhaite une brillante carrière au CEA.

Enfin, je tiens à remercier chaleureusement l'ensemble des membres du jury, à commencer par les rapporteurs Eric Gros d'Aillon et Giovanni Calderini pour leur relecture minutieuse, leurs commentaires et critiques constructives, d'autant plus appréciées que je ne leur ai pas facilité la tâche en leur soumettant un document de près de 300 pages. De même, j'adresse toute ma gratitude au président du jury Thomas Patzak et aux examinateurs Marie-Cécile Vassal, Jean-Claude Clémens et Jean-Pierre Roques, pour leurs questions et remarques pertinentes, et je les remercie collectivement pour leur rapport à l'issue de la soutenance, qui à lui seul valait toutes les récompenses.
D'un point de vue plus formel, je suis reconnaissant au CEA de m'avoir accueilli et donné l'opportunité de faire une thèse au SAp au sein de cette équipe, et j'en remercie notamment Anne Decourchelle et Pierre-Olivier Lagage. De même, je remercie le CNES de Toulouse d'avoir accepté de la cofinancer, par l'entremise d'Antoine Penquer.

En espérant n'oublier personne, j'adresse un clin d'œil à tous ceux avec qui j'ai pu partager une discussion, un café ou un repas, qui ont participé d'une certaine façon à l'aboutissement de ce travail ; Eric Delagnes, Francis Lugiez, Fabrice Guilloux, Florent Bouyjou, Yavuz Degerli, François Lebrun, Alain Goetschy, Luc Dumaye, Isabelle Le Mer, Tatyana Sadibekova, Simon Allamel, Christian Gouiffès, Frédéric Thais. Fin de thèse oblige, je souhaite une bonne fin de doctorat et réussite à mes compagnons de « galère », Laura Gosset et Paul Serrano.

Pour conclure, je ne peux oublier de mentionner Diane Martraire, sans la présence et le soutien de laquelle ces années – stimulantes mais aussi difficiles – auraient eu une toute autre saveur. Je remercie du fond du cœur ma famille, en particulier mes parents et ma grand-mère, qui – bien que relativement perdus face à un physicien en exercice – m'ont toujours soutenu et suivi dans mes choix – et que j'espère avoir rendus fiers.

Contact : sebastien.dubos@cea.fr / sebastien@dubos.eu
https://www.researchgate.net/profile/Sebastien_Dubos

Résumé

Les phénomènes consécutifs à la fin de vie des étoiles comptent parmi les plus énergétiques de l'univers. L'observation spécifique de leurs émissions de rayonnements X-dur et gamma donne accès à des informations sur la nature et la composition des étoiles parentes, aux mécanismes d'accélération des particules, ainsi qu'aux propriétés des corps massifs comme les trous noirs et les noyaux actifs de galaxies. Les observatoires opérant dans ces longueurs d'ondes ne peuvent être réalisés qu'au moyen de télescopes placés en orbite, et les contraintes sur la focalisation des rayons X imposent de disposer de plans de détection à haute résolution spatiale. L'IRFU (Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers) du CEA de Saclay a acquis depuis le lancement d'INTEGRAL en 2002 une solide expérience dans le développement de spectro-imageurs pixellisés en tellurure de cadmium (CdTe), destinés à être intégrés au plan focal d'observatoires spatiaux. La micro-caméra Caliste HD est actuellement le système le plus avancé de l'état de l'art (625 µm de *pitch*, dynamique spectrale de 2 keV à 1 MeV, 0,7 keV de résolution à 60 keV et un bruit électronique de 50 à 70 e^- rms). Ce module constitue le point de départ de mon travail de thèse.

Dans une démarche continue de recherche et développement, le projet MC2 (*Micro Cadmium-telluride on Chip*) vise à réaliser un nouveau type de spectro-imageur aux performances en imagerie et en spectrométrie accrues, dédié aux futures missions d'astronomie X-dur en imagerie directe. Ce développement constitue une rupture technologique par rapport aux détecteurs Caliste, en proposant de multiplier par 4 la densité de pixels et en cherchant à s'approcher de la résolution ultime en énergie des détecteurs CdTe.

Mon travail de thèse s'inscrit dans la première phase de ce développement, et a été mené selon plusieurs axes. En premier lieu, j'ai estimé de manière expérimentale les performances et limites des systèmes actuels. J'ai étudié les problématiques posées par des pixels de taille encore plus réduite, notamment les questions de seuil bas, d'efficacité de détection, de partage de la charge entre pixels et d'efficacité d'induction du signal.

Autre brique de base, une nouvelle génération d'électronique frontale intégrée (ASIC) à très bas bruit a été réalisée en interne, avec pour objectif de diviser par deux le bruit électronique. J'ai été responsable de sa mise en œuvre et de la réalisation des caractérisations complètes du prototype d'ASIC Caterpylar et de la première version de l'ASIC matriciel D^2R_1, destiné à être hybridé par *flip-chip* à un détecteur CdTe au pas de 300 µm. D'excellentes performances ont été obtenues, avec des niveaux de bruit électronique moyens mesurés de 29 e^- rms, permettant d'envisager des résolutions en énergie de l'ordre de 0,6 keV à 60 keV.

Afin de comprendre et d'optimiser les performances spectrales du détecteur CdTe, j'ai intégralement mené une activité de simulation et de modélisation du dépôt de l'énergie et des mécanismes de transport de la charge en fonction de la géométrie. J'ai cherché à optimiser de manière croisée la capacité électrique des pixels et de leurs interconnexions, le taux de partage de charges et l'homogénéité de l'induction du signal dans le détecteur. A partir d'un modèle couplé en partie à des observations, j'ai hiérarchisé et mis en évidence des limites importantes sur de tels détecteurs aux pas très fins, et proposé des moyens de les minimiser.

Enfin, un premier prototype fonctionnel (ASIC et détecteur) a été assemblé et les tout premiers tests expérimentaux réalisés.

Table des matières

Remerciements.....3

Résumé.....7

Table des matières.....9

Introduction.....14

Chapitre 1 : Introduction à l'astronomie X et gamma.....19

I. Introduction 19

II. L'astronomie X et gamma 20

A. Astronomie multi longueurs d'ondes 20

B. Les sources de rayonnements X et gamma 22

1. La mort des étoiles 22
2. Pulsars et rayonnement synchrotron 25
3. Mécanismes d'accrétion : binaires X et trous noirs 26
4. Mécanismes d'accélération de particules 27
5. Autres sources : rayonnement diffus, CXB, AGNs et éruptions solaires 27

Bibliographie du chapitre 1 29

Chapitre 2 : Un nouvel instrument pour l'astronomie X-dur et gamma.....30

I. De la science à l'instrument 30

A. Observables & besoins instrumentaux 30

B. Paramètres clés des télescopes et des détecteurs 31

1. Sensibilité 31
2. Imagerie 35
3. Spectrométrie 38

C. Techniques d'imagerie 41

D. Les missions d'astronomie X et gamma 44

II. Le CdTe comme semi-conducteur de choix pour l'astronomie X et γ 44
A. Interactions rayonnement / matière 44
B. Introduction aux semi-conducteurs 48
C. Principe de fonctionnement 49
D. Courant de fuite 52
E. Impuretés / Dopage 53
F. Choix du CdTe pour la détection X-dur et gamma 54
G. Du détecteur à l'imageur 56

III. Développer un spectro-imageur en CdTe 59
A. Minimisation du courant de fuite 59
B. Optimisation de l'induction du signal 61
C. Electronique de lecture & bruit électronique 66

IV. De Caliste à MC2 70
A. Historique de développement 70
B. Etat de l'art 73
C. Un nouveau spectro-imageur : le projet MC2 74

Bibliographie du chapitre 2 78

Chapitre 3 : De Caliste HD à MC2, problématique de la réponse à basse énergie 81

I. Motivations 81

II. Caliste HD : caractéristiques principales & performances spectrométriques 83
A. Le spectro-imageur Caliste HD 83
B. L'électronique frontale IDeF-X HD 84
1. Structure et fonctionnement global 84
2. Bruit électronique 86
C. Le bloc détecteur 87
D. Performances spectrométriques 89

III. Montage expérimental 91
A. L'installation SOLEX 91
B. Enceinte de caractérisation de Caliste 92

IV. Réponse en imagerie et spectrométrie 93
A. Calibration en énergie et linéarité de la réponse 93
B. Imagerie 94
C. Analyse 96
D. Résolutions en énergie 99

V. Efficacité de détection 100

VI. Interprétations / Discussion 102
A. Détection du partage de charges 102
B. Modélisation de l'efficacité de détection 105
C. Vérification expérimentale 107

VII. Conclusions 109

Bibliographie du chapitre 3 111

Chapitre 4 : Vers une électronique de lecture frontale matricielle à très bas bruit : l'ASIC D^2R_1 113

I. Introduction 113

II. Origine et modélisation du bruit électronique dans les chaines spectroscopiques 115
A. Equivalent électrique d'un détecteur 115
B. Connexion d'un ASIC 116
C. Composantes de bruit 118
1. Bruit série 118
2. Bruit 1/f 118
3. Bruit parallèle 119
4. Charge équivalente de bruit totale 119

III. L'ASIC de test IDeF-X Caterpylar AMS 121
A. Description 121
B. Simulation d'un détecteur 122
C. Vérifications fonctionnelles 124
D. Mesures de bruit électronique 125
E. Modèle de bruit 126
1. Extraction des coefficients 126
2. Bruit série 128
3. Bruit 1/f 129
F. Bilan 129

IV. L'ASIC matriciel D^2R_1 132
A. Vers une nouvelle architecture de circuit matriciel 132
B. Une approche innovante : le filtrage MCDS 133
C. Bruit électronique 135
D. Architecture et fonctionnement de la chaine 137
1. Préamplificateur de charges 138
2. Discriminateurs 138
3. Echantillonnage et moyenne des signaux 139
4. Bloc CDS et extraction de l'amplitude 141

V. Mise en œuvre et caractérisation expérimentale de l'ASIC D^2R_1 143
A. Banc de test pour la caractérisation 143
1. ASIC 143
2. Carte-fille 145
3. Carte-mère 146
4. Carte FPGA et *setup* global 146
B. Vérifications fonctionnelles et tests préliminaires 147
1. Mode « CSA out » 148
2. Mode « Samples out » 148
3. Mode « CDS out » 150
C. Caractérisation en mode MCDS nominal 151
1. Protocole expérimental 151
2. Origine du bruit 163

3. Evaluation en fonction des courants de polarisation du PAC 164
4. Effets combinés des paramètres d'échantillonnage et du courant de fuite 167
D. Seuil bas en énergie 174
E. Consommation 176
VI. Bilan, et résolutions en énergie attendues 177
Bibliographie du chapitre 4 179

Chapitre 5 : Modélisation, simulation et optimisation du détecteur CdTe 180

I. Introduction : contexte / motivations pour un modèle mathématique du détecteur 180
II. Modèle simplifié : interaction des photons & diffusion des porteurs 184
A. Modélisation des interactions des photons avec le détecteur 184
1. Efficacité de détection 185
2. Modèle Monte-Carlo GEANT4 186
3. Partage de charges 189
B. Prise en compte de la diffusion 192
1. Estimation : Modèle simplifié d'*Iniewski et al.* 192
2. Bilan et limites 195
III. Construction d'un modèle détaillé de simulation du détecteur : champs/potentiels électriques 197
A. Nécessité d'un modèle numérique 197
B. Méthodes numériques 198
1. Méthode des différences finies 199
2. Méthode des éléments finis 201
IV. Détermination de la capacité électrique 204
A. Définition et méthode de calcul 204
B. Résultats 208
1. Maillage, tolérance, géométrie 208
2. Capacité électrique totale 209
3. Capacité de *bulk* 210
4. Effet des voisins sur la capacité 211
5. Capacité totale en 3D 212
6. Raffinement du modèle : prise en compte des interconnexions 215
V. Modélisation de l'induction du signal 217
A. Théorème de Shockley-Ramo 217
B. Protocole 219
C. Potentiel de pondération et effet « petits pixels » 222
D. Implémentation du modèle 225
1. Propriétés intrinsèques du détecteur 225
2. Champ électrique / charge d'espace 225
3. Migration des porteurs de charges et induction du signal sur les électrodes 227
4. Prise en compte des pertes de charges 230
5. Prise en compte de la diffusion 230
E. Application : « optimisation de l'efficacité d'induction de la charge » 235
1. Calcul de l'efficacité de l'induction 235

2. Premier bilan 241
F. Une autre origine pour les pertes de charges 242
1. Ajout d'une surface conductrice 242
2. Validation du modèle 244
G. Bilan 247
1. Efficacité d'induction et partage de charges en fonction du ratio W/P 247
2. Discussion 252

Bibliographie du chapitre 5 255

Chapitre 6 : Premiers prototypes, conclusions & perspectives 257

I. Mesure spectroscopique sur l'ASIC IDeF-X Caterpylar 257

II. Hybridation d'un détecteur CdTe pixellisé sur l'ASIC D^2R_1 260
A. Gold-stud bonding 260
B. Détecteur 261
C. Hybridation 262
D. Mise en œuvre expérimentale 264

III. Conclusions 272

IV. … et perspectives 273

Bibliographie du chapitre 6 276

Annexe 1 277

Annexe 2 288

Annexe 3 297

Introduction

La compréhension des objets aussi mystérieux de l'univers que les trous noirs, les binaires X, les pulsars ou encore les noyaux actifs de galaxies nécessite d'observer ces astres en multiples longueurs d'ondes, et notamment dans le domaine des rayons X et gamma.
Ces émissions sont reliées aux phénomènes hautement énergétiques prenant place au sein de ces objets ou lors de la fin de vie de leurs étoiles parentes. On peut citer la nucléosynthèse explosive résultant de l'explosion de supernovas, l'accélération et chauffage des gaz lors de la propagation d'ondes de choc, l'influence de la magnétosphère des pulsars conduisant à des émissions synchrotron polarisées, ou encore les mécanismes d'accrétion et d'accélération des particules auprès d'objets compacts. Dans un autre domaine, l'étude des éruptions solaires en rayons X apporte aussi des informations sur la température et la topologie de la surface du Soleil via les observations de rayonnements « thermiques » et « non-thermiques » correspondant respectivement à des fenêtres d'énergie situées entre une dizaine et quelques centaines de kilo-électronvolts. Pour l'ensemble des applications scientifiques décrites, nous considérons préférentiellement une bande d'énergie s'étendant sur les domaines des rayons X-durs et gamma et couvrant des énergies allant d'environ 1 keV à 250 keV.
L'observation astronomique du ciel dans ces longueurs d'onde se heurte à la problématique de l'atténuation atmosphérique, qui empêche toute détection au sol en raison de son opacité aux rayons X-durs et gamma. Il est nécessaire de s'affranchir de l'atmosphère en opérant des observatoires embarqués à bord de ballons sondes ou – plus communément – sous forme de télescopes spatiaux placés en orbite. Les premiers satellites ont ainsi été lancés il y a une quarantaine d'années (Uhuru en 1970 et SAS 2 en 1972 dédiés respectivement aux observations du ciel en rayons X et rayons gamma). Ces instruments ainsi que leurs successeurs ont notamment permis de mettre en évidence la présence d'un trou noir supermassif au centre de la galaxie, ou encore de relier la production de tous les éléments lourds présents sur Terre aux processus à l'œuvre lors de la mort des étoiles ; supernovae thermonucléaires ou à effondrement de cœur.

Les laboratoires d'instrumentation du service d'astrophysique du CEA de Saclay (IRFU) ont acquis une solide expérience dans la réalisation de télescopes spatiaux travaillant dans les longueurs d'ondes X et gamma. On peut citer l'instrument Sigma embarqué sur le satellite soviétique Granat (1989) ou l'instrument Ibis sur la mission Integral (2002), toujours en activité. Ces deux exemples concernent des télescopes gamma, pour lesquels les rayonnements incidents ne sont pas directement focalisables par un système optique en raison de leurs très faibles longueurs d'onde, de l'ordre des distances atomiques ou interatomiques. On utilise alors un système d'imagerie indirecte à masque codé qui permet de reconstituer les sources après une étape de déconvolution, au prix cependant d'une faible résolution angulaire et d'une sensibilité limitée.
Les télescopes X comme Chandra ou XMM-Newton utilisent quant à eux des systèmes d'imagerie directe focalisant la lumière. Leurs résolutions sont d'environ 10 à 100 fois plus élevées que les télescopes gamma, pour une sensibilité accrue (détection de sources 100 fois plus faibles). En revanche, leur dynamique spectrale est limitée à une dizaine de keV au maximum, là encore à cause des difficultés de focalisation des rayonnements de faibles longueurs d'onde.

L'augmentation de la dynamique des instruments à focalisation directe vers les rayons X-durs et gamma est un enjeu essentiel, et permet d'une part d'observer au sein d'un même instrument les émissions thermiques et non-thermiques, et d'autre part de bénéficier de la sensibilité et de la résolution angulaire des télescopes X sur des gammes d'énergie plus élevées.
Différentes équipes ont conçu des instruments permettant de focaliser les rayonnements jusqu'à une centaine de keV comme les missions NuSTAR (2012) et Astro-H (2015) dont la dynamique en énergie va de 3 à 79 keV et de 5 à 80 keV, respectivement. Ces télescopes reposent sur l'emploi de miroirs à incidence rasante pour focaliser les rayonnements, avec de gros efforts réalisés sur ces derniers pour repousser les limites de réflexion des photons de haute énergie.

Les optiques à incidence rasante nécessitent toutefois de grandes distances focales pour être opérées, de l'ordre de la dizaine de mètres ; 10 m sur NuSTAR et 12 m sur Astro-H. En pratique, les télescopes sont constitués en deux blocs avec la partie miroir et le bloc comprenant le plan focal et les éléments de détection. La cohésion de l'ensemble et les distances focales entre le miroir et le plan de détection sont maintenues par l'utilisation de mâts fixes (XMM-Newton ou Chandra) ou éventuellement déployables (NuSTAR, Astro-H, PHENIX). La réalisation de télescopes à focales encore plus grandes est difficile, en raison des contraintes mécaniques et de mise en orbite de tels instruments de grandes dimensions.
La résolution en imagerie des plans de détection doit permettre d'échantillonner correctement la tâche focale produite par le miroir et ne pas constituer une limite sur la résolution angulaire globale. Idéalement, c'est uniquement le système optique qui définit les performances de localisation et de discrimination de sources proches. En termes de contraintes sur l'imageur et à titre d'exemple, la très bonne résolution angulaire définie dans la spécification de NuSTAR (18 secondes d'arc FWHM) requiert une définition inférieure à 870 µm sur les éléments de détection. Dans les faits, le plan focal incorpore une surface de détection finement pixellisée et légèrement sur-échantillonnée au pas de 600 µm. La conception d'imageurs à petits pixels, à hautes performances spectrométriques, adaptés à ces fenêtres d'énergie et qualifiés pour le spatial est un défi à part entière.

L'amélioration de la sensibilité ou de la résolution angulaire des futures missions d'astronomie X et gamma en imagerie directe passe par l'augmentation des distances focales ou la réduction de la taille des pixels. Le premier point est difficile à réaliser, en raison des contraintes sur les dimensions du télescope, bien que des solutions alternatives aient été proposées pour réaliser de longues focales. On peut citer par exemple le projet Simbol-X ou COSPIX, faisant appel à deux satellites volant en formation et distants de 20 m. En revanche, des plans de détection à très petits pixels sont intéressants pour obtenir de meilleures résolutions angulaires sans augmenter la distance focale de l'instrument, ou encore pour conserver les performances en imagerie avec des focales plus réduites. A noter que l'augmentation de la résolution angulaire revêt un véritable intérêt scientifique, en permettant de résoudre plus finement les structures complexes ou en donnant accès au détail d'émissions supposées diffuses comme le fond cosmique X.

Le cycle de développement d'une mission spatiale s'étendant sur près d'une quinzaine d'années en général et passant par de multiples étapes de sélection et de validation tout au long du projet, il n'est pas possible de relier tout un développement instrumental à l'existence ou non d'un projet de mission. Les politiques prévalant au sein des agences spatiales tendent de plus en plus à exiger - dès la définition du projet - des technologies éprouvées ou déjà suffisamment matures pour être intégrées sur un instrument. Cela implique pour les laboratoires de développer très en amont des systèmes à même de répondre aux exigences futures des agences spatiales, en anticipant ces dernières de 5 à 10 ans compte-tenu de la complexité et de la durée des travaux de R&D ainsi que du contexte international compétitif.
C'est cette approche que nous suivons au laboratoire. Après avoir développé au début des années 2000 le plan de détection Isgri de l'instrument Ibis (embarqué sur Integral) en tellurure de cadmium (CdTe, un cristal semiconducteur), un effort de R&D continu a été initié dans le but de réaliser un ensemble de spectro-imageurs modulaires en CdTe à haute densité de pixels et aux performances spectrométriques accrues. La notion de modularité recouvre ici la conception d'instruments compacts et embarquant dans un seul et unique système l'ensemble des éléments fonctionnels, typiquement le détecteur, ses connexions, et son électronique de lecture intégrée. Cette « brique de base » complètement intégrée est ainsi utilisable dans une multitude de configurations.
Ces dernières années ont vu la mise au point de la génération de micro-caméras Caliste, un ensemble de spectro-imageurs reposant sur un détecteur pixellisé de 1 ou 2 mm d'épaisseur et d'une surface de détection de près d'un cm^2. La particularité de ces objets est d'intégrer – directement hybridé aux pixels du cristal semiconducteur – un module électronique comportant notamment plusieurs ASICs, des micro-circuits intégrés servant à compter les photons ayant impacté le détecteur CdTe un à un et mesurer leurs énergies. Chaque chaine spectroscopique est programmable individuellement et reliée à un système de multiplexage permettant d'extraire l'ensemble des signaux. L'architecture du bloc électronique est telle que sa surface est égale à celle du bloc de détection, et que l'ensemble des

communications passent par la base du module. Cette conception astucieuse permet de garder des instruments « aboutables » sur 4 côtés, c'est à dire facilement intégrables dans des plans de détection de plus grande surface. Cette approche est – de part son évolutivité – à même de répondre aux besoins des missions d'astronomie X-durs et gamma.
Plusieurs versions de ce module ont été successivement réalisées (Figure 1) : Caliste 64 en 2007 (8×8 pixels de 1 mm de pas pour une dynamique entre 2 et 250 keV), Caliste 256 en 2009 (16×16 pixels au pas de 575 µm et la même dynamique), ou plus récemment Caliste HD (2011) incorporant un détecteur de 256 pixels au pas de 625 µm (matrice de 16×16 pixels sur 1 cm^2) et une dynamique réglable jusqu'à 1 MeV. Par ailleurs, un plan de détection complet (MACSI) de 2048 pixels a été réalisé à partir de 8 modules Caliste HD, lui-même aboutable sur 3 côtés.

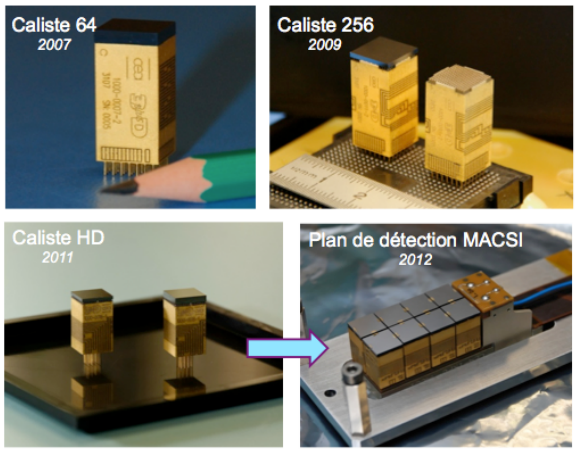

Figure 1 : Vue des 4 versions de spectro-imageurs issus de la génération de caméras Caliste développée au laboratoire : Caliste 64 (2007), Caliste 256 (2009) et Caliste HD (2011). Le plan de détection MACSI est dérivé de Caliste HD, version la plus aboutie à ce jour.

Le spectro-imageur Caliste HD correspond à la version la plus avancée de ce cycle de développement, achevée au moment du début de ma thèse. Ses performances en spectrométrie sont parmi les meilleures de l'état de l'art avec des résolutions en énergie de 670 eV FWHM à 60 keV et un seuil bas inférieur à 2 keV pour des niveaux de bruit électronique entre 50 et 70 e^- rms. C'est un objet mature, complètement qualifié pour l'environnement spatial, et qui a été proposé sur certaines missions à venir - NGRG (LBNL & NASA), Sorento (LPI & ROSCOSMOS). J'ai notamment participé à sa caractérisation, afin de mettre en évidence ses éventuelles limites et des voies d'amélioration utiles par la suite.

Malgré le haut niveau de performances atteint sur la génération Caliste, les exigences prévisibles des futures missions spatiales imposent de poursuivre les efforts de réduction de la taille des pixels et d'optimisation des performances spectrales des instruments. L'architecture actuelle des modules Caliste n'est pas compatible avec des détecteurs à plus haute densité de pixels, initiant un nouveau cycle de développement sur lequel j'ai été partie prenante.
Le projet MC2 (*Micro Cadmium-telluride on Chip*), cofinancé par le CEA et le CNES, vise ainsi à réaliser un nouveau spectro-imageur en CdTe de 256 pixels au pas de seulement 300 µm équivalent à une densité multipliée par 4, tout en se rapprochant au plus près des résolutions en énergie minimales atteignables sur ce type de détecteur (467 eV FWHM à 60 keV, limite de Fano). La réponse aux basses énergies – d'intérêt majeur pour l'astronomie X – est ainsi à optimiser, pour une dynamique allant jusqu'à environ 250 keV, soit des énergies suffisantes pour conserver une efficacité de détection correcte sur des détecteurs fins de 1 ou 2 mm. Dans le même temps, on souhaite conserver les atouts des systèmes précédents : détecteurs auto-déclenchés, seuil bas réduit, efficacité de détection élevée notamment à basse énergie, collecte de la totalité du signal et faible consommation électrique - idéalement inchangée - de l'ordre de 2 mW/mm^2. Les aspects liés à la modularité du système final ou sa qualification pour le spatial sont, pour l'instant, moins importants à ce premier stade du développement.

La réduction des fluctuations sur l'énergie du signal mesuré (*i.e.* la résolution en énergie) est réalisable en jouant aussi bien sur le détecteur que sur l'électronique frontale ou l'hybridation des deux éléments. En premier lieu, les cristaux semiconducteurs en CdTe utilisés dans nos applications – bien que particulièrement bien adaptés à la réalisation d'instrument spatiaux – comportent un certain nombre de limitations qui risquent de dégrader la mesure de l'énergie des photons. On peut citer leur efficacité, le niveau du courant de fuite, leurs propriétés de transport et d'induction du signal, les phénomènes de partage de la charge induite sur de multiples pixels ou encore les effets de recombinaison et de piégeage des porteurs de charges, ou de stabilité au cours du temps, tous potentiellement à l'origine d'une détérioration de la réponse spectrométrique globale. Une partie de ces limitations peuvent être gommées en optimisant les conditions d'opération comme la tension de polarisation appliquée au détecteur, la durée de la mesure ou la température. D'autres sont liées à la physique du détecteur, et pourront être minimisées au prix d'optimisations croisées sur le *design* du détecteur et de ses pixels : épaisseur, nature et dimensions des contacts sur les pixels, capacité électrique. Enfin, pour les effets indésirables ne pouvant pas être supprimés car intrinsèques au détecteur ou aux propriétés de l'interaction rayonnement-matière, ils devront être quantifiés et comparés aux précédents développements. Il a été de ma responsabilité de considérer et d'évaluer ces différentes problématiques au cours de mon travail de thèse.

Un autre facteur déterminant pour la réponse d'une chaine spectroscopique est la qualité de l'électronique de lecture associée, et en particulier ses performances en termes de bruit électronique (ENC). Exprimée en « électrons rms », cette grandeur doit être ramenée à des niveaux aussi faibles que possible pour minimiser l'influence des chaines de traitement du signal sur la résolution en énergie, et tout particulièrement vers les basses énergies où la limite de Fano est difficile à atteindre. Par rapport à Caliste HD, le projet MC2 vise ainsi à diviser le bruit électronique par 2 pour atteindre des niveaux idéalement situés entre 20 et 30 e^- rms sans sacrifier la dynamique.
La réduction du bruit électronique de l'ensemble du système requiert évidemment un effort sur la conception même des circuits, mais est aussi tributaire de l'hybridation entre les chaines de lecture et le détecteur. Le choix retenu sur les caméras Caliste n'était – sur cet aspect là – pas optimal ; les interconnexions entre la sortie des pixels et l'entrée des chaines de lecture des ASICs imposaient de passer par l'interface du module électronique et de tirer des fils jusqu'aux différents *pads* des circuits (*wire-bonding*) qui induisent une capacité électrique dominant celle du détecteur et source de bruit. Une manière de réduire drastiquement ces effets parasites consiste à rapprocher au maximum les chaines de lecture des pixels en minimisant les interconnexions. Cette hybridation est réalisée par *flip-chip*, en reportant directement le détecteur sur un unique ASIC (Figure 2).

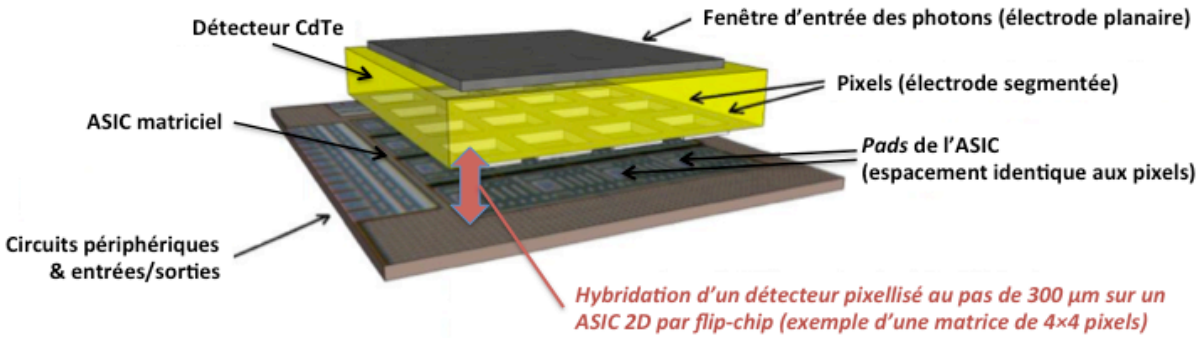

Figure 2 : Illustration de l'architecture envisagée pour le spectro-imageur MC2, avec un détecteur CdTe pixellisé au pas de 300 µm directement hybridé à un unique ASIC matriciel par *flip-chip*. Cette géométrie impose de contenir chaque chaine de lecture de l'électronique frontale dans une surface de 300×300 µm², équivalente à celle d'un pixel du détecteur.

Cette technique constitue une véritable rupture technologique, car elle impose de réaliser un unique ASIC pour l'ensemble des voies, avec la difficulté d'avoir un motif sur les *pads* d'entrée des chaines du circuit de dimensions identiques à celles des pixels du détecteur. On parle d'un ASIC 2D ou « matriciel ». Alicja Michalowska, lors de sa thèse au laboratoire de microélectronique LDEF de

l'IRFU/SEDI menée en parallèle de la mienne sur ce projet, a conçu et réalisé un tel ASIC spécialement dédié à cette application. En plus des contraintes inhérentes à la géométrie imposée, l'ensemble a été étudié pour fournir des performances en bruit optimales, suivant les prérequis.
Je suis intervenu sur le volet expérimental de ce développement, en mettant en œuvre et testant les prototypes d'ASICs réalisés afin d'en tirer des retours d'expérience utiles au développement de la version finale. Par la suite, une première version d'ASIC matriciel complet de 256 voies au pas de 300 µm (16×16) a été dessinée et réalisée. Il a été de ma responsabilité de mener les tests préliminaires et de réaliser ensuite une caractérisation complète des performances spectroscopiques et des éventuelles limites de ce tout premier circuit, toujours dans l'optique d'évaluer et de minimiser la contribution de ce dernier à la résolution spectrale.

Enfin, un premier hybride a été réalisé en combinant un détecteur pixellisé de 300 µm et le nouvel ASIC matriciel. J'ai réalisé là encore les touts premiers tests expérimentaux sur un système complet.

Je présenterai au cours d'un premier chapitre les objets et processus fortement énergétiques à l'origine des rayons X ou gamma, et les contraintes observationnelles associées. J'expliquerai au chapitre 2 comment des instruments à large dynamique spectrale, haute résolution en imagerie et haute résolution en énergie sont requis pour les futures missions d'astronomie X-dur et gamma. Je montrerai en quoi les détecteurs à base de CdTe sont particulièrement bien adaptés pour la détection et la spectrométrie, et je listerai les contraintes et limitations de ces derniers ainsi que les voies d'optimisation. Enfin, je présenterai le contexte du développement de MC2 et les prérequis sur ses performances.

Au chapitre 3, je partirai de la dernière génération de spectro-imageurs mise au point au laboratoire (*i.e.* Caliste HD) pour d'une part évaluer précisément ses performances et limites, notamment vers les plus basses énergies de la dynamique, et d'autre part estimer le seuil bas de détection et l'efficacité en énergie au plus près du seuil. La démarche derrière cette campagne de tests vise à déterminer si le seuil bas théorique correspond réellement à une limite de détection des photons et n'est pas un seuil « électronique ». De même, l'efficacité de détection – fortement influencée à basse énergie par l'opacité de la fenêtre d'entrée – mérite d'être évaluée afin de peser l'intérêt de maintenir la contrainte sur le seuil bas dans le développement de MC2, ce dernier point représentant une difficulté substantielle sur la conception. Par ailleurs, l'estimation fine des phénomènes de partage de charges et de pertes de charges sur la reconstruction des évènements partagés apporte un lot d'informations et de voies d'optimisation utiles par la suite.

Le chapitre 4 sera consacré à la présentation et à la mesure des performances du prototype d'ASIC IDeF-X Caterpylar, comprenant un ensemble de préamplificateurs de charges spécialement étudiés pour fournir des niveaux de bruit électronique extrêmement bas et dédiés à la mesure des signaux produits par des détecteurs à très faible courant de fuite et capacité électrique. Les résultats des tests préliminaires menés sur ces prototypes constitueront un retour d'expérience important pour la conception de l'ASIC D^2R_1, premier ASIC matriciel complet embarquant 256 chaines spectroscopiques individuelles et prêt pour l'hybridation sur un détecteur. J'ai mis en œuvre et caractérisé entièrement ce circuit et cherché à maximiser ses performances.

Au chapitre 5, j'ai mené une étude extensive sur les problématiques liées à la physique du détecteur : sa capacité électrique, les phénomènes de partage de charges, ou l'efficacité de détection et d'induction du signal pour la mesure de l'énergie. J'ai cherché, au travers des différentes configurations de détecteur et de contacts proposées, à trouver un optimum garantissant la meilleure réponse spectrométrique mais aussi à évaluer précisément les limites inhérentes à un détecteur à petits pixels.

Enfin, je conclurai ce manuscrit au chapitre 6 par une présentation du premier prototype d'hybride réalisé au laboratoire à partir de l'ASIC D^2R_1 et d'un détecteur CdTe au pas de 300 µm, je discuterai des résultats et j'évoquerai les perspectives et la deuxième phase de développement du projet MC2.

Chapitre 1 : Introduction à l'astronomie X et gamma

I. Introduction

La démarche expérimentale est indissociable du travail d'un astrophysicien : il observe pour comprendre, en validant ses modèles ou en les remettant en cause. Elle est commune à la quasi-totalité des branches de l'astrophysique, de la planétologie à la cosmologie. Jusqu'au XX^{ième} siècle, la compréhension de l'univers ne s'appuyait pourtant que sur les seules observations dans le domaine visible, limitant *de facto* le niveau de connaissance atteignable. Il faudra attendre le milieu du siècle dernier pour que se développe, progrès technologique aidant, une approche «multi longueurs d'ondes» en astronomie ; en repoussant les limites de détection des photons jusque là cantonnées à une mince bande visible, il est devenu possible d'observer l'univers sous plusieurs « facettes » (Figure I-1). Les multiples images obtenues tant pour les émissions en ondes radio que pour les rayonnements gamma ont offert la possibilité de quantifier les énergies correspondant aux objets ou phénomènes observés. Mieux encore, la démarche consistant à observer les sources astrophysiques dans plusieurs fenêtres spectroscopiques est souvent devenue un prérequis pour bien comprendre la physique inhérente à ces phénomènes. Enfin, l'utilisation d'autres médiateurs que les photons a permis de repousser encore les limites de détection vers les énergies les plus extrêmes. On peut citer à titre d'exemple l'étude des rayons cosmiques – dont l'origine et la nature sont encore mal compris – qui s'inscrit cette fois dans une démarche « multi-messagers ».

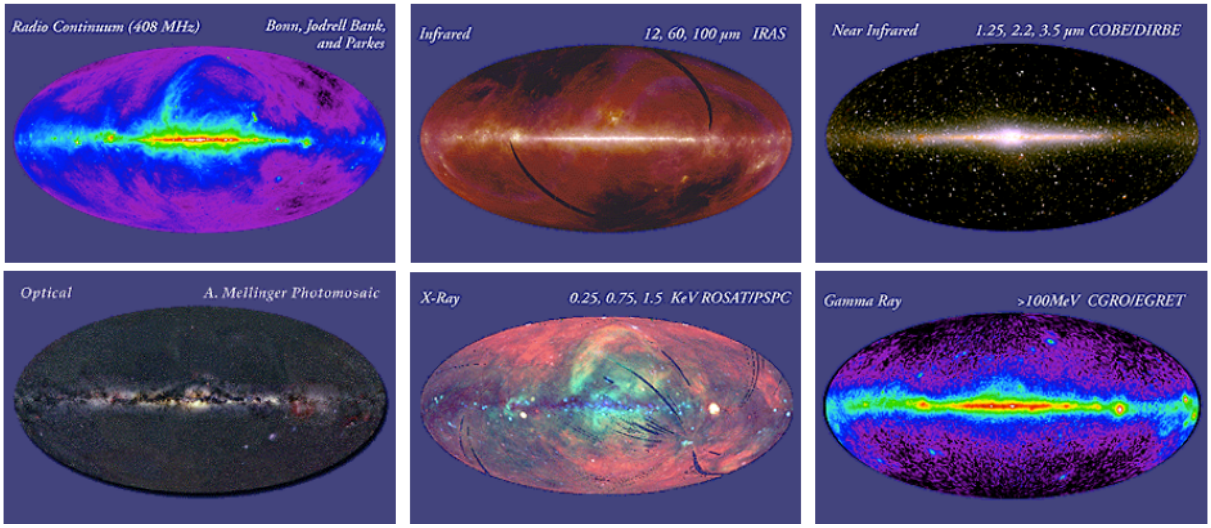

Figure I-1 : Vues de la Voie lactée selon différentes longueurs d'ondes, respectivement en radio, infrarouge, proche-infrarouge, visible, X et gamma. Certaines sources ou phénomènes sont communs à toutes les observations, d'autres spécifiques à une longueur d'onde donnée.

L'élargissement du spectre électromagnétique observable a principalement été rendu possible par l'utilisation combinée d'observatoires au sol et dans l'espace. Bien que chaque choix repose sur un compromis entre exigences scientifiques et facilité de mise en œuvre, certaines longueurs d'ondes comme les rayons X et gamma ne seront observables que depuis des télescopes spatiaux, en s'affranchissant de l'atmosphère terrestre. Par conséquent, les nombreuses contraintes et les défis à relever pour utiliser ce genre d'instruments en orbite expliquent que l'astronomie des hautes énergies soit une science encore jeune, avec les premiers résultats obtenus il y a seulement une cinquantaine d'années.

Il s'agit toutefois d'un domaine en pleine expansion, duquel beaucoup de réponses sont attendues pour comprendre les phénomènes les plus violents de l'univers et ses constituants les plus mystérieux, comme par exemple les trous noirs. Plusieurs missions spatiales dédiées ont été conduites dans le passé (Granat [1], XMM Newton [2], COMPTEL [3], CHANDRA [4]) ou plus récemment (INTEGRAL [5], NUSTAR [6], FERMI [7], SWIFT [8]), certaines produisant encore des données. En parallèle, les agences spatiales s'impliquent dans plusieurs projets de futures grandes missions opérant dans les domaines des rayons X-durs et gamma (ASTRO-H [9], SVOM [10], ATHENA [11]…).

Comme c'est le cas pour de très nombreux domaines en astrophysique, y compris dans le domaine visible, l'amélioration de la sensibilité des instruments constitue une motivation perpétuelle. Elle est reliée à la capacité à détecter des sources faibles en des temps plus courts. L'astronomie en rayons X se heurte à la difficulté à focaliser les rayonnements, ce qui limite les performances en termes de sensibilité et de résolution angulaire sur les instruments. Toutefois, des efforts très importants ont été fournis ces dernières années afin de repousser les limites des miroirs X. De nouveaux types de miroirs révolutionnaires permettant de focaliser les rayons X et X-durs sont attendus, avec à la clé des sensibilités encore accrues.

La mise en place de tels projets implique une instrumentation de pointe, et les travaux de recherche et développement doivent être menés parallèlement et en continu en raison des prérequis et des délais nécessaires. Il s'agit véritablement d'un effort mené sur le long terme pour prétendre répondre aux appels d'offres des agences spatiales pour leurs projets. Une partie des défis à relever sont communs aux autres domaines de la détection de photons, mais intègrent aussi les spécificités du spatial. Cet aspect doit impérativement être pris en compte dès la conception des instruments, et est souvent limitant.

Concernant le développement des plans de détection, l'une des stratégies utilisée pour répondre aux contraintes du spatial est la conception modulaire des instruments. En particulier, le *Laboratoire Spectro-Imageurs Spatiaux* du service d'astrophysique du CEA-Saclay s'est spécialisé dans la conception de modules de détection en CdTe finement pixellisés, couplés à des électroniques frontales à très bas bruit. Ayant notamment développé le plan de détection de l'instrument ISGRI du télescope IBIS embarqué sur le satellite INTEGRAL [12], le laboratoire a continué les développements instrumentaux et produit plusieurs familles de spectro-imageurs dont certaines vont à leur tour partir dans l'espace. Les performances clés des instruments actuels en termes de spectrométrie et d'imagerie sont parmi les meilleures de leur catégorie, le tout qualifié pour le spatial.
Dans le cadre d'un effort de R&D permanent, le travail présenté tout au long de cette thèse s'inscrit dans cette logique d'amélioration continue des performances atteignables par nos instruments, mais aussi de rupture technologique. S'appuyant sur l'historique de développement des 12 dernières années, le projet MC2 se veut ambitieux et vise par ses choix à poser les bases de la prochaine génération de spectro-imageurs pouvant candidater aux futures missions spatiales X-dur et gamma.

J'introduirai dans ce premier chapitre quelques bases sur l'astrophysique dans les longueurs d'ondes X et gamma.

II. L'astronomie X et gamma

A. Astronomie multi longueurs d'ondes

Cantonnée pendant des siècles à l'observation de l'univers visible entre 380 et 780 nm, ce n'est que récemment que l'astronomie multi longueurs d'ondes s'est développée en s'étendant sur l'ensemble du spectre électromagnétique, des ondes radio aux très grandes longueurs d'ondes (plusieurs mètres) jusqu'aux rayonnements gamma aux valeurs de λ de l'ordre des distances atomiques ou interatomiques, inférieures au femto-mètre (Figure II-1). En passant d'une description ondulatoire à une description corpusculaire de la lumière, on associe pour chaque longueur d'onde λ ou fréquence ν

un quantum d'énergie E correspondant à un photon, avec $E = h\nu$, pour $\nu = c/\lambda$ (h étant la constante de Planck, c la célérité de la lumière).
Les rayonnements émis par l'univers se situent dans un continuum comprenant l'ensemble des longueurs d'onde, pour toutes les gammes d'énergies ; si les ondes radio et micro-ondes sont associées à des énergies relativement faibles, les catégories des rayons X et gamma relèveront du domaine de l'astrophysique des hautes énergies, témoignant des phénomènes les plus violents de l'univers pouvant dépasser les dizaines de TeV.
On notera que l'origine des photons X se situe dans le nuage électronique de l'atome (transition d'un électron vers niveau d'énergie inférieur), alors que les rayons gamma sont émis lors de la désexcitation des noyaux atomiques résultant d'une désintégration radioactive. Du fait que certaines transitions électroniques soient parfois plus énergétiques que des transitions nucléaires, il existe une zone de chevauchement englobant les rayons X-durs (communément situés entre 20 et 100 keV, tantôt associés à des énergies jusqu'à 400 keV) et les rayons gamma de basse énergie. Dans la pratique, cette distinction n'aura pas d'importance d'un point de vue observationnel.

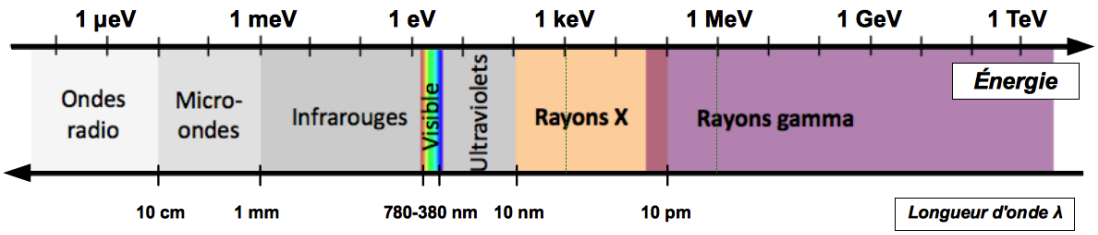

Figure II-1 : Spectre électromagnétique de la lumière, et identification des bandes d'énergies caractéristiques

Comme évoqué en introduction, les astrophysiciens modernes s'intéressent aux observations de l'univers dans l'ensemble des longueurs d'ondes, qui apportent des informations complémentaires les unes aux autres. Mettant en évidence des sources jusque là invisibles à l'œil nu, l'utilisation de toutes ces bandes d'énergie nous éclaire à la fois sur les objets célestes et leur mécanisme et sur la nature des phénomènes les ayant produits [13].

Ainsi, et sans que cette liste soit limitative, l'observation en lumière visible des étoiles fournit des indices sur l'évolution stellaire en associant luminosité, masse et température (diagramme de Hertzsprung-Russell). Pour des longueurs d'onde plus grandes, l'astronomie infrarouge et sub-millimétrique étudie les objets « froids » de l'univers, c'est à dire l'ensemble des corps célestes dont la température n'excède pas quelques centaines de degrés Kelvin. On peut notamment citer le milieu interstellaire, les étoiles en formation ou en fin de vie qui chauffent les nuages de poussière les entourant. Ces nuages de matière interviendront aussi dans la formation des planètes. Toujours dans cette catégorie, la mission Planck de l'ESA [14] a fourni très récemment une carte complète du fonds diffus cosmologique, rayonnement observable en micro-ondes autour de 2 mm et trace des premiers instants de l'univers après le big-bang. L'étude des ondes radio, à l'extrémité du spectre électromagnétique nous renseigne entre autres sur des objets comme les pulsars et la présence de certains éléments chimiques comme l'hydrogène (raie à 21 cm).

A l'opposée du spectre, pour des longueurs d'ondes inférieures au visible, les rayons X sont le signe de phénomènes plus énergétiques comme le chauffage de gaz à hautes températures ou d'interactions entre électrons de haute énergie et d'autres particules ou champs magnétiques. Les rayonnements en X peuvent aussi constituer une simple composante d'un spectre d'émission plus large ; c'est le cas de certains pulsars, étoiles, binaires, novas ou quasars qui émettent en parallèle dans d'autres longueurs d'ondes. La démarche « multi longueurs d'ondes » prend ici tout son sens, en apportant indentification et informations supplémentaires sur ces objets et en offrant un moyen de confronter les différents modèles théoriques. En outre, le fort pouvoir pénétrant de ces photons de haute énergie leur permet de traverser des zones de forte densité de matière qui seraient opaques à des énergies plus faibles, rendant accessibles des régions habituellement obscurcies comme le centre de notre galaxie.

Enfin, le rayonnement gamma est la conséquence d'évènements d'énergie extrême. Son observation est un moyen de localiser les processus nucléaires et les grands transferts d'énergie dans l'univers. Ces derniers peuvent prendre place lors des phases ultimes de l'évolution stellaire (formation et développement de novae, supernovae, pulsars et étoiles à neutrons, trous noirs), ou encore se manifester par la production de rayons cosmiques de très haute énergie (dont l'origine exacte est encore incertaine), mais principalement constitués de protons, noyaux atomiques et électrons qui vont interagir avec la matière et les champs magnétiques pour donner naissance à des photons gamma.
Dans la suite de ce chapitre et de ce manuscrit, nous nous restreindrons au domaine de l'astrophysique des hautes énergies, et en particulier dans les longueurs d'onde correspondant aux rayons X-durs et gamma, plus généralement entre 1 keV et quelques centaines de keV.

B. Les sources de rayonnements X et gamma

Les origines des rayonnements X et gamma, brièvement évoquées au paragraphe précédent, peuvent être classées en deux catégories : les sources ponctuelles liées à des objets astrophysiques ou résultant de phénomènes violents tels que l'accrétion et l'accélération de particules, et les sources diffuses comme le fond X (CXB).

1. La mort des étoiles

L'une des sources de rayons X et gamma les plus importantes est reliée aux processus intervenant lors de la fin de vie des étoiles. Ces dernières sont classiquement représentées dans un diagramme de Hertzsprung-Russell, selon leur masse et leur état évolutif (Figure II-2).

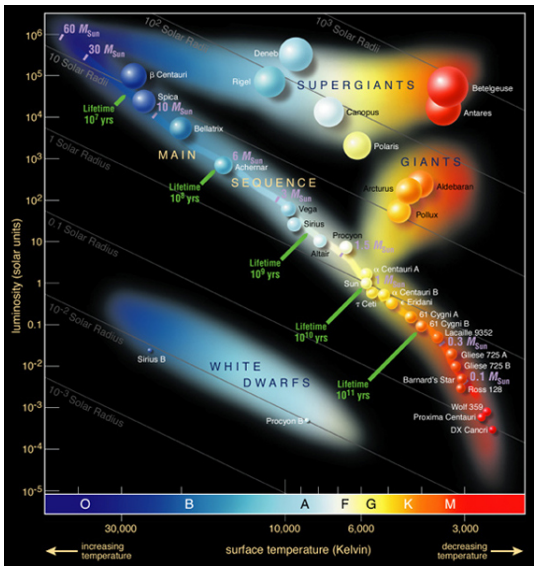

Figure II-2 : Diagramme de Hertzsprung-Russell (H-R), indiquant la luminosité des ensembles d'étoiles en fonction de leur température effective. Les différentes familles (séquence principale, branches des géantes, branche des naines blanches) sont mises en évidence. Crédits : Pearson Education, Addison Wesley.

Dès la formation d'une étoile, sa température et sa luminosité la classeront dans la séquence principale du diagramme. Elle y restera la majeure partie de sa vie. A ce stade, l'étoile est en équilibre hydrostatique entre deux forces contraires : en premier lieu l'ensemble des réactions thermonucléaires qui ont lieu en son cœur tendent à augmenter la pression radiative vers l'extérieur (augmentation du volume et diminution de la température). En parallèle, les forces de gravité qui contractent l'enveloppe de l'étoile vers son centre engendrant diminution du volume et ré-augmentation de la température. Au cours de sa vie active, l'étoile va progressivement consommer son hydrogène par fusion nucléaire de ses différents isotopes. En l'absence de mécanisme de convection entre le cœur et l'enveloppe de l'étoile permettant des échanges avec les couches périphériques, l'hélium – produit de fission de l'hydrogène – va s'accumuler dans le cœur. Le nombre de noyaux actifs et la pression radiative ayant

tendance à diminuer, le poids des couches supérieures provoque une légère contraction de l'étoile assortie d'une augmentation de sa luminosité et température. Quand les quantités de combustible d'hydrogène diminuent au delà d'un seuil critique, l'étoile quitte la séquence principale du diagramme H-R. La durée de vie et les mécanismes intervenant lors de la fin de vie des étoiles dépendent de manière cruciale de la masse de ces dernières ; par exemple, les étoiles massives contenant bien plus d'hydrogène que des étoiles comparables au Soleil et à une température plus élevée due à la gravité, assureront un meilleur rendement pour les réactions de fusion et resteront donc moins longtemps dans la séquence principale. Leur manière d'en sortir diffèreront aussi notablement.

Pour les étoiles de faible masse (inférieure à 4 fois la masse du Soleil), on s'orientera vers la branche des géantes rouges qui donneront naissance à des nébuleuses planétaires et à des naines blanches. Les étoiles plus massives rejoindront la catégorie des géantes et supergéantes avant de finir leur vie en supernovae puis sous forme de trous-noirs ou de pulsars / étoiles à neutrons. Les deux mécanismes seront à l'origine d'émissions en rayonnements X et gamma :

- Dans le cas des étoiles de faible masse, l'augmentation de la pression et température au niveau du cœur résultant de la consommation des ressources en hydrogène rend possible la fusion d'un élément plus lourd : l'hélium, qui est transmuté en carbone. Ces nouvelles réactions dégagent une énergie telle que la pression de radiation augmente et repousse les couches supérieures de l'étoile qui se dilatent. Le volume augmente drastiquement, en même temps que la température de surface diminue et donne une coloration rouge à l'étoile ; on parle alors de Géante Rouge (à titre d'exemple, il est attendu que le diamètre du Soleil passe de 0,01 unité astronomique à 1 UA une fois devenu une Géante Rouge, vaporisant les planètes les plus proches y compris la Terre). De part sa grande taille, la densité de la Géante Rouge est faible et la gravité à sa surface explique que des pertes considérables de matière aient lieu.
  Lorsque les réserves d'hydrogène et d'hélium s'épuisent, le noyau se contracte à nouveau sous l'effet de la force de gravitation en même temps que les couches externes de l'étoile sont éjectées vers le milieu interstellaire pour former une nébuleuse planétaire. La dissipation de la matière de l'étoile se fait via des « vents stellaires » de plus en plus rapides jusqu'à ce que le noyau résiduel soit mis à nu. Uniquement composé de produits de fission et incapable d'alimenter des réactions nucléaires, ce noyau – aussi appelé « naine blanche » – se refroidit lentement suivant une loi de corps noir et émet des ultraviolets qui provoqueront la fluorescence des gaz de la nébuleuse dans le domaine visible, lui donnant une coloration reconnaissable, principalement rouge, bleu et verte, due respectivement à la fluorescence de l'hydrogène et de l'azote, de l'hélium, et de l'oxygène.
  Si la nébuleuse planétaire contribue à enrichir l'univers en éléments lourds, la naine blanche est principalement composée de carbone et d'oxygène, et constitue un objet d'une très grande stabilité qui va évoluer vers une naine rouge puis une naine noire, dont le rayonnement se décalera vers les grandes longueurs d'ondes au gré de son refroidissement.
  Le cas qui nous intéresse ici consiste en un « rallumage » de la naine blanche, rendu possible si cette dernière évolue au sein d'un système binaire. Pour cela, il faut que l'étoile compagnon soit suffisamment proche pour que l'expansion de ses couches externes dépasse le lobe de Roche et que son gaz soit capturé par la naine blanche ; c'est typiquement le cas pour un couple naine blanche - Géante Rouge. Le chauffage dû à la compression du cœur peut mener à un début de fusion du carbone, rallumant l'étoile. Si l'accrétion de matière par la naine blanche continue et fait que celle-ci dépasse la masse limite de Chandrasekhar (1,4 fois la masse solaire), la pression interne ne supporte plus l'étoile contre les effets de la gravité. L'effondrement gravitationnel qui en découle conduit à un dégagement d'énergie colossal qui déclenche des réactions thermonucléaires et un emballement du processus ; l'étoile explose en une supernova thermonucléaire (aussi appelée supernova de type Ia) et se trouve volatilisée en quelques secondes. La nucléosynthèse explosive conduit à la production d'éléments lourds comme le Titane 44 ou le Nickel 56 (la moitié de la masse de l'étoile), qui décroissent en Cobalt 56 et en Fer 56. Les rayonnements X et gamma émis lors de la synthèse de ces éléments ou lors de leur décroissance radioactive peuvent ainsi agir comme une signature de

ce type de supernova [15] (ex. : raie de fluorescence à 6,4 keV du Fer, ou raies à 67,9 et 78,4 keV du Titane 44 – cf. Figure II-3).

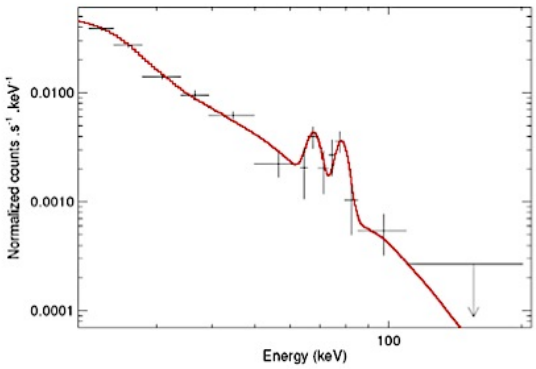

Figure II-3 : Mesure des raies de désintégration gamma du ^{44}Ti à 67,9 et 78,4 keV (flux en fonction de l'énergie pour une source astrophysique : Cassiopée-A). Crédits : M. Renaud *et al.* [22].

- Un mécanisme différent sera à l'œuvre dans le cas des étoiles massives. Quand elles auront atteint l'état de Géantes ou Supergéantes, la force de gravitation sera cette fois suffisante pour amener la température et la pression requises pour initier la fusion d'éléments plus lourds que l'hélium. Se mettra ainsi en place une succession de phases de fusion et d'expansion, d'arrêt des réactions et de contraction du cœur de l'étoile, au gré des nouveaux types de réactions s'y déroulant. On passera ainsi de la fusion de l'hélium à la fusion du carbone plus lourd, puis de l'oxygène et du silicium, le tout formant une structure en « oignon » autour du centre de l'étoile. Les conditions de température et de pression nécessaire pour initier les réactions seront d'une fois sur l'autre plus importantes, et l'étoile poursuivra ce cycle jusqu'à ce le Silicium 28 fusionne pour former du Nickel 56 qui évoluera lui-même en formant un noyau de Fer 56 stable par désintégrations β^+. Les réactions de fusions s'arrêtent à ce stade ; l'énergie de liaison par nucléon étant maximale pour les noyaux de Nickel, la fusion d'éléments plus lourds consomme de l'énergie au lieu d'en libérer. L'arrêt des réactions combiné à la pression des couches supérieures conduit à un effondrement du cœur de l'étoile dans une phase de neutronisation, transformant le cœur en une étoile à neutrons extrêmement dense de quelques dizaines de km de diamètre et générant aussi des éléments lourds riches en neutrons comme le thorium et l'uranium. L'effondrement gravitationnel du centre de l'étoile se répercute sur les couches supérieures qui chutent vers l'intérieur de l'étoile avant de « rebondir » violemment avec des vitesses relativistes, générant une formidable onde de choc qui expulse toute la matière dans le milieu interstellaire dans un phénomène appelé « supernova à effondrement de cœur ». A l'opposé des étoiles de faible masse, une partie de l'étoile d'origine subsistera sous forme d'un objet compact très dense : une étoile à neutrons, ou – pour les étoiles très massives – un trou noir.

Dans les deux cas (supernova thermonucléaire ou supernova gravitationnelle), l'accélération des particules lors de l'explosion (cf. II.B.4), ou les phénomènes de compression et de chauffage des gaz lors de l'onde de choc engendrent l'émission thermique de rayons X qui viennent s'ajouter aux raies X et gamma émises par les réactions nucléaires. Les rémanents de supernovas sont aussi à l'origine de telles émissions en traversant le milieu interstellaire, le chauffant à des températures allant de 10^7 à 10^8 Kelvin suffisantes pour l'ioniser et générer des rayons X. L'analyse de ces rayonnements fournit un lot d'informations sur la composition et la nature des étoiles parentes, ainsi que sur la composition du milieu interstellaire. En astronomie X et gamma, les observables sont ainsi le flux, l'énergie, et l'origine de ces rayonnements.

2. Pulsars et rayonnement synchrotron

Suite à l'explosion d'une supernova à effondrement de cœur, le reste du cœur de l'étoile originelle peut se contracter sous la forme d'une étoile à neutrons extrêmement dense (2 à 3 masses solaires pour un diamètre de 30 km au maximum), composée d'une majorité de neutrons dans un état superfluide ainsi que des protons et électrons supraconducteurs. Ces objets sont dès leur formation dotés d'une vitesse de rotation très élevée (plusieurs dizaines de tours par seconde) et possèdent des champs magnétiques très intenses jusqu'à 10^{11} Teslas.

De part sa rotation rapide, l'étoile à neutrons projette aux extrémités de ses pôles magnétiques un fin faisceau de rayonnements électromagnétiques. L'axe magnétique n'étant pas parfaitement aligné avec l'axe de rotation de l'étoile à neutrons, la région d'émission décrit au cours du temps une forme de cône du fait de la rotation de l'astre. Ce signal donne, pour un observateur contenu dans les limites de ce cône d'émission, l'impression d'une émission périodique pulsée à l'image d'un phare – donnant par là même le nom de pulsar à cet objet astrophysique. La plupart des pulsars rayonnent dans le domaine des ondes radio (c'est de cette manière qu'ils ont été découverts). Toutefois, il existe aussi des pulsars qui émettent dans les longueurs d'onde correspondant aux rayons X et gamma, en complément des ondes radio (Figure II-4). On parle de pulsars X ou pulsars gamma. Leurs origines ne sont encore pas totalement comprises ; les rayonnements ne proviendraient *a priori* non-pas de la surface du pulsar mais plutôt de l'extérieur de celui-ci. L'un des mécanismes à l'œuvre serait un processus d'accrétion de matière dans un système binaire (aussi appelé « binaire X »), que l'on évoquera au paragraphe suivant.

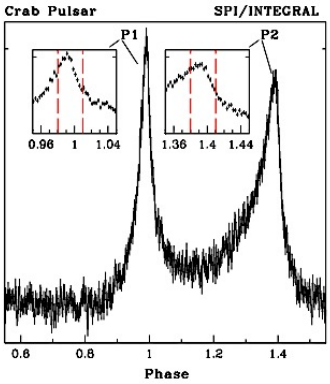

Figure II-4 : Observation de la variabilité du pulsar du Crabe dans la bande des 20 – 100 keV, sur 100 ks. Instrument SPI (INTEGRAL). Source : [21].

Une autre source d'émissions X et gamma relèverait de l'influence de la magnétosphère de l'étoile sur la matière l'entourant ; les électrons, accélérés au sein des rémanents de supernova par de multiples chocs jusqu'à des vitesses relativistes, sont soumis aux intenses champs magnétiques sphériques entourant le pulsar qui tendent à les retenir dans la magnétosphère. Les trajectoires courbes de ces particules chargées sont à l'origine de l'émission d'un rayonnement électromagnétique, appelé rayonnement synchrotron. Ce rayonnement dépend fortement de la vitesse des électrons, et en conséquence peut couvrir une large partie du spectre, de l'infrarouge aux rayons X-durs, voire au delà (des émissions de rayonnement synchrotron jusqu'à 25 GeV ont ainsi été observées dans la nébuleuse du Crabe [16]). Il est en outre polarisé et pulsé, et son observation dans le domaine des rayons X et gamma – typiquement entre 0,1 et 1 MeV – permet de comprendre la magnétosphère des pulsars (Figure II-5).

Des instruments plus résolus en imagerie, couplés à de meilleures performances spectrales seront à même de séparer l'émission du pulsar de sa nébuleuse et de déterminer l'énergie des particules qui s'y propagent.

Figure II-5 : Image de la nébuleuse du Crabe (rémanent d'une supernova résultant de l'explosion d'une étoile massive observée sur Terre en 1054). Il s'agit de la combinaison des données optiques d'Hubble (en rouge) et de l'imagerie en rayons X (Chandra), en bleu. Les rayons X visibles ici sont issus du rayonnement synchrotron d'électrons relativistes au sein de la magnétosphère du pulsar situé au centre de la nébuleuse. Source : J. Hester *et al.* NASA/HST/ASU - NASA/CXC/ASU).

3. Mécanismes d'accrétion : binaires X et trous noirs

En plus des mécanismes décrits précédemment et expliquant les émissions X et gamma consécutives à la mort d'étoiles, un autre phénomène à très haute énergie conduit à la production de spectres continus dans ces longueurs d'ondes. Il s'agit de l'effet de l'accrétion de matière autour d'astres compacts comme les étoiles à neutrons ou les trous noirs.
Les champs de gravitation créés par ces objets sont tels qu'ils peuvent capturer de la matière se trouvant dans leur périphérie, accélérant ces gaz et leur conférant de l'énergie. Cette capture sera significative si un astre proche agit en tant que « fournisseur » de matière, typiquement dans une configuration de système binaire (étoile à neutrons ou pulsar – étoile, ou trou noir – étoile). La matière capturée par l'objet compact dans les couches externes de l'étoile compagnon « s'enroulera » autour de lui en formant un disque d'accrétion (Figure II-6).
Ce disque est soumis à la force centripète ainsi qu'aux forces de marée qui tendent à synchroniser sa rotation avec celle de l'objet central. Les électrons du plasma, chauffés par leurs interactions coulombiennes avec les ions, seront responsables d'une dissipation du moment orbital entrainant les particules vers le corps central dans un mouvement de spirale. En outre, ce chauffage considérable conduit à l'émission de radiations électromagnétiques, selon la loi de rayonnement du corps noir. Les températures s'élevant jusqu'à des valeurs de 10^8 ou 10^9 K en même temps que la matière se rapproche du centre du disque, cette lumière peut être observée dans le domaine des rayons X (respectivement jusqu'à 9 et 90 keV).
Les ions auront tendance à rester dans le plan du disque d'accrétion jusqu'à venir s'écraser sur la surface de l'étoile à neutron ou être happés par le trou noir. Les électrons, de part leurs multiples interactions avec les ions et les photons, formeront une couronne autour de l'objet compact. Ils perdront leur énergie par diffusion sur des photons par effet Compton inverse ; le rayonnement alors produit sera visible dans le domaine X et gamma.

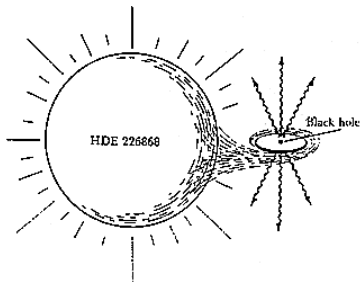

Figure II-6 : Représentation schématique d'un trou noir capturant du plasma d'une étoile voisine, formant un disque d'accrétion conduisant à l'émission de rayons X (représentés par les flèches). Il s'agit d'un moyen observationnel pour mettre en évidence des trous noirs.

4. Mécanismes d'accélération de particules

Les paragraphes précédents ont évoqué le fait que les particules se trouvaient à maintes fois fortement accélérées comme lors de l'émission continue de vents stellaires, lors d'évènements très violents comme l'explosion de supernovas, ou encore la propagation des rémanents de supernova dans le milieu interstellaire. Ces phénomènes d'accélération s'observent généralement en présence d'ondes de chocs, typiquement lorsqu'un flux de particules se propage dans un gaz au repos avec une vitesse supersonique.
Il est établi par les lois de l'électrodynamique que toute particule chargée et accélérée ou décélérée émet un rayonnement électromagnétique. La longueur d'onde du rayonnement émis est d'autant plus petite que l'énergie cinétique de la particule chargée est élevée. Ce « rayonnement d'accélération » est à l'origine de la plupart des émissions gamma à spectres continus.
En outre, les trous noirs en formation sont aussi supposés être à l'origine de la production de jets de plasma jusqu'à des vitesses relativistes qui peuvent interagir avec le milieu interstellaire et produire des rayonnements d'accélération dans diverses longueurs d'ondes. Ces processus d'éjection seraient responsables de certains types de sursauts gamma.
Tous ces phénomènes à haute énergie ne se produisent pas de manière indépendante et sont évidemment couplés ; les observations des objets astrophysiques seront conduites dans de multiples fenêtres spectroscopiques, mais devront prendre aussi en compte ces multiples sources de rayonnements au sein d'un même objet. A titre d'exemple, la Figure II-7 synthétise les différentes origines de la lumière émise par un trou noir dans un système binaire.

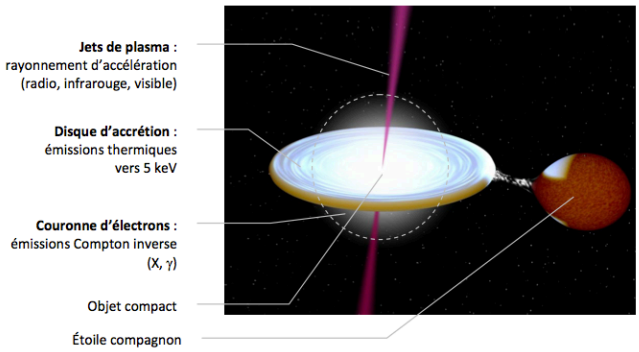

Figure II-7 : Vue d'artiste d'un système binaire X (trou noir + étoile compagnon), avec identification des principales sources de rayonnement : émissions thermiques dues au chauffage des particules dans les disques d'accrétion, effet Compton inverse dans la couronne d'électrons, rayonnement d'accélération produit par les jets de plasma du trou noir. Si l'objet compact est une étoile à neutrons, il faut rajouter le rayonnement synchrotron dû à l'influence de sa magnétosphère. Les contributions des rémanents de supernova à proximité de tels objets rajouteront aussi des émissions X et gamma résultant de leur interaction avec le milieu interstellaire ainsi que les raies d'émission des radionucléides produits. Source : J. Rodriguez.

5. Autres sources : rayonnement diffus, CXB, AGNs et éruptions solaires

En plus des sources X et gamma liées aux dernières étapes de la vie des étoiles, une partie du rayonnement a pour origine le milieu interstellaire de la galaxie. On a vu précédemment que ces émissions pouvaient provenir de l'interaction de rémanents de supernova avec le milieu interstellaire, mais il peut aussi s'agir de sources diffuses.

A plus grande échelle, une fraction des galaxies (quelques pourcents) produisent de la lumière dans ces longueurs d'onde. Ces galaxies abritent un noyau actif (AGN, pour *Active Galactic Nuclei*), région compacte au centre du disque galactique et source de rayonnements électromagnétiques parmi les plus lumineuses de l'univers. Un noyau actif de galaxie est supposé être constitué d'un trou noir supermassif, et ce genre d'objet peut rayonner dans l'ensemble du spectre électromagnétique. Les processus à l'œuvre sont comparables à ceux décrits pour les systèmes binaires et les trous noirs : chauffage de disques d'accrétion et émission de puissants jets de matière.

Enfin, plus proche de nous, les éruptions solaires s'accompagnent aussi d'intenses émissions de rayons X et gamma. Le voisinage des régions actives du Soleil ainsi que son atmosphère sont soumis à d'intenses champs magnétiques répartis de manière extrêmement complexe. Ces champs communiquent de l'énergie magnétique au plasma, énergie libérée rapidement dans le milieu interplanétaire lors des éruptions et dissipée sous forme de rayonnement thermique (loi du corps noir), de freinage (*Bremsstrahlung*) ou d'accélération / synchrotron (Figure II-8) [17].

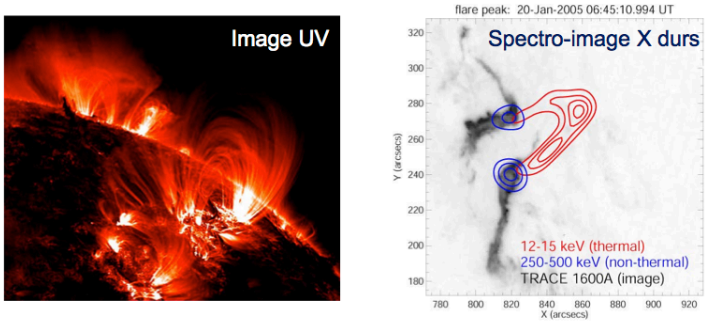

Figure II-8 : Observation d'une éruption solaire en ultraviolets (à gauche) et dans les rayons X (droite). Le rayonnement « thermique » correspond au chauffage des particules du plasma tandis que le rayonnement « non-thermique » sera lié aux divers mécanismes d'accélération.

Les observations des rayonnements « thermiques » apporteront des informations sur l'évolution des températures du plasma solaire lors de l'éruption tandis que le rayonnement « non-thermique » à plus haute énergie sera révélateur des phénomènes d'accélération et de la topologie de la surface du Soleil. L'étude de la polarisation de ces émissions constituerait aussi une avancée dans le sens où elle permettrait d'accroitre la compréhension de la physique sous-jacente aux éruptions solaires. Les missions déployées jusque là n'ont pas donné de résultats assez précis en termes de mesure de la polarisation.

En pointant un instrument dans toutes les directions de l'espace, se rajoutera aux éventuelles sources observées un « fond cosmique » observable dans toutes les longueurs d'ondes. Le modèle de densité d'énergie rayonnée en fonction de la fréquence est représenté en Figure II-9, complété par des données expérimentales.

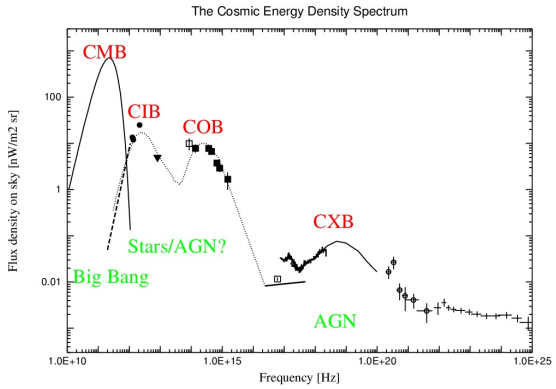

Figure II-9 : Spectre du fond cosmique en fonction de la fréquence du rayonnement, avec modèles théoriques et données expérimentales [18].

Le spectre fait notamment ressortir le fond cosmique en rayons X (*CXB*) (ou même en rayons gamma à plus haute fréquence / énergie : *CGB*), qui est le premier à avoir été découvert en 1962 [19]. Cette première observation a surtout mis en évidence un rayonnement *a priori* diffus dans la gamme des rayons X. La densité d'énergie de ce fond cosmique est maximale autour de $0{,}7.10^{19}$ Hz (environ 30 keV). Les données récentes acquises avec des instruments plus sensibles et mieux résolus semblent

indiquer que le *CXB* ne serait pas réellement un « fond diffus » mais constitué de dizaines de millions de sources de même nature que celles décrites en II.B, bien plus lointaines [20].

On retient que l'augmentation continue de la sensibilité et/ou du pouvoir de séparation des sources par les instruments est à même d'améliorer significativement notre compréhension de l'univers.

Bibliographie du chapitre 1

[1] J. P. Roques, J. Paul, P. Mandrou, F. Lebrun, "The SIGMA mission on the GRANAT satellite", Advances in Space Research, Vol. 10, No 2, 1990, Pages 223-232.
[2] Site web de la mission XMM Newton (ESA), http://xmm.esac.esa.int
[3] Site web observatoire COMPTEL (NASA), http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/comptel/
[4] Page d'accueil de l'observatoire X Chandra, http://www.chandra.harvard.edu
[5] Site web INTEGRAL (ESA), http://www.sci.est.int/integral
[6] F. Harrison *et al*., "The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) High Energy X-Ray Mission", The Astrophysical Journal, 2013, 770:103 (19pp).
[7] Site web FERMI Gamma-ray Space Telescope (NASA), http://fermi.gsfc.nasa.gov/
[8] Site web Swift Gamma-Ray Burst Mission (NASA), http://swift.gsfc.nasa.gov/
[9] T. Takahashi *et al.,* "The ASTRO-H X-ray Observatory", Space Telescopes and Instrumentation 2012: Ultraviolet to Gamma Ray, Proc. Of the SPIE, Vol. 8443, 84431Z.
[10] Site web mission SVOM (CNES/CNSA), http://smsc.cnes.fr/SVOM/Fr/index.htm
[11] Site web mission ATHENA, http://www.the-athena-x-ray-observatory.eu/
[12] O. Limousin, "Mise en Œuvre et Etude des Propriétés Spectrales de la Gamma Camera ISGRI", Thèse de Doctorat, Université Toulouse III Paul Sabatier, 2001.
[13] A. Brahic, I. Grenier, "Lumières d'étoiles, les couleurs de l'invisible", Odile Jacob, Paris (2008).
[14] Site web mission Planck (ESA), http://www.cosmos.esa.int/web/planck
[15] M. Gilfanov, Á. Bogdán, "An upper limit on the contribution of accreting white dwarfs to the type Ia supernova rate", Nature, Vol. 463, 2010, Pages 924-925.
[16] The MAGIC Collaboration, "Observation of Pulsed {gamma}-Rays Above 25 GeV from the Crab Pulsar with MAGIC", Science 21, Vol. 322. No. 5905, 2008, Pages 1221–1224.
[17] N. Vilmer, "Solar flares and energetic particles", Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences, Volume 370, 2012, Pages 3241-3268.
[18] G. Hasinger, "The sources of the X-ray background", Symposium "New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra Era", 26-30. November 2001, ESTEC, The Netherlands.
[19] R. Giacconi *et al.*, "Evidence for X Rays from Sources Outside the Solar System", Physical Review Letters, Vol. 9, No. 11, 1962.
[20] F. Lebrun *et al.* "Compact sources as the origin of the soft gamma-ray emission of the Milky Way", Nature, Vol. 428, 2004, Pages 293-296.
[21] S. Molkov, E. Jourdain, J. P. Roques, "Absolute Timing of the Crab Pulsar with the *INTEGRAL*/SPI Telescope", The Astrophysical Journal, Vol. 708, No. 1, 2010, Pages 403-410.
[22] M. Renaud *et al*. "The signature of ^{44}Ti in Cassiopeia A revealed by IBIS/ISGRI on *INTEGRAL*", The Astrophysical Journal, Vol. 647, 2006, Pages 41-44.

Chapitre 2 : Un nouvel instrument pour l'astronomie X-dur et gamma

Je présenterai dans ce chapitre les principales grandeurs caractéristiques ainsi que les limites des télescopes spatiaux avant de montrer en quoi les systèmes hybrides à base de semi-conducteurs CdTe sont adaptés pour opérer à ces énergies. Enfin, j'exposerai les principaux facteurs influençant le développement de nos instruments avant d'introduire le projet MC2.

I. De la science à l'instrument

L'observation des rayons X et gamma ne peut être réalisée au moyen d'instruments au sol, en raison de l'opacité de l'atmosphère à ces longueurs d'onde. Il est donc nécessaire d'opérer des télescopes en orbite. La spécificité d'un développement pour le spatial, avec ses problématiques d'intégration et de qualification pour un environnement hostile est évoquée plus en détails en annexe 1.

A. Observables & besoins instrumentaux

La compréhension des objets astrophysiques et des phénomènes décrits au chapitre précédent requiert évidemment une instrumentation de pointe, et adaptée aux contraintes de l'observation de la lumière dans les longueurs d'onde X et gamma. Ces contraintes – à commencer par la nécessité d'opérer au delà de l'atmosphère terrestre – sont ici multiples et de tout ordre, et dirigent fortement les choix faits lors de la conception des observatoires.

L'augmentation continue des performances brutes des télescopes est bien sûr permise par le progrès technologique des dernières décennies, mais va au delà d'une simple démarche d'amélioration : il s'agit d'apporter véritablement de nouvelles réponses aux astrophysiciens. Des exemples frappants ont déjà été évoqués précédemment, avec typiquement la capacité de résoudre le fond diffus X en tant que superposition de multiples sources ponctuelles. Ce gain est permis par une résolution angulaire plus fine des instruments.

Les sujets d'investigation astrophysiques et les choix instrumentaux sont interdépendants. L'accent est mis sur tel ou tel aspect des performances en fonction des réponses à apporter, définissant le contexte scientifique de la mission. On a typiquement un trio *sujet d'étude / observable / besoins instrumentaux*, avec par exemple :

- L'étude de la nucléosynthèse d'éléments lourds dans les supernovas et restes de supernovas, qui produit des observables comme des raies de décroissance radioactive ou de fluorescence. L'identification de telles sources nécessitera des capacités spectrométriques fines (reconnaissance des rayonnements caractéristiques des noyaux comme les raies de décroissance du ^{44}Ti autour de 70 keV avec suffisamment de précision pour les séparer les uns des autres – cf. Figure II-3 au chapitre 1). Une composante d'imagerie dans ces mêmes énergies est aussi importante car elle complète l'information spectrométrique d'une localisation de la source des émissions.

- Les mécanismes régissant les éruptions solaires peuvent être rendus accessibles en considérant les rayonnements en X provenant du chauffage ou de l'accélération d'électrons ; les besoins en spectro-imagerie sont là encore évidents, mais il faudra en plus disposer de caméras à comptage rapide (flux extrêmement intenses émis par le Soleil risquant de saturer les systèmes d'acquisition).

- La caractérisation de la magnétosphère des objets compacts comme les pulsars requiert elle aussi de bonnes performances en spectrométrie et imagerie (Figure I-1), mais la nature polarisée du rayonnement synchrotron fait que l'ajout de capacités de polarimétrie X et gamma constitue un gros avantage pour un télescope dédié à ce genre d'objets célestes.

- La détermination des sources contribuant au CXB relèvera beaucoup de la réponse en imagerie, mais également de la sensibilité de détection – les sources étant, par définition du fond diffus, très peu lumineuses.

- Aussi, certains sujets d'étude particuliers auront besoin de mettre très fortement l'accent sur une observable, comme le test des lois de la relativité générale aux abords des trous noir par la mesure de l'élargissement Doppler des raies du fer qui ne sera possible qu'avec une spectrométrie à haute résolution autour de 6 ou 7 keV.

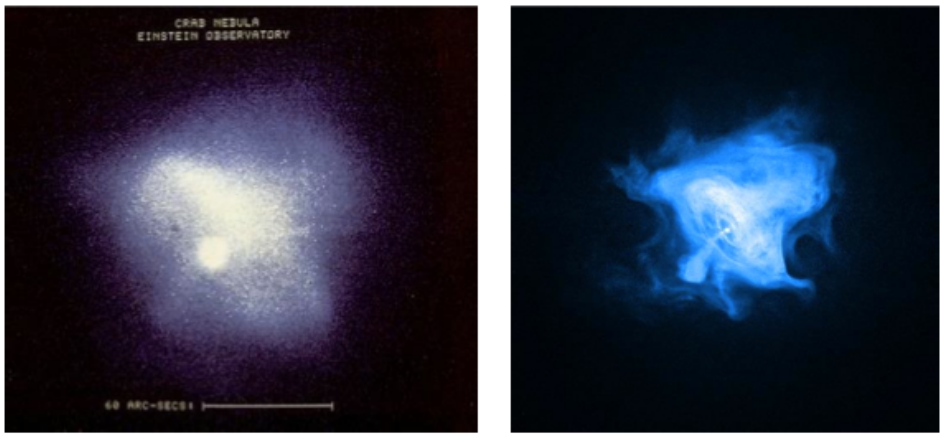

Figure I-1 : Illustration de l'amélioration de la résolution angulaire des instruments : comparatif entre une image en rayons X de la nébuleuse du Crabe prise en 1979 (*Einstein X-Ray Observatory*, à gauche) [1] et en 2001-2004 (*Chandra X-Ray Observatory*, à droite) [2]. Les images de Chandra offrent la possibilité de résoudre finement la magnétosphère et le pulsar central.

La plupart des missions spatiales couvrant plusieurs de ces domaines de recherche, la définition des performances requises dans le cahier des charges sera une affaire de compromis.

B. Paramètres clés des télescopes et des détecteurs

La notion de « qualité » d'un télescope est définie au travers de ses performances en imagerie (champ de vue, capacité à détecter des sources, à les séparer, à les situer), mais aussi en termes de performances en spectrométrie dans le cas de systèmes spectro-imageurs (dotés de la capacité d'identification de l'énergie des rayonnements). Les développements récents de plans de détection pour l'astronomie X et gamma allient systématiquement des détecteurs à pixels ou équivalents, couplés à autant de chaines spectrométriques individuelles.

La suite de cette section présente les principales grandeurs qui définissent les performances en imagerie et en spectrométrie des télescopes, et qui guideront les choix instrumentaux.

1. Sensibilité

a) Définition générale

L'une des caractéristiques de base d'un télescope est sa capacité à détecter la présence d'une source avec suffisamment de sensibilité pour la distinguer du bruit de fond de l'instrument. Ce bruit de fond est constitué du fond cosmique X (CXB) et d'un bruit de fond interne provoqué par les interactions du rayonnement cosmique avec les matériaux du satellite ou les détecteurs.
Le flux mesuré est la somme de la contribution du bruit de fond et de la source observée. La connaissance théorique ou une mesure expérimentale du fond est un bon moyen de soustraire le flux de ce dernier du total mesuré et de garder uniquement le flux correspondant à la source.
Une grandeur fréquemment employée en astrophysique ou physique nucléaire pour quantifier les parts respectives de bruit de fond et de signal dans une mesure est le rapport signal à bruit (SNR, pour *Signal-to-Noise Ratio*) :

$$SNR = \frac{n_S}{\sqrt{n_S + n_N}}$$

Le symbole n_S représente le nombre de coups de la source détectés durant le temps d'observation, et n_N le nombre de coups issus du bruit de fond mesurés dans le mêmes conditions (même temps d'observation, même zone observée, et – pour les spectromètres – même bande d'énergie). A noter que le bruit de fond peut aussi être intrinsèque au détecteur (bruit électronique, faux déclenchements,…), s'ajoutant dans ce cas aux autre sources déjà citées.
Il existe pour une configuration d'observation donnée une valeur minimale pour le SNR en dessous de laquelle il sera impossible de distinguer le signal du bruit. Cela tient à la nature probabiliste du comptage des évènements et aux incertitudes liées à la fois aux fluctuations statistiques du nombre de coups observés et aux erreurs d'estimation sur la modélisation du bruit de fond. Ces sources d'incertitudes étant indépendantes les unes des autres, on les somme quadratiquement :

$$\left(\Delta n_S^{calcul}\right)^2 = \left(\Delta n_{S+N}^{obs}\right)^2 + \left(\Delta n_N^{model}\right)^2$$

Avec : Δn_S^{calcul} l'incertitude sur le nombre de coups calculé pour la source d'intérêt, Δn_{S+N}^{obs} l'incertitude sur le nombre de coups mesurés globalement (liés à la fois à la source et au bruit de fond), et Δn_N^{model} l'incertitude sur la modélisation du nombre de coups dans le fond.
Pour un grand nombre d'évènements, la distribution statistique du nombre de coups mesurés suit une loi de Poisson ; cela implique que le carré de l'écart-type – ou variance – soit égal à sa valeur moyenne. On peut alors écrire :

$$\left(\Delta n_{S+N}^{obs}\right)^2 = n_{S+N}^{obs} = n_S^{obs} + n_N^{obs}$$

Le carré de l'incertitude sur le modèle du bruit de fond peut s'écrire de manière comparable, en introduisant un facteur *a* relatif à la précision du modèle. Ce dernier est compris entre 0 et 1 et souvent pris à une valeur de 0,3. On a ainsi :

$$\left(\Delta n_N^{model}\right)^2 = a\, n_N^{model} \text{ , avec } a \in]0,1[$$

Le niveau de confiance k_σ (exprimé en valeurs de sigma) de la mesure du nombre de coups provenant de la source est défini de la façon suivante :

$$k_\sigma = \frac{n_S^{calcul}}{\Delta n_S^{calcul}}$$

Grâce aux trois relations précédentes, k_σ se simplifie en :

$$k_\sigma = \frac{n_S^{calcul}}{\sqrt{n_S^{obs} + (1+a)n_N^{obs}}} = \frac{n_S}{\sqrt{n_S + (1+a)n_N}}$$

On a fait l'hypothèse que $n_S^{calcul} \approx n_S^{obs} \approx n_S$ et $n_N^{calcul} \approx n_N^{obs} \approx n_N$ (nombre de coups calculé dans la source proche de celui qui serait observé, et modèle pour le bruit de fond proche de l'observation expérimentale). Les valeurs en nombre de coups n_S et n_N sont directement proportionnelles

La sensibilité d'un instrument est ainsi définie comme le flux minimal effectivement détectable en un intervalle de temps donné. Par convention, on considère qu'une source X ou gamma est détectée par le télescope si le niveau de confiance est égal au minimum à 3σ au bout d'un temps d'exposition de 1 Ms.

Un flux s'exprime en $cm^{-2}.s^{-1}$. Pour l'expression de la sensibilité, on l'exprime aussi en fonction de l'énergie, en $cm^{-2}.s^{-1}.keV^{-1}$ (Figure I-2) ou - plus couramment en astrophysique - en $erg.cm^{-2}.s^{-1}$ (un erg = 10^{-7} J). L'unité *crab* a aussi été introduite pour la sensibilité, normalisant les flux par rapport à celui de la nébuleuse du Crabe (source la plus brillante dans ces longueurs d'onde). On parle alors de sensibilités en « fractions de crab ».

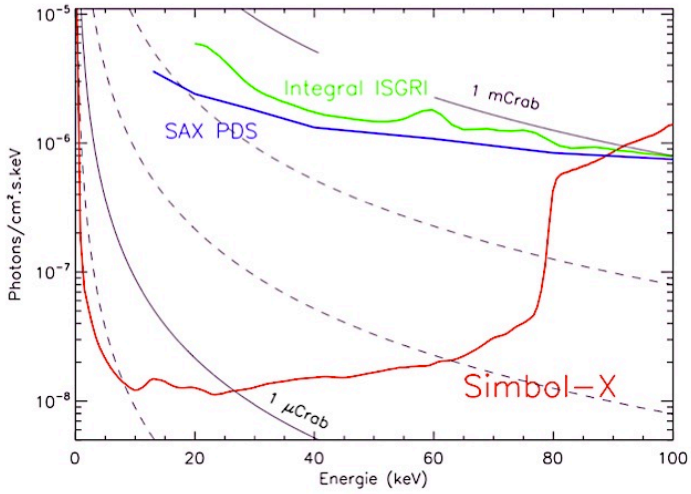

Figure I-2 : Courbe de sensibilité estimée pour le projet Simbol-X [3] comparée aux autres télescopes X-durs en vol lors de la proposition (détectabilité à 3σ pour une exposition de 10^6 s). Un gain d'un facteur 100 sur les meilleurs instruments alors disponibles était attendu. Source : Philippe Ferrando.

b) Surface de collection / surface de détection

L'augmentation de la sensibilité d'un télescope se traduira par un rapport signal à bruit augmentant lui aussi. Le SNR ainsi que le facteur k_σ seront d'autant plus élevés que le nombre de coups issus de la source sera important, avec en parallèle un nombre de coups issus du bruit de fond aussi faible que possible.

Plusieurs solutions peuvent accroitre cette sensibilité. En premier lieu, la surface de détection. A flux constant, une grande surface de détecteur verra un plus grand nombre de coups par unité de temps qu'un détecteur de surface moindre. Par exemple, le fait de quadrupler la surface multipliera le ratio signal à bruit d'un facteur 2. Aussi, un temps d'exposition plus court sera suffisant pour rendre la source détectable (intéressant pour des évènements très brefs ou de faibles durées d'acquisition).

Il faudra distinguer la surface de détection et la surface de collection d'un instrument. Si la première représente la surface sensible du détecteur, la surface de collection est liée au système d'imagerie utilisé. Dans le modèle classique d'un télescope, cette dernière surface est celle du miroir. Le détecteur est quant à lui placé dans le plan focal, pour une surface de détection inférieure à la surface de collection.
Selon les systèmes d'imagerie, ces deux surfaces seront identiques ou très différentes. Un moyen d'augmenter le SNR serait de tirer parti de ces éventuelles différences en collectant un grand nombre de photons provenant de la source sur la surface de collection et les focaliser sur une petite surface de détection. En parallèle, les photons du bruit de fond produits par l'interaction du rayonnement cosmique avec les matériaux constituant le satellite seraient vus directement par la surface du détecteur, plus réduite. De même, le bruit de fond cosmique émettant dans toutes les directions, seulement une petite fraction sera focalisée par la surface collectrice sur la surface de détection. Il en résulterait ainsi un nombre de coups dans la source proportionnel à la surface de collection (grande), et un nombre de coups dans le fond proportionnel à la surface de détection (plus petite).

c) Temps d'exposition / résolution temporelle

D'un point de vue observationnel, le temps d'exposition T_{obs} jouera un rôle dans l'augmentation de la sensibilité. En gardant les notations posées et la distinction entre surfaces de collection et surface de détection utilisées au paragraphe précédent (respectivement S_{coll} et S_{det}), le niveau de confiance k_σ peut s'écrire :

$$k_\sigma = \frac{n_S}{\sqrt{n_S + (1+a)n_N}} = \frac{N_S\, T_{obs}\, S_{coll}}{\sqrt{N_S\, T_{obs}\, S_{coll} + (1+a)\, N_N\, T_{obs}\, S_{det}}}$$
$$= \sqrt{T_{obs}}\, \frac{N_S\, S_{coll}}{\sqrt{N_S\, S_{coll} + (1+a)\, N_N\, S_{det}}}$$

N_S et N_N représentent respectivement les flux de photons dans la source et dans le fond. On constate sur cette dernière équation que le niveau de confiance – et donc la sensibilité – augmente en racine carrée du temps d'exposition. Un temps d'observation prolongé est donc un bon moyen de séparer la source observée du bruit de fond.

En plus du temps de pose, la précision de datation des photons reçus est un paramètre clé pour opérer un détecteur. On parle de résolution temporelle, soit l'intervalle de temps minimal entre deux évènements distincts pour que ceux-ci soient séparés par le détecteur.
Plus cette durée sera faible, et plus l'instrument sera sensible à de rapides variations du flux de photons, qui auraient été « moyennées » sur un instrument de moindre résolution temporelle. Sur cet aspect précis, une résolution modérée de l'ordre de la centaine de microsecondes sera toutefois amplement suffisante pour mesurer le flux des sources astronomiques, y compris celles présentant des phénomènes transitoires rapides comme les sursauts gamma ou les émissions pulsées des systèmes binaires.

Néanmoins, on cherche à aller vers des intervalles de temps aussi brefs que possible, autour de quelques dizaines de microsecondes ici. L'une des motivations principales est de réduire les pertes dues au temps mort du détecteur. Ce dernier nécessitant un temps de récupération après détection d'un photon, il est susceptible de « manquer » l'arrivée d'un autre photon durant cet intervalle de temps. Tant que ce temps mort est faible devant l'intervalle de temps moyen entre deux photons émis par la source, il est possible d'évaluer le pourcentage de photons perdus et ainsi corriger les données. Avec une source brillante, la durée durant laquelle le détecteur est aveugle peut devenir très importante, induisant de fortes erreurs sur le comptage. Le cas extrême se présente quand la part du temps mort s'approche des 100% du temps d'observation : l'instrument est alors saturé et ne peut plus estimer le flux. Un instrument de faible temps mort sera ainsi d'autant plus tolérant aux forts flux de photons.

On retrouve aussi l'intérêt d'une résolution temporelle élevée dans le cadre de l'utilisation de blindages actifs ; ces derniers entourent le détecteur et détectent en temps réel le passage de rayons cosmiques, agissant comme un veto sur la mesure du détecteur et permettant de supprimer une partie du bruit de fond. Ces blindages étant souvent constitués de scintillateurs à haute résolution temporelle, il faut aussi une bonne résolution en temps sur le détecteur afin de réaliser la synchronisation.

Toujours pour des sources fortement brillantes, le temps d'intégration du signal du détecteur (temps entre l'arrivée du photon et la fin de la lecture du signal) pourra quant à lui être responsable de phénomènes « d'empilement » : ce cas se présente quand un photon se présente au détecteur suivi d'un second photon en un temps très court. Le système étant encore en acquisition lors de l'arrivée du second photon, les deux évènements sont vus comme un seul et unique ; en outre, un spectromètre sommera les énergies des deux photons et les informations sur la spectrométrie mais aussi sur le comptage seront perdues. Un temps d'intégration le plus petit possible réduira ainsi fortement la probabilité d'empilement, tout en améliorant la précision de datation des évènements. Pour réaliser des analyses temporelles précises de fortes sources astrophysiques, et afin de permettre l'éventuelle synchronisation avec d'autres instruments complémentaires, une précision de datation de l'ordre de la microseconde serait souhaitable.

d) Efficacité de détection

L'efficacité de détection représente la probabilité qu'un photon se présentant à l'entrée d'un détecteur interagisse avec le matériau de ce dernier et soit par conséquent effectivement détecté. Ce paramètre intervient dans l'expression de la sensibilité en parallèle des effets de surface, des temps d'exposition et de la fraction de temps mort.

Cette efficacité est très dépendante du matériau constituant le détecteur – en particulier à son numéro atomique Z – et de manière générale à l'épaisseur de ce dernier. En outre, la répartition des différents processus d'interaction à l'œuvre au sein du détecteur (effet photoélectrique, effet Compton, création de paires...) est intrinsèquement liée à l'énergie du rayonnement incident. Les probabilités de détection de photons X ou gamma dans une fenêtre d'énergie allant de 1 keV à 1 MeV pourront ainsi varier jusqu'à plusieurs ordres de grandeur ; il faudra donc privilégier une bande d'énergie d'intérêt majeur plus restreinte pour assurer une efficacité de détection maximale, tout en s'assurant d'une probabilité de détection suffisante dans une grande dynamique spectrale.

Le fait qu'un photon incident dépose entièrement son énergie dans le volume du détecteur constitue, en outre, une condition nécessaire pour la spectrométrie.
Cette notion sera rediscutée plus tard dans ce chapitre dans le cas des détecteurs CdTe utilisés pour nos applications, et maintes fois évoquée dans la suite de ce manuscrit.

2. Imagerie

Les principales grandeurs intervenant dans l'expression des performances en imagerie d'un télescope ont trait à la capacité de séparation des sources astrophysiques (résolution angulaire) et à la portion du ciel visible à un instant donné (le champ de vue de l'instrument optique). Pour tenir compte des conditions imposées par un système optique réel, on parlera plutôt dans ce cas de résolution spatiale et on séparera les contributions du système focalisant et du détecteur pour évaluer les performances du système complet.

a) Résolution angulaire

La définition classique de la résolution angulaire est la distance angulaire minimale nécessaire pour qu'un système d'observation puisse distinguer deux sources contigües. Commune à bien d'autres

domaines, cette grandeur s'exprime en *secondes d'arc* pour l'astrophysique (1''=1°/3600). Sur le schéma de la Figure I-3, il s'agit de la valeur minimale α prise par la distance angulaire θ (avec $\theta = tan(a/D) \approx a/D$ en raison des très faibles angles).

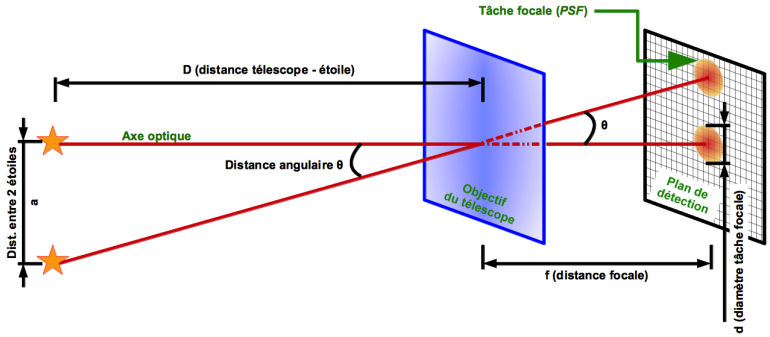

Figure I-3 : Représentation schématique simplifiée d'un système optique, avec mise en évidence des distances angulaires, distance focale, et effet de la PSF sur la tâche focale. Un plan de détection pixellisé est placé dans le plan focal de l'instrument.

La distance minimale a_{min} entre deux sources apparaissant comme distinctes dans le plan d'observation est ainsi directement proportionnelle à la résolution angulaire α. Deux astres distants d'une valeur inférieure à cette limite seront alors vus comme une unique source ; on cherche donc à réduire la valeur α pour pouvoir réaliser des cartographies du ciel aussi fines que possible. On se réfèrera à l'exemple déjà donné de la Figure I-1 pour mesurer le gain en termes d'imagerie d'une amélioration de la résolution. L'étude détaillée du CXB ou d'objets présentant des structures très fines comme les restes de supernovas n'est aussi possible qu'avec des instruments suffisamment résolus, à même de mettre en évidence la nature discrète de sources *a priori* étendues.

La précision de localisation angulaire β définit l'incertitude sur le positionnement de la source ; elle dépend à la fois de la résolution angulaire et du niveau de confiance k_σ défini en I.B.1.a. Une expression simplifiée donne :

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

A l'image de la sensibilité du télescope, une source brillante observée avec un rapport signal à bruit important et/ou pendant de longues durées sera localisée avec précision.

b) *Point Spread Function* (PSF)

Dans un système optique idéal, l'image d'une source lointaine projetée sur la surface du détecteur (dans le plan focal) est elle aussi ponctuelle. Toutefois, les imperfections du miroir consistant la fenêtre d'entrée du télescope induisent un « étalement » du point lumineux sur la surface de détection pour former une tâche focale (Figure I-3).
On utilise une fonction mathématique (fonction d'étalement du point, ou *Point Spread Function* – PSF) pour modéliser la réponse d'un système d'imagerie à une source ponctuelle. La tâche focale résulte de la convolution de cette fonction avec la distribution de photons arrivant en entrée de l'imageur. Usuellement, on confond la PSF et le profil de distribution de photons dans la tâche focale.

Dans le domaine particulier de l'imagerie en rayons X, la résolution angulaire ou spatiale (exprimée en µm sur le plan de détection) se calculeront par rapport à la PSF de l'instrument. Les mécanismes de diffusion à l'œuvre confèrent à cette PSF un profil particulier, avec une distribution proche d'une gaussienne [4] (grand nombre de coups concentrés près du centre, et étalement progressif en périphérie). Ce profil et les grandeurs associées sont représentés en Figure I-4.

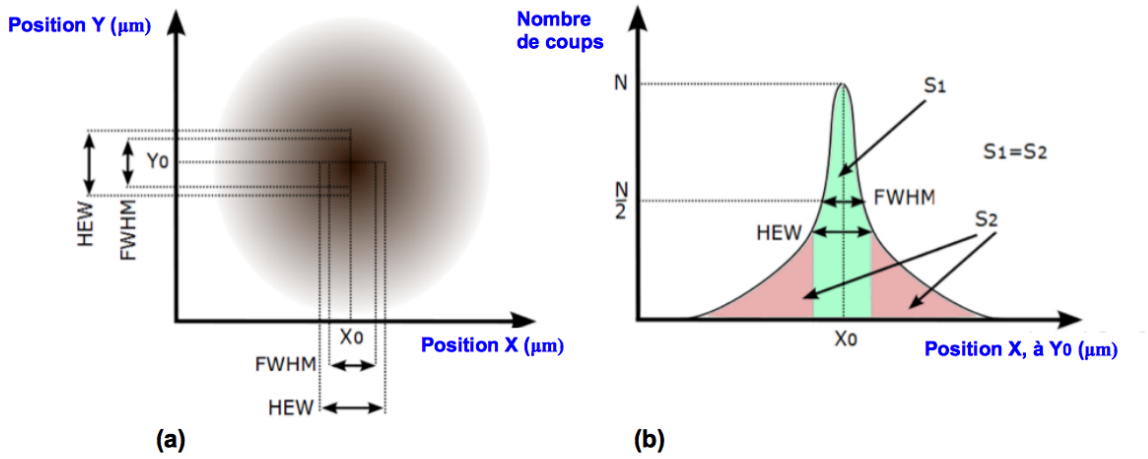

Figure I-4 : (a) Représentation schématique de la PSF dans le plan du détecteur, en fonction de X et Y. Le point central de coordonnées (X_0 ; Y_0) correspond à la fluence maximale. Les grandeurs telles que la FWHM et la HEW sont matérialisées sur la figure. (b) Coupe de la PSF le long de l'axe X, avec $Y=Y_0$. Le profil donne le nombre de coups mesurés dans la tâche focale à une distance absolue $X-X_0$ du centre. La largeur du profil à $N/2$ représente la FWHM. La zone en vert de surface intégrée S_1 définit les 50% de la fluence totale centrés sur le maximum, délimitant la HEW. La zone rosée de surface S_2 représente les coups situés au delà des limites de la HEW (50% du total).

Au premier ordre, le profil de la PSF est caractérisée par deux grandeurs : la FWHM (*Full Width at Half Maximum*, ou « largeur à mi-hauteur ») et HEW (*Half Energy Width*, ou « largeur à mi-énergie ») :

- FWHM : Pour un nombre de coups maximal de N au centre, la FWHM représente la largeur de la PSF lorsque la fluence a été divisée par 2.
- HEW : Cette grandeur définit l'intervalle centré sur la position du maximum de la PSF, dans lequel 50% de la fluence totale de la tâche focale est contenue [5].

L'étalement de l'image d'un point induit par la PSF va limiter la capacité de distinguer deux sources proches sur le plan de détection. En particulier, le profil de coups mesuré par le détecteur ne permettra pas de distinguer deux sources si la séparation de ces dernières est inférieure à la FWHM sur le plan de détection. De la même façon, la HEW – plus large que la FWHM – constituera une limite inférieure pour la séparation de sources faibles [6]. On peut convertir ces deux résolutions spatiales en termes de résolutions angulaires α_{FWHM} et α_{HEW}, exprimées en secondes d'arc. En gardant l'approximation des petits angles, on a $\tan\alpha = \alpha$ et :

$$\alpha_{FWHM} = \frac{FWHM}{f} \times \frac{180}{\pi} \times 3600$$

$$\alpha_{HEW} = \frac{HEW}{f} \times \frac{180}{\pi} \times 3600$$

c) *Echantillonnage de la PSF*

Il a été montré en I.B.2.b – pour une distance focale f fixée – que la résolution angulaire α était directement proportionnelle à la largeur de la PSF. Les capacités d'échantillonnage des tâches focales sur la surface du plan de détection vont donc constituer une limite pour la résolution de l'instrument.
Pour échantillonner un signal, le théorème de Nyquist-Shannon impose une fréquence d'échantillonnage qui soit au minimum le double de la fréquence maximale présente dans ce signal. Dans le cas d'un détecteur pixellisé, les valeurs de FWHM minimales pouvant être effectivement échantillonnées feront le double de la largeur d'un pixel. Cette condition lie les performances en imagerie du détecteur et du système optique.

L'enjeu est de disposer de pixels suffisamment petits pour échantillonner correctement la PSF sans amener une dégradation supplémentaire. A l'image des résolutions angulaires précédemment introduites, et avec des pixels séparés d'une distance p (en microns), la résolution angulaire du détecteur s'écrira :

$$\alpha_{DET} = \frac{p}{f} \times \frac{180}{\pi} \times 3600$$

Cette formule ne tient compte que des effets géométriques, et suppose qu'un photon ayant interagi à une position donnée du détecteur soit effectivement mesuré à cette position. Des effets ayant trait aux phénomènes physiques tels que les mécanismes de dépôt d'énergie, ainsi qu'au transport des porteurs de charge et/ou de l'induction du signal au sein du détecteur affecteront potentiellement la précision de localisation des interactions et pourront dégrader la résolution jusqu'à imposer une limite intrinsèque à cette dernière.

La réduction de la taille des pixels ou des subdivisions du plan de détection est une bonne solution pour assurer un échantillonnage correct de la PSF, et être ainsi uniquement dominé par les performances en imagerie du système optique. L'augmentation du nombre de chaines de détection ou de chaines spectroscopiques sur le plan de détection n'est cependant pas neutre et se heurte à des contraintes techniques comme les problèmes de thermique et de consommation déjà évoqués. En outre, les technologies utilisées dans les détecteurs et électroniques associées peuvent sérieusement compliquer la conception et l'utilisation des instruments.

d) Champ de vue

Le champ de vue A représente la portion du ciel visible par un télescope. Cette grandeur s'exprime sous la forme d'un angle solide par rapport à l'observateur, et est définie en stéradian (sr) ou en degré-carré. Comme la résolution angulaire, elle dépend fortement du système d'imagerie employé.
Dans le cas d'un système optique classique à focalisation, le champ de vue augmente lorsque le diamètre du miroir ou de la lentille focalisante s'accroit et lorsque la distance focale f se réduit :

$$A = \tan^{-1}\left(\frac{d_{lentille\ /\ miroir}}{f}\right)$$

3. Spectrométrie

En plus des capacités de détection et d'imagerie, la faculté de mesurer l'énergie des photons incidents est absolument essentielle pour discriminer et comprendre les différents phénomènes physiques produisant des rayons X ou gamma et décrits au chapitre 1. Les paramètres clés pour la spectrométrie sont la résolution en énergie, le seuil, et la dynamique du détecteur.

a) Résolution en énergie

La notion de résolution en énergie est primordiale pour décrire la qualité d'un spectromètre. A l'image de la résolution angulaire, la résolution en énergie décrit la capacité du système à mesurer finement l'énergie. Les propriétés intrinsèques (notamment quantiques) du matériau constituant le détecteur, ainsi que les diverses imperfections ou biais apparaissant à tous les niveaux de la chaine de mesure font que l'énergie déterminée par la mesure ne reflète pas nécessairement celle du photon ayant interagi, obéissant à une loi de probabilité normale centrée sur l'énergie de ce dernier.
On représente usuellement la réponse d'un spectromètre sous forme de « spectre » avec le nombre de coups mesurés dans un intervalle d'énergie en fonction de l'énergie centrée sur ce même intervalle (Figure I-5). Dans un hypothétique cas idéal où l'énergie serait parfaitement déterminée, deux sources

de photons monoénergétiques feraient apparaître sur le spectre deux pics de Dirac bien séparés. Quel que soit l'écart d'énergie entre ces deux pics, ils seraient toujours résolus.
Dans la pratique, les écarts entre la mesure expérimentale et l'énergie théorique des photons conduisent à un « étalement » des pics. Ainsi, pour des énergies trop proches les pics pourront partiellement se recouvrir, jusqu'à se retrouver confondus. La résolution en énergie sera donc l'écart d'énergie minimal entre deux photons nécessaire pour que ces derniers soient distingués.

La distribution des évènements dans les pics « réels » suit un profil Gaussien, dont l'écart-type σ permet d'exprimer la FWHM selon la formule :

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)}\,\sigma \approx 2{,}355\,\sigma$$

De manière analogue avec l'imagerie, la FWHM représente ici la largeur à mi-hauteur du pic des évènements autour d'une énergie donnée. Quantité de paramètres influent sur la résolution en énergie, mais celle-ci est intrinsèquement dépendante de l'énergie considérée ; on l'exprime donc toujours de manière absolue par rapport à une énergie donnée (en eV), ou en relatif (en % de l'énergie du pic).
La nécessité d'une FWHM la plus faible possible a déjà été évoquée, avec notamment l'exemple des raies d'émissions d'énergies proches issus des rémanents de supernovas ou encore pour la mise en évidence de l'effet Doppler ou du « red-shift », ces derniers se traduisant par de faibles variations de longueur d'onde des photons mesurés.

b) Dynamique de mesure

La dynamique en énergie d'un spectromètre définit l'intervalle d'énergies disponible pour l'observation (Figure I-5). Les sources produisant des émissions de rayons X et gamma font souvent intervenir plusieurs phénomènes en parallèle, qui rayonnent dans différentes gammes d'énergie. En reprenant l'exemple des émissions solaires (Figure II-8, chapitre 1), on a le rayonnement « thermique » résultat du chauffage des particules émettant dans la bande des 12-15 keV (basse énergie), ainsi que les émissions « non-thermiques » issues des mécanismes d'accélération/freinage à plus haute énergie (250-500 keV).

Une large dynamique d'observation permet ainsi de coupler des informations à basse et haute énergie, le tout dans un seul et unique instrument ; en plus d'un gain de place évident, cela facilite les calibrations croisées sur différentes longueurs d'onde.
La dynamique en énergie disponible est intrinsèquement reliée à l'efficacité de détection du matériau constituant le détecteur, qui joue sur les probabilités d'arrêt et de dépôt de l'énergie des photons. Le choix d'un matériau dense et épais permet d'augmenter ces probabilités mais peut se faire au détriment des performances spectrométriques et du bruit de fond. L'électronique de lecture du détecteur est aussi source de limitation de l'étendue de la gamme dynamique. L'ensemble constitué par la gamme dynamique désirée, la nature et l'épaisseur du matériau détecteur et performances du système de traitement du signal doit être optimisé.

Enfin, le seuil bas de détection revêt une importance capitale. Pour les instruments travaillant dans les domaines X-durs et gamma, ce seuil est généralement compris entre 2 et 10 keV. D'un point de vue observationnel, un seuil aussi bas que possible donne accès à davantage d'information (exemple des raies X à 6,92 et 6,93 keV issues de la désintégration β du Nickel 56 vers le Fer 56).

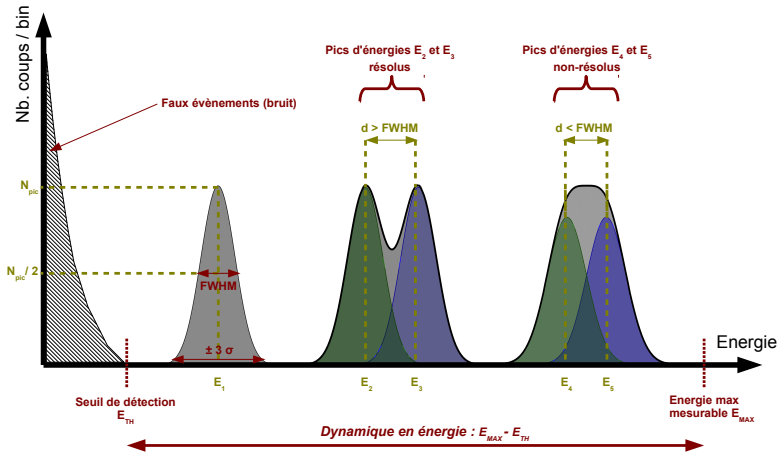

Figure I-5 : Exemple de spectre : l'axe des abscisses représente des subdivisions d'énergie (en sous-unités d'eV), et l'axe des ordonnées dénombre le nombre d'évènements (ou coups) compris dans chaque subdivision (*bin*). Un pic d'énergie aura classiquement un profil gaussien centré sur l'énergie du photon incident (ex. avec le pic autour de E_1). 99,7% des coups d'un pic seront compris dans un intervalle de ± 3σ autour de l'énergie initiale. Pour un nombre de coups maximal N_{pic}, la résolution en énergie (FWHM) correspondra à la largeur du pic à mi-hauteur ($N_{pic}/2$) et sera exprimée de manière absolue ou relative par rapport à l'énergie E_1. Des raies d'énergie E_2 et E_3 dont l'écart sera supérieur à la FWHM seront résolus par le spectromètre. Dans le cas contraire, les pics seront complètement confondus et les énergies trop proches (E_4 et E_5) non-résolues. La dynamique en énergie est l'écart entre l'énergie maximale mesurable et le seuil bas. Les coups en dessous du seuil ne correspondent pas à des photons, mais sont issus de déclenchements parasites de l'électronique.

En outre, un grand nombre de sources – que ce soit des trous noirs, des binaires X ou des restes de supernovas – ont un spectre d'émission suivant une loi de puissance décroissante avec l'augmentation de l'énergie (Figure I-6). Un seuil de mesure bas est ainsi intéressant pour augmenter la sensibilité de l'instrument, et résoudre plus rapidement des sources ayant une composante à basse énergie.

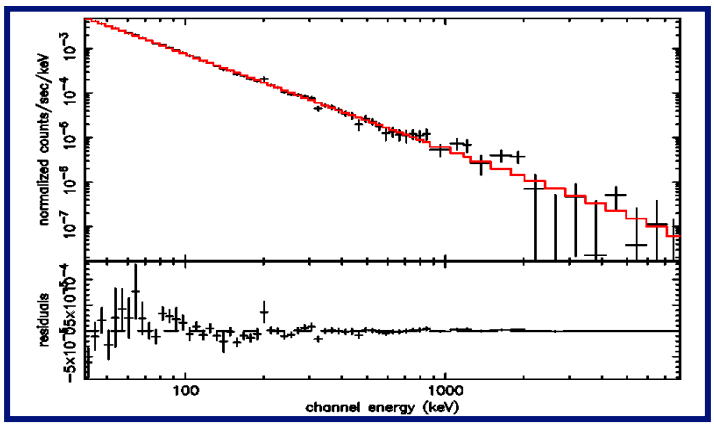

Figure I-6 : Spectre absolu du Crabe entre 40 keV et 8 MeV (mesure par l'instrument SPI d'INTEGRAL) [7].

Le seuil bas atteignable dépendra principalement de la qualité de l'électronique de lecture et de ses interconnexions avec le détecteur, et sera souvent liée aux niveaux de bruit électronique des chaines spectrométriques ou à des couplages entre les signaux (sur ISGRI/INTEGRAL, le seuil est limité par des « glitchs » analogiques dû aux signaux numérique). Les évènements mesurés sous ce seuil n'auront pas une origine physique, et constitueront un bruit de fond. Afin d'éviter de déclencher l'enregistrement des données sur ces « faux » évènements, l'usage de seuils réglables en dessous desquels les signaux seront ignorés est utile, et évite de saturer le système d'acquisition.

C. Techniques d'imagerie

Nous avons vu que les performances en imagerie d'un télescope étaient fortement dépendantes du système optique placé devant le plan de détection. En observation visible, ce rôle de « focalisation » des rayonnements est tenu par la lentille d'une lunette astronomique, ou le miroir d'un télescope.
Pour les longueurs d'onde qui nous intéressent, deux techniques majeures d'imagerie sont utilisées : de l'imagerie directe au travers de miroirs focalisant pour les rayons X, ou de l'imagerie indirecte via l'emploi de masque codés pour des énergies plus élevées.

A la différence de la lumière visible ou des longueurs d'onde inférieures, les rayons X sont difficiles à focaliser. Typiquement, un faisceau arrivant sur la surface métallique d'un miroir la traversera et sera dans la majorité des cas absorbé. Dans le cas unique où les rayons arriveraient en incidence rasante avec un angle inférieur à 1° par rapport à la surface, ces derniers seraient alors totalement réfléchis (Figure I-7). Cette limitation impose donc de travailler à de très faibles incidences pour focaliser les rayons X, excluant les miroirs paraboliques ou sphériques traditionnels.

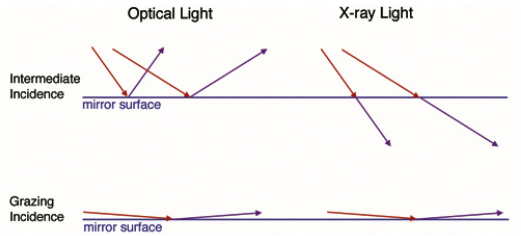

Figure I-7 : Exemple de réflexion de la lumière visible et des rayons X à incidence intermédiaire et rasante (« grazing incidence »). Source : NASA/Swift.

Des miroirs spécifiques sont réalisés pour tirer parti de cette propriété ; en particulier, la configuration dite de « Wolter I » [8] consiste en un miroir de forme conique combinant une section parabolique en entrée, prolongée d'une section hyperbolique (Figure I-8). Ce type de système est à « double réflexion » : le rayon arrivant avec une incidence θ par rapport à la première section parabolique est d'abord réfléchi par cette dernière et dirigé vers une seconde surface de type hyperbolique avant d'être dirigé vers le plan focal où se trouve le détecteur (foyer des deux miroirs), d'une surface nettement plus réduite que l'ouverture du télescope.

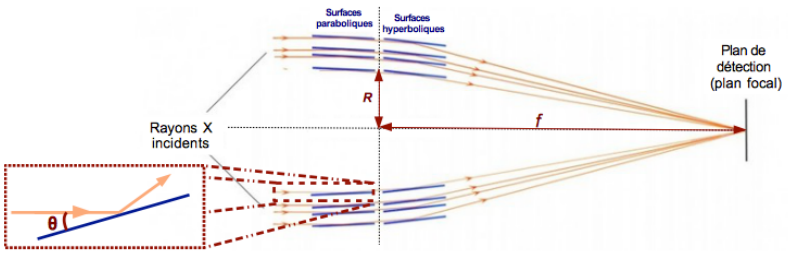

Figure I-8 : Schéma de principe d'un miroir X à double réflexion de type Wolter I. Les différentes couches imbriquées permettent d'augmenter la surface efficace de collection des rayons X arrivant en incidence rasante. Image d'origine : Nustar [9].

La distance focale f et le rayon R du miroir de Wolter se définissent par rapport à la jonction entre les parties parabolique et hyperbolique. L'angle d'incidence θ est relié à ces deux grandeurs par la formule :

$$\tan 4\theta = \frac{R}{f}$$

La limite d'un tel dispositif est sa très faible surface de collection, puisque ne sont focalisés que les rayons X dont les angles d'incidence se situent dans un intervalle très restreint. Cette surface peut se

matérialiser sous la forme d'un fin anneau entourant l'axe optique. Pour maximiser la surface de collection du télescope, l'idée est d'imbriquer plusieurs miroirs de différents rayons les uns dans les autres tout en conservant la distance focale. Disposés de manière très rapprochée, ces miroirs remplissent l'essentiel de l'ouverture de l'instrument hormis une petite surface localisée à proximité de l'axe optique. Les schémas des Figure I-8 et Figure I-9 illustrent ce type de montage couramment utilisé dans les missions d'astronomie X passées et futures ; on peut citer par exemple la mission Chandra (1999) [2] qui embarquait 4 paires de miroirs imbriqués, NuSTAR (2012) [9] avec ses 133 miroirs, ou encore la future mission Astro-H (2015) [10] qui en embarquera 235.

(a) (b) (c)

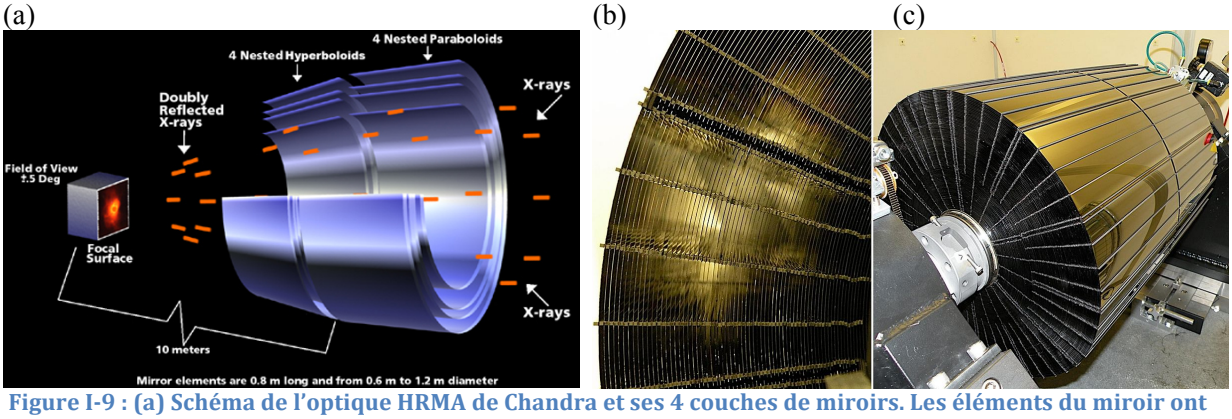

Figure I-9 : (a) Schéma de l'optique HRMA de Chandra et ses 4 couches de miroirs. Les éléments du miroir ont une longueur totale de 84 cm pour un diamètre maximal de 1,2 m. A cause des angles d'incidence très faibles, la convergence des photons sur le plan focal se fait sur une grande distance, ici près de 10 m. (b) Photo du système optique de focalisation de NuSTAR vu de face. Les minces couches de miroirs concentriques sont visibles, avec des sections séparées par des éléments en graphite. (c) Photo de l'ensemble du système optique de NuSTAR. Les sections paraboliques et hyperboliques sont visibles, ainsi que la large fenêtre d'entrée de l'instrument. La longueur de l'optique est de 47,2 cm pour un diamètre de 19,1 cm et une masse de 31 kg. La distance focale du télescope assemblé est de 10 m.

On définit un angle critique θ_C au delà duquel un miroir Wolter I ne réfléchit plus les rayons X. La valeur de cet angle est inversement proportionnelle à l'énergie du rayon X, et dépend aussi de la densité ρ du matériau composant la surface du miroir.
Si l'on reprend l'exemple de l'optique de Chandra qui utilise des matériaux comme l'iridium pour les surfaces réfléchissantes, l'angle critique est de 0,25° à 20 keV et décroit rapidement vers les hautes énergies, avec seulement 0,07° à 70 keV.
De même, la surface de collection S_{coll} d'un tel télescope dépendant de θ_C, de la réflectivité η_R du miroir et de la distance focale f, elle connait aussi une dégradation rapide avec l'augmentation de l'énergie [11] : l'efficacité de collection est ainsi divisée par 8 entre 0,25 keV et 8 keV, passant de 800 cm^2 à 100 cm^2. Ce genre de télescope est donc plutôt conçu pour l'étude des rayons X mous (Chandra travaillant dans la bande 0,1 – 10 keV).
L'équipe responsable de la mission NuSTAR a cependant réussi à repousser les limites des télescopes focalisant les rayons X jusqu'à 79 keV, donnant accès à une grande dynamique spectrale par rapport aux miroirs Wolter I sensibles jusqu'à approximativement 10 keV. Pour cela, plusieurs matériaux réfléchissants ont été employés simultanément dans une optique « multicouches », chaque couche étant dédiée à la réflexion d'une partie du spectre des rayons X. Jusqu'à 10 combinaisons de matériaux sont utilisées, combinant principalement tungstène, silicium, platine, carbone et carbure de silicium. La surface collectrice est ici typiquement de 847 cm^2 à 9 keV et seulement réduite à 60 cm^2 à 78 keV, ce qui représente une perte d'efficacité avec l'énergie bien plus progressive comparée à l'optique de Chandra.
Les missions et projets de mission Astro-H et Simbol-X [3] ont également mis en œuvre des techniques comparables sur les optiques de type Wolter I pour permettre la focalisation des rayons X jusqu'à 80 keV avec une perte de surface collectrice limitée.

La nécessité de travailler avec des incidences très faibles sur les miroirs impose de grandes distances focales pour les optiques. Ces grandeurs sont en général de l'ordre de la dizaine de mètres : 7,5 m sur

l'optique de XMM Newton, 10 m pour Chandra et NuSTAR, 12 m pour Astro-H ou encore 20 m pour Simbol-X. Comme montré en I.B.2, l'augmentation de la distance focale se traduira par une meilleure résolution angulaire.

Les résolutions angulaires données pour les instruments majeurs focalisant les rayons X dépendent des énergies de référence et les valeurs données sont généralement de l'ordre de la dizaine de secondes d'arc. On a ainsi une excellente résolution de seulement 0,5 arcsec pour Chandra, 15 arcsec sur XMM-Newton, 58'' et 18'' pour NuSTAR (HEW et FWHM respectivement) et 20'' HEW pour le projet Simbol-X. Le télescope à bord de la mission Astro-H se situe en deçà de ces performances, avec une résolution angulaire typique de 1,7 minute d'arc HEW.
Pour une focale de 10 m et une résolution angulaire de 18 arcsecondes FWHM (configuration de NuSTAR), la taille de la tâche focale correspondante sera typiquement de 0,9 mm. Un plan de détection au pas divisé par deux par rapport à cette valeur est donc requis pour l'échantillonnage correct de cette tache focale (0,498 mm dans le projet retenu). La résolution spatiale propre au détecteur constitue donc un paramètre important à améliorer, à même de pouvoir encore accroitre les performances en imagerie des télescopes reposant sur la focalisation des rayons X.
De plus, l'utilisation d'une technique de focalisation des rayons X permet d'augmenter le rapport signal sur bruit en dissociant la surface efficace de collection S_{coll} de la surface de détection S_{det} beaucoup plus réduite. La sensibilité est ainsi accrue, au détriment cependant du champ de vue (quelques minutes d'arc^2, soit en général moins d'un degré^2). L'instrument nécessitera donc d'être repointé plusieurs fois pour couvrir sa région d'observation.

D'un point de vue « système », la mise en ouvre de ces télescopes spatiaux – et notamment la réalisation de leurs grandes focales – se fait d'un seul bloc (Chandra ou XMM Newton, Figure I-10 (a)), par l'utilisation d'un mât déployable (Astro-H ou NuSTAR, Figure I-10 (b)), ou encore via l'utilisation de deux satellites volant en formation avec un bloc de focalisation et un bloc de détection (Simbol-X, Figure I-10 (c)).

(a) (b) (c)

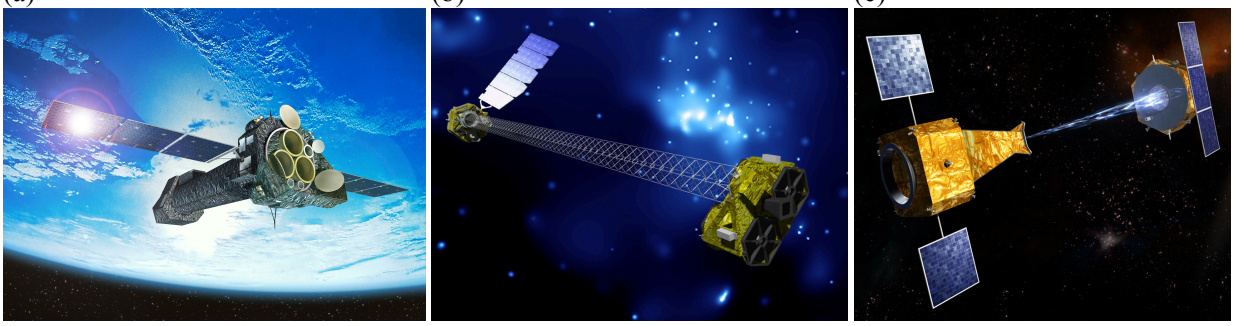

Figure I-10 : Vues d'artistes de télescopes à focalisation de rayons X : (a) XMM Newton (focale de 7,5 m, avec 3 miroirs à incidence rasante), (b) NuSTAR (focale de 10 m via un mât déployable), (c) Simbol-X (focale de 20 m, via un vol en formation).

Pour des rayons d'énergie supérieure à la centaine de keV, les miroirs X – y compris les plus évolués – ne sont plus employables. La focalisation des rayons devenant impossible, une technique d'imagerie dite « indirecte » par masques codés est utilisée et présentée en annexe 1. Cette dernière a toutefois des performances en termes de sensibilité et résolution angulaire inférieures aux systèmes à focalisation, avec notamment des surfaces de collection équivalentes aux surfaces de détection.

Par ailleurs, les développements instrumentaux autour des télescopes à masque codé atteignent leurs limites, les potentiels gains en sensibilité et en résolution angulaire nécessitant des aménagements incompatibles avec des applications spatiales (notamment à cause des dimensions requises pour les surfaces de collecte et de détection, du poids et de la puissance nécessaire pour un tel système).

D. Les missions d'astronomie X et gamma

La Table 1 présente un résumé des principales caractéristiques d'instruments contemporains opérant dans le domaine des rayons X-durs ainsi que le projet de mission SIMBOL-X (récemment annulé). Tous les instruments listés ont en point commun le fait d'embarquer des plans de détection en CdTe.

	INTEGRAL / IBIS [12, 13]	SIMBOL-X [3]	NuSTAR [14]	ASTRO-H / HXI [10]
Système optique	Masque codé	Miroir X	Miroir X	Miroir X
Gammes d'énergies	15 keV – 10 MeV	0,5 keV – 80 keV	3 keV – 79 keV	5 keV – 80 keV
Surface de collecte	2600 cm^2	100 cm^2 (à 70 keV)	60 cm^2 (à 60 keV)	300 cm^2 (à 30 keV)
Résolution en énergie (FWHM)	9% à 100 keV	<1,3 keV à 68 keV < 150 eV à 6 keV	0,9 keV à 60 keV	< 1 keV
Champ de vue à 30 keV	8,3°×8° (totalement codé) 29,1°×29,4° (total)	12'	10'	9'
Résolution angulaire	12' (FWHM)	20'' (HEW)	18'' (FWHM) 58'' (HEW)	1,7' (HEW)
Distance focale	3,2 m	20 m	10 m	12 m

Table 1 : Paramètres clés d'une sélection d'instruments opérant dans le domaine des rayons X-durs et gamma (missions ou projets de mission) et embarquant des plans de détection en CdTe ; INTEGRAL (2002), SIMBOL-X (projet), NuSTAR (2012) et ASTRO-H (2015) [15].

Les très hautes résolutions angulaires permises par les systèmes optiques à base de miroirs X ressortent particulièrement. L'augmentation continue de la sensibilité et des performances en imagerie est un véritable enjeu pour le développement des futures missions.

II. Le CdTe comme semi-conducteur de choix pour l'astronomie X et γ

Les besoins en spectrométrie ainsi que les niveaux de performances en imagerie attendus sur les plans de détection des rayons X durs et gamma nécessitent l'emploi de technologies adaptées, et en outre compatibles avec les exigences du spatial. A ce titre, les détecteurs semi-conducteurs à base de CdTe sont employés dans un nombre croissant de télescopes spatiaux depuis près d'une dizaine d'années, et demeurent de très sérieux compétiteurs pour les futures missions d'astronomie X.
Je donnerai tout d'abord quelques éléments sur les interactions rayonnement matière, puis j'expliquerai dans cette section en quoi les semi-conducteurs se démarquent pour ce type d'applications, les avantages particuliers du CdTe et le principe global de fonctionnement de tels détecteurs ainsi que les manières de réaliser des imageurs.

A. Interactions rayonnement / matière

Les rayons X et gamma constituent des rayonnements ionisants, à même d'éjecter des électrons de la matière avec laquelle ils interagissent. La majorité des détecteurs et spectromètres utilisent ce principe de transfert de l'énergie vers des charges électriques pour observer et mesurer l'énergie des photons.

Trois processus dominent dans l'interaction de ces rayons avec la matière : l'effet photoélectrique, l'effet Compton, et la production de paires.

- **Effet photoélectrique :** un photon incident d'énergie hv (rayons X de plutôt faibles énergies) interagit avec un électron des couches profondes d'un atome (couches K, L ou M). Son énergie est totalement absorbée lors de l'interaction, et l'électron (appelé « photoélectron ») est libéré avec une énergie $E_{e^-} = hv - E_b$, E_b représentant l'énergie de liaison de l'électron. Le photoélectron dépose ensuite son énergie lors d'interactions colombiennes inélastiques à faible distance avec les autres électrons du matériau. Dans le cas d'un détecteur à semi-conducteur, il ionisera le milieu et créera un nombre de charges libres proportionnel à son énergie.
  En parallèle, l'arrachement d'un électron aux couches internes de l'atome suite à un effet photoélectrique laissera une lacune dans cette couche. Cet état instable sera comblé par un électron des couches supérieures qui viendra occuper ce niveau, en libérant son surplus d'énergie.
  La transition peut être non-radiative ou radiative. Dans le premier cas, l'atome se désexcite en libérant un électron de ses couches supérieures dit électron d'Auger, rapidement absorbé par le matériau.
  Pour le second cas, c'est un photon de fluorescence X qui est émis. En raison de son faible parcours (dû à sa faible énergie), ce photon est facilement réabsorbé par effet photoélectrique, auquel cas la totalité de l'énergie hv du photon initial aura été transférée dans le milieu. A l'inverse, si ce photon de fluorescence s'échappe du détecteur, l'énergie mesurée sera égale à $hv - E_t$, avec E_t correspondant à l'énergie de transition. Sur le spectre, cela conduira à l'observation de raies d'échappement. La Table 2 représente les énergies de transition les plus probables pour le cadmium et le tellure.

	Cd (Z=48)	Te (Z=52)
$K_{\alpha 1}$ (transition couche K – L3)	23,17 keV	27,47 keV
$K_{\alpha 2}$ (transition couche K – L2)	22,98 keV	27,20 keV

Table 2 : Energies de transition les plus probables pour les cortèges électroniques du Cd et du Te. Ces énergies seront à l'origine de pics d'échappement sur les spectres.

L'effet photoélectrique est le processus d'interaction dominant pour les rayons X et gamma de faible énergie. Il est d'autant plus probable que le numéro atomique Z du matériau du détecteur est élevé.
Sa section efficace σ_τ est ainsi décrite en fonction de Z et de l'énergie hv, avec :

$$\sigma_\tau \propto Z^{4,5}\, hv^{-3}$$

- **Effet Compton :** le photon incident - de plus haute énergie - interagit avec un électron faiblement lié du matériau et l'éjecte du cortège électronique, mais ne lui communique qu'une fraction de son énergie, soit $E_e < hv$. Cet « électron Compton » est diffusé selon un angle ϕ par rapport à la direction du photon incident.
  En parallèle, le photon initial n'a pas disparu et se retrouve lui aussi diffusé selon un angle θ et avec une énergie « résiduelle » inférieure à hv (Figure II-1), qui s'écrit :

$$hv' = \frac{hv}{1 + \frac{hv}{mc^2}(1 - \cos\theta)}$$

Avec mc^2 représentant ici l'énergie de masse de l'électron (511 keV). Au final, l'énergie du photon incident est répartie entre l'électron Compton et le photon diffusé, avec $hv = hv' + E_e$. Ces deux particules peuvent prendre des valeurs d'énergie continues, qui ne dépendent que de l'angle de diffusion du photon sur l'électron du cortège électronique.

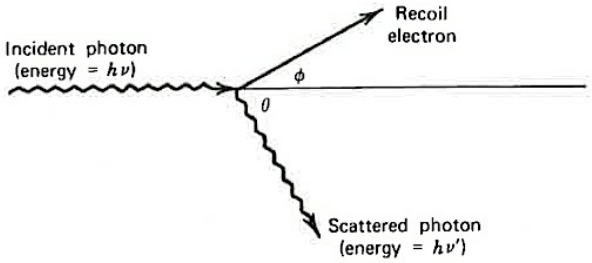

Figure II-1 : Schéma de principe de la diffusion Compton. L'énergie du photon incident se répartit de manière continue entre un photoélectron diffusé avec un angle ϕ, et un photon diffusé avec un angle θ. Source : [16].

Le maximum d'énergie pouvant être emporté par l'électron Compton correspond à un minimum d'énergie sur le photon diffusé, ce qui est atteint pour un angle θ égal à π (rétrodiffusion du photon). Cette énergie limite E_c s'écrit alors :

$$E_c = \frac{h\nu}{1 + \frac{mc^2}{2h\nu}}$$

Comme pour l'effet photoélectrique, cet électron perd son énergie par ionisation dans le milieu. Le photon diffusé peut quand à lui subir d'autres interactions, comme des effets Compton supplémentaires ou photoélectriques.
Les distances parcourues par ce dernier dans le matériau peuvent être importantes. En supposant qu'il « sort » du détecteur ou qu'il est détecté plus tard, on obtient classiquement le spectre en énergie de la Figure II-2. Pour une énergie initiale E, une partie des photons interagit par effet photoélectrique et donne sur le spectre un pic d'absorption totale. Dans le cas d'interactions Compton, il apparaît un continuum d'énergie entre 0 et E_c, dû à la fraction d'énergie communiquée à l'électron. La position E_c sur le spectre, correspondant à l'énergie maximale déposée par effet Compton, est appelée « front Compton ».

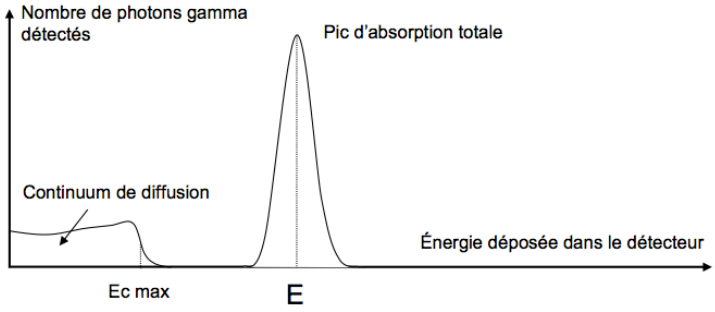

Figure II-2 : Exemple de spectre en énergie obtenu pour des interactions photoélectriques (pic d'absorption totale d'énergie E) et pour des interactions Compton (continuum de diffusion, d'énergie maximale E_c correspondant au « front Compton »).

La section efficace σ_Σ correspondante est de la forme :

$$\sigma_\Sigma \propto Z\, h\nu^{-1}$$

L'effet Compton est, par nature, un processus peu favorable pour mesurer précisément l'énergie d'un photon X ou gamma. Il est bien sur possible dans certaines configurations de reconstruire l'énergie initiale à partir de l'énergie déposée sur l'électron Compton et des interactions secondaires du photon diffusé, mais le risque que la particule secondaire s'échappe du détecteur est élevé, tout comme leur mise en œuvre qui est nettement plus

complexe comparée au cas « simpliste » de l'effet photoélectrique où toute l'énergie du photon est directement transférée au détecteur.

- **Création de paires électron/positon :** Ce mode d'interaction ne se manifeste que pour les plus hautes énergies, au delà de la dynamique traditionnellement considérée pour nos instruments. Pour des énergies sur le photon incident supérieures à 1,022 MeV (soit deux fois l'énergie de masse d'un électron), ce dernier peut se convertir dans le milieu en une paire électron/positon. L'ensemble de son énergie est convertie en énergie de masse pour l'électron et le positon, et le surplus en énergie cinétique.
  Ces deux particules se propagent en perdant progressivement de l'énergie cinétique. A une énergie de l'ordre du keV, le positon s'annihile avec un électron du milieu par réaction inverse, conduisant à l'émission de deux photons gamma de 511 keV dans des directions opposées, proches de 180°. Ces derniers peuvent, à leur tour, faire des interactions secondaires dans le milieu par effet photoélectrique ou Compton.
  Les énergies en jeu correspondent au domaine des rayons gamma, et nécessitent des volumes de détection importants pour absorber la totalité de l'énergie des sous-particules. La section efficace de l'effet de création de paires est proportionnelle à Z^2.

Il est clair que l'effet photoélectrique est l'interaction la plus souhaitable, avec des photons déposant leur énergie en totalité et de manière ponctuelle dans le détecteur. Les gammes d'énergie d'intérêt ici, favorisent plutôt l'effet photoélectrique de part leurs faibles valeurs d'énergie.
Le diagramme de prédominance de chacun de ces trois effets est représenté à la Figure II-3, en fonction de l'énergie du photon incident et du numéro atomique Z du matériau constituant le détecteur. Les frontières entre ces différents domaines dépendent du numéro atomique, et le choix de ce dernier est directement guidé par le type d'interaction recherché aux énergies considérées. On constate par exemple que le silicium est bien adapté à la mesure de faibles énergies jusqu'à environ 60 keV, alors que le germanium permet de prolonger l'effet photoélectrique jusqu'à plus de 100 keV. Le choix d'un matériau comme le CdTe – de numéro atomique élevé – assure la prédominance de l'effet photoélectrique jusqu'à environ 300 keV est constitue donc, en l'absence de toutes autres considérations, un choix très pertinent pour la mesure de l'ensemble de la gamme des rayons X durs pour lesquels les énergies peuvent atteindre les quelques centaines de keV.

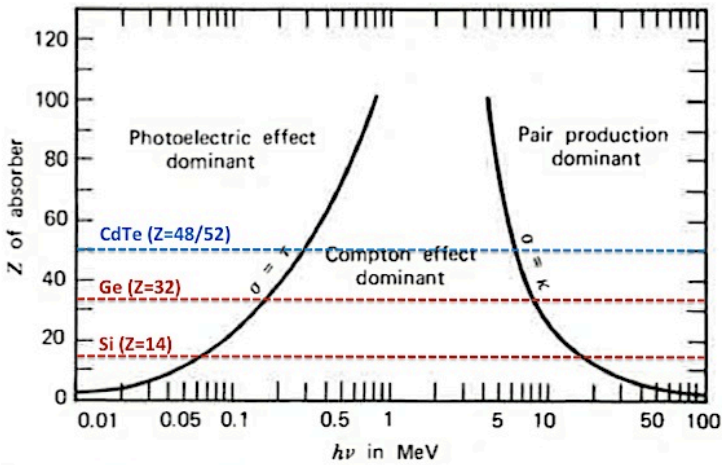

Figure II-3 : Représentation du type d'interaction dominante (effet photoélectrique, Compton ou création de paires) en fonction de l'énergie des photons incidents et du numéro atomique *Z* du matériau constituant le détecteur. Le choix d'un matériau de numéro atomique élevé est de nature à favoriser l'effet photoélectrique à basse énergie. Source : [16].

Par ailleurs, des matériaux de numéro atomique élevé et de haute densité permettent de réduire de manière importante les distances d'absorption moyennes des photons X dans le détecteur (qui dépendent des sections efficaces d'interaction des différents processus). Cela assure des efficacités de détection importantes sur des détecteurs d'épaisseur modeste.

B. Introduction aux semi-conducteurs

Un semi-conducteur est un solide cristallin, qui se distingue des isolants et conducteurs par son diagramme de bandes d'énergie. Une représentation schématique de ces derniers est donnée à la Figure II-4.
La structure périodique de ces matériaux fait que les électrons ne peuvent occuper que des niveaux dans des bandes d'énergie bien définies. Deux bandes sont d'un intérêt particulier : la bande de valence (délimitée par l'énergie E_V) qui correspond aux électrons des couches supérieures impliqués dans les liaison covalentes du cristal, et la bande de conduction (délimitée par l'énergie E_C), pour laquelle les électrons peuvent circuler librement dans le réseau cristallin et contribuer à la conductivité du matériau.

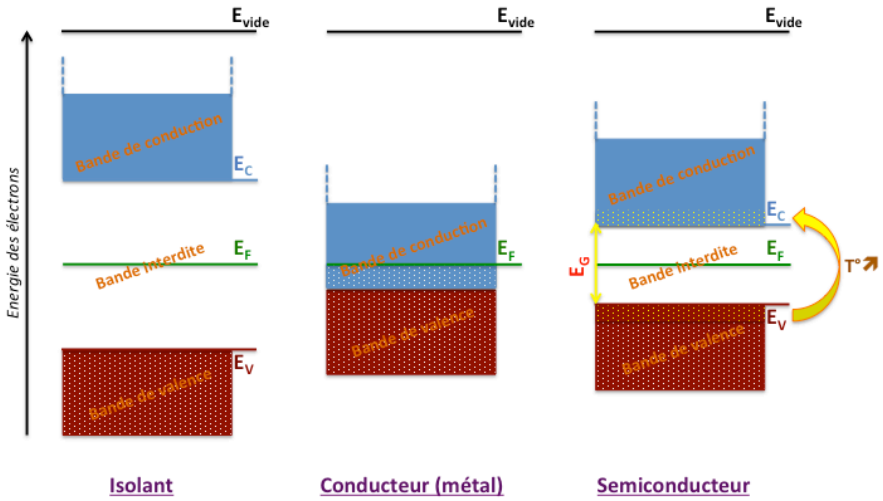

Figure II-4 : Diagrammes de bandes d'énergie simplifiés pour les électrons de valence d'un isolant, d'un conducteur (comme un métal) ou d'un semi-conducteur, pour T=0 Kelvin. L'énergie de bande interdite (*gap*) E_G est définie comme la différence entre l'énergie du bas de la bande de conduction et l'énergie maximale de la bande de valence. Dans le cas d'un semi-conducteur, la bande interdite est suffisamment réduite pour permettre – suite une excitation thermique – le passage d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction, rendant le matériau partiellement conducteur.

Pour un isolant, ces deux bandes d'énergie sont séparées par une large « bande interdite » (de plus de 5 eV), qui empêche tout électron de la bande de valence de passer dans la bande de conduction. Il en résulte une conductivité électrique nulle, y compris à hautes températures.
Dans un conducteur (comme un métal), les bandes de valence et de conduction forment quasiment un continuum. Le niveau de Fermi E_F, correspondant à une probabilité d'occupation (éventuellement virtuelle) de ½ à la température du zéro absolu, est situé dans la bande de conduction ; quelle que soit la température, des électrons libres seront disponibles dans cette bande d'énergie est assureront la conductivité électrique du métal.

Le diagramme en bandes d'un semi-conducteur ressemble assez à celui d'un isolant, avec les bandes de valence et de conduction séparées par une bande d'énergie interdite dans laquelle aucun niveau d'énergie n'est disponible pour les électrons. Toutefois, la largeur E_G (« gap ») de cette bande interdite est assez faible (en comparaison des isolants) pour permettre le passage d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction, à la condition que ces derniers aient acquis suffisamment d'énergie.

Ce gain d'énergie peut – entre autres – provenir de l'excitation thermique des électrons. Ainsi, à une température proche du zéro absolu, la bande de valence d'un semi-conducteur est remplie et sa bande de conduction complètement vide ; il se comporte en tout point comme un isolant. Avec l'augmentation de la température, une fraction des électrons de la bande de valence peut gagner

suffisamment d'énergie pour passer dans la bande de conduction et rendre le cristal légèrement conducteur. La conductivité d'un semi-conducteur dépend donc intrinsèquement de la température.
A noter également que les électrons se déplaçant librement dans la bande de conduction ont laissé des lacunes dans la bande de valence (des « trous », notés h^+). De manière analogue au mouvement des électrons, le mouvement de ces porteurs libres de charge positive dans la bande de valence est aussi responsable du courant électrique traversant un semi-conducteur.

Lors de l'interaction d'un rayon X dans le cristal, l'électron produit suite à un effet photoélectrique ou Compton perd son énergie en ionisant le matériau. Il créé ainsi un ensemble de porteurs libres dans le semi-conducteur sous la forme d'un nuage de paires électron/trou, dont le nombre est proportionnel à l'énergie déposée. Sous l'effet d'un champ électrique, ces charges peuvent migrer dans des directions opposées et induire un courant électrique mesurable.

L'intérêt d'un solide semi-conducteur pour la détection apparaît clairement au regard des propriétés évoquées précédemment ; l'énergie requise pour amener des porteurs libres dans la bande de conduction d'un isolant est bien trop élevée et ne conduira qu'à un nombre réduit de paires e^-/h^+, sans signal détectable. A l'inverse, il sera impossible dans un conducteur de discerner les porteurs libres intrinsèquement présents de ceux qui auraient été créés par une interaction.

C. Principe de fonctionnement

Un photoélectron va créer dans le semi-conducteur un nombre de paires électron/trou proportionnel à son énergie. Par exemple, dans le cas d'un cristal de CdTe, l'énergie w de création d'une paire e^-/h^+ est de 4,42 eV. La largeur de bande interdite E_G vaut quant à elle 1,51 eV, soit près de 3 fois moins. La différence vient du fait que, en plus d'apporter l'énergie nécessaire au passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction (et inversement, au passage d'un trou de la bande de conduction à la bande de valence), une partie de l'énergie du photoélectron est convertie sous forme de phonons (vibrations du milieu cristallin).

Le nombre N_0 de paires électron/trou crées par un photon d'énergie E, ayant déposé toute son énergie dans le cristal, est donc :

$$N_0 = \frac{E}{w}$$

Un photon de 59,54 keV issu de la décroissance radioactive d'une source de ^{241}Am créera ainsi environ 13471 paires e^-/h^+ dans le CdTe.

La plupart des détecteurs à base de CdTe couramment utilisés comportent un cristal monolithique d'environ 1 cm^2 de surface et d'une épaisseur de l'ordre de quelques millimètres. Ces dimensions limites tiennent principalement aux difficultés de fabrication de larges cristaux comportant un minimum de défauts, et à la grande fragilité de ce matériau. Chaque face du détecteur est équipée d'un contact métallisée, qui peut être plein ou segmenté (électrodes planaires ou strippées / pixellisées). La Figure II-5 donne une représentation schématique d'un détecteur planaire et de son principe de fonctionnement.

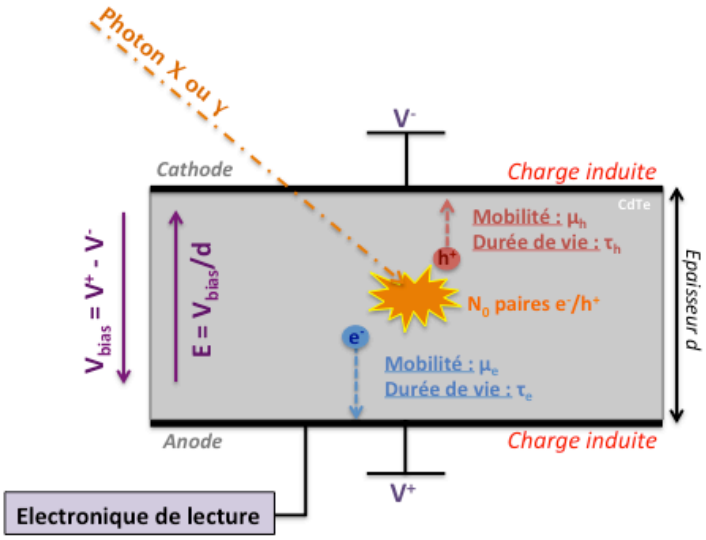

Figure II-5 : Schéma d'un détecteur CdTe planaire : sous l'interaction d'un photon, un nombre N_0 de paires électron / trou sont créées et migrent vers les électrodes sous l'influence du champ électrique appliqué, induisant au cours du temps une charge image sur chaque électrode. Une électronique de lecture dédiée connectée à une électrode (ici l'anode) permet de mesurer la charge et remonter à l'énergie déposée.

Un champ électrique $\boldsymbol{E}$ est créé suite à l'application d'une différence de potentiel V_{bias} entre les deux électrodes (électrode positive V^+ et électrode négative V^-, respectivement appelées « anode » et « cathode »). Les tensions en jeu sont de l'ordre de quelques centaines de volts par millimètre. Dans le cas d'un détecteur planaire d'épaisseur d, le champ est uniquement orienté perpendiculairement aux contacts et sa norme s'écrit :

$$E = \frac{V_{bias}}{d}$$

Le rôle de ce champ électrique est double :

- Il permet de mettre en mouvement les électrons et trous créés par une interaction dans le détecteur, et de les faire migrer respectivement vers l'anode et la cathode où ils seront collectés.

- En l'absence de rayonnement électromagnétique interagissant avec le détecteur, il chasse les porteurs de charges libres régulièrement générés dans le semi-conducteur par excitation thermique, créant une zone vide de charges libres appelée « zone de déplétion ». De ce fait, l'ensemble des paires électron/trou collectées proviendra de l'interaction d'un photon, et exclusivement. La zone de déplétion correspond au volume du détecteur réellement sensible aux photons.

Le transport des porteurs de charges dans un cristal semi-conducteur sous l'influence d'un champ électrique est caractérisé par leur mobilité μ. La vitesse moyenne de dérive des électrons et trous s'écrit ainsi :

$$v_{e/h} = \mu_{e/h} \cdot E$$

La mobilité est un paramètre intrinsèque au matériau, et résulte des multiples collisions qui ont lieu entre les porteurs libres et les mailles du cristal qui limitent leur vitesse de migration. Par ailleurs, elle n'est pas identique pour les différents types de porteurs de charges ; la mobilité des trous est ainsi bien plus faible que celle des électrons, avec typiquement un facteur 10 d'écart entre μ_e *et* μ_h (respectivement 950 et 80 $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$ dans l'exemple du CdTe).

Evidemment, une forte mobilité se traduira en un temps de collecte réduit des charges sur les électrodes. Un autre moyen de réduire ce temps de collecte est d'augmenter la tension de polarisation V_{bias}, mais ce choix n'est pas neutre en ce qui concerne le courant de fuite – autre paramètre limitant des détecteurs semi-conducteurs (cf. II.D).

Ce n'est pas l'arrivée des porteurs de charges sur les électrodes de collecte du détecteur qui génère le signal, mais bel et bien leur mouvement qui induit, par influence électrostatique, une charge image sur chacune des deux électrodes. Ainsi, le déplacement sous l'influence du champ électrique des électrons vers l'anode et des trous vers la cathode s'accompagne d'une variation de la charge induite au cours du temps, et par conséquent de la génération d'un courant induit mesurable.
A l'issue de la migration, les charges libres se recombinent sur les électrodes avec les charges images de signe opposé et disparaissent. Durant le transport – et en l'absence de tout autre effet – une charge électrique de valeur absolue $q \cdot N_0$ a été induite identiquement sur la cathode et sur l'anode. On la mesure via une électronique de lecture dédiée connectée sur l'une des électrodes, et dont le rôle sera d'intégrer le courant induit pour remonter à la charge totale.
La Figure II-6 présente un exemple du profil temporel de la charge induite à l'anode d'un détecteur CdTe de 0,75 mm d'épaisseur polarisé avec une tension V_{bias} de 200 V. Un photon de 72 keV interagissant dans le volume par effet photoélectrique créé environ 16290 paires e^-/h^+, ce qui correspond à une valeur absolue de charge $q \cdot N_0$ sur les électrons libres du cristal (et la même valeur pour la charge totale emportée par les trous). Au fur et à mesure que les électrons se rapprochent de l'anode (et que les trous s'en éloignent), une charge positive est induite progressivement sur cette dernière, et sa valeur résulte de la sommation de la contribution de l'ensemble des porteurs de charges. En terme de courant électrique, cela se traduit par un courant « entrant » dans le détecteur au niveau de l'anode (sortant de l'électronique de lecture). La forme du signal induit fait classiquement apparaître deux régimes successifs : dans un premier temps (de l'ordre de la dizaine de nanosecondes), la grande mobilité des électrons fait qu'ils induisent rapidement leur signal, jusqu'à leur recombinaison à l'anode. A ce stade, le signal total est donc essentiellement un signal d'électrons, les trous n'y ayant contribué que minoritairement en raison de leur mobilité nettement plus faible. A partir de ce point, la charge totale induite ne dépend plus que du mouvement des trous et son évolution est par conséquent beaucoup plus lente. L'induction du signal cesse quand les trous sont collectés à la cathode, en quelques centaines de nanosecondes. Au final, la charge totale induite en fin de migration vaut près de $q \cdot N_0$, directement proportionnelle à l'énergie déposée par le photon ayant interagi. On notera que la contribution des électrons et trous à la charge totale induite n'est pas nécessairement équilibrée, et dépend de la position d'interaction (mais pas uniquement, cf. III.B).

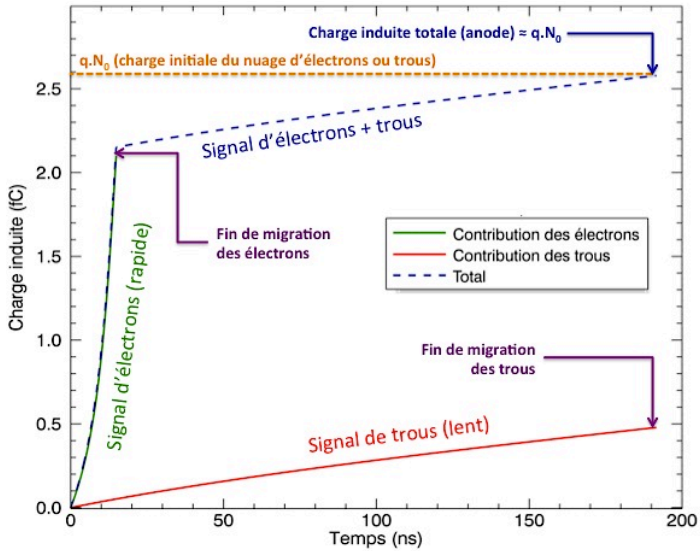

Figure II-6 : Evolution temporelle de la charge induite sur un pixel de l'anode, pour un détecteur monocristal à anodes segmentées. Le signal total est la somme de la contribution des électrons et des trous, pas forcément équilibrée (cf. détails et modèle au chapitre 5).

Un autre paramètre essentiel relatif aux propriétés de transport et d'induction du signal par les porteurs de charges est leur durée de vie (ou constante de temps) τ, qui représente la durée moyenne durant laquelle un porteur demeure libre dans le semi-conducteur. La définition de cette grandeur vient du fait que les électrons et trous ont des durées de vie limitées dans le cristal, et qu'une partie d'entre eux est susceptible d'être perdue lors de la migration vers les électrodes. Dans les faits, cela se produit lorsqu'ils rencontrent des impuretés ou des défauts du cristal qui agissent comme des puits de potentiel (pièges) ou des centres de recombinaison. Comme pour la mobilité, les constantes de temps des électrons et trous diffèrent, et dépendent de la nature du matériau semi-conducteur considéré.

Les conséquences sur le signal total induit seront de deux natures :

- En premier lieu, suite à la perte d'une fraction plus ou moins importante des porteurs de charges libres lors du transport vers les électrodes, l'induction du signal ne sera que partielle. La charge totale induite en fin de migration sera donc inférieure à $q \cdot N_0$, altérant la précision de la mesure de l'énergie, et par conséquent la résolution spectrale de l'instrument.

- Aussi, le fait que les électrons et trous aient des mobilités et durées de vie différentes conduira à un signal induit dépendant de la profondeur d'interaction dans le détecteur. Cet aspect est particulièrement problématique pour la spectrométrie fine, car les positions d'interaction des photons dans le volume sont aléatoires et des inhomogénéités dans les propriétés d'induction du signal tendront aussi à dégrader la mesure de l'énergie.

La charge totale Q_{ind} induite dans un détecteur plan d'épaisseur d et polarisé à une tension V_{bias} est donnée par la relation de Hecht :

$$Q_{ind} = qN_0 \frac{V_{bias}}{d^2}\left[\mu_e\tau_e\left(1 - exp\left(-\frac{t_e}{\tau_e}\right)\right) + \mu_h\tau_h\left(1 - exp\left(-\frac{t_h}{\tau_h}\right)\right)\right]$$

Avec t_e et t_h, respectivement le temps de collecte des électrons et trous sur les électrodes. La relation de Hecht n'est pas une expression générale pour quantifier l'induction du signal dans tous types de détecteurs semi-conducteurs, étant uniquement valable au prix de certaines approximations. Il en ressort néanmoins qu'une mobilité importante couplée à une longue durée de vie est un avantage certain pour minimiser les pertes sur la charge induite ; on parle ainsi généralement en termes de « produits $\mu\tau$ » pour désigner les propriétés de transport et d'induction des porteurs libres dans un semi-conducteur [16].

Toujours dans l'exemple du CdTe, $\mu_e\tau_e$ vaut $1{,}14.10^{-3}$ $cm^{-2}.V^{-1}$ et $\mu_h\tau_h$ $3{,}68.10^{-4}$ $cm^{-2}.V^{-1}$, soit plus d'un facteur 10 de différence, illustrant le fait que les pertes sur le signal sont majoritairement causées par les trous.

Je ne développerai pas davantage ici cette discussion sur les propriétés et le formalisme de l'induction du signal sur les électrodes ; le lecteur se réfèrera au chapitre 5 qui traite cet aspect de manière extensive.

D. Courant de fuite

La probabilité $f(E)$ d'occupation des différents états d'énergie d'un semi-conducteur par les électrons obéit à la statistique de Fermi-Dirac avec :

$$f(E) = \frac{1}{1 + exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)}$$

E représente le niveau d'énergie considéré (exprimé en eV), E_F le niveau de Fermi (en eV), k_B la constante de Boltzmann (en eV/K) et T la température absolue en K. Il ressort de cette formule que, pour des températures supérieures au zéro absolu, la probabilité d'occuper des états d'énergie supérieurs au niveau de Fermi ne sera plus nulle, mais toujours limitée par la présence de la bande d'énergie interdite. Avec une température encore plus élevée, certains électrons gagneront suffisamment d'énergie par excitation thermique pour aller occuper des niveaux dans la bande de conduction et contribuer à la conductivité du cristal semiconducteur. Les trous obéissent pour leur part à une loi de probabilité en tout point similaire.

En pratique, des porteurs libres - électrons comme trous - seront en permanence libérés dans le cristal par excitation thermique, et dériveront vers les électrodes sous l'influence d'un champ électrique. Ils seront à l'origine d'un courant continu parasite dans le détecteur, appelé « courant de fuite » (aussi nommé « courant d'obscurité »).

La densité d'électrons libres n dans la bande de conduction (et de trous p dans la bande de valence) dans un semiconducteur intrinsèque est donnée par les formules suivantes [17] :

$$n = N_C \cdot exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right)$$

$$p = N_V \cdot exp\left(-\frac{E_F - E_V}{k_B T}\right)$$

Les densités n et p sont typiquement exprimées en cm^{-3}. N_C et N_V correspondent respectivement aux densités d'états dans la bande de conduction et dans la bande de valence (densités d'états quantiques par unité de volume).
A partir de ces formules, on calcule la conductivité σ du semi-conducteur :

$$\sigma = |q|\,(n \cdot \mu_e + p \cdot \mu_h)$$

Si un champ électrique $\boldsymbol{E}$ est appliqué, le vecteur densité de courant $\boldsymbol{J}$ s'écrit alors :

$$\boldsymbol{J} = \sigma \cdot \boldsymbol{E} = |q|\,\boldsymbol{E}\,(n \cdot \mu_e + p \cdot \mu_h)$$

La densité de courant est donnée en ampères par unité de surface (A/m^2). Avec un champ électrique uniforme de norme E et perpendiculaire à la surface de détection S, le courant de fuite I_{det} vaut :

$$I_{det} = \boldsymbol{J} \cdot \boldsymbol{S} = |q|\,E\,S\,(n \cdot \mu_e + p \cdot \mu_h)$$

Le courant de fuite d'un détecteur à semi-conducteur est un effet indésirable, qui agit comme un bruit de fond sur la mesure du courant induit par l'interaction d'un rayon X. A cause de la nature aléatoire de la libération de porteurs libres par excitation thermique, des fluctuations apparaissent au cours du temps sur la densité de courant $\boldsymbol{J}$, qui sont sources de bruit électronique (cf. III.C).
La réduction du courant de fuite est donc un enjeu important pour améliorer la précision de mesure de tels détecteurs.

E. Impuretés / Dopage

En pratique, il est impossible de produire des semi-conducteurs intrinsèques. Les matériaux les plus purs contiendront toujours des impuretés ou des défauts, qui n'auront pas le même nombre de valence que le reste du cristal. Cela induit un déséquilibre entre le nombre d'électrons libres et trous ; une impureté de type « donneur » (d'électrons) provoquera localement un excès d'électrons libres dans la bande de conduction (nombre de valence plus élevé, se traduisant par l'ajout sur le diagramme en

bandes d'énergie d'un niveau supplémentaire dans la bande interdite plus proche de la bande de conduction, duquel les électrons pourront facilement se « libérer »). A l'inverse, une impureté agissant comme un « accepteur » induit un excès local de trous dans la bande de valence (nombre de valence moins élevé, avec un niveau d'énergie supplémentaire proche de la bande de valence).

Ces impuretés rajoutent des électrons libres ou trous supplémentaires, qui tendent à augmenter fortement la conductivité globale du semi-conducteur. Il est aussi possible de rajouter volontairement des atomes donneurs ou accepteurs au cristal pour augmenter sa conductivité : on parle dans ce cas de « dopage ». Un excès de donneurs donnera ainsi un semi-conducteur de type « *n* », tandis qu'un excès d'accepteurs sera à l'origine d'un semi-conducteur de type « *p* ».

On assume que la densité d'électrons dans la bande de conduction d'un semi-conducteur dopé n s'exprime en fonction de la densité en donneurs ionisés N_D, avec $n \approx N_D$. De manière analogue, la densité de trous dans la bande de valence d'un semiconducteur dopé p est quasiment égale à la densité en accepteurs ionisés N_A ($p \approx N_A$).

Le dopage peut aussi être utilisé pour compenser les impuretés naturelles d'un semi-conducteur en introduisant des atomes agissant comme donneurs ou accepteurs, qui viendront en opposition des excès locaux d'électrons ou de trous. Il en résultera un matériau proche d'un semi-conducteur intrinsèque, comportant autant d'électrons libres que de trous, et très résistif. On parle dans ce cas de « compensation ».
Dans les faits, un matériau ne sera jamais totalement compensé et demeurera toujours légèrement de type p ou n. Les densités d'électrons libres (porteurs majoritaires des semi-conducteurs compensés de type n) et de trous (porteurs majoritaires des semi-conducteurs compensés p) s'écrivent dans ce cas respectivement [18] :

$$n = N_C \frac{N_D - N_A}{2N_A} exp\left(-\frac{E_C - E_D}{k_B T}\right)$$

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

E_D et E_A représentent respectivement les niveaux d'énergie des donneurs et accepteurs dans la bande interdite. A partir de ces formulations, l'expression du courant de fuite prendra la forme approximée :

$$I = I_0 exp\left(-\frac{\delta E_a}{k_B T}\right)$$

δE_a correspond à l'énergie d'activation du semi-conducteur compensé, soit l'énergie d'ionisation des donneurs (E_C-E_D) pour un type n, ou l'énergie d'ionisation des accepteurs (E_A-E_V) pour un type p.

F. Choix du CdTe pour la détection X-dur et gamma

L'utilisation de cristaux semi-conducteurs n'est pas le seul moyen de réaliser des détecteurs de rayonnements X-durs ou gamma. On peut notamment citer les systèmes à ionisation indirecte comme les scintillateurs, ou à ionisation directe comme les détecteurs à gaz ou les solides semi-conducteurs.

Ces derniers présentent des avantages non-négligeables pour réaliser des spectro-imageurs à hautes performances : leur densité importante permet de conserver un volume de détection nettement plus réduit que les détecteurs gazeux, pour une efficacité donnée. Les résolutions en énergie seront par ailleurs meilleures comparées aux détecteurs à gaz et aux scintillateurs (rendement quantique bien supérieur, de l'ordre de quelques eV requis pour créer un électron, contre quelques dizaines d'eV dans les gaz et quelques centaines dans les scintillateurs).

Les principaux cristaux semi-conducteurs utilisés pour la détection dans ces longueurs d'ondes sont le silicium (Si), le germanium (Ge), ou le tellurure de cadmium (CdTe). Les principales propriétés de ces différents solides sont listées en Table 3.

	Si	Ge	CdTe (THM)	$Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te$ (HPB)
Numéro atomique Z	14	32	48, 52	48, 30, 52
Densité ρ (g/cm^3)	2,33	5,32	5,85	5,78
Efficacité de détection (100 keV sur 5 mm d'épaisseur)	19%	77%	99%	99%
Energie de bande interdite E_G (eV)	1,12	0,67	1,51	1,57
Energie de création de paires w (eV/paire), à 300K	3,62	2,96 (à 77K)	4,42	4,64
Résistivité (Ω.cm)	$2,3.10^5$	47	10^9	3.10^{10}
Mobilité des électrons μ_e (cm^2/V.s)	1350	3900	950	1000
Mobilité des trous μ_h (cm^2/V.s)	480	1900	73	50
Durée de vie des électrons τ_e(s), à 293K	10^{-3}	10^{-3}	$1,2.10^{-6}$	3.10^{-6}
Durée de vie des trous τ_h(s), à 293K	2.10^{-3}	10^{-3}	$4,6.10^{-6}$	1.10^{-6}
Facteur de Fano F	0,084-0,16 (77K)	0,057-0,129 (77K)	0,15	0,14
Densité de porteurs libres n ou p (cm^{-3}), à 300K	$1,45.10^{10}$	$2,4.10^{13}$	$6,9.10^5$	-

Table 3 : Propriétés intrinsèques des différents semiconducteurs utilisés pour la détection de rayons X-durs et gamma (Si, Ge, CdTe et CZT). Mise en évidence des paramètres les plus favorables pour la détection et la spectrométrie. Sources : [16, 19, 20, 21]

Comme vu précédemment, le silicium souffre d'une densité trop faible, le cantonnant à la mesure de photons de quelques dizaines de keV au maximum. Ses propriétés de transport et d'induction du signal sont toutefois très satisfaisantes, et de très bonnes performances spectrales sont atteignables avec ce type de matériau pour des températures de l'ordre de -50°C (nécessaires pour limiter le courant de fuite).

Le germanium a l'énergie de bande interdite la plus réduite (et par conséquent l'énergie de création de paires la plus faible), qui génère un grand nombre de porteurs de charges lors de l'interaction d'un rayon X. Il en résulte une meilleure précision de mesure de l'énergie. En contrepartie, cette faible valeur de E_G est favorable au passage d'électrons dans la bande de conduction par excitation thermique, et il en résulte en une très faible résistivité du matériau à température ambiante. Le fort courant de fuite du détecteur empêche alors la mesure du signal créé par l'interaction d'un photon. Le courant dépendant exponentiellement de la température, le compromis entre une bonne résolution en énergie et un courant de fuite limité n'est atteint que pour des températures cryogéniques (77 K). Les mobilités des porteurs de charge et leurs durées de vie sont au demeurant excellentes ; le germanium haute-pureté (HPGe) fournit ainsi les meilleures performances spectrométriques dans les domaines X et gamma.

Avec son énergie de création de paires plus élevée, et ses faibles mobilités et durées de vies pour les différents types de porteurs de charges, le CdTe n'est pas *a priori* le meilleur choix en termes de performances spectrométriques en comparaison du germanium et du silicium. Il présente cependant des avantages clés qui font que nous le retenons pour nos applications :

- Sa résistivité est extrêmement élevée, assurant un courant de fuite très limité permettant d'opérer ce détecteur sans refroidissement (à température ambiante), ou avec un refroidissement assez modéré (-20° ou -10°C généralement). Cet aspect est très important, car l'utilisation d'un spectromètre germanium dans l'espace en conditions cryogéniques est couteux en termes de complexité de mise en œuvre et de masse du système, et limite la durée de vie de la mission (nécessité d'emporter par exemple des réserves d'azote liquide pour assurer le refroidissement). En revanche, la souplesse d'utilisation permise par le CdTe rend son intégration sur un instrument nettement plus simple.

- L'énergie de bande interdite est proche de celle du silicium, assurant des résolutions en énergie typiquement inférieures au pourcent à température ambiante.

- Comme vu précédemment, le CdTe est le semi-conducteur possédant le numéro atomique le plus élevé, très favorable à l'effet photoélectrique.

Enfin, sa densité importante lui assure aussi une efficacité de détection importante jusqu'à quelques centaines de keV. La conjugaison de cette efficacité élevée avec la probabilité de dépôt de l'énergie par effet photoélectrique en fait un spectromètre très intéressant dans le domaine des rayons X-durs et gamma.

Il existe plusieurs méthodes de croissance des cristaux de CdTe, dont deux sont principalement utilisées actuellement :

- La première est réalisée par l'entreprise Acrorad (Japon) [22], qui fait appel à la technique THM (*Traveling Heater Method*). Elle produit un semiconducteur très résistif compensé au chlore, légèrement de type p. L'avantage de cette technique est notamment de permettre de réaliser des monocristaux de grands volumes et de haute pureté cristallographique.

- La seconde est issue de l'entreprise eV-products (USA), qui réalise un dérivé du CdTe par la méthode HPB (*High Pressure Bridgman*). Une proportion de zinc est ajoutée dans le cristal, ce qui fait que la formule exacte du semiconducteur produit est $Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te$, légèrement de type n. On le désigne aussi sous l'acronyme « CZT ». Les cristaux ainsi réalisés sont plus résistifs que le CdTe d'Acrorad, mais le rendement et l'uniformité restent limités en comparaison [23, 24].

Les différences sur les propriétés de ces deux composés (CdTe et CZT) sont aussi distinguées à la Table 3. Ces dernières sont relativement minimes, et ne constituent pas à elles seules un critère de décision. Les facilités d'approvisionnement et l'expérience accumulée au laboratoire nous font préférer les cristaux de CdTe pour nos applications spatiales, ces derniers ayant déjà fait leurs preuves et montré des performances spectrométriques légèrement meilleures que le CZT [23].

G. Du détecteur à l'imageur

Le développement d'un spectro-imageur pour les rayons X-durs ou gamma nécessite – en plus de hautes performances spectrométriques pour identifier précisément les énergies des photons incidents – des capacités de localisation de ces derniers dans le plan focal du télescope avec une résolution spatiale suffisante pour échantillonner correctement cette dernière.

Une manière de réaliser un détecteur de position consiste à assembler dans un même plan de détection un ensemble de cristaux de CdTe, chacun polarisé et connecté à une électronique de lecture dédiée. Chaque cristal agira alors comme une subdivision indépendante des autres (un pixel) et produira un signal uniquement s'il est touché par un photon. C'est notamment l'approche qui a été retenue pour

former le plan de détection XRDPIX de l'instrument ECLAIRs destiné à être embarqué sur la mission franco-chinoise Svom [25].

Cette technique est plutôt utilisée pour former des détecteurs à « gros » pixels, de l'ordre de plusieurs millimètres de pas (ou *pitch*, cette grandeur désignant la distance entre le centre de chaque pixel). Pour la réalisation de détecteurs au pas plus réduit (requis dans le cadre de l'amélioration des résolutions angulaires des instruments), une alternative plus pertinente consiste à disposer des électrodes très finement segmentées directement sur un unique monocristal. C'est la segmentation de ces contacts métalliques à la surface du détecteur qui définira ainsi le pas de l'imageur, qui pourra être réduit à quelques dizaines/centaines de microns.

Deux grands types de segmentations sont généralement utilisés : les motifs à bandes double face (*double-sided strip detectors*, ou détecteurs « strippés ») et les motifs à pixels (Figure II-7).

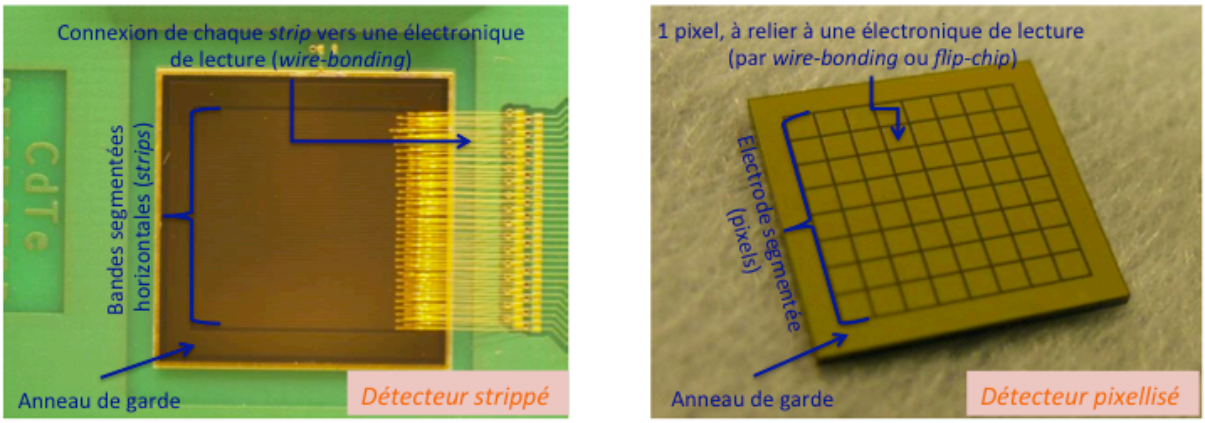

Figure II-7 : Photographie de deux types de détecteurs monopixels à électrodes segmentées. A gauche, détecteur CdTe à bandes double face de 20 µm de *pitch* connectées à une électronique d'amplification externe (PSI, Suisse) [26]. A droite, détecteur pixellisé de 500 µm de *pitch* (Acrorad, Japon) [22], utilisé sur le spectro-imageur Caliste 64 [27].

Un schéma de la configuration en bandes double face est donné à la Figure II-8. La cathode et l'anode sont segmentées en fines bandes orthogonales les unes aux autres. Le pas reste identique sur les deux électrodes, qui sont juste disposées à 90°. Les contacts de chaque côté du détecteur sont soumis au même potentiel électrique que leurs voisins, et connectés aux chaines spectroscopiques d'une électronique d'amplification.

Lors d'une interaction d'un rayon X dans le volume, les électrons et trous migrant sous l'effet du champ de polarisation se recombineront respectivement sur une bande strippée à l'anode et une bande strippée à la cathode, induisant la quasi-totalité de leur charge sur ces deux contacts. L'électronique analyse les signaux produits en coïncidence temporelle sur les deux faces opposées, et détermine la position d'interaction à l'intersection des deux bandes ayant généré un signal. Un tel arrangement nécessite cependant une résolution temporelle élevée sur l'électronique de lecture et/ou des flux de photons modestes ; en effet, il existe une ambiguïté sur la position réelle d'interaction dans le cas de détections simultanées (par exemple, deux photons arrivant en même temps laissent 4 positions d'intersection possibles).

Le second arrangement (schéma Figure II-9) consiste à utiliser des pixels. Seule une électrode est segmentée en petits contacts métallisés (les pixels), et l'électrode opposée est laissée planaire. L'ensemble des pixels est là encore soumis au même potentiel, et chacun d'entre eux est relié à une chaine spectroscopique d'amplification. Lors de l'interaction d'un photon, seul la charge induite sur un pixel est mesurée, ce qui est suffisant pour déterminer sans ambiguïté l'énergie et la position du photon incident sur les deux axes x et y définissant la surface du détecteur. Ce système permet en outre de détecter des photons arrivant en coïncidence.

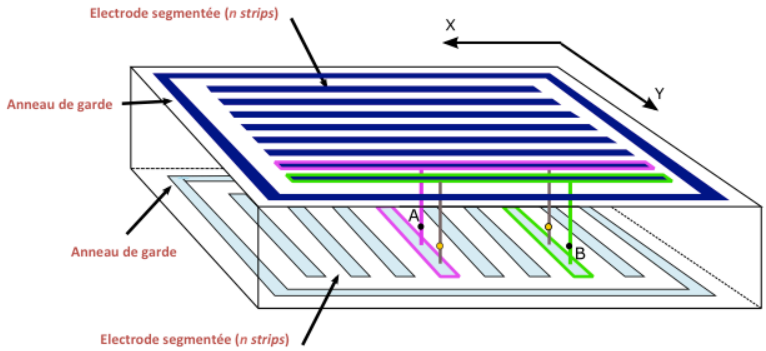

Figure II-8 : Représentation schématique d'un détecteur en bandes double face (*double-sided strip detectors*). Pour deux photons A et B arrivant simultanément, il existe des ambiguïtés sur leur localisation exacte dans le plan XY (traits gris).

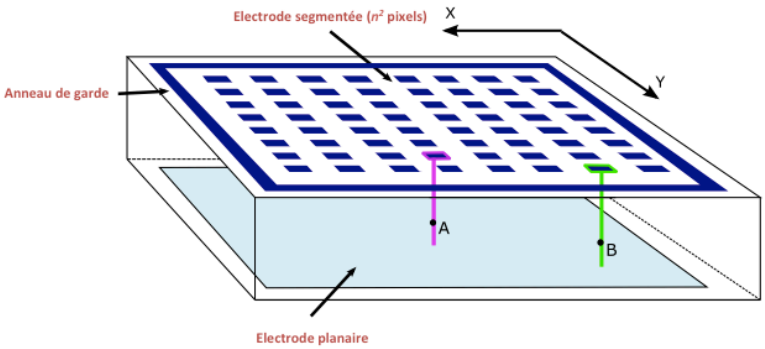

Figure II-9 : Schéma d'un détecteur à électrode pixellisée. Les positions d'interaction x et y des photons A et B sont déterminées sans ambiguïté.

Les deux techniques présentent chacune des avantages et inconvénients. En premier lieu, les détecteurs strippés nécessitent moins de chaines spectroscopiques sur l'électronique de lecture pour un même *pitch* de détecteur (information spatiale identique) ; avec un pas de n microns, la surface est divisée en n^2 positions possibles pour la détection. Un système à bandes double face requiert seulement $2n$ électrodes alors qu'un imageur pixellisé en requiert toujours n^2. Le premier choix est gage de simplicité de mise en œuvre, et permet une consommation électrique réduite de l'électronique frontale, particulièrement souhaitable pour les applications spatiales (cette dernière étant proportionnelle au nombre de chaines de lecture).

Dans le cas d'un détecteur à pixels, la haute densité de chaines spectroscopiques est problématique par rapport à la puissance requise et aux risques de dissipations thermiques importantes qui peuvent affecter le refroidissement du détecteur. Aussi, la réalisation des interconnexions de ces chaines sur chaque pixel est compliquée, du fait de la densité. Les contraintes de dimension pèsent également sur la conception des électroniques, qui sont généralement voulues de tailles comparables aux détecteurs pour réaliser de grandes surfaces de détection dans des assemblements relativement modulaires.
Enfin, autre avantage des détecteurs à *strips*, la lecture simultanée des signaux induits sur la cathode et l'anode permet de remonter aux profondeurs d'interaction des photons et d'appliquer des corrections sur les pertes de charges [28]. De même, le moyennage des deux signaux diminue les fluctuations sur la charge mesurée via une réduction du bruit électronique d'un facteur $\sqrt{2}$ (cf. III.B).

La technologie actuelle permet de réaliser des *strips* segmentés à des pas très réduits, de l'ordre de la dizaine de microns. Sur des configurations à pixels, il est difficile de descendre en dessous de la centaine de micromètres. Toutefois, la longueur importante des bandes strippées fait que, à *pitch* de détecteur équivalent, leur surface sera beaucoup plus importante que celle d'un simple pixel. Nous avons vu en II.D que – pour un vecteur densité de courant identique – le courant de fuite total I_{det} envoyé vers les électrodes était directement proportionnel à leur surface. Les conditions d'opération

des détecteurs à bandes seront donc nettement moins favorables comparées aux détecteurs à pixels, qui ne capteront qu'un courant de fuite proportionnel à leur (faible) surface.
De plus, la capacité électrique des électrodes de collecte est aussi un paramètre influençant les niveaux de bruit électronique des chaines spectroscopiques (cf. chapitres 4 et 5), et sa valeur est nettement plus élevée sur des *strips* que sur des pixels (considérée au premier ordre proportionnelle à leurs surfaces).

Le niveau de bruit électronique des chaines affectant la précision de la mesure et par conséquent les performances spectrométriques globales de l'instrument, la minimisation de ces deux paramètres – courant de fuite et capacité électrique – est un prérequis pour atteindre les meilleures résolutions en énergie possibles. C'est donc vers cette architecture que nous nous tournons pour nos développements instrumentaux.
Ce choix n'est pas absolu, et d'autres équipes ont ainsi retenu la technologie à bandes double face pour des applications spatiales, au prix des inconvénients susmentionnés (exemple de l'institut ISAS de la JAXA – agence spatiale japonaise – qui s'est investit dans la réalisation d'un spectro-imageur strippé pour la future mission X-dur Astro-H).

Le surplus de connexions requises et la densité d'éléments actifs sur les électroniques de lecture des détecteurs pixellisés constituent des défis majeurs en termes de conception et de consommation / puissance dissipée, aussi bien qu'en termes de performances. Des circuits intégrés miniatures extrêmement compacts et à très faible consommation doivent ainsi être spécialement mis au point pour la lecture de nos instruments.

III. Développer un spectro-imageur en CdTe

Les détecteurs pixellisés à base de tellurure de cadmium constituent un choix particulièrement adapté à la réalisation de spectro-imageurs spatiaux sensibles sur une fenêtre spectroscopique typiquement comprise entre 2 keV et quelques centaines de keV. Nous avons vu précédemment que ce matériau était à même – de part sa densité et son numéro atomique élevé – de favoriser les interactions par effet photoélectrique et de fournir des efficacités de détection importantes sur de faibles épaisseurs.
Sa mise en œuvre suppose toutefois de relever un certain nombre de défis pour en tirer les meilleures performances, en particulier en termes de spectrométrie. Une partie d'entre eux ont déjà été esquissés lors de la présentation du fonctionnement de tels détecteurs, comme les pertes de charges ou le niveau de courant de fuite, ou encore le bruit électronique. Si la plupart de ces problématiques relèvent des caractéristiques intrinsèques du détecteur ou du circuit de lecture, et ne peuvent donc pas être supprimées, des voies d'optimisation existent pour limiter au maximum leurs effets.

Les principales pistes explorées pour maximiser les performances passent donc par la réduction du courant de fuite, l'optimisation de la collecte des charges, et la mise au point d'électroniques de lecture à très bas bruit.

A. Minimisation du courant de fuite

Plusieurs leviers sont disponibles pour réduire les niveaux de courant de fuite dans les détecteurs CdTe. En premier lieu, cela passe par la sélection de cristaux comportant une densité minimale de porteurs libres. Sur un semiconducteur compensé de type p, cette valeur quasiment égale à la densité d'accepteurs ionisés N_A, directement proportionnelle au taux d'impuretés présentes dans le cristal. Pour les CdTe d'Acrorad utilisés, la densité de porteurs libres (ici de trous) est ainsi extrêmement faible, de l'ordre de 10^5 cm^{-3} (Table 3).

Le choix du type de détecteur et de son fournisseur étant arrêté, il est encore possible de réduire le courant de fuite en jouant sur les conditions d'opération et sur les dimensions et la nature des électrodes métallisées déposées à la surface :

- Il a été montré en II.E que la dépendance du courant de fuite à la température était de forme exponentielle. Une réduction de la température d'opération de quelques dizaines de degrés se traduit ainsi par une réduction majeure du niveau de courant. Avec des plages de fonctionnement traditionnellement situées entre -20° et 20°C, il est donc préférable de conserver un refroidissement modéré de l'ensemble.

- La norme du vecteur densité de courant $\boldsymbol{J}$ dépend de l'intensité du champ électrique $\boldsymbol{E}$. Avec une approximation raisonnable, on peut supposer ce champ uniforme sur l'ensemble du volume du détecteur ($E = V_{bias}/d$, avec d l'épaisseur du cristal). La dépendance de $\boldsymbol{J}$, et par conséquent du courant de fuite I_{leak} à la tension de polarisation V_{bias} est alors linéaire. L'application d'une différence de potentiel réduite aux bornes du détecteur est donc à même de permettre aussi une réduction de son courant de fuite.

- Comme vu lors de la discussion sur le choix du type d'électrodes, le courant de fuite est aussi proportionnel à la surface des pixels/*strips* (produit scalaire du vecteur densité de courant et du vecteur surface $\boldsymbol{S}$ de l'électrode). Le même raisonnement s'applique pour la définition de la pixellisation optimale des détecteurs à électrode segmentée. Si – à conditions opérationnelles constantes – la densité de courant ne peut être réduite, un *pitch* très petit pour les pixels permet de n'intercepter sur chaque chaine spectroscopique qu'une « colonne » de courant très fine (le courant total étant subdivisé en autant de fractions que de pixels par unité de surface). La diminution des dimensions des pixels sur l'électrode segmentée est donc clairement un moyen d'optimisation, le courant I_{leak} évoluant alors comme le carré du *pitch*.

- Il a été montré que le courant de fuite total mesuré sur les détecteurs résultait dans les faits de deux contributions additionnelles. La première, discutée précédemment dans ce chapitre, a pour origine les caractéristiques physiques du cristal semi-conducteur (nature, défauts et impuretés, dopage…) et est générée par la présence de porteurs de charges libres dans le volume. On parle d'un courant de *bulk*.

  A cette source de courant se rajoutent toutefois des « courants de surface » dont l'origine tient à des effets de bords sur le cristal. Pour supprimer ces courants aux effets parasites, une technique communément employée consiste à rajouter un « anneau de garde » métallisé autour des électrodes segmentées, sur les bords de la surface du détecteur. Une illustration de cet arrangement est visible en Figure II-7, Figure II-8 et Figure II-9. Placé au même potentiel que le reste des contacts sur la surface, l'anneau de garde intercepte la majeure partie du courant de surface additionnel. Son emploi est significatif en terme de réduction du courant de fuite total du détecteur ; des études ont fait état d'une diminution d'un facteur 10 [29].

- Une autre voie d'optimisation des niveaux de courant de fuite dans les détecteurs CdTe tient au choix de la nature des électrodes déposées à la surface. En particulier, l'emploi d'un contact bloquant ou « barrière Schottky » sur l'une des électrodes est un moyen très efficace de diminuer le flux de courant circulant au travers du détecteur (courant de *bulk* uniquement) [30, 31]. Sur un semi-conducteur de type p, le contact Schottky se présente en pratique sous la forme d'une barrière de potentiel pour les trous au niveau de l'anode. A l'opposé, un contact ohmique ou quasi-ohmique est formé à la cathode, ce dernier permettant le libre passage des porteurs chargés. Sur le détecteur polarisé avec une tension appliquée supérieure à l'anode qu'à la cathode (polarisation dite « inverse »), les trous extraits du volume du détecteur à la cathode (porteurs majoritaires libres) ne peuvent être remplacés par des trous entrant par l'électrode opposée.
  Les contacts Schottky sont en général réalisés en indium ou aluminium, alors que les contacts quasi-ohmiques sont en or ou en platine.

Du point de vue de la réduction du courant de fuite des détecteurs CdTe pixellisés, des conditions optimales seront donc obtenues à faible température, faible tension de polarisation, et pour des pixels de pitch réduits et entourés d'un anneau de garde, le tout avec le report d'un contact bloquant à l'anode et quasi-ohmique à la cathode.

B. Optimisation de l'induction du signal

Nous avons montré que le courant de fuite du détecteur, en introduisant des fluctuations sur la charge totale mesurée et en contribuant à diminuer le rapport signal sur bruit, était source d'incertitude sur la mesure de l'énergie du photon. Ces incertitudes se traduisent dans la valeur prise par la résolution en énergie du pic photoélectrique.

Une autre source d'incertitude tient à la nature aléatoire de la génération des paires électron/trou lors d'une interaction. Leur nombre N_0 est dépendant de l'énergie E du photon et de l'énergie de création de paires w du cristal semi-conducteur selon la formule $N_0 = E/w$. Cette valeur N_0 ne représente toutefois qu'une moyenne sur le nombre de paires créées, qui fluctue en réalité d'une interaction à l'autre.
Ce phénomène est purement statistique et tient ses origines de la nature quantique du processus de génération des charges libres. La distribution du nombre de charges générées suit idéalement une loi de Poisson, dont l'écart-type σ vaut $\sqrt{N_0}$. Fano a toutefois montré que la modélisation de la distribution réelle de paires générées lors de l'interaction nécessitait l'ajout d'un terme correctif F sans dimension, appelé « facteur de Fano » et dont la valeur dépendait de la nature du matériau constituant le détecteur (Table 3). L'écart-type se réécrit alors tel que :

$$\sigma = \sqrt{F\,N_0}$$

La résolution $FWHM_{Fano}$ sur le pic photoélectrique, calculée en considérant uniquement les fluctuations sur le nombre de paires électron/trou, est obtenue à partir de l'équation suivante :

$$\frac{FWHM_{Fano}}{E} = \frac{2{,}35\sigma}{N_0}$$

Ce qui donne au final :

$$FWHM_{Fano} = 2{,}35\sqrt{F\,w\,E}$$

Cette résolution se dégrade avec l'augmentation de l'énergie des photons. Elle est uniquement liée aux caractéristiques physiques du détecteur et ne peux pas être réduite, constituant une limite absolue sur la résolution en énergie atteignable avec un matériau donné. On parle de « résolution intrinsèque au détecteur ».

Différents moyens permettent de s'approcher au maximum de la résolution intrinsèque. En ce qui concerne uniquement le détecteur, cela passe par les techniques de réduction du courant de fuite – exposées précédemment – mais aussi par la réduction de la capacité électrique des pixels et l'amélioration de leurs interconnexions avec l'électronique de lecture qui génèrent elles aussi de la capacité parasite. Les performances spectrométriques et les résolutions sont aussi affectées par les pertes sur les charges durant leur transit vers les électrodes. Plusieurs techniques – principalement liées à la conception et à l'utilisation des détecteurs – sont mises en œuvre afin de limiter ces dernières :

- Les pertes observées sur la charge totale induite sur les électrodes sont liées aux probabilités de recombinaison ou piégeage des porteurs de charges lors de leur migration. Ces pertes de

charges – si elles sont significatives – se traduiront sur le spectre par une asymétrie du pic photoélectrique, qui montrera une « traine » vers les basses énergies, dégradant la résolution de l'ensemble du pic.
Les probabilités d'avoir des pertes évoluant exponentiellement avec les temps de parcours t_e et t_h des électrons et trous, l'augmentation de leurs vitesses de transit v_e ou v_h par le relèvement de la tension de polarisation V_{bias} appliquée aux électrodes est *a priori* séduisante, mais vient en contradiction des conclusions tirées au paragraphe A sur la réduction du courant de fuite. Un optimum est à trouver de manière expérimentale entre ces deux effets concurrents, en mesurant la résolution obtenue pour différentes tensions de polarisation.

- En raison du facteur 10 de différence entre les produits $\mu\tau$ des électrons et des trous, on assume que les pertes de charges viennent essentiellement des faibles propriétés de transport des trous. En irradiant le détecteur par la cathode, les probabilités que les photons de plus faible énergie interagissent tous dans les premières dizaines de micromètres parcourus sont très élevées ; des dépôts d'énergie au plus près de la cathode correspondent ainsi à une distance très faible à parcourir pour les trous, et par conséquent des probabilités de recombinaison ou piégeage nettement plus réduites. Le gain apporté à la collecte de la charge par l'exposition de la cathode au faisceau ne concerne cependant que la basse énergie (quelques dizaines de keV) ; à plus haute énergie, les interactions peuvent se produire à n'importe quelle profondeur dans le détecteur, et la problématique de la perte de charges est à nouveau à prendre en considération. Sur le spectre, on observe alors une traine plus prononcée sur les pics de plus haute énergie, tandis que les photopics correspondant aux énergies minimales sont quasi-symétriques.

- La problématique de la réduction des pertes peut aussi être traitée au niveau de la conception du détecteur, par le dimensionnement de ses électrodes. Une configuration avec une cathode planaire et une anode pixellisée, pour laquelle le rapport largeur des pixels / épaisseur du détecteur est le plus petit possible permet ainsi de tirer avantage de l'effet « petits pixels ».
Cet effet est relié à la forme générale de l'expression donnant la charge induite sur chaque électrode, qui n'obéit plus à la relation de Hecht dans le cas de détecteurs pixellisés (cette dernière étant uniquement valide pour des détecteurs planaires). En l'absence de pertes, le théorème de Shockley-Ramo [16, 32] permet d'écrire la charge induite Q_{ind} sur un pixel telle que :

$$Q_{ind} = q\, N_0\, \Delta\psi$$

ψ représente le « potentiel de pondération » du pixel, une grandeur « virtuelle » sans dimension comprise entre 0 et 1 calculée numériquement en imposant un potentiel de 1V sur le pixel d'intérêt et 0V sur tous les autres pixels ainsi qu'à la cathode planaire (cf. démonstration et calcul détaillé au Chapitre 5). La Figure III-1 donne une illustration de la distribution du potentiel de pondération en fonction de la profondeur, à la verticale d'un pixel. Le calcul est mené pour des pixels de 500 µm de côté, avec des épaisseurs de détecteur variables. La distribution de ψ pour une configuration à électrodes planaires est aussi rajoutée pour la comparaison.

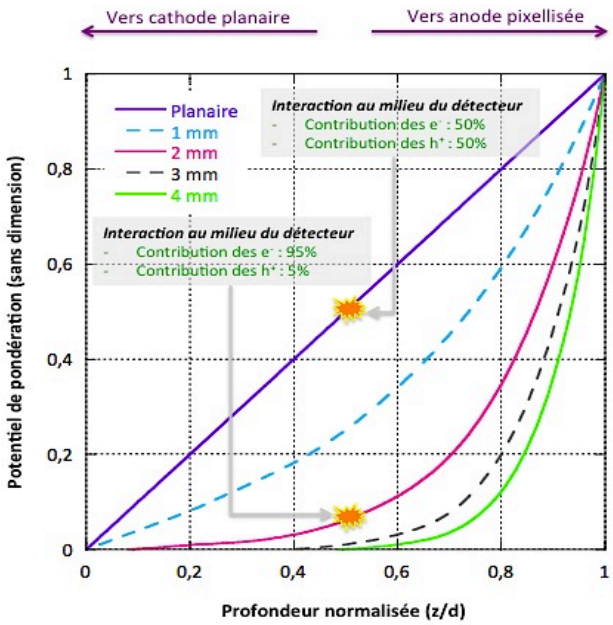

Figure III-1 : Visualisation de la distribution du potentiel de pondération en fonction de la profondeur normalisée, pour des détecteurs à anode pixellisée (pixels de 500 µm de côté) et de différentes épaisseurs. La répartition de la contribution des électrons et trous au signal total induit est illustrée par deux exemples, avec respectivement une interaction au centre d'un détecteur à électrodes planaires et au centre d'un détecteur pixellisé de 2 mm d'épaisseur. L'écrantage de la contribution des trous dans ce dernier cas est particulièrement flagrante, passant de 50% à seulement 5% du total du signal induit [23, 24].

Le profil du potentiel de pondération est linéaire pour un détecteur à électrodes planaires, et s'incurve progressivement avec l'augmentation de l'épaisseur et/ou la diminution de la largeur des pixels. De forts gradients apparaissent au voisinage de l'électrode pixellisée, tandis que les valeurs de ψ se réduisent – voire même s'annulent complètement – à proximité de la cathode planaire.
Les conséquences en termes d'induction du signal sont illustrées par deux exemples sur la figure. Avec une interaction au centre d'un détecteur planaire, les électrons migrant vers l'anode ainsi que les trous migrant vers la cathode voient chacun une différence de potentiel de pondération $\Delta\psi$ de 0,5 entre le début et la fin de leur parcours. Il en résulte un signal induit composé à 50% d'un signal d'électrons et à 50% d'un signal de trous. En revanche, les électrons générés par une interaction au centre d'un détecteur pixellisé de 2 mm d'épaisseur rencontrent au cours de leur migration vers l'anode un potentiel de pondération de 0,95 tandis que la variation de $\Delta\psi$ sur l'ensemble du chemin suivi par les trous n'est que de 0,05. D'après le théorème de Shockley-Ramo, les « poids » ainsi affectés à chaque type de porteurs de charges ont pour conséquence un signal induit sur le pixel dû à 95% au mouvement des électrons, avec seulement une contribution des trous représentant 5% du total.
Dans ce dernier cas, les pertes de charges sont grandement minimisées, puisqu'elles ne représentent qu'une fraction sur les 5% du signal total induit par la migration des trous vers la cathode. Evidemment, ce raisonnement impose que la pixellisation soit sur l'anode ; dans le cas contraire, c'est la contribution des trous qui serait maximisée.

La réduction de la taille des pixels est donc un moyen très efficace de minimiser les pertes de charges, et permet même davantage de flexibilité sur la valeur de la tension V_{bias} appliquée aux bornes du détecteur ; par rapport à un détecteur à électrodes planaires, un détecteur à anode pixellisée nécessitera une tension de polarisation moindre pour une efficacité de collecte de la charge induite équivalente. Cela permet de conjuguer un faible niveau de courant de fuite et de faibles pertes sur l'induction du signal.
Si – au vu de ces conclusions – la réduction de la taille des pixels est indubitablement une voie d'optimisation majeure des performances spectrométriques des détecteurs CdTe, il existe des

limitations sur la largeur minimale de ces derniers, à cause de la problématique du partage de charges.

- La minimisation des dimensions des pixels revêt un intérêt tant qu'elle permet d'optimiser la collecte de la charge. Au delà d'une certaine limite, le pourcentage de pertes sur le signal induit va converger vers une valeur extrêmement faible qui n'évoluera quasiment plus en réduisant encore la largeur du pixel, mais qui n'aura pas non plus d'intérêt d'un point de vue spectroscopie (la résolution en énergie étant alors dominée par le bruit de Fano ou d'autres sources de bruit). De même, des petits pixels n'auront d'intérêt que s'ils apportent un gain sur l'échantillonnage de la tâche focale d'un système optique ; un sur-échantillonnage ne permettant pas dans ce cas d'améliorer la résolution angulaire du télescope.
  En revanche, des pixels de tailles trop réduites sont même susceptibles d'avoir des effets négatifs sur la résolution en énergie et l'efficacité de mesure de la charge induite. Si les dimensions du nuage de charges arrivant sur l'électrode segmentée sont du même ordre que les dimensions des pixels, les charges libres seront collectées par plusieurs pixels voisins et la charge totale induite sera elle aussi distribuée sur plusieurs voies (Figure III-2). On parle alors de « partage de charges ».

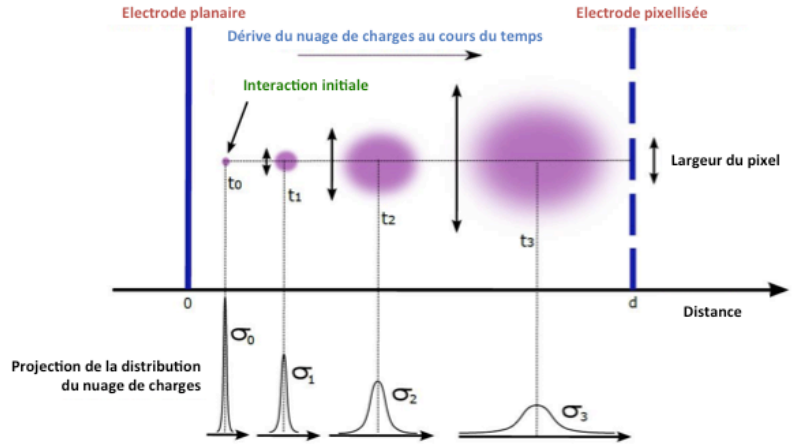

Figure III-2 : Représentation schématique de la diffusion d'un nuage de charges (électrons uniquement) lors de sa migration vers l'électrode segmentée. Sous l'effet de l'agitation thermique, la distribution de charges s'élargit au cours du temps dans toutes les directions et peut se modéliser par une distribution gaussienne dont l'écart-type σ s'accroît en fonction du temps t. Si les dimensions du nuage de charges en fin de parcours sont du même ordre que celles des pixels, la probabilité de distribuer le signal induit sur plusieurs pixels est importante.

La taille du nuage de charges augmente au cours du temps dans toutes les directions sous l'effet de l'agitation thermique (mécanisme de diffusion). Seule la diffusion des porteurs de charges migrant vers l'électrode pixellisée sera responsable du partage de charges, la taille du nuage arrivant sur l'électrode planaire n'ayant aucune incidence sur l'induction du signal sur les pixels. Dans la configuration retenue pour favoriser l'effet petits pixels - avec une cathode planaire et une anode segmentée - c'est alors uniquement la diffusion des électrons qui conduit au partage de la charge totale induite.
Dans un détecteur idéal, le partage de charges ne serait pas problématique. Pour un pas de détecteur suffisamment fin, il permet même de localiser précisément le lieu de l'interaction initiale à partir de la répartition de la charge induite sur un groupe de pixels. En terme de spectrométrie, l'énergie totale déposée par le photon est reconstruite en sommant directement les énergies mesurées par chaque pixel. Toutefois, si la répartition de la charge est telle que le signal induit sur certains pixels passe sous le seuil de mesure de l'électronique de lecture, un déficit potentiellement conséquent apparaitra sur la mesure de l'énergie totale [33, 34]. Sur les instruments actuels opérant dans le domaine de la détection de rayons X durs, ce seuil est de l'ordre de quelques keV (Table 4).

En outre, il a été montré que le volume de détecteur situé à la verticale de deux électrodes segmentées (appelé par la suite « espace inter-pixel ») avait des propriétés de transport et d'induction de la charge qui pouvaient être dégradées par rapport au reste du cristal, et en particulier dans le cas de dimensions réduites des contacts métallisés par rapport au *pitch* du détecteur [33, 34, 35, 36]. Ces effets tendent à rajouter des pertes supplémentaires sur la charge induite.
Enfin, le fait de reconstruire une énergie par la sommation du signal induit sur plusieurs chaines spectroscopiques implique d'autant plus de sources d'incertitude sur la mesure que leur nombre est important ; le bruit généré par l'électronique des chaines étant lui aussi sommé.

Au final, il ressort que la probabilité de générer du partage de charges doit être absolument minimisée pour conserver de bonnes performances en spectrométrie. Plusieurs leviers sont à notre disposition pour cela.
En premier lieu, on pourra chercher à minimiser la diffusion du nuage d'électrons. La distribution de ce dernier est sphérique, et modélisable en 3D par une gaussienne d'écart-type σ dépendant du temps (Figure III-2), qui s'écrit [16] :

$$\sigma = \sqrt{2\,D\,t}$$

Le coefficient de diffusion D (typiquement en $mm^2.s^{-1}$) est donné par la relation d'Einstein :

$$D = \frac{k_B\,T}{q}\,\mu_e$$

Il ne dépend que de la température. La largeur du nuage d'électrons pourra ainsi être réduite en diminuant la température de travail, ou en réduisant le temps de transit des électrons par l'augmentation de la tension de polarisation (à modérer compte-tenu des observations déjà formulées sur les niveaux de courant de fuite), ou par l'emploi de détecteurs plus fins (au possible détriment de l'efficacité de détection).
Pour une épaisseur et des conditions d'opération fixées, la probabilité de partage de charges sera seulement reliée au *pitch* de la surface pixellisée. Enfin, même pour un pas de détecteur fixé, il faudra optimiser la qualité d'induction du signal par le ratio surface métallisée / espace inter-pixel.

Le phénomène de partage de charges décrit précédemment suppose des dépôts d'énergie ponctuels dans le détecteur, et la diffusion du nuage d'électrons comme seule origine. Si ce raisonnement est valide à basse énergie, il convient de prendre aussi en compte la distribution initiale du nuage de charges généré par une interaction à plus haute énergie, qui peut être non-négligeable devant les dimensions des pixels. De même, les effets de fluorescence X sont aussi responsables d'une fraction des évènements partagés, car emmenant une partie de l'énergie loin du lieu d'interaction initiale. Cette contribution additionnelle n'est pas affectée par les conditions d'opération du détecteur, mais uniquement par ses dimensions (épaisseur et pas des pixels) ainsi que par l'énergie du faisceau considérée.

- Une autre source de biais sur la charge induite est spécifique aux détecteurs CdTe à contacts Schottky, et consiste en une diminution progressive du gain sur le signal mesuré au cours du temps après la mise sous tension. Sur le spectre en énergie, on observe alors un décalage du pic photoélectrique vers les basses énergies ainsi qu'une dégradation de la résolution en énergie. Ce comportement est désigné sous le terme « d'effet de polarisation ».
  Les mécanismes de cet effet ne sont pas encore totalement compris. Une des explications les plus plausibles suppose une ionisation progressive de niveaux accepteurs profonds dans le cristal, ces niveaux « profonds » correspondant à des niveaux d'énergie situés loin de la bande de conduction ou de la bande de valence du cristal, proches du niveau de Fermi intrinsèque

[23, 37, 38, 39]. Au cours du temps, une zone de charge d'espace négative apparaît dans le détecteur, ce qui a pour effet de modifier le profil du champ électrique ; sa valeur augmente fortement à l'anode (engendrant augmentation du courant de fuite et dégradation de la résolution), et diminue - voire s'annule complètement - à proximité la cathode, rendant le détecteur insensible aux basses énergies et dégradant le transport et l'induction de la charge.
L'effet de polarisation se manifeste de manière significative au bout de quelques heures, et est ralenti par l'application de tensions élevées ainsi qu'une diminution de la température. Sur un détecteur de 1 mm d'épaisseur soumis à une tension V_{bias} de 300V à -8°C, la dérive du pic à 60 keV a été évaluée à seulement 1 eV/heure [40].
Une coupure périodique de la haute tension permet de restaurer les performances nominales du détecteur, et ainsi de s'affranchir des effets indésirables sur la spectrométrie. Dans le cadre d'un travail de développement, on peut considérer cette problématique comme réglée, puisque ses effets sont rendus négligeables par un simple protocole d'opération.
L'environnement spatial affecte aussi l'effet de polarisation, en générant des défauts et impuretés dans le cristal qui peuvent rajouter des niveaux accepteurs.

Les principaux effets décrits précédemment, engendrant une dégradation de la résolution en énergie, une mauvaise collecte de la charge induite ou une dérive du gain et de la résolution au cours du temps sont schématisés à la Figure III-3.

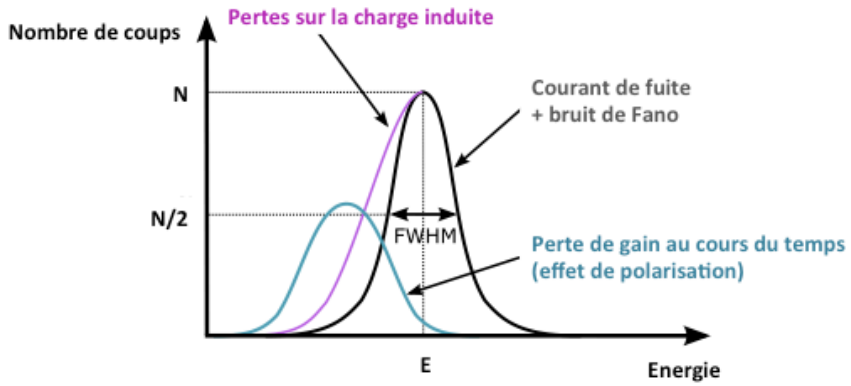

Figure III-3 : Représentation schématique des effets dégradant la réponse d'un détecteur CdTe : contribution du courant de fuite et du bruit de Fano sur la résolution en énergie, des pertes de charges sur le signal induit (recombinaison/piégeage des trous lors du transport, ou mauvaise reconstruction de l'énergie pour des évènements partagés), ou encore des conséquences de l'effet de polarisation sur le gain et l'énergie mesurée. L'électronique de lecture est considérée comme idéale.

Une autre source d'incertitude sur la mesure de l'énergie et de limitations sur les performances spectrales du détecteur vient de la contribution de l'électronique de lecture, au travers notamment de ses niveaux de bruit électronique.

C. Electronique de lecture & bruit électronique

La migration des porteurs de charges vers les électrodes du détecteur est à l'origine d'une charge induite proportionnelle à l'énergie déposée, en admettant que les pertes sur le signal sont négligeables. Sur un monocristal à anode pixellisée, c'est à l'interface de cette dernière électrode qu'est disposée l'électronique de lecture, dont chaque chaine spectroscopique est connectée à chaque pixel pour avoir accès à l'information de position, à la répartition de l'énergie éventuellement sur plusieurs pixels (partage de charges), et maximiser la collecte du signal total (effet petits pixels). A l'opposé, la cathode planaire constitue la fenêtre d'entrée pour les photons et permet d'amener la haute tension nécessaire à la polarisation du détecteur.

L'électronique de lecture a pour but primordial de détecter l'arrivée de photons, de convertir et mettre en forme le signal induit sur chaque pixel, et de mesurer la charge totale. Elle est placée au plus près des éléments de détection. Compte-tenu des contraintes sur des dimensions des pixels, l'ensemble est réalisé sous forme de circuit intégré spécifique (ASIC, *Application Specific Integrated Circuit*).
Chaque ASIC est dédié à une utilisation particulière. Par exemple, les systèmes dédiés à l'imagerie médicale ou encore à la sécurité des installations nucléaires doivent pouvoir supporter des flux de photons très importants (de l'ordre de plusieurs milliards par cm^2), avec un temps-mort limité. Les résolutions spatiales requises par de tels systèmes sont également très élevées, avec des tailles de pixels souvent inférieures à la centaine de microns sur les détecteurs CdTe associés (actuellement limités à 55 µm pour les imageurs embarquant les ASICs Timepix [41], comme l'application GAMPIX [42] dédiée à la sécurité des frontières ou aux interventions en milieu radiatif). Dans ce cas précis, c'est véritablement le taux de comptage et la résolution en imagerie qui sont primordiaux pour localiser précisément les sources ; la spectrométrie n'est ici que secondaire, même si certaines méthodes permettent d'estimer de manière indirecte l'énergie [43].
Dans le cadre d'une application astrophysique, les performances sur le taux de comptage ou l'imagerie peuvent se permettre d'être moins élevées (sources de faibles activités et contraintes sur la taille des pixels moins importantes à cause des limitations du système optique focalisant), mais la réponse spectrométrique est importante. Aussi, il faut rajouter la contrainte supplémentaire de la tenue aux radiations spatiales. La plupart des développements d'ASICs pour le spatial se font ainsi de manière spécifique, pour une utilisation donnée [44, 45, 46].

La structure classique d'une chaine de lecture d'un ASIC est donnée à la Figure III-4(a). Le détecteur, modélisé par une capacité électrique C_d, génère une charge induite $Q(t)$. Au plus près de ce dernier est placé un préamplificateur de charges (PAC, ou CSA : *Charge Sensitive Amplifier*), dont le rôle est de convertir la charge en un échelon de tension $U_0(t)$. Cette charge est intégrée par la capacité de contre-réaction du PAC C_f, de telle sorte que le gain de conversion s'écrive :

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

En sortie de préamplificateur de charges, un ensemble de filtres réalise la mise en forme du signal en tension et permet d'optimiser le rapport signal sur bruit. Il comporte généralement un différentiateur (filtre CR), et un intégrateur réalisé par plusieurs filtres RC branchés en série (filtre passe-bas). Les fonctions de transfert des différents éléments sont représentées en Figure III-4(b) dans le formalisme de Laplace. La sortie $U_s(t)$ est une impulsion de forme quasi-gaussienne dont l'amplitude s'écrit, pour un nombre n de blocs d'intégration de gain K :

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

Un schéma de l'allure des signaux aux différents points de la chaine est donné à la Figure III-5.

Le temps entre l'injection d'une charge Q en entrée de chaine et la valeur maximale de l'amplitude sur le signal mis en forme est appelé « temps de sommet » τ_s ou « temps de *peaking* ». Il caractérise le temps de filtrage de l'électronique, et dépend du nombre d'étages d'intégration selon la formule $\tau_s = n \cdot \tau_0$, avec τ_0 la constante de temps commune aux différents étages du filtre (différentiateur et intégrateurs). La plupart des filtres utilisés pour cette application sont de type CR-RC^2. Le temps de *peaking* peut être ajusté, par exemple via l'emploi d'un système de commutation des résistances des filtres [47].

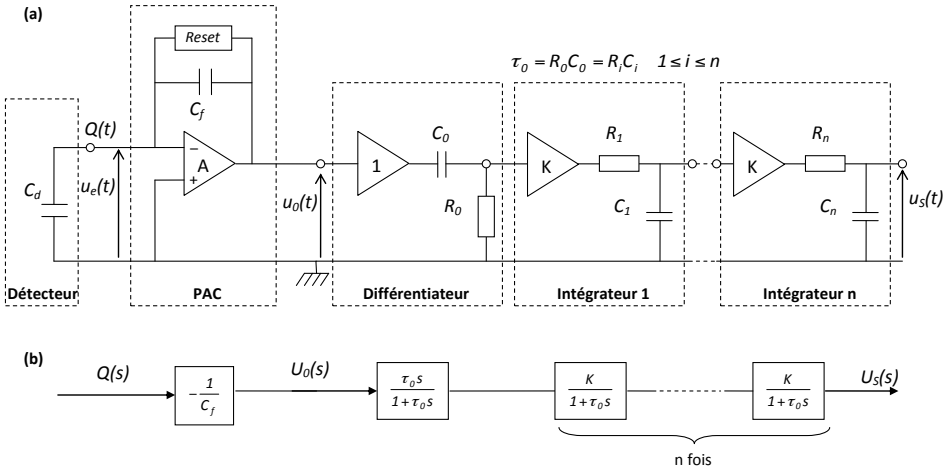

Figure III-4 : (a) Schéma électrique d'une chaine de lecture classique d'un ASIC connecté à un détecteur semiconducteur. La charge Q est injectée à l'entrée d'un préamplificateur de charges et convertie en une tension de sortie U_0. Un ensemble de filtres de type CR-RC^n et de constante de temps τ_0 réalisent la mise en forme du signal. L'impulsion en sortie U_S est de forme gaussienne et présente un temps de montée du signal (0-100%) τ_s égal à $n.\tau_0$. Son amplitude est proportionnelle à la charge en entrée de chaine, et peut être mesurée par un détecteur de pics externe ou intégré à l'ASIC. (b) Schémas-blocs équivalents avec les fonctions de transfert de chaque élément dans le formalisme de Laplace (d'après [23, 48]). On considère que l'impédance de l'élément de *reset* est infinie.

En bout de chaine, l'amplitude maximale du signal mis en forme est mesurée par un détecteur de pics. Il permet d'extraire la valeur de la charge induite et l'énergie déposée. Ce détecteur de pic est intégré à l'ASIC, ou externe. Enfin, le signal analogique peut être numérisé par un ADC (*Analog/Digital Converter*) pour un traitement informatique.

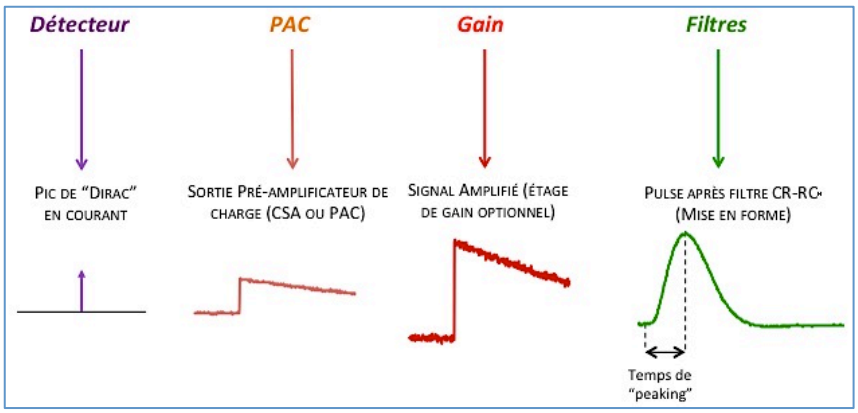

Figure III-5 : Représentation de l'allure des signaux en différents points d'une chaine spectroscopique d'un ASIC (entrée, préamplificateur de charges, étage de gain (optionnel), et filtres CR-RC^n).

Pour mesurer les charges suivantes, la capacité de contre-réaction C_f est « vidée » au moyen d'un système de *reset* intégré au PAC. Il existe toute une zoologie de circuit de *reset*, on peut généralement les représenter simplement sous la forme de commutateurs (*switchs*) ou de transistors (équivalents à des grosses résistances). Ce *reset* peut être réalisé de manière continue (décharge continue de la capacité, avec l'exemple du signal en sortie du préamplificateur de la Figure III-5 qui revient progressivement au niveau de la ligne de base) ou de manière discrète (en reliant la sortie du PAC à son entrée inverseuse, à la fin de la lecture de l'événement précédent et/ou périodiquement). Dans ce dernier cas, la fréquence du *reset* est à adapter au flux de photons incident, pour éviter que l'arrivée d'une nouvelle charge avant la décharge complète de C_f ne provoque un phénomène d'empilement, surestimant la mesure de la charge et sous estimant celle du taux de comptage.

La notion de « bruit électronique » recouvre toutes les sources de fluctuation sur le signal autres que celles liées au nombre de paires e/h générées ou au propriétés de transport et d'induction de la charge dans le détecteur. En particulier, la présence d'une électronique de lecture frontale non-idéale est à l'origine d'un bruit intrinsèque qui contribue aussi à dégrader la résolution en énergie du système.

Avec G le gain total de la chaine (PAC + filtres) exprimé typiquement en mV/fC, et U_s l'amplitude de la tension de sortie mesurée en mV (Figure III-4), la charge Q à l'entrée s'écrit :

$$Q = \frac{U_s}{G}$$

En posant σ_{U_s} le bruit quadratique moyen (rms, *root mean square*) mesuré sur les fluctuations de l'amplitude du signal de sortie, il est possible de faire correspondre à l'entrée de la chaine une charge équivalente Q_B telle que l'amplitude de sortie U_s soit égale à l'écart-type du bruit σ_{U_s}. En d'autres termes, elle correspond à la charge à présenter en entrée pour que le rapport signal sur bruit soit égal à 1. Cette charge Q_B est appelée « charge équivalente de bruit » (ENC, *Equivalent Noise Charge*), et correspond ainsi au bruit mesuré de la chaine reporté à l'entrée :

$$ENC = Q_B = \frac{\sigma_{U_s}}{G}$$

L'ENC est usuellement exprimé en électrons rms, avec $ENC\ (e^- rms) = Q_n(C)/q$. C'est une grandeur fondamentale pour quantifier les performances en bruit des électroniques dans le domaine de la détection de charges.
La résolution en énergie (FWHM) correspondante à l'ENC et uniquement due à la contribution de l'électronique de lecture s'écrit, pour un ASIC sans détecteur :

$$FWHM_B = 2{,}35 \cdot ENC \cdot w$$

Elle est proportionnelle à l'énergie de création de paire w du détecteur correspondant. De manière analogue, il est possible d'associer à la résolution intrinsèque de Fano $FWHM_{Fano}$ une valeur de bruit « électronique » ENC_{Fano} telle que :

$$ENC_{Fano} = \frac{FWHM_{Fano}}{2{,}35 \cdot w}$$

Au final, la résolution en énergie de la chaine totale résulte de la sommation quadratique de ces deux contributions, plus éventuellement un terne relatif aux pertes de charges si celles-ci ne sont pas négligeables :

$$FWHM_{tot} = \sqrt{{FWHM_{Fano}}^2 + {FWHM_B}^2 + {FWHM_{Pertes}}^2}$$

Le bruit électronique de l'ASIC est considéré indépendant de l'énergie du photon. C'est le préamplificateur de charges qui en est la source dominante. Sa réponse en bruit dépend toutefois des propriétés du détecteur (courant de fuite et capacité électrique), ainsi que des paramètres de l'étage de filtrage placé en aval du PAC.

L'un des enjeux majeurs du développement d'un spectromètre à très haute résolution est de réduire au maximum le niveau de bruit électronique rajouté par l'ASIC, et idéalement sa dépendance au courant et à la capacité du détecteur.
Pour des pertes de charges négligeables lors du transport et de l'induction du signal, la résolution ne résulte plus que de la sommation quadratique du bruit de Fano ENC_{Fano} et de l'ENC de la chaine spectroscopique de l'ASIC. Si cette dernière contribution devient négligeable devant le bruit de Fano,

les résolutions en énergie obtenues seront extrêmement proches des limites intrinsèques du détecteur. On parle alors de système « Fano-limited » pour cette configuration idéale.
Comme la résolution de Fano dépend en racine-carrée de l'énergie, le système se rapproche des résolutions limites pour des énergies de photons croissantes, le bruit électronique devenant de plus en plus négligeable lorsque l'énergie augmente (Figure III-6). Tout l'enjeu consiste à conserver un bruit électronique encore négligeable devant le bruit de Fano aux plus faibles énergies.

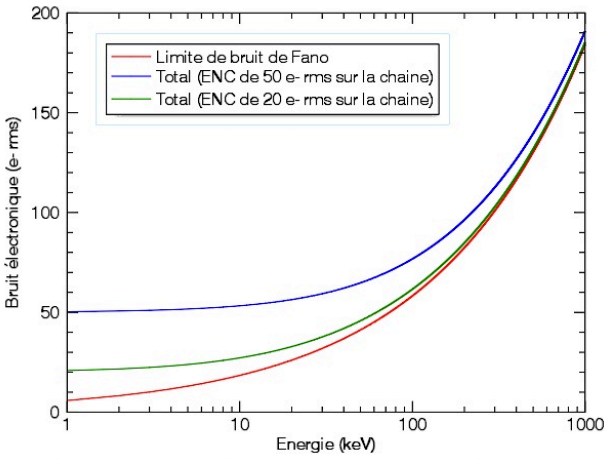

Figure III-6 : Résolutions en énergie exprimées en termes de bruit électronique (e^- rms), en fonction de l'énergie du photon incident. Sont représentées la limite de bruit de Fano, et le bruit total obtenu pour une électronique dont l'ENC vaut 50 et 20 e^- rms (meilleur bruit respectivement obtenu sur le spectromètre Caliste HD et objectif du projet MC2, cf. IV).

En prenant pour exemple les deux raies d'américium 241 à 13 keV et 60 keV traditionnellement considérées pour caractériser les performances des détecteurs CdTe, la limite de bruit de Fano vaut respectivement 21 et 45 e^- rms (équivalent à 218 eV et 467 eV de résolution intrinsèque).
Pour une électronique dont l'ENC est de 50 e^-, le bruit électronique total est estimé à 54 et 67 e^- sur les pics à 13 et 60 keV. En le réduisant à seulement 20 e^- sur l'ASIC, ces valeurs sont ramenées à 29 et 49 e^- rms (gains de 46% et 27% sur la résolution).

Ainsi, on peut considérer que le bruit de Fano est dominant à partir de 12 keV pour 20 e^- rms sur l'ENC de la chaine spectroscopique, et à partir de 74 keV pour 50 e^- de bruit. Une réduction drastique du bruit électronique généré par les ASICs permet donc de se rapprocher au plus près des limites théoriques du détecteur, et de conserver une contribution minoritaire du bruit de la chaine par rapport au bruit de Fano aux basses énergies. Avec un ENC de 20 e^- rms, les résolutions en énergie attendues sont de 301 eV (pic à 13 keV) et 509 eV (pic à 60 keV).

IV. De Caliste à MC2

A. Historique de développement

Le service d'Astrophysique du CEA de Saclay a développé il y a 15 ans le plan de détection de l'imageur ISGRI embarqué à bord du satellite INTEGRAL, toute première fois que des détecteurs CdTe étaient utilisés pour une application spatiale.
En utilisant une approche modulaire, la caméra était divisée en 8 secteurs de 2048 pixels chacun, eux-mêmes formés de 128 *polycells* de 16 pixels (Figure IV-1) [19]. Chaque monopixel de 4 mm de côté était monté sur une céramique faisant la liaison entre les électrodes des cristaux et 4 ASICs de 4 voies chacun connectés à l'ensemble. L'intérêt d'utiliser ce montage est de découpler le pas du détecteur et la géométrie des ASICs, la céramique réalisant l'adaptation entre les pixels du détecteur et les entrées

des chaines spectroscopiques de l'électronique de lecture. Un assemblage comparable est utilisé pour le module XRDPIX développé dans le cadre de SVOM ECLAIRs, projet auquel nous collaborons [25].

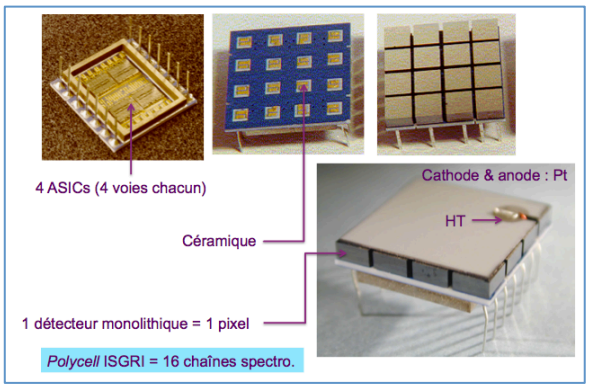

Figure IV-1 : Vue d'ensemble d'un *polycell* développé pour le plan de détection ISGRI au laboratoire. Chaque unité comporte 16 monopixels de 4 mm de côté, séparés de 0,6 mm les uns des autres et assemblés sur une céramique assurant la liaison avec 4 ASICs reportés en dessous du module.

Après l'achèvement de ce projet, une intense activité de R&D a été lancée au laboratoire, dans le but de réaliser un nouveau type de spectro-imageur CdTe à petits pixels et hautes performances spectrométriques, à même de venir prendre place dans le plan focal de futurs télescopes à focalisation de rayons X.
Initialement guidé par les prérequis du détecteur de haute énergie du projet de mission Simbol-X [3, 23], ce développement imposait :

- Une bande spectrale nominale de 8 à 80 keV.
- Une résolution spectrale de 1,3 keV à 68 keV (raie du ^{44}Ti).
- Une datation des évènements absolue à 100 µs.
- Un champ de vue de 12 arcmin, soit un diamètre de 7 cm sur le plan focal (distance focale de 20 m).
- Une résolution angulaire de 20 arcsec à 30 keV, soit des pixels de taille inférieure à 1 mm pour échantillonner la PSF.
- Une sensibilité de détection de 3.10^{-7} photons.cm^2.s^{-1} à 68 keV pour une exposition de 1 Ms.
- Un seuil bas de 4 keV.
- Une stabilité sur plus de 80h de mesure.
- 90% de surface efficace (pas de zones mortes).

Pour satisfaire ces objectifs, le choix s'est porté sur l'utilisation de détecteurs CdTe à anode pixellisée de faible épaisseur (1 - 2 mm). En plus de permettre d'atteindre la résolution en imagerie souhaitée, cette géométrie – comme introduit en II.G – est particulièrement utile du point de vue de la spectrométrie ; pixels de faible capacité électrique et de courant de fuite limité, écrantage des trous et de leurs éventuelles pertes lors du transport, possibilité de reconstruire les évènements partagés et d'utiliser le plan de détection comme un polarimètre. De plus, l'ajout d'un anneau de garde autour du détecteur et l'emploi de contacts Schottky sur les anodes sont à même d'améliorer encore la résolution en énergie.
Par ailleurs, l'efficacité de détection des rayons X entre 8 et 80 keV est quasi-totale et contribue à la sensibilité globale de l'instrument.
En parallèle des optimisations réalisées sur le bloc de détection, l'effort a été concentré sur la réalisation d'électroniques de lecture frontales à très bas bruit, influençant la réponse temporelle, le seuil bas, la résolution en énergie, et conservant la dynamique.

Au final, et sur un cycle de développement d'une dizaine d'années, une intégration poussée des détecteurs et des électroniques associées a abouti à la réalisation de la famille de spectro-imageurs Caliste (Figure IV-2). D'une surface de 1 cm^2 pour 256 pixels au pas de 625 µm dans sa dernière

version, le monocristal est connecté par l'anode à un module électronique intégrant 8 ASICs développés en interne – chacun relié à 16 pixels – ainsi qu'un ensemble d'alimentations et de systèmes de multiplexage.

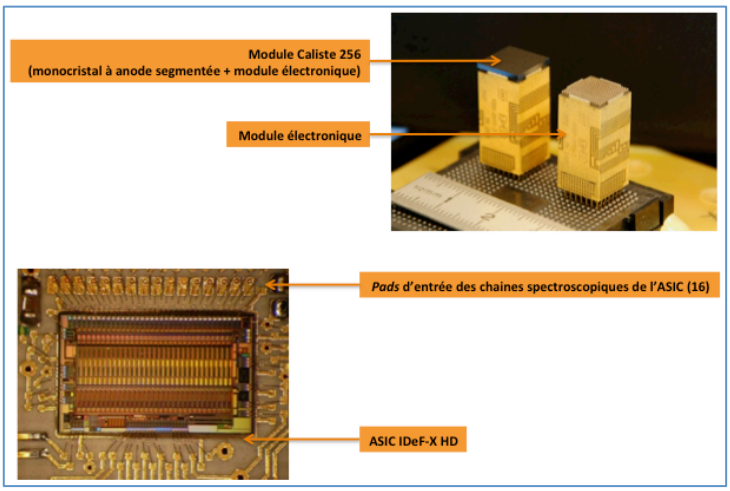

Figure IV-2 : Photographie d'un module Caliste 256 et de son bloc électronique seul, et d'un ASIC IDeF-X HD sur lequel viennent se connecter en entrée 16 pixels du détecteur sur les *pads* métallisés mis en évidence.

Plusieurs versions de cette micro-caméra ont été réalisées entre 2007 et 2011, la dernière (Caliste HD) ayant été mise au point au début de ma thèse [49]. Les performances spectrométriques de cet instrument se sont montrées exceptionnelles, avec des résolutions en énergie de 0,6 keV à 14 keV et 0,7 keV à 60 keV. De plus, les performances des ASICs IDeF-X HD [46] intégrés au module autorisent une dynamique étendue jusqu'à 1 MeV et un seuil bas inférieur à 2 keV. La consommation de l'ensemble est réduite avec 200 mW au total, soit 0,8 mW par pixel, conforme aux exigences de basse consommation du domaine spatial. Son niveau de TRL est estimé à 5-6.

Il est difficile de réaliser des cristaux de CdTe de grandes surfaces, en raison de problèmes de fragilité, d'homogénéité et du risque de rajouter des défauts lors de la fabrication. Pour couvrir une surface de détection supérieure à 1 cm^2, Caliste a été intégré verticalement pour être facilement « aboutable » sur ses 4 côtés, et couvrir ainsi de larges surfaces avec un minimum de zones mortes. Le plan de détection MACSI [50], réalisé à partir d'une mosaïque de 8 modules Caliste HD, permet ainsi de couvrir 8 cm^2 avec 2048 pixels (Figure IV-3).

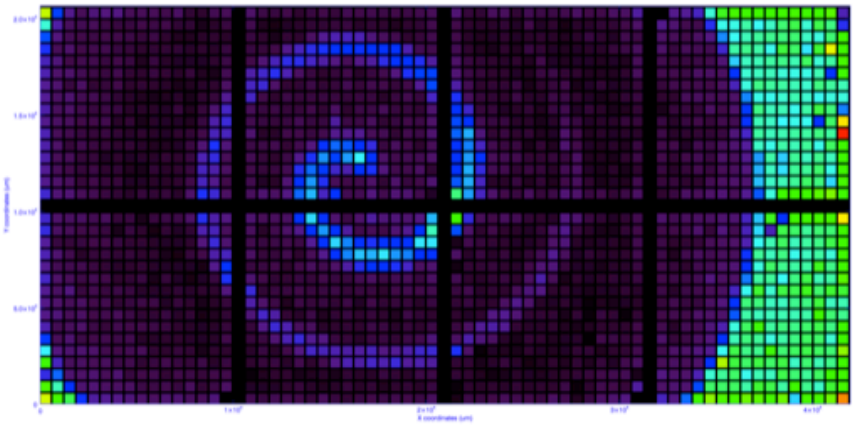

Figure IV-3 : Image d'une source acquise avec le plan de détection MACSI, derrière un masque en spirale. J'ai représenté à l'échelle les motifs des anodes segmentées ainsi que les espacements entre les modules Caliste HD. La zone morte est très réduite, de la largeur d'un pixel environ.

Lui-même aboutable sur 3 côtés, cet instrument permet d'échantillonner l'ensemble de la tâche focale d'un instrument tel que le détecteur de haute énergie de Simbol-X, et de répondre ainsi à l'ensemble de ses spécifications tant en imagerie qu'en spectrométrie. Bien que ce projet de mission ait été abandonné, des instruments comme le module Caliste ou le plan de détection MACSI sont candidats à plusieurs projets de missions X et gamma, et sont d'ores et déjà sélectionnés sur la mission russe SORENTO ou sur la mission de l'ESA Solar-Orbiter [51].

Le chemin parcouru en terme de spectrométrie par rapport aux détecteurs d'ISGRI est illustré par la Figure IV-4, qui superpose deux spectres acquis sur une source de ^{241}Am avec ISGRI et MACSI. L'augmentation de la résolution en énergie constitue aussi une voie d'amélioration de la sensibilité, puisque les pics d'énergie – mieux résolus – ressortiront plus rapidement du bruit de fond et seront détectés en moins de temps ou avec moins de photons.

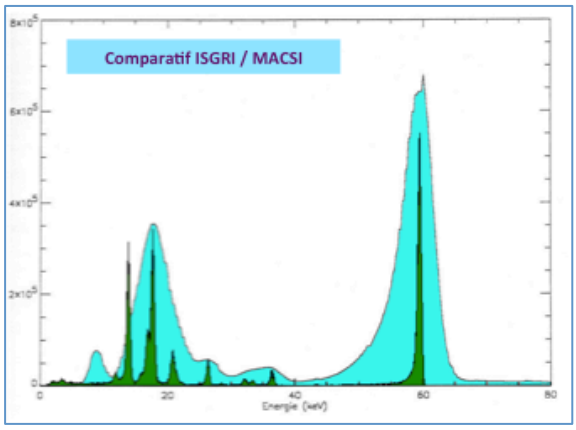

Figure IV-4 : Comparatif d'un spectre d'une source de ^{241}Am mesurée avec le plan de détection ISGRI et MACSI.

B. Etat de l'art

De part le monde, de nombreuses équipes travaillent à la réalisation de systèmes de détection à base de CdTe. Les applications qualifiées pour le spatial sont toutefois plus rares, et une partie d'entre elles sont résumées à la Table 4.

Les résolutions spatiales des plans de détection vont de 250 µm à 625 µm, et l'ensemble de ces systèmes repose sur l'utilisation d'un ou plusieurs ASICs reliés aux électrodes du détecteur.
Le système Hexitec [52, 53] se distingue par son grand nombre de canaux (6400) et son pitch très réduit de 250 µm. Il est en outre possible de le coupler avec 3 autres modules pour réaliser un plan de détection étendu de 16 cm^2.
Pour le même *pitch*, le détecteur HXI [45, 54] prévu sur ASTRO-H ne nécessite que 256 chaines de lecture pour 16384 voies en raison de l'utilisation de bandes strippées plutôt que des pixels. La consommation est moindre, mais les conséquences de ce choix sur la résolution en énergie sont visibles, avec près de 1,5 keV à 60 keV.
Le spectro imageur de la JAXA et de l'Université de Tokyo [55] a des pixels légèrement plus gros comparés au système Hexitec et une matrice plus réduite, mais présente de meilleures performances spectrométriques.
Le prototype de détecteur HEFT développé pour NuSTAR [44] fait 498 µm de *pitch* (600 µm sur une matrice de 32×32 pour le modèle de vol), et présente une très basse consommation liée au fait qu'il nécessite l'emploi d'éléments externes pour extraire l'énergie mesurée.
Enfin, le spectro-imageur Caliste HD développé au CEA et présenté précédemment, qui – malgré la taille de ses pixels – offre les meilleures performances spectrométriques (dynamique la plus étendue, seuil bas le plus réduit et meilleure résolution en énergie).

	Hexitec [52, 53]	ASTRO-H / HXI [45, 54]	JAXA [55]	Caltech / HEFT [44]	Caliste HD [49]
Pitch	250 µm (pixels)	250 µm (bandes strippées)	270 µm (pixels)	498 µm (pixels)	625 µm (pixels)
Matrice de détection	80 × 80	128 × 128	12 × 12	24 × 44	16 × 16
Epaisseur du détecteur	1 mm	0,75 mm	0,5 mm	0,5 mm	1 mm
Dynamique en énergie	4 – 200 keV	5 keV – 80 keV	4 – 300 keV	5 – 100 keV	2 keV – 1 MeV
Résolution en énergie (60 keV)	1 keV	1,5 keV	0,9 keV	0,9 keV	0,7 keV
Conso. par canal	-	0,5 mW	0,33 mW	0,66 mW	0,78 mW
Densité de puissance	-	1,9 mW/mm^2	0,42 mW/mm^2	0,16 mW/mm^2	1,22 mW/mm^2
Module	Monocristal CdTe + 1 ASIC	Monocristal CdTe + 8 ASICs	Monocristal CdTe + 1 ASIC	Monocristal CdTe + 1 ASIC (+ éléments externes)	Monocristal CdTe + 8 ASICs

Table 4 : Comparatif de différents spectro-imageurs à base de CdTe pour l'astrophysique (d'après [15]).

C. Un nouveau spectro-imageur : le projet MC2

Les performances actuelles d'instruments comme Caliste sont excellentes, et à même de répondre aux besoins d'une grande variété de mission X-dur et gamma. Toutefois, les longs cycles de développement nécessaires pour passer d'un prototype à un système intégré – 10 ans pour Caliste HD/MACSI – rendent nécessaire d'initier très en amont la réflexion sur la suite de travaux de R&D. La tendance de plus en plus marquée des agences spatiales à exiger dès l'initiation d'un projet des instruments de grande maturité incite à anticiper les besoins.

Dans notre domaine de longueurs d'onde, il est très probable que la plupart des futures missions requièrent une sensibilité accrue et des résolutions en énergie encore meilleures. Des plans de détection à petits pixels seront ainsi rendus nécessaires pour tirer parti des avancées réalisées sur les miroirs à rayons X et pour maximiser la sensibilité et la résolution angulaire. Des missions telles que le projet Ixo – devenu Athena [56] – visent ainsi une résolution angulaire inférieure à 10 arcsec HEW, ce qui correspond à un pas d'échantillonnage de l'ordre de 200 µm sur la tache focale. La diminution du pas des pixels est donc véritablement un enjeu pour le développement des futurs instruments.

De ce constat, nous avons initié le projet MC2 (*Micro Cadmium telluride on Chip*) visant à réaliser un nouveau type de spectro-imageur à haute densité de pixels et aux performances spectrométriques élevées, en nous fixant des objectifs à-même de remplir les pérequis des futures missions d'astronomie X-dur et gamma :

- *Pitch* de 300 µm, soit des pixels 4 fois plus petits que ceux de Caliste HD.
- Matrice de détection de 16 × 16 pixels (éventuellement 32 × 32 ou 64 × 64 par la suite).
- Conception modulaire de l'instrument (aboutable sur 4 côtés).
- Très hautes performances spectrométriques : résolution en énergie de 0,5 – 0,6 keV à 60 keV.
- Seuil bas inférieur à 2 keV, pour une dynamique allant jusqu'à 250 keV.
- Fonctionnement en mode « autodéclenché », à l'image de nos précédents systèmes (lecture d'une voie uniquement à l'arrivée d'un photon).

- Densité de puissance conservée par rapport à Caliste HD, soit une consommation d'environ 200 mW par canal (divisée par 4).

Par rapport aux autres instruments de même type présentés en Table 4, MC2 constituerait le meilleur compromis sur le plus de points critiques. Pour ce développement, nous comptons nous appuyer sur l'expérience acquise lors du développement des micro-caméras Caliste, en jouant notamment sur les performances en spectrométrie déjà parmi les plus élevées.

Les objectifs fixés sont atteignables en optimisant simultanément le bloc de détection, l'électronique de lecture et l'hybridation :

- En ce qui concerne le détecteur, nous projetons de conserver des monocristaux de CdTe d'Acrorad à anode segmentée, à contacts Schottky en aluminium. Ces derniers ont déjà fait leurs preuves en fournissant notamment des résolutions spectrales 1,3 fois meilleures que les détecteurs CZT testés au laboratoire [23], avec des courants de fuite trois fois moindres à 0°C et des pertes de charges de 5 à 6 fois plus réduites.
  A partir des mesures de courant réalisées sur ces cristaux [24], et en considérant une densité de courant uniforme dans le détecteur et la présence d'un anneau de garde, on l'extrapole pour un pixel de 300 µm^2 à moins de 0,5 pA à 0°C pour un champ appliqué de 200 V/mm [15]. Toutefois, et afin de se prémunir d'éventuels effets des radiations dégradant le détecteur, de la présence de courants de surface ou de l'influence d'une augmentation de la température ou du champ électrique, nous considérons une limite supérieure de 5 pA pour la valeur du courant de fuite, probablement très surestimée.
  Nous avons passé commande chez Acrorad de quelques détecteurs à des fins de tests sur un premier démonstrateur, dans une géométrie réduite de 4 × 4 pixels au pas de 300 µm entourés d'un large anneau de garde (Figure IV-5).

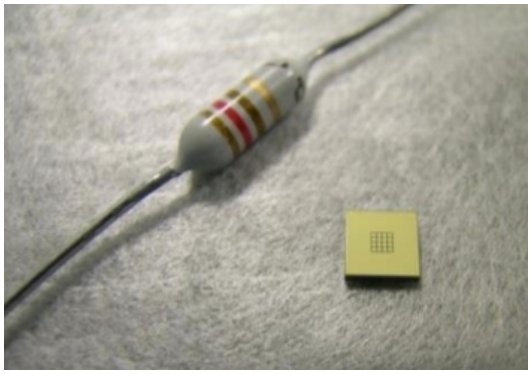

Figure IV-5 : Premier prototype de détecteur CdTe au pas de 300 µm et de 750 µm d'épaisseur produit par Acrorad pour l'application MC2. Dans ce premier lot, l'anode est constituée d'une matrice de 4×4 pixels entourés d'un large anneau de garde.

  Pour le projet, nous proposons d'utiliser des détecteurs de seulement 750 µm d'épaisseur, contre 1 mm précédemment. Nous avons toutefois fait réaliser quelques échantillons de 2 mm, pour comparaison.
  Une étude approfondie est nécessaire afin de définir la géométrie optimale du détecteur à intégrer dans MC2 (épaisseur, dimensions des électrodes et des espacements entre les pixels), au regard des problématiques soulevées précédemment (partage de charges, pertes de charges, capacité électrique, efficacité de détection…).

- En plus de la contribution du courant de fuite du détecteur et de l'efficacité de l'induction de la charge par ce dernier, nous avons vu en Figure III-6 que les performances en bruit de l'électronique de lecture frontale étaient critiques sur la résolution en énergie atteignable. Le développement d'un nouvel ASIC à très bas bruit électronique dédié à cette application a été

initié, avec comme objectif des niveaux de bruit électronique compris entre 20 et 30 e^- rms. Par rapport à Caliste HD, cela représente un gain d'un facteur 2 à 3.
Ce travail de développement s'est fait en collaboration avec Alicja Michalowska – en thèse au service de microélectronique de l'IRFU (CEA Saclay) [15] – qui a eu la responsabilité de concevoir ce nouvel ASIC. J'ai pour ma part assuré la mise en œuvre expérimentale des différents prototypes et leurs caractérisations / retours d'expériences.

- Un inconvénient majeur du type de montage représenté à la Figure IV-1 est que l'interconnexion des ASICs et du détecteur au travers de cette « carte d'adaptation » rajoute de la capacité électrique parasite en entrée des chaines de l'ASIC, qui contribue à relever les niveaux de bruit électronique et dégrader la résolution en énergie. Cet effet est particulièrement critique pour les géométries à petits pixels, pour lesquelles la capacité intrinsèque des pixels est faible devant la capacité parasite. Dans ce cas de figure, et quels que soient les efforts réalisés pour maximiser les performances spectrométriques du bloc de détection, c'est l'interconnexion de l'ASIC et du détecteur qui est le facteur limitant sur la résolution atteignable en imposant un surplus de bruit à l'ensemble de la chaine.
  Même si l'architecture de Caliste limite ces effets, les ASICs sont toujours reliés aux pixels au travers du module électronique, via des fils reliés à leurs *pads* d'entrée (« wire-bonding »). La capacité totale de l'ensemble est ainsi estimée à 1 ou 2 pF, dominés par l'interconnexion. Dans le cadre de l'application MC2, l'adaptation du module électronique de Caliste à des pas de pixels plus petits est d'ores et déjà exclue, la technologie ne le permettant pas encore actuellement. Afin de limiter la capacité parasite au maximum, une connexion directe entre les *pads* de l'ASIC et les pixels est le meilleur choix ; à l'image de ce qui est réalisé dans le cadre de l'hybridation de détecteurs à *pitchs* très réduits dédiés à la détection des rayonnements [41, 42], on propose « d'empiler » l'ASIC et le détecteur en les disposants les uns en dessous des autres et en les reliant par des « plots » d'interconnexion de faible hauteur (Figure IV-6).

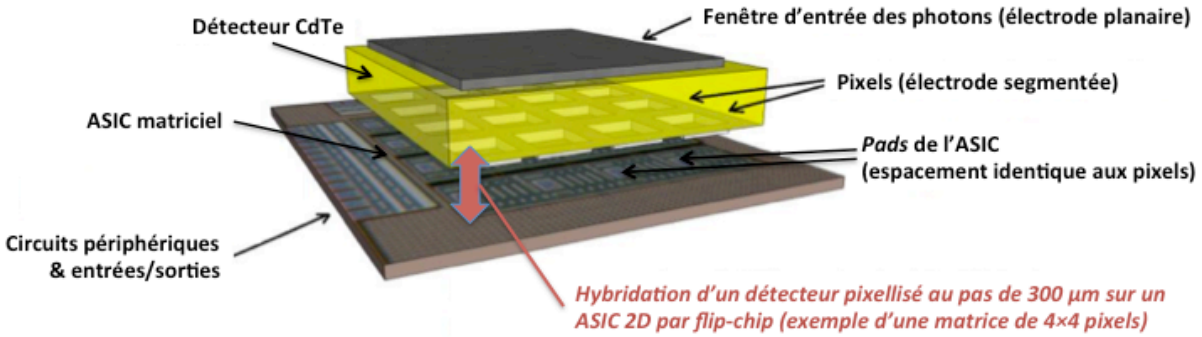

Figure IV-6 : Illustration de l'architecture envisagée pour le spectro-imageur MC2, avec un détecteur CdTe pixellisé au pas de 300 µm directement hybridé à un unique ASIC matriciel par *flip-chip*. Cette géométrie impose de contenir chaque chaine de lecture de l'électronique frontale dans une surface de 300×300 µm², équivalente à celle d'un pixel du détecteur.

Cette technique dite de « flip-chip » permet de réaliser des objets très compacts, mais nécessite que la matrice du détecteur et la matrice des pads d'entrée de l'ASIC coïncident parfaitement. Cela passe par la réalisation d'un ASIC « 2D » ou « matriciel ». Ce prérequis empêche de conserver l'architecture des précédents ASICs IdeF-X développés au laboratoire, et constitue à ce titre une rupture technologique.
Le développement du nouvel ASIC pour MC2 impose donc à la fois un niveau de bruit particulièrement réduit et une complexité inhérente à l'intégration de 256 chaines spectroscopiques au pas de 300 microns dans un seul et même ASIC. Lors de la phase de *design* de l'ASIC, la capacité électrique a été prise inférieure à 1 pF, avec une première estimation (cf. chapitre 5) autour de 300 fF.
A noter toutefois que cet arrangement est bien adapté à la réalisation d'hybrides aboutables, puisque la largeur des circuits périphérique est estimée assez faible. Par rapport aux autres spectro-imageurs déjà existant (Table 4), le développement de MC2 se rapproche le plus du

spectro-imageur de la JAXA [55] qui fait lui aussi appel à une technique d'hybridation par *flip-chip*.

Nous avons vu au cours de ce chapitre et du chapitre précédent que l'amélioration continue de la sensibilité et de la résolution angulaire des missions d'astronomie X-dur et gamma reposant sur l'utilisation de miroirs X imposait de développer de nouveaux types de spectro-imageurs finement résolus et à hautes performances spectrométriques.

Le laboratoire a depuis longtemps développé une expertise dans la réalisation de tels systèmes à base de détecteurs CdTe pixellisés, dont le plus récent – la micro-caméra Caliste HD – est l'un des plus aboutis existants. Dans l'optique de multiplier par 4 la densité de pixels en vue de préparer la prochaine génération de missions spatiales en X-dur et gamma, nous avons initié un nouveau cycle de développement visant à réaliser un spectro-imageur comportant 256 pixels au pas de 300 microns, aux performances spectrométriques encore accrues. L'axe suivi pour ce développement est l'hybridation directe sur le cristal de CdTe d'un nouvel ASIC 2D, à même d'apporter des niveaux de bruit électronique extrêmement réduits et gages de résolutions en énergie les plus proches possibles des limites intrinsèques.

Dans cette première phase du projet MC2, mon travail s'articulera sur quatre axes :

- Connaissance des systèmes actuels et retour d'expérience, le module Caliste HD constituant le spectro-imageur le plus avancé disponible au laboratoire et servant de point de départ pour la réalisation d'un instrument aux performances encore accrues (chapitre 3).

- Mise en œuvre des électroniques de lecture spécialement développées pour cette application (chapitre 4).

- Réflexion sur les problématiques liées à l'utilisation d'un détecteur dont la surface des pixels est de près de 4 fois inférieure à celle de Caliste HD, et études / modélisation afin de déterminer la configuration optimale du détecteur (chapitre 5).

- Réalisation d'un premier hybride détecteur + ASIC au pas de 300 microns, et mise en œuvre expérimentale (chapitre 6).

Bibliographie du chapitre 2

[1] NASA Marshall Space Flight Center Collection (site web), http://www.mix.msfc.nasa.gov
[2] Page d'accueil de l'observatoire X Chandra, http://www.chandra.harvard.edu
[3] F. Ferrando *et al.*, "Simbol-X mission overview", Proc. SPIE 6266, 2006, pp. 62660F.
[4] J. E. Harvey, M. Bass, "X-Ray Optics, Handbook of Optics: Devices, Measurements and Properties", Chapter 11, 2nd edition, Vol. 2, McGraw Hill, 1995.
[5] A. Morettia *et al.,* "SWIFT XRT Point Spread Function Measured at the Panter End-To-End Tests", SPIE Proceedings, X-Ray and Gamma Ray Instrumentation for Astronomy XIII, Vol. 5165, 2004.
[6] XMM Newton Users' Handbook, http://www.xmm.esac.esa.int
[7] P. Sizun *et al.,* "The INTEGRAL/SPI Energy Response and the Crab Observations", Proceedings 5th INTEGRAL Workshop: "The INTEGRAL Universe", February 16-20, 2004, Munich, Germany.
[8] H. Wolter, "Spiegelsysteme streifenden Einfalls als abbildende Optiken für Röntgenstrahlen", Annalen der Physik, Vol. 10, 1952, Pages. 94–114.
[9] Site web NuSTAR (système optique), http://www.nustar.caltech.edu/page/optics
[10] T. Takahashi *et al.,* "The ASTRO-H X-ray Observatory", Space Telescopes and Instrumentation 2012: Ultraviolet to Gamma Ray, Proc. Of the SPIE, Vol. 8443, 84431Z.
[11] A. J. de Korte, "High-Throughput Replica Optics", Proc. SPIE 0830, "Grazing Incidence Optics for Astronomical and Laboratory Applications", No. 172, 1988.
[12] Site web INTEGRAL (ESA), http://www.sci.est.int/integral
[13] P. Ubertini *et al.,* "IBIS: The Imager On-Board INTEGRAL", Astronomy and Astrophysics, Vol. 411, 2003, Pages L131-L139.
[14] F. Harrison *et al*., "The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) High Energy X-Ray Mission", The Astrophysical Journal, 2013, 770:103 (19pp).
[15] A. Michalowska, "Etude et développement d'ASIC de lecture de détecteurs matriciels en CdTe pour application spatiale en technologie sub-micrométrique profonde", Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 2013.
[16] Knoll, "Radiation Detection and Measurement", John Wiley & Sons, 3rd edition, 2000.
[17] G. Lutz, "Semiconductor Radiation Detectors", Springer, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1999).
[18] P. Kireev, "La physique des semiconducteurs", éd. MIR, Moscou, Pages 224-229 (1975).
[19] O. Limousin, "Mise en Œuvre et Etude des Propriétés Spectrales de la Gamma Camera ISGRI", Thèse de Doctorat, Université Toulouse III Paul Sabatier, 2001.
[20] E. Manach, "Etude, tests et mise au point d'un détecteur semi-conducteur pixellisé en mode comptage pour l'imagerie gamma dans les installations nucléaires", Thèse de Doctorat, Université de Caen / Basse Normandie, 2005.
[21] eV-Products (site web), http://www.evproducts.com/
[22] Site web Acrorad, http://www.acrorad.co.jp/us/.
[23] A. Meuris, "Etude et optimisation du plan de détection de haute énergie en Cd(Zn)Te de la mission spatiale d'astronomie X et gamma Simbol-X", Thèse de doctorat, Université Paris Diderot (Paris 7), 2009.
[24] B. P. F. Dirks, "Study and modelling of the new generation Cd(Zn)Te X- and gamma-ray detectors for space applications", Thèse de doctorat, Université Paris Diderot (Paris 7), 2006.
[25] K. Lacombe *et al*., "Development of the ECLAIRs Camera, a 6400 CdTe Array for X/Gamma Detection", IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2009, Pages 2101-2104.
[26] Institut Paul Scherrer (site web), http://www.psi.ch/
[27] A. Meuris *et al.*, "Caliste 64, an innovative CdTe hard x-ray microcamera", IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume 55, Part. 2, 2008, Pages 778–784.
[28] S. Ishikawa *et al*., "Performance of Double-Sided CdTe Strip Detectors for Gamma-ray Imaging and Spectroscopy", IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2008, Pages 440-443.
[29] K. Nakazawa *et al*., "Improvement of the CdTe Diode Detectors using a Guard-ring Electrode", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 51, No. 4, 2004, Pages 1881-1885.

[30] C. Matsumoto *et al*., "Performance of a New Schottky CdTe Detector for Hard X-Ray Spectroscopy", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 45, No. 3, 1998, Pages 428-432.
[31] T. Takahashi *et al*., "High-Resolution Schottky CdTe Diode Detector", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 49, No. 3, 2002, Pages 1297-1303.
[32] Z. He, "Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-rays detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 463, 2001, Pages 250-267.
[33] S. Dubos *et al.*, "Low Energy Characterization of Caliste HD, a Fine Pitch CdTe-Based Imaging Spectrometer", IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume 60, Part. 5, 2013, Pages 3824–3832.
[34] A. Meuris, O. Limousin, C. Blondel, "Charge sharing in CdTe pixilated detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 610, Part. 1, 2009, Pages 294–297.
[35] A. E. Bolotnikov *et al.,* "Charge loss between contacts of CdZnTe pixel detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 432, 1999, Pages 326-331.
[36] I. Kuvvetli *et al.,* "Measurements of charge sharing effects in pixilated CZT/CdTe detectors", Proceedings of IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2007, Pages 2252-2257.
[37] H. L. Malm, M. Martini, "Polarization phenomena in CdTe nuclear radiation detectors", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 21, 1974, Pages 322-330.
[38] H. Toyama *et al*., "Effect of He plasma treatment on the rectification properties of Al/CdTe Schottky contacts", Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 44, No. 9A, 2005, Pages 6742-6746.
[39] A. Cola *et al.,* "Electric field properties of CdTe Nuclear Detectors", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 54, No 4, 2007, Pages 868-872.
[40] A. Meuris, O. Limousin, C. Blondel, "Characterization of Polarization Phenomenon in Al-Schottky CdTe Detectors Using a Spectroscopic Analysis Method", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 654, 2011, Pages 293-299.
[41] X. Llopart *et al*., "Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 581, 2007, Pages 485-494.
[42] M. Gmar *et al.*, "GAMPIX: A new generation of gamma camera", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 652, Pages 638-640.
[43] H. Lemaire *et al*., "Implementation of an imaging spectrometer for localization and identification of radioactive sources", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 763, 2014, Pages 97-103.
[44] C. M. H. Chen *et al*., "Characterization of the HEFT CdZnTe pixel detectors", Proceedings of SPIE Conference, Vol. 5195, 2003, Pages 9-18.
[45] S. Watanabe *et al*., "High energy resolution hard X-ray and gamma-ray imagers using CdTe diode devices", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 56, No 3, 2009, Pages 777-782.
[46] O. Gevin *et al.*, "Imaging x-ray detector front-end with high dynamic range: IDeF-X HD", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 695, 2012, Pages 415–419.
[47] O. Gevin *et al.,* "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, 2005, Pages 433-437.
[48] Z. Y. Chang, W. M. C. Sansen, "Low-noise wide-band amplifiers in bipolar and CMOS technologies", Kluwer Academic Publishers, Norwell, chap. 5 (1991).
[49] A. Meuris *et al.*, "Caliste HD: A new fine pitch Cd(Zn)Te imaging spectrometer from 2 keV up to 1 MeV", Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf. (NSS/MIC/RTSD), 2011, Pages 4485–4488.
[50] O. Limousin, "MACSI: An 8 cm^2 CdTe detection plane for time-resolved hard x-ray imaging with high spectroscopic capability," Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf. (NSS/MIC/RTSD), 2012, Talk #R10-2.
[51] S. Krucker *et al*., "The spectrometer/telescope for imaging X-rays on board the ESA Solar Orbiter spacecraft", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 732, 2013, Pages 295–298.
[52] P. Seller, *et al.*, "Pixellated Cd(Zn)Te High Energy X-Ray Instrument", Journal of Instrumentation, Vol. 6, Part. 12, 2011.
[53] M.D. Wilson, *et al.*, "Multiple Module Pixellated CdTe Spectroscopic X-Ray Detector", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 60, Part. 2, 2013, Pages 1197-1200.
[54] M. Kokubun *et al*., "Hard X-Ray Imager (HXI) for the ASTRO-H Mission", Proceedings of

SPIE, Vol. 7732, 2010, 773215.
[55] G. Sato, *et al.*, "Development of Low Noise Front-End ASIC for Hybrid CdTe Pixel Detectors", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 58, Part. 3, 2011, Pages 1370-1375.
[56] Site web mission ATHENA, http://www.the-athena-x-ray-observatory.eu/

Chapitre 3 : De Caliste HD à MC2, problématique de la réponse à basse énergie

I. Motivations

Le module Caliste HD (Figure I-1) [1] constitue l'état de l'art le plus avancé en termes de spectro-imageurs développés au sein du service d'astrophysique (et peut être même dans le monde), tant par ses performances en spectrométrie que son haut niveau d'intégration et sa maturité technologique (TRL 5 - 6). Cet instrument « tout-en-un » repose sur l'utilisation d'un monocristal de CdTe Schottky à anode pixellisée au pas de 625 µm hybridé à une électronique de lecture dédiée et spécialement conçue pour cette application [2]. Cette dernière est en mesure de fonctionner sur une dynamique spectrale étendue, permettant la détection d'évènements jusqu'à 1 MeV avec un seuil bas électronique inférieur à 2 keV.
Il s'agit de l'aboutissement de la troisième et dernière génération d'un développement instrumental s'étalant sur une dizaine d'années, et ayant conduit précédemment à la mise au point des caméras Caliste 64 [3] et Caliste 256 [4], comportant respectivement 64 pixels au pas de 1 mm et 256 pixels au pas de 580 µm. Chaque étape de ce développement a été l'occasion d'améliorer l'ensemble des briques technologiques mises en œuvre, et notamment le report du détecteur et la conception des électroniques (ASICs IDeF-X [2] développés en interne au CEA/IRFU-SEDI et systèmes d'acquisition), le tout résultant en une dynamique accrue, des résolutions en énergie parmi les meilleures obtenues sur ce type d'instruments, un seuil bas réduit en-dessous de 2 keV et un système qualifié pour l'environnement spatial. Initialement prévu pour composer le plan de détection à haute énergie de la mission spatiale SIMBOL-X [5] (annulée depuis 2009), le module Caliste est en cours d'intégration – dans une version légèrement modifiée nommée Caliste-SO [6] – sur l'instrument STIX [7] de la mission ESA Solar Orbiter [8] dédiée à la physique solaire et dont l'envol est prévu en 2017.

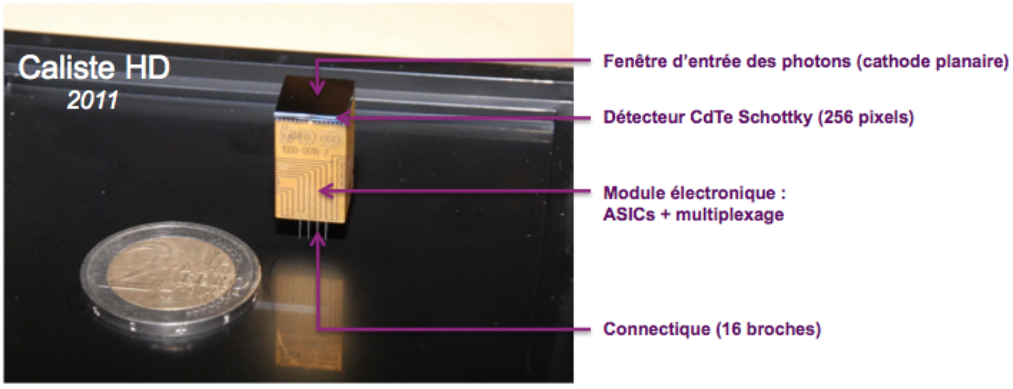

Figure I-1 : Vue d'ensemble du spectro-imageur Caliste HD et principaux blocs fonctionnels

Comparé à la « famille » Caliste, le développement du projet MC2 constitue une véritable rupture technologique par de nombreux aspects :

- La pixellisation du détecteur, avec une densité multipliée quasiment d'un facteur 4, à même d'assurer des résolutions spatiales encore améliorées une fois le capteur placé au point focal d'un miroir X ou d'un masque codé adapté.

- L'électronique de lecture associée ; rupture technologique par rapport aux ASICs unidimensionnels de type « IDeF-X » pour une nouvelle génération d'ASICs matriciels en 2D, disposant de fonctionnalités avancées (notamment au travers d'une part de numérique plus importante) et en particulier conçus pour l'interconnexion de détecteurs de faible capacité électrique (< 1 pF) et de faible courant de fuite (< 1 pA).
- La technique d'hybridation par flip-chip (*i.e.* le détecteur est directement reporté sur une électronique de lecture frontale matricielle), qui permet de rapprocher au maximum les pixels et les chaines spectroscopiques et limite la longueur des interconnexions qui seraient susceptibles de contribuer au bruit électronique ou des couplages capacitifs dégradant la réponse.

L'ensemble – tant par la taille réduite des blocs détecteur et électronique matricielle que par la technique d'hybridation retenue – est prévu pour une intégration encore plus compacte. Le détail et les perspectives de cette intégration seront donnés au chapitre 6.
Néanmoins, et au-delà les améliorations mentionnées précédemment, le maître-mot du développement entrepris dans le cadre du projet MC2 est la recherche de la meilleure performance spectroscopique possible. L'un des moyens mis en œuvre pour y parvenir est la conception d'un ASIC à très bas bruit électronique, dont la contribution à la résolution sera limitée et permettra de se rapprocher des limites de Fano [9]. En plus de ces performances en termes de bruit, l'un des objectifs visés par cette phase de développement est de réduire encore le seuil bas tout en maintenant une fenêtre spectroscopique suffisamment large (jusqu'à au moins 250 keV) et s'assurer de la réponse optimale du système même à basse énergie (fenêtre inférieure à 10-20 keV).

Un objectif aussi ambitieux nécessite de répondre d'abord à un certain nombre de questions préliminaires :

- Quel est précisément le niveau du seuil bas des systèmes actuels, et est-ce qu'il s'agit bien d'un seuil réel pour la détection des photons et non-pas un seuil électronique ?
- Quelles sont les implications et les éventuelles limites d'un tel seuil bas en termes de résolution en énergie et d'efficacité de détection des photons de basse énergie ?
- Est-il envisageable et utile de réduire encore ce seuil ? En particulier, quelle est l'influence de la fenêtre d'entrée en platine du détecteur sur l'efficacité de détection des photons au plus près du seuil bas ? Cette dernière est-elle encore transparente ou devient-elle complètement opaque à ces énergies ?
- Le cristal de CdTe comporte-il encore d'autres limites intrinsèques influençant la détection des photons de basse énergie ou nécessitant d'être prises en compte dans l'étude des détecteurs ? Quelle est l'évolution de l'efficacité de détection avec l'énergie et comment la modéliser ?
- Comment jouent les phénomènes de partage de charges entre plusieurs pixels (*i.e.* lorsque l'énergie d'un photon est induite sur plusieurs pixels voisins) ? Comment les quantifier, et quelle est la comparaison du taux d'évènements partagés avec la surface non-métallisée entre les pixels, que j'appellerai également « zone inter-pixels » dans la suite ? A quel niveau ces évènements sont-ils problématiques, et comment sont-ils influencés par le seuil bas ? Enfin, est-il possible de limiter leur influence, ou à défaut de la comprendre pour optimiser au mieux le *design* du détecteur MC2 ?

Afin de répondre à cet ensemble de questions et dans l'optique d'obtenir des retours d'expérience et des voies d'amélioration, j'ai conduit une étude expérimentale et une évaluation aux limites du système existant le plus abouti à ce jour (ici Caliste HD). Je me suis ainsi tout particulièrement intéressé à des points clés comme le seuil bas, la résolution en énergie, l'efficacité de détection et le partage de charges. Bien que ces travaux revêtent un intérêt qui leur est propre dans la connaissance des performances et limites du module Caliste HD récemment achevé et peuvent à ce titre se suffire à eux-mêmes, la réponse aux questions soulevées dans ce paragraphe est indispensable pour juger de l'opportunité d'aller encore plus loin.

Dans le cadre de cette étude, j'ai mené une campagne complète de caractérisation de Caliste HD pour des énergies inférieures à 16 keV. Cette campagne a été conduite sur l'installation SOLEX du CEA de Saclay au LNHB [10] qui permet de générer des faisceaux de rayons X monochromatiques calibrés en flux et finement collimatés. Après avoir exposé les principales caractéristiques de l'assemblage et les performances nominales obtenues sur un système comme Caliste HD, je présenterai le dispositif et les conditions expérimentales ainsi que les résultats obtenus sur l'installation SOLEX et les conclusions que j'en ai tirées.

A noter par ailleurs que les résultats et interprétations détaillées des travaux qui suivent ont fait l'objet d'un poster présenté à la conférence IEEE NSS/MIC/RTSD 2012 (Anaheim, USA) et d'une publication dans la revue à comité de lecture *Transactions on Nuclear Science* disponible en annexe 2 [11].

II. Caliste HD : caractéristiques principales & performances spectrométriques

A. Le spectro-imageur Caliste HD

Le spectro-imageur Caliste HD résulte d'un assemblage modulaire d'un détecteur pixellisé de 256 pixels couvrant une surface d'environ 1 cm^2 (matrice de 16×16) et d'un bloc électronique comprenant 8 ASICs IDeF-X HD [2] disposés perpendiculairement à la surface de détection (chacun comportant notamment 32 chaines spectroscopiques reliées aux pixels pour l'amplification, la mise en forme et la détection du signal) ainsi que d'une interface électronique et un système de multiplexage permettant de limiter le nombre d'entrées/sorties numériques ou analogiques (alimentations comprises) à 16 voies de communication situées à la base du module.

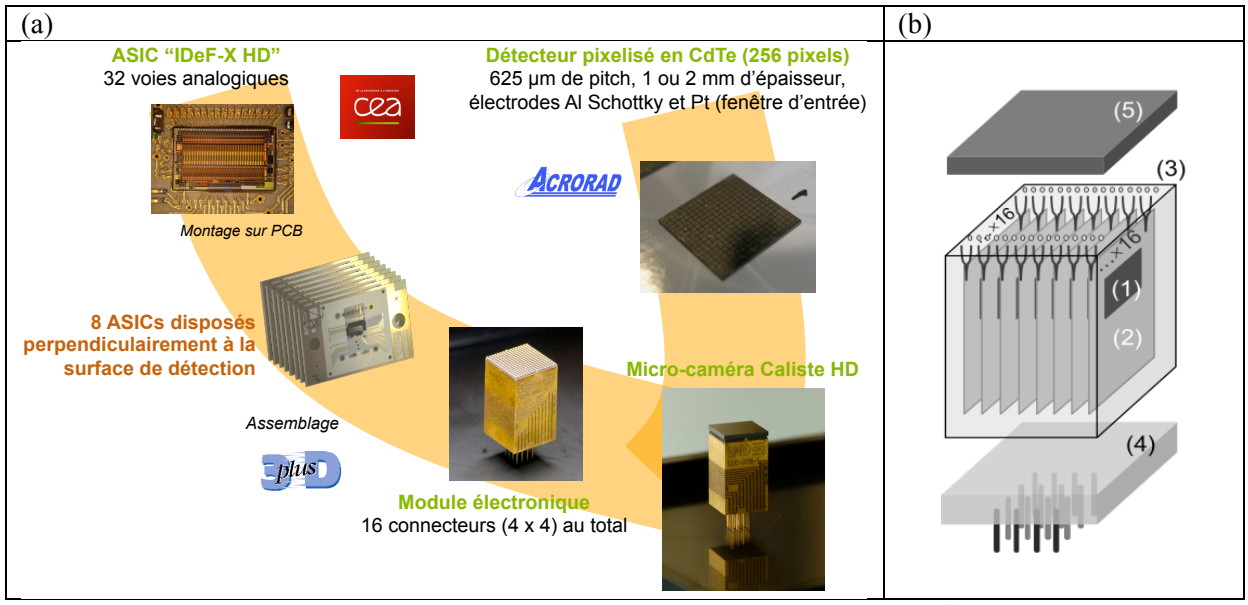

Figure II-1 : (a) Vue d'ensemble de l'architecture du module Caliste HD et de ses différents blocs fonctionnels. Le détecteur CdTe est réalisé par Acrorad (Japon), les circuits électroniques IDeF-X HD sont conçus en interne au CEA Saclay (IRFU/SEDI/LDEF) et l'assemblage est réalisé par 3D Plus (France). (b) Schéma détaillé et disposition des éléments dans le module assemblé, avec les 8 ASICs (en position n°1) sur leur substrat (2) et connectés chacun à deux colonnes adjacentes de la matrice de 256 pixels au travers des « plots » conducteurs en epoxy au sommet du module électronique (3). Tous les signaux et alimentations sont routés vers la base du module, multiplexés et extraits via une interface de 16 voies (4). Le détecteur CdTe (5) est reporté sur le bloc électronique au niveau de l'anode segmentée par *flip-chip*.

Le détail de l'architecture de Caliste HD est donné à la Figure II-1, pour un objet final de 17,5 mm de haut (CdTe, 1 mm, hors *pin*) et de masse égale à 6 grammes.

Chaque « brique » élémentaire, qu'il s'agisse du détecteur ou des différents circuits électroniques a été conçue de manière modulaire, avec des sous-ensembles fonctionnant indépendamment les uns des autres. Le fait de ne pas avoir de point de panne unique – avec notamment de la redondance sur la partie électronique – permet de limiter la propagation des pannes à l'ensemble du système et les possibles conséquences d'une défaillance survenant en environnement spatial ; par exemple la rupture d'un ASIC n'impacterait ainsi que 32 voies sur les 256 que compte un module, assurant un fonctionnement minimal en conditions dégradées.
Cette conception se retrouve aussi dans les conditions d'opérations de la caméra, avec la possibilité donnée d'adresser certains paramètres de manière individuelle au niveau de chaines spectroscopiques (comme le seuil de déclenchement qui peut être rehaussé sur certaines voies « bruyantes », ou même la possibilité de couper complètement d'éventuelles chaines défectueuses).
Enfin, cette notion de « modularité » se retrouve au niveau de l'instrument dans son ensemble, puisque ce dernier n'est pas forcément destiné à fonctionner de manière individuelle mais plutôt à prendre part à la conception de larges plans de détection comportant des centaines ou des milliers de pixels sur des surfaces modestes. A titre d'exemple, on peut notamment citer le plan de détection MACSI [12, 13] achevé fin 2012 et constitué par l'intégration de 8 modules Caliste HD individuels pour un total de 2048 chaines spectrométriques sur une surface de détection de 8 cm^2 (Figure II-2).

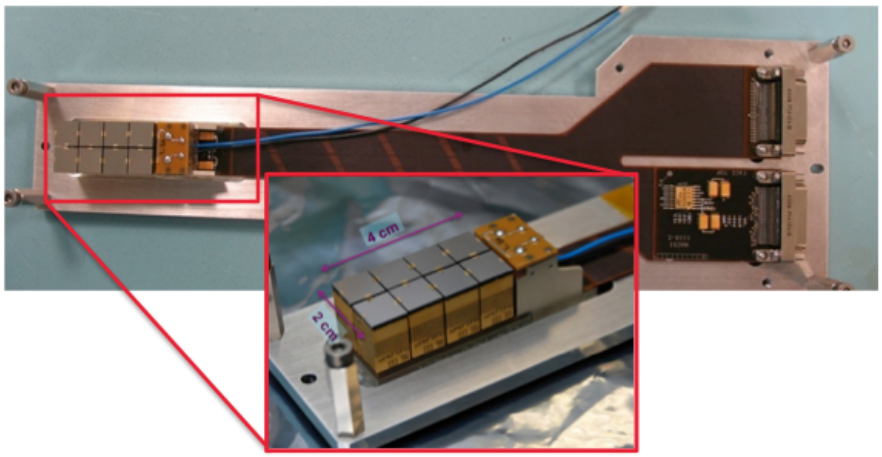

Figure II-2 : Vue d'ensemble du plan de détection MACSI et zoom sur la surface de détection constituée de 8 modules Caliste HD disposés côte-à-côte et permettant d'atteindre une densité de 2048 pixels de 625 µm de pitch sur 8 cm^2 (équivalent à un « secteur » de 328 cm^2 du spectromètre IBIS embarqué sur la mission INTEGRAL). Ce système est encore aboutable sur 3 côtés, laissant la possibilité à la création de surfaces sensibles encore plus étendues.

Les modules Caliste HD tout comme le plan de détection MACSI ont été qualifiés pour le spatial et leur fiabilité évaluée, tant au niveau mécanique que sur leur capacité à tenir les radiations. Par ailleurs, la consommation électrique de l'ensemble est extrêmement faible et adaptée aux applications spatiales, de l'ordre de 200 mW, soit environ 800 µW par chaine spectroscopique.

B. L'électronique frontale IDeF-X HD

1. Structure et fonctionnement global

L'un des atouts majeurs de Caliste HD pour la spectrométrie est son électronique frontale dédiée spécialement développée au CEA/IRFU. Cette dernière fait partie de la génération des circuits IDeF-X (*Imaging Detector Front-end for X-rays*), dans sa version « HD » (pour *High Dynamic*). Il s'agit d'un

ASIC comportant 32 chaines spectroscopiques complètes et à « une dimension » (circuit non-matriciel, avec 32 pads d'entrée disposés côte à côte et sur lesquels on vient connecter les pixels du détecteur sans nécessité que le pas des pixels et celui de l'ASIC coïncide). La puce est conçue dans la technologie standard CMOS 0,35 µm d'AMS (*Austria Mikro System*).
IDeF-X HD est un ASIC à ultra-bas bruit électronique, à faible consommation et tolérant aux radiations (pas de *latch-up* et TID (*Total Ionizing Dose*) > 200 krad), spécifiquement adapté à la lecture de détecteurs CdTe ou CZT de faible capacité électrique et de faible courant de fuite (typiquement conçu pour des pixels et interconnexions associées de capacité entre 2 et 5 pF et des niveaux de courant entre 1 pA et 7 nA). L'étage d'entrée étant adapté à des courants de polarité négative, un tel circuit est à connecter au niveau de l'anode sur le détecteur. La Figure II-3 (a) présente une image du *layout* du circuit avec chaque ligne correspondant à une chaine analogique complète et dont un aperçu de l'architecture est donné à la Figure II-3 (b).

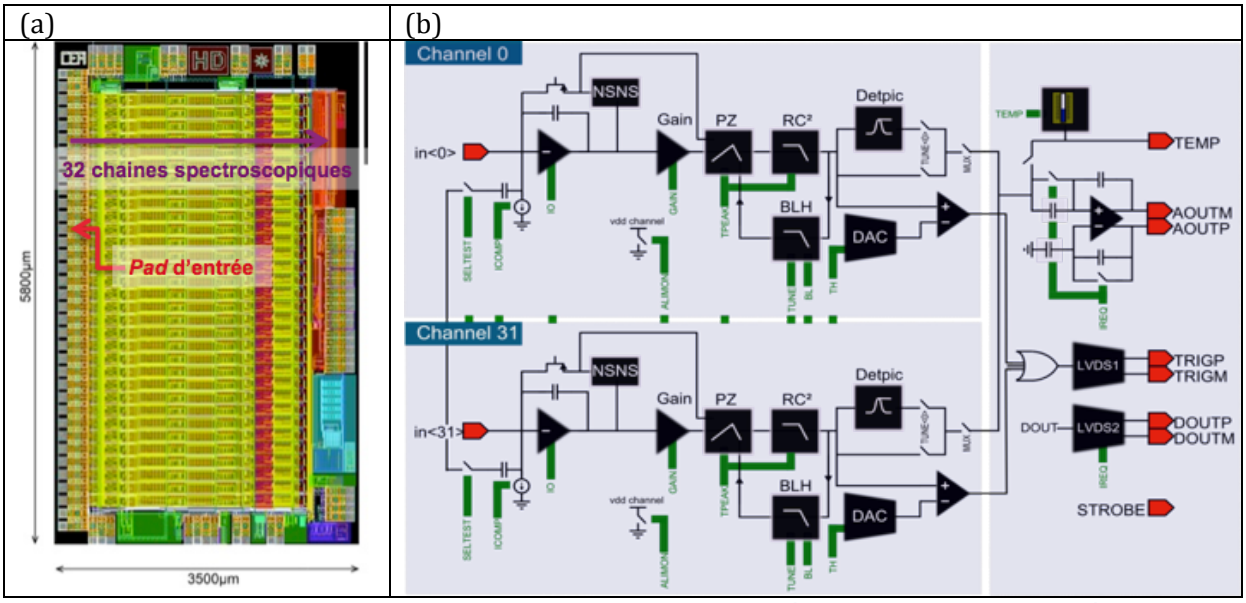

Figure II-3 : (a) Image du *layout* de l'ASIC IDeF-X HD, de dimensions réelles de 3,5 × 5,9 mm (matérialisation des *pads* d'entrée et des 32 chaines spectroscopiques). (b) Architecture des chaines analogiques et aperçu des blocs de lecture et de *slow-control* (trigger, commandes, séquencements).

Sur le schéma fonctionnel, une architecture classique comparable à celle décrite au chapitre 2 est reconnaissable, avec - sur chaque chaine – un préamplificateur de charges inverseur en entrée qui intègre la charge induite au niveau du pixel sur une capacité de contre-réaction et converti sa valeur en une tension. La capacité est déchargée en permanence par un système de *reset* continu. Vient ensuite un étage de gain et un filtre « pôle-zéro » (utilisé pour une première intégration du signal et pour supprimer les lobes négatifs de l'impulsion dus au *reset* du PAC) puis un filtre passe-bas du second ordre (RC^2) dont le temps de mise en forme (temps de *peaking*) est ajustable entre 0,7 et 10,7 µs (16 valeurs discrètes). Entre la sortie du filtre RC^2 et l'entrée de l'étage de pôle-zéro, un système de stabilisation de la ligne de base (*baseline holder*) est placé pour garder constant le niveau de tension DC et éviter une dérive due à un courant de fuite non-nul présent en entrée de chaine (risque de saturation de la sortie en cas de forts courants couplés à des signaux de grande amplitude). En bout de chaine, un détecteur de pic permet de mesurer l'amplitude du signal mis en forme et de stocker la valeur avant extraction, cette dernière étant directement proportionnelle à la charge induite sur le détecteur et par conséquent à l'énergie déposée par le photon ayant interagi.
Pour décider de l'opportunité de déclencher la chaine sur un évènement, le signal en sortie de filtre est en parallèle injecté dans un comparateur et comparé à un niveau de référence ; ce dernier est géré par le bloc DAC et – comme spécifié précédemment – fixé pour chaque chaine spectroscopique. Pour une amplitude dépassant le seuil, un signal numérique de trigger est généré. Ce trigger (signal *TRIG* sur le schéma) est commun à l'ensemble de l'ASIC et produit pour n'importe quelle voie touchée. Un contrôleur embarqué sur une carte d'interface connectée au système (placée à l'extérieur du module)

génère alors un ensemble de signaux logiques séquencés qui vont aller interroger l'ASIC pour déterminer quelles voies ont été touchées (entrées/sorties numériques *DIN* et *DOUT* et signal d'horloge *STROBE*, nécessaire au séquencement). Les amplitudes stockées seront ensuite extraites de chaque chaine tour à tour par une unique voie analogique (sortie analogique *AOUT* multiplexée).

Contrairement aux systèmes utilisés sur les caméras CCD ou les ASICs dédiés à l'imagerie médicale (exemple des puces Medipix / Timepix [14]) fonctionnant en mode « comptage de photons » et qui intègrent périodiquement des « frames » sur l'ensemble de la matrice, l'ASIC IDeF-X est auto-déclenché : seuls les voies pour lesquelles le signal dépasse le seuil fixé sont lues. Cela permet de minimiser le temps mort (la lecture est requise uniquement lors de l'arrivée d'un photon) ainsi que la taille des données à traiter (chaque trame de lecture contient une amplitude réellement mesurée et non-nulle). Avec un seuil bas juste assez haut pour éviter les auto-déclenchements sur le bruit électronique, on s'attend ainsi à récupérer un signal uniquement dû aux photons.
Un autre avantage majeur permis par ce mode de fonctionnement est la capacité à discriminer sans ambiguïté les évènements simples (1 seul et unique pixel touché) des évènements multiples (déclenchement simultané de plusieurs voies suite à du partage de la charge sur plusieurs pixels voisins, le passage d'une particule fortement ionisante ou à cause de coïncidences fortuites). Pour chaque lecture, une trame de données contient ainsi un marqueur de temps et la multiplicité associée à l'événement, et – le cas échéant – les adresses respectives des chaines ayant déclenché et les amplitudes lues sur ces dernières. Ce mode de fonctionnement est absolument à conserver pour les futurs dévelopements.
La sélection lors du traitement des données est donc immédiate et permet de privilégier dans un cas les performances spectrométriques (évènements simples dont le bruit électronique associé est celui d'une seule chaine, donc procurant les meilleures résolutions en énergie), mais au détriment de l'efficacité de détection (on élimine la partie des mesures correspondant aux événement multiples). A contrario, considérer l'ensemble des données permet de maximiser l'efficacité et de reconstruire l'énergie des évènements partagés, mais en additionnant aussi quadratiquement le bruit électronique de chaque chaine contribuant à la mesure. Un tel fonctionnement est impérativement à conserver sur MC2, d'autant plus que la probabilité de subir du partage de charges est assumée augmenter drastiquement avec la réduction de la taille des pixels (cf. Chapitre 5). A titre de comparaison, le système HEXITEC dont les spécifications sont proches des nôtres a conservé un mode d'acquisition par « frames » et nécessite donc de passer par une étape de post-traitement pour réaliser le seuillage et la discrimination des évènements [15]. Les algorithmes utilisés réalisent de manière *offline* les mêmes fonctions comparées à ce que fait l'ASIC IDeF-X HD en temps réel, mais au prix d'une plus grande lourdeur et complexité de mise en œuvre. J'admets toutefois que le post-traitement laisse davantage de liberté pour appliquer différents niveaux de seuil sur les évènements, en gardant – par définition – l'ensemble des amplitudes enregistrées par l'ASIC sur une trame de lecture, même si un mode spécifique comparable est disponible sur l'instrument Caliste HD.

Alors que les précédentes versions des ASICs IDeF-X voyaient leur dynamique spectrale limitée à approximativement 250 keV, la version « HD » dispose de 4 niveaux de gain programmables et permettant d'étendre la fenêtre spectroscopique jusqu'à des charges de 40 fC à l'entrée (équivalentes à des énergies de 1 MeV déposées dans le CdTe). Le passage à la dynamique la plus étendue s'accompagne d'une légère augmentation du bruit électronique par rapport à la dynamique la plus restreinte, limitée à 250 keV.

2. Bruit électronique

Comme introduit au chapitre 2, les paramètres influençant le bruit électronique sont principalement la capacité électrique à l'entrée (due au détecteur et à la qualité de l'interconnexion à l'ASIC), le courant de fuite et le temps de *peaking*, en plus de la géométrie et des courants appliqués aux préamplificateurs de charges. La Figure II-4 (a) représente ainsi la réponse en bruit (ENC) de l'ASIC IDeF-X HD, exprimé en électrons rms.

Avec une capacité électrique estimée autour de 1 ou 2 pF une fois l'intégration du module complet réalisée, et pour un courant toujours inférieur à 10 pA en-dessous de 0°C, les meilleurs niveaux de bruit sont obtenus sur les temps de peaking les plus élevés entre 60 et 70 e- rms. Avec un facteur de Fano égal à 0,15 pour le CdTe, cela donne des résolutions typiques sur un détecteur entre 779 – 864 eV (à 59,5 keV) et 663 – 761 eV (à 13,9 keV).
Sans contribution de la capacité et pour un courant négligeable, les meilleures performances en bruit ont été mesurées autour de 33 e^- rms à 10,7 µs de temps de *peaking*. Enfin, dans une mesure effectuée récemment en laboratoire et en l'absence de détecteur sur une version modifiée de l'ASIC IDeF-X HD, j'ai trouvé – toujours au temps de *peaking* maximal – une valeur d'ENC record de 17,4 e^- rms (Figure II-4 (b)). Cette mesure conduira au développement d'une nouvelle variante d'IDeF-X.

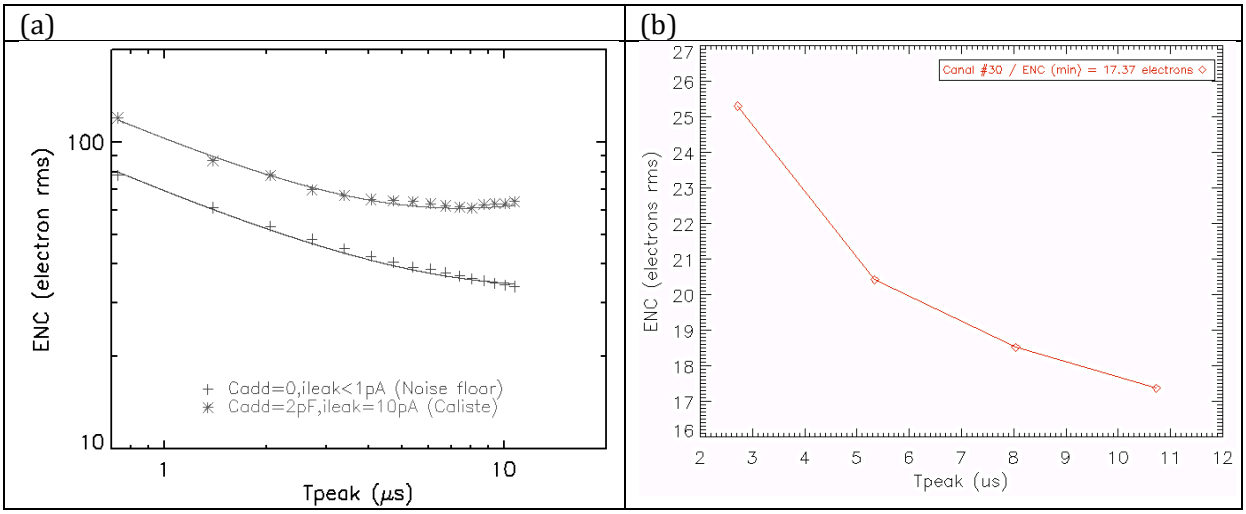

Figure II-4 : (a) Niveaux de bruit électronique obtenus sur l'ASIC IDeF-X HD en fonction du temps de peaking pour des conditions optimales (pas de capacité électrique en entrée de chaine et courant de fuite quasi-nul) et pour des capacités et courants représentatifs de l'intégration de l'ASIC dans un module Caliste HD. (b) Mesure sur une version modifiée de l'ASIC IDeF-X HD, avec un record de bruit entre 17 et 18 e^- rms.

A noter que les dépendances de l'ENC au temps de *peaking* et les structures de bruit obtenues seront discutées de manière plus approfondie au chapitre 4 lors de la présentation des puces dédiées à MC2 (IDeF-X Caterpylar et D^2R_1), tout comme les moyens de mesure et des exemples de protocoles utilisés pour commander et extraire les signaux des ASICs.

C. Le bloc détecteur

Le module de détection est un monocristal de CdTe comportant un contact quasi-ohmique de platine à la cathode (travail de sortie de 5,4 eV, proche des 5,6 eV du CdTe, assurant le passage à la fois des électrons et des trous), et une anode segmentée en aluminium. Cette dernière est fait d'un contact Schottky bloquant dont le travail de sortie de 4,2 eV – inférieur à celui du CdTe – s'oppose au passage des porteurs majoritaires du cristal, ici les trous.
Par-dessus l'aluminium, l'anode comprend une couche de titane elle-même recouverte d'or. L'or assure une meilleure prise de contact que l'aluminium lors du report du détecteur sur l'électronique et la couche de titane intermédiaire est utile pour conserver l'adhérence entre les deux métaux. On parle dans ce cas d'un contact CdTe/Al-Ti-Au [16].

La Figure II-5 (a) présente la face pixellisée (recouverte d'or) d'un détecteur CdTe de 1 mm d'épaisseur et de 10 mm de côté produit par Acrorad [16] et utilisé sur Caliste HD. Le module électronique vient directement se connecter sur cette face, alors que les photons traversent la cathode planaire pour venir interagir dans le détecteur.

Pour des énergies inférieures à 20 keV, on peut considérer que les photons interagissent quasiment au niveau de la cathode ; leur libre parcours moyen – défini à partir des coefficients d'atténuation linéiques μ (en cm^{-1}) donnés par la base XCOM [17] du NIST (National Institute of Standards and Technology) pour le CdTe et de la forme $l = 1/\mu$ - donne des valeurs de l'ordre de 1 à 80 µm pour respectivement 2 keV et 20 keV. Dans ces conditions, et tout particulièrement pour les plus basses énergies, la contribution des trous au signal induit sur les pixels est négligeable. En effet, ces derniers parcourent une toute petite distance pour se recombiner à la cathode en induisant un signal minime, tandis que les électrons traversent quasiment tout le détecteur jusqu'à l'anode et produisent un fort signal (cf. Chapitre 5 traitant de l'induction sur les détecteurs CdTe pixellisés).
Une version de Caliste HD existe avec des détecteurs plus épais (2 mm) – utiles pour augmenter l'efficacité de détection à haute énergie, mais une bonne collecte du signal requiert l'application sur la cathode de tensions de polarisation plus élevées, ce qui peut conduire à des courants de fuite eux-aussi plus importants et poser des problèmes de pertes de charges.

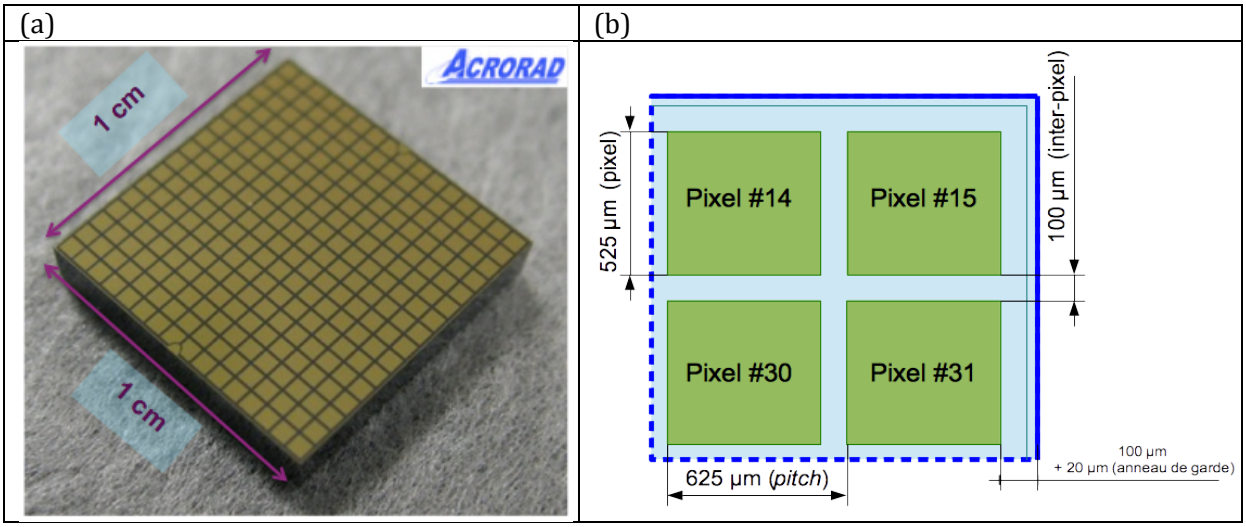

Figure II-5 : (a) Photographie de l'anode segmentée (contacts recouverts d'or) du détecteur Pt/CdTe/Al-Ti-Au employé dans le module Caliste HD. Ce monocristal est divisé en 256 pixels au pas de 625 µm répartis dans une matrice de 16 × 16 pixels pour un volume total de 10 mm × 10 mm × 1 mm. (b) Représentation schématique du coin supérieur droit de l'anode segmentée de Caliste HD avec la mise en évidence des contacts métallisés, des parties non-métallisées entre les pixels (zones « inter-pixels ») et de l'anneau de garde de 20 µm entourant le détecteur.

Comme montré sur la Figure II-5 (b), le pitch de la surface de l'anode segmentée est défini à 625 µm pour des contacts métallisés (pixels) de 525 µm de côté. Entre ces contacts espacés les uns des autres de 100 µm se trouve une surface non-métallisée (appelée ici « zone inter-pixels »). La surface de l'anode est entourée d'un anneau de garde de 20 µm de large lui-aussi séparé des pixels par un espace non-métallisé, et utile pour limiter d'éventuels courants de surface (issus des bords de découpe du cristal).
Sans compter l'anneau de garde et l'espace de 100 µm le séparant des pixels, la surface de détection est de 98 mm^2. Pour un flux de photons uniforme et arrivant sur le détecteur en incidence normale, 72% d'entre eux interagiront à la verticale d'un pixel (surface métallisée de 70,56 mm^2) et les 28% restant subiront une première interaction sous la zone inter-pixels (27,45 mm^2).
En faisant abstraction des effets de fluorescence et supposant systématiquement une interaction ponctuelle des photons incidents ainsi qu'une largeur du nuages de paires électrons/trous généré faible devant les dimensions des électrodes, on peut considérer au premier ordre que les photons arrêtés « sous » les pixels induiront la totalité de leur charge sur ces derniers (soit des évènements « simples », de multiplicité 1). En revanche, pour des interactions initiales à la verticale de la surface de l'espace entre les pixels, la probabilité de fractionner le signal sur plusieurs pixels voisins est nettement plus élevée ; les lignes de champs électriques s'établissant dans le détecteur entre les pixels et la cathode planaire sont ainsi supposées être recourbées dans la zone inter-pixels de telle sorte que des porteurs de charges sont « ramenés » vers l'un ou l'autre des pixels voisins, générant du partage de

charge et par conséquent des évènements multiples. Toujours au premier ordre, le ratio surface inter-pixels / surface de détection peut constituer un point de départ pour la quantification du partage de charges attendu, si tant est que le pas du détecteur ne soit pas trop petit.
Bien sur, cette vision simpliste est limitée, et nécessite une étude bien plus poussée pour véritablement comprendre et modéliser le phénomène (le chapitre 5 y est dédié). Toutefois, une corrélation certaine apparaît entre ce ratio géométrique couplé à la taille des pixels et le taux d'évènements partagés mesuré expérimentalement, tant sur nos propres systèmes que sur ceux d'autres groupes ; on trouve ainsi 19% de surface inter-pixels pour 8 à 11% de partage de charges sur Caliste 64 [18], et des mesures donnant généralement et selon les conditions entre 20 et 30% de partage de charges sur Caliste HD.
Avec des tailles de pixels plus petites, une nette augmentation de la part d'évènements partagés est encore attendue ; les mesures effectuées sur le système HEXITEC font ainsi état de 35 à 55% de multiples [15] (pixels de 200 µm de côté pour un *pitch* de 250 µm, et 36% de surface inter-pixels). Ces valeurs ne sont pas disponibles pour le spectro-imageur de la JAXA (pixels de 240 µm, *pitch* de 270 µm, 21% de surface inter-pixels), mais un comportement similaire est probable, renforcé par le fait que les spectres présentés dans les publications, sont filtrés pour ne garder que les évènements simples [19]. De même, le partage de charges est attendu jouer un rôle majeur dans la géométrie envisagée pour MC2 (contacts de 250 µm et pitch de 300 µm pour une zone inter-pixels de 31%), d'où la nécessité de le quantifier et de comprendre ses conséquences sur les performances spectrométriques des détecteurs existants.

D. Performances spectrométriques

En laboratoire, les détecteurs sont testés dans une enceinte thermique et éclairés par une source d'Américium 241, si besoin placée derrière un collimateur en plomb. Des liens dans l'enceinte permettent de relier le module électronique de Caliste HD à une carte comprenant un contrôleur et des convertisseurs analogiques / numériques (ADCs) pour numériser les amplitudes mesurées par les détecteurs de pics des ASICs et faire le lien avec le PC d'acquisition. Cette carte dispose aussi d'un bloc générant la haute tension, qui est routée au travers du banc de test et le long du module et appliquée directement sur la cathode du détecteur CdTe après filtrage local.

Le choix d'une source de ^{241}Am pour caractériser les performances des détecteurs est courant dans le domaine de l'instrumentation X-dur, cette dernière offrant une variété de pics d'énergie X et gamma bien distincts entre 10 et 60 keV lors de sa désintégration α vers le ^{237}Np (Table 1). En particulier, les résolutions spectrales sont souvent données dans la littérature par rapport aux pics à respectivement 13,85 et 59,54 keV.

Energie (keV)	Intensité (%)	Origine
11,89	0,84	Transition X L_1 du ^{237}Np
13,85	13,02	Transition X L_α du ^{237}Np
15,88	0,38	Transition X L_η du ^{237}Np
16,96	18,58	Transition X L_β du ^{237}Np
21,16	4,83	Transition X L_γ du ^{237}Np
23,17	-	*Transition K_α du Cd*
26,34	2,31	Transition γ du ^{241}Am
27,47	-	*Transition K_α du Te*
32,07	-	*Raie d'échappement K_α du Te (59,54 keV – 27,47 keV)*
33,20	0,12	Transition γ du ^{241}Am
36,37	-	*Raie d'échappement K_α du Cd (59,54 keV – 23,17 keV)*
59,54	35,92	Transition γ du ^{241}Am

Table 1 : Principales émissions X et gamma d'une source de ^{241}Am et intensités associées. Les raies de fluorescence et les pics d'échappement dus au tellure et au cadmium et visibles sur les spectres sont aussi indiquées [20, 21].

La source de ^{57}Co, dont les raies les plus intenses sont à 14,41, 122,06 et 136,47 keV, est aussi fréquemment utilisée pour évaluer la réponse à plus haute énergie.

Lors d'une acquisition sur Caliste HD, la mesure de chacun des 256 pixels permet d'extraire 256 spectres individuels. En raison de petites déviations sur la réponse de chaque chaine (gain et *offset*), chaque pixel est étalonné individuellement en énergie ; à partir des amplitudes en sortie d'ADC exprimées en canaux (ou ADU – *Analog/Digital Units*), on repère généralement les positions des pics à 14 et 60 keV et on détermine une relation affine convertissant les canaux ADU en valeur d'énergies. Il est ensuite possible de sommer ces différents spectres en un spectre unique correspondant à une acquisition sur l'ensemble de la surface du détecteur (on parle de « spectre somme »).

La Figure II-6 présente ainsi le spectre somme acquis sur l'ensemble des 256 pixels d'un module Caliste HD équipé d'un CdTe de 1 mm d'épaisseur éclairé par une source de ^{241}Am et polarisé à -300V, l'ensemble étant placé dans une enceinte modérément refroidie à -5°C. En privilégiant les performances spectrales par la sélection des évènements simples uniquement, les résolutions en énergie mesurées sont de 562 eV FWHM sur le pic à 13,85 keV (4,0%) et 666 eV à 59,54 keV (1,1%). Ces excellents résultats sont les meilleurs obtenus à ce jour avec Caliste HD, et se classent aussi parmi les meilleures performances mesurées sur ce type de détecteurs CdTe pixellisés (cf. Table 4 au Chapitre 2) en se rapprochant substantiellement de la limite de Fano (226 eV à 14 keV et 467 eV à 60 keV). Le seuil bas en énergie de ce spectre est par ailleurs de seulement 1,5 keV.

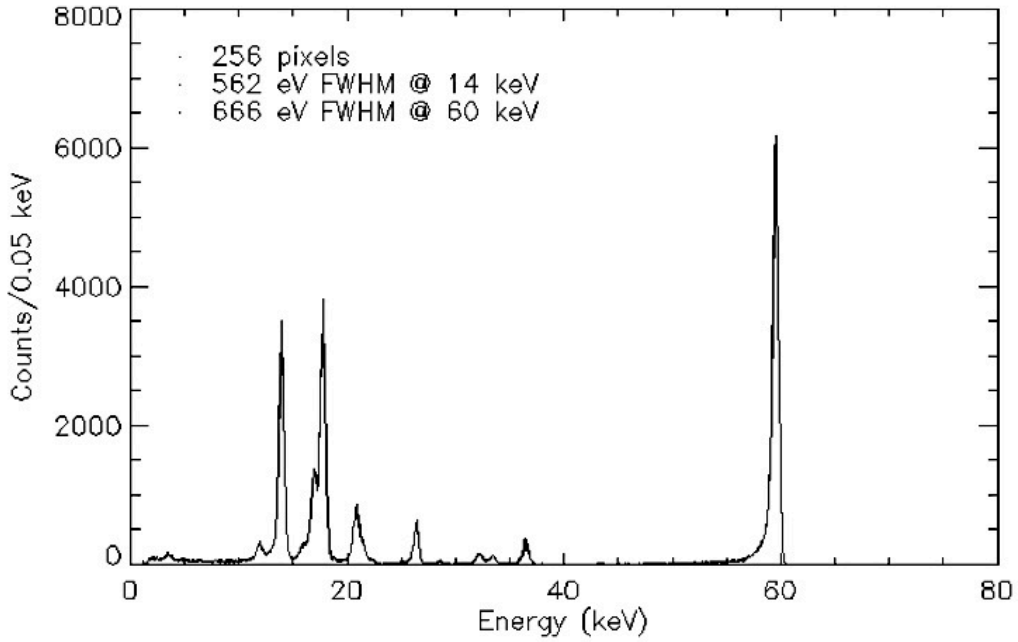

Figure II-6 : Spectre somme de ^{241}Am mesuré sur les 256 pixels de Caliste HD en sélectionnant les évènements simples. Le détecteur de 1 mm est polarisé à -300V à la cathode et refroidi à -5°C. Les résolutions en énergie (FWHM) sont de 562 eV sur le pic à 13,85 keV et 666 eV sur le pic à 59,54 keV.

Toujours d'après le calcul théorique mené à partir du facteur de Fano du CdTe, ces résolutions minimales mesurées expérimentalement correspondent à une charge équivalente de bruit située entre 46 et 50 e^- rms, soit une différence d'une quinzaine d'électrons par rapport au minimum de bruit obtenu sur l'ASIC IDeF-X HD sur un canal unique et sans détecteur.
De telles performances sur le bruit électronique sont à même de permettre d'atteindre des minimas sur le seuil bas dans l'architecture de Caliste-HD où l'électronique digitale n'a aucune incidence sur le seuil de détection.

III. Montage expérimental

A. L'installation SOLEX

Afin de caractériser la réponse de Caliste HD pour des énergies les plus proches possibles du seuil bas, il est nécessaire de disposer à la fois d'une source calibrée de rayons X permettant de parcourir la gamme allant de 1 à 20 keV, mais aussi que cette dernière soit parfaitement monochromatique afin d'évaluer précisément l'efficacité de détection et les effets de seuil pour chaque valeur d'énergie.

Ces deux conditions sont remplies par l'installation SOLEX (*Source Of Low-Energy X-rays*), située dans l'enceinte du centre CEA de Saclay (DRT-LIST-LNHB, laboratoire de métrologie). Destinée à la calibration et à l'étude des performances de détecteurs X variés, ce système permet de produire de fins faisceaux collimatés utiles pour scanner les surfaces de détection. Les usages typiques sont la spectrométrie de haute résolution, la mesure d'efficacité de détection ou l'étude des propriétés de transmission/atténuation de matériaux.
SOLEX (Figure III-1) est constitué d'une enceinte à vide (10^{-5} – 10^{-4} Pa) comportant un tube à rayons X classique auquel une haute tension est appliquée et qui émet un spectre continu de rayons X à partir de quelques centaines d'électrons-volts, dont la distribution dépend du matériau utilisé sur l'anode. Le faisceau polychromatique est ensuite focalisé sur un cristal monochromateur amovible, permettant la sélection en énergie. Cette sélection est faite en suivant la loi de Bragg (interprétant la diffraction des radiations sur un cristal), et qui donne une relation entre l'angle de Bragg θ et la longueur d'onde λ du faisceau :

$$n\lambda = 2d(1-T)\sin\theta$$

Avec d la distance inter-réticulaire du plan cristallin difractant, n l'ordre de diffraction (nombre entier) et θ l'angle de Bragg, correspondant au demi-angle entre la surface du cristal et le faisceau incident. Le terme correctif T prend notamment en compte le mode de fonctionnement (réflexion ou transmission). Ainsi, en faisant varier l'angle d'incidence du faisceau polychromatique sur le cristal monochromateur, on récupère sur l'axe de sortie un faisceau devenu complètement monochromatique et d'excellente pureté spectrale (annoncée à 99%). Des cristaux de différentes natures et distances réticulaires sont à utiliser, en fonction des gammes d'énergie requises (exemple à la Table 2 avec les deux monochromateurs que j'ai utilisé pour les mesures qui suivent).

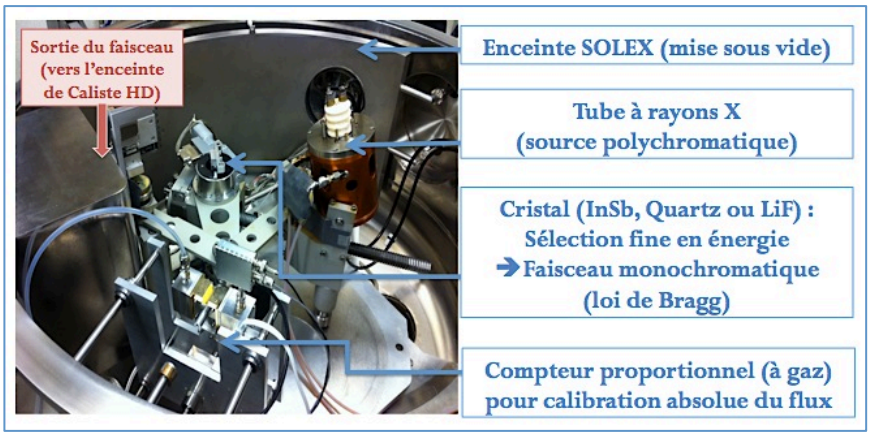

Figure III-1 : Vue de l'intérieur de l'installation SOLEX, avec l'enceinte à vide, le tube à rayons X produisant un flux de photons X polychromatique et le monochromateur amovible permettant – via une sélection de l'angle d'incidence du faisceau – de discriminer très finement une seule longueur d'onde. Les rayons X devenus monochromatiques sont ensuite dirigés vers l'enceinte contenant Caliste HD, cette dernière étant directement accolée à la sortie de l'installation SOLEX. L'ensemble du système peut pivoter pour diriger le faisceau vers un compteur proportionnel, requis pour calibrer le flux de manière absolue.

Cristal monochromateur	Energie minimale (keV)	Energie maximale (keV)
InSb	1,964	6,809
Quartz	4,086	14,957

Table 2 : Monochromateurs utilisés pour les caractérisations à basse énergie de Caliste HD sur l'installation SOLEX, avec leurs intervalles d'énergie associés.

Le faisceau, collimaté et monochromatique, est finalement dirigé vers une ligne de sortie où vient se connecter l'enceinte contenant le système à tester.
L'un des avantages de l'installation SOLEX est de donner accès à une large variété d'énergies avec des faisceaux toujours émis dans la même direction (l'ensemble des éléments du système étant pour leur part mobiles afin de satisfaire aux conditions de Bragg), et d'embarquer un détecteur de référence (compteur proportionnel à gaz) sur lequel il sera possible sur demande de diriger le faisceau pour obtenir la calibration absolue du flux incident. Ce dernier point est absolument impératif pour la détermination fiable de l'efficacité de détection du module Caliste, avec des erreurs sur la mesure du flux généralement inférieures à 2% [22]. Sur l'ensemble des *runs*, le flux de photons monochromatiques produit par SOLEX est ainsi compris entre 100 et 1000 coups/s pour des temps d'acquisition typiques de 10 à 15 minutes. De tels flux, bien que faibles, sont représentatifs et compatibles avec les ordres de grandeur arrivant sur des miroirs à rayons X.

B. Enceinte de caractérisation de Caliste

Le module Caliste HD est placé dans une enceinte sous vide, elle-même directement connectée à la sortie du faisceau sur l'installation SOLEX (Figure III-2). En plus du support du détecteur et de divers liens d'interconnexion et filtres (cartes de découplage, filtres de HT), l'enceinte embarque un système de régulation actif de la température à proximité du détecteur, maintenant ce dernier constamment à −10°C. A côté des sondes de température nécessaires à l'asservissement de la régulation, le module Caliste HD dispose aussi de son propre senseur interne, utilisé comme vérification croisée.
Dans ces conditions, une haute tension de −310V a été appliquée à la cathode du module de détection, et le temps de *peaking* de l'ASIC optimisé expérimentalement à sa valeur maximale de 10,7 µs, assurant les meilleures performances de bruit électronique et une collecte de la charge induite assumée totale. Compte-tenu de ces niveaux de température, de haute-tension appliquée ainsi que des temps d'exposition, le détecteur CdTe Schottky n'est pas affecté par l'effet de polarisation et peut rester stable durant des heures, voire des jours. Par sécurité et afin de s'affranchir de la moindre correction liée à cet effet, la haute tension est périodiquement coupée, à la fin de chaque *run* (soit plusieurs fois par heure).

La carte comportant un contrôleur FPGA, le générateur de HT et un ADC de 14 bits est disposée à l'extérieur de l'enceinte et reliée d'un part aux entrées/sorties analogiques et numériques du module Caliste, extrayant les trames de télémétrie (amplitudes, temps et identifiants des voies touchées pour chaque événement) et la transférant via un lien Spacewire au système d'acquisition pour stockage, visualisation directe rapide et analyses *offline*.
Egalement, un système intégré de tables à translation motorisée à deux axes facilite l'alignement de la fenêtre d'entrée du détecteur et du faisceau incident, permettant *a minima* de s'assurer que l'intégralité du profil du faisceau est contenue sur la surface de détection (requis pour un calcul d'efficacité représentatif). Plusieurs détecteurs peuvent être simultanément logés dans cette enceinte de caractérisation, avec dans ce cas l'un d'entre eux jouant le rôle de détecteur de référence pour le comptage et la spectrométrie.

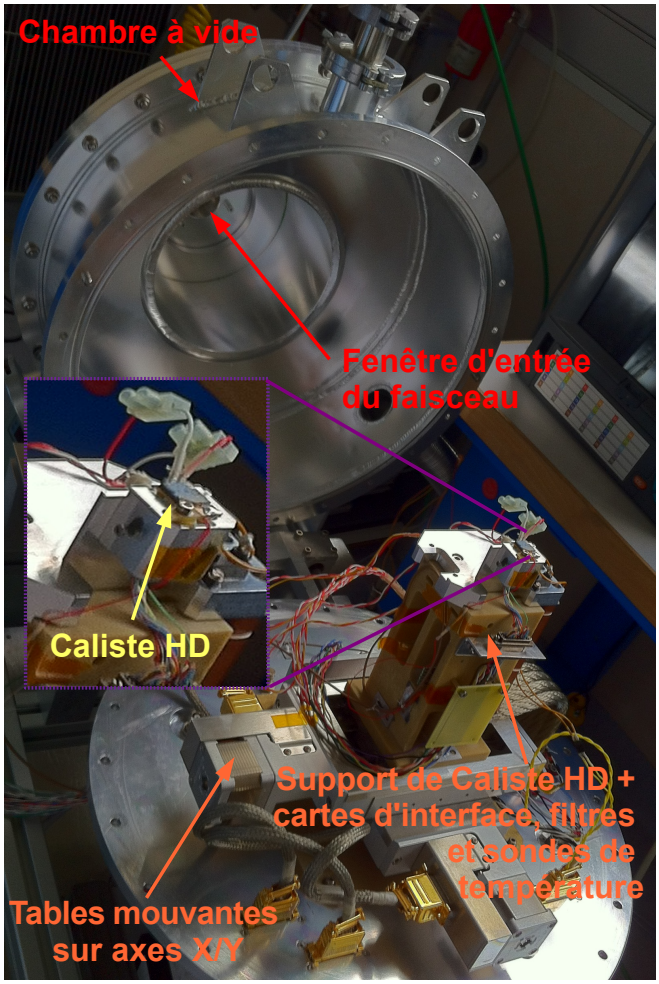

Figure III-2 : Enceinte de caractérisation de Caliste HD (ouverte), adaptée à l'installation SOLEX. Une fois refermé et mis sous vide, le système se connecte à la sortie du faisceau de rayons X. En plus du module Caliste et son support, l'enceinte comporte des cartes d'interface et filtres de HT ainsi que des sondes de température. Des tables mouvantes sur deux axes permettent l'alignement du module sur le faisceau.

IV. Réponse en imagerie et spectrométrie

En tout, deux campagnes de caractérisation distinctes ont été menées sur l'installation SOLEX, avec un total de 50 *runs*. Pour la première, 11 mesures ont été effectuées pour des énergies de faisceau réglées entre 2,1 et 3,1 keV, avec un balayage très fin sur ces énergies limites. Lors de la seconde campagne, j'ai considéré un pas d'énergie plus important pour des acquisitions entre 3 et 12 keV (39 *runs*). Les résultats présentés se focaliseront donc sur la fenêtre en énergie critique entre 2 et 12 keV pour l'étude de la réponse aux plus basses énergies.
Quelques points additionnels sans calibration en flux – avec notamment un maximum poussé jusqu'à 16 keV – ont été acquis pour compléter l'étalonnage en énergie et l'étude de la linéarité de la réponse sur toute la gamme.

A. Calibration en énergie et linéarité de la réponse

Comme évoqué en II.D, chaque chaine spectrométrique nécessite un étalonnage indépendant pour optimiser la construction du spectre somme. De même, la linéarité de la réponse doit être conservée à

ces énergies en limite de dynamique. Evidemment, l'étalonnage doit être refait dès que les conditions opérationnelles changent (HT, température) et pour chaque campagne de tests.

De manière itérative, les amplitudes des différents pics monochromatiques sont repérées et ajustées par des fonctions affines (Figure IV-1). Les paramètres extraits tels que le gain (exprimé ici en keV/ADU) et l'*offset* (en keV) sont stockés dans des cartes de calibration utilisées pour déterminer les énergies de chaque chaine.
La valeur moyenne du gain sur l'ensemble des voies étalonnées est de $14{,}75.10^{-3}$ keV/ADU, pour un écart-type de seulement $0{,}31.10^{-3}$ keV/ADU (2,11%), signe de la très bonne uniformité de la réponse des différentes chaines. L'*offset* suit la même distribution, avec une valeur moyenne de -19,62 keV pour un écart-type de 2,71%. Sur ces énergies, c'est la dynamique de gain la plus étendue qui est sélectionnée.

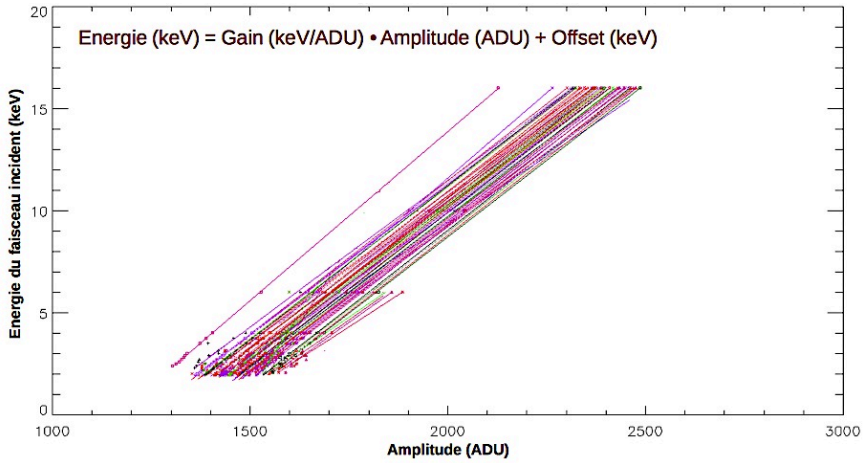

Figure IV-1 : Energie du faisceau incident en fonction de l'amplitude mesurée sur les pics monochromatiques, pour les 64 pixels les plus brillants (faisceau centré sur la matrice de détection, première campagne de tests). Quelques pixels sont étalonnés sur une dynamique plus restreinte, en raison d'un nombre insuffisant de coups sur certaines énergies (dépendant de la répartition de l'intensité du *spot* sur la surface du détecteur).

La linéarité de la réponse d'un tel système est couramment quantifiée en terme d'INL (*Integral Non-Linearity*). Cette grandeur représente l'écart maximal entre la sortie idéale (linéaire) de l'ADC et les valeurs d'amplitudes mesurées expérimentalement pour différentes énergies de faisceau (INL « *0-peak* »). Pour la fenêtre d'énergie entre 2 et 16 keV, la valeur moyenne de l'INL est mesurée égale à 0,63%. Ce résultat est compatible avec les niveaux déterminés de la même manière au niveau de l'ASIC IDeF-X HD seul [2], avec 0,6% sur la dynamique allant jusqu'à 300 keV et 1,2% pour le gain le plus élevé (donnant accès à des énergies de l'ordre du MeV). Cette mesure expérimentale à basse énergie confirme ainsi la linéarité de la chaine sur toute la dynamique.

B. Imagerie

Les motivations de cette étude ne visaient pas à évaluer de manière détaillée les performances en imagerie de Caliste HD exposé aux énergies limites. Toutefois, la visualisation du comptage des pixels de la matrice était rendue nécessaire en priorité pour intercepter le flux et régler de manière itérative la focalisation du faisceau de SOLEX afin de minimiser l'étendue du *spot* sur la surface du détecteur.
En raison des dimensions de l'enceinte et de la distance du faisceau au module, ce spot a été concentré au maximum sur une surface de l'ordre de 3×2 mm^2, suffisant pour intercepter la totalité du flux mais trop large pour effectuer un balayage fin des pixels et zones inter-pixels (utile pour mesurer par exemple l'homogénéité de la réponse sur la surface pixellisée [23]). Pour des zones non-éclairées et en l'absence de faisceau, les seuils de chaines ont été définis expérimentalement à une valeur minimale de telle sorte qu'aucun déclenchement ne se produise (pas d'auto-déclenchement et bruit de fond négligeable).

Une image acquise avec Caliste HD à l'énergie minimale de 2,137 keV est donnée à la Figure IV-2. Ce résultat constitue une démonstration expérimentale de la capacité de spectro-imagerie du module à des énergies aussi basses que 2 keV. Il est à ce jour unique et inédit par rapport aux autres systèmes comparables à base de CdTe (spectro-imageurs de la JAXA, du RAL et de Caltech), ces derniers ayant leur seuil bas limité à 4 ou 5 keV.
A noter que ce résultat n'est pas forcément limitatif, puisque c'est ici la limite basse d'utilisation du monochromateur de SOLEX (InSb) qui m'a empêché de réduire encore plus l'énergie du faisceau (les angles d'incidence sur le cristal devenant alors trop élevés, avec des difficultés à focaliser les rayons X correctement).

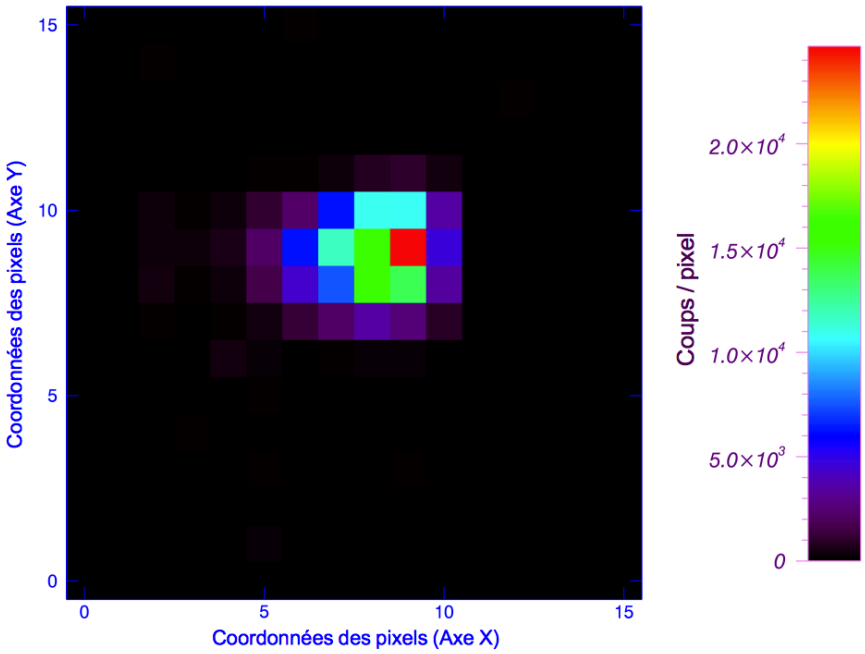

Figure IV-2 : Image obtenue sur le module Caliste HD avec un faisceau monochromatique incident et focalisé de 2,137 keV acquis pendant 18 minutes sur l'installation SOLEX. Il s'agit à ce jour de la plus basse énergie mesurée sur un spectro-imageur CdTe pixellisé. Avec l'incertitude liée à la taille des pixels, on estime la taille maximale du spot à 3,75 mm (axe X) sur 2,5 mm (axe Y).

Sur l'image précédente et à cause du collimateur utilisé, on obtient un faisceau non-symétrique sur la surface de détection (Figure IV-3). Cela est particulièrement visible sur l'axe des X, avec un profil quasi-gaussien sur la gauche et une brusque coupure sur la droite du *spot*. Néanmoins, il n'y a quasiment aucun déclenchement sur le pourtour du détecteur, signe que l'on intercepte bien tout le faisceau.

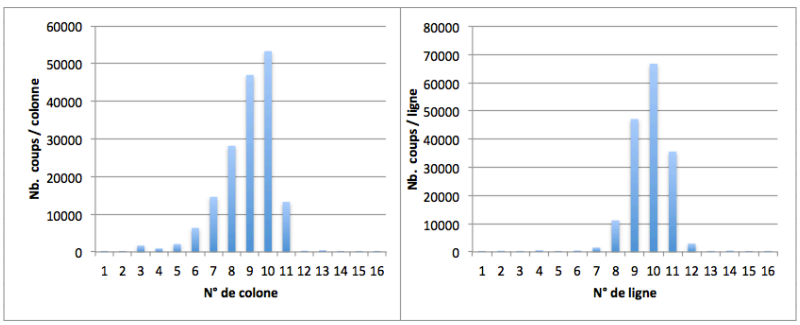

Figure IV-3 : Projection de l'image à 2,137 keV le long des axes X et Y. Aucun photon du faisceau ne « sort » de la surface de détection.

C. Analyse

Un exemple du spectre somme correspondant à l'acquisition précédente à 2,137 keV (Figure IV-2) est représenté à la Figure IV-4.
Ce spectre-ci contient à la fois les évènements simples et la reconstruction des évènements multiples (sommation des énergies individuellement étalonnées pour chaque trame de données). Avec des flux de photons d'environ 1000 coups/s au maximum en sortie de l'installation SOLEX répartis sur toute la surface du *spot* et des temps de *peaking* sur chaque chaine réglés à 10,7 µs, la probabilité d'empilement est extrêmement faible. De même, les évènements multiples représentent moins de 0,7% du total, et sont uniquement dus à des photons arrivant en coïncidence sur différents pixels de la matrice (Figure IV-5). Dans le cas particulier de cette acquisition aux plus basses énergies, il n'y a pas de partage de charges détectable.

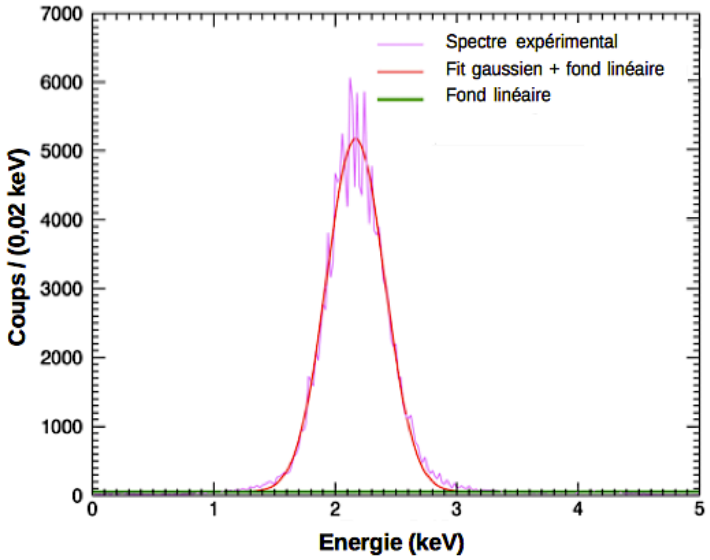

Figure IV-4 : Spectre somme acquis sur Caliste HD avec une source monochromatique de 2,137 keV. Le pic photoélectrique peut être ajusté par une fonction gaussienne par dessus un piédestal linéaire (bruit de fond, négligeable).

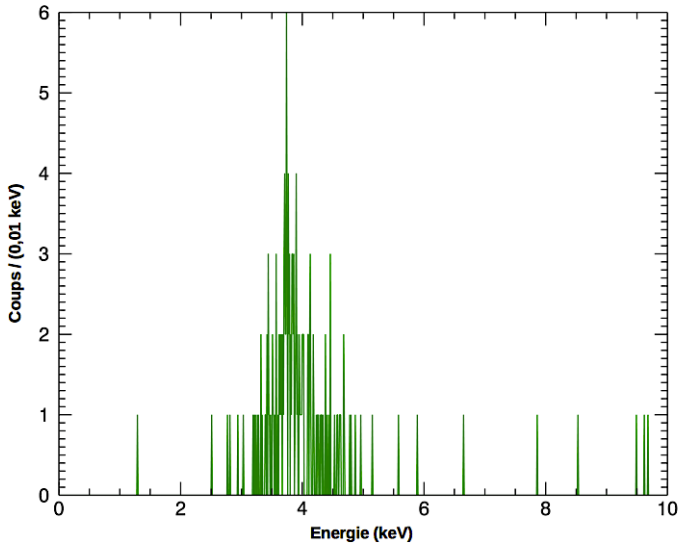

Figure IV-5 : Spectre somme acquis avec le faisceau de 2,137 keV, avec reconstruction et sélection des évènements multiples uniquement. Il n'y a pas de trace de partage de charges suite à l'interaction d'un photon de 2 keV partagés entre des voisins, mais uniquement des phénomènes de coïncidence avec la sommation de l'énergie déposée par plusieurs photons en même temps sur différents pixels.

Sur le spectre somme, le seuil bas en énergie est estimé à 1,3 keV, avec une légère variabilité sur les seuils individuels des pixels pris indépendamment (entre 1,2 et 1,6 keV sur la plupart des mesures). Au fur et à mesure que l'énergie du faisceau augmente, la différence entre l'énergie des photons et la valeur du seuil bas augmente et devient suffisante pour autoriser la détection d'évènements partagés ; à titre d'exemple et en considérant du partage de charges entre deux pixels et avec un seuil bas de 1,3 keV, il faut *a minima* une énergie initiale de 2,6 keV pour qu'un événement double soit effectivement détecté, et uniquement pour les cas où la répartition de l'énergie est symétrique entre les deux pixels. Ces effets – apparition progressive d'évènements partagés et répartition de l'énergie pour ces derniers – ont des effets notables sur la détermination de l'efficacité de détection (surplus de coups) et sur la spectrométrie (superposition de spectres dont la résolution en énergie est moindre par rapport à ceux intégrant uniquement des évènements simples).

Pour ces raisons, et afin de bien séparer ce qui relève de la contribution des évènements simples de la contribution des évènements multiples – notamment en termes d'efficacité - j'ai considéré d'une part la totalité du spectre reconstruit avec toutes les multiplicités et d'autre part les spectres issus uniquement d'évènements simples. J'ai conservé le postulat de départ qui était que, compte-tenu des très faibles énergies en jeu avec des interactions de photons considérées comme ponctuelles et générant quasi-uniquement des effets photoélectriques dans le CdTe (entre 100 et 99,8% entre 2 et 12 keV [17]), les phénomènes de partage de charge ne pouvaient provenir que de la diffusion des nuages d'électrons lors de leur transport du lieu d'interaction vers l'anode pixellisée. Avec des nuages de taille non-nulle devant la zone inter-pixels, je situe les interactions ayant conduit aux évènements multiples principalement entre ces pixels.
Il n'est pas aisé d'évaluer cette « surface » conduisant à du partage de charges, principalement en raison de la dépendance à l'énergie / seuil. Toutefois, il est raisonnable de penser qu'un photon tombant à la verticale d'un pixel sera toujours détecté comme un événement simple, quelle que soit l'énergie de ce dernier, tant qu'elle est au dessus du seuil. Ainsi, on peut poser la surface du détecteur comme divisée en deux zones de tailles constantes et indépendantes de l'énergie ; la première recouvrant principalement les contacts métallisés des pixels et générant des évènements simples, et la seconde étant – au gré de l'énergie du faisceau et du seuil bas - insensible ou générant des évènements partagés. La distinction de ces deux zones explique la distinction dans l'analyse entre les événements simples et l'ensemble des évènements détectés.

Pour le premier cas, j'ai limité le spectre somme extrait de chaque acquisition aux évènements simples, et j'ai ajusté une fonction gaussienne sur la droite du pic photoélectrique. Les paramètres extraits (amplitude, sigma) ont permis de calculer l'intégrale de la fonction et de déterminer les résolutions en énergie. Le fait de réaliser le *fit* sur la droite du pic photoélectrique était motivé par la nécessité de filtrer la contribution éventuelle d'événements partagés mais non-détectés en tant que tels ; c'est typiquement le cas pour une répartition de la charge induite très déséquilibrée entre deux pixels voisins, avec une fraction majoritaire de la charge mesurée sur l'une des voies alors que l'autre ne détecte rien à cause du seuil. Ce phénomène est assumé générer une traine sur la gauche du pic des évènements simples, comme celle visible à la Figure IV-6. Cela constitue une autre conséquence du partage de charges, affectant aussi les spectres d'évènements simples et pouvant fausser les performances spectrométriques pour des énergies proches ainsi que l'efficacité calculée.
Par nature, cette contribution est difficile à évaluer et quantifier. Elle est aussi potentiellement masquée par la résolution en énergie du pic. D'autres origines peuvent aussi expliquer des traines sur la gauche des pics photoélectriques, notamment une induction partielle du signal à cause de la recombinaison des trous dans le volume du détecteur (effet *a priori* exclu ici, en raison de la très faible distance parcourue par ces derniers). Des exemples de ce genre sont toutefois visibles dans la littérature, comme pour le détecteur de la JAXA qui présente une longue trainée sur la gauche du pic à 60 keV sans que les pertes sur les trous ne puissent l'expliquer (Figure IV-7 [24]). Ces « faux » événements partagés pourraient à mon sens constituer une explication, rendant nécessaire de conserver un seuil en énergie aussi bas que possible pour les futures applications comme MC2 et d'optimiser le partage de charges.

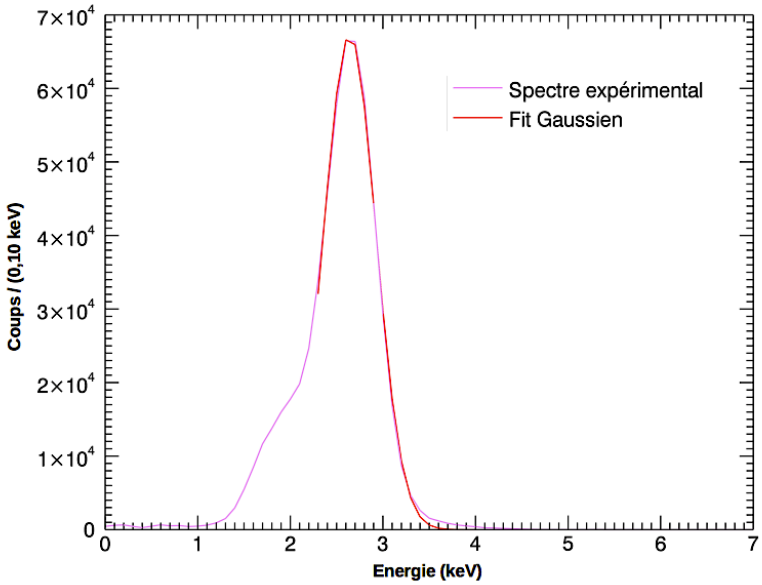

Figure IV-6 : Spectre somme sur les évènements simples uniquement, acquis avec un faisceau monochromatique de 2,6 keV. Une trainée est visible à la gauche du pic photoélectrique, potentiellement signe d'évènements partagés partiellement mesurés et identifiés comme des évènements simples.

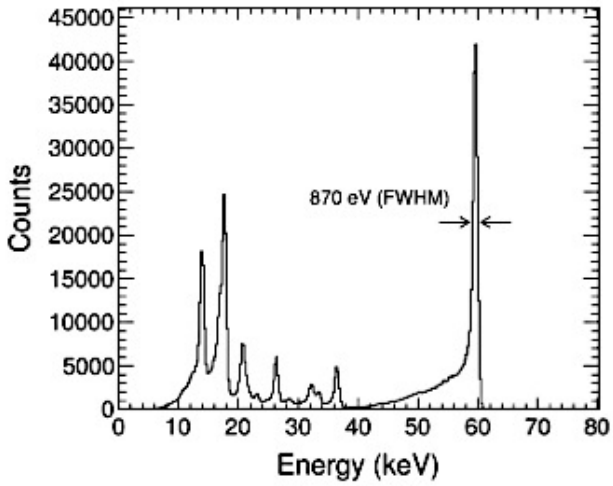

Figure IV-7 : Spectre de ^{241}Am obtenu avec un spectro-imageur CdTe pixellisé développé par la JAXA [24] (pixels de 240 µm, épaisseur de 500 µm). Seuls les évènements simples sont sélectionnés, et le détecteur est polarisé à -500V. Des traines vers les basses énergies sont visibles sur les pics.

A partir de l'intégration de ces pics photoélectriques d'évènements simples et du flux du faisceau mesuré par le détecteur de référence, j'applique une correction de temps-mort (mesuré à 72-76 µs, soit de 1 à 5% sur l'ensemble des *runs*) pour déterminer le nombre de coups dans le pic au cours de l'acquisition ; le ratio de ces deux grandeurs donne l'efficacité de détection correspondante. Les sources d'erreur principales sont prises en compte et propagées dans le calcul, avec notamment l'incertitude sur la mesure du détecteur à gaz de SOLEX, l'estimation de l'intégrale du pic à partir du *fit* gaussien et l'erreur statistique. Pour la mesure à plus basse énergie (2,137 keV), cela donne une efficacité dans le pic de 42,71% ± 0,94% (1-sigma). Avec cette approximation de près de 1%, l'erreur sur le temps mort est négligée, de même que celle sur la stabilité du faisceau (mesurée et complètement négligeable sur l'ensemble des *runs*).

Par ailleurs, le flux total de photons arrivant sur le détecteur et étant effectivement détectés est déterminé en mesurant la statistique des intervalles de temps entre deux évènements consécutifs ; la distribution du nombre de coups en fonction des intervalles Δt suit ainsi une loi de Poisson de

paramètre $\lambda.\Delta t$, avec λ la fréquence moyenne des coups sur le détecteur. Ce dernier paramètre est extrait à partir d'un *fit* linéaire de la distribution représentée en logarithme (Figure IV-8). La valeur donnée est directement corrigée du temps mort.

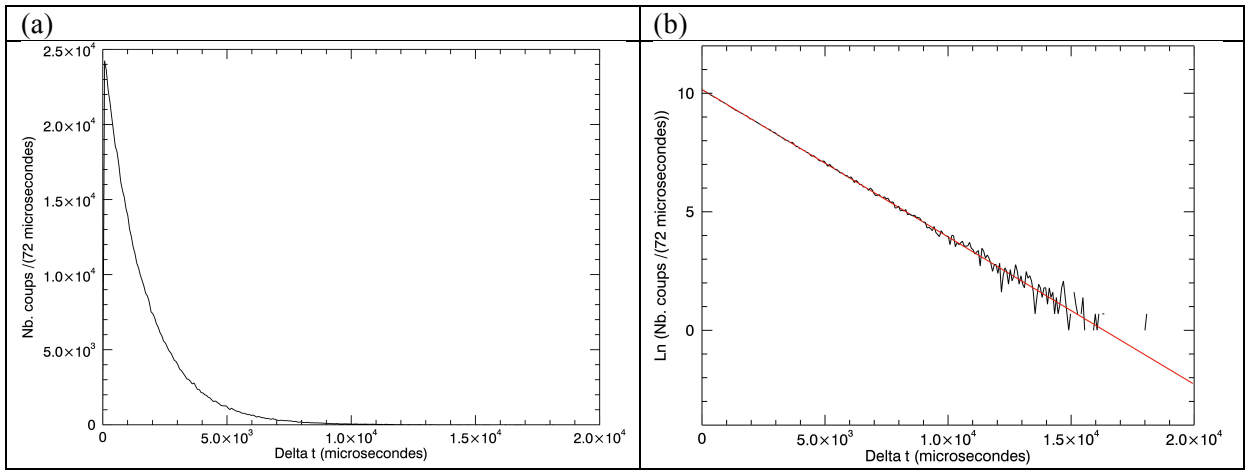

Figure IV-8 : Distribution du nombre de coups mesurés sur le détecteur en fonction des intervalles de temps entre deux coups consécutifs (a) et représentation en logarithme avec *fit* (b).

D. Résolutions en énergie

Les résolutions en énergie ont été mesurées sur toute la plage d'énergies utilisées. Sur les spectres somme résultant de la sommation de tous les pixels, elles se situaient entre 560 et 758 eV FWHM. En considérant le spectre mesuré sur un unique pixel (au centre du faisceau), ces valeurs ont été réduites à un minimum de 441 eV et à 655 eV au maximum.
Bien qu'une légère évolution de la résolution en fonction de l'énergie soit visible entre 2,1 et 2,5 keV, ces dernières fluctuent pour des énergies supérieures et restent confinées dans un intervalle, sans tendance claire observable (Table 3).

Energie du faisceau (keV)	FWHM - Pixel unique	FWHM – Spectre somme
2,137	441 eV (42 e^- rms)	560 eV
2,172	512 eV (49 e^- rms)	579 eV
2,272	596 eV (57 e^- rms)	626 eV
2,372	638 eV (61 e^- rms)	669 eV
2,472	637 eV (61 e^- rms)	710 eV
2,5 – 16	604 – 655 eV (54 – 62 e^- rms)	630 – 758 eV

Table 3 : Résolutions en énergie mesurées sur les spectres d'un unique pixel ou sur les spectres somme, en fonction de l'énergie du faisceau. Pour les mesures sur un pixel unique, j'ai calculé l'équivalent en termes de bruit électronique de la chaine.

A ces énergies, c'est véritablement le bruit de l'électronique de lecture qui domine la résolution ; à 2,137 keV, la limite de Fano vaut seulement 88 eV. La valeur de 441 eV est principalement due à un bruit électronique de 42 e^- rms, pourtant déjà très bas. Avec un ASIC à encore plus bas bruit, par exemple entre 20 et 30 e^- rms (spécifications MC2), la résolution vaudrait respectivement 226 et 324 eV, ce qui montre l'intérêt majeur de la réduction du bruit pour travailler aux basses énergies où les marges de progression sont très élevées.

A noter aussi que le CdTe n'est pas le matériau idéal pour atteindre la meilleure résolution sur de si basses énergies ; à bruit équivalent, un détecteur Silicium donnerait une résolution de 365 eV. Toutefois, un détecteur CdTe comme Caliste HD, couvrant une large gamme d'énergies allant de 2 keV à 250 keV, voire 1 MeV selon le gain dynamique choisi, constitue clairement un avantage pour ce dernier, et permet – dans le cadre astrophysique – de garder un seul et même instrument pour

couvrir à la fois les événements X d'origine thermique ou non-thermique, ainsi que de faciliter les « calibrations croisées » sur les spectres reconstruits.

Pour les autres énergies, la résolution semble toujours complètement dépendante des niveaux de bruit électronique, qui fluctuent entre 50 et 62 e^- rms. L'évolution de la résolution due à Fano de 146 eV entre 2,5 et 16 keV n'est pas visible ici. Ces résultats sont toutefois compatibles avec les meilleurs de ceux obtenus précédemment avec Caliste HD exposé à une source de ^{241}Am (562 eV FWHM à 14 keV), bien que plus « bruyants ».

V. Efficacité de détection

A partir des deux méthodes de calcul détaillées précédemment (efficacité dans le pic photoélectrique sur les évènements simples et efficacité totale), j'ai représenté les résultats obtenus sur les 50 *runs* entre 2 et 12 keV à la Figure V-1.
La Figure V-2 se focalise sur les évènements simples dans la bande d'énergie située entre 2 et 8 keV, pour laquelle j'ai conduit 40 acquisitions.

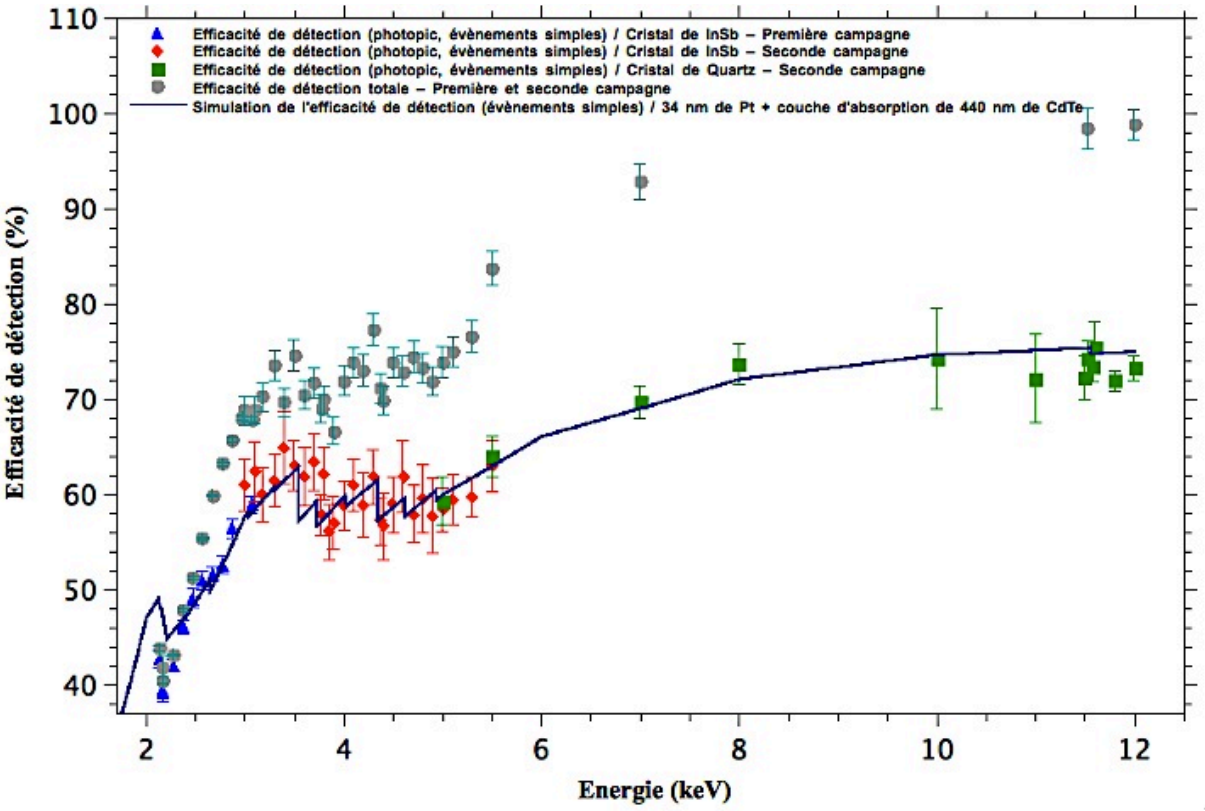

Figure V-1 : Efficacités de détection mesurées à la fois sur les évènements simples dans le photopic, et sur l'ensemble des évènements (efficacité totale), entre 2,137 et 12 keV. Les différentes séries de mesures effectuées sur l'installation SOLEX sont séparées selon la campagne de tests et les monochromateurs utilisés. Une simulation de l'efficacité de détection pour les évènements simples est superposée (cf. détails en partie VI.B).

J'ai séparé sur chaque figure les différentes séries de mesures : la première campagne menée entre 2 et 3 keV avec le cristal monochromateur en InSb, et la seconde campagne comprenant des mesures effectuées avec à la fois le cristal d'InSb et de Quartz entre 3 et 12 keV.

En considérant les évènements simples, les barres d'erreurs sur l'efficacité ne dépassent pas les 1% sur la totalité des *runs* de la première campagne de tests. Les incertitudes deviennent plus importantes pour les données obtenues lors de la seconde campagne, avec des valeurs comprises entre 2 et 4% sur une large majorité des points. Cette différence vient de conditions d'opération moins favorables lors de la seconde campagne, avec la présence simultanée d'une source de bruit supplémentaire rendant plus difficile la sélection du pic photoélectrique sur Caliste HD, ainsi qu'une moindre précision sur la réponse du compteur proportionnel de référence. Pour la mesure de l'efficacité de détection totale, les erreurs sont de moins de 2% sur la quasi-totalité des points.

L'ensemble des valeurs calculées sur les évènements simples vont de 39,49% ± 0,81% (minimum avec le faisceau de 2,172 keV) à 74,23% ± 1,86% (maximum à 11,525 keV). Par rapport à l'efficacité de détection sur l'ensemble des évènements du spectre, le minimum est quasiment équivalent à la valeur donnée pour les évènements simples (40,43% ± 0,38% à 2,172 keV) et le maximum équivaut presque à une efficacité totale avec 98,82% ± 1,54% (à 12 keV). Le fait que – pour les plus basses énergies – l'efficacité de détection totale et l'efficacité sur les événements simples se confondent s'explique à partir des remarques posées précédemment, avec aucun événement partagé d'énergie suffisante pour passer le seuil bas (perte de sensibilité d'une partie de la surface du détecteur).
Les courbes d'efficacité commencent à converger vers leur maximum au delà de 8 keV, en tendant vers respectivement 75% (évènements simples) et 98% (tous les évènements). Cette simple observation plaide, là encore, pour la notion de « surfaces équivalentes » évoquée en introduction de ce chapitre.

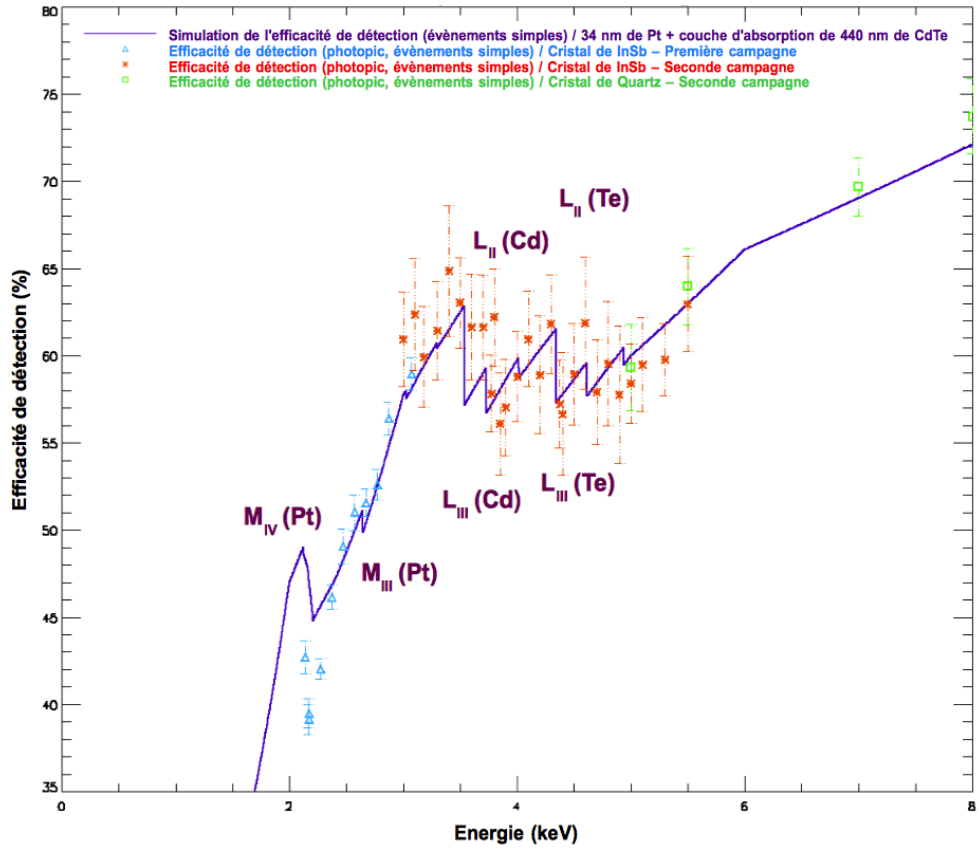

Figure V-2 : Efficacités de détection mesurées sur les évènements simples dans le photopic, entre 2,137 et 8 keV. Les différentes séries de mesures effectuées sur l'installation SOLEX sont séparées selon la campagne de tests et les monochromateurs utilisés. Des raies d'absorption de rayons X sont visibles. Une simulation de l'efficacité de détection pour les évènements simples est superposée (cf. détails en partie VI.B).

On remarque aussi sur ces courbes d'efficacité – et de manière plus distincte sur la courbe des événements simples - des raies d'absorption X caractéristiques du platine (M_{IV} à 2,204 keV, M_{III} à 2,649 keV et éventuellement L_{III} à 11,568 keV) et du tellure (L_{III} à 4,345 keV et L_{II} à 4,616 keV). Une

contribution des raies d'absorption du cadmium est également suggérée, avec les raies L_{III} à 3,554 keV et L_{II} à 3,742 keV, mais moins évidente à cause des barres d'erreurs sur la mesure expérimentale de l'efficacité.

Le fait de mettre en évidence sur le profil d'efficacité – en plus des raies d'absorption dues à la fenêtre d'entrée en platine – des contributions du cadmium et du tellure qui absorbent les photons suggère aussi la présence en entrée d'une couche absorbante homogène à du CdTe. Ces couches atténuent significativement les flux de photons de basses énergies, avec leur effet qui décroît progressivement au fur et à mesure que l'énergie augmente. Je proposerai une évaluation de la nature et des épaisseurs respectives de ces couches en section VI.B et VI.C.

VI. Interprétations / Discussion

A. Détection du partage de charges

Contrairement à l'efficacité prise sur les seuls évènements simples qui est dépendante de l'épaisseur des différentes zones d'absorption au niveau de la fenêtre d'entrée du détecteur, l'efficacité de détection totale est en plus dépendante de l'augmentation progressive de la « surface équivalente » de détection. Cette hausse est permise par l'augmentation de la probabilité de détecter des évènements partagés en même temps que l'énergie du faisceau devient grande devant le seuil.
Avec le traitement spécifique opéré sur les événements simples, on a cherché à limiter les sources d'erreur sur la modélisation de l'efficacité, en supprimant cette dépendance aux évènements partagés et en gardant ainsi une « surface » de détection constante.

Comme introduit en début de chapitre, la probabilité de générer du partage de charges peut différer du ratio géométrique (ici de 28% de la surface inter-pixels) en raison de l'élargissement de la taille des nuages de charges migrant vers les électrodes et à cause de la structure complexe du champ électrique qui peut – à plus ou moins longue distance – ramener la totalité des charges générées dans l'inter-pixel vers un unique pixel ou au contraire permettre l'induction sur de multiples pixels en simultané. Au vu des résultats précédemment obtenus sur les détecteurs Caliste [18], une « zone d'influence » des contacts métallisés plus importante que leur surface réelle est néanmoins probable, assumée dépendre de la tension appliquée.

Un calcul simple de mise en œuvre est proposé par Iniewski *et al.* [25], donnant à partir d'estimations géométriques couplées à un modèle semi-empirique une estimation de la probabilité de mesurer des événements partagés. Cette méthode a précédemment été comparée aux résultats de Caliste 64 avec un bon accord entre la prédiction et la mesure du taux de partage de charges [18]. Elle tient compte de la tension de polarisation appliquée au détecteur et de la segmentation de l'anode pixellisée. Il faut toutefois noter que les résultats donnés ne sont valides que pour des interactions des photons ayant eu lieu à proximité de la cathode (et donc à basse énergie, cette condition étant remplie dans notre cas).
La probabilité P de partage de charges est ainsi définie comme :

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

Avec :

- a, la largeur du pixel (525 µm)
- g, la largeur de la zone inter-pixel (100 µm)
- c, la « largeur de collection » égale à min(g/2, a/20), soit a/20 ici (≈ 26 µm)

- r, le rayon du nuage d'électrons défini tel que $r = 1{,}15\ d\sqrt{2k_BT/qV}$, avec V la haute-tension appliquée, d l'épaisseur du détecteur, k_B la constante de Boltzmann, T la température en Kelvin et q la charge élémentaire.

En appliquant les conditions d'opération (-10°C, tension de polarisation de 310V en valeur absolue et détecteur de 1 mm d'épaisseur), r vaut 13,8 µm et P est estimé à 22,70%, légèrement inférieur au ratio géométrique de la zone inter-pixels (corroborant l'hypothèse faite à ce sujet).
D'après ce calcul, 77,30% des photons impactant de manière homogène la surface seront détectés en tant qu'événements simples. Néanmoins, nulle-part le seuil bas n'intervient dans le modèle ; il faut en déduire que l'estimation est donnée pour un seuil virtuellement nul ou du moins négligeable devant l'énergie du faisceau. Ce n'est bien sûr pas le cas ici. De ce fait, les taux de partage de charges expérimentalement mesurés sont bien moindres (exemples Table 4).

Energie du faisceau (keV)	Taux d'évènements simples	Taux d'évènements multiples
2,137	99,33%	0,67%
2,172	99,25%	0,75%
2,272	99,46%	0,54%
3,072	99,03%	0,97%
3,672	98,17%	1,83%
6	93,93%	6,07%
7	93,40%	6,60%
10	89,11%	10,09%
12	83,57%	16,43%

Table 4 : Taux d'évènements simples et d'évènements partagés mesurés expérimentalement sur une sélection d'énergies entre 2 et 12 keV.

Le partage de charges n'est supérieur à 1% qu'à partir de 3,1 – 3,2 keV ; en dessous de cette énergie, les évènements multiples sont quasi-uniquement causés par des photons arrivant en coïncidence sur des pixels voisins. Comme attendu, le taux de partage de charges effectivement détecté augmente avec l'écart entre l'énergie du faisceau et le seuil pour atteindre près de 16% à 12 keV, encore sous-estimé par rapport à la valeur prédite de 22,70%.

La Figure VI-1 affiche le « diagramme de corrélation » correspondant à un faisceau de 12 keV ; il est obtenu en sélectionnant uniquement les évènements doubles ayant affecté des pixels voisins les uns des autres et en affichant pour chaque trame de données l'énergie d'un pixel en fonction de l'autre. Sur l'ensemble des énergies « autorisées » à la mesure, la répartition des évènements partagés semble homogène. A partir du seuil fixé sur cette acquisition à 1,7-1,8 keV, l'extrapolation du taux de partage de charges mesuré vers sa valeur pour un seuil nul donne une estimation de 22,80% ou 23,32%, très proche du calcul théorique avec environ 70-72% des évènements multiples effectivement détectés.
Une autre confirmation vient d'une mesure effectuée avec le même module Caliste HD exposé à une source d'américium 241 et toujours polarisé à -310V ; le taux de partage de charges mesuré est alors de 23,50%, en supposant dans ce dernier cas le seuil bas négligeable devant l'énergie des photons de principalement 60 keV. On peut donc conclure de ces diverses vérifications croisées que la probabilité de partage de charge dans de telles conditions est de 23% avec une incertitude supposée inférieure à ±1%.
Par ailleurs, on constate que la sommation des énergies mesurées sur deux pixels voisins lors d'un événement double est inférieure à l'énergie du faisceau. Cet effet est d'autant plus marqué que le ratio d'énergie mesuré par chaque pixel est équilibré (soit pour des interactions plutôt au centre de la zone inter-pixels), avec ici une perte maximale de 10,5% ± 0,5%. La perte est aussi visible sur le spectre reconstruit des événements doubles (Figure VI-2), avec un pic photoélectrique détecté à 10,78 keV au lieu de 12 keV (89,8% de l'énergie initiale).

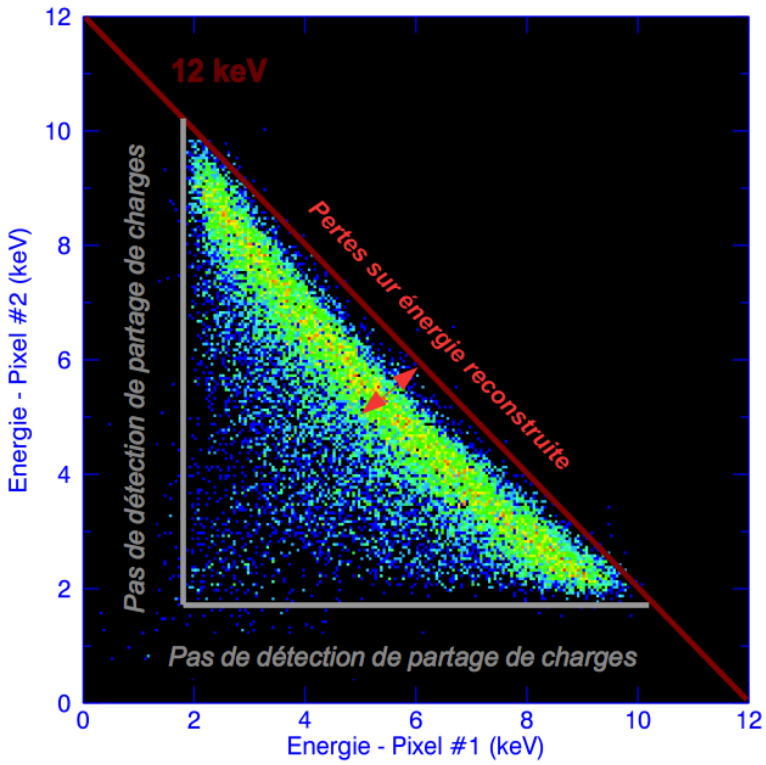

Figure VI-1 : Diagramme de corrélation représentant la répartition des énergies mesurées par deux pixels voisins pour des événements doubles, avec un faisceau de 12 keV. Pour des énergies sous le seuil de détection, il n'y a pas de partage de charges mesurable. En outre, des pertes non-négligeables sont visibles sur l'énergie reconstruite, jusqu'à près de 10% inférieure à celle du faisceau initial.

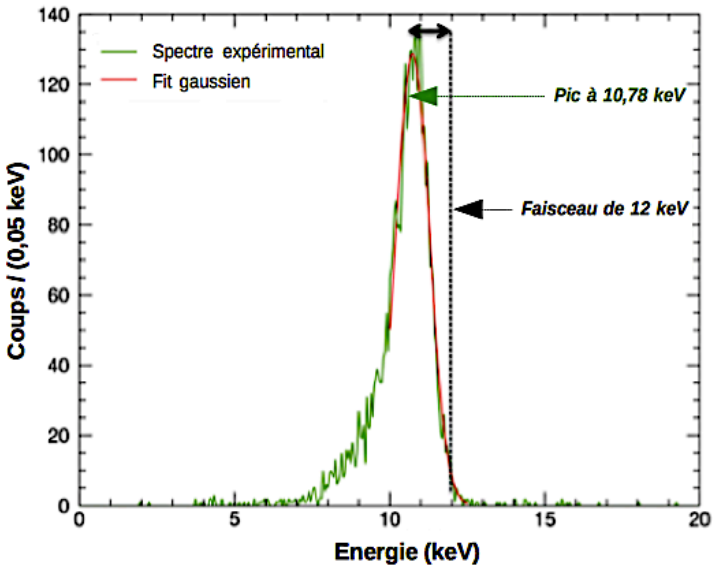

Figure VI-2 : Spectre reconstruit d'évènements doubles obtenu pour un faisceau de 12 keV. Avec l'étalonnage calculé pour les évènements simples, le pic photoélectrique apparaît décalé à 10,78 keV et une traine est visible sa gauche, signe de pertes sur l'énergie totale mesurée pour une interaction dans la zone inter-pixels.

Si le fait d'observer de légères pertes sur les évènements partagés reconstruits avait déjà été mis en évidence, cette dernière observation fait état de proportions étonnamment élevées en comparaison de ce qui avait été observé sur Caliste 64 avec seulement 0,5% de décalage des pics par rapport aux évènements simples. Il est à craindre que l'origine de ces pertes ait à voir avec la taille des pixels, et que la réduction de la surface de ces derniers de près d'un facteur 2 sur MC2 ne soit pas sans

conséquences. Il est pour cela critique de comprendre précisément l'origine de ce phénomène. J'en propose au chapitre 5 une interprétation possible, directement motivée par ces observations.
Une dépendance à l'énergie est toutefois exclue, puisque les pertes sont toujours mesurées de l'ordre de 10 ou 11% sur les acquisitions de SOLEX, et même avec des photons de 122 keV observés avec un autre module Caliste HD (Figure VI-3, [12]).

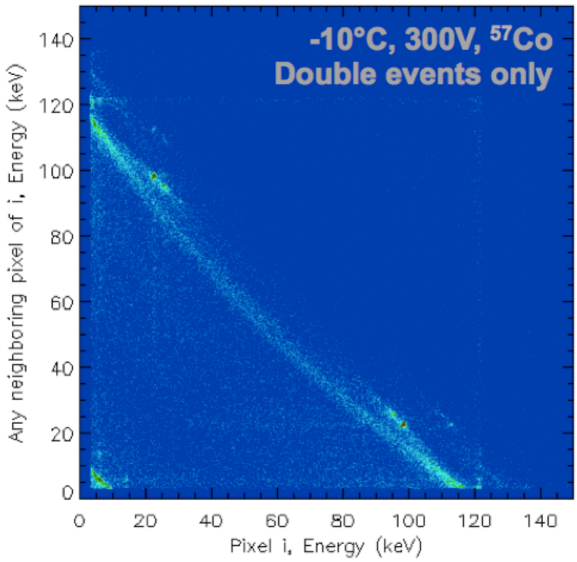

Figure VI-3 : Diagramme de corrélation représentant la répartition des énergies mesurées par deux pixels voisins pour des événements doubles, avec un éclairage par une source de ^{57}Co acquise par un autre module Caliste HD [12]. On distingue des pertes allant jusqu'à 10% sur la raie à 122 keV. Les évènements correspondant à de la fluorescence et identifiés comme du partage de charges sont, eux, mesurés à la bonne énergie.

Pour conserver les performances spectrométriques sur le spectre somme total, l'utilisation de calibrations en énergie spécifiques aux évènements multiples est une solution, à condition d'avoir suffisamment de statistique pour estimer les facteurs de correction à appliquer. Ces observations renforcent aussi la nécessité d'identifier correctement les partages de charges, notamment par un seuil aussi bas que possible et un fonctionnement des électroniques frontales comparable à celui de l'ASIC IDeF-X HD avec des voies auto-déclenchées.

B. Modélisation de l'efficacité de détection

L'absorption des rayons X dans la matière obéit à la loi de Beer-Lambert. Pour des photons monochromatiques d'énergie E et arrivant face à un détecteur d'épaisseur L perpendiculairement à la surface de détection, l'intensité relative du faisceau après la traversée est donnée par :

$$\frac{I(E,L)}{I_0} = e^{-\mu(E)L}$$

Avec I_0 l'intensité initiale et $\mu(E)$ le coefficient d'atténuation linéaire correspondant au matériau traversé et donné pour l'énergie du faisceau incident, exprimé en cm^{-1} (les tables donnent souvent à la place le coefficient d'atténuation massique μ/ρ, en $cm^2.g^{-1}$, à convertir). Il y a différents types de coefficients d'atténuation ; on cite en particulier le coefficient d'atténuation totale μ qui permet de décrire la probabilité d'avoir une interaction (de n'importe quel type), et le coefficient d'absorption photoélectrique τ (probabilité d'interagir uniquement par effet photoélectrique). La même distinction est faite pour les diffusions Compton (coefficient σ) ou les créations de paires (coefficient π), avec le coefficient μ résultant de la sommation de ces trois contributions.

Si cette distinction revêt une importance à haute énergie, les coefficients μ et τ sont complètement interchangeables dans le CdTe pour les énergies auxquelles nous travaillons dans ce chapitre.
L'efficacité de détection η, soit la probabilité que les photons aient interagi dans le détecteur, est donc donnée par :

$$\eta(E) = 1 - e^{-\mu(E)L}$$

Avec une fenêtre d'entrée opaque d'épaisseur l placée devant le détecteur et dont le coefficient d'atténuation est $\mu_{entrée}$, l'efficacité de détection s'écrit :

$$\eta(E) = \left(e^{-\mu_{entrée}(E)l}\right) \times \left(1 - e^{-\mu(E)L}\right)$$

Le profil d'efficacité obtenu en Figure V-1 et Figure V-2 n'est pas explicable à partir des seules contributions de l'électrode de platine (qui atténue le faisceau) et de la traversée du volume de CdTe (qui conduit à la détection effective des photons). Les raies d'absorption du Cd et du Te visibles sur ces courbes conduisent à supposer la présence d'une couche d'atténuation supplémentaire constituée de ces deux éléments.
En plus de l'épaisseur de la fenêtre d'entrée de platine, je cherche donc à déterminer l'épaisseur de cette couche d'absorption, *a priori* composée de Cd et Te. N'ayant pas d'information sur sa nature exacte, je fais l'approximation qu'elle est homogène à du CdTe (mêmes coefficients d'atténuation et densité).
Il est possible de donner une approximation de l'épaisseur de cette dernière à partir du « saut » d'efficacité le plus intense qui lui est attribué autour de la raie d'absorption L_{III} du tellure, à 4,345 keV. L'efficacité mesurée est de 62,21% ± 2,52% à 4,300 keV et 57,61% ± 2,84% à 4,375 keV.
En suivant la méthode proposée en [26], on définit le coefficient A_{edge} tel que :

$$A_{edge} = \frac{Efficacité_{avant}}{Efficacité_{après}} \approx 1{,}0798$$

Ce résultat permet de donner une estimation de l'épaisseur x de cette couche d'absorption de « CdTe » via la formule suivante :

$$x = \frac{\ln(A_{edge})}{\left(\frac{\mu_{après}}{\rho} - \frac{\mu_{avant}}{\rho}\right) \times \rho}$$

Avec μ_{avant}/ρ et $\mu_{après}/\rho$ les coefficients d'atténuation massiques du CdTe avant et après le saut à 4,345 keV, et ρ la densité. On trouve x = 475 ± 28 nm.

Avec les valeurs standard données par le NIST pour les coefficients d'absorption massiques du platine et du CdTe [27], j'ai ajusté un profil d'efficacité théorique aux points mesurés sur les évènements simples. Pour cela, j'ai considéré un détecteur CdTe de 1 mm d'épaisseur comprenant un volume sensible et une couche d'absorption des photons à l'interface avec la cathode, d'épaisseur ajustable (initialement fixée à la valeur estimée de 475 nm). Ces deux couches sont situées derrière la fenêtre d'entrée de platine, elle aussi d'épaisseur ajustable. Enfin, j'ai gardé la proportion de 77,30% de probabilité de générer des évènements simples pour un éclairage uniforme.
Le meilleur ajustement a été obtenu pour une électrode planaire de 34 nm de platine et une couche d'absorption de 440 nm de CdTe (courbe superposée en Figure V-1 et Figure V-2). Pour ces valeurs, et en tenant compte des incertitudes de mesure, seuls 8 points sur 40 (sur l'intervalle 2 – 8 keV) sont en dehors de la courbe modélisée. La zone insensible - homogène à du CdTe - a été ajustée à une épaisseur légèrement inférieure à celle initialement estimée. Evidemment, son épaisseur réelle dépend de sa nature et densité exactes et ne peuvent être estimées à partir de ce seul modèle simple. Il est probable qu'il s'agisse plutôt d'une couche de CdTe partiellement oxydée ; pour preuve, Iwase *et al*. [28] ont identifié l'existence d'une fine épaisseur de TeO_x à la surface de cristaux de CdTe. Des

méthodes d'analyse dédiées sont toutefois requises pour caractériser avec précision cette interface (VI.C).

L'ajustement du modèle aux données n'est pas optimal, surtout aux énergies minimales avec une efficacité simulée surestimée par rapport aux points expérimentaux. Sur l'ensemble de la plage de données entre 2 et 12 keV, la valeur du χ^2 réduit est de 3,62. En retirant les trois premiers points qui sont indubitablement en dehors du modèle, le χ^2 réduit n'est plus que de 2,07. La raison exacte de ce comportement n'est pas clairement expliquée. Il est possible que les couches d'atténuation successives ne soient pas de densité homogène, avec des conséquences plus visibles à basse énergie (pour lesquelles les distances moyennes parcourues sont de seulement quelques microns). De plus, on observe aussi une légère dispersion sur les valeurs réelles du seuil bas sur l'ensemble des pixels, entre au maximum 1,3 et 1,7 keV. Il peut en résulter un déficit sur le taux de comptage – et par conséquent sur l'efficacité mesurée – pour les énergies du faisceau les plus proches du seuil.

Les différentes épaisseurs extraites du modèle permettent d'extrapoler l'efficacité totale théorique d'un tel détecteur sur toute sa dynamique spectrale, jusqu'à 1 MeV (Figure VI-4). Sensiblement identiques jusqu'à environ 80 keV, l'efficacité de détection totale et l'efficacité de détection photoélectrique (coefficients d'atténuation μ et τ) ne sont plus assimilables les unes aux autres et doivent être traitées séparément. Entre 100 et 300 keV, l'effet photoélectrique devient ainsi minoritaire, et quasi-négligeable au delà de 700 keV. Pour notre détecteur de 1 mm d'épaisseur, on s'attend ainsi à une efficacité de près de 100% jusqu'à 40 keV, puis décroissant progressivement jusqu'à passer le seuil des 10% à 200 keV et en-dessous de 0,3% à 1 MeV. Un détecteur plus épais (2 mm, existant aussi dans la configuration « Caliste HD ») permet de garder des efficacités dans le pic légèrement supérieures à haute énergie (100% jusqu'à 70 keV, 20% à 200 keV, 0,5% à 1 MeV).

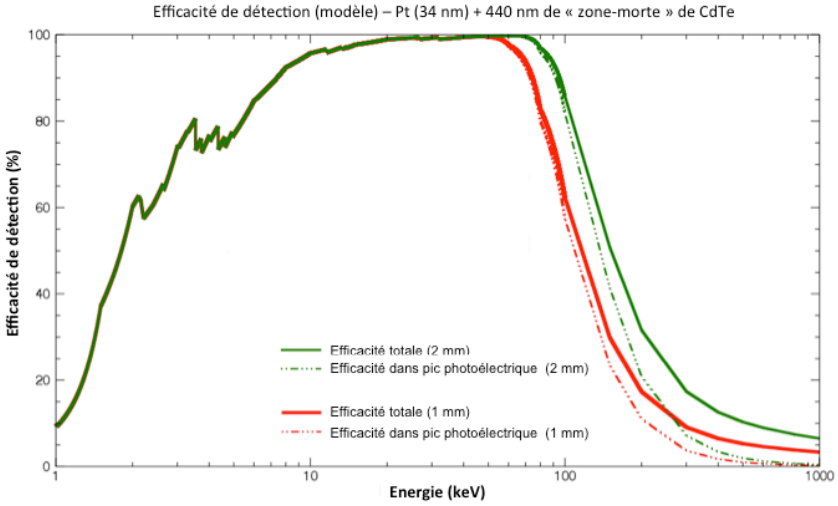

Figure VI-4 : Simulation de l'efficacité de détection (totale et par effet photoélectrique) pour un détecteur CdTe de 1 et 2 mm d'épaisseur comportant une fenêtre d'entrée de 34 nm de platine et une « zone morte » de CdTe de 440 nm.

C. Vérification expérimentale

Afin de confirmer les conclusions précédentes relatives à la présence d'une couche oxydée absorbante sous l'électrode de platine, j'ai conduit une analyse par spectrométrie de rétrodiffusion de Rutherford (RBS - *Rutherford Backscattering Spectrometry*) d'un détecteur CdTe représentatif issu du même lot de production que celui hybridé sur le module Caliste HD étudié. Cette méthode est couramment utilisée en science des matériaux pour déterminer la structure interne et la composition d'échantillons divers et de compositions complexes.
Contrairement à des techniques voisines d'analyse par faisceaux d'ions comme l'émission de photons X induite par particules (PIXE – *Particle-Induced X-ray Emission*) qui permettent d'identifier la

composition élémentaire des échantillons, la technique RBS suppose cette dernière connue. Elle impose en entrée de donner une liste de compositions élémentaires pour les différentes couches, pour lesquelles les proportions des différents éléments et les épaisseurs sont mesurées expérimentalement. Il est ainsi nécessaire d'avoir une connaissance préalable minimale de la structure, même approximative.
Le principe général consiste à frapper la surface du matériau à analyser d'un faisceau d'ions de haute énergie. Les collisions élastiques et inélastiques des ions avec les atomes et cortèges électroniques du matériau conduiront à la rétrodiffusion de certains de ces ions, avec une énergie et une probabilité de diffusion liée à la profondeur d'interaction (dépendant du pouvoir d'arrêt électronique) et à la densité des éléments rencontrés (à partir des sections efficaces différentielles).

Le test a été mené sur l'installation ARAMIS du CSNSM d'Orsay (France) [29]. Il s'agit d'un accélérateur de type Tandem fonctionnant avec une tension de 2MV et délivrant – lors de son utilisation en mode Van de Graaf – un faisceau d'ions He^{2+}. L'échantillon de CdTe a ainsi été bombardé à la verticale de la fenêtre d'entrée par un faisceau mono-énergétique de 3,2 MeV. Le spectre des ions diffusés a été acquis pour un angle de diffusion de 165° avec un spectromètre Ge étalonné (Figure VI-5).

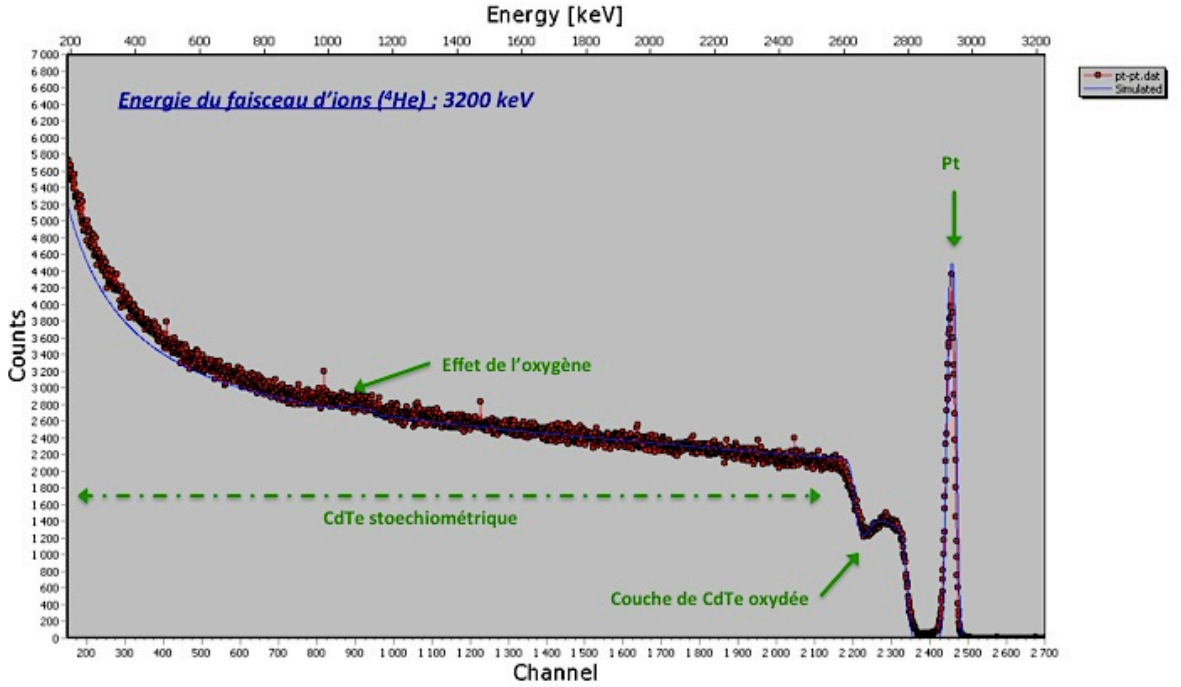

Figure VI-5 : Spectre RBS obtenu à partir d'un faisceau de ^{4}He de 3,2 MeV dirigé sur la cathode d'un détecteur CdTe. Les points expérimentaux sont en rouge, la courbe simulée en bleu (traitement via le logiciel SIMNRA).

Sur le spectre RBS, deux comportements principaux sont visibles : des pics simples correspondant à la perte d'énergie des ions lors de la rétrodiffusion sur les atomes du matériau (liée aux numéros atomiques de ces derniers) et un large *continuum* à basse énergie dépendant des pouvoirs d'arrêt des nuages électroniques traversés et de leur densité. A cause ce dernier effet, les pics de diffusion sont ainsi progressivement décalés vers des énergies plus faibles et vus comme un ensemble continu.
Les positions des pics et leurs intensités contiennent les informations sur les épaisseurs et compositions des couches traversées. En utilisant le logiciel spécialisé SIMNRA [30] pour ajuster un modèle sur ce spectre, je définis trois couches successives :

- Une couche de platine représentant la fenêtre d'entrée, d'épaisseur ajustable.
- Une autre couche ajustable comportant un mélange de Cd, de Te et d'oxygène (dont les proportions sont elles aussi variables), symbolisant la zone oxydée.
- Une couche de CdTe stoechiométrique d'épaisseur infinie.

Le meilleur *fit* (représenté en bleu sur la Figure VI-5), correspond à :

- Une couche de platine de 29 nm d'épaisseur.
- Une couche de 392 nm d'épaisseur composée de cadmium (1,52%), de tellure (30,35%) et d'oxygène (68,13%).

Ces valeurs sont relativement en accord avec les épaisseurs calculées à partir des courbes d'efficacité, avec notamment une très bonne concordance sur la détermination de la couche de platine (29 nm contre 34 nm estimés). Pour la couche d'absorption oxydée, l'analyse par RBS a permis de déterminer précisément sa nature, soit ici du TeO_2, tout en donnant une mesure de son épaisseur proche de l'estimation faite à partir de mon modèle simple.

Enfin, j'ai voulu pousser l'analyse en sondant aussi par RBS la surface pixellisée du détecteur (CdTe/Al-Ti-Au). Etonnamment, et malgré les différentes couches proposées et les paramètres laissés libres, je n'ai pas réussi à modéliser correctement le spectre obtenu. Il est possible que – à l'image de la cathode – l'anode soit elle-aussi affectée par la présence de zones oxydées…

VII. Conclusions

Il ressort de mes recherches que le seuil bas de Caliste HD, réduit jusqu'à 1,2 keV, constitue bel et bien un réel seuil de détection pour les photons. Il ne permet pas seulement de mesurer le partage de charge entre pixels voisins. Un tel niveau sur le seuil m'a permis de réaliser une image du faisceau à 2,1 keV, pour une efficacité de détection de 43%. Des acquisitions pour des énergies encore plus réduites entre 1,3 et 2,1 keV auraient pu être menées avec succès si l'énergie du faisceau de SOLEX n'avait pas été limitée par le monochromateur InSb utilisé lors des tests. Le choix de cristaux différents pourrait toutefois lever cette limitation et permettre de sonder la réponse du détecteur à des énergies inférieures.

Comme pour les autres gammes d'énergie, le système a conservé sa linéarité sur l'ensemble des acquisitions. Les résolutions en énergie mesurées sur les différents *runs* ont montré des valeurs assez élevées par rapport aux énergies du faisceau, de l'ordre de 20 à 30% au plus proche du seuil. Les niveaux de bruit électronique équivalent à ces résolutions ont été néanmoins estimés dans les valeurs habituellement données pour les ASICs IDeF-X HD, entre 40 et 60 e^- rms. A ces énergies là, il apparaît clairement que la résolution en énergie est principalement dominée par la contribution de l'électronique. Même avec une réduction substantielle (par exemple une division par 2) de l'ENC, la limite de Fano restera nettement plus difficile à atteindre en comparaison des résultats promis pour des énergies plus élevées. Cela constitue certainement une limitation pour l'utilisation de ce type de détecteurs avec des énergies aussi basses.

La détermination précise de l'efficacité de détection par un balayage fin en énergie a aussi permis de modéliser le profil de cette dernière, en invoquant les effets combinés de l'atténuation due à l'épaisseur de l'électrode d'entrée de platine et d'une zone oxydée insensible. Une analyse complémentaire par faisceau d'ions (technique RBS) a révélé une épaisseur de la fenêtre d'entrée de platine de 29 nm sur l'échantillon testé, et a identifié la zone oxydée comme étant une couche de TeO_2 de 392 nm d'épaisseur. Quasi-négligeables à partir de 8 keV, leurs effets conduisent à une rapide diminution de l'efficacité aux plus basses énergies. Si une valeur d'efficacité de près de 40% à 2 keV est relativement convenable pour réaliser des images ou faire de la spectrométrie, elle tombe à moins de 10% à 1 keV. Une réduction du seuil à des niveaux encore plus bas qu'actuellement ne semble donc pas forcément de rigueur.

Pour les futurs développements, la conservation d'un seuil bas comparable à celui de Caliste HD est requise, tant la problématique du partage de charges semble importante et l'étirement de la dynamique vers les basses énergies scientifiquement intéressant. Le taux d'évènements partagés important (près

de 23 % de probabilité, certainement plus élevée pour des détecteurs de *pitch* encore plus réduit) a des conséquences pouvant constituer des facteurs limitants. En effet, les évènements multiples résultant de partages de charges dégradent la résolution globale, ne sont pas toujours bien reconstruits en énergie et peuvent conduire à un déficit sur l'efficacité de détection sur une fraction notable de la surface du détecteur. L'effet du seuil sur la quantification et la mesure de l'énergie des évènements partagés, en particulier à basse énergie, revêt un intérêt crucial.

Par ailleurs, les nouvelles questions posées par ces résultats, avec notamment les pertes anormalement élevées sur la reconstruction de l'énergie des évènements multiples, ont initié une activité de modélisation poussée de l'induction du signal dans les détecteurs, rendue nécessaire avant d'aller plus loin dans la réduction de la taille des pixels (cf. Chapitre 5).
Le fait de travailler à basse énergie, en considérant des interactions ponctuelles et proches de la cathode, a permis de maximiser les effets du seuil bas sur la détection effective du partage de charges, ainsi que de mettre en évidence une éventuelle « pollution » des spectres d'évènements simples avec du partage de charges non-détecté. De la même manière, il est *a priori* possible d'écarter la contribution des trous aux pertes observées sur la reconstruction de l'énergie déposée entre les pixels, suggérant une explication plus complexe.

Enfin, et dans un domaine complètement annexe, j'ai participé à la phase de démarrage du projet ORIGAMIX, un développement instrumental industriel reposant sur l'architecture de Caliste HD pour des applications nucléaires. J'ai notamment mis en œuvre des bancs de test qui ont prouvé les excellentes performances de l'instrument – pas seulement dans le domaine des rayons X-durs et gamma de basse énergie – mais sur l'ensemble de la dynamique.
De plus, la présence d'évènements partagés – pas forcément désirée dans nos applications pour lesquelles la spectrométrie est primordiale – s'est montrée d'une extrême utilité pour augmenter l'efficacité de détection à haute énergie, et même conduire des mesures spectrométriques en mode dégradé au delà de la dynamique de l'ASIC limitée à environ 1 MeV (Figure VII-1).
J'ai présenté ces résultats à la conférence internationale NDIP 14 (*New Developments In Photodetection*, Tours, France) et publié un article dans la revue à comité de lecture *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* [31].

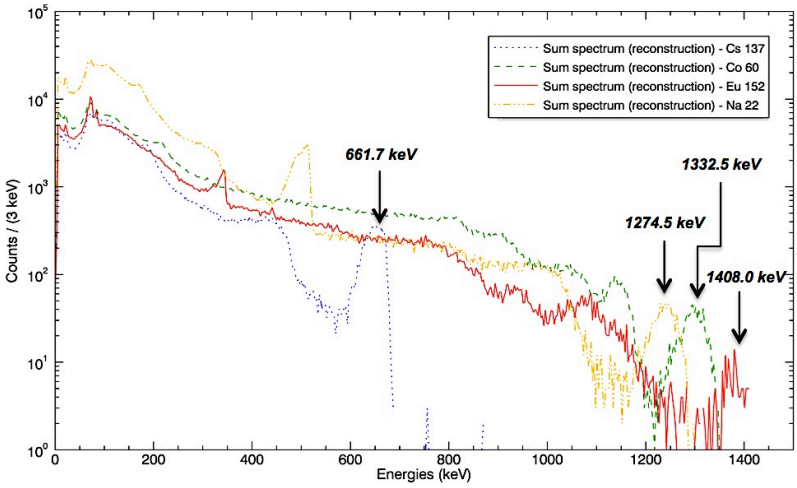

Figure VII-1 : Reconstruction des spectres somme obtenus avec l'ensemble des multiplicités, pour une exposition du module Caliste HD à des sources radioactives de ^{137}Cs, ^{60}Co, ^{152}Eu et ^{22}Na. La reconstruction des évènements partagés permet – au prix d'une résolution en énergie dégradée – de repousser la limite haute de la dynamique jusqu'à 1,4 MeV, soit au delà de la dynamique nominale de l'ASIC IDeF-X HD (limitée à 1 MeV) [31].

Bibliographie du chapitre 3

[1] A. Meuris *et al.*, "Caliste HD: A new fine pitch Cd(Zn)Te imaging spectrometer from 2 keV up to 1 MeV", Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf. (NSS/MIC/RTSD), 2011, Pages 4485–4488.
[2] O. Gevin *et al.*, "Imaging x-ray detector front-end with high dynamic range: IDeF-X HD", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 695, 2012, Pages 415–419.
[3] A. Meuris *et al.*, "Caliste 64, an innovative CdTe hard x-ray microcamera", IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume 55, Part. 2, 2008, Pages 778–784.
[4] O. Limousin *et al.*, "A CdTe imaging spectrometer for space science with a 580 µm pixel pitch", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 647, Part. 1, 2011, Pages 46–54.
[5] P. Ferrando *et al.*, "Simbol-X: Mission overview", Proc. SPIE Conf., Vol. 6266, 2006, Page 62660.
[6] A. Meuris *et al.*, "Caliste-SO x-ray micro-camera for the STIX instrument on-board solar orbiter space mission", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 695, 2012, Pages 288–292.
[7] S. Krucker *et al.*, "The spectrometer/telescope for imaging X-rays on board the ESA Solar Orbiter spacecraft", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 732, 2013, Pages 295–298.
[8] S. Fahmy *et al.*, "Solar Orbiter Payload Suite: A Hotbed of Innovation", IAC-13, 2013.
[9] A. Michalowska, "Etude et développement d'ASIC de lecture de détecteurs matriciels en CdTe pour application spatiale en technologie sub-micrométrique profonde", Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 2013.
[10] C. Bonnelle *et al.*, "SOLEX: A tunable monochromatic x-ray source in the 1–20 keV energy range for metrology", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 516, Part. 2–3, 2004, Pages 594–601.
[11] S. Dubos *et al.*, "Low Energy Characterization of Caliste HD, a Fine Pitch CdTe-Based Imaging Spectrometer", IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume 60, Part. 5, 2013, Pages 3824–3832.
[12] O. Limousin, "MACSI: An 8 cm^2 CdTe detection plane for time-resolved hard x-ray imaging with high spectroscopic capability," Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf. (NSS/MIC/RTSD), 2012, Talk #R10-2.
[13] O. Limousin, A. Meuris, O. Gevin, S. Dubos, "CdTe pixel detectors for hard X-ray astronomy", Radiation Detectors and Their Applications, *à paraître*.
[14] Site web de la collaboration Medipix, https://medipix.web.cern.ch/medipix/index.php.
[15] M. C. Veale, S. J. Bell, D. D. Duarte et *al.*, "Measurements of charge sharing in small pixel CdTe detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 767, 2014, Pages 218–226.
[16] Site web Acrorad, http://www.acrorad.co.jp/us/.
[17] M.J. Berger *et al.*, "XCOM: Photon Cross-section Database (Version 1.5)", NIST Physical Measurement Laboratory, 2005-2010, http://physics.nist.gov/xcom.
[18] A. Meuris, O. Limousin, C. Blondel, "Charge sharing in CdTe pixilated detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 610, Part. 1, 2009, Pages 294–297.
[19] G. Sato *et al.*, "Development of A Hybrid CdTe Pixel Detector with A Low-Noise Front-End ASIC", Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf. (NSS/MIC/RTSD), 2009, Pages 2207-2210.
[20] Base de données des radioéléments du LNHB (Laboratoire National Henri-Becquerel, site web), http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Nucleide-LARA_2008.pdf.
[21] A. Meuris, "Etude et optimisation du plan de détection de haute énergie en Cd(Zn)Te de la mission spatiale d'astronomie X et gamma Simbol-X", Thèse de doctorat, Université Paris Diderot (Paris 7), 2009.
[22] Y. Ménesguen, M.-C. Lépy, "Efficiency calibration and surface mapping of an energy-dispersive detector with SOLEX: A compact tunable monochromatic x-ray source", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 695, 2012, Pages. 193–196.
[23] D. D. Duarte *et al.* "Edge effects in a small pixel CdTe for X-ray imaging", Journal of Instrumentation, Vol. 8, 2013, Page 10018.
[24] G. Sato *et al.*, "Development of Low Noise Front-End ASIC for Hybrid CdTe Pixel Detectors", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 58, Part. 3, 2011, Pages 1370-1375.

[25] K. Iniewski *et al.*, "Modeling charge-sharing effects in pixellated CZT detectors", Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf. (NSS/MIC/RTSD), Vol. 6, 2007, Pages 4608–4611.
[26] J. Plagnard, C. Bobin, M.-C. Lépy, "Accurate efficiency calibration of a low-energy HPGe detector using a monochromatic x-ray source", X-Ray Spectrometry, Vol. 36, Part. 3, 2007, Pages 191–198.
[27] Coefficients d'atténuation massiques (base de données en ligne du NIST, site web), http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMass-Coef/.
[28] Y. Iwase, M. Funaki, A. Onozuka, M. Ohmori, "A 90 element CdTe array detector", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 322, Part. 3, 1992, Pages 628–632.
[29] E. Cottereau *et al.*, "ARAMIS: An ambidextrous 2 MV accelerator for IBA and MeV implantation", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, Vol. 45, Part. 1–4, 1990, Pages 293–295.
[30] Documentation du logiciel SIMNRA (site web), http://home.rzg.mpg.de/~mam/References.html.
[31] S. Dubos *et al.*, "ORIGAMIX, a CdTe-based spectro-imager development for nuclear applications", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 787, 2015, Pages 302-307 (*preprint* librement accessible sur : http://www.arxiv.org/abs/1502.01491).

Chapitre 4 : Vers une électronique de lecture frontale matricielle à très bas bruit : l'ASIC D^2R_1

I. Introduction

Nous avons montré lors des chapitres précédents l'importance de la chaine de lecture frontale en ce qui concerne les performances spectroscopiques des hybrides CdTe. Les niveaux de bruit électronique générés par les ASICs interconnectés aux pixels constituent souvent la limitation majeure pour se rapprocher de la limite intrinsèque de Fano, et tout particulièrement à basse énergie. Dans le cadre de la R&D menée pour le projet MC2, l'objectif principal était de réaliser une électronique de lecture frontale à ultra-bas bruit, nominalement entre 20 et 30 e^- rms. Sur la mesure de la résolution en énergie des pics à 14 keV et 60 keV d'une source d'américium 241, cela équivaut à des valeurs entre respectivement 306-384 eV et 511-561 eV (la limite de Fano étant estimée pour le CdTe à 226 eV et 467 eV à 14 et 60 keV).

Pour atteindre ces niveaux d'ENC, il est nécessaire de connaître et comprendre à la fois les sources de bruit provenant du détecteur et celles générées par la chaine électronique. Deux paramètres majeurs influent sur le niveau de bruit dû à la connexion d'un détecteur à la chaine : le courant de fuite et la capacité électrique. Bien que ces grandeurs soient d'origine physique et intrinsèques au détecteur, il est possible de les minimiser en jouant par exemple sur la nature des contacts sur les électrodes (ohmiques ou Schottky), la tension de polarisation et la température, ou encore la géométrie des pixels (cf. Chapitre 2 et 5).
Sur le module Caliste HD, la capacité électrique est ainsi estimée autour de 2 pF. Cette dernière emporte, en plus de la capacité propre au détecteur CdTe, une large contribution de la capacité parasite due à l'interconnexion avec les ASICs contenus dans le module électronique. Même avec des détecteurs comportant des pixels dont les surfaces auront été divisées par 4 et générant moins de capacité électrique en entrée de chaine, une réduction de la capacité parasite ne sera envisageable que pour un processus d'hybridation détecteur-ASIC simplifié.
En parallèle, le pas de 300 µm requis sur les pixels pour le projet MC2 rend impossible l'utilisation d'une technique d'hybridation similaire à celle développée pour la génération de caméras Caliste, en raison de contraintes technologiques se manifestant pour des *pitchs* trop fins. Ces deux nécessités - la réduction de la capacité parasite et la recherche d'une nouvelle technique d'interconnexion – incitent à repenser la philosophie de développement de l'électronique frontale en privilégiant ici un ASIC matriciel (2D) qui viendrait se reporter directement sur la face pixellisée d'un détecteur CdTe. La connexion se ferait ainsi de manière directe entre les *pads* d'entrée des chaines spectroscopiques de l'ASIC et les contacts métallisés du détecteur, sur des distances de quelques dizaines de µm tout au plus (*bump-bonding*). Le tout garantissant une capacité parasite d'interconnexion drastiquement réduite en comparaison de celle rajoutée par l'hybridation des pixels et des ASICs IDeF-X unidimensionnels au travers des modules électroniques de Caliste. Il est ainsi raisonnable de supposer une capacité électrique totale en entrée bien moindre que 1 pF.

Le choix d'un ASIC matriciel s'accompagne d'un certain nombre de contraintes de conception par rapport à un circuit unidimensionnel ; en premier lieu, il n'est pas possible de choisir librement la disposition des chaines, puisque les points d'interconnexion doivent très exactement avoir le même espacement que les pixels du détecteur. Un ASIC dont les entrées sont au pas de 300 µm est ainsi uniquement dédié à la lecture d'un détecteur pixellisé de *pitch* égal à 300 µm lui aussi, avec une haute densité d'éléments sur la surface. Aussi, une telle densité d'électronique aura forcément des

répercussions sur la puissance dissipée par le circuit, qui risque de transférer de la chaleur au détecteur tout proche. Le cahier des charges du développement instrumental de ce nouvel ASIC matriciel fixe ainsi un objectif de consommation de l'ordre de 180 µW par chaine spectroscopique, soit près de 4 fois moins que la dernière génération (IdeF-X HD), de façon à garder la même densité surfacique de puissance sur le détecteur final.

La réalisation de cet ASIC matriciel limité à une surface équivalente à celle du détecteur, couplée aux prérequis sur la consommation, sur la tenue aux radiations et particulièrement sur les niveaux minimum de bruit électronique nécessite de repenser complètement l'architecture et la technologie utilisées. Un ensemble extensif d'études et simulations a ainsi été le sujet d'un travail de thèse dédié, mené par Alicja Michalowska [1] au laboratoire LDEF (CEA/IRFU/SEDI), qui a abouti par ailleurs à réalisation d'une première version de cet ASIC matriciel.

Les technologies standard CMOS 0,18 µm d'AMS ou XFAB ont notamment été identifiées comme potentiellement aptes à répondre à nos besoins. Le *design* de l'ASIC a quant à lui été mené en deux temps :

- En premier lieu, et avant de passer à la réalisation de la matrice complète comportant tous les blocs fonctionnels, deux prototypes d'ASICs unidimensionnels ont été conçus suivant les technologies AMS et XFAB respectivement. Ces deux prototypes incorporent chacun un ensemble de préamplificateurs de charges basés sur des transistors PMOS et NMOS de différentes géométries. Les performances en bruit sont assumées fortement dépendantes de la nature et des dimensions de ces préamplificateurs. Une première étape du travail a donc consisté à évaluer la réponse de ces différentes chaines simplifiées afin de sélectionner le *design* procurant les meilleures performances et confronter les modèles aux résultats expérimentaux.

- A partir du retour d'expérience issu des tests menés sur les deux prototypes, un ASIC matriciel de 256 voies au pas de 300 µm (16 × 16) a été dessiné et réalisé. Ce dernier incorpore, en plus des chaines de préamplification de charges optimisées, l'ensemble des filtres et éléments nécessaires à la détection, à la mesure et à l'extraction de l'amplitude du signal du chaque pixel. Il incorpore aussi, en remplacement du traditionnel filtre CR-RC^2, une méthode de filtrage innovante pour ce type de détecteur basée sur l'échantillonnage en continu de la sortie du préamplificateur de charges (MCDS). Cette première version de l'ASIC 2D est d'ores et déjà adaptée à l'hybridation sur un détecteur CdTe de 300 µm de *pitch*.

Les études relatives à la conception et à l'optimisation des circuits électroniques sortent du cadre de ma thèse. Durant cette phase de développement, il a toutefois été de ma responsabilité de mettre en œuvre les différents ASICs réalisés et mener les campagnes de caractérisation expérimentales de ces derniers. L'évaluation précise du fonctionnement et des performances – notamment en bruit - de ces électroniques frontales revêt un intérêt déterminant pour la poursuite du programme MC2.

Dans la suite de ce chapitre, et après une brève présentation des structures de bruit électronique, je décrirai les résultats expérimentaux obtenus sur les préamplificateurs de charges du prototype d'ASIC IDeF-X Caterpylar, ainsi que les modélisations et limites associées. Dans un second temps, je présenterai le concept, le fonctionnement et la caractérisation complète de la réponse de l'ASIC matriciel D^{2}R$_1$, dans sa première version aboutie et fonctionnelle issue de cet effort de R&D mené sur les électroniques de lecture.

II. Origine et modélisation du bruit électronique dans les chaines spectroscopiques

A. Equivalent électrique d'un détecteur

La Figure II-1 donne une représentation schématique de la connexion de l'entrée d'une chaine d'un ASIC sur un pixel. La création d'un ensemble de paires électrons/trous suite à l'interaction d'un photon dans le détecteur, et le mouvement respectif de ces porteurs de charges vers l'anode et la cathode sous l'influence d'un champ électrique vont conduire à l'induction de la charge électrique $Q(t)$ sur un pixel de l'anode, cette dernière étant – au premier ordre – proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur (hypothèse d'un événement simple avec toute la charge induite sur un seul et unique pixel).

Une charge égale est induite à la fois sur la cathode et l'anode, et sa valeur au cours du temps résulte de la sommation de la contribution du mouvement des électrons et du mouvement des trous. Bien que ces derniers soient générés en nombre égal lors de l'interaction, nous verrons plus en détails au cours du chapitre 5 que le fait de récupérer le signal sur l'anode segmentée positive (tel qu'illustré sur la figure) permet de considérer que la contribution du mouvement des électrons sur l'ensemble du signal induit est largement dominante – voire unique - dans une grande majorité de situations (effet « petits pixels »). Cela implique, pour le pixel à proximité de la position de l'interaction, un courant $i(t)$ de polarité négative, « sortant » de l'ASIC et matérialisé sur le schéma.
Pour des détecteurs CdTe épais d'environ 1 mm et polarisés à quelques centaines de volts, on retiendra que la durée d'induction du signal d'électrons est de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes, et quelques centaines de ns pour le signal de trous en raison de leur mobilité moindre. En comparaison, le temps d'intégration du signal sur l'ASIC est de l'ordre de la microseconde. Dans beaucoup de cas, il est donc raisonnable de modéliser le pic de courant par une fonction de Dirac. Pour une situation où le signal induit et le temps d'intégration de la chaine seraient du même ordre de grandeur, cette approximation n'est plus valable et la mesure de la charge induite par la chaine peut être partielle (« déficit balistique »).

Sur la même figure, j'ai représenté le modèle électrique équivalent au détecteur connecté à une chaine de l'ASIC. Il peut être modélisé par trois sources de courant et deux capacités électriques montées en parallèle :

- $I_{in}(t)$ correspond au courant induit sur le pixel par les charges mouvantes (signal d'intérêt), et est dépendant du temps. I_{det} représente le courant de fuite du détecteur, considéré comme constant à température et tension de polarisation données et lui aussi dans le sens sortant de l'ASIC (en supposant que d'éventuels courants de surface sur la détecteur ne changent pas son sens).

- Le courant de fuite I_{det} – constant dans des conditions d'opérations stables – est néanmoins sujet à des fluctuations poissonniennes sur l'arrivée des charges électriques. Dans ce cas précis, on parle de « bruit de grenaille » (ou « *shot-noise* ») dont la densité spectrale de puissance $i_{n\,sh}^2$ s'écrit :

$$i_{n\,sh}^{\,2} = 2\,q\,I_{det}$$

  Avec q, la charge élémentaire. Ce bruit peut être représenté par une source de courant sur le modèle électronique du détecteur. Il s'agit d'une source de « bruit blanc » (dont la densité spectrale est indépendante de la fréquence).

- La capacité à l'entrée de la chaine est décomposable en deux contributions : la capacité C_{det} relative au détecteur uniquement (dépendant de la nature et de l'épaisseur du détecteur ainsi que de la taille des pixels) et la capacité parasite C_p qui inclut l'interconnexion à l'ASIC. Cette capacité totale amplifie grandement les niveaux de bruit électronique présents dans l'ASIC et doit être estimée et incluse dans les modèles d'ENC. Comme évoqué en introduction de ce chapitre, une réduction tant de la valeur de la capacité du détecteur C_{det} que de la capacité parasite C_p est attendue, permise par la taille réduite des pixels et une hybridation ASIC-détecteur plus directe.

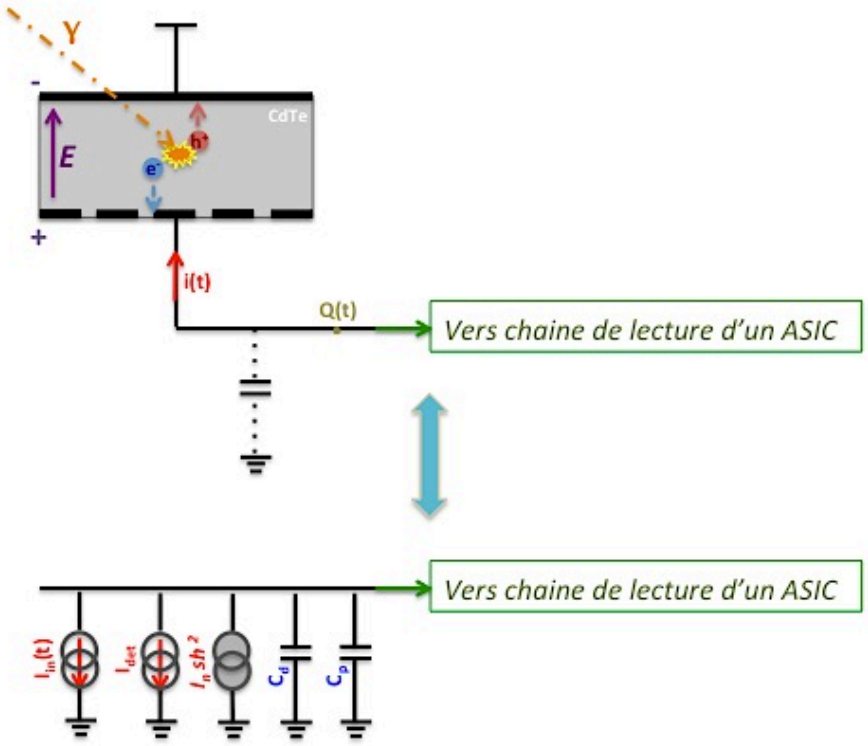

Figure II-1 : Représentation schématique d'un détecteur CdTe dont les pixels sont conectés à l'entrée d'un ASIC, avec modèle électrique équivalent (sources de courant $I_{in}(t)$ et I_{det} ainsi que la capacité du détecteur C_d et la capacité parasite C_p).

B. Connexion d'un ASIC

En plus des sources de bruit intrinsèques au détecteur CdTe et à son hybridation, la présence d'une chaine de l'ASIC (préamplificateur de charges + étage de filtrage) rajoute l'équivalent d'une densité spectrale en tension u_e^2 placée en série, ainsi qu'une capacité additionnelle C_e représentant la capacité à l'entrée du circuit avant connexion (Figure II-2).
Cette dernière est la somme de la capacité de contre-réaction C_f du PAC et des capacités parasites sur le transistor d'entrée. La capacité totale en entrée de la chaine s'écrit donc $C_{tot} = C_{det} + C_p + C_e$, résultant des caractéristiques du détecteur et du préamplificateur de charges.
Les sources de bruit prépondérantes sont celles issues du détecteur ou de l'entrée du bloc de préamplification, qui sont ensuite amplifiées et propagées par le PAC, les éventuels étages de gain et les filtres en bout de chaine. Une contribution du filtre au bruit – et en particulier de sa constante de temps (ou du temps de peaking T_{peak}) – vient ainsi se rajouter.
Au final, et au delà des caractéristiques intrinsèques de l'électronique qui régissent évidemment les performances en bruit des chaines spectroscopiques, les principales variables influençant les niveaux d'ENC sont le courant de fuite, la capacité totale à l'entrée et le temps de *peaking* des filtres. Si les deux premiers paramètres ne sont pas forcément ajustables, le meilleur niveau de bruit électronique résulte généralement d'une optimisation de T_{peak}.

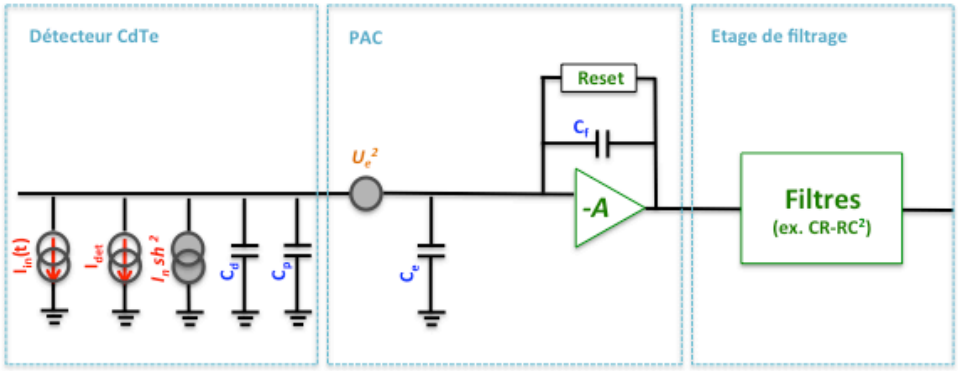

Figure II-2 : Représentation schématique du modèle électronique équivalent à un détecteur CdTe connecté à une chaine spectroscopique d'un ASIC, prenant en compte les différentes sources de bruit électronique du détecteur et du PAC ainsi que les courants et capacités additionnels.

Pour nos applications, l'architecture des préamplificateurs de charge – schématisée sommairement à la Figure II-2 – est basée sur une traditionnelle structure de type cascode replié « *folded cascode* » avec un transistor d'entrée de type PMOS. Un exemple de ce type de PAC est donné à la Figure II-3.

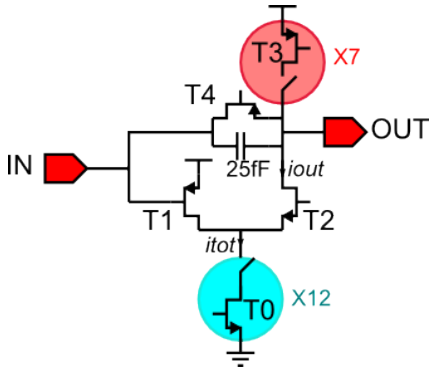

Figure II-3 : Architecture du préamplificateur de charges de l'ASIC de test IDeF-X Caterpylar AMS, réalisé selon une structure *cascode* replié et avec un transistor d'entrée (T1) de type PMOS. Le transistor T0 est la source de courant principale, et génère le courant de polarisation total I_{tot} (aussi écrit I_0) du préamplificateur. Le transistor *cascode* est T2 et le transistor T3 génère le courant de sortie I_{out}. Le *reset* de l'ensemble du PAC est géré par le transistor T4 et permet de « vider » la capacité de contre-réaction (de valeur égale à 25 fF ici).

Dans cette architecture, la capacité de contre-réaction est déchargée par un transistor de reset – T4 sur le schéma (en régime de faible inversion) - équivalent à une résistance dont la valeur serait bien supérieure au GΩ. La valeur de cette résistance équivalente décroit avec l'augmentation du courant qui la traverse ; en conséquence, dans le cas d'un fonctionnement en *reset* continu, la décroissance du niveau de la tension en sortie de PAC (retour au niveau de la ligne de base) est d'autant plus rapide que la charge injectée à l'entrée est élevée. Cela permet de limiter les risques de saturation du niveau de sortie en cas d'empilement ou suite à l'interaction de photons très énergétiques ou de particules ionisantes dans le détecteur.

En ce qui concerne les sources de bruit, c'est principalement la géométrie du transistor d'entrée (T1) qui sera à optimiser ici. Les différents courants de polarisation appliqués au préamplificateur de charges (courant total I_{tot} et courant de sortie I_{out}) sont aussi à l'origine d'une contribution à l'ENC (principalement le courant I_{tot}, le courant de sortie du PAC n'influençant normalement pas le bruit). Cette contribution sera aussi à évaluer.

C. Composantes de bruit

La charge équivalente de bruit électronique totale résulte de la sommation quadratique de trois sources principales, les autres étant négligées. On décompose ainsi l'ENC en bruit série, bruit *1/f* et bruit parallèle, ces trois sources étant indépendantes les unes des autres [2, 3, 4, 5].

1. Bruit série

Aussi appelé « bruit thermique », ou « bruit de Johnson-Nyquist », il tient son origine de l'agitation thermique des porteurs de charges dans un conducteur de résistance non-nulle. Il n'est pas dépendant de la tension appliquée à ce dernier ni du fait qu'un courant circule ou non. Sa densité spectrale (en tension) ${u_{es}}^2$ associée peut s'écrire :

$$ {u_{es}}^2 = \frac{8}{3} k_B T \frac{1}{g_m} $$

Avec k_B la constante de Boltzmann et T la température. Dans l'architecture décrite en Figure II-3, et bien que chaque transistor soit source de bruit thermique, le bruit thermique total du préamplificateur de charge est dominé par celui du transistor d'entrée.

g_m représente la transconductance du transistor. Sa valeur dépend du régime de déplétion de ce dernier :

- En régime de saturation, g_m est proportionnel à $\sqrt{\mu C_{ox} \frac{W}{L} I_0}$, avec μ et C_{ox} respectivement la mobilité des porteurs majoritaires et la capacité du substrat semiconducteur par unité de surface. Les paramètres W et L correspondent à la largeur et à la longueur du canal de conduction du transistor MOS. I_0 est le courant le traversant.
- En régime de faible inversion, g_m est proportionnel à $I_0 \frac{q}{k_B T}$.

Le passage d'un régime à l'autre dépend fortement du type et des dimensions du transistor. On note que dans un cas la transconductance dépend des dimensions du transistor et en est indépendante dans l'autre cas.

A partir de la réponse impulsionnelle de la chaine complète (PAC + filtres) pour une source de tension en série, le calcul de l'ENC donne [2, 3] :

$$ {ENC_s}^2 = \frac{8}{3} k_B T \frac{1}{g_m} \frac{{C_{tot}}^2}{q^2 T_{peak}} g(n) $$

$g(n)$ est une fonction sans dimension dépendant du nombre d'intégrateurs dans le filtre. A T constante, on retient la dépendance du bruit série uniquement à la capacité totale, au temps de *peaking* et à la transconductance du transistor d'entrée telle que :

$$ {ENC_s}^2 \propto \frac{{C_{tot}}^2}{g_m T_{peak}} $$

2. Bruit 1 /f

Le bruit 1/f correspond à un bruit basse fréquence. Contrairement au bruit série, sa densité spectrale en tension dépend de la fréquence et s'écrit :

$$u_{e\,1/f}{}^2(f) = \frac{K_F}{W\,L\,C_{ox}{}^2}\,\frac{1}{f}$$

K_F est un paramètre dépendant du procédé de fabrication du transistor. L'origine du bruit 1/f fait débat ; l'une des explications avancées est le piégeage des porteurs de charges dans les défauts du cristal ou un effet des contacts métal/semiconducteur du substrat du transistor.

L'ENC correspondant s'écrit :

$$ENC_{1/f}{}^2 = \frac{K_F}{W\,L\,C_{ox}{}^2}\,\frac{C_{tot}{}^2}{q^2}\,h(n)$$

$h(n)$ est encore une fonction sans dimension dépendant (peu) du nombre d'intégrateurs. Cette composante de bruit est indépendante du temps de peaking et est là encore reliée aux dimensions du transistor d'entrée (via le produit $W.L$) et à la capacité. Elle s'écrit de manière simplifiée sous la forme :

$$ENC_{1/f}{}^2 \propto \frac{C_{tot}{}^2}{W\,L}$$

3. Bruit parallèle

Le bruit de grenaille (*shot-noise*) décrit en II.A est un bruit parallèle blanc, de densité spectrale en courant $i_{n\,sh}{}^2$ qui, associée à la fonction de transfert en courant de la chaine spectroscopique, donne l'expression de l'ENC :

$$ENC_p{}^2 = 2\,q\,I_{det}\,T_{peak}\,f(n)$$

Avec $f(n)$, fonction sans dimension qui dépend là encore de l'ordre du filtre. Cette formulation est directement proportionnelle au produit du temps de *peaking* par le courant de fuite du détecteur :

$$ENC_p{}^2 \propto I_{det}\,T_{peak}$$

4. Charge équivalente de bruit totale

Au final, la sommation quadratique de toutes les composantes du bruit donne une expression de la forme :

$$ENC_{tot}{}^2 = ENC_s{}^2 + ENC_{1/f}{}^2 + ENC_p{}^2$$

Soit :

$$ENC_{tot}{}^2 = C_{tot}{}^2\left(\frac{\alpha_s}{T_{peak}} + \alpha_{1/f}\right) + \alpha_p\,I_{det}\,T_{peak}$$

Avec les coefficients :

- α_s est un paramètre relié à l'ordre du filtre et dépendant de la transconductance g_m du transistor d'entrée ; $\alpha_s \propto \frac{1}{g_m}$. Cette dernière grandeur induit une contribution du courant total du PAC I_0, ainsi qu'éventuellement du rapport W/L des dimensions du transistor, selon son régime de déplétion.

- $\alpha_{1/f}$ qui dépend de l'ordre du filtre, ainsi que des paramètres technologiques du transistor d'entrée, et notamment de sa surface; $\alpha_{1/f} \propto \frac{1}{W\,L}$.
- α_p, dépendant uniquement de l'ordre du filtre.

Un exemple de profil d'ENC est donné sur la Figure II-4, ainsi que les courbes expérimentales acquises sur l'ASIC IDeF-X HD (Figure II-4 du chapitre 3).

Pour une géométrie fixée du transistor d'entrée, le bruit série est inversement proportionnel à T_{peak}, avec des valeurs absolues directement proportionnelles au carré de la capacité totale en entrée de chaine. Le bruit 1/f suit le même comportement – mais reste indépendant de la fréquence. Enfin, le niveau de courant de fuite provenant du détecteur conduit à la remontée de l'ENC pour les plus basses fréquences – cette remontée étant dans ce cas proportionnelle au temps de *peaking*.

Ce comportement met en exergue la nécessité à la fois de réduire la capacité à l'entrée et le courant de fuite, mais aussi de trouver un optimum pour le temps de peaking (τ_c sur la figure) assurant un minimum de bruit électronique.

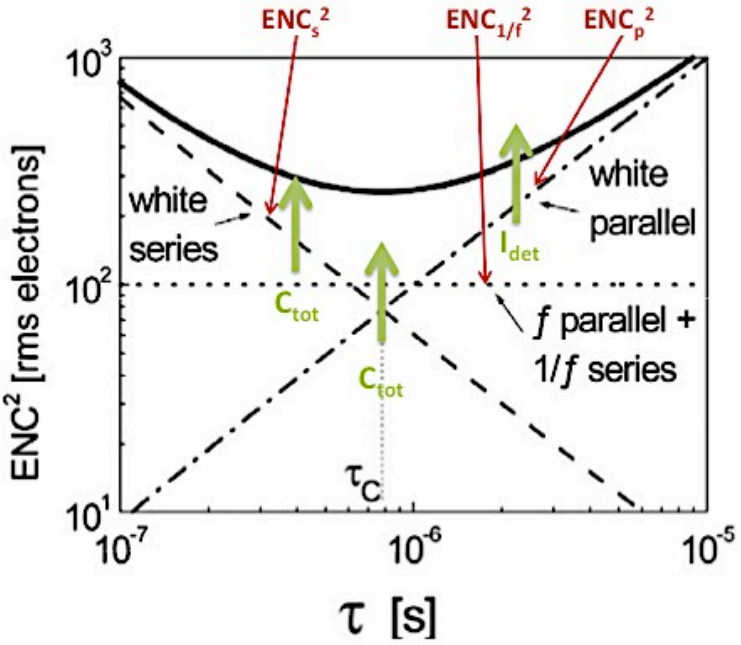

Figure II-4 : Profil typique de la charge équivalente de bruit totale (ENC) en fonction du temps de peaking. Les contributions du bruit série, du bruit 1/f et du bruit parallèle sont le bruit total sont matérialisées. Source : [6].

L'optimum sur T_{peak} correspond à $ENC_s^{\,2} = ENC_p^{\,2}$, soit $\tau_c = \sqrt{\frac{\alpha_s\ {C_{tot}}^2}{\alpha_p\ I_{det}}}$.
Avec l'augmentation du courant de fuite, ce temps optimal se décale vers les faibles temps de *peaking*. Pour des détecteurs à faible courant de fuite comme ceux qui sont opérés habituellement (ex. Caliste HD), l'optimum est généralement pour les valeurs les plus élevées de T_{peak}. Un comportement similaire est attendu pour MC2.

III. L'ASIC de test IDeF-X Caterpylar AMS

A. Description

La phase de design de l'ASIC matriciel pour l'application MC2 a requis un ensemble d'études préliminaires sur le choix de la nature et des dimensions du transistor d'entrée des PACs, élément central de la chaine en ce qui concerne la réponse en bruit. Les simulations réalisées ont permis de dégager une sélection de candidats possibles pour une intégration dans le futur ASIC [1, 7], paramétrisées en fonction des courants de polarisation des transistors et des capacités à l'entrée de chaque modèle de PAC correspondant.
Afin de valider les modèles et confirmer expérimentalement le choix final du transistor d'entrée, ces différentes propositions ont été intégrées au préalable dans des préamplificateurs de charges disposés à l'entrée des chaines spectroscopiques de l'ASIC de test IDeF-X Caterpylar XFAB. Ce dernier est réalisé en technologie CMOS XFAB 0,18 µm, et comprend 30 PACs dans un circuit simplifié unidimensionnel [7]. En particulier, il n'inclut pas d'étage de filtrage ou de mesure de l'amplitude ; ces fonctions doivent être réalisées au moyen de filtres ou d'équipements de mesure externes.

Un second ASIC Caterpylar a été réalisé en parallèle [8], très similaire au premier, mais en technologie CMOS AMS 0,18 µm (Figure III-1). L'intérêt était d'évaluer d'éventuelles différences sur ces deux technologies en termes de bruit électronique et de tolérance aux radiations.

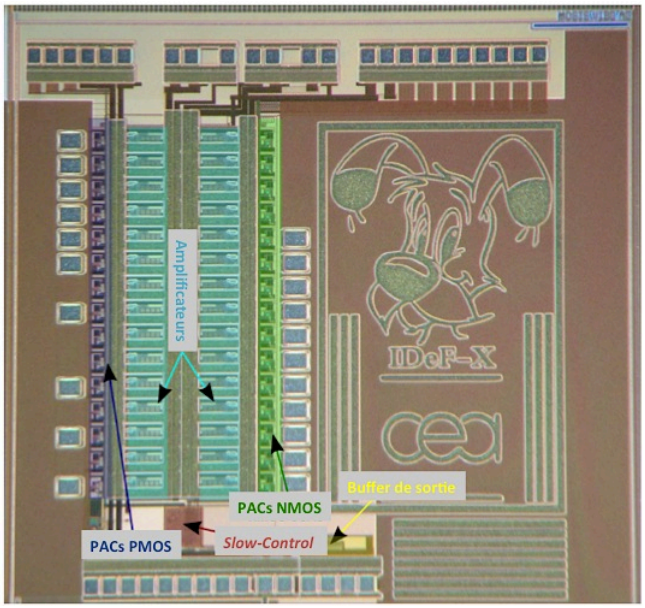

Figure III-1 : *Layout* de l'ASIC IDeF-X Caterpylar AMS, avec la disposition des préamplificateurs de charges PMOS et NMOS, les blocs d'amplification (étages de gain) et les *buffers* de sortie multiplexés des lignes. Les courants de polarisation des PACs et les paramètres de ces derniers sont pilotés par *slow-control*.

La principale voie d'optimisation des préamplificateurs de charges repose sur les dimensions W et L du transistor d'entrée (T1, sur la Figure II-3), de type PMOS ou NMOS. Je restreins l'étude des performances de ces derniers aux seuls transistors PMOS (les NMOS n'étant pas destinés à l'intégration dans l'ASIC final), dont une sélection des caractéristiques est donnée à la Table 1. L'ensemble des préamplificateurs a été étudié en simulation pour des capacités à l'entrée comprises entre 0,3 et 1 pF, avec des courants de fuite inférieurs à 10 pA permis par le fonctionnement en continu du transistor de reset T4 (« générant » le courant de fuite sortant de l'ASIC). La capacité de contre-réaction C_f du PAC est fixée à 25 fF, permettant un gain de conversion du signal suffisant pour pouvoir ignorer les contributions au bruit des étages suivants (augmentation du rapport signal sur bruit). Le courant total I_{tot} du préamplificateur est réglable par *slow-control* entre 1 et 12 µA et le

courant de sortie I_{out} peut prendre des valeurs entre 100 et 700 nA. Comme matérialisé par le schéma de la Figure II-3, le courant I_0 du transistor d'entrée (T1) est la différence entre les courants I_{tot} (sur T0) et I_{out} (sur T3), assimilable à I_{tot} dans la plupart des cas en raison des faibles valeurs du courant de sortie.
Enfin, les dimensions globales de chaque PAC ont été minimisées à 60 µm × 60 µm, nécessaires pour intégrer plus tard l'ensemble de la chaine dans un « pixel » de l'ASIC matriciel de 300 µm × 300 µm.

N° du PAC	Type de transistor d'entrée	Dimensions W/L (µm/µm) du transistor d'entrée
PAC #0	PMOS	100 / 0,18
PAC #1	PMOS	100 / 0,25
PAC #2	PMOS	100 / 0,45
PAC #7	PMOS	200 / 0,45
PAC #10	PMOS	200 / 0,23
PAC #12	PMOS	200 / 0,90

Table 1 : Dimensions W/L et type d'une sélection de transistors d'entrée intégrés dans 6 préamplificateurs de charges étudiés dans la suite de cette partie.

B. Simulation d'un détecteur

La caractérisation électronique d'un ASIC implique de travailler sans détecteur hybridé à la chaine. Pour simuler l'induction de charge sur l'électrode d'un pixel, chaque chaine spectroscopique de la puce Caterpylar est équipée d'une capacité d'injection série C_{INJ} de 25 fF (même valeur que la capacité de contre-réaction du PAC) qui permet d'injecter une charge $Q_{inj} = \Delta V \times 25$, avec Q_{inj} en fC et $\Delta V = V_f - V_i$ (Figure III-2). La valeur de la charge injectée est choisie pour être représentative de la charge qui serait réellement déposée par un photon dans un détecteur CdTe (environ 28 keV par fC). L'injection de différentes charges permet de déterminer le gain en sortie de la chaine, et le calcul de l'ENC (par définition reporté à l'entrée de la chaine).
L'injection de l'échelon de tension se fait via l'entrée analogique *VTEST*, et est commune à toute la matrice; c'est par le registre programmable *SELTEST* qu'on détermine, par *slow-control*, si ce signal de test est envoyé ou non vers une chaine. A l'extérieur, *VTEST* est connecté, au travers d'un atténuateur, à un générateur d'impulsion programmable. Le montage expérimental typique utilisé pour la caractérisation des ASIC sera décrit en détails dans le cadre de la mise en œuvre de la puce D^2R_1.

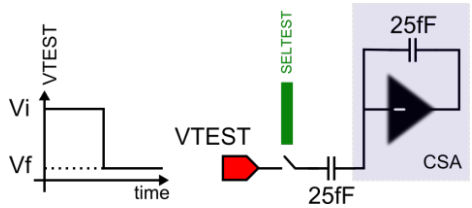

Figure III-2 : Schéma de l'injection d'une charge électrique dans un PAC. Un échelon de tension négatif est envoyé sur la voie VTEST et vers une capacité série de 25 fF. Le signal de *slow-control SELTEST* active ou désactive cette voie de test. La tension en sortie de préamplificateur est identique à la tension injectée sur *VTEST*, mais inversée.

Avec un gain de conversion du préamplificateur de $1/C_f$ et le choix d'une capacité d'injection de même valeur que la capacité de contre-réaction, la réponse idéale du PAC est une tension de sortie identique à la tension injectée ΔV. Chaque préamplificateur de charges est connecté à un étage de gain dont la valeur peut être réglée à 1 (pour favoriser la dynamique de la chaine) ou à 20 (pour privilégier les mesures de bruit électronique). En bout de chaine, le signal est extrait de l'ASIC via un multiplexeur statique par un *buffer* de sortie et routé à l'extérieur de la carte (vers des filtres, oscilloscopes, ADCs…). Le schéma de l'ensemble est donné en Figure III-3.

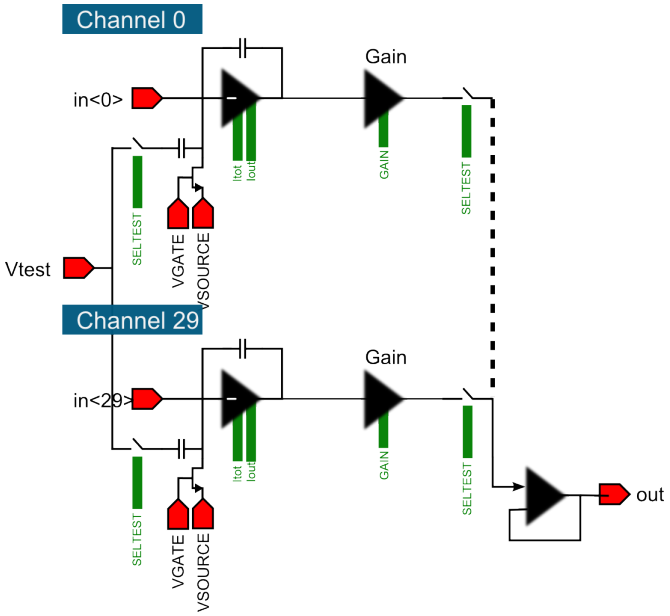

Figure III-3 : Représentation schématique du circuit IdeF-X Caterpylar AMS. Chaque chaine comporte un PAC et un étage de gain, ainsi qu'une voie d'injection d'un signal de test commun à toutes les chaines.

Si besoin, la simulation d'un courant de fuite de détecteur est réalisée au niveau de chaque chaine par l'ajout à l'entrée d'une source de courant I_{leak} générée par un transistor NMOS dont les tensions de grille *VGATE* et de source *VSOURCE* sont étalonnées (Figure III-3).

Le chronogramme de la Figure III-4 représente le profil typique de la réponse temporelle d'un préamplificateur de l'ASIC à l'arrivée d'une charge (ici matérialisée par l'application d'un échelon de tension négatif sur la voie de test).

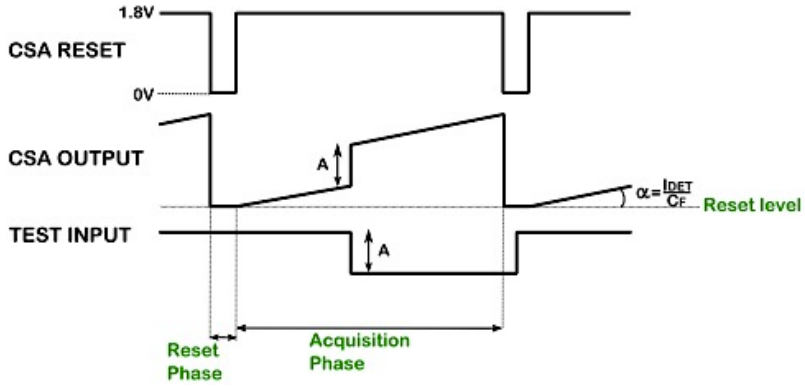

Figure III-4 : Réponse temporelle d'un préamplificateur de charges à l'injection d'un échelon de tension, pour un courant de fuite I_{det} non-nul. Un *reset* périodique est appliqué au PAC pour éviter de saturer la sortie (source : [1]).

Dans cette configuration, la variation de tension en sortie de PAC est identique à l'amplitude injectée. En l'absence d'un *reset* continu du PAC et avec un courant de fuite non-nul, une dérive de tension au cours du temps ΔV_{PAC} est visible sur la ligne de base (de pente croissante avec un courant « sortant » du PAC), la valeur α de cette dernière étant directement proportionnelle au courant de détecteur I_{det} (ou I_{leak}, en injection) selon :

$$\alpha = \frac{\Delta V_{PAC}}{\Delta t} = \frac{I_{det}}{C_f}$$

Avec un oscilloscope suffisamment résolu ou un ADC branché en sortie de préamplificateur, la mesure de cette pente donne accès de manière expérimentale au courant de fuite du détecteur (cf. chapitre 6) et permet l'étalonnage du transistor NMOS en injection.

Afin d'éviter la saturation de la sortie causée par l'augmentation du niveau de la ligne de base (suite à du courant de détecteur ou l'empilement successif d'un grand nombre d'évènements de haute énergie), un signal numérique de reset est appliqué au transistor T4, entrainant le court-circuitage de la capacité de contre-réaction et mettant l'entrée et la sortie du PAC au même potentiel. La ligne de base revient alors à sa valeur minimale. En fonction du niveau du courant ou de la fréquence d'évènements, ce *reset* est périodique ou envoyé après la lecture de la sortie.
On s'affranchit de ce comportement avec un transistor de *reset* T4 opéré en mode « continu », mais ce dernier n'est pas forcément adaptable à tous types de filtrages (IV.B).

C. Vérifications fonctionnelles

Pour chaque PAC étudié, et pour un courant de fuite nul, j'ai injecté des charges de 5 fC (environ équivalentes à 140 keV déposés dans un détecteur CdTe) et mesuré le gain et les temps de montée t_r du signal (correspondant au passage de 10% à 90% de l'amplitude finale).
Un exemple de signal obtenu à l'oscilloscope en sortie du PAC n°0 est donné à la Figure III-5, pour une valeur I_{tot} de 10 µA et des courants de sortie I_{out} de respectivement 100, 200, 400 et 700 nA.

Le gain mesuré est de 37,4 mV/fC, très proche des 40 mV/fC théoriques. La légère différence entre les deux valeurs est assumée provenir du transistor de *reset* qui rajoute une légère « capacité de contre-réaction » parasite (la concordance des valeurs de C_{inj} et C_f a été vérifiée, et n'est pas à l'origine de ce comportement). La même tendance est trouvée sur l'ensemble des préamplificateurs de charges testés, et nécessite de re-mesurer précisément le gain lors des caractérisations des différents PACs de l'électronique pour éviter une sous-estimation du bruit.

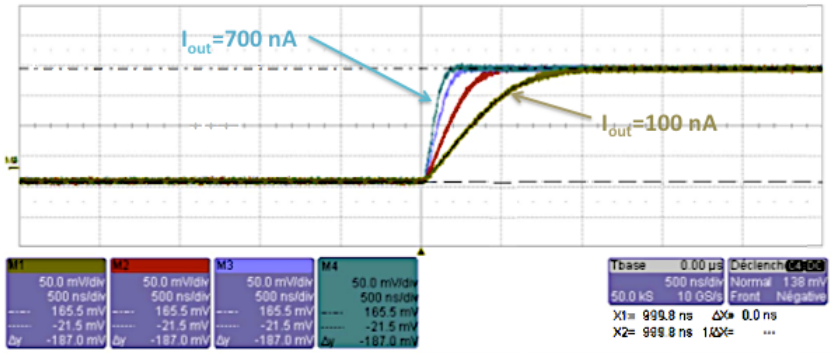

Figure III-5 : Sortie du PAC n°0 mesurée à l'oscilloscope numérique pour une injection de 5 fC et sans courant de fuite, avec I_{tot}=10 µA et différentes valeurs du courant de sortie I_{out} entre 100 et 700 nA.

Les temps de montée sont estimés entre 850 ns (I_{out}=100 nA) et 150 ns (700 nA). Plus le courant de sortie est élevé, et plus t_r est réduit. Il s'allonge par ailleurs lorsque la capacité à l'entrée augmente (cf. [1] p.178) ; pour des valeurs de C_{tot} élevés et des temps de peaking minimums sur un filtre, $t_r \approx T_{peak}$ et un déficit balistique peut se manifester sur le gain de la chaine.
D'un point de vue fréquentiel, le préamplificateur de charges se comporte comme un filtre passe-bas du premier ordre dont la constante de temps τ_{PAC} vaut t_r/2,2. On peut aussi définir sa bande-passante B_w qui s'écrit :

$$B_w = \frac{1}{2\pi\,\tau_{PAC}} = \frac{2{,}2}{2\pi\,t_r}$$

Cette bande passante augmente avec I_{out} et décroit lorsque l'on rajoute de la capacité à l'entrée de la chaine.
La dynamique de l'ASIC a été évaluée (via le réglage de l'étage de gain à une valeur de 1) pour des injections entre 1 et 20 fC (28 – 560 keV dans du CdTe), avec un décrochage de la linéarité après 15 fC (≈ 420 keV). En dessous de cette limite, les valeurs d'INL (*Integral Non-Linearity,* cf. Chapitre 3) restent inférieures au pourcent, remplissant les prérequis sur la dynamique de l'ASIC.
A noter aussi que la consommation électrique des différents PACs a été mesurée autour de 12 µW. Cette valeur, bien que très faible, ne permet toutefois pas de tirer des conclusions sur la puissance nécessaire pour une chaine complète de l'ASIC final, ce dernier embarquant d'autres éléments actifs.

D. Mesures de bruit électronique

Pour chaque chaine de l'ASIC, la sortie a été connectée à un *shaper*, externe permettant de sélectionner des temps de peaking variables. Deux types de filtres ont été utilisés : un filtre CR-RC^2 classique pour T_{peak} réglable entre 0,25 et 11 µs, et un filtre de type CR-RC permettant d'étendre le temps de *peaking* jusqu'à des valeurs de 150 µs.
Les amplitudes du signal mis en forme ainsi que son écart-type ont été mesurées à l'oscilloscope numérique pour chaque temps de *peaking*, et le bruit électronique extrait à partir du calcul suivant :

$$ENC\ (e^-) = \frac{\sigma_{V_{out}}}{V_{out}/(\Delta V_{inj} \times C_{inj})} \times \frac{1}{1{,}602.10^{-19}}$$

Avec : ΔV_{inj} l'amplitude de la tension injectée dans la capacité C_{inj}, V_{out} la moyenne de l'amplitude en sortie de filtre et σ_{Vout} l'écart-type sur cette dernière.

La Figure III-6 représente les valeurs d'ENC ainsi mesurées sur les 6 préamplificateurs de la Table 1 en fonction des temps de *peaking* et pour la configuration idéale d'un ASIC sans courant de fuite et sans capacité additionnelle au niveau des *pads* (plages métalliques de l'ASIC sur lesquelles on vient reporter la sortie du détecteur). On parle de « charge équivalente de bruit plancher » (*floor noise* dans la littérature), dont un exemple était déjà donné pour l'ASIC IDeF-X HD au chapitre 3 (figure II-4).

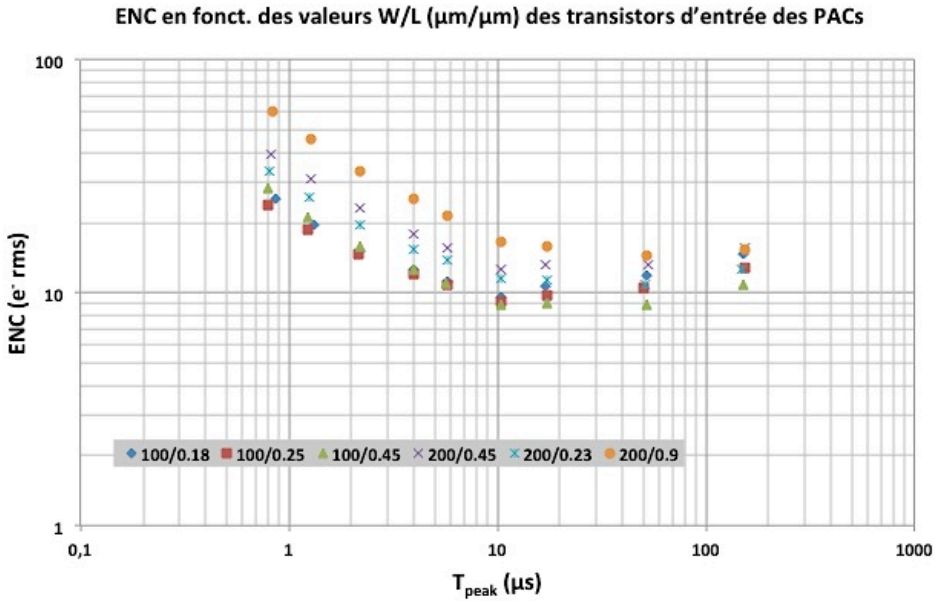

Figure III-6 : Charge équivalente de bruit plancher (ENC minimal) mesurée sur différents PACs en fonction du temps de peaking. La limite basse obtenue est de 9 e⁻ pour T_{peak} = 10,47 µs.

Il ressort de ces résultats qu'un niveau minimal de bruit électronique de 9 e^- rms est atteignable sur le PAC n°2 (W/L de 100/0,45) pour un temps T_{peak} de 10,47 µs. Le progrès par rapport aux 33 e^- de bruit plancher mesurés sur IDeF-X HD est notable. Le PAC n°1 (100/0,25) a un comportement très proche, avec lui-aussi un minimum de bruit de près de 9 e^- et des valeurs parfois très légèrement inférieures au PAC 2 pour les plus faibles temps de *peaking*.
Sur l'ensemble des temps T_{peak} parcourus, le bruit plancher ne dépasse pas 28 et 24 e^- rms pour les PACs n°2 et n°1.

Les autres préamplificateurs de charges étudiés font état de bruits électroniques minimums de 11 e^- rms (PAC n°10, 200/0,23), 10 e^- (PAC n°0, 100/0,18), 13 e^- (PAC n°7, 200/0,45) et 15 e^- (PAC n°12, 200/0,9). En revanche, les maximas mesurés sont plus élevés que pour les PACs 1 et 2, et vont de 25 à 60 e^- rms.

Bien que ces premières mesures de la charge équivalente de bruit permettent *a priori* de sélectionner les PACs 2 et 1 comme présentant les meilleurs niveaux de bruit plancher (valeurs W/L de 100/0,45 et 100/0,25), elles ne sont pas représentatives des conditions d'opération usuelles d'un ASIC hybridé à un détecteur de capacité et de courant de fuite non-nul.
Pour simuler correctement un détecteur et comparer les performances en bruit de chaque préamplificateur de charge et notamment leurs réponses respectives à la capacité et au courant, il faut disposer d'une modélisation de l'ENC pour chacun d'entre eux.

E. Modèle de bruit

1. Extraction des coefficients

Afin d'extraire les paramètres de bruit des différents préamplificateurs (notamment les coefficients α_s et $\alpha_{1/f}$ qui dépendent des dimensions et conditions d'opération de chaque transistor d'entrée, cf. II.C.4), j'ai remesuré les valeurs d'ENC de chaque PAC en fonction du temps de *peaking*, mais en ayant préalablement rajouté à l'entrée des capacités C_{add} entre 0 et 22 pF (Figure III-7).

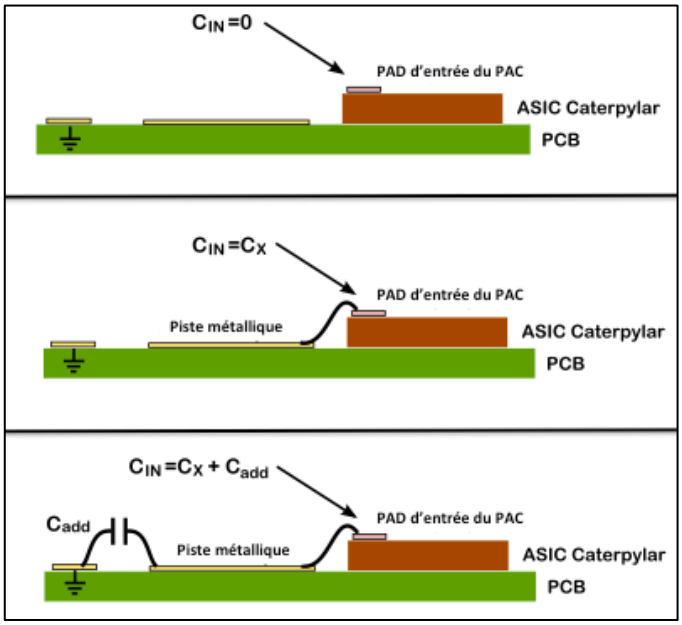

Figure III-7 : Schéma du montage utilisé pour connecter des capacités externes à l'entrée des chaines de l'ASIC IdeF-X Caterpylar. La capacité à l'entrée C_{IN} est la somme de la capacité C_x (due au rajout d'une piste métallique sur le support PCB de l'ASIC et sa connexion par *wire-bonding* à un pad d'entrée) et de la capacité externe C_{add} .

Ce montage a été réalisé pour seulement une partie des PACs de l'ASIC, en raison de contraintes géométriques sur le PCB empêchant de router l'ensemble des sorties vers les points de connexion des capacités externes. Tous les PACs de la Table 1 ont pu être testés, à l'exception du PAC n°1 (dont le comportement est néanmoins attendu comme étant très proche de celui du PAC 2 ou du PAC 0).

Dans cette configuration, la capacité totale à l'entrée du préamplificateur de charges s'écrit :

$$C_{tot} = C_e + C_{IN} = C_e + C_x + C_{add}$$

C_x et C_e représentent respectivement la capacité parasite du dispositif de connexion (piste métallique sur le PCB et lien vers le *pad* de l'ASIC) et la capacité intrinsèque à l'entrée de la chaine (comprenant la capacité liée à la présence du *pad*).

La Figure III-8 représente les mesures de bruit en fonction de T_{peak} effectuées sur PAC 2, pour des valeurs de capacités externes C_{add} entre 0 et 22 pF (5 valeurs). Par ailleurs, deux acquisitions supplémentaires ont été réalisées avec un *pad* non-connecté (C_{IN}=0) et sans *pad*. Le courant I_{tot} est fixé à 10 µA, I_{out} à 700 nA, et un léger courant de fuite I_{leak} (< 0,5 pA) a été injecté.

A partir des expressions théoriques de l'ENC données en II.C.4, et en gardant – pour un préamplificateur de charges donné – C_{IN} et T_{peak} variables, les points expérimentaux sont ajustés à un modèle du bruit par la méthode des moindres carrés (courbes pleines sur la Figure III-8). On en extrait les valeurs des coefficients α_s et $\alpha_{1/f}$ des bruits série et 1/f (le coefficient α_p du bruit parallèle est fixé, calculé à partir d'un modèle de la fonction $f(n)$ adapté au type de filtrage).
Les valeurs de α_s et $\alpha_{1/f}$ extraites des mesures effectuées sur chacun des 5 PACs sont uniquement dépendantes des dimensions du transistor d'entrée : $W \times L$ pour $\alpha_{1/f}$, et éventuellement W/L – via l'expression de la transconductance g_m – pour α_s (le courant I_0 restant fixé à une même valeur sur les différents préamplificateurs étudiés).

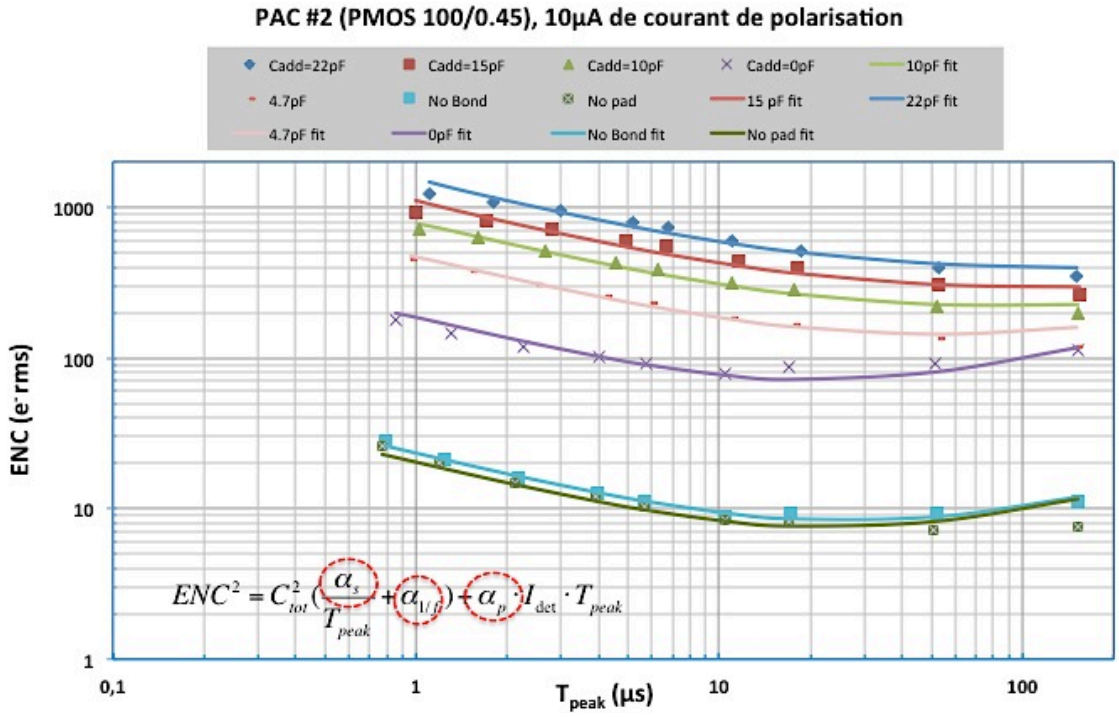

Figure III-8 : Bruit électronique mesuré en fonction du temps de *peaking* sur le préamplificateur de charges n°2 (rapport W/L de 100/0,45) pour différentes capacités à l'entrée. Sur chacune de ces courbes, on a ajusté un modèle de bruit permettant d'extraire la valeur des coefficients α_s et $\alpha_{1/f}$.

Par ailleurs, les mesures effectuées avec une capacité nulle ont permis de déterminer la capacité parasite C_x du montage externe, estimée à 2,68 pF. De façon analogue, la capacité intrinsèque C_e a été évaluée à 0,39 pF (mesures sans *bonding*) dont 0,05 pF de contribution du *pad* (extraite des mesures sans *pads*).

2. Bruit série

Les valeurs calculées du coefficient de bruit série α_s sont représentées pour les différents PACs testés à la Figure III-9, en fonction du rapport W/L des dimensions du transistor d'entrée.

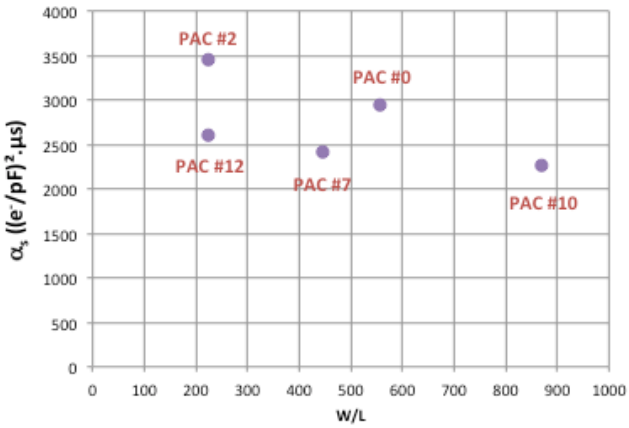

Figure III-9 : Coefficients de bruit série α_s en fonction du rapport W/L des différents PACs testés.

Il est visible que le coefficient α_s n'évolue pas de manière monotone avec W/L, une certaine dispersion apparaissant même sur ses valeurs. Si l'on s'en tient à l'hypothèse d'un transistor en mode de saturation, α_s devrait normalement décroitre (augmentation de g_m en racine carrée de W/L [9]).
Une explication logique est que le transistor d'entrée est en régime de faible inversion, pour lequel la transconductance est indépendante de la géométrie de ce dernier.

Une manière de le vérifier est de mesurer pour chaque PAC le temps de montée du signal en fonction de la capacité à l'entrée. La valeur de t_r est reliée à la transconductance g_m par la formule simplifiée suivante :

$$t_r = 2{,}2\,\frac{(C_e + C_x + C_{add})\times(C_f + C_{load})}{C_f \times g_m} \times K_{iout}$$

K_{iout} est une constante sans dimension qui décroît avec I_{out}. C_{load} correspond à la capacité totale en sortie du PAC, donnée par la simulation avec le logiciel Cadence (non-mesurable directement). Pour ces mesures, le courant de sortie I_{out} est laissé à 700 nA. Elles sont répétées pour deux valeurs de courant de polarisation total I_{tot} (10 et 20 µA), afin de s'assurer que la transconductance reste bien indépendante de la géométrie y compris pour les courants les plus élevés possibles.

t_r en fonction de C_{add} est représenté à la Figure III-10 (a) pour le PAC n°0. Les valeurs de g_m extraites du *fit* linéaire des temps de montée sont représentées pour chaque PAC et chaque courant de polarisation en Figure III-10 (b).

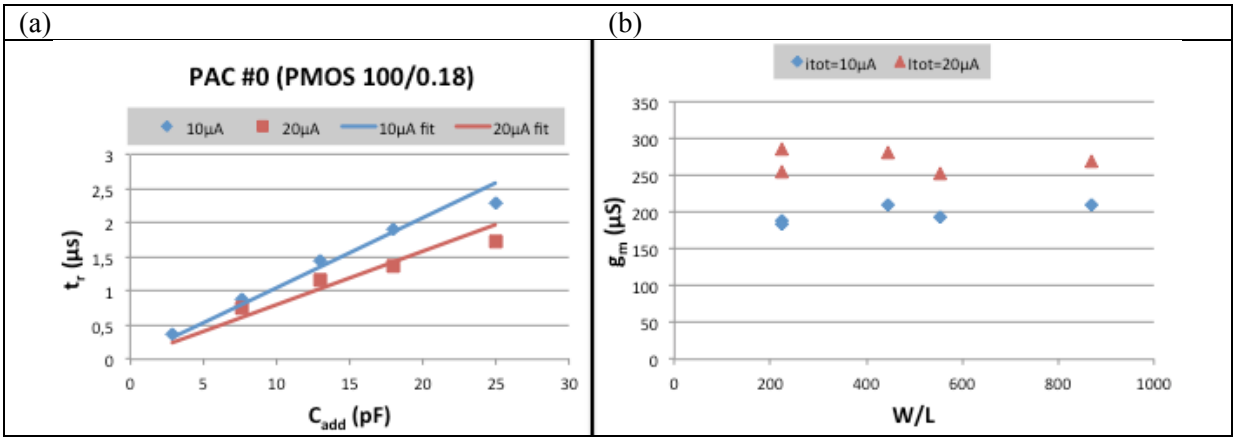

Figure III-10 : (a) Mesure du temps de montée du signal en sortie de préamplificateur sur le PAC n°0 pour un courant I_{out} fixé à 700 nA et en fonction de différentes capacités à l'entrée C_{add}. L'opération est répétée pour un courant de polarisation du PAC I_{tot} de 10 et 20 µA. (b) Transconductances g_m extraites pour les différents PACs en fonction du rapport W/L du transistor T1 (I_{tot} de 10 et 20 µA).

Ces résultats confirment que la transconductance reste *a priori* indépendante de la géométrie du transistor en toutes circonstances. Les variations sur les coefficients α_s ne s'expliquent toutefois pas par les fluctuations sur g_m, qui n'est elle-même pas totalement proportionnelle à I_{tot}. Les simulations réalisées en parallèle semblent indiquer que les deux formules proposées pour la transconductance sont insuffisantes pour caractériser complètement le bruit thermique, sans toutefois remettre en question les valeurs de α_s déterminées expérimentalement.

3. Bruit 1/f

Les coefficients $\alpha_{1/f}$ sont – en théorie – inversement proportionnels à $W \times L$. Ce comportement est vérifié ici avec les données expérimentales (Figure III-11).

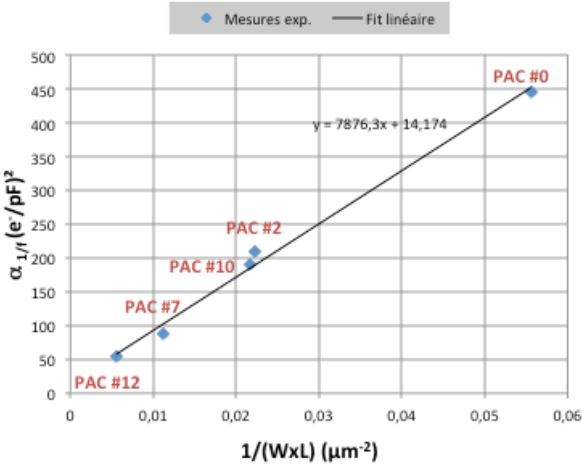

Figure III-11 : Coefficients de bruit 1/f ($\alpha_{1/f}$) en fonction du rapport $1/(W \times L)$ des différents PACs testés. L'évolution de ces derniers est linéaire, comme attendu.

F. Bilan

Les paramètres de bruit extraits pour chaque préamplificateur de charges sont réinjectés afin de modéliser la réponse de l'ASIC avec des valeurs de courant de fuite et de capacité à l'entrée dans les limites attendues.

En posant un courant de fuite surestimé I_{leak} de 5 pA (pire cas), les résultats obtenus sur l'ENC en fonction du temps de peaking T_{peak} d'un filtre CR-RC^2 sont représentés pour les deux capacités d'entrée de référence (300 fF et 1 pF), en Figure III-12 et Figure III-13.

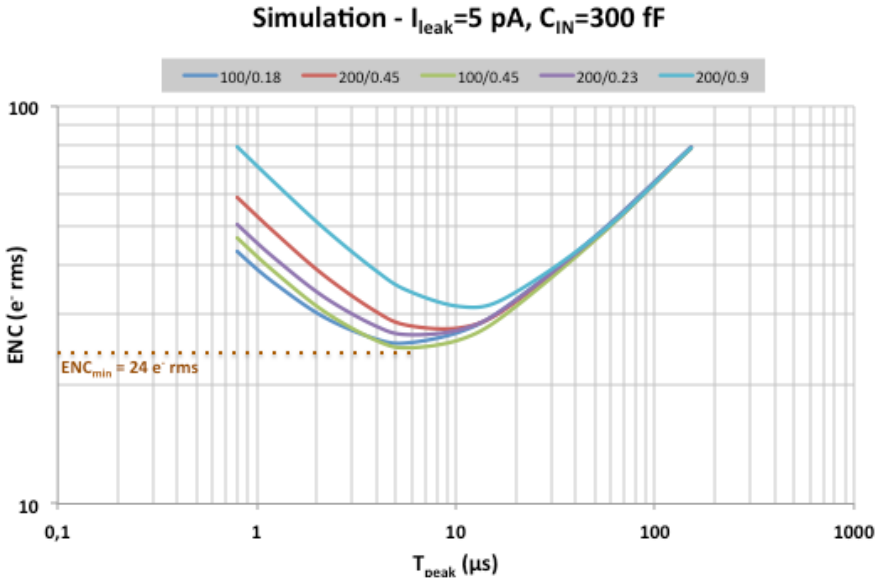

Figure III-12 : ENC simulé sur différents PACs en fonction du temps de peaking. Courant de fuite de 5 pA et capacité à l'entrée de 300 fF. Le minimum de bruit est obtenu à 24 e⁻ rms sur le préamplificateur de charges n°2 (100/0,45).

Avec un courant volontairement surestimé, les niveaux de bruit minimums atteignables sont de 24 e$^-$ rms pour C_{IN} de 300 fF et 37 e$^-$ rms pour C_{IN} à 1 pF. Dans les deux cas, les meilleures performances sont obtenues sur le PAC n°2 (W/L de 100/0,45) pour des temps de peaking inférieurs à 11 µs.

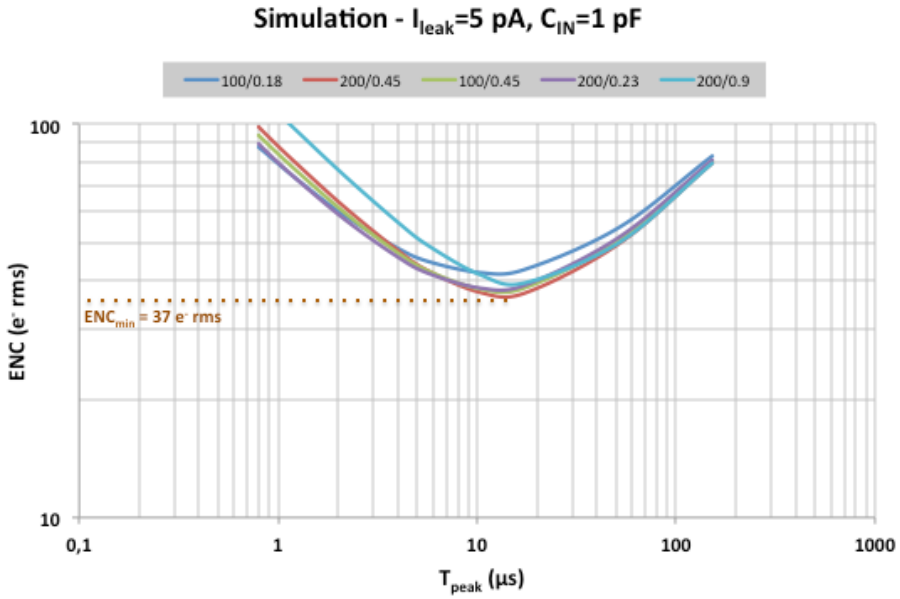

Figure III-13 : ENC simulé sur différents PACs en fonction du temps de peaking. Courant de fuite de 5 pA et capacité à l'entrée de 1 pF. Le minimum de bruit est obtenu à 37 e⁻ rms sur le préamplificateur de charges n°2 (100/0,45) ou sur le PAC n°7 (200/0,45).

En posant des conditions plus optimistes sur le courant de fuite, par exemple à 0,5 pA, et une capacité en entrée réduite à 300 fF (valeur minimale considérée pour l'optimisation du *design*), les

performances simulées sur les différents préamplificateurs sont représentées en Figure III-14. Le bruit minimal est alors de seulement 16 e^- rms, toujours sur le PAC n°2.
Par ailleurs, la dépendance du bruit électronique du PAC n°2 à la capacité à l'entrée de la chaine est estimée – pour un temps de *peaking* optimal – à 16 e^-/pF (courant de 0,5 pA) et 20 e^-/pF (courant de 5 pA).

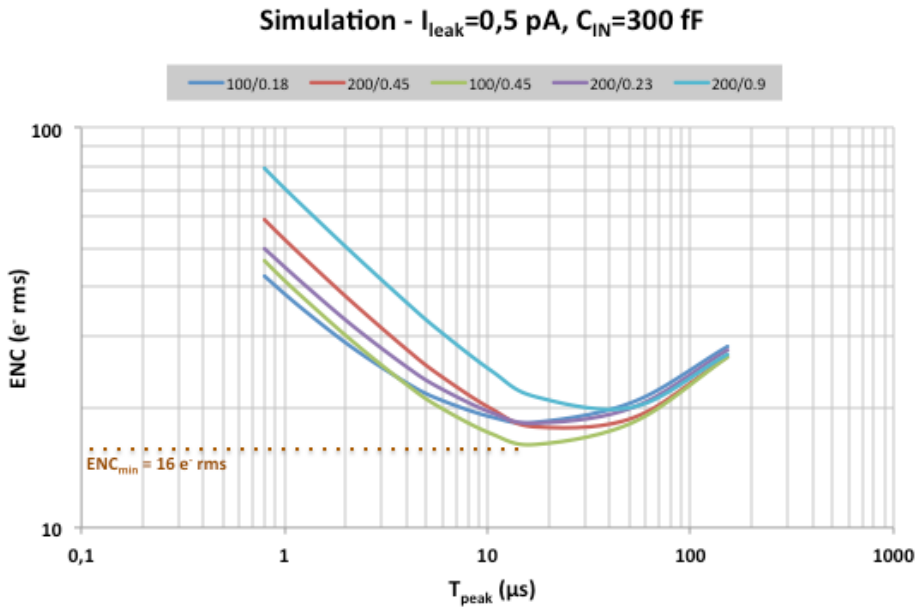

Figure III-14 : ENC simulé sur différents PACs en fonction du temps de peaking. Courant de fuite de 0,5 pA et capacité à l'entrée de 300 fF. Le minimum de bruit est obtenu à 16 e^- rms sur le préamplificateur de charges n°2 (100/0,45).

Enfin, notons que les valeurs de bruit obtenues sur l'ASIC Caterpylar AMS que j'ai testé se sont révélées systématiquement meilleures que celles obtenues avec la puce Caterpylar XFAB [1, 7]. La charge équivalente de bruit plancher mesurée sur les deux ASICs pour les PACs n°0 et n°2 est représentée à la Figure III-15.

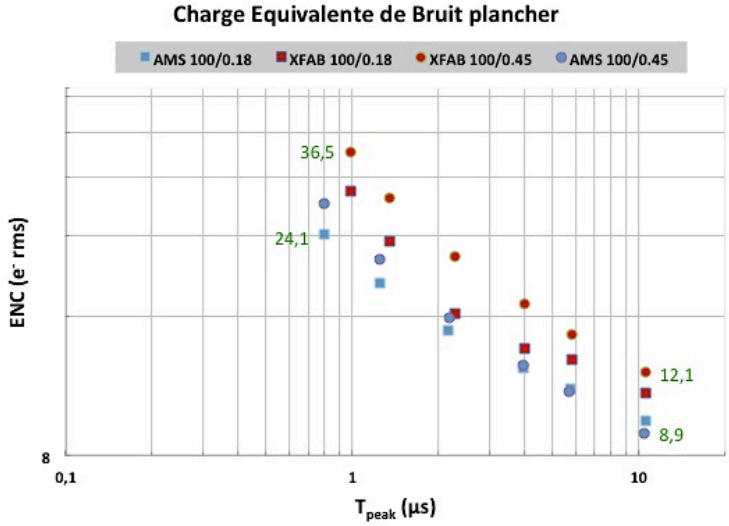

Figure III-15 : Charge équivalente de bruit plancher en fonction du temps de *peaking* mesurée sur les PACs #0 et #2 des ASICs Caterpylar AMS et Caterpylar XFAB. Les meilleurs niveaux de bruit sont systématiquement obtenus sur les préamplificateurs de charges de Caterpylar AMS.

Au maximum du temps de *peaking*, le bruit plancher est entre 9 et 10 e^- sur la version AMS, et entre 11 et 12 e^- sur la version XFAB. Ces différences mineures (entre 2 et 3 e^- rms sur les meilleurs

niveaux de bruit) se retrouvent aussi sur les modèles extraits à partir des mesures expérimentales menées sur Caterpylar XFAB dans des conditions en tout point similaires.
Pour des questions de disponibilité de la technologie et des contraintes de temps, le design de l'ASIC matriciel pour l'application MC2 a été initié en technologie XFAB avant l'obtention des premiers résultats sur Caterpylar AMS. Pour des applications futures dans la même architecture, on retiendra préférentiellement la technologie AMS qui semble fournir de meilleures performances, en gardant à l'esprit que les différences sont néanmoins très ténues.

IV. L'ASIC matriciel D^2R_1

A. Vers une nouvelle architecture de circuit matriciel

A partir des résultats obtenus expérimentalement sur l'ASIC de test Caterpylar, ainsi que des simulations croisées menées en parallèle, le design d'un ASIC matriciel de 256 voies adaptées à l'hybridation d'un détecteur au pas de 300 µm a été entrepris (Figure IV-1). En plus des éléments clés que sont les préamplificateurs de charge, ce dernier incorpore sur chaque voie l'ensemble des blocs fonctionnels nécessaires à un fonctionnement autonome en mode auto-déclenché : étages de gain, filtres, détecteurs d'amplitude, discriminateurs et un ensemble de registres paramétrables sur chaque pixel par des commandes de *slow-control*. Cette première version de la puce est baptisée « D^2R_1 ».

Les prérequis ayant présidé à la conception de cette puce sont principalement :

- Une géométrie 2D, avec 16 × 16 chaines spectroscopiques contenues chacune intégralement dans une aire de 300 µm × 300 µm.
- Un mode auto-déclenché sur chaque pixel (identification des voies touchées exclusivement sans lecture globale par « *frames* »), avec un seuil bas d'au plus 2 keV (et si possible inférieur, typiquement dans des valeurs comparables à celles de Caliste HD).
- Des voies intégralement programmables (activation, courants, seuils), et cela de manière individuelle (assurant flexibilité et possibilité d'opérer en conditions dégradées).
- Une dynamique allant au moins jusqu'à 250 keV.
- Des niveaux de bruit électronique comparables à ceux obtenus sur Caterpylar XFAB, de l'ordre de 20 à 40 e^- rms selon les conditions d'opération, pour des capacités à l'entrée nominales de 300 fF à 1 pF.
- Fonctionnement en mode anode, mais aussi cathode (possibilité d'évolutivité avec d'autres types de détecteurs).
- Consommation électrique conservée par rapport aux meilleures performances de la caméra Caliste HD, avec 2 mW/mm^2 de surface, soit 180 µW par chaine spectroscopique complète.
- Peu de circuits périphériques (contenus dans moins de 300 µm de large), requis pour créer de larges plans de détection reposant sur la mise bout à bout de plusieurs ASICS hybridés à des détecteurs sans créer de zone mortes significatives aux interfaces (concept comparable au plan de détection MACSI, pour lequel l'espace entre chaque module est de l'ordre de 600 µm, soit un pixel).
- Compatibilité avec les standards du spatial ; insensible aux évènements singuliers (SEU) et tolérant à des hautes doses de rayons ionisants (TID).

Enfin - et sans que cela soit à proprement parler un prérequis - nous avons apporté un soin tout particulier pour ce premier prototype d'ASIC matriciel à laisser un maximum de moyens d'opérer en conditions partiellement dégradées ou d'outils de diagnostic ; cela passe par l'ajout de voies d'injection ou de sources de courant de fuite réglables sur chaque PAC, mais aussi par des modes permettant de « court-circuiter » une partie de la chaine de lecture et d'extraire le signal en différents points.

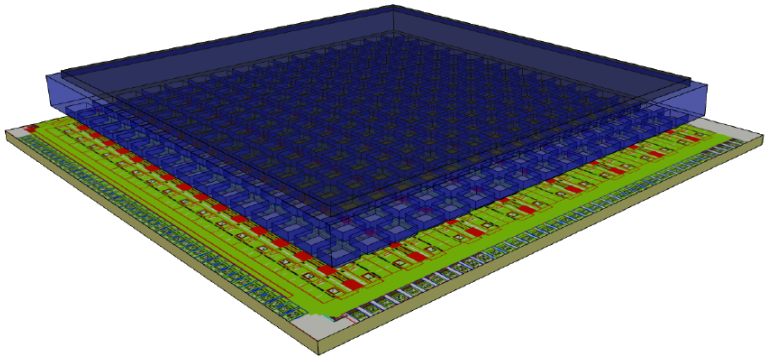

Figure IV-1 : Schéma de principe d'un ASIC matriciel de 256 chaines spectroscopiques, et dont le *pitch* des *pads* d'entrée est sensiblement identique à celui du détecteur pixellisé à hybrider. Un minimum d'espace est laissé à la périphérie de la puce, autorisant – sous réserve d'intégration – la création de larges plans de détection avec un minimum de zones mortes.

Comparé à la puce Caterpylar, ce nouvel ensemble est bien plus complexe en raison du nombre important de fonctionnalités qui y sont intégrées, ainsi que par la coexistence d'un grand nombre de signaux numériques (*slow-control*, *triggers*, commandes de lecture, horloges…) et analogiques (injections de charges, courants de compensation, amplitudes mesurées par les chaines…). Une grande attention est à porter sur ce dernier point lors de la phase de *design* pour éviter des couplages entre ces différents signaux.
On réutilise toutefois sur l'ASIC D^2R_1 la géométrie optimisée des préamplificateurs de charges de Caterplylar, ces derniers ayant montré d'excellentes performances lors de nos tests ; on choisit ainsi pour l'ensemble des voies un unique modèle de PAC « *folded cascode* » réalisé en technologie XFAB 0,18 µm, dont le transistor d'entrée est de type PMOS avec un rapport *W/L* de 100 µm / 0,45 µm (meilleurs niveaux de bruits systématiquement obtenus conjointement sur Caterpylar XFAB et Caterpylar AMS, pour des consommations entre 12 et 14 µW).

En comparaison des autres types d'ASICs reposant – comme la dernière génération de puces IDeF-X – sur un filtrage analogique de type « passe bande du second ordre » réalisé souvent via montage CR-RC^2, un choix architectural de rupture a été fait en ce qui concerne la partie filtrage et mesure de l'amplitude des chaines spectroscopiques de D^2R_1…

B. Une approche innovante : le filtrage MCDS

Les précédents ASICs développés au CEA de Saclay par l'équipe de microélectronique sont constitués d'une architecture « classique » à base de préamplificateur de charges et d'un couple filtre CR-RC^2 + détecteur de pics pour mesurer l'amplitude du signal ainsi mis en forme. C'est aussi le type de chaine que j'ai utilisé pour les mesures présentées en première partie de ce chapitre.

Une autre approche est toutefois possible pour réaliser la fonction de filtrage et d'extraction de l'amplitude du signal : le mode MCDS (*Multi Correlated Double Sampling*). C'est cette dernière que nous avons choisi d'implémenter dans l'ASIC D^2R_1 [10]. Un schéma comparatif des deux méthodes est présenté à la Figure IV-2.

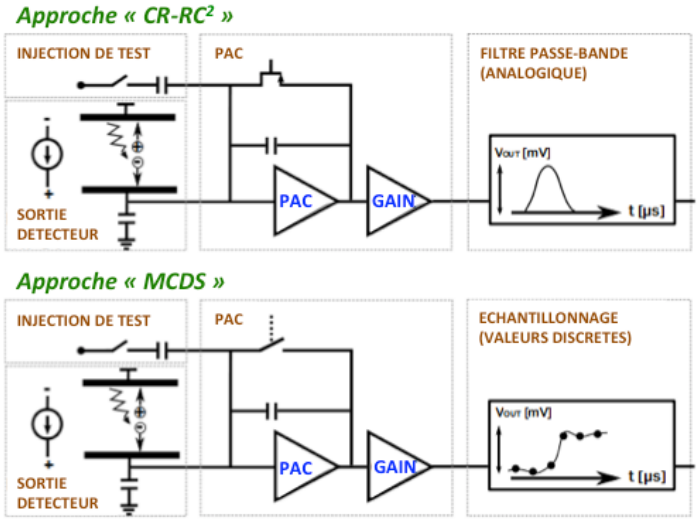

Figure IV-2 : Schéma comparatif entre deux chaines spectroscopiques ; sur la première, le signal en sortie de PAC est mis en forme par un filtre analogique passe-bande de type « CR-RC² ». L'amplitude peut ensuite être extraite par un détecteur de pics. Sur le second exemple, la sortie de préamplificateur est échantillonnée en continu par valeurs discrètes, donnant ainsi le niveau correspondant à la ligne de base et au signal.

Le filtrage MCDS est réalisé par deux blocs fonctionnels distincts. En premier lieu, un système échantillonne en permanence la sortie du préamplificateur de charges en stockant les valeurs discrètes du signal de PAC (points bleus sur la Figure IV-3). Cet échantillonnage est réalisé de manière cyclique au moyen d'un ensemble de capacités dédiées (un *switch* périodique permet de passer d'une capacité de stockage à l'autre). Le nombre de points d'échantillonnage N_{ech} (*NOS* sur la figure) correspond au nombre de capacités disponibles, et sont espacés d'une période T_{ech}.
Lorsqu'un événement est détecté par un discriminateur derrière un *shaper* placé en parallèle sur la sortie du PAC, un signal de *trigger* est généré et l'ensemble des capacités de stockage sont commutées entre elles, réalisant la moyenne sur la ligne de base. Par la suite, l'échantillonnage se poursuit sur le signal (points verts) et les valeurs stockées sont à leur tout moyennées.

Les moyennes correspondant respectivement à la ligne de base et au signal sont tour à tour injectées dans un bloc de CDS qui réalise une opération de soustraction des deux tensions, et produit en sortie (signal analogique *ENERGY OUT*) un niveau de tension unique tel que $V_{out} = V_{base} - V_{signal}$. Ce niveau est directement proportionnel à l'amplitude du signal produit par le préamplificateur et équivalent à celle qu'aurait mesuré un détecteur de pics après un filtre CR-RC^2. Ces deux opérations – calcul des moyennes et soustraction – réalisent ensemble un filtrage de type passe-bande (Figure IV-3).

Un schéma simplifié de la chaine logique d'une voie de l'ASIC est représenté à la Figure IV-4, avec les capacités d'échantillonnage de la ligne de base et du signal ainsi que le bloc de CDS nécessaire à l'extraction de l'amplitude, et en parallèle l'étage comprenant le discriminateur. Cet élément est essentiel, car c'est lui qui – via l'émission du signal logique de trigger – va permettre de commuter les signaux moyennés en entrée du bloc de CDS.
A noter aussi que, contrairement à d'autres ASICs utilisés dans ce domaine [11, 12], le seuil bas de détection n'est plus lié de la même façon aux niveaux de bruit électronique. Sur nos précédents systèmes basés sur des *shapers*, le discriminateur est placé après le filtre et « voit » le même bruit que l'étage de mesure de l'amplitude. La détection et la mesure sont donc intrinsèquement liées. Sur l'ASIC D^2R_1 en mode MCDS, ces deux éléments sont découplés avec le discriminateur et le filtre banchés en parallèle à la sortie du PAC. Le seuil bas de détection minimal dépend donc uniquement du bruit électronique du préamplificateur de charges avant filtrage et des performances de l'étage de discrimination (reposant sur un étage de CDS), tandis que le bruit électronique de la chaine sera lié au bruit du PAC convolué à la fonction de transfert du filtre MCDS.

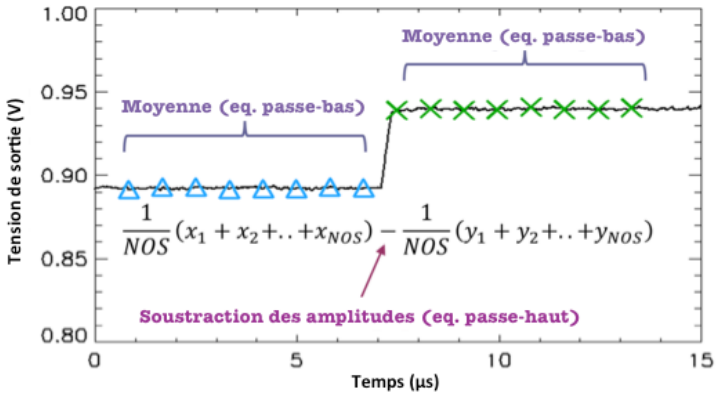

Figure IV-3 : Schéma de principe d'un filtrage MCDS. La moyenne des échantillons est réalisée sur le niveau de la ligne de base et sur le signal (équivalent à un filtre passe-bas, les hautes fréquences étant ignorées). L'amplitude V_{out} du signal est la différence des deux moyennes, et équivaut à un filtrage passe-haut (sensible à la montée rapide du niveau de sortie du PAC).

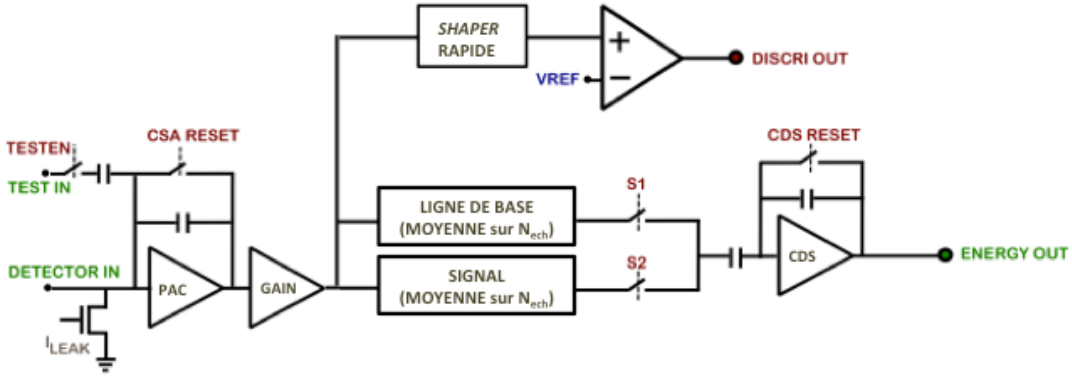

Figure IV-4 : Schéma fonctionnel simplifié d'une chaine spectroscopique de l'ASIC D^2R_1. Le préamplificateur de charges est de conception identique à celui de Caterpylar, mais le *reset* continu est remplacé par un *switch* commandé. La ligne de base et le niveau correspondant au signal sont échantillonnés et moyenné. En parallèle, un étage de discrimination placé à la sortie du PAC compare l'amplitude du signal mis en forme par un *shaper* rapide à une tension de seuil V_{ref} et envoie un signal de *trigger* vers le bloc MCDS (nécessaire pour séparer les points échantillonnés sur la ligne de base et les points échantillonnés sur le signal).

Enfin, cette architecture nécessite de remplacer le *reset* continu du préamplificateur de charges par un *reset* commandé assimilable à un *switch*. Dans ce cas, des niveaux de courant de fuite non-nuls auront tendance à « courber » la ligne de base (Figure III-4) et engendrer un *offset* sur les amplitudes mesurées en MCDS. Cela n'a pas de conséquences particulières, tant que l'étalonnage de la chaine est refait lorsque les niveaux de courant fluctuent (*i.e.* lorsque la tension appliquée ou la température varient significativement).

C. Bruit électronique

A l'opposée des filtres semi-gaussiens, le filtrage MCDS est nettement plus complexe à modéliser. Une des difficultés principales vient du fait que la mesure d'un signal est uniquement induite par l'arrivée d'un événement (*trigger*), contrairement à un filtre CR-RC^2 qui est toujours actif. En particulier, seules les fluctuations du signal comprises dans une fenêtre temporelle autour du *trigger* seront prises en compte, et leur influence sur le bruit de la chaine sera pondérée par leurs temps d'arrivée.
Des analyses numériques dans le domaine temporel sont requises pour extraire la réponse en bruit d'un tel système et confronter les modèles analytiques. Dans le cadre de cette application précise, une étude approfondie du filtrage MCDS a été menée, dont les modalités sont détaillées en [10] et [1].

Les résultats de simulation, validés par des expérimentations menées sur l'ASIC IDeF-X Caterpylar XFAB avec un filtrage MCDS réalisé numériquement via un ADC externe, ont permis d'extraire les paramètres du modèle pour les différentes contributions au bruit :

- **Temps de *peaking* :**

Par définition, il n'y a pas à proprement parler de « temps de *peaking* » sur un filtre MCDS. On définit toutefois un équivalent, avec $T_{peak} = N_{ech} \times T_{ech}$ (N_{ech} représente le nombre de points échantillonnés avant ou après l'arrivée du signal et T_{ech} la période d'échantillonnage).

- **Bruit série :**

L'expression de ENC_s^2 s'écrit, pour ce type de filtrage :

$$ENC_s{}^2 = \frac{u_{e\,s}{}^2\, C_{tot}{}^2}{q^2\, T_{peak}}\, A_s$$

$$\text{Avec : } A_s \approx \frac{0{,}5 \times T_{ech}}{\tau_{PAC}}$$

τ_{PAC} correspond à la constante de temps du préamplificateur de charges (introduit en III.C et relié à la bande-passante B_w de ce dernier). Avec l'approximation sur le coefficient A_s, l'expression du bruit série peut s'écrire :

$$ENC_s{}^2 \propto \frac{C_{tot}{}^2}{\tau_{PAC}\, N_{ech}}$$

Cette dernière expression est proche de son équivalent pour un filtre semi-gaussien, mais reste indépendante de la période T_{ech} d'échantillonnage.

- **Bruit 1/f :**

$$ENC_{1/f}{}^2 = \frac{u_{e\,1/f}{}^2\, C_{tot}{}^2}{q^2}\, A_{1/f}$$

Le coefficient $A_{1/f}$ est approximé par une constante (pas de solution analytique), ce qui donne au final :

$$ENC_{1/f}{}^2 \propto C_{tot}{}^2$$

- **Bruit parallèle :**

$$ENC_p{}^2 = \frac{i_{n\,sh}{}^2\, T_{peak}}{q^2}\, A_p$$

$$\text{Avec : } A_p \approx \frac{0{,}5 \times \left(2N_{ech}{}^2+1\right)}{3N_{ech}{}^2}$$

Soit, au final :

$$ENC_p{}^2 \propto \frac{I_{det}\, T_{ech}\, \left(2N_{ech}{}^2 + 1\right)}{3N_{ech}}$$

- **Restrictions :**

Les formules données pour chacune des composantes du bruit s'accompagnent toutefois de restrictions sur leur domaine de validité, mises en avant par le calcul numérique.
Ainsi, les coefficients $A_{1/f}$et A_p du bruit 1/f et parallèle peuvent être considérés comme constants si le nombre d'échantillons N_{ech} est supérieur à 4. Quant au coefficient de bruit série A_s, il diverge significativement de sa solution analytique lorsque $T_{ech}/\tau_{PAC} \leq 5$ (période d'échantillonnage trop proche de la constante de temps du PAC).

D. Architecture et fonctionnement de la chaine

L'architecture proposée pour notre ASIC est complètement nouvelle en comparaison des autres dispositifs auto-déclenchés dédiés à la lecture de détecteurs CdTe. A ce titre, elle nécessite de tenir compte d'un certain nombre d'avantages et d'inconvénients par rapport à un filtrage classique à base de *shaper* :

- La complexité des circuits numériques (liés au *trigger* et aux séquencements des capacités d'échantillonnage ou du bloc de CDS) est supérieure.
- Le réglage du temps de peaking peut se faire numériquement par un simple changement de la fréquence d'échantillonnage ou du nombre d'échantillons à prendre en compte, sans nécessiter des capacités variables comme sur un filtre CR-RC^2. Le minimum de bruit électronique peut donc être approché au plus près (les variations de la fréquence d'échantillonnage pouvant être opérées de manière très fine, alors que les filtres à base de différentes capacités ne permettent de choisir qu'une sélection de valeurs discrètes pour T_{peak}).
- Le mode MCDS est adapté à la mesure de signaux de polarités inversées (courant de fuite dans le sens « entrant » dans l'ASIC), sans nécessiter d'activer des sources de courant de compensation dans l'ASIC – elles-mêmes génératrices de bruit.
- Contrairement au modèle simple de bruit établi pour un filtre semi-gaussien et facilement confronté aux données expérimentales (III.E), les simulations de l'ENC en mode MCDS sont complexes et ne prennent pas en compte tous les phénomènes transitoires. La prédiction de la réponse en bruit et la confrontation du modèle analytique (IV.C) aux résultats mesurés risquent donc d'être difficiles.
- De même, alors que les filtres semi-gaussiens sont purement analogiques, les nombreux signaux numériques présents au niveau des discriminateurs et des blocs gérant les échantillonnages successifs et le stockage des valeurs posent des risques sur d'éventuels couplages avec les mesures (« bruit numérique »), à minimiser en phase de *design* du circuit.
- Enfin, le MCDS est davantage approprié pour réduire la consommation électrique de l'ASIC.

Les avantages et la flexibilité apportés par l'architecture MCDS ont toutefois eu raison des risques et difficultés posés sur la conception, avec le choix de notre équipe de tenter son implémentation dans le premier prototype de D^{2}R$_1$. Les retours d'expérience issus de la caractérisation de l'ASIC seront donc primordiaux.

Je décrirai dans la suite de cette partie les éléments d'architecture essentiels ainsi que les opérations conduisant à l'extraction du signal mesuré par la chaine. Cette présentation ne se veut pas exhaustive, et je me concentrerai sur les caractéristiques fondamentales du circuit nécessaires à la compréhension de son fonctionnement.
Une vue d'ensemble de l'architecture d'un « pixel » de l'ASIC D^{2}R$_1$ est donnée en Figure IV-5.

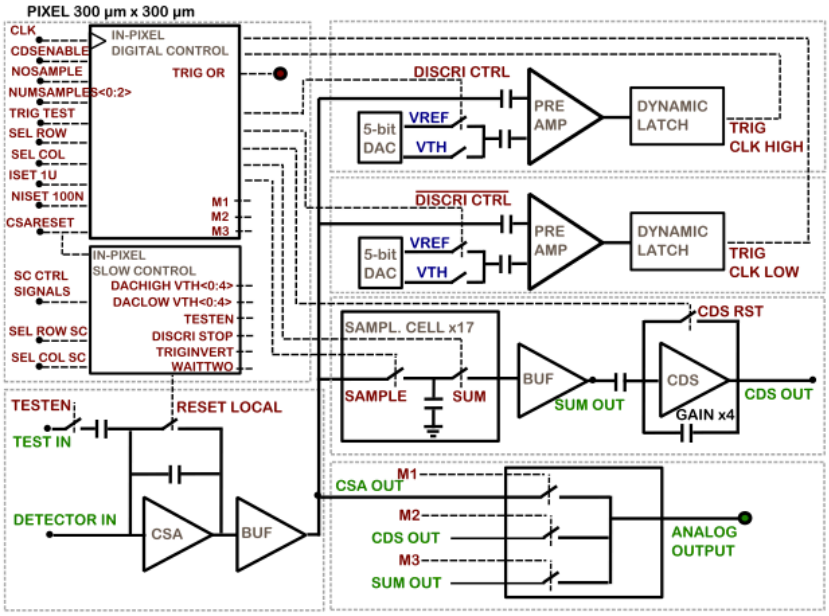

Figure IV-5 : Architecture d'une chaine de lecture complète de l'ASIC D^2R_1 [1]. Elle inclut un préamplificateur de charges (CSA) à *reset* commuté, suivi d'un *buffer* de sortie (équivalent à un étage de gain unitaire), un étage d'échantillonnage et moyennage comprenant 17 cellules d'échantillonnage, un étage de CDS amplifiant le signal d'un facteur 4, et un multiplexeur. Deux étages de discrimination sont placés en sortie de PAC. La gestion des séquencements numériques et le *slow-control* ne sont pas détaillés ici.

1. Préamplificateur de charges

Le PAC placé en entrée de chaine sur D^2R_1 est en tout point comparable à l'architecture utilisée pour l'ASIC de test Caterpylar (Figure II-3 et Figure III-3). Il intègre un voie d'injection via une capacité de 25 fF et une source de courant I_{leak} réglable.
Deux niveaux de courant sont en outre réglables numériquement : le courant total de polarisation I_0 (entre 4 et 20 µA) jouant sur le bruit série et le courant de sortie I_{out} (100 – 800 nA). Ce dernier joue sur le temps de montée du signal et la constante de temps du PAC (important aussi pour l'expression du bruit série en MCDS).

2. Discriminateurs

La Figure IV-5 montre deux étages de discrimination en parallèle. Ces derniers sont strictement identiques, mais fonctionnent en opposition de phase.

La « phase » dont il s'agit ici est relative au signal d'horloge de l'ASIC (noté « CLK »). C'est un signal numérique commun à toute la puce dont la fréquence est définie par l'utilisateur. D'une extrême importance, il intervient sur la quasi-totalité des éléments fonctionnels d'une chaine, synchronisant le fonctionnement des étages de discrimination mais aussi le processus d'échantillonnage ou de CDS. C'est notamment la fréquence de cette horloge qui définit la fréquence de l'échantillonnage du signal.

La description exacte des opérations de ces deux discriminateurs est relativement complexe ; on peut toutefois la résumer de manière simple à partir du chronogramme de la Figure IV-6.

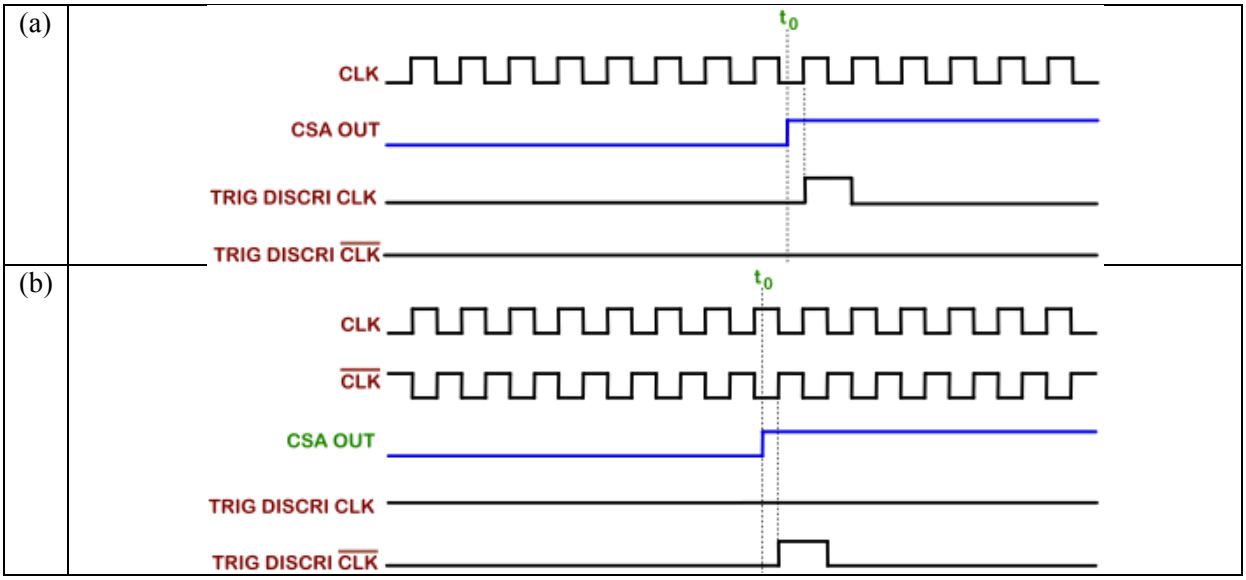

Figure IV-6 : Chronogrammes illustrant la génération du signal de *trigger* par l'un ou l'autre des deux discriminateurs de la chaine. Le premier discriminateur (a) est synchronisé sur l'horloge *CLK* et compare le niveau de la sortie du PAC (*CSA OUT*) entre chaque front montant. Le second discriminateur (b) fonctionne de la même façon, mais est synchronisé sur l'horloge $\overline{CLK}$ en opposition de phase.

Dans le premier cas (a), le signal (montée de la sortie du PAC à t_0) arrive alors que le niveau de l'horloge *CLK* est bas. Un discriminateur ne pouvant comparer que deux valeurs prises successivement sur les fronts montants de l'horloge, il faut attendre que le niveau de cette dernière remonte pour permettre la détection du signal et générer un trigger numérique (signal logique *TRIG DISCRI CLK*).
En (b), le signal arrive alors que l'horloge est déjà en niveau haut, donc après le front montant. La détection par le discriminateur synchronisé sur l'horloge *CLK* n'est ainsi pas possible avant plus d'une demi-période. En revanche, le second discriminateur qui est synchronisé sur l'horloge en opposition de phase $\overline{CLK}$ passe par un front montant moins d'une demi-période après t_0 : c'est donc ce dernier qui génère le signal de trigger *TRIG DISCRI* $\overline{CLK}$.

L'avantage de ce système est d'une part de permettre de détecter un signal à n'importe quel instant avec une incertitude maximale d'une demi-période, mais aussi de séparer les évènements ayant déclenché un *trigger* sur un front montant de l'horloge *CLK* (cas (a)) des évènements pour lesquels le *trigger* a été généré sur un front descendant de *CLK* (cas (b)). Ce dernier point a des répercussions sur le processus d'échantillonnage.

3. Echantillonnage et moyenne des signaux

L'étage de filtrage comprend les cellules d'échantillonnage et l'amplificateur CDS responsable du calcul de l'amplitude à partir des valeurs moyennées sur la ligne de base et le signal. Le premier bloc est représenté en Figure IV-7, avec ses 17 capacités d'échantillonnage.

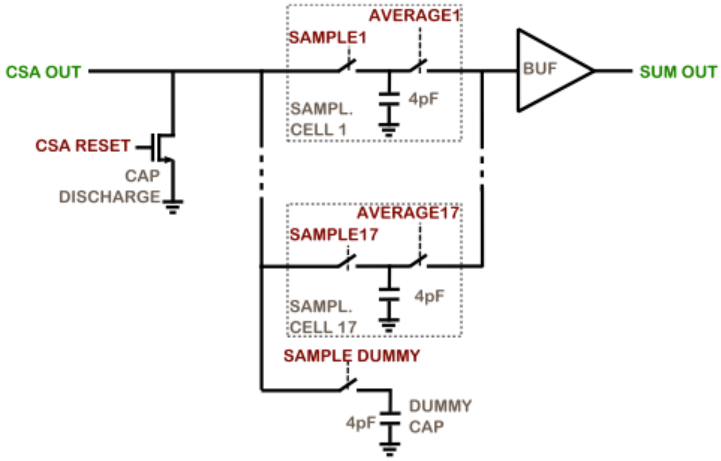

Figure IV-7 : Bloc d'échantillonnage composé de 17 cellules parallèles (capacités de 4 pF + commutateurs pour l'échantillonnage et la sommation). Lorsque les cellules ne sont pas actives, la sortie du PAC est commutée sur une capacité factice (« *dummy capacitor* »).

Le nombre de cellules utilisées dépend du nombre N_{ech} de points d'échantillonnage demandés (réglable par valeurs discrètes à 1, 2, 4, 8 et 16). Une cellule d'échantillonnage supplémentaire est systématiquement rajoutée (17 cellules pour $N_{ech} = 16$).
A chaque nouvelle période d'horloge, une cellule est commutée sur la sortie du PAC via un *switch* (commandé par le signal numérique *SAMPLE*). Le niveau est stocké sous forme de charge par une capacité de 4 pF. L'échantillonnage d'un point par une cellule n'est réalisé que durant une demi-période d'horloge (niveau haut) ; lors de la demi-période suivante, la sortie du préamplificateur est commutée sur une capacité « factice » (signal *SAMPLE DUMMY*) qui sert uniquement à assurer la stabilité du *buffer* de sortie du PAC.
Le moyennage des signaux échantillonnés par des capacités montées en parallèle est réalisé en basculant tous les *switchs* via l'application des signaux *AVERAGE* sur toutes les cellules. Le niveau moyenné est renvoyé au travers d'un buffer par la sortie *SUM OUT*.

Un exemple de chronogramme correspondant à cette opération est donné en Figure IV-8, restreint à 4 échantillons (5 cellules d'échantillonnage) pour plus de clarté.

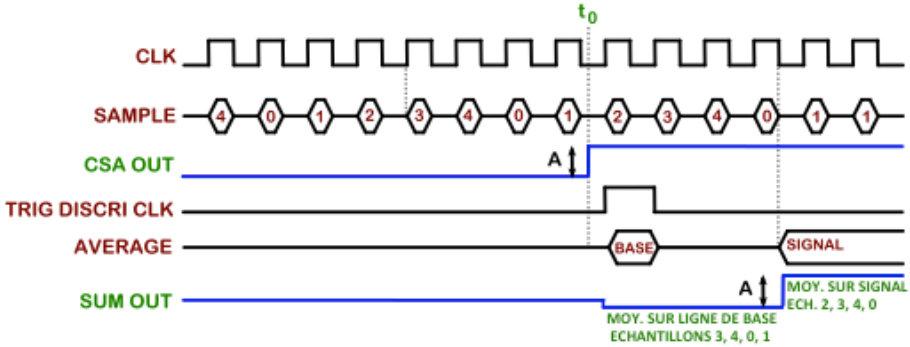

Figure IV-8 : Chronogramme présentant le fonctionnement nominal du bloc MCDS avec 4 échantillons. La sortie de PAC est échantillonnée en permanence, et l'arrivée d'un *trigger* déclenche le moyennage des 4 premiers échantillons de la ligne de base tandis que 4 échantillons supplémentaires sont pris sur le signal avant d'être à leur tout moyennés et la valeur extraite sur la sortie analogique *SUM OUT*.

Sur chaque niveau haut de l'horloge, un signal numérique *SAMPLE* permet de commuter tour à tour chacune des 5 capacités d'échantillonnage sur la sortie du PAC (*CSA OUT*). Lorsqu'un événement arrive, un *trigger TRIG DISCRI CLK* est généré sur un front montant de l'horloge et le signal *AVERAGE* permet de commuter les 4 dernières cellules d'échantillonnage (3, 4, 0 et 1) sur la sortie *SUM OUT* (extrayant le niveau moyenné de la ligne de base).

En parallèle, l'échantillonnage du signal du PAC continue, d'abord sur la cellule n°2, puis à nouveau sur les cellules suivantes (3, 4 et 0) qui redeviennent disponibles après avoir été moyennées (l'intérêt d'une cellule supplémentaire apparaît ici, permettant de continuer l'échantillonnage pendant que les échantillons précédents sont moyennés). Quatre périodes d'horloge après le *trigger*, un nouveau signal *AVERAGE* est envoyé et la moyenne sur le signal extraite sur la sortie *SUM OUT*.

Un autre mode d'opération de l'étage MCDS a été implémenté à des fins de test ou pour explorer d'autres algorithmes de filtrage, afin d'extraire directement les valeurs échantillonnées par les différentes capacités (sans faire la moyenne sur la ligne de base ou le signal). L'intérêt est aussi de garder une marge de sécurité en cas de défaillance de l'étage de CDS et pouvoir ainsi réaliser le moyennage et le calcul de l'amplitude de manière *offline*.
Un exemple en est donné en Figure IV-9. Le fonctionnement est très comparable à celui décrit précédemment, avec les cellules d'échantillonnage qui sont commutées sur la ligne de base et le niveau du signal successivement. Quatre périodes après le *trigger*, et sur le front montant d'horloge suivant, le signal *READ REQUEST* couplé à l'activation successive des *switchs* (signaux *AVERAGE*) permet de « lire » le contenu de chaque échantillon sur la sortie analogique *SUM OUT*.

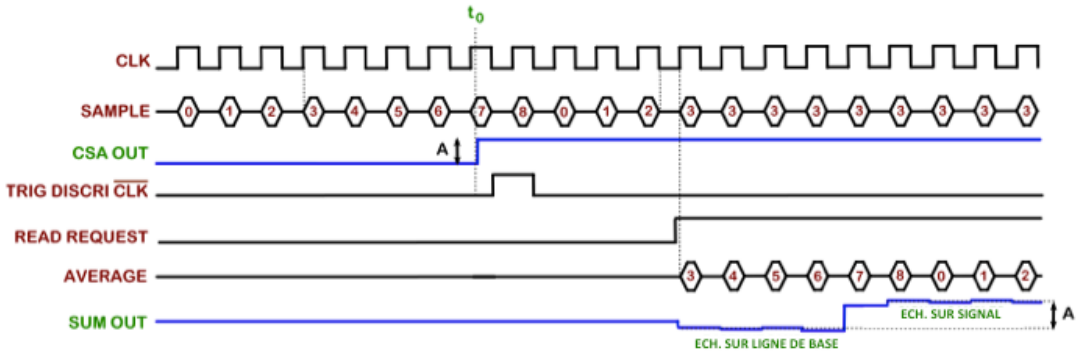

Figure IV-9 : Chronogramme présentant le fonctionnement nominal du bloc MCDS en mode « sortie des échantillons », pour N_{ech}=4. La sortie de PAC est échantillonnée en permanence, et les valeurs de échantillons (correspondant à la ligne de base et au signal) sont renvoyées une à une sur la sortie analogique *SUM OUT*.

Ce dernier chronogramme met en évidence le risque de corruption de certains échantillons dans le cas d'un *trigger* généré sur un front descendant de l'horloge ; au moment de l'arrivée du signal, la cellule n°7 est en train d'échantillonner la sortie *CSA OUT* et « voit » la transition du niveau de sortie. Afin de garder un signal correctement échantillonné par 4 cellules, un point supplémentaire est acquis (cellule n°2 sur la figure). Il suffit alors de ne pas tenir compte de l'échantillon n° N_{ech}+1 pour le calcul *offline* de l'amplitude lorsque le *trigger* est indiqué comme s'étant produit sur un front descendant.
Un mécanisme de correction comparable est intégré directement en mode MCDS natif (Figure IV-12).

4. Bloc CDS et extraction de l'amplitude

L'étage de CDS est relié à la sortie *SUM OUT* est se présente sous une architecture comparable à un préamplificateur de charges disposant d'un capacité en série à l'entrée et d'un système de *reset* commuté (Figure IV-10).

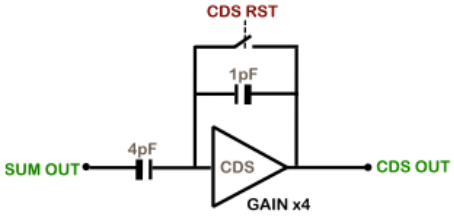

Figure IV-10 : Bloc de CDS, amplificateur en tension de gain 4 avec un *reset* commuté.

Cet élément est la plupart du temps en *reset* permanent (signal *CDS RST* haut). Pendant que l'entrée *SUM OUT* délivre la valeur moyenne de la ligne de base, le *switch* de *reset* est ouvert et le niveau injecté constitue une nouvelle référence pour le bloc de CDS (couplage AC). Toujours avec le *switch* ouvert (*CDS RST* gardé en niveau bas), la moyenne sur le signal est envoyée à l'entrée et une tension correspondant à l'amplitude du signal moins celle de la ligne de base est délivrée sur la sortie *CDS OUT*, amplifiée d'un facteur 4.
Les valeurs envoyées en sortie de CDS sont ensuite multiplexées sur chaque ligne de l'ASIC (16 pixels). Seules les sorties des voies ayant déclenché un *trigger* sont relues lors de cette étape.
La Figure IV-11 résume la séquence complète de mesure en mode MCDS.

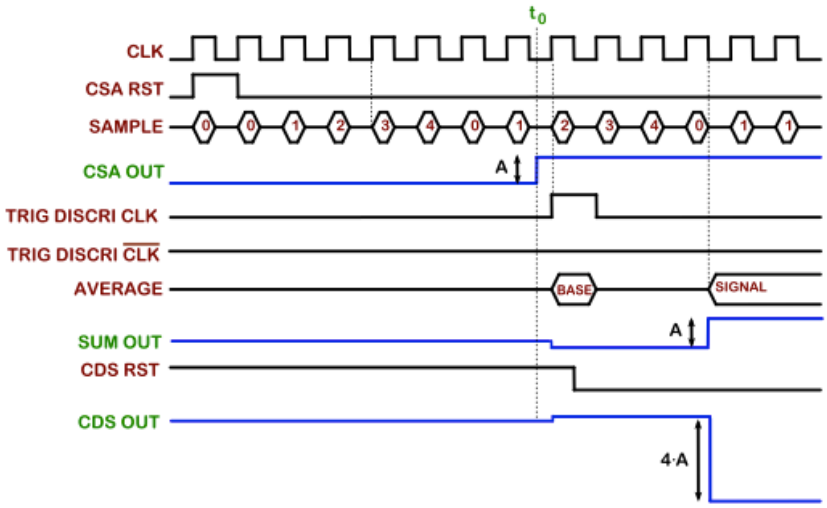

Figure IV-11 : Chronogramme présentant la séquence complète de mesure en mode MCDS avec 4 échantillons. Le *trigger* est généré sur un front montant de l'horloge d'échantillonnage. Un niveau de tension d'amplitude multipliée d'un facteur 4 par rapport à la sortie du PAC est délivré sur la voie *CDS OUT* en sortie de la chaine.

La Figure IV-12 représente une séquence comparable, mais avec le trigger généré sur un front descendant de l'horloge (signal *TRIG DISCRI* $\overline{CLK}$).
Dans ce dernier cas, afin d'éviter de conserver un échantillon pris dans la pente de la sortie du PAC et risquant de corrompre la moyenne (tout particulièrement pour un faible nombre d'échantillons), la même cellule ré-échantillonne le signal au coup d'horloge suivant en écrasant ainsi la valeur corrompue.

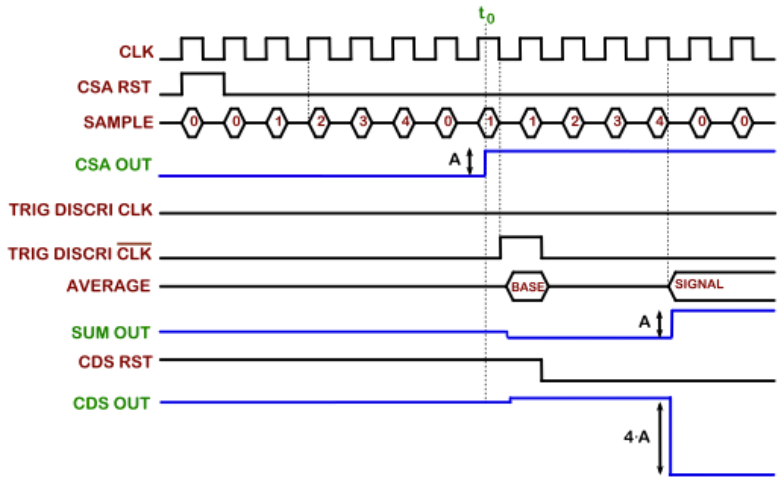

Figure IV-12 : Chronogramme présentant la séquence complète de mesure en mode MCDS avec 4 échantillons. Le *trigger* est généré sur un front descendant de l'horloge d'échantillonnage. Un mécanisme de correction réalise un deuxième échantillonnage du signal par la cellule n°1, afin d'éviter une possible corruption de la moyenne.

Enfin, signalons que la chaine peut être opérée dans trois modes principaux, déjà partiellement évoqués et illustrés à la Figure IV-5 :

- Mode « CSA OUT » : la sortie de PAC est directement extraite sur la sortie analogique (*ANALOG OUTPUT*) sans aucune autre opération. Il est aussi possible d'extraire ce signal avant le *buffer* de sortie du préamplificateur seul. C'est un mode destiné aux tests ou à opérer l'ASIC en conditions dégradées.
- Mode « SAMPLES OUT » : les échantillons mesurés sur la sortie du PAC sont envoyés un à un sur la sortie analogique (illustré en Figure IV-9). Mode mixte (test/mesure), utilisable pour du traitement hors-ligne.
- Mode « CDS OUT » : il s'agit du fonctionnement nominal de la chaine, avec une seule valeur extraite correspondant à l'amplitude du signal en entrée multipliée par 4.

V. Mise en œuvre et caractérisation expérimentale de l'ASIC D^2R_1

J'ai présenté aux cours des sections précédentes la conception novatrice et la philosophie de fonctionnement de l'ASIC D^2R_1. Afin de valider cette conception, et avant toute étape d'hybridation avec un détecteur, il est crucial d'évaluer expérimentalement cet ASIC. Cela passe d'abord par une phase de mise en œuvre du système (collage de la puce sur PCB, connexion avec la carte comportant les alimentations et divers régulateurs ainsi qu'aux ADCs).
Une fois l'ensemble stabilisé, et après des tests préliminaires dans les modes « non-nominaux » de l'ASIC visant à identifier l'origine du bruit électronique, j'ai réalisé une caractérisation complète du circuit en mode MCDS. Cela passait par l'étude des réponses de la matrice en termes de gain, *offset* et ENC. La linéarité, ainsi que la gamme dynamique et les effets de seuils ont aussi été pris en compte. Toutes ces réponses ont été corrélées aux différentes conditions opérationnelles possibles : en fonction des niveaux de courants appliqués au préamplificateur de charges et de la charge injectée, des paramètres de l'étage réalisant le processus d'échantillonnage et du courant de fuite.

A. Banc de test pour la caractérisation

Un banc de test a été développé et mis en place spécifiquement pour l'ASIC D^2R_1. Il permet de caractériser la matrice complète sans détecteur, dans les différentes conditions citées précédemment. La réalisation de ce banc de test se fait tant d'un point de vue matériel (cartes d'interfaces, alimentations, points de connexion,…) que par la définition d'un protocole de test strict et reproductible pour l'ensemble des caractérisations.

1. ASIC

La puce à caractériser est livrée « nue », sous forme d'un circuit de 5,4 × 5,4 mm^2 de surface et de moins d'un millimètre d'épaisseur, comme présentée sur la Figure V-1.

La surface active de l'ASIC (4,8 × 4,8 mm^2) est recouverte d'une couche de protection (passivation), et seuls les *pads* d'entrée des 256 chaines spectroscopiques ainsi que les pads d'alimentation, de contrôle et d'extraction des données sont métallisés. La conception revêt un aspect particulièrement compact, dans le sens où l'ensemble des blocs constituant une unique chaine de traitement tient dans une surface de moins de 300 × 300 μm^2 adaptée à l'hybridation directe d'un détecteur au pitch de 300 µm (Figure V-2).

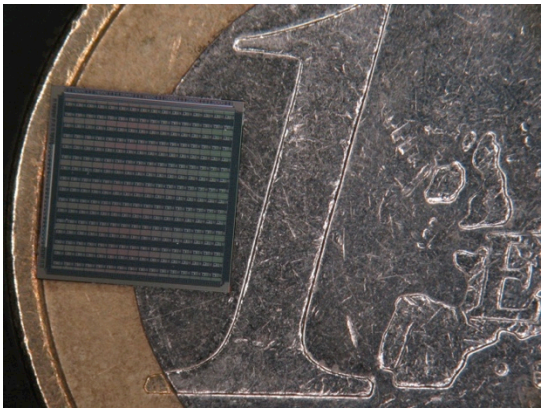

Figure V-1 : Photographie de l'ASIC D^2R_1 nu, en taille réelle à côté d'une pièce de 1 Euro

La surface occupée par les pixels est entourée d'une zone périphérique de 300 µm de large, contenant entre autres des circuits numériques partagés par l'ensemble des pixels, ainsi qu'une colonne de 16 *buffers* de sortie (analogiques), chacun disposé en bout de ligne. Cet espace supplémentaire est aussi utilisé pour y loger les entrées/sorties numériques et analogiques. Ces derniers *pads* de « communication » sont séparés en deux blocs distincts disposés sur deux côtés de l'ASIC.

Dans un souci de minimiser les distances, l'ensemble des *pads* correspondant aux sorties analogiques ont été placés à la proximité immédiate des *buffers* de sortie multiplexés des lignes (côté gauche de la matrice). Les autres signaux analogiques entrants comme les alimentations, tensions de polarisation et l'entrée du signal de test en injection ont aussi été regroupés dans le même bloc. Il en est de même pour l'ensemble des signaux numériques, dont les *pads* sont disposés en haut de l'ASIC, à proximité d'un des emplacements des circuits numériques partagés (fonctions de *slow-control*, circuits responsables de la gestion des registres numériques, *drivers* LVDS).
De manière générale, et pour éviter tout couplage entre signaux analogiques et numériques, ces deux groupes seront physiquement isolés les uns des autres dans les étages supérieurs du banc de test. Chaque bloc a ainsi sa propre référence de masse, là aussi conservée par la suite sur la carte-fille.

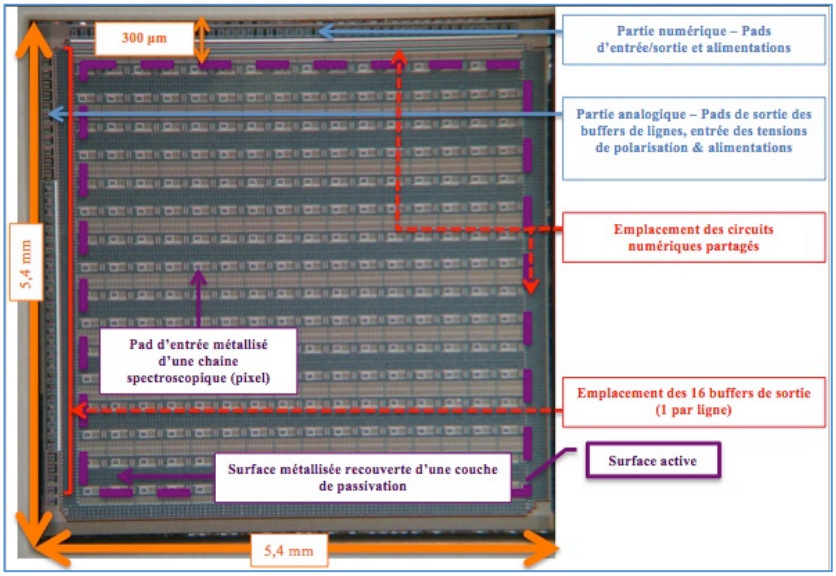

Figure V-2 : Photographie de l'ASIC D^2R_1 et mise en évidence des entrées/sorties ainsi que de l'emplacement des principaux blocs fonctionnels.

2. Carte-fille

L'ASIC est monté sur une carte-fille dédiée, à laquelle on va venir relier les *pads* par *wire-bonding* (minces fils d'or). La Figure V-3 représente le détail des signaux numériques et analogiques évoqués précédemment, ainsi que leur plan de connexion.

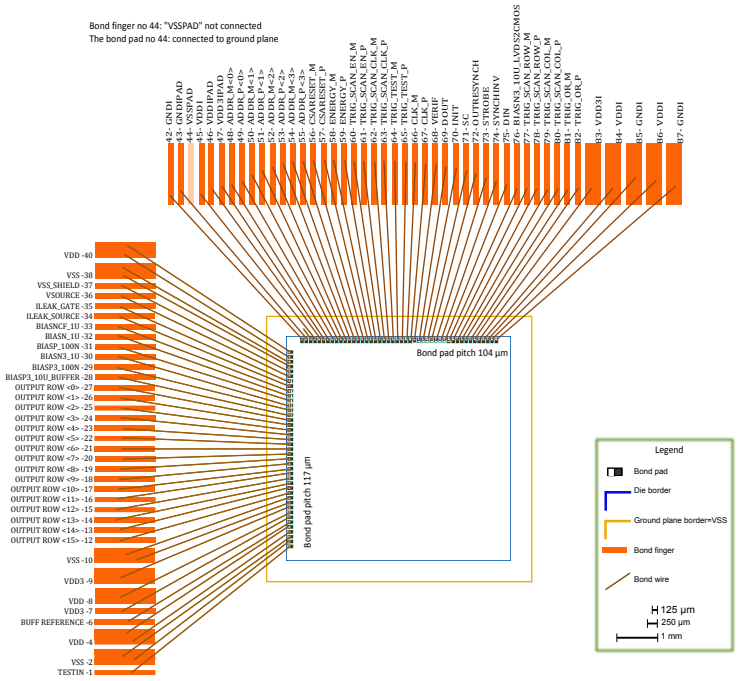

Figure V-3 : Plan de connexion des *pads* analogiques et numériques de l'ASIC D^2R_1 sur sa carte fille.

On reconnaît les alimentations des blocs numériques, ainsi qu'une partie des signaux logiques mis en œuvre lors du fonctionnement séquencé de l'ASIC (la plupart étant dédoublés sous forme LVDS[1]) :

- Signaux de *slow-control* (*DIN*, *STROBE*, *SC*, *INIT*, *DOUT*, *VERIF*).
- L'horloge de séquencement et d'échantillonnage, envoyée vers l'ASIC (*CLK*).
- Le signal sortant de *trigger* global (*TRIG_OR*), envoyé dès qu'une voie de la matrice est touchée.
- Les entrées logiques nécessaires à l'identification du pixel touché (*TRIG_SCAN_EN*) et les sorties contenant les coordonnées de ces pixels (les 4 signaux *ADDR* activés par *ENERGY*).
- Le signal entrant de *reset* de la chaine (*CSARESET*), commandé après chaque événement et/ou de manière périodique à une fréquence imposée.
- Autres signaux de test (*TRIG_TEST*).

Le bloc analogique inclut lui aussi ses alimentations dédiées, les 16 sorties correspondant à chaque ligne (*OUTPUT ROW*), l'injection de test (*TESTIN*) ainsi que les tensions de polarisation de certains éléments de la chaîne dont l'influence sur les performances de D^2R_1 sera rediscutée plus loin dans ce chapitre.

[1] Le LVDS (*Low Voltage Differential Signaling*), est une norme de transmission différentielle. A la différence du standard CMOS (*Complementary Metal Oxide Semi-conductor*), pour lesquels le vecteur de l'information est une différence de tension entre un point et une référence de masse, le LVDS nécessite deux voies mises en parallèle. L'émetteur impose ainsi une polarité à un courant qui traverse une résistance de 100 Ω située au niveau du récepteur. La différence de potentiel aux bornes de la résistance permet de reconstituer la polarité du signal émis (et l'information numérique). Les courants sont généralement de l'ordre de ± 3,5 mA, avec des différences de potentiel de 350 mV.
Ce système permet de hauts débits de données, est robuste, et réduit les risques d'induire du bruit numérique supplémentaire sur les signaux analogiques.

Outre l'ASIC D^2R_1, la carte fille accueille des composants passifs de découplage (résistances de 100 Ω pour charger les *drivers* LVDS sur les entrées numériques, et capacités de filtrage de 100 nF sur les tensions de polarisation du bloc analogique).

3. Carte-mère

La carte fille est supportée par une carte-mère dessinée spécifiquement pour D^2R_1 (Figure V-4), aussi appelée « carte de polarisation ». Elle a pour fonction de délivrer les alimentations et polarisations régulées et découplées à la carte fille, et de mettre en forme les signaux numériques (drivers *LVDS to CMOS* et *CMOS to LVDS*). En plus, la carte mère inclut 16 *buffers* analogiques qui sont utilisés pour lire les signaux analogiques de ligne de la puce.

Elle comporte en outre plusieurs points de test et notamment des sorties analogiques correspondant aux signaux des lignes et permettant de visualiser la sortie d'une ligne spécifique à l'oscilloscope ou via un ADC externe.

Les diverses tensions de polarisation sont réglables sur cette carte et permettent d'optimiser les différents blocs fonctionnels de la chaine spectroscopique ainsi que de choisir certaines conditions de test (par exemple simuler un courant de fuite à l'entrée du PAC via l'application de tensions commandant les sources de courant intégrées à ces derniers). Le signal d'injection est aussi routé vers l'entrée *TESTIN* de l'ASIC via cette carte.

4. Carte FPGA et *setup* global

La carte mère est reliée – toujours par l'intermédiaire des deux liens analogique et numérique – à une carte externe comportant un FPGA, deux ADCs de 14 bits et des *buffers* multiplexés vers les ADC (Figure V-5).

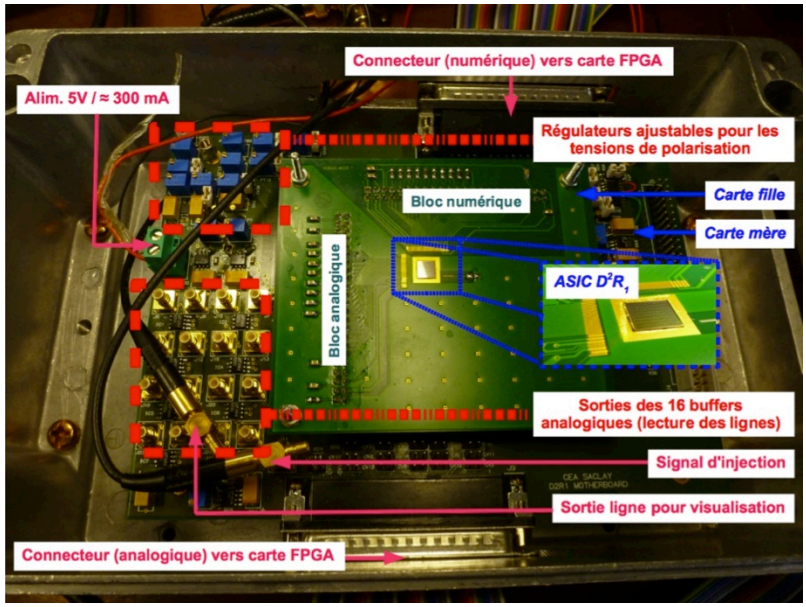

Figure V-4 : Carte fille montée sur la carte de polarisation et détail des principaux éléments clés.

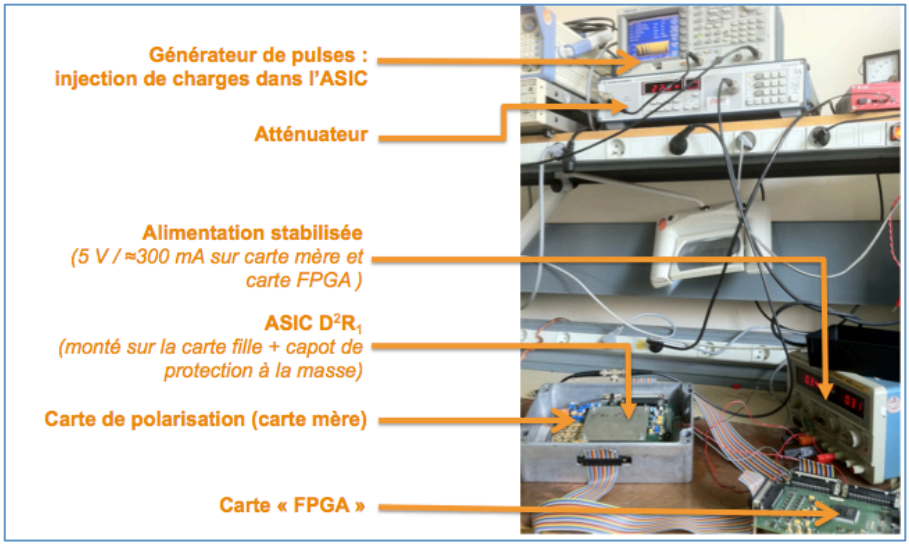

Figure V-5 : Photographie du banc de test mis en œuvre pour la caractérisation de D^2R_1 en l'absence de détecteur : ASIC monté sur sa carte fille, carte mère, carte FPGA et dispositif d'injection de charges.

Chaque ADC est responsable du codage de la moitié de la puce D^2R_1 : ADC n°1 pour les lignes 0 à 7 et ADC n°2 pour les lignes 8 à 15 (Figure V-12*)*.
Le FPGA est véritablement au centre de l'ensemble du système d'acquisition, et fournit à la puce tous les signaux de contrôle numériques : *Slow Control* et contrôle dynamique (séquencement) de lecture des lignes/colonnes indiquées comme touchées par l'ASIC ainsi que l'envoi des signaux de lecture de l'énergie et la récupération des valeurs en sortie d'ADC. Les données sont codées et sont envoyées sous forme de trains de bits hexadécimaux à un PC de contrôle par un lien *SpaceWire* puis enregistrées sous forme de trames de télémétrie. Le traitement des données est fait *offline*, à partir de ces trames, par un programme que j'ai spécifiquement développé.

L'injection d'un signal de test, nécessaire pour la caractérisation de l'ASIC sans détecteur, est commune à toute la matrice ; c'est par le registre programmable *SELTEST* qu'on détermine, par *Slow control*, si ce signal de test est envoyé ou non vers une chaine. On peut donc choisir n'importe quel masque d'injection. L'entrée *TESTIN* est connectée à l'extérieur à un générateur d'impulsion programmable via un atténuateur. La forme et les caractéristiques temporelles du signal de test utilisé pour les caractérisations en mode « MCDS » seront décrites dans la partie « protocole expérimental ».

B. Vérifications fonctionnelles et tests préliminaires

La première mise en œuvre de l'ASIC D^2R_1 consiste à vérifier la réponse de chaque bloc fonctionnel, en partant graduellement de l'étage du préamplificateur de charges, puis en considérant tour à tour le bloc d'échantillonnage et l'étage responsable du traitement MCDS et de la lecture de l'énergie.
Ces tests sont ainsi été opérés pour chacun des trois modes d'opération de l'ASIC, qui permettent de sélectionner la nature du signal en sortie des *buffers* de lignes analogiques (résumés en Table 2).

Mode d'opération	Caractéristiques
Mode 1 – « *CSA out* »	Visualisation après *buffer* de sortie du PAC
Mode 2 – « *Samples out* »	Visualisation successive des valeurs contenues dans les cellules d'échantillonnage
Mode 3 – « *CDS out* » (mode natif d'opération de l'ASIC)	Visualisation de la valeur d'énergie après traitement MCDS complet

Table 2 : Résumé des différents modes d'opération de l'ASIC D^2R_1.

L'ASIC a été opéré avec différents motifs d'injection programmés sur le générateur de pulses. Ces vérifications n'ont pas été conduites dans une démarche d'optimisation - comme présenté par la suite en V.C - mais uniquement pour s'assurer du fonctionnement basique des différentes composantes de D^2R_1. Les signaux numériques décrits précédemment, tels que les horloges d'échantillonnage (*CLK*) ou le *trigger* général (*TRIG_OR*) sont prélevés au niveau de la carte mère. De la même manière, on prélève sur cette même carte les sorties analogiques des buffers de lignes (Figure V-4) pour visualisation directe.

1. Mode « CSA out »

La réponse en tension mesurée à la sortie du suiveur d'un préamplificateur de charge d'un seul pixel est représentée en Figure V-6, pour une injection de 5,5 fC (échelon de tension de 220 mV, soit l'équivalent de 154 keV dans du CdTe). Dans le cas d'un signal en tension négatif injecté en entrée de PAC (signal mesuré à l'anode), on visualise la montée d'un signal positif en sortie de même amplitude, signe d'un gain correct.
Le signal de test présente un temps de transit très court (de 5 à 10 ns). Le temps de montée du signal en sortie du préamplificateur de charges est quant à lui clairement visible et ses valeurs sont comprises en général entre 70 et 200 ns pour les courants de sortie I_{out} les plus élevés (600 et 800 nA). La variation de ce dernier joue – comme attendu – sur ce temps de montée : un faible courant se traduit par un temps de montée élevé et une diminution de la bande passante du PAC. Cette bande passante intervient dans le filtrage du bruit série (IV.C), d'où l'intérêt de pouvoir l'ajuster.

Ce mode de visualisation permet de vérifier le fonctionnement du *reset* pulsé, de mesurer le courant de fuite (Figure III-4) à l'entrée du préamplificateur de charges et d'en extraire le gain et le bruit. On utilise alors un filtrage externe de type CR-RC², pour un traitement en tout point comparable à celui utilisé pour la caractérisation de l'ASIC Caterpylar.

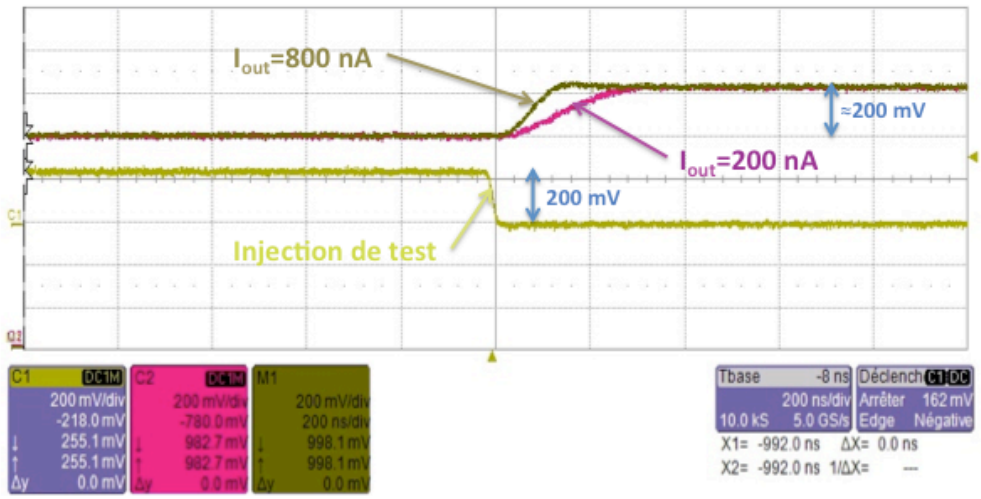

Figure V-6 : Acquisition en mode « CSA out ». Le signal du bas est le signal d'injection, d'une amplitude de 220 mV. Les deux autres signaux sont les sorties d'un pixel pour deux valeurs différentes du courant de sortie du préamplificateur de charge (200 nA et 800 nA). Les temps de montée associés vont de 70 à 200 ns.

2. Mode « Samples out »

Le mode « Samples out » n'est pas le mode standard d'utilisation de D^2R_1. Il consiste à ne pas faire l'opération de moyennage et soustraction dans la puce, mais à extraire un à un les échantillons sur la sortie analogique pour faire du traitement numérique *offline*.
La Figure V-7 illustre ce mode de fonctionnement dans le cas où l'on envoie un échelon de tension (signal de type « détecteur ») au préamplificateur de charge. On observe en sortie les 8 échantillons

mémorisés avant *trigger* et les 8 après. Dans cet exemple spécifique, un échantillon a été mémorisé dans la pente du signal de PAC, signe manifeste d'un déclenchement de la chaine sur un front descendant de l'horloge CLK. Suivant le mécanisme correctif décrit en IV.D.3 et à la Figure IV-9, ce point a été ré-échantillonné à la période d'horloge suivante (cela explique le fait que la sortie échantillonnée comporte en tout 9 échantillons après l'arrivée du signal, dont le premier est corrompu et ne doit pas être pris en compte).

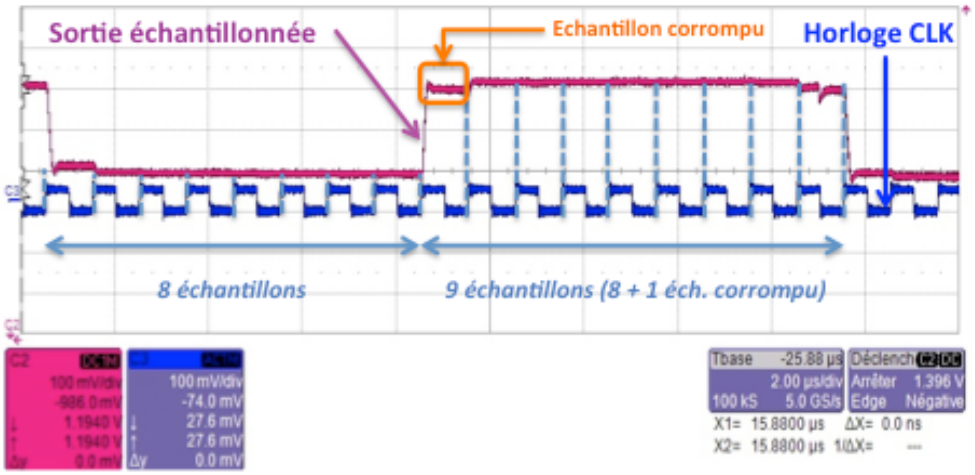

Figure V-7 : Sortie analogique et horloge d'échantillonnage en mode « samples out ». A chaque front montant de l'horloge, l'ASIC délivre une valeur échantillonnée de la sortie du PAC, dans l'ordre chronologique. Ici, un échantillon a été mesuré dans la pente du préamplificateur de charges (valeur corrompue), et a été re-mesuré à la période d'horloge suivante. Le premier échantillon de la ligne de base et le dernier échantillon pris sur le signal sont sujets à des effets parasites causés par la connexion des *buffers* de sortie de ligne à la sortie analogique multiplexée (idéalement, ils doivent être ignorés pour un traitement *offline*).

La Figure V-8 présente l'exemple d'un signal injecté à l'entrée du préamplificateur de type sinusoïdal. Bien qu'irréaliste, cela permet de vérifier que l'échantillonnage de l'ensemble de la sortie du PAC est correct (cf. Figure IV-9).

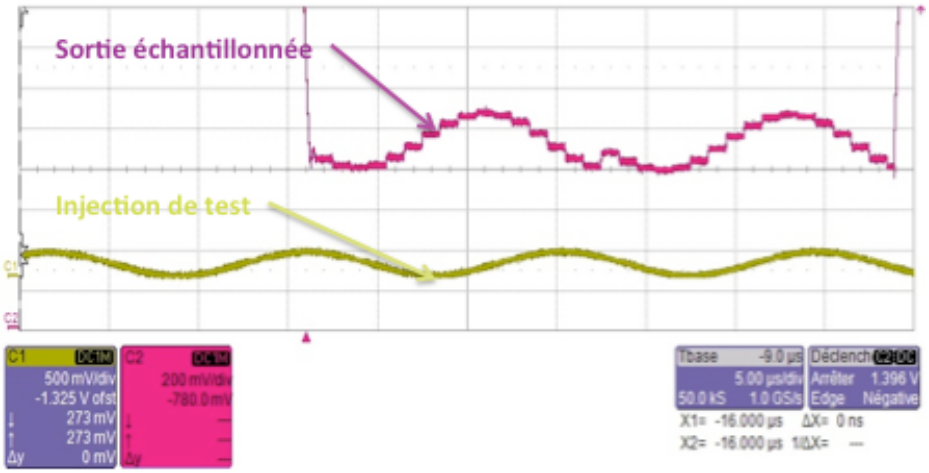

Figure V-8 : Sortie analogique et signal d'injection sinusoïdal en mode « samples out ». Le signal est échantillonné sur tous les pixels. Lors de la lecture, on lit en série les 16 échantillons d'un pixel, puis on passe aux 16 échantillons du pixel suivant.

La fonctionnalité du mode « Samples out » a été vérifiée, mais n'a pas fait l'objet d'une caractérisation complète. Toutefois, certaines mesures ont été conduites dans ce mode afin d'identifier les sources de bruit potentielles (cf. « Origines du bruit »).

3. Mode « CDS out »

La Figure V-9 montre un chronogramme typique obtenu sur une lecture de la puce D^2R_1 en mode MCDS nominal (sortie analogique prise après l'étage de CDS), avec la structure temporelle des principaux signaux numériques envoyés et reçus par l'ASIC.

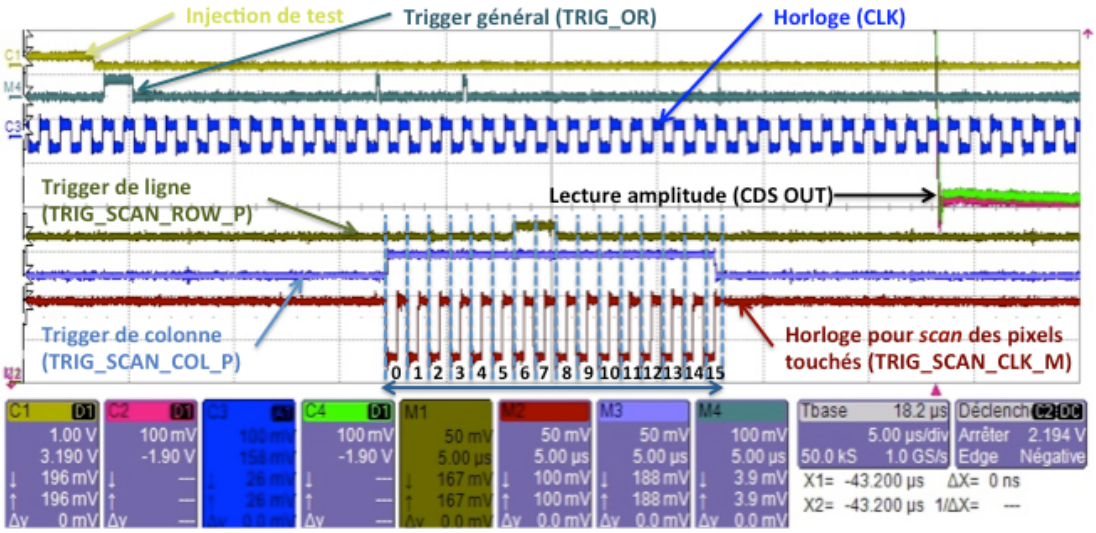

Figure V-9 : Chronogramme de lecture de la puce D^2R_1.Sur le front d'horloge suivant l'injection, l'ASIC indique au contrôleur par le signal *TRIG_OR* qu'au moins un pixel a été touché. On attend la fin de la phase d'échantillonnage post-injection puis on commence la lecture des registres indiquant les lignes et colonnes touchées (*TRIG_SCAN_ROW* et *TRIG_SCAN_COL*). Dans cette mesure, l'ASIC indique que les lignes 6 et 7 (en partant de 0) de toutes les colonnes ont été touchées. Enfin, on passe en lecture de l'énergie (en sortie de l'étage de CDS) des différentes voies touchées d'une ligne les unes à la suite des autres.

Dans cet exemple, on visualise la sortie analogique d'une ligne, avec seulement deux lignes de la matrice (n°6 et 7) et une seule colonne (la n°6) activées (les autres voies ne recevant pas l'injection de test).
Lors de l'arrivée d'un échelon de tension négatif sur la voie d'injection, un signal de *trigger* (sortie numérique *TRIG_OR*) commun à toute la matrice est envoyé au FPGA (ici le *trigger* survient sur un front montant de l'horloge). A la réception de ce signal, le FPGA attend encore 1 à 8 cycles d'horloge (intervalle de temps nécessaire pour finir d'échantillonner le signal après t*rigger*), puis envoie vers l'ASIC une requête afin d'identifier la ou les voies touchées. Cette requête s'accompagne de la génération d'une séquence d'horloge spécifique de 16 cycles (*TRIG_SCAN_CLK*), chaque cycle correspondant à un numéro de colonne ou de ligne. En réponse, l'ASIC envoie pour chaque période de cette horloge de *scan* un niveau « haut » ou « bas » sur les sorties *TRIG_SCAN_ROW* et *TRIG_SCAN_COL*, symbolisant respectivement le numéro des lignes et colonnes touchées. Enfin, une commande est envoyée à chaque voie touchée (non affichée ici) afin d'extraire tour à tour les énergies sur la sortie multiplexée en bout de ligne.

Sur la figure, le signal *TRIG_SCAN_ROW* a pris un niveau haut sur le 6ème et 7ème cycle de l'horloge de *scan*, ce qui est cohérent avec le fait que seules ces lignes soient activées et aient donc pu déclencher sur l'injection. En revanche, la sortie *TRIG_SCAN_COL* est sur un niveau haut pour l'ensemble des colonnes (de 0 à 15), alors que seule la colonne n°6 était autorisée dans cette configuration. Ce comportement se manifeste systématiquement, l'ASIC indiquant toujours l'ensemble des colonnes touchées quel que soit le nombre de voies réellement activées.
Ce dysfonctionnement a des conséquences importantes sur les conditions d'opérations du circuit. En premier lieu, il ne sera plus possible de relire uniquement les voies touchées. Lors de mesures conduites avec un détecteur pixellisé, la multiplicité – paramètre extrêmement important pour des configurations à *pitch* réduit comme celle-ci – sera difficile à évaluer. Il faudra passer par une étape de

post-traitement supplémentaire afin de réaliser cette discrimination et conserver uniquement les voies ayant mesuré un signal non-nul.
Aussi, comme vu dans l'exemple, pour seulement 2 pixels activés dans la matrice (sur deux lignes différentes), on relit l'ensemble des 32 voies contenues dans ces deux lignes. Cela contribue à alourdir considérablement la taille des trames de données en sortie et à potentiellement remplir les mémoires du système d'acquisition avec un pourcentage élevé de données inutiles, à l'opposé de l'objectif initial d'un minimum de communication requis pour des applications spatiales. Par ailleurs, le temps mort global de l'instrument sera lui-aussi affecté, à cause du temps nécessaire pour extraire le contenu de tous les pixels marqués comme ayant été touchés.

Des investigations ont été menées sur ce problème, et en ont conclu que le registre de l'ASIC contenant les adresses des colonnes touchées fonctionnait normalement. C'est au moment de la relecture que le signal *TRIG_SCAN_COL* passe toujours en niveau haut, probablement suite à un couplage avec d'autres signaux numériques voisins (*glitches*) le faisant basculer. Une légère adaptation du *design* pour se prémunir de cet effet sur les futures versions de l'ASIC a été proposée et est aisément réalisable; il est donc raisonnable de considérer ce « problème » comme résolu pour la suite du projet.
De même, des *glitches* numériques sont aussi visibles sur le signal de *trigger* global. Ils n'ont pas de conséquences sur l'acquisition; on s'en prémunit en imposant au FPGA, via un simple réglage, de ne prendre en compte que les signaux de *trigger* longs de plus d'une période d'horloge.
En dehors de ces observations, il n'a été noté aucune panne critique dans l'ASIC ni aucun fonctionnement anormal empêchant de réaliser des caractérisations électroniques ou des mesures spectroscopiques.

C. Caractérisation en mode MCDS nominal

1. Protocole expérimental

Les caractérisations et optimisations de l'ASIC D^2R_1 dans son mode de fonctionnement nominal ont nécessité la mise en place d'un protocole expérimental rigoureux qui soit reproductible pour l'ensemble des conditions opérationnelles. Ce protocole comprend la définition des caractéristiques du signal de test injecté dans l'ASIC, la définition des valeurs des différents registres clés de la puce et du FPGA et un traitement des données qui puisse demeurer inchangé pour l'ensemble des tests effectués. Certaines optimisations effectuées lors de mes tests préliminaires au niveau des courants de polarisation sur la carte mère ou au niveau de l'injection (exemple de la synchronisation de l'injection sur le signal de reset du préamplificateur de charges) n'ont pas été conservées car ne correspondant absolument pas à des conditions « réalistes » d'opération de l'ASIC hybridé à un détecteur, bien que produisant parfois de meilleurs niveaux de bruit électronique.

i. Signal de test

Comme introduit en V.A.4, j'ai réalisé un motif d'injection correspondant à 10 valeurs de charges entre 1 et 10 fC, au pas de 1 fC. Ce choix correspond aux charges déposées par des photons d'énergies entre 28 et 280 keV ayant interagi dans un détecteur CdTe. Ces énergies s'insèrent dans la fenêtre spectroscopique de référence pour ce type de détecteurs X-dur et gamma et sont donc bien adaptées pour une étude de la réponse de l'ASIC dans ces gammes d'énergie.

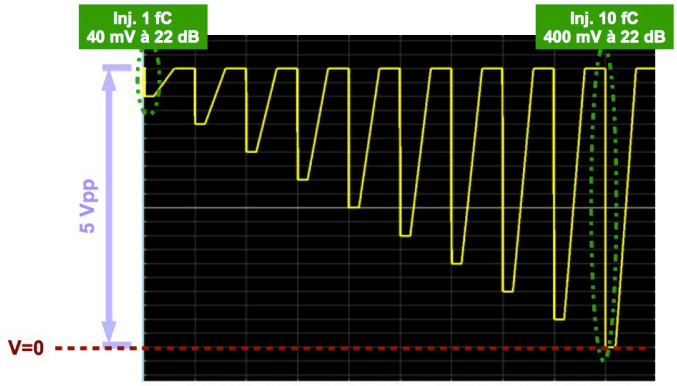

Figure V-10 : Motif d'injection en tension programmé dans le générateur de *pulses* pour les tests systématiques de l'ASIC D^2R_1 et injecté au travers de C_{INJ} = 25 fF après atténuation (22 dB dans la plupart des cas, pour des tensions de 40 à 400 mV correspondant à des charges entre 1 et 10 fC).

La Figure V-10 présente la forme caractéristique de ce motif d'injection en tension. La charge injectée Q_{inj} est négative avec un échelon de tension ΔV négatif ; le signal en tension obtenu en sortie de préamplificateur sera positif, ce dernier étant inverseur. L'injection a été adaptée pour que le trigger de l'ASIC se produise uniquement dans ce dernier cas : avec un front descendant abrupt, le PAC voit une charge négative induite quasi-instantanément (hypothèse d'un temps de transit très court). Les discriminateurs vont engendrer un *trigger* et une lecture de l'énergie sur le front descendant du motif d'injection.
L'amplitude maximale des signaux d'injection a été définie à 5 Volts pic-pic avec un *offset* de 2,5 V (valeurs de tension toujours positives). Les signaux en tension obtenus ont ensuite été atténués de 22 dB (atténuateur actif) pour obtenir des amplitudes entre 40 et 400 mV à l'entrée de la voie *TESTIN* (au pas de 40 mV) correspondant aux charges souhaitées.

Lors des tests préliminaires, ces séquences étaient injectées dans l'ASIC à une fréquence constante. De ce fait, un régime d'équilibre s'établissait rapidement entre la génération des signaux de *reset* de la chaîne et l'arrivée de l'injection. Le signal de *reset* de l'ASIC étant envoyé périodiquement ou après détection et lecture d'événement, sa fréquence se retrouvait imposée par la fréquence d'injection du signal de test.
En pratique, cela se traduisait par le fait que les différentes composantes du signal en sortie de préamplificateur étaient toujours échantillonnées par les mêmes capacités en mode MCDS. Pour se placer dans des conditions beaucoup plus proches de la réalité (*i.e.* avec des charges arrivant aléatoirement par rapport aux séquencements des horloges de l'ASIC), la fréquence d'injection de ces motifs a été modulée entre 1 et 14 Hz en permanence. La décorrélation entre les fréquences d'injection, l'horloge d'échantillonnage et le *reset* permet de se placer dans les conditions de photons arrivant aléatoirement sur un détecteur, au prix éventuel d'un bruit électronique très légèrement plus élevé.

ii. Optimisation des registres de l'ASIC et du FPGA

Un logiciel développé spécifiquement permet d'assurer la communication avec la carte comportant le FPGA interfacée avec le PC de d'acquisition : il sert à compiler notamment les *batchs* de commande envoyés respectivement vers le FPGA et à destination des registres de l'ASIC.
Un *batch* est un fichier structuré en groupes de trames de commande hexadécimales (lecture/écriture des registres de l'ASIC et du FPGA). Pour l'écriture des registres, il comporte une partie concernant directement les registres du FPGA et une seconde envoyée aussi à la carte FPGA mais à destination des registres de l'ASIC.

La plupart des réglages choisis pour les registres de l'ASIC tout au long de ces tests sont dans les valeurs nominales, avec en particulier :

- Sélection du mode MCDS natif, avec la définition du nombre de points utilisés pour l'échantillonnage de la sortie du PAC de part et d'autre du signal (N_{ech} réglable entre 1 et 16 échantillons).
- L'étage de gain en sortie du préamplificateur (Figure IV-4) est laissé à 1, pour travailler dans des conditions correspondant à la plus grande dynamique d'entrée (le gain pouvant être réglé à 4 pour privilégier la dynamique à basse énergie).
- Autres paramètres étudiés dans le cadre des tests systématiques sur cet ASIC, les courants circulant dans le PAC sont réglables via un registre spécifique (courant de polarisation du transistor d'entrée I_0 et courant de sortie I_{out}) et peuvent respectivement prendre des valeurs entre 4 et 20 µA et entre 100 et 800 nA. Pour l'étude de l'influence d'autres conditions, je fixerai ces valeurs par défaut à I_0 = 10 µA et I_{out} = 800 nA.
- Toutes les voies sont activées pour permettre de réaliser des cartographies de performances sur la matrice complète.
- Les seuils de déclenchement du *trigger* ont été définis à leur valeur minimale, pour laquelle aucun auto-déclenchement n'est possible en l'absence d'injection. L'intérêt de tels seuils bas est aussi d'éviter d'échantillonner des points se trouvant dans la pente du signal en sortie de PAC, ce qui fausserait la mesure de l'amplitude réelle.

La plupart des registres du FPGA ont été laissés dans leur configuration par défaut (assez proches de celle des modules Caliste), mais le mode de fonctionnement de D^2R_1 implique obligatoirement de prendre en compte certaines spécificités pour la mise en œuvre correcte de l'ASIC :

- La fréquence de l'horloge d'échantillonnage (signaux *CLK* envoyés vers l'ASIC) qui sera fixée par défaut à 666 kHz (équivalent à une période d'échantillonnage T_{ech} de 1,5 µs) mais dont l'influence sur la réponse de l'ASIC sera aussi étudiée.
- Le temps entre la détection d'un *trigger* et le début de la lecture est à contraindre pour plus de sécurité ; en effet, lors de la montée d'un *trigger*, seule la ligne de base est échantillonnée par les capacités d'échantillonnage. Il faut encore attendre un minimum de temps supérieur à $N_{ech} \times T_{ech}$ (soit au maximum 16 périodes de l'horloge d'échantillonnage) avant de pouvoir obtenir l'information d'énergie. Dans le cas de l'échantillonnage le plus « lent » utilisé, à 5 µs de période pour 16 échantillons, la durée requise est de 80 µs. Cela joue sur le temps mort de l'instrument et peut aussi générer de l'empilement par fort flux.
- Enfin, la période du *reset* périodique du PAC est fixée à 650 µs, valeur permettant d'éviter tout risque de saturation de la sortie suite à l'augmentation du niveau de courant (dans le pire cas possible, et avec un niveau de courant de fuite maximal de 5 pA la durée de saturation serait toujours de 1 ms).
- A noter que l'ADC incorporé à la carte FPGA peut effectuer plusieurs lectures successives de l'énergie mesurée par une chaîne (les valeurs obtenues en mode MCDS restent stockées et peuvent être extraites plusieurs fois pour chaque pixel). Il était initialement programmé pour une lecture unique. Toutefois, si l'on regarde des lectures successives du premier pixel d'une trame de données (Figure V-11), on constate que ces différentes lectures d'un même pixel - censées être sensiblement identiques - font apparaître un effet de transition sur les premières valeurs lues. On n'observe rien de tel sur les pixels suivants de la trame de données, les valeurs restant inchangées au cours des lectures successives. L'effet de ce transitoire n'est pas négligeable, et il n'est pas possible de n'effectuer qu'une seule lecture de l'amplitude de chaque pixel sans risquer d'induire des fluctuations qui viennent rajouter une contribution artificielle au bruit électronique. Manifestement lié à la mise en route de l'ADC utilisé dans cette configuration de test, cet effet renforce la nécessité d'optimiser chaque élément de la chaine d'acquisition pour tirer parti des performances de l'ASIC.

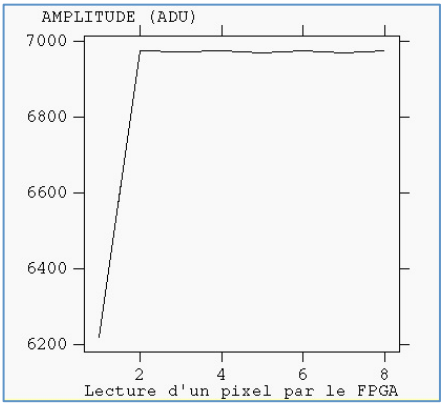

Figure V-11 : Représentation d'un exemple des amplitudes lues successivement par l'ADC sur le premier pixel d'une trame de données.

Il a donc été décidé pour l'ensemble des acquisitions de programmer dans le FPGA, et pour chaque pixel, 8 lectures de l'amplitude successives et de moyenner les valeurs trouvées entre les 3^{ième} et 8^{ième} lecture. Cela n'étant pas économe en termes de tailles de données transmises, il est nécessaire également de tenir compte du débit de données en sortie de la carte FPGA. Si les fréquences d'injection et le nombre de lectures demandées sont trop importants, une part significative des trames de données sera corrompue. Ici, moins de 1% des trames sont concernées, avec une fréquence d'injection du motif maximale de 14 Hz, soit 140 charges par pixel et par seconde et 35840 charges/s sur la matrice (près de 156000 charges.cm^{-2}.s^{-1}).

iii. Extraction des performances

Lors d'une acquisition, les données sont envoyées en flux de télémétrie par le FPGA. Si l'on considère que toutes les chaines spectroscopiques se sont déclenchées sur une injection, chaque *buffer* de ligne de l'ASIC lit les 16 pixels dans l'ordre. Ces lectures de chaque ligne interviennent en parallèle et sont multiplexées à la sortie de la carte FPGA. Ainsi, une trame de données résultant d'un *trigger* de la matrice complète contiendra les lectures des colonnes dans l'ordre (colonne 0 à 15), chaque colonne étant lue de la ligne 0 à 15 (références Figure V-12).

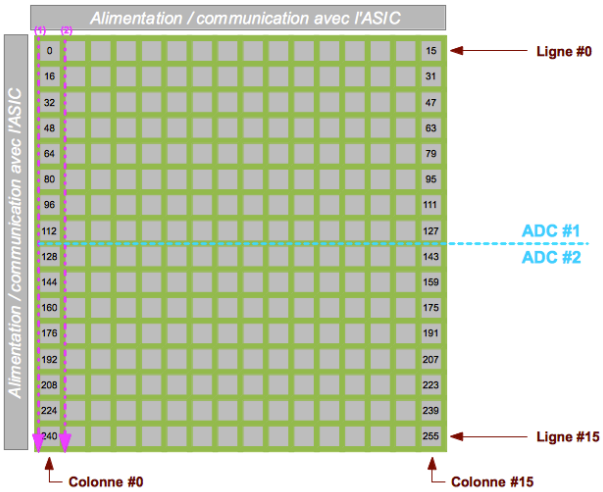

Figure V-12 : Schéma de la matrice avec les références de numérotation des ADC, lignes, colonnes et pixels. Les flèches (1) et (2) correspondent à l'ordre de lecture des pixels par le FPGA.

Le programme de traitement extrait toutes les trames des fichiers binaires de télémétrie, les décode et les réassemble en fichiers standardisés FITS contenant pour chaque *trigger* l'ensemble des informations (*timing*, liste des pixels touchés, multiplicité associée, ainsi que toutes les amplitudes codées par l'ADC).

○ Calibration en énergie

En injectant de manière répétée le motif d'injection et en considérant indifféremment la réponse de l'ensemble des pixels de la matrice, nous obtenons le type de spectre en amplitudes (exprimées en canaux ADC ou ADU) présenté sur la Figure V-13.

Le niveau de sortie des buffers de ligne de l'ASIC étant d'autant plus élevé que la charge à l'entrée du PAC est faible (Figure IV-11), les valeurs codées par l'ADC sont rangées de la même façon et expliquent le sens inusuel des spectres en amplitude obtenus. La multitude de valeurs de charges injectées dans l'ASIC a plusieurs intérêts pour l'analyse, en apportant des informations sur la gamme dynamique et la linéarité de la réponse des basses aux hautes énergies. Egalement, cela permet une calibration fine et l'extraction des paramètres tels que le gain et l'*offset*. Les niveaux de bruit électronique, en outre, sont intéressants à évaluer en fonction de la charge injectée.

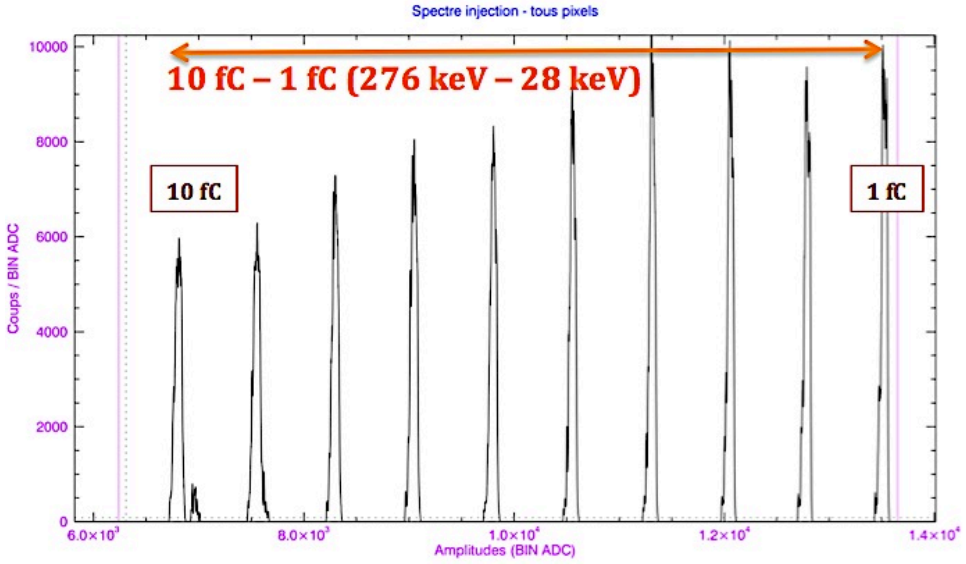

Figure V-13 : Réponse au motif d'injection en sortie d'ADC obtenue en considérant indifféremment les 256 chaines spectroscopiques de l'ASIC.

La forte dispersion observée sur le signal global ainsi que l'apparition de certains double-pics s'expliquent de plusieurs manières ; par analogie avec la famille de spectro-imageurs Caliste, la variabilité des paramètres d'étalonnage nécessite de considérer à part chaque pixel de la matrice. La fiabilité des valeurs de gain, *offset* et linéarité extraites est cruciale pour l'évaluation du bruit à l'entrée de la chaine. Dans la même logique, cette calibration sera systématiquement refaite pour chaque acquisition. De la sorte, on élimine à la fois toute source de bruit supplémentaire résultant d'une déviation dans l'étalonnage, et on évalue par la même occasion l'ampleur de cette déviation en fonction des paramètres appliqués à l'ASIC (courants dans le PAC ou paramètres du mode MCDS).

En considérant les spectres individuels de chaque voie spectroscopique (exemple Figure V-14), chacun des 10 pics est ajusté par une fonction Gaussienne (Figure V-15). Les paramètres extraits (position de chaque pic en ADU et les écarts-types correspondants) sont stockés.
Par comparaison avec le motif de charges injectées et le pas de 1 fC entre chaque pic, on détermine les valeurs d'étalonnage en gain (en ADU/fC) et en *offset* (en ADU) pour l'ensemble des pixels :

$$\textit{Amplitude mesurée}\ (\text{ADU}) = \textit{Gain}\ (\text{ADU/fC}) \times \textit{Charge injectée}\ (\text{fC}) + \textit{Offset}\ (\text{ADU})$$

Compte-tenu du gain de conversion de l'ADC utilisé (environ 0,19 mV/ADU), les valeurs en canaux ADU sont converties en mV, et utilisées pour dresser des cartographies de gain (dans l'unité usuelle, en mV/fC) et d'*offset* (en mV) comme présentées sur la Figure V-16. Les histogrammes de la répartition de ces valeurs sont représentés en Figure V-17.

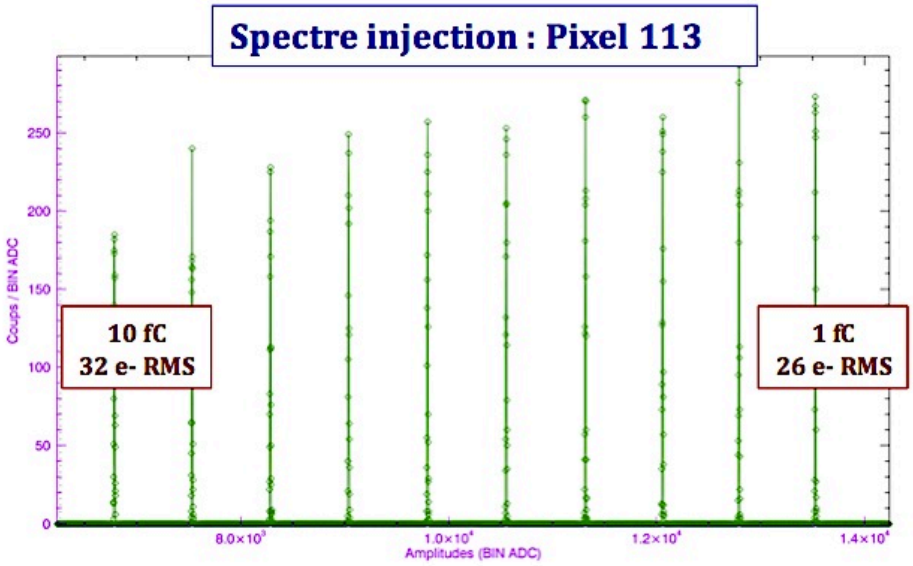

Figure V-14 : Réponse au motif d'injection en sortie d'ADC obtenue en considérant uniquement une seule chaine spectroscopique de l'ASIC (n°113).

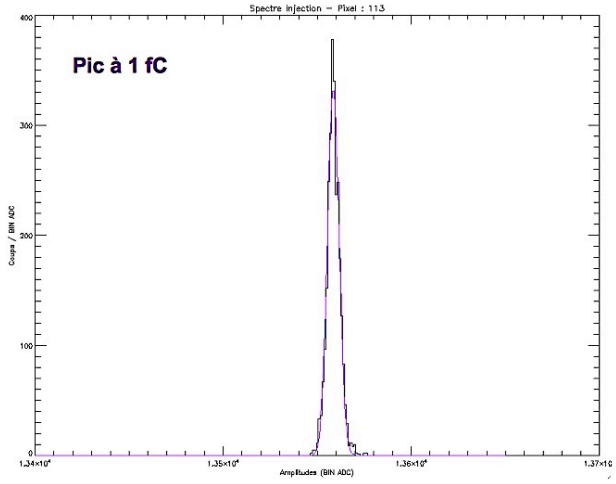

Figure V-15 : Réponse au motif d'injection en sortie d'ADC obtenue en considérant uniquement une seule chaine spectroscopique de l'ASIC (n°113) et le pic à 1 fC, avec ajustement d'une fonction gaussienne.

On ne remarque pas de répartition caractéristique du gain sur la cartographie des pixels de D^2R_1, avec des valeurs réparties de manière assez homogène. Concernant leur quantification, on détermine une moyenne de gain de 159,6 mV/fC, avec une très faible dispersion (déviation standard de 0,45 mV/fC, soit moins de 0,3%). Ces résultats sont très proches des valeurs attendues; avec une capacité de contre-réaction C_f de 25 fF, le préamplificateur de charges induit un gain égal à $1/C_f$, soit 40 mV/fC. A cela, il faut rajouter un facteur 4 sur le gain dû à l'étage de CDS, pour une valeur théorique de 160 mV/fC.

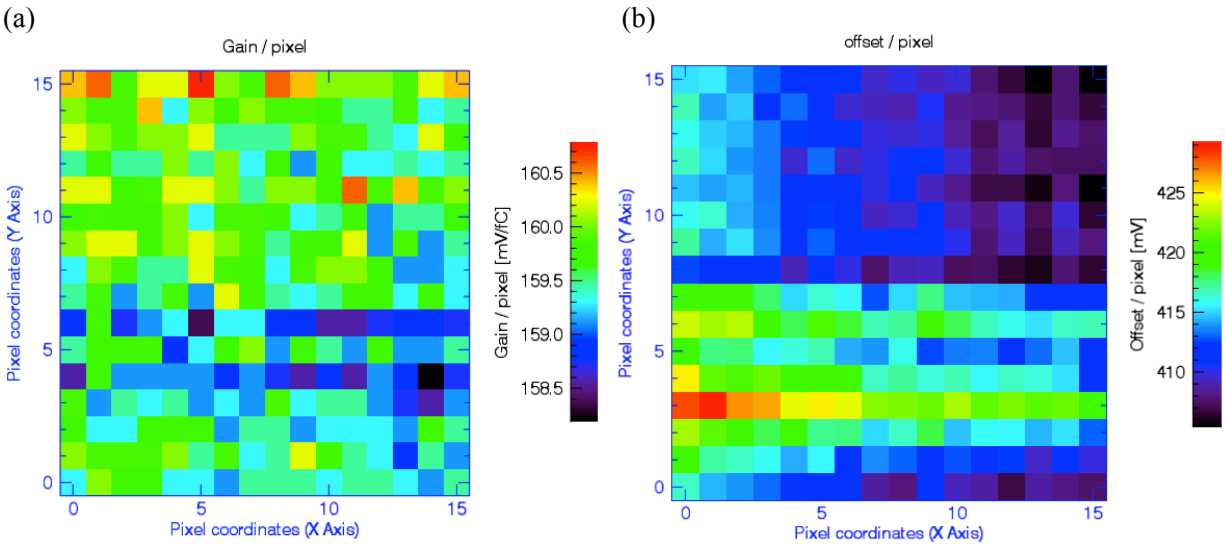

Figure V-16 : Cartes de Gain (a) et d'*Offset* (b), obtenues en injection sur l'ASIC D²R₁ entre 1 et 6 fC, avec I_0 = 10 µA et I_{out} = 800 nA, pas de capacité externe, pas de courant de fuite, N_{ech}=16 et T_{ech}=1,5 µs.

De même, les valeurs obtenues pour les *offsets* font aussi apparaître de faibles dispersions, mais la cartographie montre clairement une séparation en deux « hémisphères ». Les deux structures obtenues sont explicables par la disposition des deux ADCs de la carte FPGA qui codent chacun 8 lignes de la matrice (Figure V-12). Ces variations sont probablement liées à une légère différence dans les niveaux DC des deux ADCs. On s'en convainc on séparant les canaux correspondant aux deux ADCs dans la visualisation de la dispersion des *offsets* en Figure V-17 : deux structures se détachent, avec respectivement des valeurs moyennes d'*offset* de 410,4 et 416,6 mV pour des déviations standard de 2,88 et 4,60, soit 0,7 et 1,1%. Ces valeurs d'*offset*, dont la répartition sur la matrice de l'ASIC se retrouve sur l'ensemble des acquisitions effectuées avec D^2R_1, n'entrent cependant pas dans le calcul des bruits électroniques. Leur effet ainsi que leur intérêt peuvent ainsi apparaître limités ici, mais il sera utile d'étudier leur évolution et stabilité en fonction des courants de polarisation appliqués à l'étage du PAC et des conditions de fonctionnement de l'étage d'échantillonnage, ainsi que les éventuelles corrélations avec les niveaux de bruit.

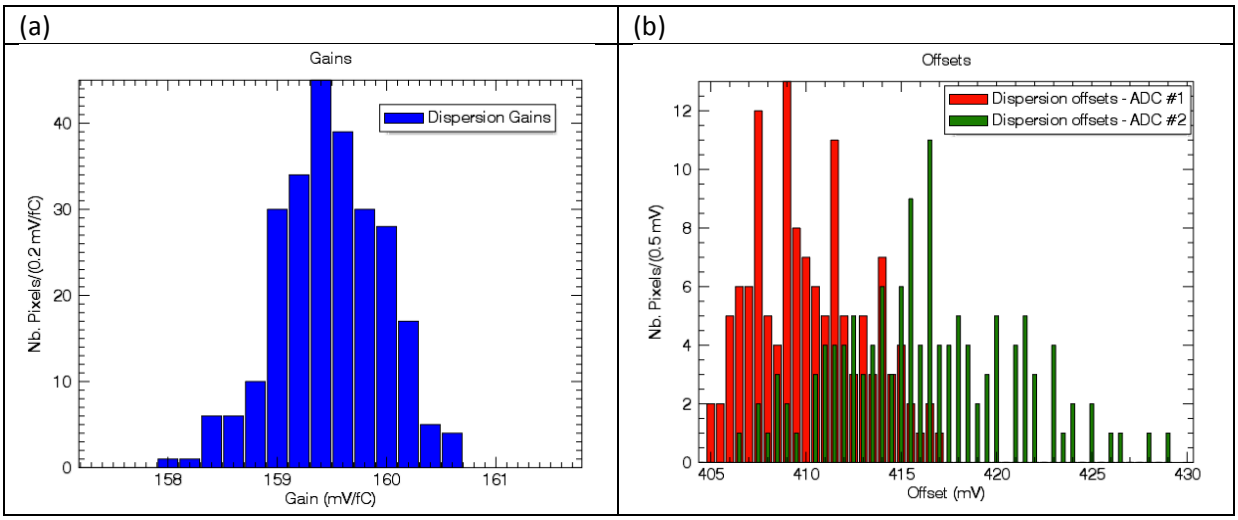

Figure V-17 : Histogrammes de répartition des gains (à gauche) et des offsets (à droite), obtenues en injection sur l'ASIC D²R₁ entre 1 et 6 fC, avec I_0 = 10 µA et I_{out} = 800 nA, pas de capacité externe, pas de courant de fuite, N_{ech}=16 et T_{ech}=1,5 µs.

○ Linéarité et gamme dynamique

La Figure V-13 représentant la réponse globale de l'ASIC aux différentes charges injectées laisse apparaître un dédoublement des pics à 10 et 9 fC. Ce dédoublement n'est pas visible en considérant les spectres des pixels pris individuellement comme sur la Figure V-14. Cela s'explique par un effet de saturation du gain seulement pour les hautes énergies et sur certains pixels uniquement. Il ne s'agit pas d'un effet d'*offset* qui pour sa part aurait simplement dédoublé l'ensemble des pics du spectre global.
Une telle déviation du gain sur une partie de la gamme dynamique jouant forcément sur la linéarité de la chaine, j'ai calculé les valeurs de non-linéarité (*INL*) pic-pic maximales de 1 à 10 fC pour la matrice complète. La cartographie d'*INL* (exprimée en %) est représentée à la Figure V-18(a). On remarque notamment que la non-linéarité, largement inférieure à 1% sur l'ensemble des pixels, atteint des valeurs situées entre 2,5 et 3% sur la première colonne de l'ASIC.

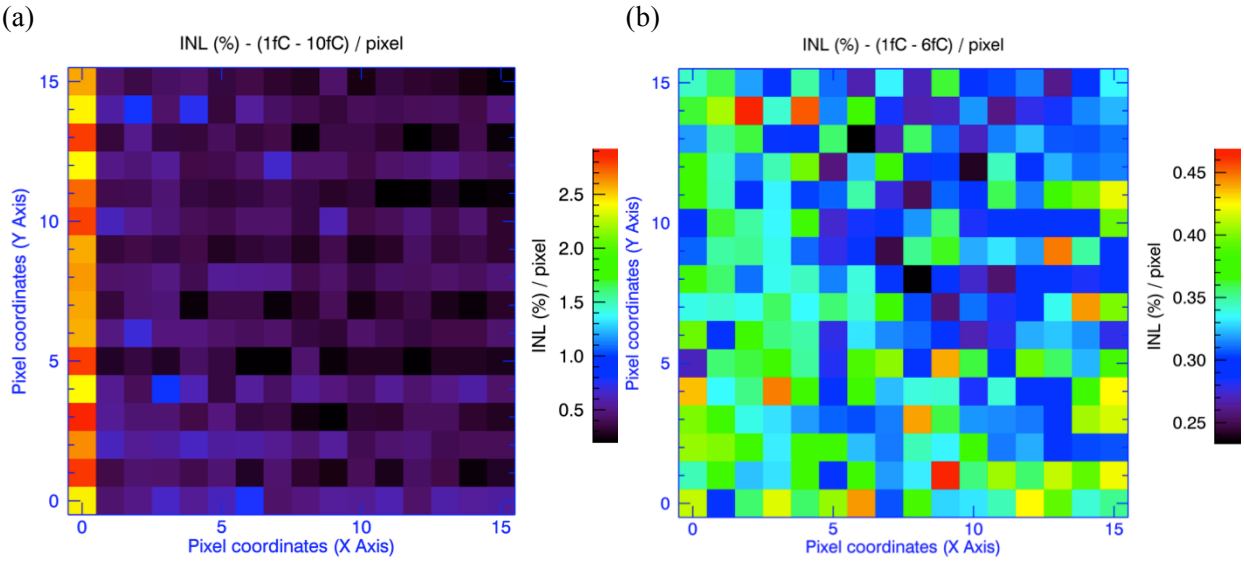

Figure V-18 : Cartographie de la non-linéarité (*INL*) maximale pic-pic, pour une dynamique de 1 à 10 fC (a), et pour une dynamique de 1 à 6 fC (b). Injection sur l'ASIC D^2R_1 entre 1 et 10 fC, avec I_0 = 10 µA et I_{out} = 800 nA, pas de capacité externe, pas de courant de fuite, N_{ech}=16 et T_{ech}=1,5 µs.

Cet effet est systématique, et a été observé quelles que soient les conditions opérationnelles, toujours sur la première colonne. Il est provoqué par le décrochage du gain à partir de 8 fC en général (Figure V-19).

Pour des valeurs d'injection plus faibles, la première colonne de la matrice redevient parfaitement linéaire ; la Figure V-18(b) représente ainsi la même cartographie de valeurs d'*INL* que précédemment, mais cette fois en limitant la gamme dynamique de 1 à 6 fC (équivalent d'un intervalle de 28 – 168 keV). Dans ce dernier cas, la non-linéarité demeure toujours en dessous de 0,5% sur l'ensemble de la matrice, sans aucune anomalie sur la première colonne.
Pour garder des conditions reproductibles de traitement sur l'ensemble de la matrice, les calibrations ont été recalculées pour chaque pixel en considérant une plage volontairement restreinte entre 1 et 6 fC pour plus de sécurité (28 – 168 keV). Bien que ce problème ne concerne finalement que moins de 7% des pixels, une détermination erronée des valeurs de gain induit une erreur sur le bruit électronique ramené en entrée de chaîne (en l'occurrence une augmentation). Cette dynamique restreinte assure donc un bon fonctionnement de l'ASIC sur l'ensemble de ses canaux, avec une linéarité au demeurant excellente.

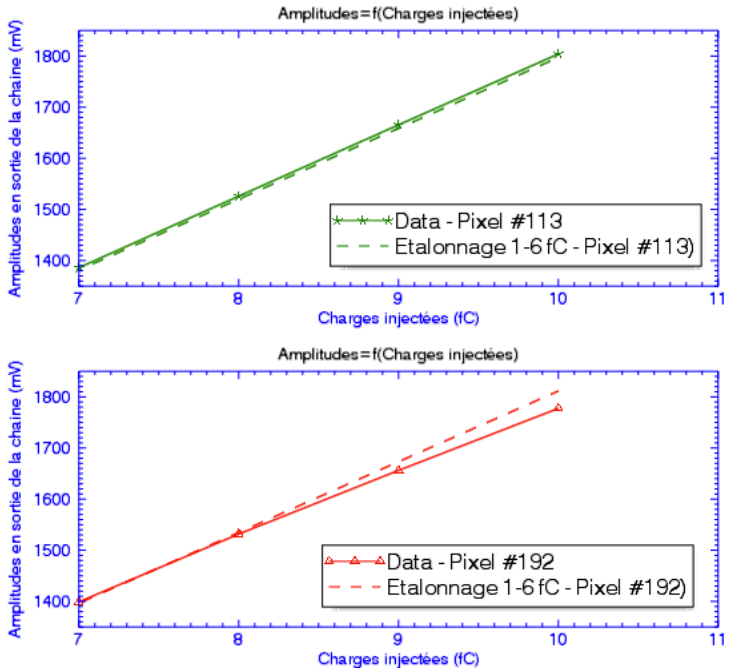

Figure V-19 : Réponses des pixels n°113 (deuxième colonne) et 192(première colonne) entre 7 et 10 fC, comparées aux étalonnages linéaires réalisés sur une dynamique plus faible entre 1 et 6 fC.

Les raisons de ce comportement à haute énergie ne sont pas identifiées à ce stade. Plusieurs hypothèses ont toutefois été explorées, en partant des étages supérieurs de la chaine :

- Ce n'est pas un effet lié au début de la lecture des énergies mesurées sur l'ASIC par les ADCs, comme pour le cas représenté à la Figure V-11 (les deux ADCs lisant les 2×8 pixels de la première colonne les uns à la suite des autres, ce phénomène ne se matérialiserait que sur deux pixels tout au plus).

- De même, on a exclu toute influence de l'ordre de lecture d'une ligne de l'ASIC ; en désactivant les pixels de la colonne 0 et en imposant au FPGA une lecture des lignes à partir de la colonne 1, aucune saturation du gain n'est visible.

- En observant à l'oscilloscope les valeurs d'énergie lues successivement en mode MCDS sur une ligne entière (sortie de l'étage de CDS), le signal est homogène sur toutes les voies, hormis sur la première colonne qui fait apparaitre le décrochage. Cet effet est donc bien présent en amont du bloc de CDS et n'est pas lié au traitement réalisé sur les données.

- Une mesure additionnelle en mode « CSA out » a par la suite permis de mettre en évidence cette saturation dès la sortie du préamplificateur de charges, sur la première colonne de chaque ligne. Les PACs étant strictement identiques pour toute la matrice, la raison de ce comportement est probablement reliée à la disposition des différents blocs fonctionnels dans l'ASIC, mais n'a pas encore été déterminée en simulation.

A ce stade, il convient toutefois de retenir que la saturation ne se manifeste que sur une minorité de canaux, et principalement pour des charges injectées supérieures à 8 fC, soit 224 keV. Avec une dynamique nominale allant jusqu'à 250 keV, on considère que la réponse de l'ASIC est globalement correcte sur toute la gamme.

○ Limites sur la période d'échantillonnage

L'une des pistes explorées pour expliquer la perte de linéarité observée sur la première colonne était que - pour des amplitudes injectées élevées - la forme du signal en sortie du PAC peut être significativement affectée par le « slew-rate ». Cette vitesse représente la variation de tension maximale atteignable en sortie du préamplificateur par unité de temps, et est principalement limitée par la valeur du courant de sortie I_{out}. De ce fait, plus ce dernier sera faible et l'amplitude injectée importante, et plus le temps de montée du signal sera élevé. En observant la sortie du PAC en direct via le mode « CSA out » pour une injection de 10 fC (400 mV) et sur un pixel de la première colonne (Figure V-20), les temps de montée du signal sont ainsi d'environ 1200 ns pour un courant de sortie de 100 nA et 500 ns pour 300 nA. A partir de 600 nA, les vitesses apparaissent comme indépendantes du courant de sortie (≈ 300 ns sur le temps de montée). Ces variations n'affectent pas les amplitudes mesurées à la sortie du préamplificateur de charges, mais peuvent poser problème pour le reste du traitement en mode MCDS; dans le cas d'une période d'échantillonnage faible devant le temps de montée du signal du PAC, la probabilité d'échantillonner des points dans la pente sera non-négligeable, entrainant une erreur sur la détermination de l'amplitude en sortie du module de CDS.

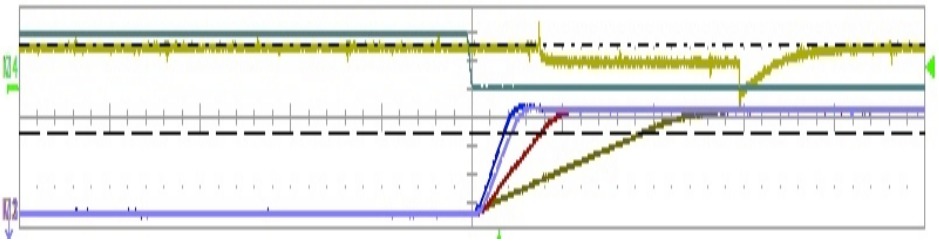

Figure V-20 : Illustration de l'effet de « slew-rate » observé sur un pixel de la première colonne en mode « CSA out », pour des courants de sortie I_{out} de 100, 300, 600 et 800 nA.

Cela est matérialisé par le schéma de la Figure V-21, en prenant l'exemple d'un temps de montée d'environ 1,5 fois la période d'échantillonnage. Le *trigger* se manifeste sur un front descendant de l'horloge, signe que la cellule d'échantillonnage activée juste avant que le front ne redescende contient une valeur de tension corrompue (représentant la valeur de la ligne de base à laquelle s'ajoute le début de la montée du signal de PAC). Comme expliqué précédemment, l'ASIC intègre un mécanisme pour s'en prémunir en ignorant cet échantillon et en attendant une période de plus pour s'assurer de bien échantillonner le signal une fois stabilisé. Toutefois, dans l'exemple pris ici, le premier échantillon conservé pour le calcul de la moyenne sur le signal est quand même corrompu, car mesuré lui-aussi dans la pente du signal de PAC.

Ces observations permettent ainsi de définir des conditions sur le rapport entre période d'échantillonnage T_{ech} et temps de montée du signal t_r :

- Pour $\frac{T_{ech}}{t_r} < 1$, la moyenne déterminée sur le signal sera systématiquement corrompue du fait qu'au moins un échantillon aura été conservé lors de la montée du signal du PAC (cas de l'exemple de la Figure V-21).

- Si $\frac{T_{ech}}{t_r} \in [1; 2[$, la probabilité d'échantillonner des points dans la pente ne sera pas de 100%, mais dépendra du déphasage entre l'arrivée d'un signal en sortie de PAC et les fronts descendants d'horloge. Dans des conditions réalistes, ces évènements n'ont aucune raison d'être synchronisés et conduiront à des mesures d'amplitudes partiellement corrompues.

- Enfin, avec $\frac{T_{ech}}{t_r} \geq 2$, on se prémunit de tout risque d'apparition de cet effet. Il faudra donc veiller à ce que cette condition soit réalisée pour opérer l'ASIC.

En l'absence d'autre information sur l'amplitude de sortie du préamplificateur de charges, une telle explication n'aurait toutefois pas pu être valable pour interpréter la perte de gain observée sur la première colonne, qui se produit quelles que soient les conditions sur le courant de sortie du PAC et la période d'échantillonnage. En gardant l'exemple de la Figure V-18, avec T_{ech} et I_{out} valant respectivement 1,5 µs et 800 nA (équivalent à un temps de montée mesuré de 300 ns sur une injection de 10 fC), le rapport entre T_{ech} et t_r est de 5, très supérieur à la condition fixée pour observer des pertes dues à des échantillons pris dans la pente.

Rajoutons que le fait de calculer la moyenne sur la ligne de base et le signal affecte à chaque échantillon un poids de $1/N_{ech}$, réduisant d'autant plus la contribution de chacun que ce nombre est élevé, et par conséquent les risques de corruption de l'amplitude mesurée.

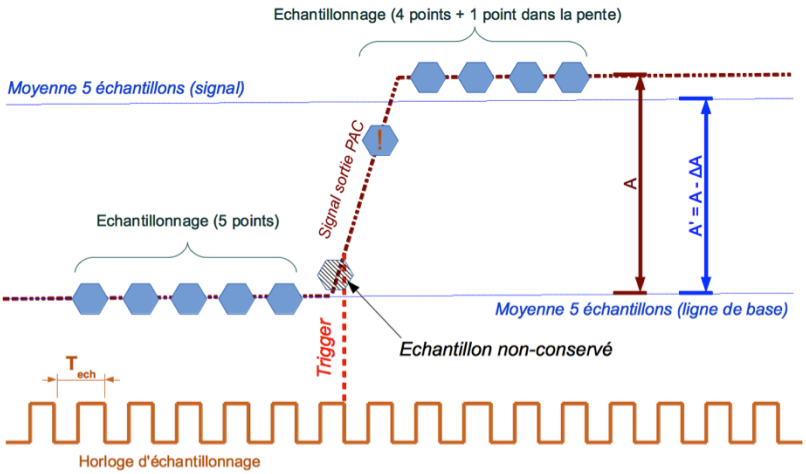

Figure V-21 : Illustration schématique de l'effet pouvant conduire à une diminution du gain dans certains cas : pour T_{ech} (et éventuellement N_{ech}) faibles, des échantillons peuvent être pris dans la pente du signal du PAC et induire une erreur dans la détermination de la moyenne du signal. La différence entre la moyenne de la ligne de base et du signal conduira ainsi à une amplitude A' légèrement plus faible que l'amplitude A de la sortie du PAC.

Pour des courants de sortie I_{out} supérieurs ou égaux à 600 nA et des périodes d'échantillonnage généralement comprises entre 1 et 5 µs sur les mesures suivantes, la probabilité d'observer cet effet est nulle.

- **ENC**

Les écarts-type $\sigma_{V_{out}}$(en mV) sont mesurées sur chaque pic en sortie de l'ADC. Grâce aux valeurs de gain correspondantes, on remonte au niveau de bruit électronique en entrée de chaque chaine :

$$ENC\ (e^-\ rms) = \frac{\sigma_{V_{out}}\ (mV)}{Gain\ (mV/fC) \times q(fC)}$$

Il est calculé pour chaque pic d'injection entre 1 et 10 fC (exemple avec les valeurs reportées en Figure V-14). Le type de cartographie obtenue sur les valeurs extrémales d'injection est représenté sur la Figure V-22, pour des conditions identifiées comme conduisant aux meilleures performances en termes d'ENC (I_0 = 10 µA et I_{out} = 800 nA, pas de capacité externe, pas de courant de fuite, N_{ech}=16 et T_{ech}=1,5 µs).

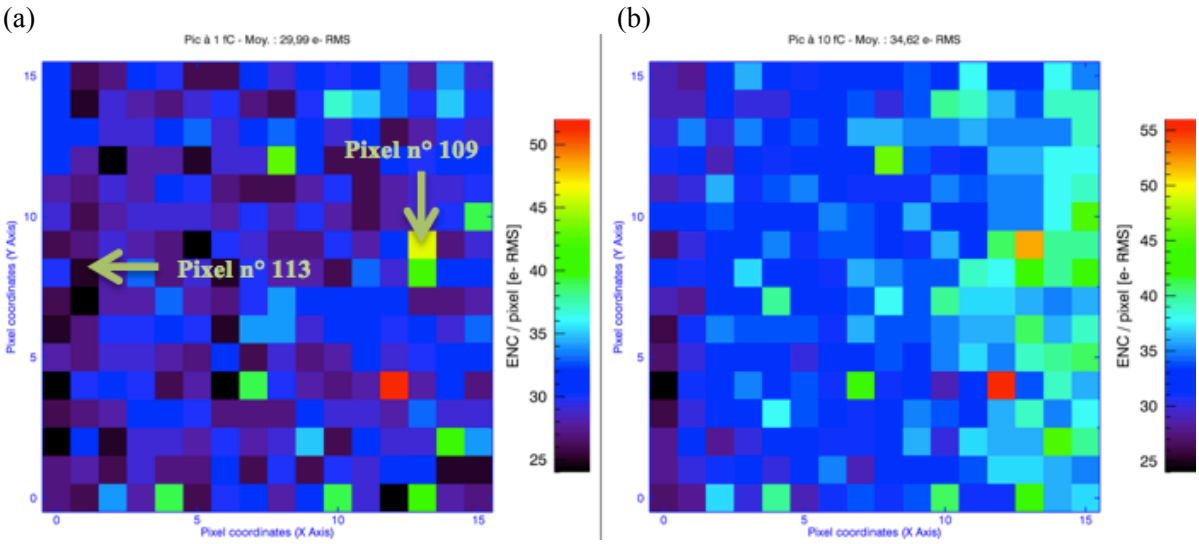

Figure V-22 : Cartes d'ENC pour les pics à 1 fC (a) et 10 fC (b) - Injection sur l'ASIC D²R₁ de 1 à 10 fC, avec I_0 = 10 µA et I_{out} = 800 nA, pas de capacité externe, pas de courant de fuite, N_{ech}=16 et T_{ech}=1,5 µs.

Les valeurs de bruit électronique mesurées pour 1 fC et 10 fC se situent respectivement autour de 30 et 35 e^- rms, en considérant ici la moyenne sur l'ensemble des 256 voies. Les valeurs extrêmales vont de 24 à 53 e^- rms pour une injection de 1 fC, et de 24 à 56 e^- pour 10 fC.

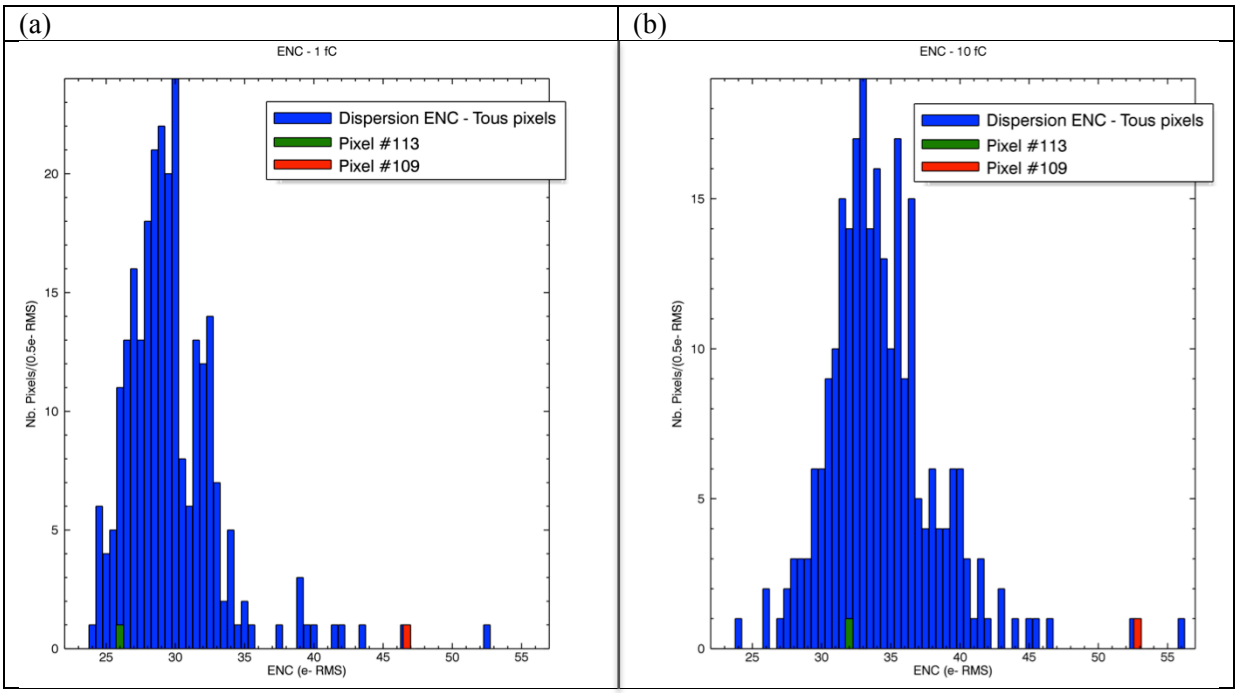

Figure V-23 : Distribution des ENC pour les pics à 1 fC (a) et 10 fC (b) - Injection sur l'ASIC D²R₁ de 1 à 10 fC, avec I_0 = 10 µA et I_{out} = 800 nA, pas de capacité externe, pas de courant de fuite, N_{ech}=16 et T_{ech}=1,5 µs.

Les histogrammes des répartitions des valeurs d'ENC (Figure V-23) font apparaître des déviations standard du même ordre sur les deux pics : 3,6 e^- rms (12%) à 1 fC et 4,0 e^- rms (11,4%) à 10 fC. Les niveaux de bruit des différentes voies sont assez uniformément répartis sur la matrice, avec quelques pixels systématiquement plus bruyants que les autres. Notons aussi que ces déviations sur le bruit électronique ne sont pas reliées à des variations de gain ; l'ENC mesuré ici est directement proportionnel au bruit mesuré sur le signal en sortie de la chaine.

Au cours des multiples acquisitions visant à évaluer la réponse de l'ASIC en fonction de tous les paramètres opérationnels, j'ai identifié deux pixels qui semblent donner des résultats caractéristiques

(Figure V-22 et Figure V-23) : le pixel n°113 qui présente des niveaux d'ENC très bas, et le pixel n°109 qui a des valeurs de bruit parmi les plus élevées. Cette sélection est assez « arbitraire » car reposant sur des observations des cartes d'ENC, et les valeurs de bruit dans ces deux pixels ne sont pas forcément les valeurs extrémales observées sur la matrice complète. Toutefois, les niveaux d'ENC présentés par ces voies s'en rapprocheront fortement dans la plupart des cas. Dans la suite de ce chapitre, je ferai souvent référence à ces deux pixels ; en effet, la comparaison entre les courbes de gain, *offset* ou ENC obtenues en moyennant les 256 pixels de l'ASIC ou prises seulement sur l'un de ces deux pixels permettra d'identifier des tendances claires tout en évitant de tirer des conclusions à partir des seules valeurs moyennées.

On constate sur les cartographies et distributions que le pic de haute énergie est plus bruyant que le pic de basse énergie. La répartition du bruit semble aussi moins homogène. Il faut préciser que ce phénomène n'est pas linéaire : tous les autres pics jusqu'à 8 fC présentent un niveau de bruit quasi-identique à celui de basse énergie. Seuls les deux derniers pics à 9 et 10 fC sont plus bruyants.
Aujourd'hui, cet effet n'a pas encore été compris. Néanmoins, à 10 fC, la résolution en énergie avec une électronique idéale sans aucun bruit et un détecteur CdTe sans aucun courant de fuite est d'environ 1 keV en raison de l'incertitude sur le nombre de charges produites par effet photoélectrique (Fano), soit 96 électrons. La conclusion est que l'augmentation de bruit d'environ 5 électrons entre les pics de basse énergie et ceux de haute énergie est totalement négligeable. On considèrera néanmoins là encore les pics aux extrêmes à 1 et 10 fC en tant qu'indication supplémentaire sur les minimas et maximas de bruit dans une configuration donnée.

Enfin, et même si les niveaux de bruit électronique obtenus sur D^2R_1 sont remarquables, ils restent nettement plus élevés que ce qui était attendu à l'entrée du préamplificateur de charges. Y compris en considérant les valeurs minimales obtenues (24 e^-), il y a toujours près d'un facteur 2 entre les niveaux de bruit de D^2R_1 et les valeurs mesurées sur le PAC seul avec l'ASIC Caterpylar sans capacité à l'entrée ni courant de fuite. Plusieurs pistes s'offrent à nous pour déterminer l'origine de cet excès de bruit :

- Essayer d'identifier la contribution de chaque bloc au bruit électronique, notamment en se plaçant à différents points de la chaine (mais difficile, compte tenu de l'architecture et du fonctionnement de l'ASIC).

- Evaluer l'effet des conditions opératoires et comment elles influencent les valeurs d'ENC (mise en œuvre simple grâce aux régulateurs et registres, mais difficile à interpréter car on considère la chaine dans sa globalité ici).

2. Origine du bruit

L'investigation de l'origine du bruit électronique supplémentaire observé est possible via les trois modes d'opération de l'ASIC. Ils permettent de se placer en différents points de sortie de la chaine, et de restreindre la contribution en bruit au seul préamplificateur de charges (mode « CSA out »), à l'ensemble préamplificateur + étage d'échantillonnage (mode « Samples out »), ou à l'ensemble PAC + étage d'échantillonnage + bloc de CDS (mode « CDS out » nominal).

Des tests en mode « Samples-out » avec traitement *offline* des échantillons n'ont pas fait apparaître de différences significatives sur les niveaux de bruit obtenu précédemment en mode « CDS out ». La source de cet excès d'ENC est probablement encore en amont du bloc de CDS, au niveau du PAC ou de l'étage d'échantillonnage.
On se place alors en sortie directe du préamplificateur de charges (mode « CSA out »), sur un pixel donnant des niveaux de bruit dans la moyenne. Une subtilité de cette sortie est de pouvoir – au choix – extraire le signal en deux points distincts de la chaine. Sur le schéma de la Figure IV-5, cela correspond à un signal pris soit directement à la sortie de l'étage de gain unitaire du PAC (1er *buffer*), soit après le second *buffer* disposé derrière d'étage d'échantillonnage (normalement relié à la sortie

SUM OUT, mais avec les cellules d'échantillonnage inactives et les *switchs* commutés en position fermée ici).
Les résultats obtenus sont résumés à la Table 3.

Conditions de mesure	ENC (e^- rms)
Bruit plancher sur PAC de Caterpylar XFAB (même préamplificateur que D^2R_1)	12,1
D^2R_1 - Sortie directe PAC (1er *buffer*), pas de signal d'horloge *CLK*	14
D^2R_1 - Sortie PAC après étage d'échantillonnage (2nd *buffer*), pas de signal d'horloge *CLK*	16
D^2R_1 - Sortie directe PAC (1er *buffer*), avec signal d'horloge *CLK*	16,5

Table 3 : Niveaux de bruit électronique mesurés sur l'ASIC de test Caterpylar en conditions optimales, et mesures de l'ENC sur l'ASIC D^2R_1 en mode « CSA out » avec un filtre CR-RC² (T_{peak} de 11 µs, I_0=10 µA et signaux injectés de 30 et 40 mV).

En l'absence de signal d'horloge, le bruit électronique entre la sortie du PAC (après le premier *buffer*) et du second buffer augmente de 2 e^-, ce qui représente une contribution de 8 e^- sommés quadratiquement. De même, le 1er *buffer* rajoute 7 e^- de bruit par rapport aux mesures faites sur le PAC seul avec Caterpylar. On en conclut que chaque *buffer* contribue pour 7 ou 8 électrons au bruit total.
La présence de l'horloge *CLK* rajoute pour sa part 9 e^- de bruit à l'entrée de la chaine, mesuré via la sortie du premier *buffer* (la présence de l'horloge empêchant de faire la même mesure sur la sortie du second *buffer* dans le mode « CSA out »).

En sommant quadratiquement toutes ces sources de bruit (12,1 e^- rms sur le PAC + 7 e^- sur le premier *buffer* + 8 e^- sur le second *buffer* + 9 e^- de bruit rajoutés par la présence de l'horloge), on s'attend à un ENC total de 18,5 e^- rms, loin de la valeur moyenne de 29 ou 30 e^- mesurée sur la puce D^2R_1.
Même en considérant le minimum de bruit mesuré sur certaines voies de la matrice (24 e^-), les différences restent importantes par rapport aux niveaux attendus avec une contribution supplémentaire de 15 e^- au minimum ou de 23 e^- sur la moyenne.
L'origine de cette source de bruit dominante n'a pas été clairement établie ; les tests réalisés en mode « CSA out » ont toutefois permis d'éliminer une contribution du préamplificateur de charges et des *buffers* à la sortie du PAC ou de l'étage d'échantillonnage. L'horloge a un effet non-négligeable sur le bruit du préamplificateur, en induisant des *glitches* sur le signal, néanmoins insuffisants pour expliquer à eux seuls l'excès observé.
L'ensemble de ces constatations permet de faire l'hypothèse que la source de bruit supplémentaire provient certainement de l'étage d'échantillonnage, avec possiblement une influence négative du signal d'horloge qui génère du bruit numérique. Ces effets n'ont pas été mis en évidence au préalable en simulation, et nécessiteront des études approfondies lors de la phase de *design* des générations suivantes, afin de tenter de s'en prémunir au maximum. Compte-tenu de ces performances légèrement « dégradées » par rapport à ce qui était attendu, je vais explorer par la suite les effets des différentes conditions d'opération afin de minimiser et comprendre les sources de bruit de l'ASIC D^2R_1.

3. Evaluation en fonction des courants de polarisation du PAC

Les courants appliqués au PAC tels que I_0 (courant de polarisation du transistor d'entrée) et I_{out} (courant de sortie) sont réglables par l'intermédiaire des registres de l'ASIC. I_0 peut prendre 4 valeurs différentes (4, 10, 14 et 20 µA), tout comme I_{out} qui peut être réglé à 100, 300, 600 et 800 nA. Pour l'analyse, l'un de ces courants est fixé et l'autre variable.
Par ailleurs, le niveau du courant de fuite sera laissé nul et on considère une période d'échantillonnage T_{ech} de 1,5 µs et le maximum de points d'échantillonnage (N_{ech} = 16) dans le mode MCDS.

i. *Effet du courant de polarisation I_0*

Avec I_{out} fixé à 800 nA, j'ai réalisé les cartographies des gains, *offsets* et ENC de la matrice complète pour les 4 valeurs réglables de I_0. Les niveaux de bruit électronique sont représentés en Figure V-24 pour 1 et 10 fC injectés. Comme pour le cas présenté en V.C.1.iii, je distingue les mesures pour les seuls pixels n°113 et 109 ainsi que les moyenne / écart-type pris sur l'ensemble des pixels.

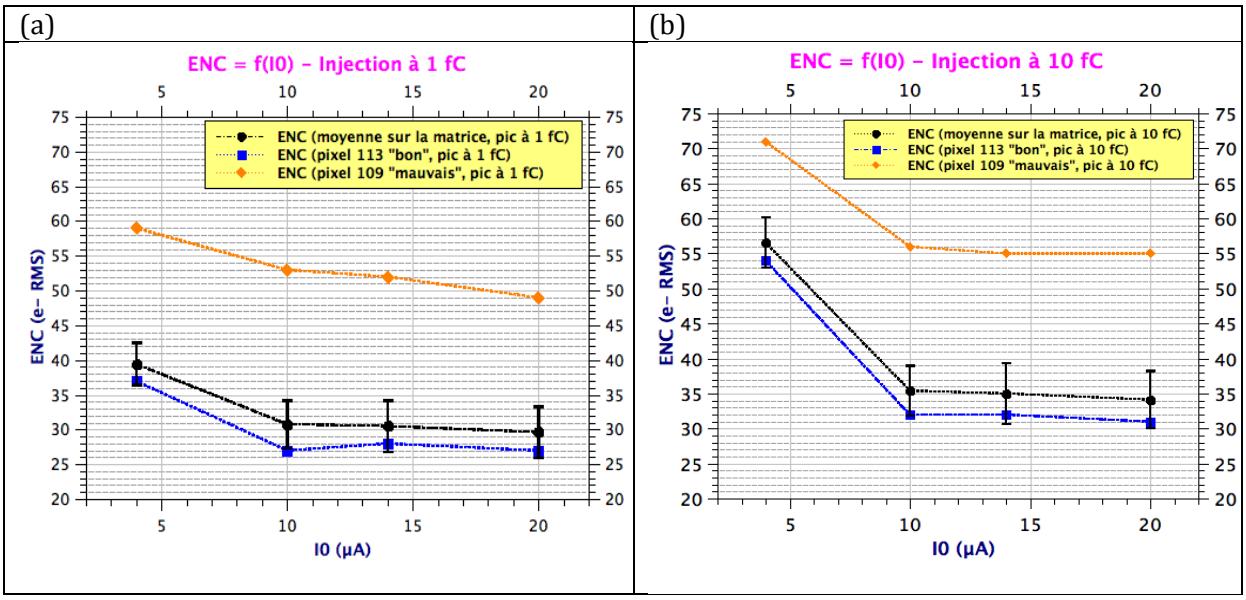

Figure V-24 : ENC en fonction du courant de polarisation du PAC I_0 pour les pics à 1 fC (a) et 10 fC (b) - Injection sur l'ASIC D²R₁ de 1 à 10 fC, avec I_{out} = 800 nA, pas de capacité externe, pas de courant de fuite, N_{ech}=16 et T_{ech}=1,5 µs. Représentation de la valeur moyenne + écart-type sur l'ensemble des pixels, et détail des pixels 113 et 109.

Les valeurs moyennes d'ENC obtenues sur la matrice complète se situent entre 29 et 39 e^- rms (pic à 1 fC) et entre 34 et 56 e^- sur le pic à 10 fC. La dispersion des bruits est systématiquement du même ordre, avec une déviation standard entre 3 et 4 e^- (typiquement entre 7 et 12%). Les plus hauts niveaux de bruit électronique sont obtenus avec le plus faible courant de polarisation appliqué (4 µA). Par la suite, l'ENC ne semble plus dépendre de I_0 et reste quasi-constant pour les valeurs entre 10 et 20 µA. Selon les voies considérées, le minimum semble néanmoins atteint avec I_0 = 20 µA même si la différence de bruit sur la plage 10 – 20 µA se joue à moins de 3 électrons. On remarque aussi que la dépendance du bruit à la charge injectée, qui restait limitée à quelques électrons pour la majorité des configurations, est nettement plus importante à 4 µA avec près de 20 e^- de plus en moyenne.

L'augmentation du courant de polarisation I_0 conduisant à une diminution du bruit série, l'effet observé était attendu ici (cf. II.C.1). En ce qui concerne la stabilité au delà de 4 µA, il est probable que dans les conditions de filtrage nominales utilisées (équivalent du « temps de peaking » égal à $T_{ech} \times N_{ech}$ = 1,5 × 16 = 24 µs), le bruit total ne soit plus dominé par le bruit thermique du transistor d'entrée du préamplificateur de charge. Pour faire l'analogie avec un filtrage du type CR-RC^2, on est à temps de *peaking* élevé et le bruit blanc du transistor est suffisamment filtré pour ne plus être visible. Par contre, la réduction importante du courant I_0 fait ressortir le bruit thermique.

Les valeurs de gain et d'*offset* extraites pour les différents courants de polarisation sont représentées à la Figure V-25. Il est à noter que le gain demeure extrêmement homogène. Quel que soit le courant I_0 programmé dans le préamplificateur de charge, on mesure un écart type sur toutes les voies qui reste inférieur à 0,4%. Une très légère diminution du gain de la chaine est visible lorsqu'on augmente le courant total du préamplificateur de charge. Cet effet a sans doute pour origine une variation du gain en boucle ouverte du préamplificateur de charge avec son courant de polarisation.

L'évolution de l'*offset* avec le courant de polarisation du préamplificateur de charge n'est aujourd'hui pas comprise. Quoi qu'il en soit, ces variations restent inférieures à 0,6% pour une variation de courant de 500%. Elles ne posent donc aucun problème.

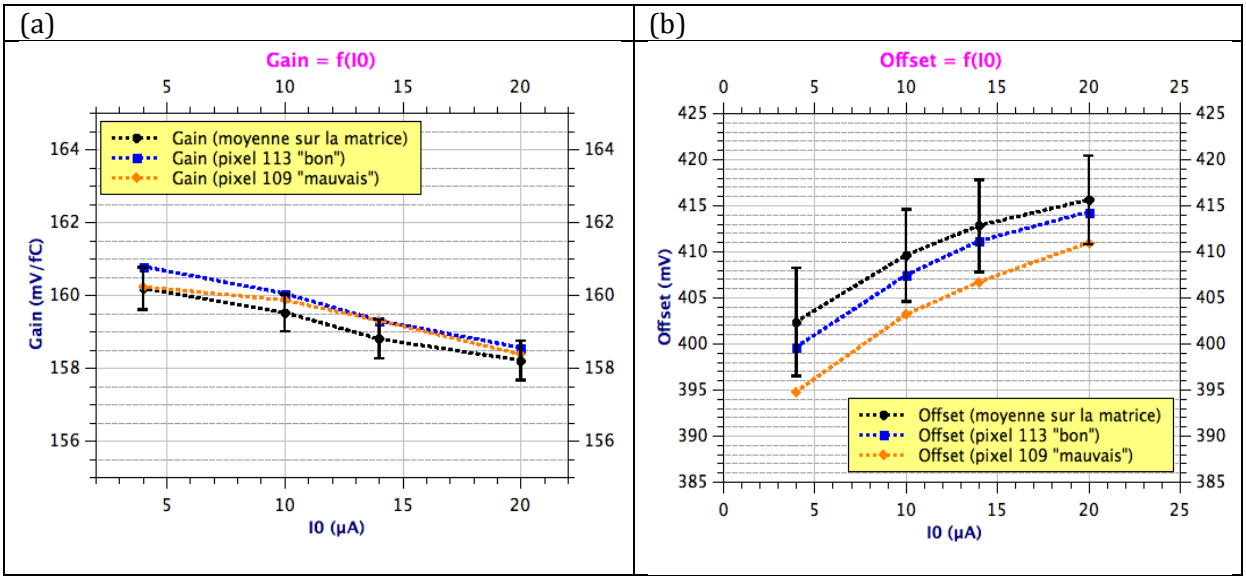

Figure V-25 : Gain (a) et *offset* (b) en fonction du courant de polarisation du PAC I_0 - Injection sur l'ASIC D²R₁ de 1 à 10 fC, avec I_{out} = 800 nA, pas de capacité externe, pas de courant de fuite, N_{ech}=16 et T_{ech}=1,5 µs. Représentation de la valeur moyenne + écart-type sur l'ensemble des pixels, et détail des pixels 113 et 109.

ii. *Effet du courant de sortie I_{out}*

De la même manière que pour I_0, j'évalue maintenant l'influence du courant de sortie du PAC. Quatre valeurs successives entre 100 et 800 nA sont assignées à I_{out}, avec I_0 fixé à 10 µA. Tous les autres paramètres restent inchangés. Les valeurs d'ENC pour 1 et 10 fC sont représentées en Figure V-26 et les gains et *offsets* obtenus sont en Figure V-27.

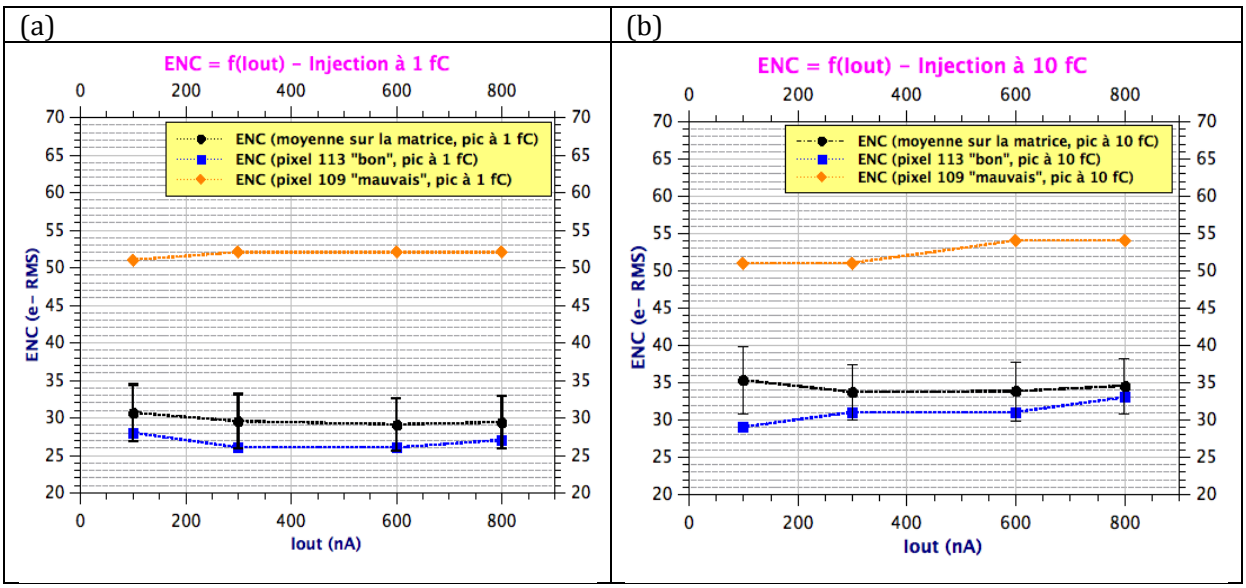

Figure V-26 : ENC en fonction du courant de sortie du PAC I_{out} pour les pics à 1 fC (gauche) et 10 fC (droite) - Injection sur l'ASIC D²R₁ de 1 à 10 fC, avec I_0 = 10 µA, pas de capacité externe, pas de courant de fuite, N_{ech}=16 et T_{ech}=1,5 µs. Représentation de la valeur moyenne + écart-type sur l'ensemble des pixels, et détail des pixels 113 et 109.

Les mesures d'ENC présentées en Figure V-22 ayant été conduites avec un courant de sortie I_{out} de 800 nA, on s'attendrait logiquement à une amélioration des performances en bruit pour des valeurs de courant décroissantes, signe d'un meilleur filtrage du bruit thermique du PAC par la chaine (diminution de la bande passante B_w du préamplificateur de charges et augmentation de sa constante de temps τ_{PAC}, cf. IV.C). Or il n'en est rien ici et aucune tendance claire ne se dégage, l'ensemble des courbes de bruit oscillant dans un intervalle de moins de 3 électrons.

On en conclut que le bruit thermique du préamplificateur de charges n'est pas la source de bruit dominante ici, et qu'il est suffisamment bas pour être complètement masqué par la contribution additionnelle au bruit rajoutée par les étages en aval du canal.
La seule configuration permettant de faire ressortir ce bruit thermique était décrite à la section précédente avec I_0 = 4 µA et I_{out} = 800 nA (maximum de bruit thermique et minimum de filtrage). On rappelle de la même façon que les conditions d'échantillonnage choisies pour ces mesures peuvent largement expliquer le fait que le bruit série soit si faible ; ce choix n'était pas le fruit du hasard, car identifié lors de tests préliminaires comme donnant le minimum de bruit électronique.

Je retiendrai toutefois que pour un bruit thermique faible (conditions requises pour opérer l'ASIC avec un optimum de bruit électronique), la dépendance au courant de sortie du PAC peut être considérée comme nulle et choisie indifféremment.

Comme attendu, les courbes de gain ne montrent aucune dépendance au courant I_{out}. Idem pour les *offsets*, qui montrent une très légère baisse de moins de 0,2% sur toute la plage des valeurs I_{out} possibles.

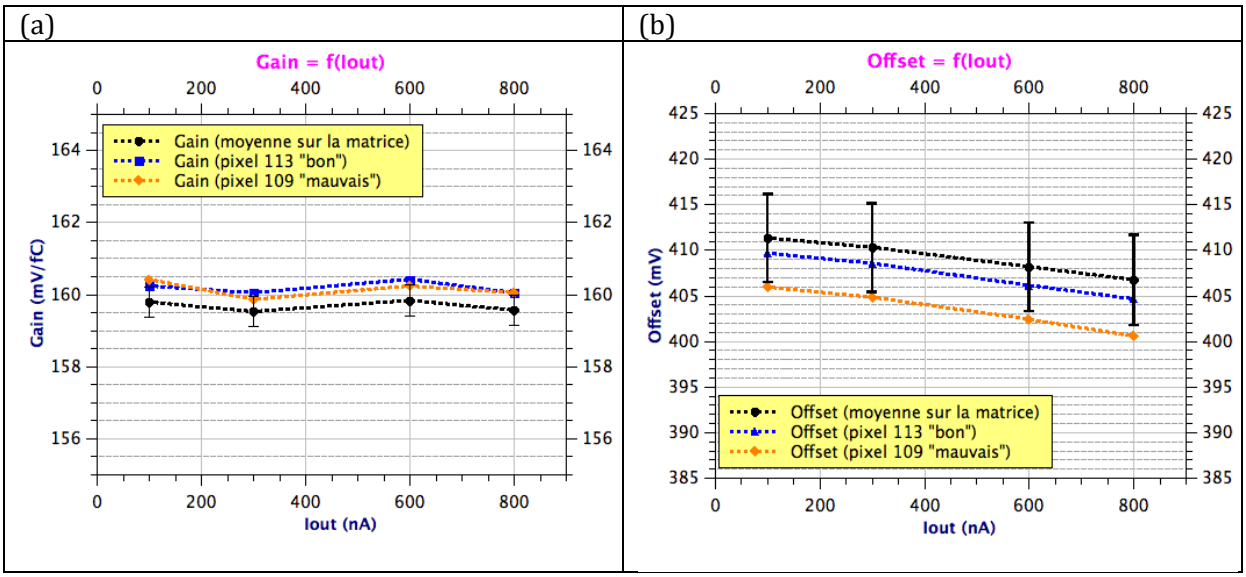

Figure V-27 : Gain (a) et *offset* (b) en fonction du courant de sortie du PAC I_{out} - Injection sur l'ASIC D²R₁ de 1 à 10 fC, avec I_0 = 10 µA, pas de capacité externe, pas de courant de fuite, N_{ech}=16 et T_{ech}=1,5 µs. Représentation de la valeur moyenne + écart-type sur l'ensemble des pixels, et détail des pixels 113 et 109.

4. Effets combinés des paramètres d'échantillonnage et du courant de fuite

Dans cette partie, les courants circulant dans le préamplificateur de charges ont été fixés à des valeurs donnant le minimum de bruit, avec I_0 = 10 µA et I_{out} = 800 nA. Les effets des paramètres du mode MCDS tels que la période d'échantillonnage T_{ech} et le nombre de points d'échantillonnage N_{ech} sur les niveaux de gain, *offset* et ENC ont été étudiés. Le surplus de bruit présent sur les mesures étant assumé provenir de cet étage de la chaine spectroscopique, je chercherai là encore des voies d'optimisation, à défaut de réduire drastiquement cette contribution.

En jouant sur les tensions V_{gate} et V_{source} préalablement étalonnées, on génère via les sources de courant disposées à l'entrée des préamplificateurs un courant de fuite I_{leak}, simulant la présence d'un détecteur ainsi que sa contribution au bruit parallèle de la chaine. Cette contribution du courant de fuite sera aussi considérée sur l'ensemble des mesures suivantes, pour des valeurs de courant volontairement surestimées jusqu'à 2 pA.

La configuration de l'ASIC et du banc de test utilisé ici n'ont pas permis de connecter des capacités externes en entrée des chaines spectroscopiques, à l'image de ce qui avait été réalisé sur le démonstrateur Caterpylar. L'ensemble des tests et les caractérisations préliminaires ont donc été menés pour une capacité C_{IN} à l'entrée nulle. Cela empêche par la même occasion de modéliser rigoureusement les profils de bruit mesurés avec D^2R_1 en fonction du temps de *peaking* et d'en extraire les coefficients des différentes contributions. En l'absence d'information supplémentaire, j'assume donc que la dépendance du bruit électronique de l'ASIC à la capacité est comparable à celle de Caterpylar, et dans tous les cas inférieure à $20e^-$/pF. Cette hypothèse est confortée par les mesures de bruit réalisées sur le premier étage de la chaine avec *shaper* externe qui donne des résultats très voisins de ceux obtenus avec Caterpylar. Elle devra toutefois être confirmée lors d'expérimentations futures menées spécifiquement sur une sélection de chaines de D^2R_1 pour des conditions d'opération réalistes.

i. Effet de la période d'échantillonnage T_{ech} et du courant de fuite

Avec un nombre d'échantillons N_{ech} fixé à 16, les valeurs de la période d'échantillonnage T_{ech} ont été réglées entre 1 et 5 µs (4 valeurs) et pour à chaque fois 3 valeurs de courant de fuite (courant nul, 500 fA et 2 pA). Les courbes d'ENC et de gain / *offset* sont respectivement représentées en Figure V-28 et Figure V-29. Pour des raisons de clarté, j'ai choisi de ne pas afficher le détail des profils de bruit pour les pixels n°113 et 109, en préférant juxtaposer les valeurs moyennes obtenues sur la matrice complète pour les différents courants de fuite. Les tendances observées ici sont toutefois en tout point comparables à celles observées sur les pixels individuels.

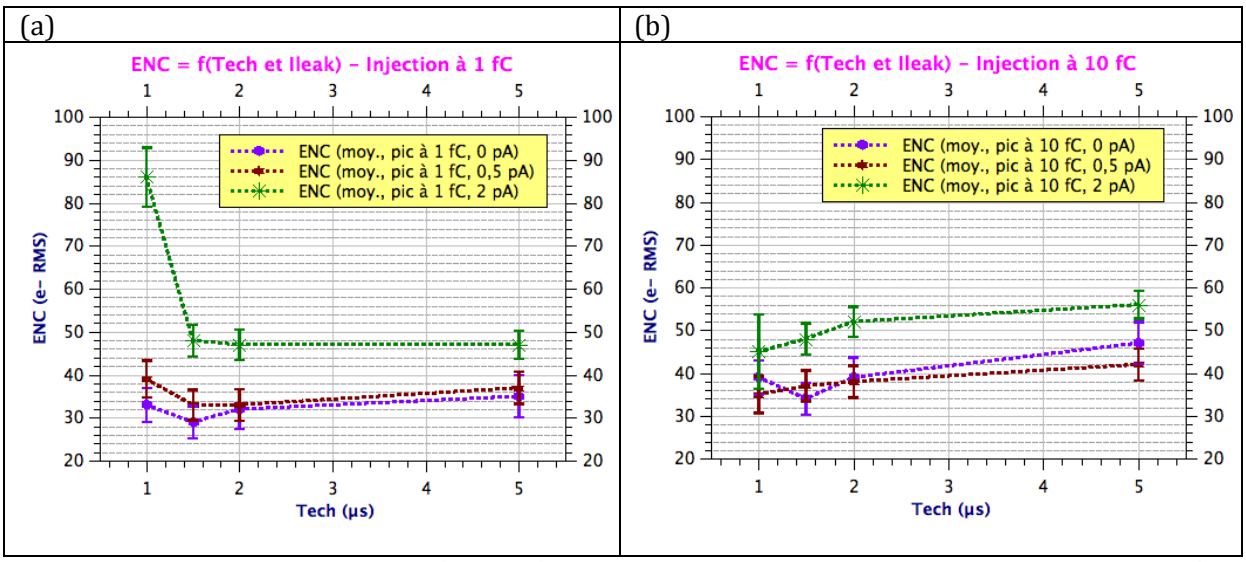

Figure V-28 : ENC en fonction de la période d'échantillonnage T_{ech} et du courant de fuite I_{leak}, pour les pics à 1 fC (a) et 10 fC (b) - Injection sur l'ASIC D^2R_1 de 1 à 10 fC, avec I_0 = 10 µA, I_{out} = 800 nA, pas de capacité externe, N_{ech}=16. Représentations des valeurs moyennes + écarts-type sur l'ensemble des pixels.

D'après le modèle de bruit proposé pour un filtrage MCDS, les variations de la période d'échantillonnage T_{ech} ne contribuent pas au bruit 1/f, ni au bruit thermique (l'expression donnant ENC_s^2 et faisant apparaître T_{ech} peut se réécrire pour ne dépendre que de N_{ech}). Seul le bruit parallèle est supposé évoluer en fonction de la période d'échantillonnage.

Pour de très faibles périodes d'échantillonnage, on pourrait éventuellement s'attendre à une remontée du bruit due au fait que les bruits des échantillons sur lesquels la moyenne est calculée ne sont pas totalement décorrélés et induisent sur la chaine l'équivalent d'un bruit à haute fréquence ; des conditions proches de $T_{ech}/\tau_{PAC} \leq 5$ – pour lesquelles l'expression du bruit série diverge notablement du modèle – peuvent être rencontrées pour une période T_{ech} minimale de 1 µs couplée à une constante de temps du PAC τ_{PAC} élevée (supérieure à 200 ns, soit des temps de montée t_r du signal de plus de 440 ns). Il convient toutefois de noter que de tels temps de montée semblent surestimés par rapport à ce qui a pu être mesuré en sortie de préamplificateur de charges, avec des valeurs n'excédant pas les 300 ns pour les courants I_{out} les plus forts ; la probabilité d'observer cet effet est donc faible ici.

Sur la plupart des profils d'ENC obtenus en Figure V-28, le bruit ne semble ainsi pas dépendre significativement de la période d'échantillonnage. Il y a souvent un minimum atteint pour T_{ech} = 1,5 µs, et une légère remontée du bruit pour les plus faibles périodes d'échantillonnage, de seulement 6 électrons au maximum. Toutefois, et de manière inexpliquée, on observe des comportements différents suivant le niveau d'injection, avec une forte remontée du bruit uniquement sur l'injection à 1 fC et pour un courant de fuite de 2 pA (surplus de près de 40 e^-).

En considérant les injections à 10 fC, le minimum d'ENC se déplace vers de plus faibles périodes en même temps que le courant augmente ; il n'y a plus de remontée du bruit visible pour les faibles périodes. Cet effet est toutefois conforme à ce qui était attendu, sans être particulièrement significatif (la contribution du bruit parallèle s'étendant davantage vers les faibles valeurs de T_{ech} pour des courants croissants). Dans la plupart des cas, on retiendra la valeur sur la période d'échantillonnage de 1,5 ou 2 µs, qui permet d'atteindre un optimum de bruit sans toutefois permettre d'aller plus bas qu'un minimum de 29 e^- de moyenne sur la matrice.

Une remontée des valeurs d'ENC aux fortes périodes d'échantillonnage due à l'augmentation du bruit parallèle à basse fréquence est aussi attendue ; lorsque l'on augmente trop le temps moyen entre les points qu'on différencie, on fait une différence sur des données de moins en moins corrélées et l'efficacité du filtrage est d'autant moins bonne. On ne constate néanmoins qu'une faible remontée du bruit ici (voire presque nulle), en particulier entre 1,5 et 5 µs (correspondant à des temps de *peaking* assez élevés de respectivement 24 et 80 µs qui devraient en théorie permettre de faire ressortir le bruit parallèle).
D'après le modèle d'ENC calculé avec l'ASIC Caterpylar sans capacité à l'entrée, cette augmentation attendue serait ainsi de 6 e^- (courant de 500 fA) et de 13 e^- pour 2 pA, pour des temps de *peaking* passant de 24 à 80 µs. Des résultats identiques sont prédits par le modèle de bruit parallèle en mode MCDS. Aucune dépendance claire au courant de fuite ne ressort néanmoins de l'évolution des courbes d'ENC mesurées sur les différents pics d'injection.

Pour l'ensemble des valeurs de T_{ech} imposées (hormis la plus faible à 1 µs), il y a en moyenne un surplus de 6 à 8 électrons de bruit par pico-ampère sur le courant de fuite. Là encore, l'augmentation du niveau de bruit électronique ne suit pas le modèle établi pour le bruit parallèle, qui est censé évoluer en $\sqrt{I_{leak}}$ pour des périodes d'échantillonnages laissées constantes.

De ces mesures, on en conclut néanmoins :

- Que l'effet du courant de fuite sur les valeurs de bruit est bien visible, avec une augmentation globalement uniforme de l'ENC quelles que soient les valeurs de T_{ech} considérées.

- Que l'augmentation du bruit électronique en fonction de la période d'échantillonnage n'est pas forcément visible, alors que la prédominance du bruit parallèle pour des valeurs de T_{ech} élevées devrait en théorie le faire ressortir. Ces observations corroborent la présence d'une source additionnelle de bruit, suffisamment importante pour écranter complètement l'évolution des niveaux d'ENC due au bruit parallèle.

- Que l'optimum de bruit électronique – en dépit des tendances pas toujours comprises – est atteint pour des périodes d'échantillonnage comprises entre 1,5 et 2 µs.

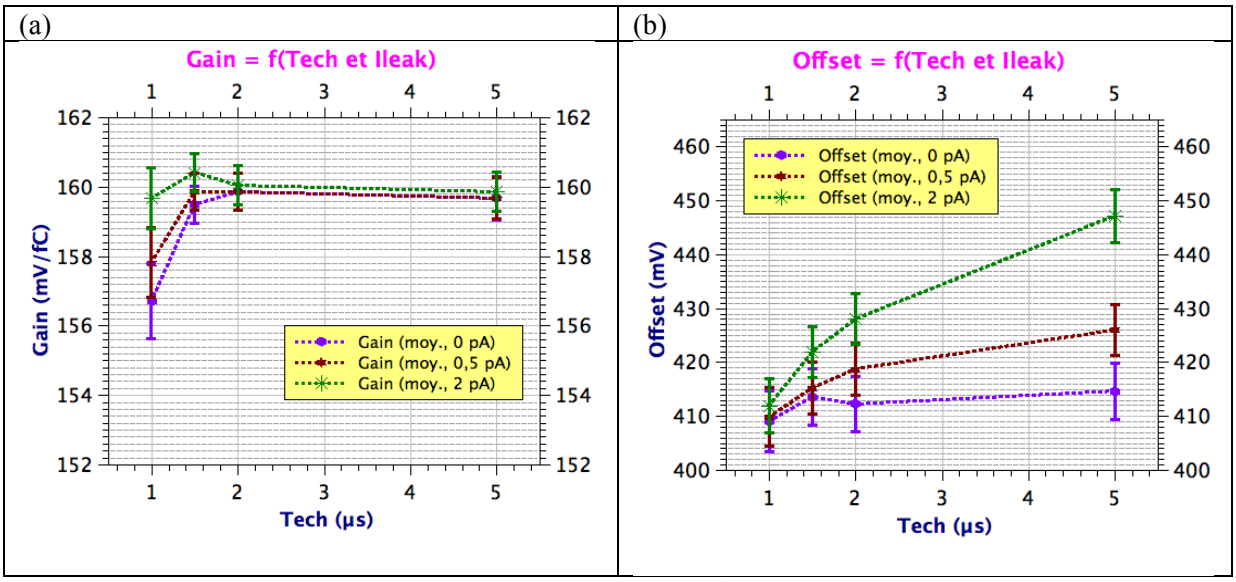

Figure V-29 : Gains (a) et *offsets* (b) en fonction de la période d'échantillonnage T_{ech} et du courant de fuite I_{leak}. Injection sur l'ASIC D²R₁ de 1 à 10 fC, avec I_0 = 10 µA, I_{out} = 800 nA, pas de capacité externe, N_{ech}=16. Représentations des valeurs moyennes + écarts-type sur l'ensemble des pixels.

Que ce soit sur la moyenne des 256 pixels, ou sur un pixel en particulier, à faible période d'échantillonnage et faible courant de fuite, le gain moyen baisse (de 1% dans le pire cas, cf. Figure V-29(a)). Cet effet, bien que très limité, n'est à ce jour pas compris, tout comme sa dépendance au courant. Comme introduit précédemment, j'ai exclu toute influence du temps de montée du préamplificateur de charge sur l'échantillonnage du signal et le calcul du gain.

Lorsqu'on augmente la période d'échantillonnage et/ou le courant de fuite, l'*offset* en entrée du différentiateur du pixel augmente. Avec du courant de fuite, même très faible, le signal du préamplificateur de charge est perché sur une pente d'autant plus importante que le courant de fuite est élevé. Lorsque l'on applique le traitement MCDS sur cette pente, on surestime la valeur de l'amplitude du signal du PAC d'une valeur d'autant plus élevée que la pente est grande. Dans le cas d'une pente constante (et donc d'un courant supposé constant), cette surestimation est vue comme un *offset* positif si la pente et le signal sont dans le même sens et négatif s'ils sont de sens contraire. Par ailleurs, plus le temps sur lequel on fait le traitement MCDS est grand, donc plus la période d'échantillonnage ainsi que le nombre d'échantillons sont élevés, plus cet effet est important (voir schéma Figure V-30).

Cette tendance est observable sur la Figure V-29(b), avec un *offset* qui augmente fortement en fonction de T_{ech} et des courants de fuite. Ces variations, qui restaient négligeables dans les précédentes mesures en fonction des courants de polarisation du PAC, deviennent ici importantes : on a une augmentation maximale de près de 4% pour I_{leak} = 500 fA, et jusqu'à 9% pour 2 pA. La dépendance au courant de fuite ne semble toutefois pas linéaire, comme attendu. Une autre origine pour cet effet est possible, renforcée par les légères fluctuations qui apparaissent sur les valeurs d'*offset* en fonction de la période d'échantillonnage pour un courant nul.

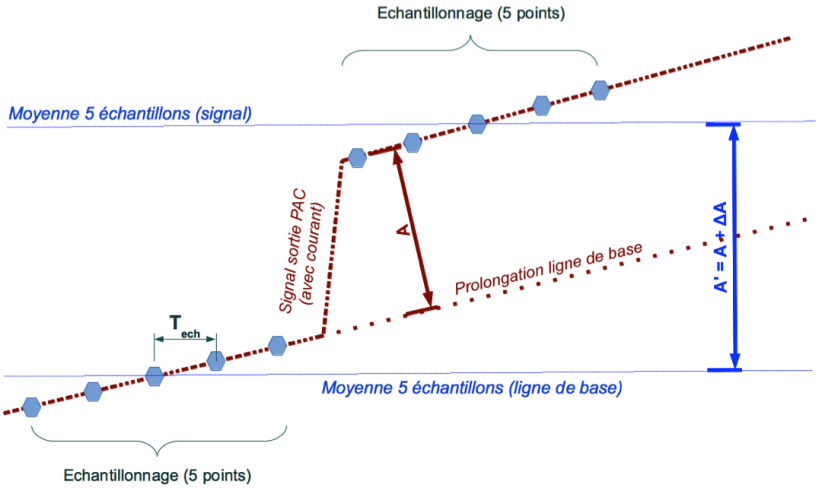

Figure V-30 : Illustration schématique de l'effet pouvant conduire à une augmentation de l'*offset* dans le cas d'un courant de fuite non-négligeable. On a ici un signal d'amplitude A qui vient se rajouter à la pente de la sortie du PAC (cette dernière étant due au courant du fuite). Pour des valeurs données de T_{ech} et N_{ech}, on va échantillonner des points sur cette sortie avant et après l'arrivée du signal. Les moyennes déterminées sur ces deux plages seront respectivement inférieures et supérieures aux valeurs réelles de la sortie du PAC avant et après l'arrivée du signal. La différence de ces deux moyennes donnera donc une amplitude A' qui sera surestimée d'une valeur ΔA par rapport à l'amplitude A du signal sorti du PAC.

Un moyen d'éviter ce phénomène et de réduire la dépendance de la chaine au courant de fuite est là encore de choisir une période d'échantillonnage inférieure ou égale à 1,5 µs, en gardant à l'esprit les problématiques de stabilité du gain et des éventuelles remontées du bruit décrites précédemment. Le choix d'un nombre d'échantillons plus réduit est aussi à envisager, mais au risque de rajouter davantage de bruit électronique (voir V.C.4.ii).

Lors de mesures spectrométriques avec un détecteur hybridé à l'ASIC, il sera nécessaire de s'assurer de la stabilité en température du système avant de réaliser chaque prise de données. Le risque majeur étant que des fluctuations sur le courant de fuite du détecteur – consécutives à des fluctuations de température – faussent les étalonnages en gain et en *offset* des chaines et dégradent significativement les résolutions en énergie mesurées sur les spectres.

ii. *Effet du nombre d'échantillons N_{ech} et du courant de fuite*

En fixant cette fois T_{ech} à 2 µs, j'ai fait varier le nombre d'échantillons N_{ech} de 1 à 16 (5 valeurs différentes), le tout pour les mêmes courants de fuite que précédemment (entre 0 et 2 pA). Les courbes d'ENC sont représentées en Figure V-31, et les paramètres d'étalonnage tels que les gains et *offsets* sont en Figure V-33.

En ayant choisi une période d'échantillonnage de 2 µs ainsi que des valeurs de N_{ech} entre 1 et 16, on balaye un intervalle de temps de *peaking* plus restreint de 2 µs à 32 µs (contre 16 à 80 µs en jouant sur T_{ech} pour 16 échantillons), *a priori* plus adapté pour observer le bruit thermique du PAC. Toujours d'après le modèle, le carré du bruit thermique – à période d'échantillonnage fixée – sera inversement proportionnel à N_{ech} ($ENC_s{}^2 \propto 1/N_{ech}$). Le bruit parallèle en dépendra lui aussi de manière significative ($ENC_p{}^2 \propto [2\,N_{ech}{}^2 + 1]/N_{ech}$) ; on peut s'attendre à le voir ressortir pour les valeurs de N_{ech} les plus élevées, à condition que le bruit thermique ait suffisamment diminué (il y a un facteur supérieur à 10 sur l'expression de $ENC_p{}^2$ entre 1 et 16 échantillons, pour un courant et une période d'échantillonnage constants).

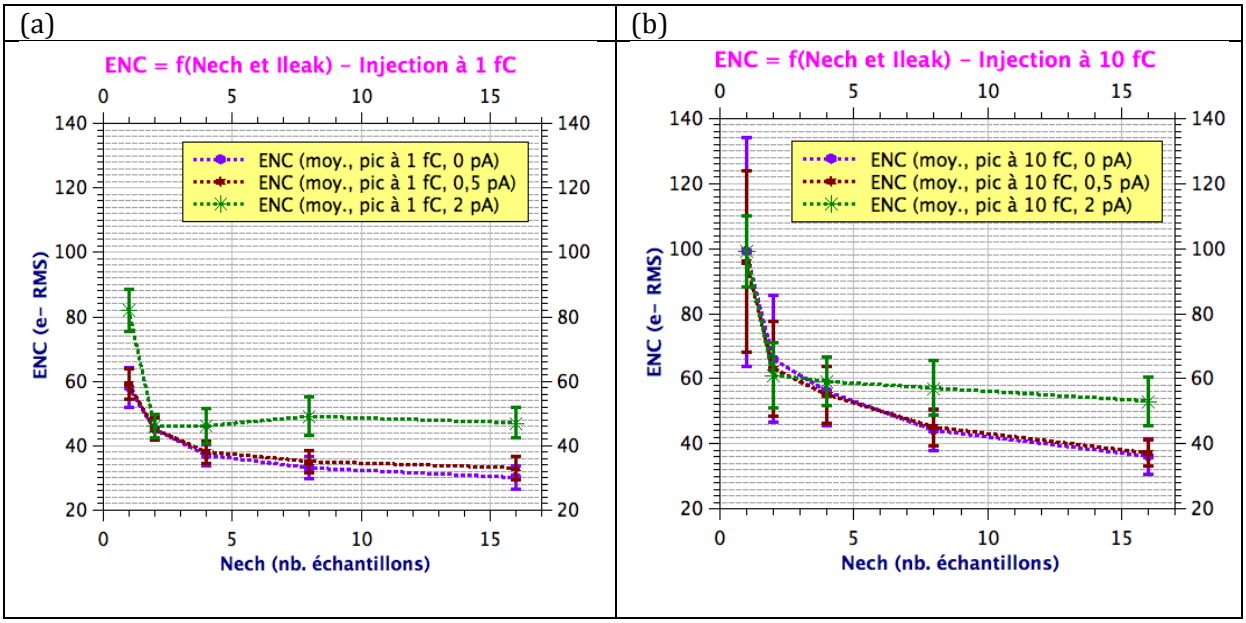

Figure V-31 : ENC en fonction du nombre d'échantillons N_{ech} et du courant de fuite I_{leak}, pour les pics à 1 fC (a) et 10 fC (b) - Injection sur l'ASIC D²R₁ de 1 à 10 fC, avec I_0 = 10 µA, I_{out} = 800 nA, pas de capacité externe, T_{ech} = 2 µs. Représentations des valeurs moyennes + écarts-type sur l'ensemble des pixels.

Sur les courbes d'ENC, on constate que la contribution du bruit thermique est très visible jusqu'à environ N_{ech} = 4 (équivalent de T_{peak} égal à 8 µs), le bruit électronique total passant de 58 à 37 e^- rms (pic à 1 fC, pas de courant). Dans le même temps, il y a une influence nulle (ou limitée) du courant de fuite. Par la suite, on continue d'observer une lente décroissance du bruit thermique au fur et à mesure que le nombre d'échantillons augmente. Pour les acquisitions menées sans courant, on vérifie que l'évolution du carré du bruit total est bien proportionnelle à $1/N_{ech}$, signe d'un filtrage progressif du bruit thermique par la chaine (Figure V-32).

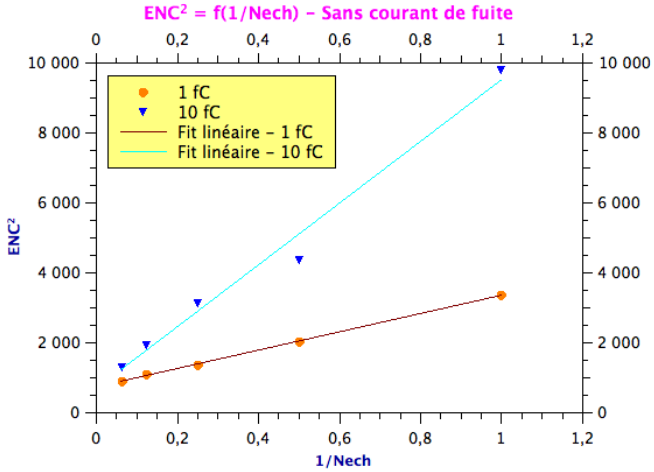

Figure V-32 : ENC² en fonction de $1/N_{ech}$, pour I_{leak}=0 (valeurs moyenne sur la matrice). La dépendance est linéaire, signe d'un filtrage du bruit thermique par la chaine au fur et à mesure que N_{ech} augmente.

L'effet du courant de fuite – et donc du bruit parallèle – ne commence à se manifester pour sa part qu'entre 4 et 8 échantillons. A l'image des courbes de la Figure V-28, il n'y a là encore pas de remontée visible due à ce dernier pour un nombre d'échantillons croissant.
En l'absence de cette remontée du bruit parallèle, le minimum est généralement atteint pour 16 échantillons. Pour le courant le plus élevé (2 pA), les valeurs d'ENC minimales semblent s'étendre vers les faibles nombres d'échantillons, conformément à ce qui est prédit par le modèle.

Je retiens néanmoins que - en règle générale - l'optimum sur le bruit électronique sera toujours atteint pour un nombre d'échantillons maximal. Là encore, il n'a pas été possible de réduire la moyenne de bruit de la matrice en dessous d'une valeur plancher de 29 e^-.

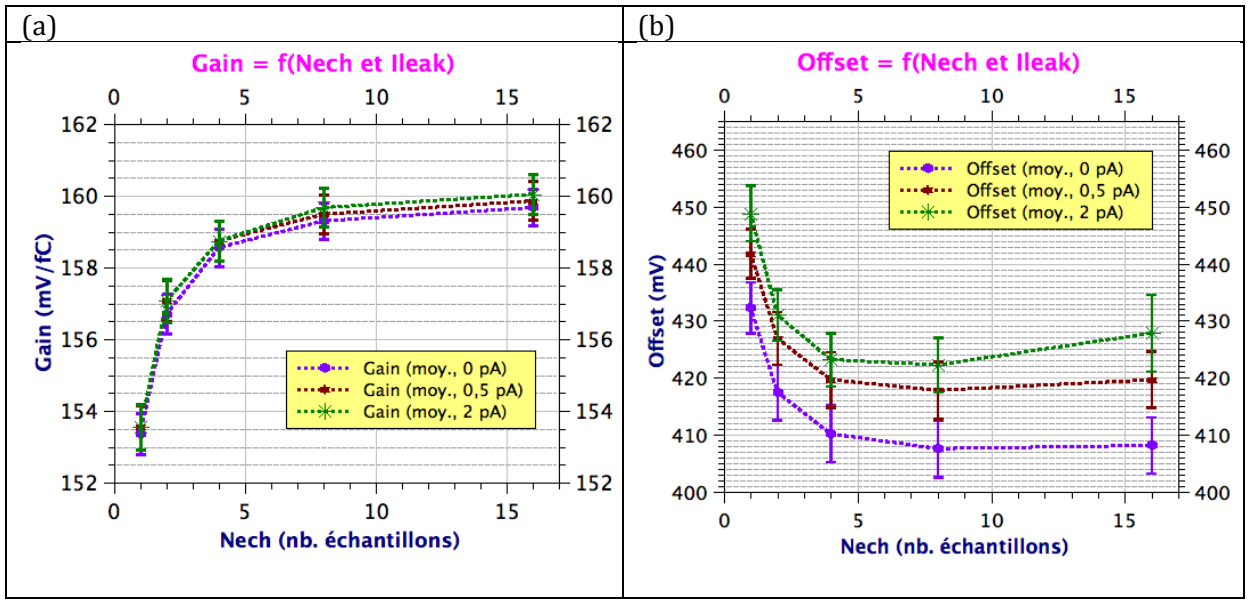

Figure V-33 : Gains (a) et offsets (b) en fonction du nombre d'échantillons N_{ech} et du courant de fuite I_{leak} - Injection sur l'ASIC D²R₁ de 1 à 10 fC, avec I_0 = 10 µA, I_{out} = 800 nA, pas de capacité externe, T_{ech} = 2 µs. Représentations des valeurs moyennes + écarts-type sur l'ensemble des pixels.

Que l'on considère soit un seul pixel, soit les valeurs moyennes sur toute la matrice, le gain est complètement indépendant du courant de fuite et augmente progressivement avec le nombre d'échantillons pour se stabiliser à sa valeur théorique. Cette variation peut être rapprochée de celle qui est observée en jouant sur la période d'échantillonnage, bien qu'elle soit nettement plus significative (baisse de plus de 4%, contre 1% au maximum).
Ce profil est facilement interprétable au regard de la géométrie de l'étage d'échantillonnage (Figure IV-7). Lorsque l'extraction de la moyenne sur la ligne de base ou le signal est requise, l'ensemble des capacités ayant servi à l'échantillonnage est commuté sur une unique sortie, en amont d'un *buffer*. La capacité C_{buf} de ce dernier n'est pas nulle, et est estimée en simulation autour de 100 fF. Au final, cela revient à mettre un ensemble équivalent à N_{ech} capacités C_{ech} de 4 pF en parallèle, branché en parallèle sur la capacité C_{buf}. La réponse d'un tel montage à une tension d'entrée V_{in} s'écrit alors :

$$\frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{N_{ech} \times C_{ech}}{N_{ech} \times C_{ech} + C_{buf}}$$

Le gain de la chaine en sera affecté, en supposant que cette perte d'amplitude est surtout visible sur la moyenne du signal (et minoritairement sur le niveau de la ligne de base). En ajustant la courbe de gain obtenue expérimentalement (Figure V-34), j'estime une valeur pour C_{buf} située entre 150 et 160 fF, légèrement plus importante qu'en simulation (gain d'environ 96% pour un seul échantillon, et de presque 100% pour N_{ech}=16).

Pour les mêmes raisons que celles exposées au paragraphe traitant de l'influence de la période d'échantillonnage, on s'attend à ce que l'*offset* augmente lorsque l'on augmente le courant de fuite, et ce d'autant plus fortement que le nombre d'échantillons N_{ech} sera élevé. C'est le cas à partir de 4-6 échantillons. Par contre, pour un nombre d'échantillon plus faible, on observe toujours une dépendance de l'*offset* au courant, mais également une hausse significative de ses valeurs entre 1 et 4 échantillons (près de 6%). Cet effet n'est pour l'instant pas compris.

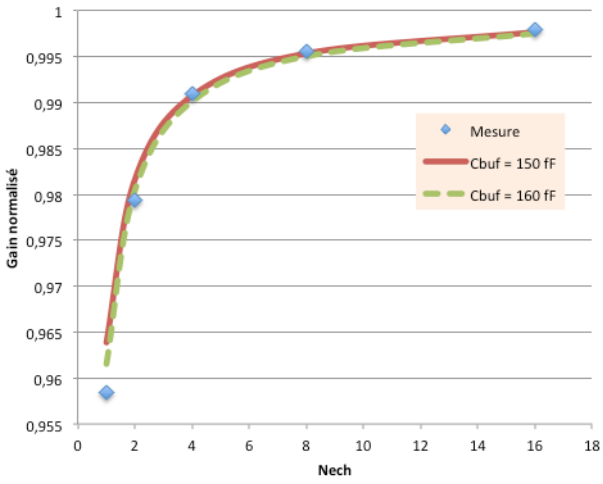

Figure V-34 : Gain en fonction du nombre N_{ech} d'échantillons, sans courant de fuite. Modélisation avec la capacité C_{buf} du buffer, estimée entre 150 et 160 fF.

D. Seuil bas en énergie

Comme mis en avant précédemment, le discriminateur n'est pas disposé à la sortie du filtre mais sur une branche parallèle (Figure IV-4 et Figure IV-5). Les raisons de ce choix tiennent au principe de fonctionnement même du filtrage MCDS, qui nécessite d'avoir en temps réel l'information de *trigger* pour réaliser instantanément le moyennage de la ligne de base puis l'acquisition et le moyennage du signal.
De ce fait, le discriminateur est directement connecté à la sortie du PAC et intègre son propre système de filtrage + détecteur de pics. Dans les faits, il s'agit d'un filtre de type CDS qui compare les échantillons deux à deux sur chaque front d'horloge et qui génère le trigger si la valeur dépasse un seuil de référence programmé.
La limite sur le seuil bas dépend donc uniquement du niveau de bruit dans la branche comprenant le discriminateur, et n'est pas directement reliée à l'ENC du système. Les conditions d'opération précédemment étudiées (hormis la fréquence d'échantillonnage) n'auront ainsi aucune conséquence sur le fonctionnement du bloc de discrimination.

En premier lieu, nous cherchons à estimer la charge minimale mesurable par une chaine. Pour cela, on règle le seuil de référence du discriminateur à une valeur minimale n'assurant aucun déclenchement parasite. Le motif d'injection de la Figure V-10 est conservé, mais fortement atténué pour générer 10 échelons de tension linéairement espacés allant de 1 à 10 mV, équivalents à des énergies entre 0,69 et 6,90 keV dans un cristal de CdTe.
La réponse de l'ASIC à cette injection est mesurée en mode MCDS via un ADC externe (Figure V-35).

Sur le spectre, le premier pic n'est pas détecté (injection de 1 mV équivalente à une énergie de 0,69 keV), signe que son énergie est inférieure au seuil de déclenchement minimal fixé sur le discriminateur.
Avec un seuil bas encore plus réduit, il est possible que – compte-tenu des excellentes performances spectrométriques de la chaine – ce pic soit théoriquement mesurable, mais il se trouverait très probablement noyé au milieu d'un très grand nombre d'évènements parasites résultant d'auto-déclenchements de la chaine sur du bruit. On estime ainsi le seuil bas réel de l'ASIC inférieur à 1,38 keV (équivalent à 312 e^-) et correspondant à l'énergie du premier pic effectivement détecté.

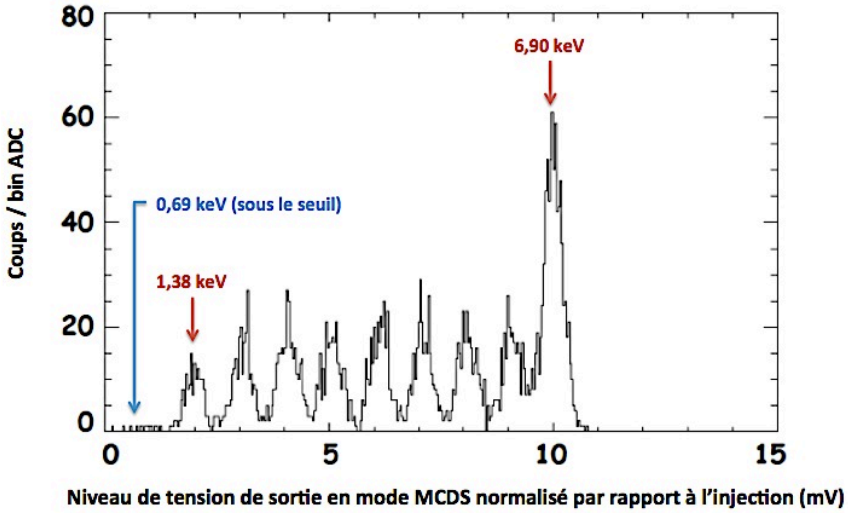

Figure V-35 : Réponse de l'ASIC D^2R_1 en mode MCDS à un motif d'injection de 10 échelons de tension entre 1 et 10 mV (0,69 – 6,90 keV). Le niveau de seuil bas fixé sur les discriminateurs a été réglé à sa valeur minimale possible (*i.e.* ne générant pas d'auto-déclenchements sur du bruit). Seuls 9 pics sont détectés (entre 1,38 et 6,90 keV), tandis que le pic de plus basse énergie (0,69 keV) passe sous le seuil.

Ce résultat est conforté et affiné par une seconde approche complémentaire. En conservant la calibration de la chaine en mode MCDS issue de la mesure précédente entre 0,69 et 6,90 keV, on coupe toute injection de charges dans l'ASIC tandis que la référence de seuil bas du discriminateur est fixée à une valeur encore plus réduite, autorisant cette fois des déclenchements continus.
Les amplitudes mesurées par la chaine correspondent alors aux seuls évènements de bruit, et sont représentées calibrées en énergie à la Figure V-36.

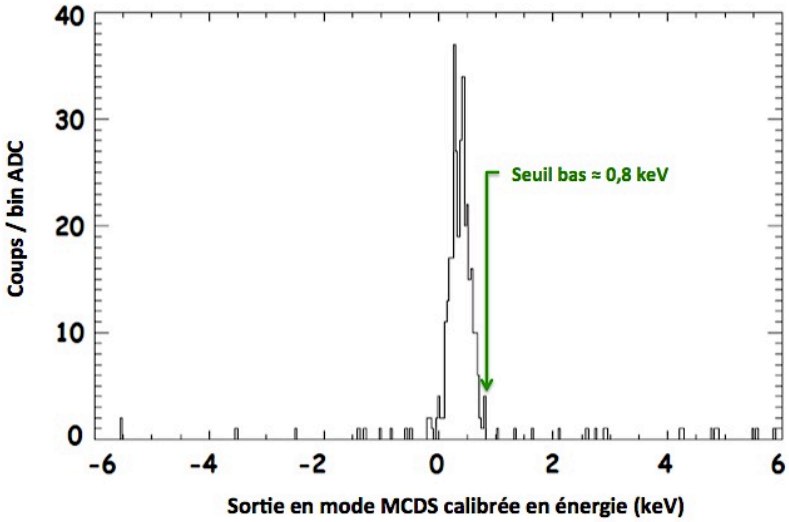

Figure V-36 : Réponse de l'ASIC D^2R_1 en mode MCDS aux évènements de bruit (auto-déclenchement de la chaine en l'absence d'injection de charges). Les amplitudes en sortie sont exprimées en termes d'énergies équivalentes dans du CdTe. Les évènements de bruit se manifestent en dessous de 0,8 keV, qui représente l'énergie du seuil bas.

Les énergies équivalentes mesurées sur le pic de bruit vont de 0 keV à environ 0,8 keV. Au delà, aucun événement d'énergie supérieure n'apparaît. La chaine ne pourra donc pas déclencher sur le bruit électronique pour un seuil bas fixé à cette valeur sur le discriminateur.
On considère donc que le seuil bas réel de déclenchement de la chaine est de 0,8 keV, équivalent à une tension injectée de 1,16 mV et 180 e^-. Cela explique aussi pourquoi le pic à 1 mV ne ressort pas sur le spectre de la Figure V-35, son énergie passant sous le seuil minimal. Cette valeur de seuil est à comparer aux niveaux de bruit obtenus en mode MCDS pour N_{ech}=1. D'après la Figure V-31, en

l'absence de courant de fuite en mode CDS (MCDS pour N_{ech}=1), l'ENC vaut 100 électrons en moyenne. Cette valeur devrait nous amener à un seuil en énergie de 400 (seuil à 4-sigma) à 600 (seuil à 6-sigma) électrons au lieu des 180 e^- mesurés. La mesure de seuil nous confirme donc qu'il existe une source de bruit en excès qui se situe en aval du préamplificateur et de son suiveur, tous les deux communs à la voie énergie et la voie discrimination.

Cette valeur est relativement faible, et inférieure au seuil bas de l'ASIC IDeF-X HD (cf. Chapitre 3). A ce titre, il s'agit d'un résultat très prometteur pour notre projet rendant possible des mesures à des énergies de l'ordre du keV.
Il ne faut toutefois pas oublier que ces caractérisations ont été effectuées sans la présence de détecteur, et que l'hybridation de ce dernier rajoutera une contribution de la capacité et du courant de fuite qui relèvera le niveau du seuil bas. Il est difficile d'estimer à quel point sa valeur réelle en sera affectée, mais on peut s'attendre à des niveaux comparables à ceux de Caliste HD, soit dans les objectifs fixés.

E. Consommation

En plus des prérequis sur les performances spectroscopiques de l'ASIC D^2R_1, le cahier des charges du projet MC2 vise à conserver une même densité de puissance sur la matrice en comparaison de la génération précédente de spectro-imageur. Cela impose une réduction de la consommation électrique de chaque voie de près d'un facteur 4.
Avec environ 800 µW de consommation par canal sur Caliste HD pour une densité de puissance correspondante de 2,1 mW/mm^2, une consommation de seulement 200 µW par canal est requise sur D^2R_1. En comptabilisant les circuits périphériques, la simulation numérique du circuit lors du *design* a donné une consommation totale théorique de 181 µW par canal [1], parfaitement en adéquation avec les prérequis.
Lors de la caractérisation expérimentale de la puce, j'ai pu mesurer – via les alimentations sur la carte-mère – les consommations des différents blocs de l'ASIC. Les résultats obtenus sont synthétisés en Table 4.

Alimentation	Consommation (ramenée en µW par canal)
1,8 V (blocs analogiques et numériques)	202,6
3,3 V (analogique : *buffers* de lignes et étages de CDS)	44,6
1,3 V (analogique : tension source des transistors d'entrée des PACs)	10,7
3,3 V (numérique : principalement les circuits périphériques)	56,8
Total (mesure)	**314,6**
Total (simulation [1])	**181**

Table 4 : Consommation électrique mesurée sur les différentes alimentations de l'ASIC et comparaison avec la simulation (valeurs en µW/pixel).

Il ressort de ces résultats que la consommation totale du circuit s'élève à près de 315 µW par pixel, bien supérieure aux 181 µW par pixel attendus. En termes de densité de puissance sur la surface occupée par les 256 voies, cela équivaut à 3,5 mW/mm^2. Un calcul un peu plus « réaliste » prenant en compte la surface totale de l'ASIC (chaines + surface des circuits périphériques) donne une valeur ramenée à 2,76 µW/mm^2, mais toujours trop élevée de 38% par rapport aux objectifs initiaux.

La consommation des principaux blocs fonctionnels détaillée en Table 4 est très proche des valeurs simulées, hormis sur l'alimentation à 1,8V. La quasi-totalité de la surconsommation observée provient de cette dernière section qui alimente les différents éléments de la chaine spectroscopique.
Lors de la mise en œuvre préliminaire de la puce, j'ai eu en particulier à augmenter significativement (+ 75%) les courants de polarisation délivrés de manière commune aux deux étages suiveurs (*buffers*) de chaque chaine : le suiveur en sortie de PAC et le suiveur placé après le moyenneur (Figure IV-5). Ce choix a permis d'atteindre les niveaux de bruit optimaux présentés au cours de ce chapitre, mais au

prix de l'augmentation importante de la consommation due à ces étages. Il n'est d'ailleurs pas exclu que cette surconsommation et l'excès de bruit observé sur la puce aient une origine commune.
En s'en tenant aux valeurs nominales sur les courants appliqués aux *buffers*, j'ai pu obtenir une consommation globale de 170 µW par pixel, très proche de la valeur simulée. En revanche, cette réduction de la densité de puissance s'est accompagnée d'une augmentation importante du bruit électronique qui est passé de 29 e^- rms en moyenne sur toutes les voies à plus de 40 e^-.

J'ai volontairement choisi de privilégier les performances spectroscopiques à la consommation pour ces premiers tests, en cherchant à obtenir les niveaux d'ENC les plus bas. En augmentant encore le courant délivré aux suiveurs, il n'a pas été possible de descendre en dessous de cette moyenne de 29 e^- rms de bruit sur l'ASIC qui semble constituer une limite intrinsèque à la puce. La consommation correspondant à ces performances optimales (315 µW par pixel) représente néanmoins une division de plus d'un facteur 2,5 par rapport à la caméra Caliste de dernière génération pour une réponse en bruit nettement améliorée.

VI. Bilan, et résolutions en énergie attendues

Au cours de ce chapitre, j'ai mis en œuvre et caractérisé avec succès deux ASICs. Sur l'ASIC de test IDeF-X Caterpylar, les performances en bruit se sont montrées excellentes, avec des bruits plancher de moins de 10 e^- rms et des performances attendues de l'ordre de la vingtaine d'électrons avec un détecteur de faible capacité (0,3 pF). Les retours d'expérience de ce circuit ont permis la réalisation de l'ASIC matriciel D^2R_1, dédié à l'application MC2.

En raison de la complexité de ce circuit et de l'utilisation d'un filtrage MCDS – nouveau pour un tel système de spectro-imagerie – la réponse en bruit n'a pas pu être complètement modélisée et comprise. Il est probable que la nature même de l'ASIC, couplant des signaux numériques de séquencement au sein des chaines de traitement analogiques à bas bruit, soit à l'origine de la contribution supplémentaire à l'ENC observée, d'environ 23 e^- rms.

Lors de mes tests, j'ai étudié l'influence des conditions d'opération du préamplificateur de charges ou du filtrage (courant de polarisation du transistor d'entrée, courant de sortie, période d'échantillonnage, nombre d'échantillons). L'objectif principal était de minimiser autant que possible le bruit électronique total en jouant sur ces paramètres. Au final, il n'a pas été possible de descendre en dessous d'une moyenne de 29 e^- sur les 256 voies de la matrice, avec des minimas à 24 e^- sur certaines d'entre elles.

En gardant la même contribution à la capacité et au courant de fuite que l'ASIC Caterpylar étudié, les niveaux d'ENC attendus une fois la puce D^2R_1 hybridée à un détecteur CdTe sont de l'ordre de 32 e^- (0,3 pF, 0,5 pA) ou 46 e^- (pire cas, avec une capacité de 1 pF et 5 pA de courant de fuite).
Ces bruits correspondent à des résolutions en énergie sur le détecteur (Figure VI-1) de respectivement 575 eV FWHM à 60 keV (cas optimiste) et 670 eV FWHM (pires conditions), inférieures dans tous les cas aux meilleures valeurs jusque là mesurées avec Caliste HD et les ASICs IDeF-X HD ([11] et Chapitre 3) pour une consommation par voie bien inférieure (181 µW par canal contre 800 µW). Le gain est encore plus flagrant sur la raie à 13 keV de l'americium, avec des résolutions estimées de 395 keV (32 e^-) et 525 keV (46 e^-).

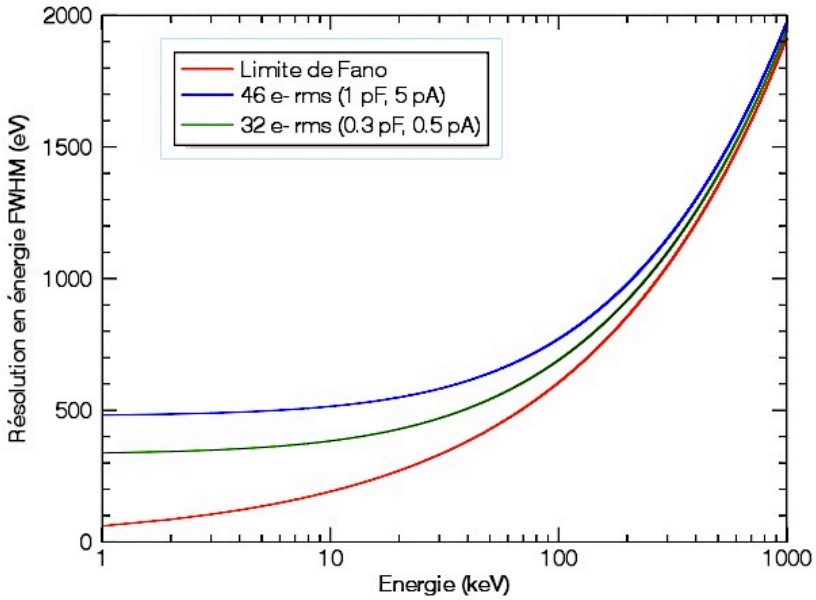

Figure VI-1 : Résolutions en énergie estimées sur l'ASIC D^2R_1 connecté à un détecteur CdTe pixellisé, avec respectivement un ENC total de 32 e^- rms (capacité de 0,3 pF et courant de fuite de 0,5 pA) et 46 e^- (capacité de 1 pF et courant de 5 pA).

La Table 5 situe D^2R_1 par rapport aux autres ASICs matriciels dédiés à la spectro-imagerie de rayons X-durs et gamma avec du CdTe. Elle confirme son excellent positionnement en termes de spectrométrie.

	D^2R_1 (sans détecteur)	JAXA [13]	Hexitec [14,15,16,17]	Caltech [18,19]
Pitch	300 µm	270 µm	250 µm	600 µm
Matrice	16×16	12×12	80×80	32×32
Seuil bas	≈ 2 keV *(estimé)* *(≈ 1 keV sans détecteur)*	4 keV	4 keV	5 keV
Limite de dynamique	≥ 280 keV	300 keV	200 keV	100 keV
FWHM (60 keV)	≈ 0,6 keV *(estimé)*	0,9 keV	1 keV	0,9 keV
Consommation par canal	315 µW	330 µW	-	50 µW *(ASIC seul)*
Densité de puissance	2,76 mW/mm^2	1,67 mW/mm^2	-	0,12 mW/mm^2 *(ASIC seul)*
Zone morte	21%	43%	5%	12%
Type de filtrage	MCDS	Semi-Gaussien	Semi-Gaussien	Extraction de 16 échantillons + post-traitement

Table 5 : Comparaison de l'ASIC D^2R_1 avec les autres ASICs matriciels dédiés à la spectro-imagerie X-dur et gamma avec du CdTe (d'après [1]).

Ainsi, malgré le bruit en excès, on peut raisonnablement penser que l'hybridation de l'ASIC D^2R_1 à un détecteur CdTe matriciel adapté nous permettra d'obtenir un spectro-imageur aux résolutions en énergie jusqu'ici inégalées, tout en conservant encore une marge de progression certaine.

Bibliographie du chapitre 4

[1] A. Michalowska, "Etude et développement d'ASIC de lecture de détecteurs matriciels en CdTe pour application spatiale en technologie sub-micrométrique profonde", Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 2013.
[2] Z.Y. Chang, W. M. C. Sansen, "Low-noise wide-band amplifiers in bipolar and CMOS technologies", Kluwer Academic Publishers, Norwell, Chapitre 5 (1991).
[3] G. Lutz, "Semiconductor Radiation Detectors", Springer, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1999).
[4] A. Meuris, "Etude et optimisation du plan de détection de haute énergie en Cd(Zn)Te de la mission spatiale d'astronomie X et gamma Simbol-X", Thèse de doctorat, Université Paris 7 Denis Diderot, 2009.
[5] B. P. F. Dirks, "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.
[6] V. Radeka, "Integrated Circuit Front Ends for Nuclear Pulse Processing", IEEE Nuclear Science Symposium & Medical Imaging Conference, 2012.
[7] A. Michalowska, O. Gevin, O. Limousin, X. Coppolani, "Multi-dimensional optimization of charge preamplifier in 0.18 µm CMOS technology for low Power CdTe spectro-imaging system", Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf. (NSS/MIC/RTSD), 2011, Pages 653-659.
[8] O. Gevin, A. Michalowska, O. Limousin, C. Tindall, S. Dubos *et al.*, "Low power, low noise, Charge Sensitive Amplifier in CMOS 0.18 µm technology for the readout of fine pitch pixelated CdTe detector", Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf. (NSS/MIC/RTSD), 2012, Pages 848-853.
[9] B. Ravazi, "Design of analog CMOS integrated circuits", McGraw-Hill Higher Education (2001).
[10] A. Michalowska, O. Gevin, O. Limousin, C. Tindall, "Multi-Correlated Double Sampling vs. analog shaper: Low power ASIC for pixelated CdTe", Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf. (NSS/MIC/RTSD), 2012, Pages 834-838.
[11] O. Gevin *et al.*, "Imaging x-ray detector front-end with high dynamic range: IDeF-X HD", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 695, 2012, Pages 415–419.
[12] G. Sato, *et al.*, "Development of Low Noise Front-End ASIC for Hybrid CdTe Pixel Detectors", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 58, Part. 3, 2011, Pages 1370-1375.
[13] G. Sato, *et al.*, "Development of Low Noise Front-End ASIC for Hybrid CdTe Pixel Detectors", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 58, Part. 3, 2011, Pages 1370-1375.
[14] L. Jones, *et al.,* "HEXITEC ASIC – a Pixellated Readout Chip for CZT Detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 604, 2009, Pages 34-37.
[15] P. Seller, *et al.*, "Pixellated Cd(Zn)Te High Energy X-Ray Instrument", Journal of Instrumentation, Vol. 6, Part. 12, 2011.
[16] P. Seller, "CZT Room-Temp Semiconductor Detector", Hexitec Presentation, 2007, Barcelone.
[17] M.D. Wilson, *et al.*, "Multiple Module Pixellated CdTe Spectroscopic X-Ray Detector", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 60, Part. 2, 2013, Pages 1197-1200.
[18] F. A. Harrison, *et al.*, "The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) High Energy X-Ray Mission", Astrophysical Journal, Vol. 770, 2013, Page 19.
[19] Rana, *et al.*, "Development of Focal Plane Detectors for the Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) Mission", Proc. SPIE, UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XVI, 2009, 743503.

Chapitre 5 : Modélisation, simulation et optimisation du détecteur CdTe

I. Introduction : contexte / motivations pour un modèle mathématique du détecteur

En parallèle de mes travaux visant à caractériser finement les électroniques frontales spécialement développées pour l'application MC2 (ASIC de test Caterpylar, puis prototype d'ASIC matriciel D^2R_1), j'ai développé une activité de simulation et de modélisation du détecteur CdTe associé. Ce travail est guidé par la nécessité d'optimiser le design du détecteur à reporter sur l'électronique de lecture par *flip-chip*, en apportant une attention toute particulière à la pixellisation de ce dernier afin d'en comprendre les performances et les limites.

L'utilisation d'une technique d'hybridation telle que le *flip-chip* sur un ASIC matriciel impose de garder un pas commun aux pixels de l'ASIC et du détecteur, à l'opposé de la configuration de type « Caliste » où les ASICs peuvent être hybridés sur des détecteurs de pas variables, typiquement entre 500 et 2000 microns avec le même circuit – le pas est ajusté par le *packaging* lui-même qui joue alors le rôle de « pitch adapter » ou adaptateur de pas de pixels. Comme vu précédemment, le pas de l'ASIC D^2R_1 est fixé à 300 µm, soit une densité de pixels quasiment quadruplée en comparaison de la précédente génération Caliste-HD [1]. Cette valeur de *pitch* réduite a évidemment des conséquences de plusieurs ordres sur les performances des détecteurs - effets que je dois évaluer et estimer avec précision - mais n'intervient pas directement dans la discussion sur l'optimisation de la géométrie réalisée dans ce chapitre (le *pitch* étant fixé dès l'origine).

Les véritables moyens d'optimisation de la géométrie des détecteurs utilisés pour le projet MC2 sont d'une part l'épaisseur du cristal, et d'autre part la configuration de l'anode pixellisée qui porte ici respectivement sur les dimensions de la surface métallisée (pixel) et de la surface non-métallisée (zone inter-pixels). Je définis ainsi le ratio *w/p* (largeur du pixel *w* sur pitch *p*) compris entre 0 et 1 selon les configurations, et qui est utilisé dans la suite du chapitre pour décrire les différentes géométries de la surface pixellisée étudiées (Figure I-1).

Egal à 0,84 pour la géométrie de Caliste HD (pixels carrés de 525 µm de côté avec un pitch de 625 µm), 0,86 dans le cas de Caliste 256 (pixel de 500 µm et pitch de 580 µm) [2] et 0,90 pour Caliste 64 (pixel de 900 µm et pitch de 1 mm) [3], je cherche à définir de manière optimale ce ratio dans le cadre de la R&D pour le projet MC2. En effet, passer d'un pitch de 625 µm à 300 µm suppose – en prenant pour exemple la valeur *w/p* de Caliste HD – réduire la surface d'un pixel de près de 77%. Dans le même temps, la surface interpixel continue à représenter environ 28% de la surface de l'anode mais les pixels ne sont séparés que de 48 µm les uns des autres contre 100 µm auparavant.

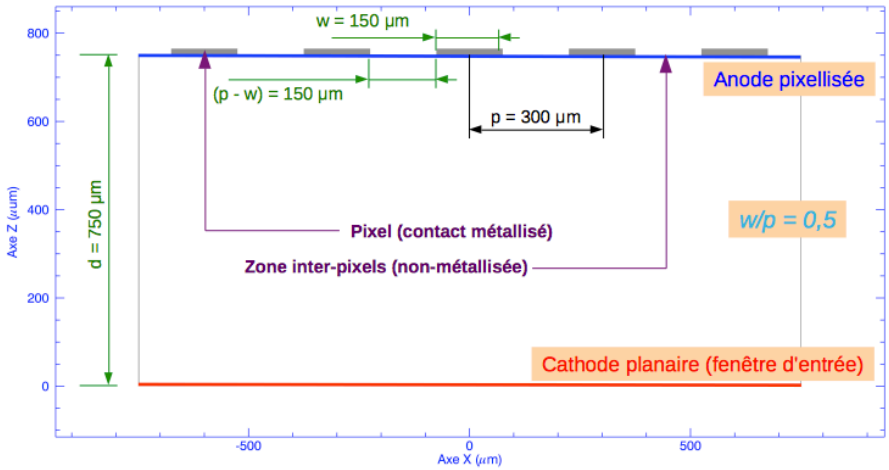

Figure I-1 : Représentation schématique en coupe d'un détecteur pixellisé d'épaisseur *d* = 750 µm, comportant une cathode planaire (fenêtre d'entrée des photons) et une anode pixellisée au pas de 300 µm. Le ratio *w/p* choisi pour cet exemple est de 0,5, ce qui signifie que l'anode est subdivisée en contacts métallisés de 150 µm de côté (les pixels), séparés les uns des autres par une partie non-métallisée (zone inter-pixels) de 150 µm elle aussi. L'épaisseur *d*, ainsi que les dimensions des pixels (*w*) et de la zone inter-pixel (*p-w*) sont ici des paramètres d'optimisation, pour un *pitch p* gardé fixe. La définition des axes est conservée dans la suite du chapitre, avec la surface du détecteur contenue dans le plan décrit par les axes X et Y.

Les tailles de pixels et la répartition entre les zones métallisées ou non-métallisées ont des impacts de plusieurs ordres sur les performances du détecteur, parfois antagonistes:

- Impact de la taille de *w/p* sur les performances spectrométriques :

  - Des petits pixels permettent un meilleur écrantage de la contribution des trous au signal induit suite à l'interaction de photons de faible énergie (effet dit « petits pixels »). Les effets des pertes sur la résolution spectrale, dues à la recombinaison des trous sont alors minimisées ainsi que le déficit balistique lié à ces derniers, et la collecte de la charge induite dans le détecteur en est améliorée. La détermination du gain apporté par la taille des pixels sur la collecte des porteurs de charge est ainsi un objectif de mon étude, et doit être évalué au regard d'autres effets prenant place dans le détecteur.

  - De même, la réduction de la taille des pixels à *pitch* constant tend a réduire la capacité électrique du pixel et donc à diminuer sa contribution au bruit électronique (bruit série et bruit 1/f). Un ratio *w/p* inférieur a éventuellement pour effet de diminuer encore la contribution de la capacité du détecteur, l'ASIC D^2R_1 ayant été spécifiquement conçu pour être interconnecté sur des détecteurs à très faible capacité d'entrée C_{IN} (estimée autour de 0,3 pF lors du *design*, avec une marge d'erreur permettant d'aller jusqu'à 1 pF). L'évaluation fine de la capacité électrique induite par les différentes configurations de l'anode pixellisée est nécessaire, ainsi que la quantification des variations de capacité en termes de niveaux de bruit électronique sur l'ASIC, et par conséquent en terme de résolution spectrale.

  - Comme vu au chapitre 3, la diminution du ratio *pixel-pitch* s'accompagne d'une augmentation de la surface inter-pixel et *a priori* de la probabilité de générer et détecter des charges induites sur plusieurs pixels voisins (partage de charge et évènements multiples). Dans le cas d'une interaction conduisant à une charge induite sur deux pixels voisins (quasi-totalité des partages de charges dans nos géométries), deux voies de l'ASIC sont déclenchées simultanément si les signaux dépassent le seuils bas et les charges induites sur chacun des pixels enregistrées. Le fait de créer des évènements multiples n'est pas problématique en soit – l'ASIC D^2R_1 étant conçu

pour traiter de tels évènements – si ce n'est que les résolutions en énergie des signaux reconstruits par sommations sont sensiblement dégradées par rapport à des évènements « simples » (les bruits des deux voies se somment quadratiquement en l'absence de bruit corrélé, la résolution spectrale étant alors au mieux $\sqrt{2}$ fois plus élevée). Les effets sont d'autant amplifiés dans le cas d'évènements triples ou quadruples. Ces phénomènes de partage de charge tendent à dégrader la résolution globale, en opposition aux avancées réalisées sur les niveaux de bruit électronique de la chaîne de traitement du signal. La compréhension des origines ainsi que la réduction du taux de partage de charges à un niveau aussi bas que possible est donc nécessaire.

- On a vu aussi au chapitre 3 que l'augmentation de la largeur de la zone inter-pixels couplée à une diminution de la taille des pixels s'accompagne de pertes sur l'énergie du signal reconstruit pouvant aller jusqu'à environ 10% du signal sur Caliste HD [4], signe d'une collecte incomplète de la charge entre les deux pixels (exemple Figure I-2). L'enjeu est donc d'évaluer les effets du partage des charges sur les performances spectrométriques pour différentes configurations proposées, en prenant en compte d'une part la distribution de l'énergie dans le détecteur lors d'une interaction, et d'autre part la diffusion du nuage de porteurs de charges lors du transport sous l'effet du champ électrique appliqué au cristal. Les éventuelles distorsions du champ électrique dans le volume du détecteur, ou éventuellement d'autres phénomènes pouvant affecter l'induction du signal dans la zone inter-pixel sont à prendre en compte pour expliquer ces pertes, ces dernières ne pouvant pas être expliquées de manière triviale.
  Ce dernier aspect constitue une voie d'optimisation extrêmement importante, plus encore que le taux d'évènements partagés ; en effet si ces derniers peuvent être facilement isolés compte tenu du mode de déclenchement des voies sur l'ASIC, les effets de seuil peuvent faire qu'un événement partagé soit vu comme un événement « simple » – comme explicité au chapitre 3. Si l'on rajoute une mauvaise détermination de l'énergie sur ces évènements, cela peut conduire à affecter aussi le spectre des évènements simples et dégrader la résolution en énergie de ce dernier (traîne à gauche du pic photoélectrique) – d'autant plus significative que le taux de partage de charges est élevé sur un détecteur à pitch réduit.
  De plus, et de manière générale, une non-uniformité dans l'induction du signal au sein du détecteur n'est évidemment pas souhaitable.

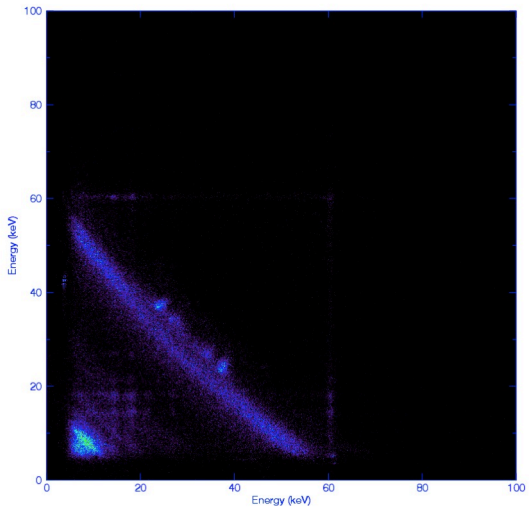

Figure I-2 : Diagramme de corrélation : répartition de la fraction d'énergie déposée entre deux pixels voisins (CALISTE HD / MACSI), source de ^{241}Am (échelle arbitraire). Les effets de seuil, la fluorescence autour de 23 et 27 keV ainsi qu'une légère perte sur la somme de l'énergie déposée lors de phénomènes de partage de charges sont clairement visibles.

- Impact de *w/p* sur les performances en imagerie :

    - De la même façon que pour les performances spectrométriques, la taille des pixels joue un rôle dans la résolution spatiale de MC2. Il a été montré que la reconstruction des évènements multiples et notamment doubles et quadruples permet de localiser la position de l'interaction dans une surface plus restreinte que celle d'un simple pixel (bande entre deux pixels ou espace à la jointure de quatre pixels) [5]. Il est là encore utile d'évaluer le précisément la proportion d'évènements simples sur le nombre d'évènements en partage de charges sur la surface du détecteur, pour plusieurs configurations. Les tailles des pixels et des espaces inter-pixels sont notamment à mettre en rapport avec les diamètres des nuages de charges générés par l'interaction des photons dans le détecteur CdTe.

    - Une activité récente entreprise au laboratoire consistait à évaluer les capacités des modules CALISTE à mesurer la polarisation linéaire de faisceaux de rayons X durs jusqu'à 300 keV, d'intérêt majeur pour l'astrophysique. Un modèle a été développé à cette fin et confronté avec succès aux données expérimentales [6, 7]. La pixellisation du détecteur est un facteur clé jouant sur les performances polarimétriques, notamment à basse énergie.

Un premier démonstrateur de MC2 a été assemblé en incorporant un détecteur de 0,75 mm hybridé à l'ASIC D^2R_1 (mise en œuvre au chapitre 6). Les contacts font 250 µm de côté, pour un inter-pixel large de 50 µm (*w/p*=0,83), proche du rapport utilisé pour la dernière version des modules Caliste. Cette activité de modélisation, en plus de permettre la recherche d'un optimum pour les futurs détecteurs, doit aider à évaluer de manière rigoureuse les performances de ce démonstrateur au regard des problématiques soulevées précédemment. Les valeurs extraites (taux de partage de charges, efficacité, pertes de charges et capacité) seront à comparer avec les premiers résultats expérimentaux, permettant une validation croisée des modèles de simulation mis en place.
Aussi, quelques démonstrateurs ont été réalisés avec une épaisseur de cristal de 2 mm. Bien que la géométrie plus fine de 750 µm soit privilégiée pour les développements futurs, les conséquences en termes d'efficacité de détection, partage de charges, induction du signal ou capacité électrique seront discutées pour des détecteurs d'épaisseur variables.

Le design final du détecteur CdTe pour le projet MC2 sera nécessairement guidé par un compromis entre les différents effets évoqués plus haut et quantifiés par la simulation. Il est utile de découpler la chaine de simulation en plusieurs parties indépendantes les unes des autres. L'avantage est d'abord la flexibilité : il est plus facile de modifier ou d'isoler l'influence de certains paramètres sur la réponse du détecteur, et la gestion de l'ensemble est facilitée (programmes informatiques plus facilement modifiables ou interchangeables). Cette approche a été fréquemment utilisée dans la littérature (sur la totalité de la chaine ou seulement une partie) [8, 9, 10, 11, 12, 13] ou lors des études menées pendant le développement de la première génération de caméras Caliste [14, 15].

Dans l'usage, je distingue trois grands blocs de simulation – dont deux principaux – chacun pouvant être traité indépendamment de l'autre :

- Bloc « Interaction » : Interaction des photons avec le matériau du détecteur, qui joue notamment sur l'efficacité de détection et le partage de charges. Cette partie ne sert pas à l'optimisation à proprement parler, puisqu'elle fait appel à la physique de l'interaction rayonnement-matière sur laquelle je n'ai bien sûr pas d'influence, hormis en ce qui concerne l'efficacité de détection au travers de l'épaisseur du détecteur. Toutefois, elle permet de mettre en avant les limites de nos détecteurs en comparaison des générations précédentes, et de découpler les différentes origines du partage de charges : partage de charge lié à la localisation des dépôts d'énergie dans le détecteur (lieu de l'interaction, échappement de fluorescence, diffusion Compton…) traité dans cette partie, *a contrario* du partage de charges induit par le

transport et la diffusion des porteurs de charges au sein du cristal de CdTe (bloc suivant). Cette première partie implique l'utilisation des sections efficaces d'interactions, ou de programmes de type « Monte-Carlo ». Par la suite, j'utilise des résultats produits sous GEANT 4.

- Bloc « Transport et induction» : La création des nuages de porteurs de charges, leur transport et l'induction du signal sur les électrodes, responsable des performances en spectrométrie et du partage de charges. Il s'agit véritablement du cœur de l'effort de simulation que j'ai entrepris ici, car ce bloc repose sur des paramètres technologiques sur lesquels je peux avoir une influence (géométrie du détecteur, qualité du détecteur). Les données obtenues dans le bloc « Interaction » peuvent être – si besoin – utilisées comme des paramètres d'entrée du bloc « Transport et induction». Cette partie de la simulation se fait via des outils commerciaux dédiés, ou des modèles développés spécifiquement pour résoudre l'équation de Poisson et prendre en compte les mécanismes d'induction de la charge dans les semiconducteurs. Ce bloc de simulation donne aussi accès au calcul de la capacité électrique.

- Bloc « Electronique » : L'ajout de la réponse impulsionnelle de l'ASIC convoluée à l'évolution temporelle de la charge induite sur les électrodes permet de simuler complètement la chaine de détection. J'ai fait le choix de ne pas implémenter cette section dans la suite du chapitre, pour me concentrer sur les problématiques liées au partage de charge et à la qualité de l'induction du signal, qui nécessitent d'être optimisées. Ce dernier bloc est toutefois nécessaire pour obtenir la réponse complète de la chaine spectrométrique, et rajouter la contribution de l'ASIC sur les niveaux de bruit électronique.

La suite de ce chapitre s'articulera ainsi selon les axes suivants :

- Une étude du partage de charges : interactions des photons avec le détecteur, et modèle simplifié de la diffusion (blocs « Interaction » et « Transport et induction»). Les premières conclusions serviront à dégager des tendances sur la géométrie idéale, et mesurer les effets d'un pitch réduit.
- Une étude détaillée de la capacité électrique de tels détecteurs, autre voie d'optimisation, par un modèle 2D développé spécifiquement. La contribution à la capacité des plots d'interconnexion sera quantifiée.
- A partir des bases posées dans la partie précédente, je mettrai en place un modèle complet de transport et d'induction du signal dans le détecteur, prenant en compte de manière détaillée la diffusion, la recombinaison et les pertes engendrées à la surface – effets inaccessibles si l'on se contente d'un modèle simplifié. Ces derniers résultats me permettront de conclure cet effort d'optimisation.

II. Modèle simplifié : interaction des photons & diffusion des porteurs de charges

A. Modélisation des interactions des photons avec le détecteur

Le bloc « Interaction » de simulation consiste à évaluer les interactions des photons incidents dans le volume du détecteur, de l'arrivée d'un photon face à l'électrode d'entrée jusqu'au dépôt de son énergie en une ou plusieurs étapes successives (effet PE, Compton, fluorescence, électrons secondaires…). Ici, seules les énergies et les propriétés des matériaux entrent en jeu : nature, densité, épaisseurs, empilements et sections efficaces respectives du cristal de CdTe et des électrodes, en négligeant la pixellisation et les conditions opérationnelles (potentiels appliqués, température,…) qui interviendront plus tard lors de la modélisation du transport et de l'induction des charges. Le détecteur est considéré comme un monocristal à électrodes planaires, ce qui fait que les effets mis en évidence lors de cette

première étape pourront être réutilisés aux étapes suivantes, indépendamment des géométries choisies pour les pixels.

1. Efficacité de détection

Les phénomènes physiques intervenant dans l'interaction des rayons X et gamma avec la matière ont été explicités en détail au chapitre 2. Le CdTe ayant un numéro atomique élevé (Z_{Cd} = 48 et Z_{Te} = 52), l'effet photoélectrique sera prédominant jusqu'à environ 200 keV.

Pour déterminer l'efficacité de détection à différentes énergies et pour différentes épaisseurs proposées pour les détecteurs (750 µm, 1 mm et 2 mm), j'ai utilisé le modèle d'atténuation linéaire en considérant les coefficients d'atténuation massiques des différentes couches de matériaux (source NIST [16]), ainsi que les épaisseurs de l'électrode d'entrée et de la « zone morte » extraites expérimentalement au chapitre 3 (le détecteur utilisé pour l'application MC2 étant lui aussi un monocristal CdTe avec une cathode planaire en platine et des contacts Schottky en aluminium à l'anode) :

- Electrode de platine d'épaisseur égale à 34 nm, avec une transmission supérieure à 82% à partir de 2 keV et totalement transparente après 10 keV (transmission > 99%).
- Zone morte de CdTe (homogène à une couche oxydée de TeO_2), de 440 nm d'épaisseur, de transmission supérieure à 90% au delà de 2 keV et totalement négligeable après 8 keV.
- Le reste du matériau est constitué de tellurure de cadmium de densité 5,85 g/cm^3.

Les valeurs d'efficacité totale et d'efficacité de détection dans le pic photoélectrique sont reportées dans la Table 1 pour différentes énergies caractéristiques et pour les trois épaisseurs de détecteur.

Energie du photon incident	Epaisseur de 0,75 mm		Epaisseur de 1 mm		Epaisseur de 2 mm	
	Eff. totale	***Eff. photo.***	***Eff. totale***	***Eff. photo.***	***Eff. totale***	***Eff. photo.***
13 keV	**96,9%**	96,9%	**96,9%**	96,9%	**96,9%**	96,9%
60 keV	**94,2%**	93,2%	**97,6%**	97,1%	**99,8%**	99,7%
122 keV	**41,0%**	36,0%	**50,5%**	44,9%	**75,5%**	69,8%
250 keV	**10,1%**	5,8%	**13,2%**	7,3%	**24,5%**	14,0%
511 keV	**3,9%**	0,7%	**5,1%**	0,9%	**10,0%**	1,8%

Table 1 : Probabilités de détection totale et de dépôt de la totalité de l'énergie (efficacité dans le pic photo-électrique) pour des détecteurs de 750 µm, 1 mm et 2 mm éclairés par des photons de respectivement 13 keV (transition L_α du ^{237}Np, caractéristique des spectres de ^{241}Am), 60 keV (raie γ de l'Américium 241), 122 keV (raie γ du ^{57}Co), 250 keV (limite de la dynamique proche de l'énergie d'une raie γ du ^{152}Eu à 245 keV) et 511 keV (raie d'annihilation gamma de paire électron / positron que l'on retrouve par exemple dans les spectres de Sodium 22, considérée pour information ici car hors de la dynamique nominale de MC2).

Avec des libres parcours moyens dans le CdTe de respectivement 21 µm (13 keV), 261 µm (60 keV), 1,42 mm (122 keV), 7,01 mm (250 keV) et 18,7 mm (511 keV), l'efficacité de détection est supérieure à 90% jusqu'à 67 keV (épaisseur de 750 µm), jusqu'à 75 keV (1 mm) ou jusqu'à 95 keV (2 mm), avec la quasi totalité des interactions par effet photoélectrique. Au delà de 100 keV, elle chute rapidement dans toutes les configurations, en même temps que l'effet photoélectrique cesse d'être prépondérant.
Il est clair que le bénéfice d'un détecteur épais de 2 mm apparaît dans la gamme de fonctionnement nominal de l'ASIC D^2R_1 jusqu'à 250 keV, avec une efficacité d'encore 24% en fin de dynamique. Toutefois, les différences sont moindres entre un détecteur de 750 µm et un détecteur de 1 mm (10 – 13% à 250 keV). Si l'on souhaite conserver des efficacités comparables à celles obtenues sur le cristal de Caliste HD, une épaisseur de 750 µm telle que choisie pour le premier démonstrateur est suffisante et ne constitue pas un facteur limitant, les différences d'efficacité se chiffrant à quelques pourcents.
De plus, l'efficacité de détection à basse énergie jusqu'à 70 keV, bande accessible aujourd'hui aux optiques focalisantes en rayons X, demeure maximale. Les problématiques de la performance

spectrale, du partage de charges, de capacité et d'induction de la charge seront plus pertinentes que la seule efficacité pour confirmer le choix préliminaire de l'épaisseur du détecteur.

Notons aussi que deux équipes internationales travaillant sur des projets de spectro-imageurs CdTe pixellisés de résolution spatiale comparable (Hexitec [17, 18] et JAXA [19], cf. Table 4 chapitre 2) ont aussi privilégié des détecteurs très fins (1 mm et 500 µm respectivement), efficaces dans les basses énergies.

2. Modèle Monte-Carlo GEANT4

Le partage de charges a deux origines : le dépôt de l'énergie dans le détecteur suite à l'interaction d'un photon qui va créer dans le volume un nuage de charges non-ponctuel, et deuxièmement les mécanismes de transport et diffusion des nuages de porteurs de charges lorsque ces derniers vont migrer vers les électrodes suite à l'influence du champ électrique.

Si le *design* du détecteur peut influencer le transport et le partage de charges liés à la diffusion - c'est donc une voie d'optimisation - ce n'est pas le cas pour la localisation des dépôts d'énergie qui ne dépend que de la physique de l'interaction rayonnement / matière. Dans le cas de mon étude, c'est le rayon des nuages de charges créés suite à l'interaction des photons qui sera à mettre en rapport avec le pas de l'anode pixellisée. Projetés dans le plan parallèle à la surface du détecteur, les rayons typiques de ces nuages de charges ont été estimés inférieurs à une centaine de microns pour des photons de 100 keV dans le cadre de la R&D de Caliste 64 [14]. Compte tenu du *pitch* choisi alors (1 mm), la dispersion de charges créées dans le détecteur pouvait être négligée et ne représentait que moins de 2% des évènements partagés. Pour des détecteurs finement segmentés au pas de 300 µm, la taille des nuages devient du même ordre que celle des pixels et sera responsable d'une augmentation marquée du taux de partage de charges. C'est en ce sens que le partage de charge est un paramètre critique de spectroscopie sur des pixels fins.

Pour évaluer ces effets et leurs conséquences sur des détecteurs dont le pas a été divisé par 4 par rapport à la précédente génération, j'ai utilisé un modèle Monte-Carlo développé au laboratoire dans le cadre d'applications spatiales. Basé sur la plateforme Geant4, il utilise le *package* « Low Energy Electromagnetic Physics » [20] pour suivre les trajectoires des particules primaires et secondaires créées par l'interaction des photons avec le milieu, et localiser et quantifier leurs dépôts d'énergie.
Ce modèle, destiné au suivi des particules d'énergies comprises entre 250 eV et 100 GeV, permet – sur sélection de l'utilisateur - de simuler l'ensemble des interactions suivant l'arrivée d'un photon primaire : effet photoélectrique ou Compton, création de photons secondaires (désexcitation des nuages électroniques par émission de photons de fluorescence, ou effets photoélectriques ou Compton secondaires), ainsi que le suivi des photoélectrons et électrons Auger qui déposent leur énergie par ionisation ou Bremsstrahlung. La diffusion Rayleigh (diffusion cohérente) pour les photons est aussi modélisée.
Au final, le modèle fait appel à des processus de dépôt de l'énergie discrets ou continus :

- L'effet photoélectrique, l'effet Compton ou la diffusion Rayleigh (interactions des photons) sont des processus discrets qui permettent de connaître précisément le lieu d'interaction dans le matériau.
- Les processus impliquant les électrons comme l'ionisation ou le Bremsstrahlung sont de nature continue, les pertes d'énergie se faisant de manière non linéaire le long du parcours de l'électron. Il n'est bien sûr pas envisageable de simuler complètement ces dépôts et la création d'un nombre potentiellement colossal de particules secondaires, d'où la nécessité de « discrétiser » les trajectoires.

La simulation de l'interaction d'une particule sous Geant4 se fait de manière itérative ; à chaque étape et pour chaque particule, les tables de sections efficaces correspondantes aux différents processus sont interrogées et donnent une distance typique pour la prochaine interaction. C'est la distance la plus courte qui est retenue et qui définira le niveau « d'échantillonnage » de la trajectoire. Par défaut,

Geant4 suit toutes les particules jusqu'à ce que leur énergie cinétique soit nulle. Pour éviter des temps de calcul inutilement longs, je définis un « seuil de coupure » - homogène à une distance mais converti en une valeur d'énergie – permettant d'arrêter le calcul lorsque cette valeur minimale est atteinte pour les particules. A ce moment là, toute l'énergie résiduelle est considérée comme ayant été déposée de manière ponctuelle lors de la dernière interaction au dessus du seuil de coupure.
Le choix du seuil de coupure, aussi bas que possible, est important pour simuler de manière réaliste la répartition des dépôts d'énergie causés par les photons interagissant avec le CdTe, et notamment dans le plan défini par les axes X et Y. Un seuil placé trop haut reviendrait à interdire des interactions secondaires d'énergies non-négligeables, comme celles produites par un photoélectron déposant son énergie par de multiples ionisations ou par rayonnement de freinage. Dans ce dernier cas, le dépôt de toute l'énergie du photoélectron serait considérée comme ponctuelle, en ignorant toute une partie de sa distribution spatiale, distribution que l'on cherche à connaître.
Les précédentes études ont montré [14] qu'un seuil égal à 1 µm était optimal ici, et que les rayons des nuages de charges créés convergeaient au delà de cette valeur, sans apporter davantage d'information et au détriment du temps de calcul. C'est la valeur de ce seuil de coupure que j'ai choisi d'appliquer à mon modèle.

Je considère un monocristal de CdTe de surface 1500 × 1500 µm^2 (divisible en 25 pixels au pas de 300 µm), et d'épaisseur 750 µm sur lequel je tire un faisceau mon énergétique de photons centré sur la surface du détecteur (X ;Y) = (0 ;0) et se déplaçant selon l'axe Z. J'utilise 5 *runs* avec les énergies décrites précédemment (Table 1), pour un nombre initial de photons tirés entre 500 000 (13 keV) et 50 000 (511 keV) afin de conserver des tailles de fichiers identiques.

En sortie, je récupère pour chaque photon ayant interagi dans le détecteur une liste contenant les énergies E_i et les localisations x_i, y_i et z_i de chaque interaction (visualisation des distributions obtenues pour des faisceaux de 13 et 60 keV en Figure II-1 et Figure II-2). La taille de cette liste reste raisonnable y compris pour les dépôts continus d'énergie par les électrons via l'utilisation par Geant4 d'un modèle de multiples diffusions de particules chargées (MSC [21]). Pour éviter un nombre colossal de lieux d'interaction le long du parcours des électrons, ce dernier est subdivisé en petits segments et la perte d'énergie intégrée sur le chemin est localisée à la fin de chaque segment.

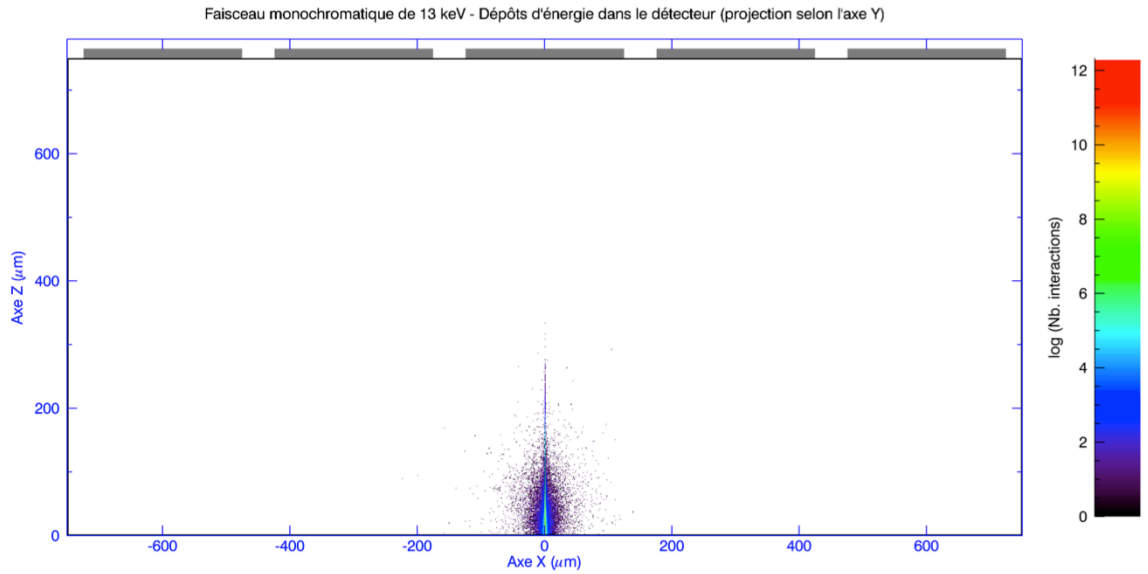

Figure II-1 : Localisation des dépôts d'énergie simulés avec GEANT4 pour un faisceau monochromatique de 13 keV tiré au centre d'un monocristal CdTe de surface 1500 µm × 1500 µm et d'épaisseur 750 µm. Le faisceau incident est dirigé vers l'électrode planaire (située en base de la figure et contenue dans le plan défini par les axes X et Y, pour z=0), et l'électrode opposée (z=750) peut être subdivisée en 25 pixels au pas de 300 µm. Total de 500 000 photons pour 1,3 M d'interactions. Pour chaque interaction, GEANT4 donne l'énergie déposée E_i ainsi que les coordonnées (x_i, y_i, z_i). Les données sont projetées selon l'axe Y dans la figure, avec un *binning* de 1 µm.

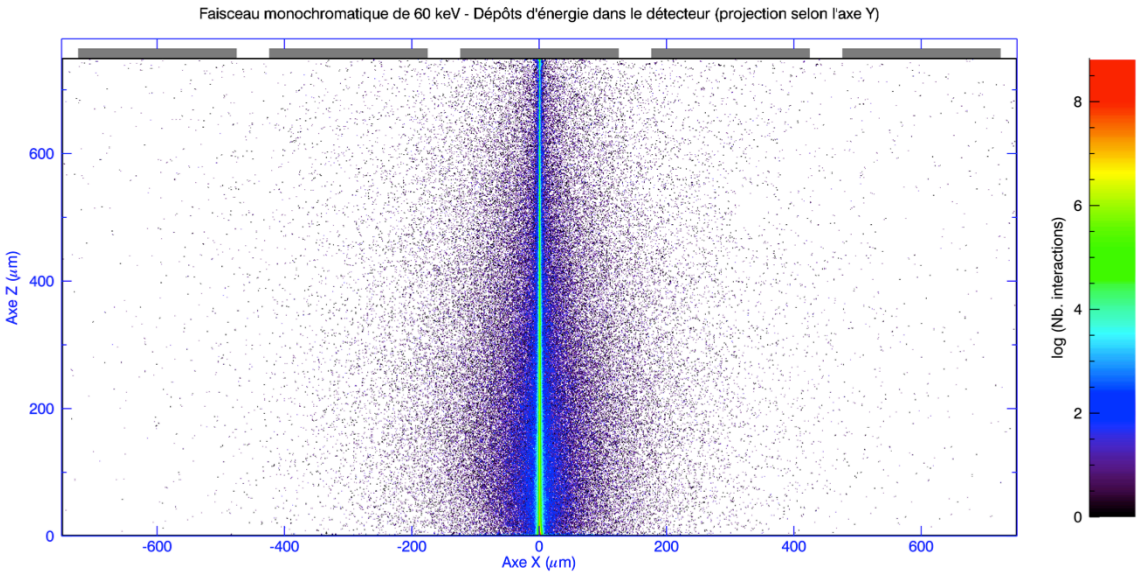

Figure II-2 : Localisation des dépôts d'énergie simulés avec GEANT4 pour un faisceau monochromatique de 60 keV tiré au centre d'un monocristal CdTe de surface 1500 µm × 1500 µm et d'épaisseur 750 µm. Total de 170 000 photons pour 1,1 M d'interactions. Les données sont projetées selon l'axe Y dans la figure, avec un *binning* de 1 µm.

Pour chaque énergie de faisceau, j'ai représenté sur la Figure II-3 le nombre moyen d'interactions par photon incident (orange), ainsi que les rayons moyens des nuages de charges projetés dans le plan XY. Pour ces derniers, je les ai représentés de 3 manières différentes. J'ai d'abord considéré pour l'ensemble des points d'interaction la distance transverse au lieu de première interaction (R_i) et calculé la moyenne (notée R, en violet). Pour prendre en compte la distribution de l'énergie dans le nuage, j'ai repris la formulation de B. Dirks [14] et calculé pour chaque photon incident le dépôt moyen d'énergie par interaction $E_{mean/i}$, qui a servi à pondérer les valeurs de R en introduisant *Rweight* tel que $Rweight_i = R_i \times E_i / E_{mean/i}$ (moyenne sur courbe bleue). Enfin, j'ai calculé le rayon maximal de chaque nuage de charges (valeur moyenne *Rmax*, en vert).

J'obtiens la confirmation avant tout que les rayons moyens obtenus sur les nuages de charges créés par l'interaction des photons ne sauraient être plus négligeables par rapport au *pitch* du détecteur, hormis pour le faisceau à 13 keV qui dépose son énergie de manière quasi-ponctuelle. Les valeurs vont ainsi de 39 µm (60 keV) à plus de 170 µm dès 250 keV. Les valeurs moyennes de R et *Rweight* sont par ailleurs très proches.

L'élargissement du nuage de charges en fonction de l'énergie est dû aux parcours des particules secondaires, photons ou électrons. Les photons de fluorescence X émis par les atomes, avec des libres parcours moyens dans le CdTe de près de 105 µm (23,17 keV) et 60 µm (27,47 keV) contribuent à amener une fraction de l'énergie loin du lieu de première interaction, tout comme les photons secondaires produits après une interaction Compton, phénomène de plus en plus marqué à haute énergie. Aussi, le trajet parcouru par les photoélectrons – bien que fortement diffusés dans le milieu en raison de leur statut de particules chargées – n'est pas toujours négligeable selon les énergies en jeu. A titre d'exemple, si l'on considère de manière simplifiée que les photons ont transmis toute leur énergie à un unique photoélectron, la base de données ESTAR du NIST [22] donne des chemins moyens dans le CdTe de 1,6 µm (13 keV), 19,9 µm (60 keV), 63,7 µm (122 keV), 194,2 µm (250 keV) et 534,9 µm pour des électrons de 511 keV (approximations CSDA).
Le nombre moyen d'interactions par photon passe de 2,7 à 20,6 entre 13 et 511 keV, ce qui implique aussi une plus grande source d'erreur sur la localisation précise des pertes d'énergie lors du parcours des électrons d'énergies élevées.

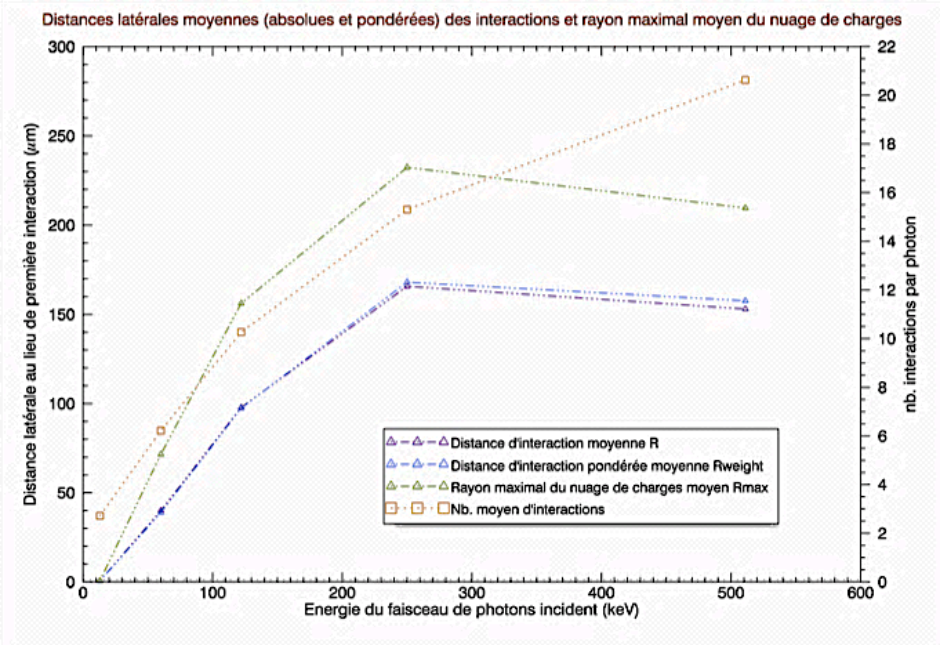

Figure II-3 : Distances latérales moyennes absolues et pondérées des interactions secondaires par rapport aux lieux de première interaction, rayons moyens des nuages de charges et nombre de particules secondaires produites en fonction de l'énergie du faisceau.

3. Partage de charges

En considérant l'ensemble des évènements, j'ai représenté pour les différentes énergies tirées, les probabilités d'interagir ou de déposer toute l'énergie à l'intérieur d'un disque de rayon donné (Figure II-4).

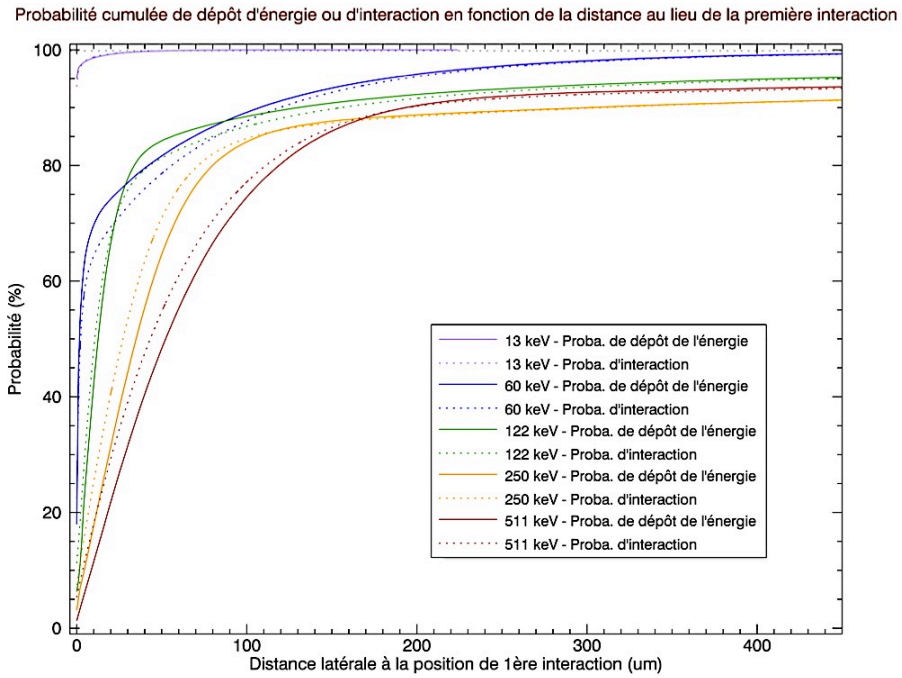

Figure II-4 : Probabilité cumulée de dépôt de l'énergie / d'interaction en fonction de la distance latérale au lieu de première interaction, pour différentes énergies caractéristiques. Calculs avec GEANT4, sur un nombre de tirages de photons entre 170 000 et 500 000 dans un monocristal de CdTe de 750 µm pour une distance de coupure de 1 µm.

En gardant l'hypothèse d'un faisceau centré sur un pixel de pitch 300 µm, 100% de l'énergie est déposée dans ce pixel pour des photons de 13 keV. Pour des énergies de 60, 122, 250 et 511 keV, respectivement 6,64%, 9,22%, 12,34% et 14,08% de l'énergie est déposée à une distance supérieure à 150 µm et peut induire un signal sur les pixels voisins. A une distance supérieure à 450 µm, ce taux est compris entre 0,61% et 9,70% (60 – 511 keV) et peut conduire à du partage de charges sur plus de 25 pixels (probabilités relativement faibles dans la bande d'énergie qui nous intéresse).

Pour évaluer précisément la contribution de ces dépôts d'énergie non-ponctuels dans le taux de partage de charges global, j'ai réutilisé les données obtenues précédemment et déplacé le faisceau de photons pour effectuer un balayage de la surface du détecteur.
A cause des symétries, il n'est pas nécessaire de parcourir l'ensemble de la surface du monocristal pour simuler une irradiation homogène. Je me contente, comme schématisé sur la Figure II-5 (a), de considérer un carré de 300 × 300 µm^2 dont les coins sont au centre d'un pixel. Aussi, et bien que le dessin distingue pour plus de clarté les contacts métallisés et la zone inter-pixel, on ne considèrera dans le calcul suivant que des pixels jointifs de 300 µm de côté (délimités par les pointillés verts). On supposera donc que – quelle que soit la taille du contact – les charges tombant dans la zone interpixel seront collectées par l'électrode la plus proche, sans perte de sensibilité ou d'énergie. Evidemment, la diffusion des porteurs est toujours ignorée par ce calcul.

Le balayage de la surface se fait par pas de 1 µm. Pour chaque position, et pour chaque photon tiré, je calcule l'énergie totale déposée sous chacun des 25 pixels de la matrice. Avec un seuil de déclenchement fixé à 2 keV, je peux déterminer si le dépôt d'énergie du photon incident a été « vu » simultanément par un ou plusieurs pixels, pas nécessairement voisins. Il suffit alors de décompter le ratio évènements simples / évènements multiples et de reproduire l'opération pour toutes les positions du faisceau de photons pour obtenir la représentation du taux de partages de charges de la Figure II-5 (b) (faisceau de 60 keV).

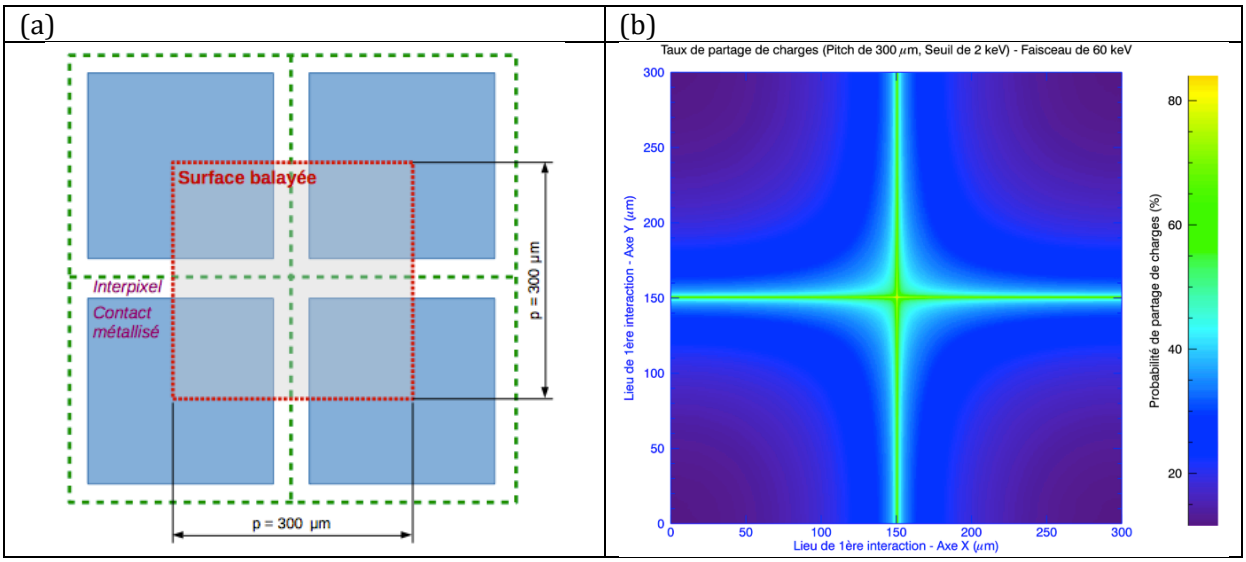

Figure II-5 : (a) Représentation schématique de la surface de détection et des symétries utilisées pour le calcul du taux de partage de charges sur l'ensemble de la matrice. (b) Probabilité de partage de charges en fonction du lieu de première interaction pour un faisceau monochromatique de 60 keV et un seuil bas de 2 keV, dans la configuration MC2 (pixels de 300 µm de pitch). Dans ce modèle, les anodes sont considérées comme jointives et les phénomènes de transport et diffusion au sein du détecteur ne sont pas pris en compte. La cartographie est limitée à une surface couvrant 4 pixels voisins ; les points de coordonnées (0,0), (0,300), (300,0) et (300,300) représentent les centres de ces 4 pixels. Les symétries de la surface de détection permettent d'extrapoler ces résultats pour un détecteur comportant un grand nombre de pixels.

La structure obtenue fait clairement apparaître une augmentation importante du taux de partage de charges lorsque l'on se déplace le long de l'axe X ou Y, ce dernier passant d'un minimum de 11,6%

au centre d'un pixel à 66,9% à la limite entre deux pixels (évènements de multiplicité 2 en majorité). Ces effets sont encore majorés lorsque l'interaction du photon se produit à proximité de l'interface de 4 pixels voisins, avec un maximum de 84% de probabilité de détecter des évènements multiples (multiplicités de 3 et 4 en majorité). En prenant une irradiation homogène de la surface de détection, cela correspond à une probabilité globale de partage de charges de 23,4% sur l'ensemble du détecteur.

Je refais ce calcul à toute énergie d'intérêt ; la Figure II-6 représente les résultats obtenus pour les cas extrêmes avec le faisceau à 13 keV (a) et 511 keV (b). Les effets de l'élargissement du nuage de charges en fonction de l'énergie du faisceau incident sont là encore très visibles sur la probabilité d'induire le signal sur de multiples pixels voisins. A 13 keV, cette probabilité est inférieure à 1% sur l'ensemble de la surface. L'interaction de ces photons est ponctuelle. Ce n'est pas le cas à 511 keV, avec une moyenne sur l'ensemble de la matrice de près de 35%.

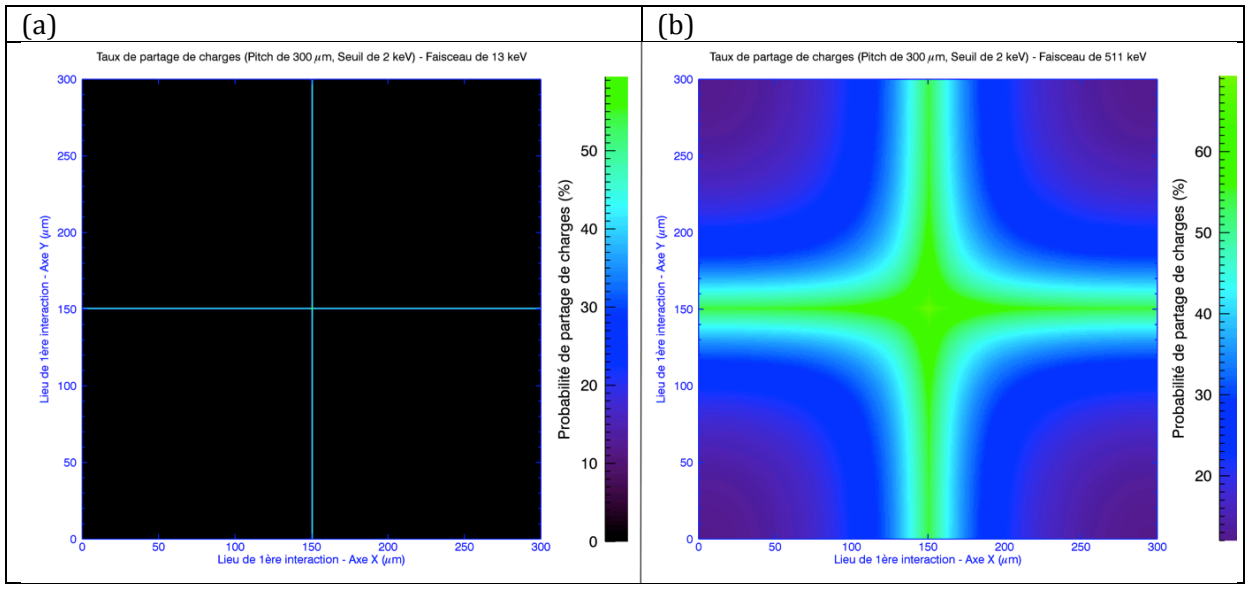

Figure II-6 : Probabilité de partage de charges en fonction du lieu de première interaction pour un faisceau monochromatique de 13 keV (a) ou 511 keV (b) avec un seuil bas de 2 keV, dans la configuration MC2 (pixels de 300 µm de pitch). Les anodes sont jointives et les phénomènes de transport et diffusion au sein du détecteur ne sont pas pris en compte

Les probabilités de partage de charges calculées à partir du modèle Monte-Carlo pour les différentes énergies et dans la configuration MC2 sont détaillées dans la Table 2. Pour comparaison, j'ai également mené le calcul pour la géométrie de Caliste HD, avec exactement les mêmes conditions (matrice de 25 pixels, 750 µm d'épaisseur, seuil bas de 2 keV).

	Probabilité de partage de charges (%) en fonction de E_0				
	E_0 = 13 keV	***E_0 = 60 keV***	***E_0 = 122 keV***	***E_0 = 250 keV***	***E_0 = 511 keV***
Config. Caliste HD (625 µm de pitch)	0,02	12,53	16,88	18,90	18,31
Config. MC2 (300 µm de pitch)	0,29	23,42	31,20	34,65	35,10

Table 2 : Taux de partage de charges moyen prédit par le calcul Monte-Carlo dans la configuration Caliste HD (pixels de 625 µm de pitch) et MC2 (pixels de 300 µm de pitch), pour des éclairages uniformes de la matrice par des faisceaux monochromatiques de respectivement 13, 60, 122, 250 et 511 keV. Le seuil bas est fixé à 2 keV, et l'épaisseur est fixée à 0,75 mm dans les deux configurations. Le calcul ne prend pas en compte la diffusion des porteurs de charges au sein du détecteur. Par conséquent ces valeurs doivent être considérées comme des minima.

L'effet crucial de la réduction du pitch de 625 à 300 µm est l'accroissement du taux de partage de charges de près d'un facteur 2. Ce taux est supposé ne pas dépendre de l'épaisseur du cristal, la distribution des dépôts d'énergie dans le plan XY n'étant pas significativement affectée pour des détecteurs de 0,750, 1 ou 2 mm.

Le taux de partage de charges calculé à 60 keV pour la configuration type du détecteur de Caliste HD est ici de 12,53%. L'écart avec les valeurs expérimentales mesurées de près de 25% s'explique par l'absence de la contribution de la diffusion des nuages de charges dans ce modèle préliminaire. Le taux de partage de charges global résultant d'une convolution de ces deux phénomènes d'origines différentes, les valeurs calculées en Table 2 sont donc à prendre comme des minima.
Ainsi, à 60 keV et avec un pitch de 300 µm (configuration MC2), ce taux minimal est de 23,4%, soit quasiment égal au total mesuré avec 625 µm de pitch. Uniquement lié à la physique de l'interaction rayonnement matière, ce taux n'est pas directement réductible. Toutefois, sa valeur élevée incite à minimiser la contribution de la diffusion, sur laquelle nous avons prise via le *design* du détecteur et les conditions opérationnelles (tension appliquée).

B. Prise en compte de la diffusion

1. Estimation : Modèle simplifié d'*Iniewski et al.*

Le modèle géométrique et semi-empirique proposé par *Iniewski et al.* [23] a été utilisé et confronté avec succès à nos résultats expérimentaux (Chapitre 3) ainsi que dans la littérature [24, 25]. Dans le dernier cas (système Hexitec, RAL), le modèle a été appliqué à une géométrie de détecteur proche de la notre (*pitch* de 250 µm, électrode de 200 µm - *w/p*=0,80 - et épaisseur de 1 mm). Les valeurs trouvées se situent entre 35 et 55% selon les conditions opérationnelles de tension et de température, avec un optimum mesuré et confronté au modèle d'Iniewski de 36,4% à 5°C pour une tension de polarisation de -500V.

Ce modèle simple a l'avantage d'être facile à utiliser, et donc pratique pour dégager des tendances sur de multiples configurations en fonction des géométries (largeurs des électrodes, épaisseurs) ou des conditions d'opération (tension, température). De plus, il ne prend en compte que la diffusion, permettant de séparer les effets de ceux précédemment décrits dans ce chapitre.

Je l'ai ainsi appliqué à un détecteur de 300 µm de *pitch*, pour des ratios *width*/*pitch* (*w/p*) entre 0,05 et 0,95 (largeurs de pixel extrêmes entre 15 et 285 µm), et des épaisseurs de 750 µm, 1 mm et 2 mm. Le calcul a été mené avec trois tensions de polarisation (-200, -300 et -500 V), et pour deux températures (-10°C et +10°C).

Dans le calcul, l'élargissement du nuage de charges lors de la diffusion est modélisé par un profil gaussien dont la valeur de sigma est donnée par [23, 26] :

$$\sigma = d\sqrt{\frac{2\,k_B\,T}{q\,V}}$$

où d est l'épaisseur du détecteur en mètre, q la charge élémentaire d'un électron en Coulomb, k_B la constante de Boltzmann, T la température en Kelvin et V la tension de polarisation en volts. Dans la formulation donnée ici, la dimension du nuage de charges ne dépend ni de l'énergie, ni de la mobilité des porteurs, mais uniquement de la tension appliquée entre la cathode planaire et l'anode segmentée, de l'épaisseur du cristal ainsi que de la température.
Il est possible de considérer le rayon r du nuage de charges à partir de la largeur à mi-hauteur (FWHM) du profil gaussien selon la formule : $r = 1{,}175\ \sigma$.

Il faut noter que les valeurs de sigma et du rayon du nuage de charges considérées dans le modèle d'Iniewski sont données pour une interaction ponctuelle au niveau de la cathode planaire, soit à basse énergie. Les porteurs de charges considérés ici sont donc les électrons qui migrent vers l'anode pixellisée sur quasiment toute l'épaisseur du détecteur, et en diffusant progressivement. A la fin de la migration, l'élargissement du nuage (et donc les valeurs de sigma et *r*) est maximal.
A la température de -10°C (conditions typique d'utilisation) et une tension de -500V, σ vaut 7,1 µm pour une épaisseur de 750 µm, 9,5 µm pour 1 mm et 19,1 µm pour 2 mm. Les rayons *r* associés sont respectivement de 8,2, 11,0 et 21,9 µm.
L'abaissement de la tension de polarisation à -200V conduit à l'élargissement du nuage de charges, avec des valeurs de σ entre 11,3 µm et 30,1 µm (entre 750 µm et 2 mm), et des rayons entre 13,0 et 34,7 µm. Ces valeurs ne sont plus négligeables par rapport aux dimensions des pixels ou des espaces inter-pixels envisagés, signe que la diffusion contribue significativement au taux de partage de charges global.
Toujours à -200V, notons aussi que le passage d'une température de -10° à +10°C joue très peu sur le rayon du nuage de charges, ce dernier passant de 13 à 13,5 µm pour un détecteur de 750 µm d'épaisseur, et de 34,7 à 36,0 µm pour un détecteur de 2 mm d'épaisseur..

En posant *w* la largeur du pixel, *g* celle de l'espace inter-pixel et *c*=min(*g*/2, *w*/20) et en injectant les valeurs de *r* calculées précédemment, le taux de partage de charges *P* est donné par la l'équation :

$$P = 1 - \left(\frac{w + 2c - 2r}{w + g}\right)^2$$

La valeur *(w + g)* n'est autre que le *pitch p* de la matrice. Les résultats obtenus en % sont synthétisés sur la Figure II-7 et une sélection est détaillée dans la Table 3.

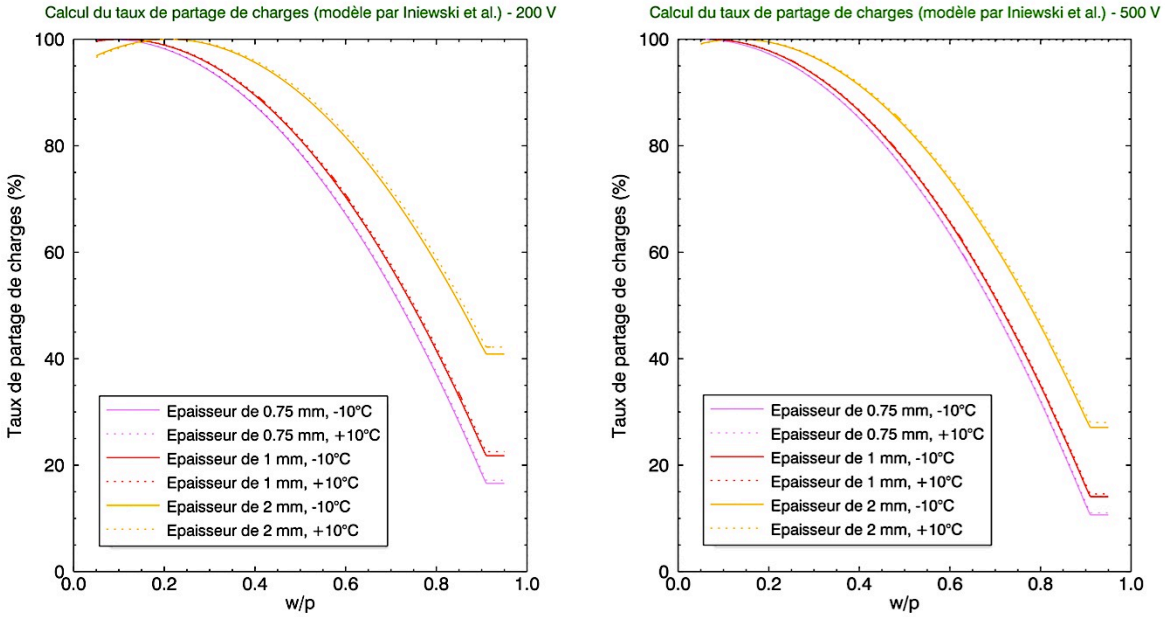

Figure II-7 : Calcul du taux de partage de charges lié aux phénomènes de diffusion des porteurs dans le volume du détecteur CdTe. Le modèle semi-analytique proposé par *Iniewski et al.* est ici utilisé pour estimer la probabilité de mesurer des évènements partagés avec un seuil bas nul et des interactions ponctuelles localisées au niveau de l'électrode planaire. Le calcul est effectué en fonction de différents ratios *w/p* pour des épaisseurs de 750 µm, 1 et 2 mm et deux tensions de polarisation (200 et 500 V). La température a ici un effet négligeable, avec un écart inférieur à 1% entre -10 et +10°C.

En premier lieu, on constate que le taux de partage de charges est fortement dépendant de l'épaisseur de cristal utilisé, effet directement lié à la diffusion du nuage de charges de la cathode à l'anode. La différence est la plus marquée pour les ratios *w/p* élevés, avec des taux qui tendent vers des valeurs

quasiment proportionnelles à l'épaisseur du détecteur (typiquement 21,4, 17,8 et 14,0% par millimètre à -200, -300 et -500V pour $w/p \geq 0{,}91$ et -10°C, cf. Table 3).

Pour les autres configurations, les différences sont moindres mais les tendances sont conservées : ainsi, dans la géométrie du démonstrateur MC2 (w/p=0,83), le passage d'une épaisseur de 750 µm à 1 mm se traduit par une augmentation du partage de charges entre 3 et 6%. Compte tenu des valeurs relativement élevées en jeu avec un minimum de 26,4% (750 µm, -500V), l'épaisseur est un véritable critère d'optimisation et doit être choisie aussi faible que possible pour minimiser la diffusion.
J'ai montré en II.A.1 que le gain d'un détecteur épais en termes d'efficacité de détection était minime pour les énergies d'intérêt, en particulier entre 750 µm et 1 mm. En outre, le trajet des porteurs de charge dans le volume étant lui aussi minimisé, les pertes liées au transport et à la recombinaison seront réduites par rapport à des cristaux plus épais.

Tension de polarisation (V)	Taux de partage de charges (%) *Epaisseur de 0,75 mm*		Taux de partage de charges (%) *Epaisseur de 1 mm*		Taux de partage de charges (%) *Epaisseur de 2 mm*	
	w/p = 0,83	***w/p ≥ 0,91***	***w/p = 0,83***	***w/p ≥ 0,91***	***w/p = 0,83***	***w/p ≥ 0,91***
-200	31,7	16,6	36,4	21,8	53,5	40,9
-300	29,1	13,7	33,0	18,0	47,5	34,2
-500	26,4	10,7	29,5	14,1	41,2	27,1

Table 3 : Taux de partage de charges déterminés par le modèle d'*Iniewski et al.* pour trois épaisseurs de détecteurs (750 µm, 1 et 2 mm) et pour deux géométries de l'anode pixellisée : la configuration retenue pour le premier démonstrateur du projet MC2 (w/p=0,83), et des valeurs de w/p supérieures à 0,91 (taux de partage de charges lié à la diffusion supposé constant et minimal au delà). Trois tensions de polarisation (200, 300 et 500 V) sont utilisées, et la température fixée à -10°C dans le calcul.

Si cette étude a confirmé le choix initial d'un détecteur de 750 µm d'épaisseur pour le démonstrateur, elle exclurait le modèle de 2 mm, pour lequel la diffusion sera responsable de près de 50% d'évènements partagés. Une étude expérimentale comparée entre les deux systèmes sera toutefois intéressante pour évaluer précisément la dégradation des performances.

La question de la réduction de l'épaisseur à des valeurs inférieures à 750 µm pour les futures applications peut effectivement se poser, dans une démarche de réduction supplémentaire des effets de la diffusion. En reprenant l'exemple du système développé par la JAXA [19], une épaisseur de seulement 500 µm conduirait, toujours d'après le modèle d'*Iniewski et al*. et pour un ratio w/p=0,83, à un gain supplémentaire de 3 à 5% selon les tensions appliquées. Cette valeur ne peut cependant pas être réduite à l'infini : en particulier, les détecteurs CdTe de 500 µm sont actuellement parmi les plus fins disponibles commercialement. De plus, à cause de la grande fragilité des cristaux, de tels détecteurs seront difficiles à monter sur des ASICs et très sensibles aux chocs, avec un risque significatif de rupture. La question de l'efficacité de détection se pose aux énergies supérieures à 60 keV.
Pour ces raisons, je propose pour l'instant de garder un détecteur d'épaisseur minimale de 750 µm comme objectif pour le système final. La réussite de l'intégration de ce dernier, la validation de ses performances, et une étude des éventuels gains au regard des difficultés posées seront des prérequis avant de poursuivre le développement.

D'après les résultats visibles sur la Figure II-7, la géométrie optimale de l'anode pixellisée en termes de taux de partage de charges serait assurée pour un ratio w/p supérieur ou égal à 0,91 (pixels supérieurs à 273 µm de côté pour un espacement inférieur à 27 µm). A delà de cette limite et pour des détecteurs à faible espace inter-pixel, la proportion d'évènements partagés n'évolue plus ; le coefficient c devient égal à $g/2$ et le rayon r du nuage de charges devient très petit devant la largeur a du pixel. La formule donnant P se simplifie alors [23] pour ne dépendre que de r et du pitch $(a + g)$, sans influence de la pixellisation :

$$P = \frac{4r}{w+g}$$

A taux de partage de charges constant, il n'y a pas d'intérêt à augmenter encore la largeur des pixels sans risquer de rajouter de la capacité électrique vue par l'ASIC et donc du bruit. En outre, les faibles variations des potentiels imposés par l'ASIC aux différents pixels pourraient éventuellement, pour des contacts très rapprochés, être à l'origine de courants de surface dégradant la spectrométrie.

2. Bilan et limites

Un ratio *w/p* de 0,91 est donc *a priori* la géométrie idéale d'après le modèle d'Iniewski. Pour des tailles de pixel inférieures, le taux de partage de charges prédit par ce modèle remonte très significativement ; dans la géométrie du démonstrateur, il est déjà multiplié par plus d'un facteur 2. Avec *w/p* inférieur à 0,35 (pixels de 105 µm pour un pitch de 300 µm), ce taux est supérieur à 90% des évènements et tend vers 100%.

Toutefois, et bien que cette méthode d'optimisation du partage de charges dans les détecteurs pixellisés soit assez séduisante *ab initio*, un certain nombre d'arguments plaident pour sa remise en cause, au moins partielle, et justifient une étude plus détaillée que je montre par la suite. En effet :

- En premier lieu, il est très important de mentionner que, dans la démarche ayant abouti à la définition du taux de partages, il ne s'agissait pas de calculer directement le taux d'événements partagés, mais le taux d'évènements simples. L'extraction de la valeur de *P* était alors obtenue en retranchant le ratio d'évènements simples à l'unité.
  Si cette distinction peut sembler triviale au premier abord, elle est importante car elle suppose que l'ensemble des nuages de charges qui ne sont pas créés sous la « surface équivalente » d'un pixel causeront du partage. Cette « surface équivalente » du pixel ou en l'occurrence cette « largeur équivalente » w_{eq} décrite par le modèle en une dimension d'*Iniewski et al*. est égale à la largeur *w* du contact métallisé agrémentée de deux termes correctifs :

  $$w_{eq} = w - 2r + 2c$$

  Le terme *2r* qui est retranché à l'équation permet de corriger de la contribution de la diffusion du nuage de charges créé à la cathode. Pour une interaction initiale située sous la surface recouverte par un pixel mais à proximité des bords, une fraction de charges peut être amenée hors des limites du contact métallisé, et induire une collecte partielle. Cet effet est supposé disparaître si la position de l'interaction initiale est suffisamment éloignée du bord du pixel (valeur supérieure au rayon r du nuage en fin de migration). La largeur *w* du pixel est donc retranchée de *2r* pour assurer que l'ensemble des interactions ayant lieu sous la surface $(w - 2r)^2$ conduiront à des évènements simples et à une collecte totale des charges sur la surface du pixel.
  Dans ce modèle analytique, les porteurs de charges dérivent le long de lignes de champ électrique toujours perpendiculaires à la surface du détecteur. Si cette approximation est valide pour des électrodes quasi-planaires, elle ne l'est plus du tout pour des surfaces finement pixellisées. Dans ce dernier cas, on peut s'attendre à une courbure des lignes de champ au niveau des espaces inter-pixels, ces dernières ayant tendance à ramener les charges vers les pixels. Le modèle propose une correction de ces effets en définissant la grandeur *c*, qui représente une extension à la largeur du pixel. Typiquement, des charges générées dans la zone inter-pixel, mais à proximité suffisante d'un pixel seront considérées comme collectées par ce pixel. La « largeur équivalente » sera ainsi rehaussée par l'ajout du terme *2c*.

- La valeur de *c* a été définie de manière empirique, en la posant comme égale à 5% de la largeur des pixels ($c=w/20$). Pour des pixels larges (ici avec $w/p \geq 0{,}91$), c est défini comme la moitié de la largeur de l'inter-pixel ($c=g/2$). Si ce dernier cas suppose que les charges créées

dans la zone inter-pixel seront toujours collectées par l'un ou l'autre des pixels l'entourant, le modèle est imprécis pour les géométries à petits pixels – c'est précisément là où il m'intéresse le plus : des nuages de charges créés dans l'espace inter-pixel sont susceptibles de n'être collectés par aucun pixel.

Ce point peut être illustré par un simple exemple : en choisissant un pixel large de 100 µm, *c* vaut 5% de la largeur, soit 5 µm ici. Avec un nuage de charges de rayon maximal *r* égal à 13,0 µm (tension de -200V, 750 µm d'épaisseur), w_{eq}=84,0 µm (Figure II-8). Toutes les interactions ponctuelles se produisant à la verticale de ce « pixel équivalent » de surface w_{eq}^2 seront comptabilisées comme des évènements simples (cas #3 sur la figure). A contrario, toutes les interactions qui ne satisfont pas cette condition seront comptabilisées comme des évènements partagés. Toutefois, en supposant une interaction se produisant au milieu de la zone inter-pixel (cas #1), aucune charge ne pourra dériver à une distance assez proche d'un pixel pour se recombiner à sa surface. En considérant la largeur à 3-sigma du nuage de charges (33,9 µm) plutôt que le rayon *r*, le résultat est le même, et toujours aucune charge ne sera amenée à la verticale de la « surface équivalente » d'un pixel. Le modèle considère pourtant que ce cas de figure génère un événement partagé, avec une énergie mesurée sur deux pixels voisins. Il est certes possible qu'un signal électrique non-nul dû à la migration des porteurs de charges vers l'anode soit généré sur les deux pixels, mais la reconstruction de l'énergie sera incomplète.

Le même phénomène se manifeste pour le cas #2 et une interaction proche d'un pixel : si ce dernier est susceptible de collecter une partie de la charge, il est hautement improbable qu'un signal mesurable soit induit sur un autre pixel de la matrice. Là encore, le modèle considèrerait cela comme un événement partagé, alors qu'il s'agirait – de manière beaucoup plus réaliste – d'un événement simple avec une collecte de l'énergie incomplète.

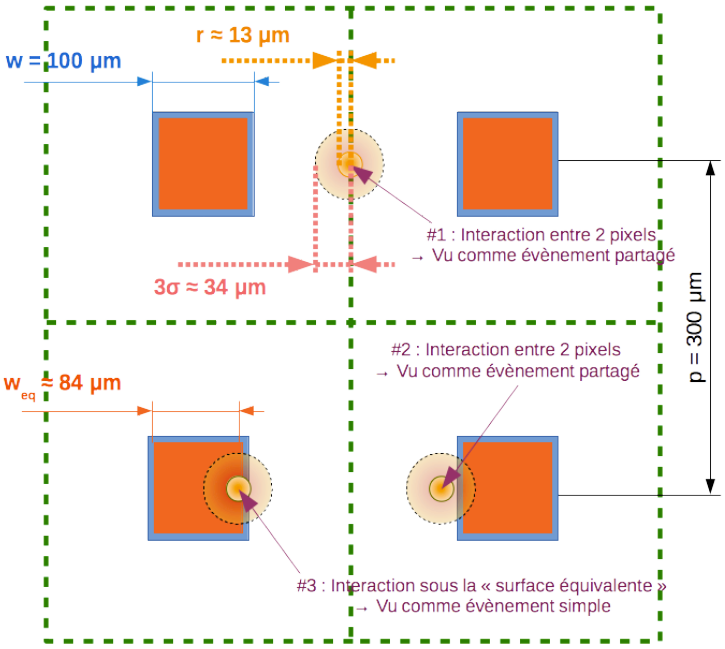

Figure II-8 : Illustration de certaines limites du modèle d'*Iniewski et al.* pour une géométrie à « petits pixels » (w/p=0,33). Le rayon *r* du nuage de charges ainsi que l'extension maximale de ce dernier par rapport à la position d'interaction (à ± 3σ) sont matérialisés, pour 3 positions d'interaction caractéristiques. En #1, l'événement est vu comme partagé, bien qu'aucun porteur ne puisse atteindre un pixel. Idem en #2, avec seulement une fraction du nuage de charges pouvant migrer sous une seule électrode métallisée (cas de figure censé, d'après le modèle, induire un signal sur plusieurs pixels). Pour le cas #3, le lieu d'interaction est situé sous la « surface équivalente » du pixel, soit un événement simple bien qu'une fraction du nuage de charges ne migre pas sur le pixel.

- Pour les raisons exposées précédemment, et en rajoutant le fait que ce modèle simplifié ne traite pas des effets de seuil et ne définit pas de limites de validité, nous ne pouvons pas nous baser entièrement dessus pour réaliser l'optimisation fine du taux de partage de charges selon les différentes géométries envisageables pour l'anode pixellisée.
  Toutes les conclusions ne sont pas à remettre en cause ; en particulier, la quantification des effets de l'épaisseur du cristal de CdTe sur la multiplicité est considérée comme valable, puisqu'elle ne dépend que de l'accroissement du rayon du nuage de charges lors de leur migration vers les électrodes. De même, il est probable que les estimations données pour de larges pixels soient proches de la réalité, les approximations du modèle devenant valides.

- Le modèle traite le transport des électrons pour des interactions à la surface du détecteur. Il ne permet de déduire l'effet d'interactions en profondeur.

- Enfin le modèle ne prédit pas le signal induit et les conséquences d'éventuelles pertes de charges.

Une étude détaillée des mécanismes de transport des porteurs de charges dans le détecteur, et d'induction du signal sur les pixels est donc nécessaire. Elle permettra en particulier de faire la distinction entre partage de charges et collecte complète ou incomplète de l'énergie du photon ayant interagi.

Une telle démarche impose de modéliser complètement – et pour chaque géométrie – la répartition des champs et potentiels dans l'ensemble du volume du détecteur. Les distributions de ces divers champs donnent accès à la fois à des informations d'ordre statique (la capacité électrique, cf. Part. IV), et servent de base pour calculer l'induction du signal causée par des charges en mouvement (Part. V).

III. Construction d'un modèle détaillé de simulation du détecteur : champs/potentiels électriques

A. Nécessité d'un modèle numérique

Dans la partie II, nous avons montré que le modèle simplifié de partage de charges, bien que séduisant, ne suffisait pas à dégager des réponses claires en ne donnant pas accès à la physique du détecteur et en faisant appel à des approximations pas forcément vérifiées. De même, le partage de charges – bien qu'absolument essentiel ici – n'est pas le seul aspect à considérer pour l'optimisation du *design* de l'anode du détecteur pixellisé. En particulier, des informations capitales comme la capacité électrique (contribuant au bruit électronique des chaines spectroscopiques) ou l'efficacité de l'induction du signal dans le détecteur – qui guidera la réponse en énergie, restent à déterminer.
Il existe bien certaines méthodes analytiques ou empiriques pour estimer ces derniers paramètres, mais là encore elles atteindront leurs limites avec les géométries testées – notamment pour les configurations à petits pixels et larges surfaces inter-pixel. Par exemple, la relation de Hecht qui donne une évaluation de la charge induite sur les électrodes – en incluant les pertes liées à la recombinaison des porteurs lors de leur migration dans le détecteur – n'est valide que pour un détecteur plan. Certes, on s'approchera de cette approximation avec un ratio w/p proche de 1, mais la courbure des lignes de champ électrique engendrée par la diminution de la largeur des pixels ainsi que l'accentuation de l'effet « petits pixels » rendront indispensable la création d'un modèle rigoureux et complet du détecteur qui tient compte à la fois de ces effets et des problématiques relatives à la diffusion et au partage de charges.

Ce modèle physique est défini à partir des équations régissant la répartition des champs et potentiels électriques dans le volume du détecteur CdTe, définissant ainsi un ensemble de « briques de base » auxquelles je couplerai des sous-programmes dédiés à des études spécifiques. Un programme peut

ainsi réaliser des calculs en statique directement à partir des distributions du champ (forme des lignes de champ, quantification de l'effet « petits-pixels », détermination de la capacité électrique), ou implémenter l'ensemble du processus de transport et d'induction de la charge (migration des paires électrons/trous vers les électrodes au cours du temps, diffusion des nuages de porteurs de charges, pertes et collecte du signal par les pixels donnée par l'application du théorème de Shockley-Ramo).

Pour ces deux approches, je vais passer par une première étape commune de mise en place de la simulation des champs/potentiels : calcul des champs de polarisation $\varphi(\boldsymbol{r})$ et des potentiels de pondération $\psi(\boldsymbol{r})$ en tout point du détecteur (nécessaires pour le transport et l'induction), ou encore la détermination de potentiels et champs dans des conditions spécifiques nécessaires au calcul de la capacité électrique.
Les conditions aux limites varieront évidemment en fonction de ce que l'on étudie (présence ou non de charges libres, tension appliquée, potentiels imposés sur certaines électrodes…), mais la démarche restera inchangée. Il faudra pour cela passer par des méthodes numériques de résolution.

B. Méthodes numériques

Dans la suite, je parlerai indifféremment de potentiel ou de champ électrique, puisque ce dernier est directement déductible du potentiel $U(\boldsymbol{r})$ par l'équation de Maxwell-Gauss :

$$\boldsymbol{E}\,(\boldsymbol{r}) = -\,\boldsymbol{\nabla}\cdot U\,(\boldsymbol{r})$$

Le potentiel électrique dans le volume du détecteur est quant à lui donné par la résolution de l'équation de Poisson :

$$\nabla^2\,U\,(\boldsymbol{r}) = -\,\frac{\rho(\boldsymbol{r})}{\varepsilon_r\,\varepsilon_0}$$

Soit dans la géométrie en 2D de la Figure I-1 :

$$\frac{\partial^2 U(\boldsymbol{r})}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U(\boldsymbol{r})}{\partial z^2} = -\,\frac{\rho(\boldsymbol{r})}{\varepsilon_r\,\varepsilon_0}$$

En 2D ou en 3D, cette équation aux dérivées partielles ne peut pas se résoudre de manière analytique ; il est nécessaire de faire appel à des méthodes de résolution numériques.

Contrairement aux solutions analytiques qui donneront la valeur du potentiel en tout point de l'espace, les méthodes numériques ne fourniront que des estimations en des points judicieusement choisis. C'est là qu'intervient la notion de « maillage » du volume, au travers de l'utilisation d'une « grille » superposée à la structure et agissant comme un ensemble de points d'échantillonnage. Cette grille – dont les éléments peuvent être espacés de manière régulière ou irrégulière selon les géométries ou les méthodes utilisées – doit présenter des dimensions caractéristiques inférieures aux plus petits éléments présents dans le volume pour prendre en compte les effets physiques.
Evidemment, un maillage suffisamment fin est requis pour modéliser précisément la distribution du potentiel au sein du volume du détecteur. Cela est particulièrement critique pour les configurations à petits pixels. En parallèle, plus le maillage sera fin et plus la complexité de mise en œuvre et/ou les temps de calcul requis seront élevés.

Deux méthodes distinctes sont couramment utilisées pour la résolution de l'équation de Poisson de manière numérique :

- La méthode des différences finies, d'implémentation rapide dans les langages de programmation usuels, particulièrement bien adaptée aux géométries simples et régulières.

- La méthode des éléments finis, dont l'implémentation complexe est généralement faite au sein d'outils dédiés [27, 28, 29], mais très puissante pour traiter des géométries complexes avec des maillages irréguliers.

Si l'on considère un diélectrique parfait avec une densité de charges $\rho(r)$=0, l'équation du potentiel se réduit alors en une forme simplifiée (équation de Laplace) :

$$\nabla^2 U(\boldsymbol{r}) = 0$$

1. Méthode des différences finies

Compte tenu de sa simplicité de mise en œuvre directement au sein des outils de calcul couramment utilisés au laboratoire, j'ai implémenté dans mes simulations l'approche des différences finies pour résoudre les distributions du potentiel dans diverses géométries de détecteur, en 2D.

La méthode des différences finies repose sur la discrétisation des opérateurs différentiels, ici les dérivées secondes partielles. Ces dernières sont remplacées par des « différences finies » de forme $f(x+b)-f(x+a)$ qui les approximent via l'utilisation des formules de Taylor-Young.

Ainsi, un développement en séries de Taylor du second ordre donne, au voisinage du point de cordonnées $(x;z)$:

$$U(x+h,z) = U(x,z) + h\frac{\partial U(x,z)}{\partial x} + \frac{h^2}{2}\frac{\partial^2 U(x,z)}{\partial x^2} + O(h^3)$$

$$U(x-h,z) = U(x,z) - h\frac{\partial U(x,z)}{\partial x} + \frac{h^2}{2}\frac{\partial^2 U(x,z)}{\partial x^2} + O(h^3)$$

A partir de ces deux équations, on obtient les deux différences finies antérieure et postérieure à $U(x,z)$ selon l'axe X :

$$\frac{U(x+h,z)-U(x,z)}{h} = \frac{\partial U(x,z)}{\partial x} + \frac{h}{2}\frac{\partial^2 U(x,z)}{\partial x^2} + O(h^2)$$

$$\frac{U(x-h,z)-U(x,z)}{h} = -\frac{\partial U(x,z)}{\partial x} + \frac{h}{2}\frac{\partial^2 U(x,z)}{\partial x^2} + O(h^2)$$

Ces équations donnent chacune une approximation de la dérivée première de U selon x au premier ordre en h. En additionnant ces deux différences finies, il est possible de déterminer une approximation de la dérivée seconde du même ordre en h :

$$\frac{\partial^2 U(x,z)}{\partial x^2} = \frac{1}{h^2}\left(U(x+h,z) + U(x-h,z) - 2U(x,z)\right) + O(h^2)$$

Ce développement permet de réécrire le Laplacien de manière approximée dans les deux dimensions :

$$\frac{\partial^2 U(x,z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U(x,z)}{\partial z^2} = \frac{1}{h^2}\left(U(x+h,z) + U(x-h,z) + U(x,z+h) + U(x,z-h) - 4U(x,z)\right)$$

Dans l'équation de Poisson, on en tire :

$$U(x,z) = \frac{1}{4}\left(U(x+h,z) + U(x-h,z) + U(x,z+h) + U(x,z-h) + \frac{h^2}{4}\frac{\rho(x,z)}{\varepsilon_r\,\varepsilon_0}\right)$$

Cette dernière formulation implique que la valeur du potentiel en un point de coordonnées *(x;y)* est obtenue par une combinaison des potentiels de ses 2 voisins sur l'axe X et de ses 2 voisins sur l'axe Z. Une dépendance au niveau de maillage est par ailleurs rajoutée pour une charge d'espace non-nulle. Cette forme suggère une technique de résolution itérative selon le schéma suivant :

- En premier lieu, je superpose dans le plan XZ une grille régulière dont les différents nœuds se trouvent séparés d'une distance $\Delta x=\Delta z=h$ (pas identique selon les deux axes) et sont repérés par les indices *i* selon X et par les indices *j* selon Z.
- Initialement, l'ensemble des valeurs du potentiel en chaque nœud de la grille est donné égal à 0V. On fixe des conditions limites de type Dirichlet (*i.e.* des valeurs de potentiel connues et qui resteront fixes lors les itérations successives) sur les 4 frontières du domaine (0V) et on implémente de la même façon les conditions initiales sur la cathode et les différentes électrodes segmentées – valeurs choisies selon le type de potentiel ou champ à calculer.
- A chaque itération, on parcourt le plan en mettant à jour la « nouvelle » valeur du potentiel dans le nœud *(i,j)* en fonction des « anciennes » valeurs calculées dans les nœuds voisins en (*i*-1,*j*), (*i*+1,*j*), (*i*,*j*-1) et (*i*,*j*+1). Pour un nombre d'itérations suffisamment élevé, les valeurs du potentiel trouvées en chaque point convergent vers leurs valeurs réelles.

Pour résoudre ce système, il est possible de réaliser le calcul directement en mettant à jour l'ensemble des nouvelles valeurs sur tous les nœuds à la fin de chaque itération (exemple de la méthode de Jacobi). En plus d'un temps de convergence lent, ce type de résolution a l'inconvénient de nécessiter un double stockage pour les potentiels calculés (anciennes et nouvelles valeurs).
Dans mon modèle, j'ai ainsi choisi d'utiliser la méthode de Gauss-Seidel couplée à une méthode de relaxation (SOR – *Successive OverRelaxation*). Dans ce cas, les éléments sont progressivement remplacés par leurs valeurs mises à jour au cours de l'itération (pas besoin de stockage double), et la convergence est accélérée par rapport à la méthode directe.

Pour l'itération *k*+1, le potentiel *U* sur le nœud *(i,j)* approché par la méthode de Gauss-Seidel est donné par :

$$U_{(i,j)}^{k+1} = \frac{1}{4}\left(h^2\,\frac{\rho_{(i,j)}}{\varepsilon_r\,\varepsilon_0} + U_{(i+1,j)}^{k} + U_{(i,j+1)}^{k} + U_{(i-1,j)}^{k+1} + U_{(i,j-1)}^{k+1}\right)$$

Avec un balayage croissant des indices *i* et *j*, les valeurs de *U* aux positions *(i-1,j)* et *(i,j-1)* sont celles déterminées au cours de l'itération *k*+1.

En couplant la résolution par Gauss-Seidel et la relaxation, cette expression devient :

$$U_{(i,j)}^{k+1} = (1-w)\,U_{(i,j)}^{k} + w\left(\frac{1}{4}\left(h^2\,\frac{\rho_{(i,j)}}{\varepsilon_r\,\varepsilon_0} + U_{(i+1,j)}^{k} + U_{(i,j+1)}^{k} + U_{(i-1,j)}^{k+1} + U_{(i,j-1)}^{k+1}\right)\right)$$

Le terme *w* est rajouté dans le cadre de la technique de relaxation, et la convergence est assurée pour $w \in]0,2[$. Dans mon implémentation, il est fixé empiriquement à 1,9.

Pour stopper l'itération, il faut donner une condition de convergence des valeurs calculées pour le potentiel. Pour cela, on définit une « erreur » – ou tolérance – qui représente la différence absolue acceptable entre les valeurs calculées entre deux itérations successives, cette dernière étant assumée tendre vers 0 au fur et à mesure que le calcul converge.
Tout comme le nombre de pixels considérés dans le modèle 2D et le niveau de maillage de l'espace, cette erreur constitue un paramètre d'entrée dans la simulation et influe la précision de la

détermination du potentiel ainsi que le temps de résolution. Ces effets seront notamment visibles sur le calcul de la capacité électrique, et seront discutés en IV.B.1.

Enfin, quel que soit le type de maillage choisi pour le calcul du potentiel, je me place toujours dans des conditions telles que ce dernier soit constamment échantillonné avec un pas constant de 1 µm dans le plan XZ. Pour cela, les potentiels déterminés en chaque nœud du maillage sont interpolés linéairement.
Une représentation de la distribution du potentiel calculée par la méthode des différences finies est donnée à la Figure IV-2(a), avec des conditions aux limites telles que le potentiel du pixel central soit fixé à 1V, et celui des pixels voisins ainsi que de l'électrode planaire maintenu à 0V.

Ce calcul en 2D par différences finies est bien sûr transposable en 3D, mais la puissance de calcul requise ainsi que les temps de convergence seront très fortement impactés pour un niveau de maillage identique. Une telle modélisation est envisageable pour une géométrie de détecteur unique (seulement quelques cartographies du potentiel étant nécessaires), mais totalement à exclure dans un contexte d'optimisation d'un ensemble de géométries « candidates ». De plus, compte-tenu des dimensions du détecteur, je préfère rester dans des conditions de maillage le plus fin possible en 2D, sans sacrifier cet aspect en passant en 3D.

2. Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis, comme celles des différences finies, est une technique de résolution numérique des équations aux dérivées partielles. Là encore, le calcul repose sur la discrétisation du domaine permettant de trouver une solution approchée.
L'espace d'approximation de la solution est défini par le maillage du domaine, dont les subdivisions servent à définir les « éléments finis ». Chaque élément fini est décrit comme un triplet comprenant un domaine géométrique K, un espace de fonctions sur K (« espace des fonctions de base », P_K), et Σ_K un ensemble de formes linéaires sur P_K, qu'on appelle degrés de liberté.
Les bases de fonctions font généralement appel à des fonctions affines ou des formes polynomiales, comme les polynômes de Lagrange. Avec un maillage de plus en plus resserré, le nombre de fonctions de base total tend vers l'infini, et les solutions discrétisées convergent vers la solution de l'équation aux dérivées partielles.
A l'image des autres techniques de résolution numériques, il faut imposer des conditions initiales au problème. Elles peuvent être de type Dirichlet (valeurs que doit vérifier la solution sur les limites du domaine) et/ou de Neumann (solutions des dérivées spécifiées aux limites). Dans notre cas, les conditions de Dirichlet sont les potentiels appliqués aux électrodes et aux plans du domaine parallèles à ces dernières. Les conditions de Neumann sont appliquées aux autres bordures du domaine, et se traduisent par des lignes de potentiel perpendiculaires aux surfaces (pour le champ électrique, cela se traduit par une composante nulle sur une direction normale à la surface).
Le maillage – quant à lui – peut prendre des formes carrées ou triangulaires, ou plus complexes. L'utilisation de maillages irréguliers permet de resserrer le découpage de l'espace à proximité des interfaces où la solution est supposée fortement varier, comme par exemple les zones inter-pixel. La méthode est ainsi particulièrement adaptée à la résolution numérique des équations dans des milieux de géométries très complexes, en 2D comme en 3D.

La méthode des éléments finis est très souvent implémentée dans des simulateurs ou logiciels de calcul commerciaux, utilisés en mécanique des fluides, structures ou plus généralement à visée pluridisciplinaire. Au laboratoire, j'ai ainsi pu avoir accès à une version d'essai complète du programme COMSOL Multiphysics [28, 29] (anciennement FEMLAB), qui intègre un solveur d'équations basé sur les éléments finis ainsi qu'un ensemble de modules optionnels dédiés à la simulation de nombreuses physiques (électromagnétisme, acoustique, thermodynamique…). Ces derniers peuvent éventuellement être couplés les uns aux autres.
L'un des grands intérêts de cet outil est son interface unique permettant de définir de façon orientée utilisateur la géométrie, les propriétés des matériaux et milieux, ainsi que les conditions aux limites.

En outre, le maillage est laissé au choix de l'utilisateur ou est généré automatiquement par le programme (maillage irrégulier tétraédrique adapté à la physique et à la géométrie de la zone d'intérêt, cf. Figure III-1). Il incorpore aussi, via le module « AC/DC », une interface dédiée à l'électromagnétisme qui dispose d'outils évolués permettant de choisir les visualisations (Figure III-2) et calculer/interpoler les champs électriques, ou d'extraire directement des paramètres comme la capacité électrique via des routines dédiées.

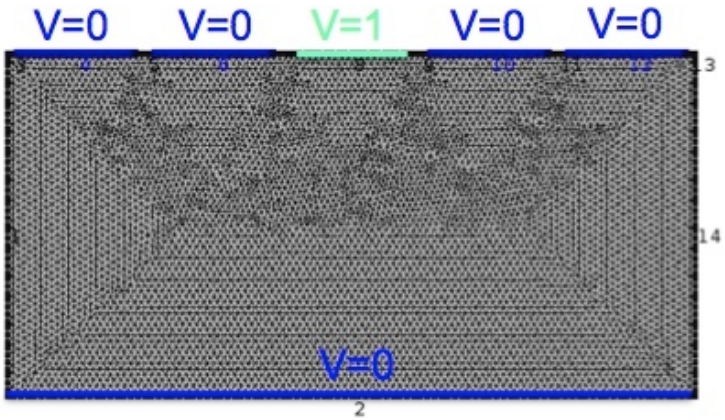

Figure III-1 : Zoom sur le maillage irrégulier défini par COMSOL dans le volume du détecteur (calcul en 2D). Dans l'exemple, d=750 µm, w/p=0,80 et le potentiel de l'électrode centrale est imposé à 1V tandis que les autres pixels ainsi que la cathode sont à 0V. On voit que le niveau de maillage est resserré au niveau des interfaces et entre les pixels. Ce dernier correspond au maillage « automatique » le plus fin proposé par COMSOL.

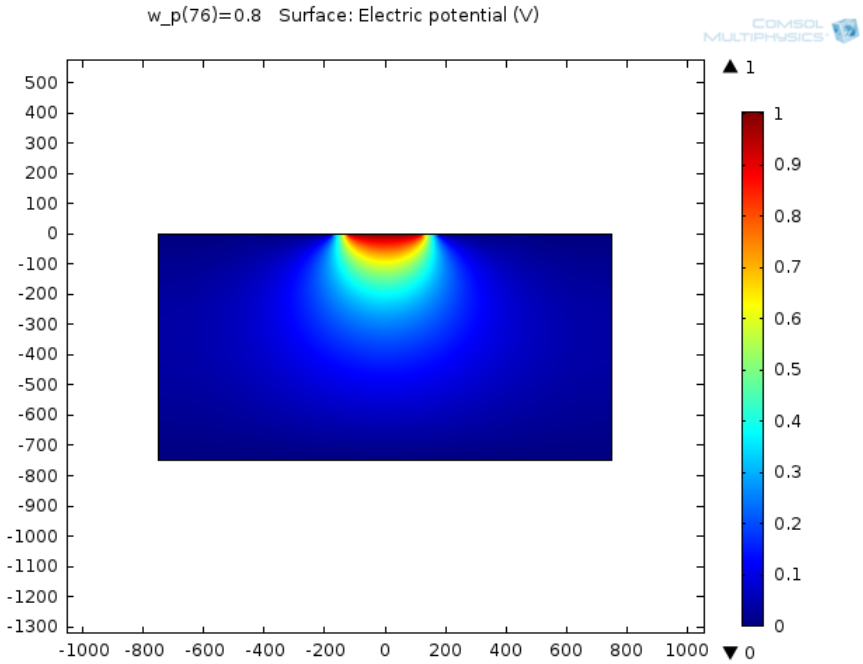

Figure III-2 : Visualisation du volume à l'intérieur du détecteur, avec la résolution du potentiel électrique donnée par COMSOL (configuration identique à celle de la Figure III-1).

Des algorithmes sont intégrés pour s'assurer de la convergence, de la stabilité et de l'unicité de la solution. Il faut néanmoins garder à l'esprit qu'il s'agit d'un logiciel propriétaire à sources fermées, à considérer comme une « boite noire ». Bien qu'il soit possible d'interfacer cet outil avec des scripts ou d'accéder aux systèmes d'équations utilisés pour le calcul, toute la partie concernant la discrétisation et la résolution n'est pas accessible. Avant d'utiliser ce logiciel pour ma simulation, il est préférable de

s'assurer au préalable que les solutions données d'une part par mon implémentation de la méthode des différences finies et d'autre part via COMSOL soient similaires.

Un exemple de comparatif entre ces deux méthodes est donné à la Figure III-3, avec la différence en valeurs absolues de deux distributions du potentiel calculées respectivement par les différences finies et par les éléments finis via COMSOL, dans la configuration de la Figure III-1.

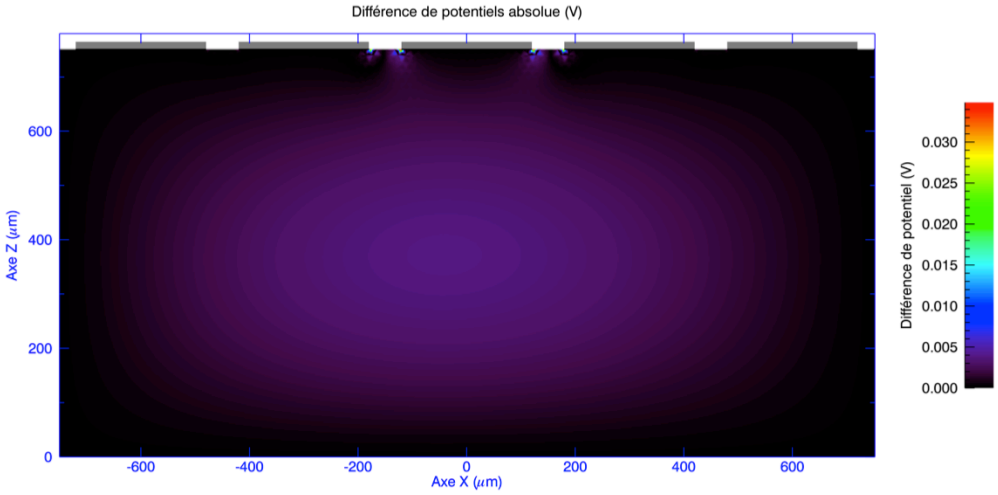

Figure III-3 : Valeur absolue de la différence de potentiel entre la distribution calculée par COMSOL avec un maillage irrégulier automatique et la distribution donnée par la méthode des différences finies avec un maillage régulier carré de 1 µm (même configuration qu'à la Figure III-1).

Sur l'ensemble du détecteur, la différence moyenne entre les deux distributions est de l'ordre de 0,002V, acceptable devant la valeur moyenne du potentiel (0,092V, soit environ 2% de différence en moyenne). Les différences les plus importantes se situent au niveau des bords des pixels (maximum de 0,035V), mais sont très localisées. Leur origine est très certainement liée au resserrement du maillage à proximité des interfaces des pixels induite par la méthode des éléments finis, ainsi qu'à l'interpolation du potentiel sur un pas de 1 µm. Cela pourra avoir une légère influence sur la détermination de la capacité, qui impose d'avoir une bonne connaissance du champ près de la surface des pixels. C'est pourquoi je comparerai aussi ces deux méthodes dans le cadre du calcul de la capacité électrique de la partie IV. Enfin, précisons que ces différences deviennent totalement négligeables devant les valeurs du potentiel lorsque des tensions plus élevées sont appliquées sur les électrodes (typiquement avec une haute tension sur la cathode et 0V sur l'ensemble de l'anode pixellisée).

Si les résultats donnés par COMSOL pour la distribution du potentiel sont très proches de ceux obtenus avec ma propre implémentation par la méthode des différences finies, ce logiciel n'est pas pour autant superflu dans le cadre de ce travail de modélisation du détecteur. Certes, les géométries « simplistes » utilisées pour comparer les outils ne permettent pas de tirer significativement parti de la puissance du logiciel, mais la souplesse offerte par l'interface en fait un outil très pratique pour « paramétriser » les géométries et obtenir les cartes de champs et potentiels pour un grand nombre de configurations de détecteurs. Les temps de convergence sont aussi extrêmement réduits par rapport à la méthode des différences finies.
Le coût élevé d'un tel outil – quoique modéré en comparaison d'outils comme Silvaco – joue en sa défaveur, et nécessite de bien évaluer les besoins du laboratoire. Pour une simulation d'un détecteur existant ou d'un modèle de détecteur défini, mon implémentation du modèle simple des différences finies est suffisante, avec un nombre réduit de *runs* (principalement cartes du champ électrique, et potentiels de pondération des pixels). Des techniques de parallélisassion sont aussi envisageables pour accélérer le calcul [30]. Par contre, dans une démarche d'optimisation et avec des formes plus complexes (comme des hybrides avec ASICs et plots d'interconnexion), ou encore avec le raffinement des modèles physiques (charges d'espace, conductivité des surfaces…), un tel logiciel peut apporter des gains significatifs, voire même se rendre indispensable.

IV. Détermination de la capacité électrique

A. Définition et méthode de calcul

Il a été montré que la connexion d'un pixel du détecteur sur un *pad* d'entrée d'un ASIC se décrivait, d'un point de vue électronique, comme l'ajout en parallèle à l'entrée d'un condensateur de capacité C_{IN}. La valeur de cette capacité doit être aussi faible que possible, afin de limiter sa contribution au bruit série et en 1/f de la chaine électronique. Dans ce but, le choix de la surface des électrodes métallisées ainsi que des espaces inter-pixels est crucial pour l'optimisation.

La capacité C_{IN} peut elle-même être décomposée en de multiples contributions. En premier lieu, elle inclut la capacité de « bulk » C_0, aussi appelée dans la littérature *backplane capacitance* ou encore *pixel to backplane capacitance*. Comme pour un condensateur planaire classique, C_0 représente la capacité électrique entre la partie métallisée de l'anode (le pixel) et la cathode planaire, ces deux électrodes étant isolées les unes des autres par un matériau diélectrique, ici le CdTe.
En prenant un modèle élémentaire de monopixel de largeur L=300 µm et d'épaisseur d=750 µm, cette capacité est homogène à celle d'un condensateur plan de permittivité relative ε_r=10,3, donnée par la formule :

$$C_0 = \varepsilon_0 \, \varepsilon_r \, \frac{L^2}{d}$$

Le calcul donne une valeur pour C_0 de 0,011 pF, ou 0,365 pF/cm si l'on se ramène à un détecteur à bande (résultat d'un calcul à deux dimensions).
Pour une anode pixellisée, la capacité de *bulk* réelle est de moins en moins assimilable à celle obtenue avec un condensateur plan idéal, en particulier lorsque le ratio pixel/pitch w/p diminue. *Barberis et al.* ont ainsi proposé un calcul analytique pour C_0 dans le cadre de l'étude de détecteurs à bande (ou strippés) en Silicium [31], introduisant une dépendance à *w/p* qui – pour un détecteur pixellisé – s'introduit comme suit :

$$C_0 = \varepsilon_0 \, \varepsilon_r \, \frac{p^2}{d + p \cdot f(\frac{w}{p})}$$

Ce modèle n'est pas réutilisable directement pour nos détecteurs CdTe, car le calcul de la fonction *f(w/p)* fait appel à plusieurs coefficients adaptés spécifiquement au Silicium et à la technologie d'électrode particulière.
Toutefois, cette dernière fonction donne des valeurs décroissantes en fonction de *w/p*, et contenues dans l'intervalle [0, 1], qui permettent d'estimer les tendances. Pour la capacité de *bulk* C_0, cela se traduit par des valeurs de quelques pourcents de la capacité d'un condensateur plan idéal. Avec un ratio *w/p* proche de 1, *f(w/p)* tend vers 0 et l'on retrouve la valeur de C_0 calculée précédemment (0,011 pF). Cette dernière est ainsi à considérer comme un maximum pour la capacité de *bulk* d'un détecteur CdTe de 750 µm d'épaisseur et de pitch de 300 µm.

Notons que cette valeur est si faible qu'une imprécision sur sa valeur n'a pas de conséquence fâcheuse sur l'estimation du bruit. Avec un ASIC dimensionné pour des capacités à l'entrée C_{IN} typiques entre 0,3 et 1 pF, l'ordre de grandeur donné pour la capacité de *bulk* apparait *a priori* extrêmement faible. En revanche, en plus de C_0, il est nécessaire de prendre en compte dans le calcul de la capacité totale la contribution des condensateurs parasite de surface constitués par le pixel et ses pixels voisins. Les modèles théoriques et les mesures expérimentales réalisées pour d'autres types de détecteurs de géométries comparables ont mis en évidence la contribution très importante de cette dernière composante à la capacité totale, allant jusqu'à dominer complètement les effets du *bulk* [32, 33, 34].

En posant C_v, la capacité électrique entre un pixel et ses proches voisins (*interpixel* ou *interstrip capacitance*), C_{IN} s'écrit $C_{IN}=C_0+C_v$. Pour C_v, on distingue encore la contribution à la capacité des pixels adjacents C_a et des pixels diagonaux C_{diag} (Figure IV-1).

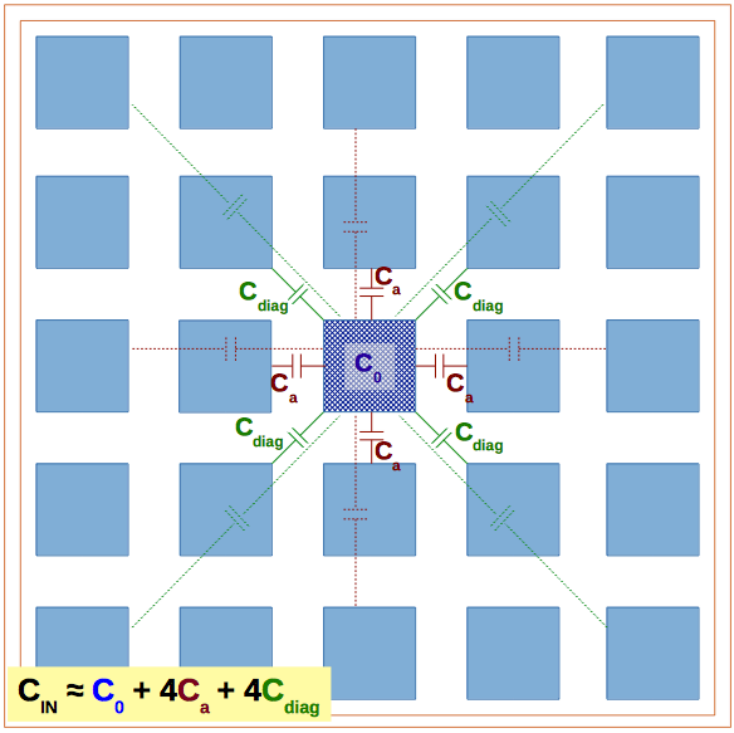

Figure IV-1 : Représentation schématique de l'électrode segmentée d'un détecteur pixellisé de 5 × 5 pixels, avec le détail des contributions à la capacité C_{IN} vue par l'entrée de l'ASIC connectée au pixel central. C_0 représente la capacité de *bulk*, C_a la capacité entre le pixel central et un pixel adjacent, et C_{diag} celle entre le pixel central et un pixel situé sur une diagonale. En ignorant la contribution des pixels périphériques et en considérant uniquement les 9 pixels centraux, la capacité totale peut s'écrire : $C_{IN}=C_0+4C_a+4C_{diag}$. Evidemment, un calcul exhaustif devrait aussi prendre en compte les effets des pixels plus éloignés, mais leur contribution est supposée très faible.

En ne considérant que les 8 pixels au voisinage du pixel central, $C_v=4C_a+4C_{diag}$. Un calcul rigoureux nécessite d'inclure les pixels périphériques aux premiers pixels voisins, mais ils peuvent être ignorés au premier ordre.

Afin d'optimiser le design du détecteur pour le projet MC2, j'ai conduit une analyse détaillée des contributions respectives des différentes composantes de C_{IN} (C_0 et C_v), pour des ratios *w/p* variables. Dans ce but, je me suis inspiré de l'approche développée par *Bedonie et al.* [32] pour construire un modèle numérique en 2D permettant d'extraire ces valeurs de capacité.

Une approche en 2D est justifiée par les symétries de la matrice et revient à considérer à la place des pixels des « strips » de largeur *w* et de longueur infinies, pour lesquelles les valeurs de capacité seront données en pF/cm. Il sera toujours possible d'extrapoler les résultats en 3D en donnant une longueur finie *w* aux *strips*, mais les capacités liées aux pixels diagonaux C_{diag} seront néanmoins ignorées ici. Une telle approximation implique que les valeurs de C_{diag} soient faibles face à la capacité des pixels adjacents C_a. C'est souvent le cas dans la littérature, mais ce postulat nécessitera que je le confirme à partir d'un modèle nativement en 3D.

Un exemple de la démarche suivie est donné à la Figure IV-2 :

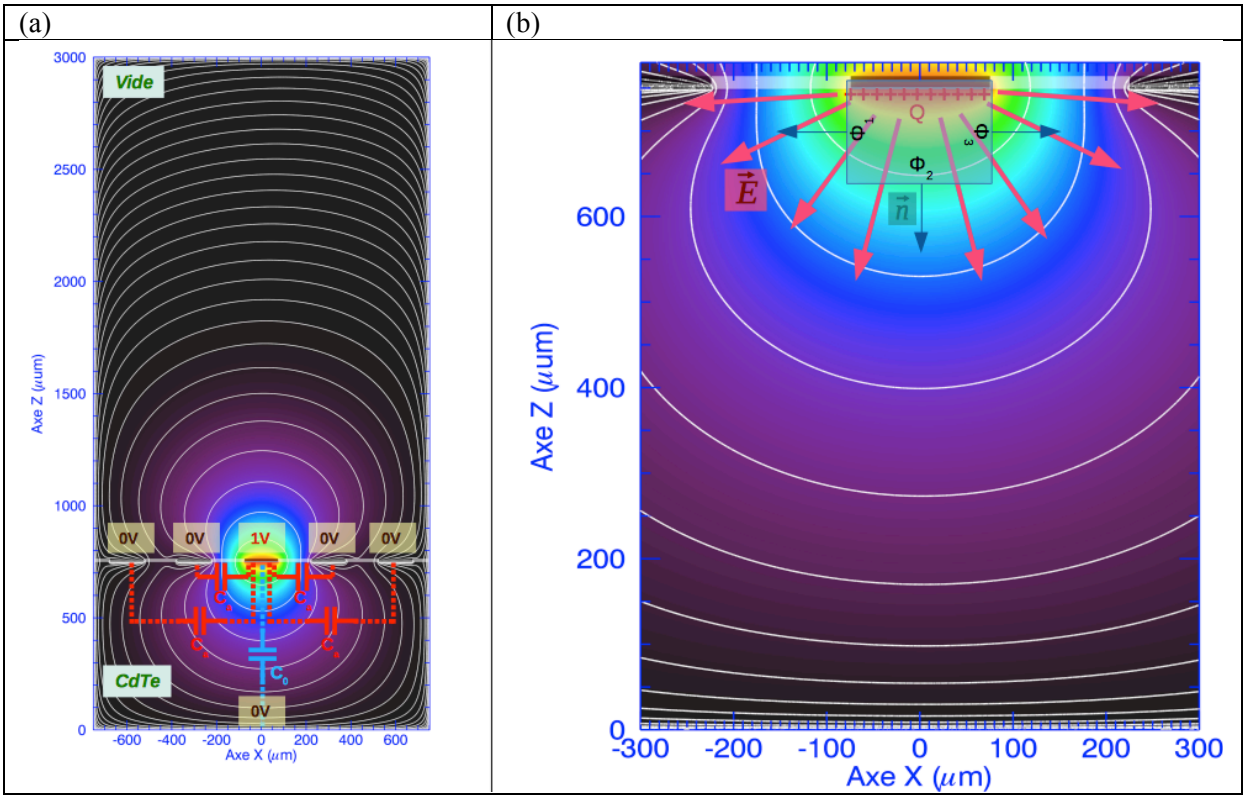

Figure IV-2 : (a) Distribution du potentiel électrique dans un détecteur CdTe de 5 pixels de largeur 150 µm et d'épaisseur 750 µm (modèle 2D), surmonté d'un volume vide. Pour se placer dans les conditions nécessaires au calcul de la capacité totale du pixel central, le potentiel de ce dernier est fixé à 1V et celui des pixels voisins ainsi que la cathode planaire sont maintenus à 0V. Une sélection d'équipotentielles est représentée. Les lignes de champ électrique qui s'établissent entre le pixel central et ses voisins, ainsi qu'entre le pixel central et l'électrode planaire sont respectivement impliquées dans la définition des capacités C_a et C_0. Ce modèle 2D ne donne pas accès à C_{diag}. (b) Zoom sur le pixel central, avec la représentation schématique du champ électrique et un exemple de définition pour la surface de Gauss. La charge totale Q accumulée à la surface du pixel est enfermée dans cette surface. L'intégration des flux du champ électrique sur la surface fermée de Gauss ($\phi_{tot}= \phi_1+ \phi_2+ \phi_3$) donne la valeur de Q, et par conséquent la capacité. Le flux est nul pour la surface confondue avec le pixel.

La première étape consiste à déterminer la distribution du potentiel électrique $U(\mathbf{r})$ dans le volume du détecteur. Le calcul est réalisé en 2D, et passe par la résolution numérique de l'équation de Poisson (exposée au paragraphe III.B).
Dans l'exemple de la Figure IV-2, je considère un détecteur CdTe de 750 µm d'épaisseur (optimum retenu précédemment), dont la surface de 1500 µm de largeur est divisée en 5 *strips* avec w=150 µm. Le tout est surmonté d'un volume d'air (ε_r=1) dont la hauteur est 3 fois l'épaisseur du détecteur. Les axes et formalismes utilisés sont les mêmes que précédemment, et j'ai représenté une sélection d'équipotentielles.

Dans le but de déterminer la capacité totale du *strip* central, j'impose une différence de potentiel ΔU identique entre d'une part le *strip* central et chacun de ses voisins, et d'autre part entre le *strip* central et la cathode planaire. En pratique, cela revient à fixer un potentiel de 0V sur l'ensemble des électrodes, hormis sur le *strip* central qui est choisi – par exemple – à 1V. En raison de leur nature conductrice, le champ électrique est nul au sein des surfaces métallisées (le potentiel étant uniforme dans les électrodes, en conditions statiques).
Dans cette configuration, et d'après la définition de la capacité électrique, $C=Q/U_{central}$, avec Q la charge totale accumulée à la surface de l'électrode centrale par unité de longueur (définie en C/cm, cette dernière étant de longueur infinie dans la géométrie 2D). En ayant défini le potentiel $U_{central}$ à 1V, la capacité est directement donnée par la valeur de la charge Q.

La détermination de cette dernière se fait via l'utilisation du théorème de Gauss, et la définition d'une surface fermée appropriée :

$$\phi_{tot} = \oiint_{surface} \boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}\mathbf{S} = \frac{\sum_{\boldsymbol{volume}} q_{int}}{\varepsilon_r \, \varepsilon_0}$$

Avec $d\boldsymbol{S} = dS\,\boldsymbol{n}$, **n** représentant le vecteur élément de surface, dirigé vers l'extérieur de la surface fermée.

En définissant une surface de Gauss astucieuse – typiquement un cube dont l'un des plans est confondu avec la surface de l'électrode (exemple sur la Figure IV-2(b)), le flux du champ électrique total ϕ_{tot} sortant de cette surface fermée est égal à la somme des charges contenues dans son volume divisée par la permittivité du matériau.

Le choix de la surface de Gauss n'est pas unique, mais doit être tel que $\sum_{\boldsymbol{volume}} q_{int} = Q$, en englobant notamment toute la largeur du pixel. Dans l'exemple, avec la surface supérieure du cube confondue avec la surface métallisée de l'électrode, le flux sortant du champ électrique est nul ; il n'y a pas de lignes de champ traversant cette surface puisque la valeur du champ électrique est nulle en tout point du conducteur. La détermination de ϕ_{tot} revient à sommer uniquement les valeurs de ϕ_1, ϕ_2 et ϕ_3, ces derniers représentant les flux sortant sur les surfaces planaires du cube perpendiculaires et parallèles à l'électrode. Compte tenu du modèle 2D de *strips* infinis considéré ici, la composante du champ selon l'axe Y est nulle, ce qui implique que le calcul du flux dans le plan XZ soit ignoré.

De manière similaire au modèle 3D, je définis la capacité totale C_{tot}^{2D} du *strip* central – donnée par le calcul introduit précédemment - qui est la somme de deux contributions : la capacité de *bulk* C_0^{2D}, et la capacité C_V^{2D} due uniquement à l'ensemble des électrodes adjacentes (au nombre de 4 dans l'exemple). La valeur de C_{IN}, extrapolée en 3D à partir de ce calcul en 2D, sera une combinaison linéaire de C_0^{2D} et C_v^{2D}, qui nécessiteront donc d'être isolées (cf. IV.B.5).

Il a été montré que la détermination de C_{tot}^{2D} passait par le calcul de la charge Q accumulée par l'électrode centrale, donnée par le flux du champ électrique au travers de la surface de Gauss. Aussi, les dimensions du maillage impactent directement le calcul du flux du champ électrique requis pour accéder à la capacité, puisque sa détermination se fait en interpolant les valeurs ponctuelles du champ données par le calcul sur l'ensemble de la surface de Gauss. Le calcul du flux du champ électrique sur la surface de Gauss est conduit avec les valeurs interpolées à 1 µm quel que soit le maillage régulier choisi pour la méthode des différences finies. Pour le calcul par éléments finis, la détermination de la capacité est faite directement par COMSOL via une fonction du module « électromagnétique » qui se charge de la définition du maillage, de la surface de Gauss et des interpolations nécessaires au calcul.

De même, l'influence du nombre de voisins sur le calcul doit être quantifiée pour définir la géométrie du modèle à utiliser pour l'optimisation de la capacité en fonction de *w/p*.

Pour le calcul, on considère ici un diélectrique parfait. A noter que pour un détecteur n'étant pas complètement déplété, les valeurs de capacité réelles seront sensiblement plus élevées que celles déterminées par le calcul (le champ étant nul dans une fraction du volume du détecteur près de la cathode, le gradient de potentiel est plus important au niveau de l'anode segmentée, d'où un flux plus élevé).

B. Résultats

1. Maillage, tolérance, géométrie

En conduisant une analyse préliminaire de la capacité pour un détecteur de 750 µm et des électrodes de 150 µm de largeur (*w/p*=0,50) avec différents maillages réguliers, les valeurs commencent à converger pour des grilles dont les nœuds sont espacés de moins de 10 µm (fluctuations de moins de 15%).
La Figure IV-3 représente, pour ce maillage de 10 µm, les effets de la tolérance sur la détermination de la capacité et sur les temps de convergence du calcul par différences finies. La valeur trouvée pour la capacité totale du *strip* central semble nettement converger et rester complètement indépendante de l'erreur introduite dans le calcul pour des valeurs de cette dernière inférieures ou égales à 10^{-5} (moyenne de 1,04 pF/cm avec un écart-type de $1{,}5.10^{-5}$ pF/cm). Avec des erreurs entre 10^{-4} et 10^{-1}, on s'éloigne de ces valeurs avec une différence allant de 1 à 12%. Le temps de convergence est évidemment corrélé à la tolérance (entre 1000 et 40s pour des erreurs de 10^{-11} – 10^{-5}), et incite à le garder le plus faible possible. Une erreur de 10^{-5} est donc imposée pour le reste des calculs.
Pour des maillages plus réduits, ces temps de convergence seront considérablement augmentés : avec un maillage passant de 10 à 1 µm, le nombre de nœuds de calcul est multiplié par 100 et la convergence dure plus d'une vingtaine d'heures avec une erreur gardée à 10^{-5}.

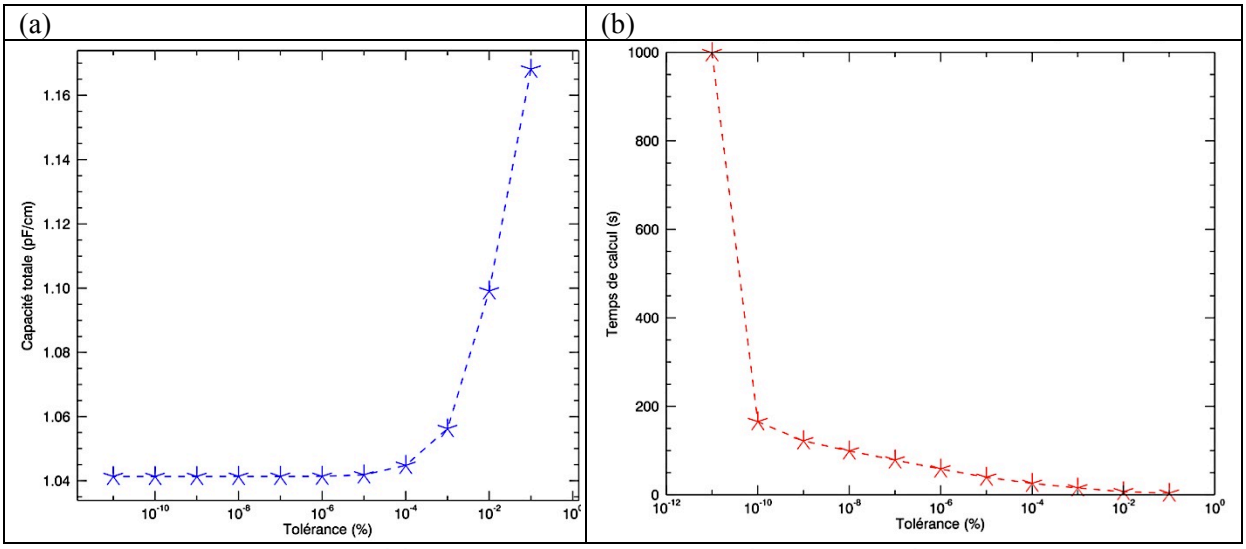

Figure IV-3 : Calcul de la capacité électrique totale en 2D par la méthode des différences finies, pour un ratio *w/p* de 0,50 et un maillage régulier de 10 µm. Etude de l'effet du niveau de tolérance fixé dans le calcul de convergence sur la capacité (a) et sur le temps de résolution (b).

Comme évoqué précédemment, l'action des pixels périphériques sur la capacité est supposée relativement faible au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'électrode centrale. Je le vérifie en menant le calcul pour des configurations comportant entre 3 et 15 *strips*, soit 2 à 14 *strips* voisins de l'électrode centrale (Figure IV-4).

Si l'influence de la « deuxième rangée » de voisins est légèrement visible sur la capacité totale (diminution de 1,4% par rapport à la valeur calculée avec seulement 1 *strip* de part et d'autre du *strip* central), elle est complètement négligeable au-delà (moins de 0,2% de variation entre la configuration avec 4 voisins et 6 voisins, et aucune différence en rajoutant encore des *strips*). Compte-tenu de ces résultats et des échelles de variation, je garde un modèle avec 5 électrodes pour la suite.

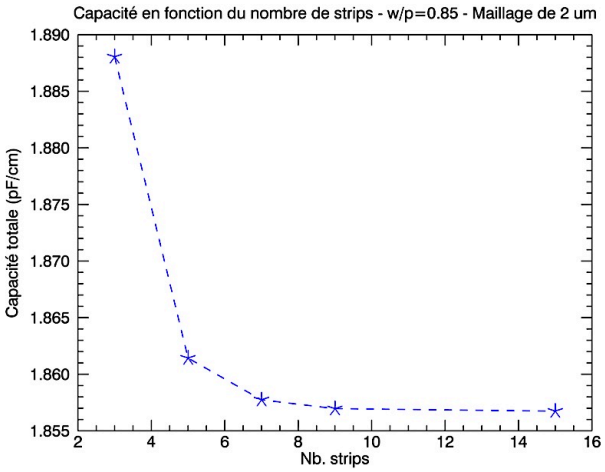

Figure IV-4 : Calcul de la capacité électrique totale en 2D par la méthode des différences finies, pour un ratio *w/p* de 0,85 et un maillage régulier de 2 µm. Influence de la géométrie (nombre de *strips*) sur le calcul de la capacité dans le pixel central. L'effet est quasi-négligeable au delà de 7 *strips*. Une valeur de 5 assure un bon compromis fiabilité / rapidité du calcul.

2. Capacité électrique totale

Avec tous ces éléments fixés, il est permis de calculer la capacité totale C_{tot}^{2D} pour un large panel de largeurs de *strips*, avec *w/p* compris entre 0,05 et 0,95 (15 - 285 µm, cf. Figure IV-5). Avec mon implémentation des différences finies, le calcul est mené avec un maillage régulier de 5, 2 et 1 µm. Via COMSOL, le potentiel est calculé via un maillage triangulaire auto-adaptatif. La rapidité de résolution par cette dernière méthode permet de représenter les valeurs de capacité par pas de 0,01 sur *w/p* (3 µm).

En comparant l'ensemble des courbes, il apparaît un léger « offset » dû au maillage, pour l'ensemble des géométries. Avec un maillage « grossier », la valeur de la capacité semble systématiquement sous-estimée par rapport au maillage issu de COMSOL. Entre un maillage régulier à 5 µm et ce maillage optimisé, la différence sur l'extraction de la capacité est estimée entre 9,4 et 14,4%. Cet écart est nettement plus ténu si l'on compare le maillage à 1 µm et celui de COMSOL : entre 1,7 et 3,1% de différence, au prix toutefois de temps de calcul prohibitifs.
Là encore, la différence est assumée provenir de l'erreur sur le calcul du potentiel près des bords des pixels, et aux approximations induites par l'interpolation entre les nœuds du maillage. Les valeurs convergeant toutes avec l'optimisation du maillage, je garderai les capacités données par COMSOL pour la suite des calculs.

Pour comparaison, j'ai calculé pour diverses largeurs de pixels C_{tot}^{2D} en fonction de l'épaisseur du détecteur, pour respectivement 750 µm, 1 mm et 2 mm. Sur l'ensemble des points, la dépendance de cette capacité à l'épaisseur du cristal apparaît extrêmement réduite, voire quasi-nulle ; par rapport à un détecteur de 750 µm d'épaisseur, la diminution de la valeur de C_{tot}^{2D} induite par le passage à un détecteur de 1 mm est au maximum de 0,6%, et 0,9% avec un détecteur de 2 mm. Cela ne fait que confirmer les remarques faites précédemment sur d'autres aspects, en montrant qu'un détecteur épais n'apportera pas non-plus de gain en terme de capacité et de bruit électronique. En outre, compte-tenu que l'approximation « détecteur planaire » pour la capacité de *bulk* introduit une dépendance en $1/d$, cela suggère que cette dernière est très faible devant celle induite par les pixels voisins.

Pour comparer ces différentes contributions, et dans le but de reconstituer à partir du modèle 2D la capacité totale d'un pixel, il est nécessaire de calculer séparément les effets de « bulk » et des voisins.

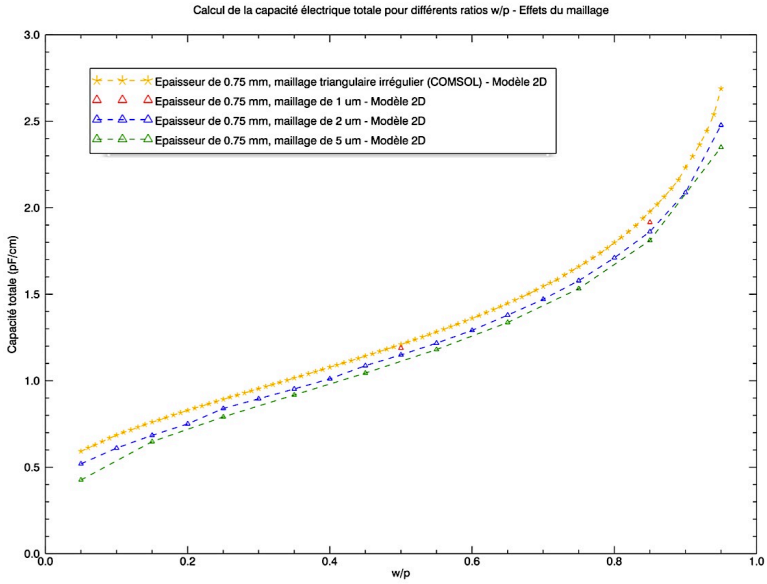

Figure IV-5 : Calcul de la capacité électrique totale en 2D sur le pixel central en fonction des ratios *w/p* pour un détecteur de 750 µm. Méthode des différences finies avec un maillage régulier de 1, 2 et 5 µm (points rouges, bleus et verts), et méthode des éléments finis avec un maillage triangulaire irrégulier (points jaunes).

3. Capacité de *bulk*

La capacité de *bulk* se calcule spécifiquement à partir du même modèle, mais en imposant un potentiel de 1V sur l'ensemble des *strips* (*strip* central + voisins). La cathode est toujours laissée à 0V. Une représentation du potentiel obtenu dans ce dernier cas est donnée à la Figure IV-6.
La méthodologie appliquée et les optimisations faites dans les parties précédentes restent inchangées. La valeur de C_0^{2D} du *strip* central est extraite pour chaque ratio *w/p* et l'ensemble est représenté sur la Figure IV-7.

La courbe confirme les hypothèses émises au cours de cette partie, avec des capacités de *bulk* variant très peu (croissantes avec *w/p*, et comprises entre 0,28 et 0,36 pF/cm), et dont les valeurs tendent tangentiellement vers la capacité d'un condensateur plan idéal de 300 µm de large.

C_0^{2D} n'est pas forcément toujours négligeable devant la capacité totale C_{tot}^{2D} : elle représente ainsi 47% de cette dernière avec des petits pixels de 50 µm. Ce taux maximal décroît néanmoins vite avec l'accroissement de *w/p*, et ne représente plus que 13% du total pour *w/p*=0,95.
En augmentant l'épaisseur du détecteur, la capacité C_0^{2D} diminue comme attendu. Le fait que cette diminution soit très peu visible sur la capacité totale vient certainement du fait qu'elle est contrebalancée par une augmentation de la capacité liée aux voisins.

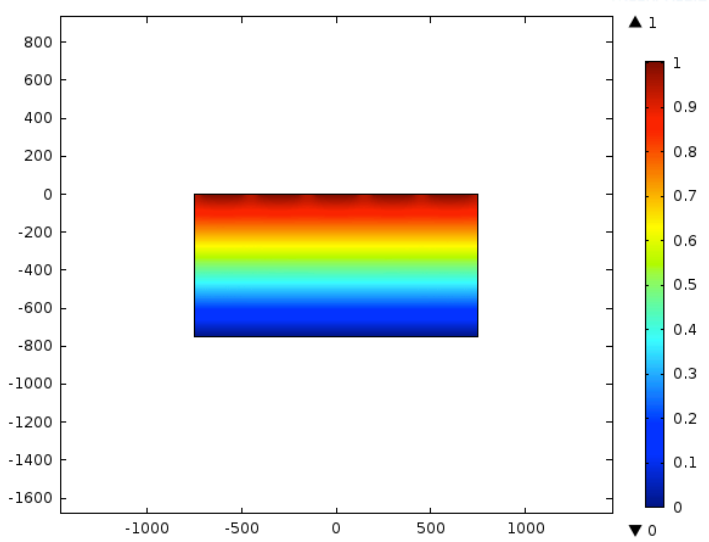

Figure IV-6 : Visualisation du potentiel utilisé pour le calcul de la capacité de *bulk* (anode segmentée imposée à 1V, cathode planaire à 0V). Ratio *w/p* de 0,5, calcul par COMSOL.

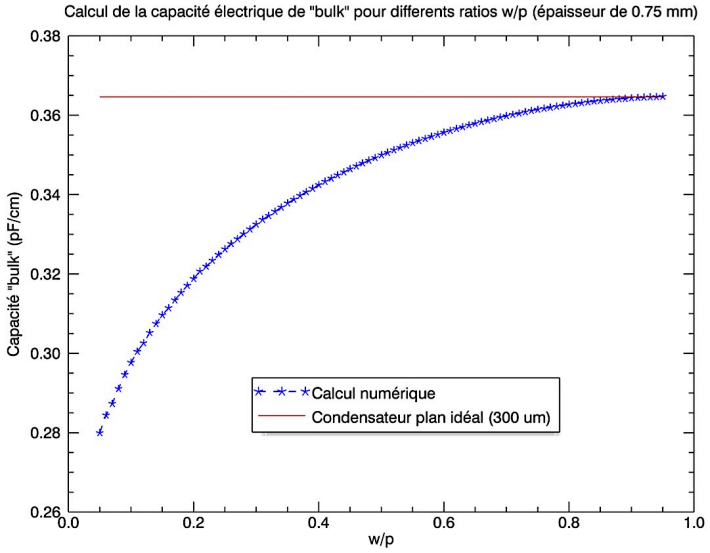

Figure IV-7 : Calcul de la capacité électrique de « bulk » en 2D pour différents ratios *w/p*. Méthode des éléments finis. Comparaison avec un condensateur plan idéal de 300 µm de côté.

4. Effet des voisins sur la capacité

La contribution des pixels voisins à la capacité, en 2D, est déduite en retranchant la capacité de *bulk* à la capacité totale : $C_v^{2D} = C_{tot}^{2D} - C_0^{2D}$. La Figure IV-8 résume l'évolution de ces différentes valeurs en fonction des ratios *w/p*.

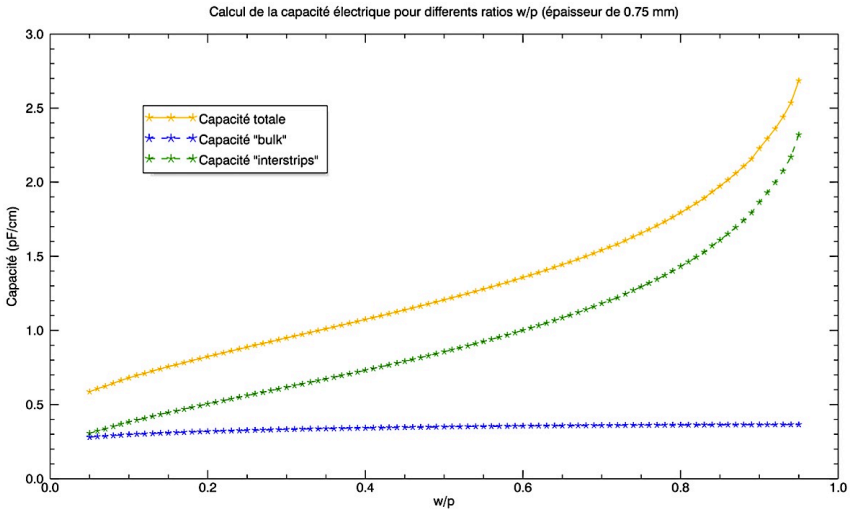

Figure IV-8 : Calcul en 2D par la méthode des éléments finis des capacités électriques totales, capacités de « bulk » et capacités « interstrips » pour différents ratios *w/p* avec un détecteur de 750 µm.

C_v^{2D} se situe entre 0,31 et 2,32 pF/cm, et son profil dirige directement celui de la capacité totale avec des gradients plus élevés lorsque *w/p* se rapproche de 1. Compte-tenu de l'échelle, la capacité de *bulk* est vue comme un simple offset quasi-constant qui vient se rajouter à la capacité due aux voisins, toujours majoritaire. Ces tendances confortent l'apport du modèle numérique dans la prévision de la capacité placée à l'entrée des préamplificateurs de charges.

5. Capacité totale en 3D

Les courbes présentées précédemment (Figure IV-5, Figure IV-7 et Figure IV-8) sont valides pour des détecteurs strippés, dont les longueurs des électrodes sont nettement supérieures à leurs largeurs. Les tendances données par les profils des courbes sont évidemment conservées pour des pixels carrés, mais une analyse quantitative nécessite de prendre en compte les dimensions exactes des pixels, soit passer d'un modèle en 2D à une représentation en 3D.

A partir du modèle 2D, il est ainsi possible d'extrapoler la capacité totale C_{IN} en combinant les capacités C_0^{2D} et C_v^{2D}, avec :

$$C_0 = {C_0}^{2D} \times \frac{w}{p} \times p$$

$$C_v = 2 \times {C_v}^{2D} \times \frac{w}{p} \times p$$

Le facteur 2 rajouté dans la formulation de C_v tient compte de l'influence des pixels voisins dans la dimension Y ; le modèle 2D simulant uniquement la présence de 2 pixels de part et d'autre du pixel central sur l'axe X. Le tout revient ainsi à considérer un pixel central entouré de 8 voisins, les pixels sur les diagonales étant ignorés (C_{diag} nulle).
Comme en 2D, la capacité finale C_{IN} est la somme de C_0 et C_v.

Dans le même temps, par souci de comparaison et pour valider la pertinence de l'approche en 2D, j'ai implémenté dans COMSOL la géométrie décrite à la Figure IV-1 en 3D (matrice de 5×5 pixels, même épaisseur, et *w/p* variables). Cette démarche est permise par la rapidité du calcul et l'optimisation du maillage offerte par le logiciel. Un exemple de la résolution du potentiel est donné à la Figure IV-9.

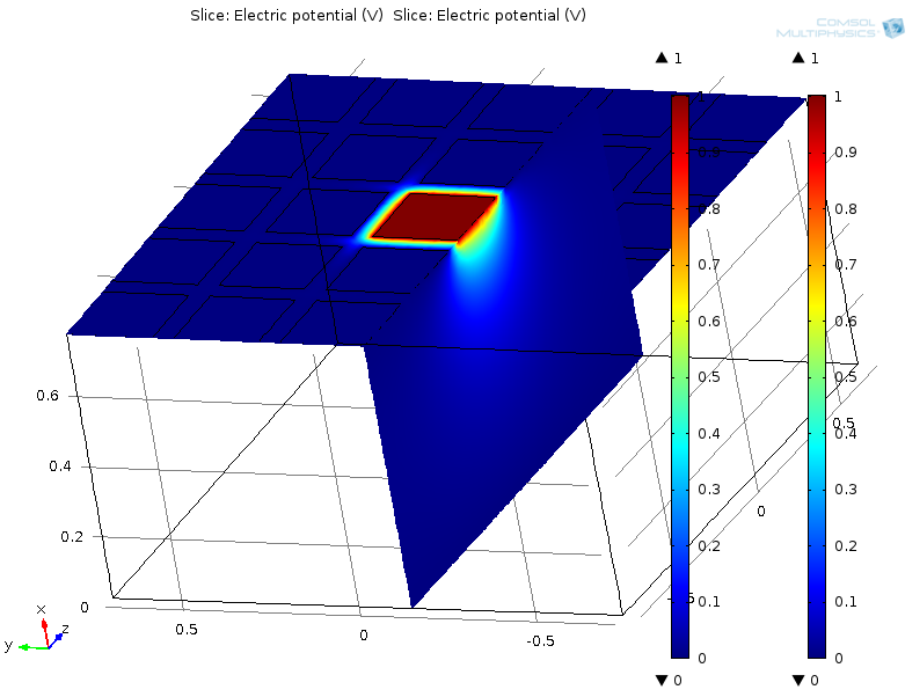

Figure IV-9 : Résolution du potentiel électrique en 3D par la méthode des éléments finis. Configuration avec 5×5 pixels ; le pixel central est fixé à 1 V, l'électrode planaire ainsi que les autres pixels sont laissés à 0 V. Cette distribution de potentiel définie pour le calcul de capacité est aussi identique au « potentiel de pondération » couramment utilisé pour le calcul de l'induction de la charge dans le pixel central.

Les valeurs de C_{IN} obtenues par extrapolation du modèle 2D ou nativement en 3D sont représentées en fonction de w/p à la Figure IV-10, et synthétisées à la Table 4 pour une sélection de géométries.

Avant tout, il apparaît que la capacité totale C_{IN} demeure très faible, quelle que soit la configuration et le modèle utilisé, avec un maximum à 147 fF pour des pixels de 285 µm de côté.
Le comparatif des résultats obtenus en 2D et en 3D fait apparaître un surplus de capacité pour le modèle 3D. Cette hausse va de 4 à 20 fF, et – bien que très faible – elle représente une fraction non-négligeable, voire majoritaire de C_{IN}, en particulier pour les pixels les plus petits. Avec l'accroissement du ratio w/p, ces différences s'estompent ; ainsi, la capacité calculée dans la géométrie du démonstrateur de MC2 est de 85 fF en 2D, et 98 fF en 3D (15% de plus).
Ces écarts sont supposés provenir en majorité du fait que la composante C_{diag} soit ignorée dans le modèle 2D et présente en 3D. Paradoxalement, sa contribution semble la plus importante pour des pixels dont les bords sont éloignés les uns des autres, et très réduite dans le cas de faibles distances inter-pixels. Aussi, le calcul ayant été mené en considérant des *strips* de longueurs infinies, les erreurs systématiques dues à la longueur finie des pixels – particulièrement lorsque ces dernières sont faibles devant les valeurs de w – ont été négligées et peuvent aussi expliquer ce profil de courbe.
Enfin, les petits « décrochages » apparaissant sur la courbe de capacité calculée à partir du modèle 3D viennent d'un maillage défini plus grossier en 3D qu'en 2D pour conserver des temps de convergence acceptables.

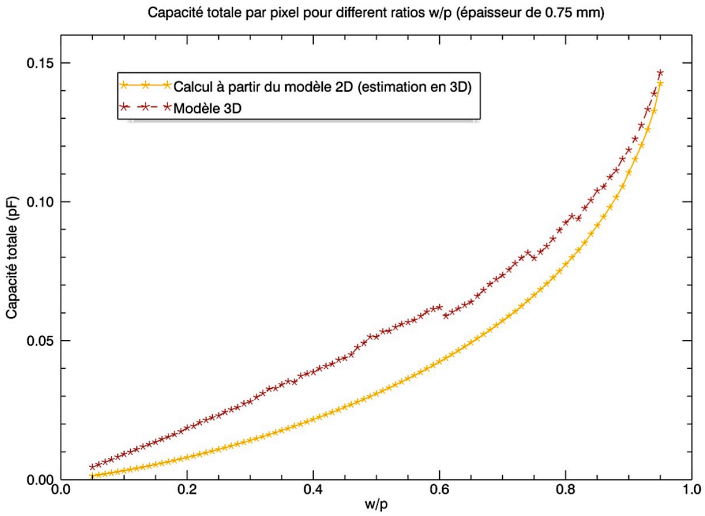

Figure IV-10 : Capacité électrique totale pour des pixels de différentes géométries *w/p* à partir des calculs en 2D extrapolés en 3D (courbe jaune), ou à partir du modèle en 3D (courbe rouge). La légère irrégularité des résultats en 3D est due à un maillage plus grossier qu'en 2D résultant en des imprécisions sur la résolution du potentiel ou sur l'intégration du flux sur la surface de Gauss.

Ratio *w/p*	Largeur pixel *w* (µm)	C_{IN} (fF) *Modèle 2D*	C_{IN} (fF) *Modèle 3D*	Surplus modèle 2D -> 3D (fF)
0,16	48	6	15	9 (+ 150%)
0,33	99	16	33	17 (+ 106%)
0,50	150	31	51	20 (+ 65%)
0,67	201	52	68	16 (+ 31%)
0,73	219	62	80	18 (+ 29%)
0,80	240	77	92	15 (+ 19%)
0,83	249	85	98	13 (+ 15%)
0,87	261	98	109	11 (+11%)
0,90	270	110	119	9 (+8%)

Table 4 : Capacités totales C_{IN} pour une sélection de géométries, à partir des modèles 2D et 3D.

Avec C_{IN} de l'ordre d'une centaine de femto-farads, cette optimisation montre que - dans tous les cas – la capacité seule ne sera pas un critère de choix de la géométrie finale. En effet, le gain est d'ores et déjà très significatif par rapport aux précédentes générations (capacité estimée entre 1 et 2 pF sur Caliste HD).

Les développements d'hybrides en CdTe menés par la JAXA et l'Université de Tokyo donnent un point de comparaison en ce qui concerne la capacité électrique réellement obtenue avec de tels systèmes. Leur architecture est assez proche de la nôtre, avec un monocristal de CdTe de 500 µm d'épaisseur et une anode segmentée de 12×12 pixels pour un pitch de 270 µm et des pixels de 240 µm de côté (*w/p*=0,89). Leur ASIC matriciel est – lui aussi – hybridé au cristal par une technique de *flip-chip*. A partir de la dépendance du bruit électronique de ce dernier à la capacité (25 e^-/pF), C_{IN} est mesurée à environ 400 fF, soit plus du double de ce qui avait été initialement estimé [19]. Bien que ce résultat soit à pondérer (la capacité ayant été calculée à partir de la connaissance d'un ASIC différent de celui qui était réellement hybridé au détecteur, et les géométries n'étant pas exactement similaires), il est indiscutable qu'une contribution supplémentaire liée à l'interconnexion d'un ASIC vient se rajouter à la valeur de C_{IN} théorique.

Les origines possibles sont nombreuses, à commencer par l'influence de la hauteur et la largeur des plots de connexion sur les anodes segmentées, ainsi qu'un ASIC surmontant le détecteur à faible distance. Dans le but de vérifier cette hypothèse, je les ai rajoutés dans la simulation.

6. Raffinement du modèle : prise en compte des interconnexions

Pour simuler la présence des plots d'interconnexion et d'un ASIC hybridé en *flip-chip*, j'ai repris le modèle 2D précédent (le maillage 3D devenant trop complexe à gérer). Aux anodes, on raccorde des plots en or de hauteurs et largeurs variables, eux-mêmes reliés à un substrat d'ASIC en Silicium dont l'épaisseur est fixée à 500 µm. L'espace entre le détecteur et l'ASIC et dans le reste du volume est rempli d'air. Un exemple de la résolution du potentiel est donné à la Figure IV-11 (calcul de la capacité de *bulk*). La démarche ne change pas (combinaison de C_0^{2D} et C_v^{2D}), et les valeurs de capacité sont extraites via COMSOL.

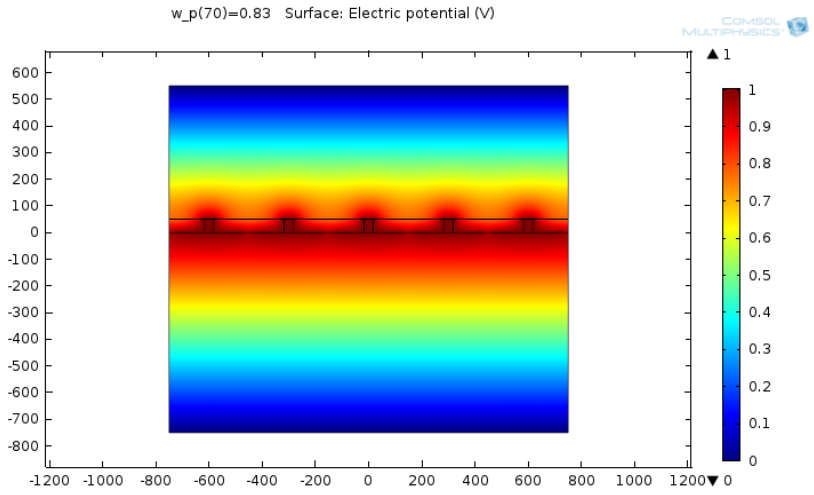

Figure IV-11 : Détermination du potentiel électrique pour un détecteur pixellisé (w/p=0,83), avec des plots d'interconnexion de 50 µm de hauteur et de 35 µm de largeur, et des pads métallisés sur l'ASIC de 60 µm. La cathode est à 0V, et l'ensemble des pixels à 1V (configuration pour extraire la capacité de *bulk*).

Pour une géométrie de pixel donnée (w/p=0,83), les effets des plots d'interconnexion sont tels que :

- Pour une gamme de largeurs de plots entre 10 et 55 µm, l'ensemble des composantes de la capacité restent inchangées.
- Avec des hauteurs de plots variant entre 10 et 300 µm, le calcul montre que la capacité n'évolue quasiment plus au-delà de 100 µm. Pour des hauteurs inférieures, la capacité totale s'accroit avec la réduction de la distance entre l'ASIC et le cristal (Figure IV-12). En comparant C_{IN} pour les deux hauteurs extrêmes, on trouve 90 fF à 300 µm (proche de la valeur sans plots ni ASIC) et 108 fF à 10 µm (hausse de 20%).
  Les hauteurs de plots d'interconnexion montés sur le détecteur de la JAXA ne sont pas spécifiées, mais assumées se situer vers 20-30 µm compte-tenu de la technologie utilisée. Une influence non-négligeable sur la capacité électrique totale est ainsi probable, même si ces effets ne peuvent à eux seuls expliquer le facteur 2 observé.

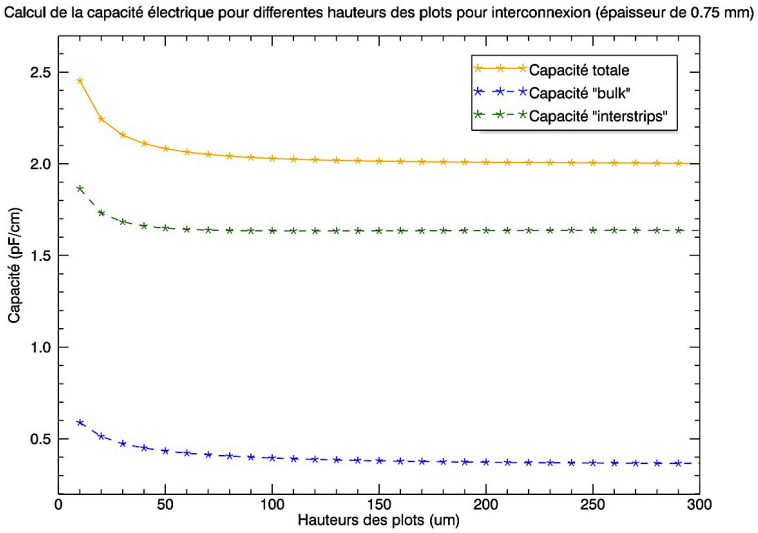

Figure IV-12 : Calcul de la capacité électrique en 2D par la méthode des éléments finis pour différentes hauteurs des plots d'interconnexion. Ratio *w/p*=0,83, diamètre des plots de 30 µm, ASIC en Si de 0,5 mm d'épaisseur.

En gardant une hauteur estimée à environ 50 µm dans notre application et un diamètre de 30 µm, la Figure IV-13 représente l'évolution de la capacité totale C_{IN} en fonction de *w/p* ainsi qu'un comparatif avec la configuration « détecteur seul ».

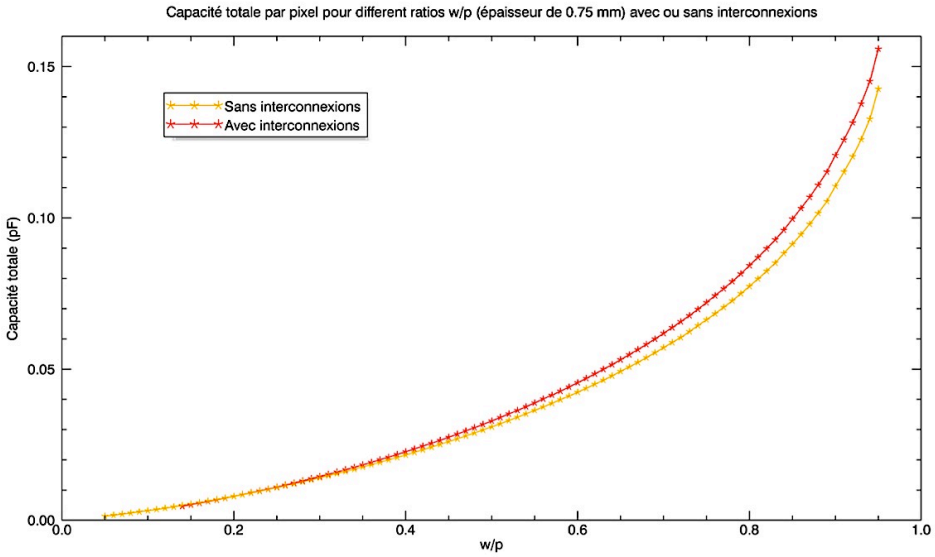

Figure IV-13 : Capacité électrique totale pour des pixels de différentes géométries *w/p* à partir des calculs en 2D extrapolés, avec et sans plots d'interconnexion (hauteur de 50 µm, diamètre de 30 µm, ASIC en Si de 0,5 mm d'épaisseur).

Là encore, la hausse de capacité induite par la prise en compte des plots et de la proximité d'un ASIC est très modeste, quasiment négligeable pour *w/p*<0,50 (moins de 5%). Pour des pixels de 250 µm, la différence est ainsi de 8 fF, soit près de 9% de plus. En se basant sur les résultats obtenus en 3D, cela conduirait à une capacité théorique totale de près de 107 fF. Dans le pire cas simulé (*w/p*=0,95), C_{IN} vaudrait au maximum 162 fF.

Nous avons vu que les effets évoqués précédemment étaient insuffisants pour expliquer cette contribution additionnelle à la capacité observée expérimentalement sur un détecteur comparable. Bien que la précision de mesure et les différences de géométries sur les détecteurs de la JAXA puissent être en partie responsables de ces écarts, il est plus probable que ce surplus de capacité vienne de la structure des circuits électroniques de l'ASIC. Avec des capacités en entrée théoriques de l'ordre de la

centaine de femto-farads, les préamplificateurs de charges sont assumés devenir très sensibles à la disposition des pistes électroniques et aux moindres sources de capacité. Lors de la phase de *design* de l'ASIC D^2R_1, un facteur 2 a donc été rajouté à la capacité maximale attendue en guise de marge de sécurité ($C_{IN} \approx 300$ fF) pour garantir un fonctionnement nominal de la puce dans tous les cas.

V. Modélisation de l'induction du signal

A partir des bases de résolution des champs et potentiels introduites en III.B, j'ai construit sous IDL un modèle de transport et d'induction du signal en 2D, auquel j'ai progressivement rajouté de la complexité.
Une démarche comparable avait été suivie il y a près de 10 ans par B. Dirks [14], qui avait adapté le programme MGS-CdTe [35] sous Matlab pour réaliser des simulations en 3D sur des détecteurs CdTe à larges pixels. Dans ce dernier cas, les géométries utilisées permettaient d'ignorer complètement la diffusion des porteurs de charges et les effets associés – approximations qui ne sont pas envisageables ici. Egalement, ces simulations avaient montré que le choix d'un modèle en 3D était fortement consommateur de ressources (d'autant plus qu'il s'agit ici de simuler de multiples propositions de géométries), et les résultats faisaient apparaître des incertitudes de l'ordre de 5% sur la charge induite sur les électrodes, en l'absence de toute autre source pour expliquer ces « pertes ».
Si ce biais dans la simulation restait acceptable pour évaluer l'induction du signal dans une géométrie définie de détecteur à larges pixels au pitch de 1 mm, le risque de conserver un tel modèle était – dans ma démarche d'optimisation – d'accroitre ces sources d'erreur, en particulier pour des surfaces finement pixellisées dont les dimensions des électrodes seraient bien trop réduites devant les approximations du modèle.
Une des conclusions recommandait ainsi le passage à un modèle en 2D qui – au prix d'erreurs quant aux effets de bord des pixels – permettrait de mieux échantillonner le volume du détecteur et les inhomogénéités des champs électriques et de suivre plus précisément l'induction du signal via des pas de temps plus petits, sans nécessiter des temps de calcul déraisonnables.

Les outils simples comme MGS-CdTe et le modèle que j'ai développé ne sont bien entendu pas à opposer à des logiciels TCAD commerciaux dédiés à la simulation étendue de semiconducteurs comme Synopsys ou Silvaco [29], mais répondent à un besoin spécifique en permettant de garder la maitrise des processus physiques et d'adapter très facilement le modèle ou de rajouter/supprimer des approximations. En outre, le fait d'implémenter ce programme sous l'environnement de développement IDL permet l'interopérabilité avec les autres outils en usage au laboratoire, avec un niveau de détail acceptable ici.

A. Théorème de Shockley-Ramo

Lors de l'interaction d'un photon dans le CdTe, un ensemble de paires électrons/trous est créé. Sous l'influence du champ électrique et en fonction de leurs signes respectifs, ces porteurs de charges se séparent et migrent vers les électrodes, en subissant éventuellement des pertes par recombinaison ou piégeage.
Le simple fait de mettre en mouvement ces ensembles de porteurs chargés conduit à générer par induction une charge image sur les électrodes, à l'origine d'un courant induit. Quel que soit le lieu d'interaction initial, un signal est induit sur l'ensemble des électrodes et sa durée correspond à l'écart de temps entre le début de la migration et l'arrivée des derniers porteurs de charges sur les électrodes. Ainsi, et contrairement à ce qui peut être instinctivement pensé, ce n'est pas l'arrivée d'une charge sur une électrode qui génère le signal, mais le mouvement de l'ensemble ayant eu lieu avant d'atteindre cette électrode.
La charge image induite par le mouvement des porteurs chargés se détermine de manière analytique à partir des équations de l'électromagnétisme et de la conservation de l'énergie. Une démonstration

complète du calcul est donnée par Z. He [36], et un exemple d'utilisation dans le cadre de la simulation de détecteurs CdTe monolithiques est proposé par O. Grimm [37] sur laquelle je me suis partiellement basé pour ma simulation.

Le calcul nécessite de poser le champ électrique total $\boldsymbol{E_{tot}}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_Q})$ décomposable en trois composantes indépendantes telles que : $\boldsymbol{E_{tot}}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_Q}) = \boldsymbol{E_0}(\boldsymbol{r}) + \boldsymbol{E_{ce}}(\boldsymbol{r}) + \boldsymbol{E_Q}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_Q})$. $\boldsymbol{E_0}$ correspond au champ résultant des potentiels appliqués aux électrodes en l'absence de charges dans le détecteur, $\boldsymbol{E_{ce}}$ est le champ uniquement dû à la charge d'espace, et $\boldsymbol{E_Q}$ correspond au champ électrique créé par le mouvement des porteurs de charges se trouvant à la position $\boldsymbol{r_Q}$ (hypothèse d'une charge ponctuelle Q). En appliquant le théorème de Gauss sur une surface englobant une électrode d'indice i, la variation ΔQ_i de la charge induite sur cette électrode lors du mouvement d'une charge ponctuelle dans le volume du détecteur de la position $\boldsymbol{r_{start}}$ à $\boldsymbol{r_{stop}}$ est donnée par :

$$\Delta Q_i = \oiint_{surface} \varepsilon(\boldsymbol{r}) \left(\boldsymbol{E_{tot}}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_{start}}) - \boldsymbol{E_{tot}}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_{stop}})\right) \cdot \mathrm{d}\mathbf{S}$$
$$= \oiint_{surface} \varepsilon(\boldsymbol{r}) \left(\boldsymbol{E_Q}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_{start}}) - \boldsymbol{E_Q}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_{stop}})\right) \cdot \mathrm{d}\mathbf{S}$$

La charge induite sur l'électrode ne dépend ainsi ni des potentiels appliqué, ni de la charge d'espace (considérée comme stationnaire), mais uniquement des positions $\boldsymbol{r_Q}$ des porteurs. On peut, sans affecter le résultat du calcul, poser $\boldsymbol{E_{ce}}(\boldsymbol{r})$=0.
En appliquant la loi de conservation de l'énergie, la différence entre le travail fourni sur l'ensemble des charges induites ΔQ_i par le générateur de haute-tension et l'énergie absorbée par les porteurs de charges migrant dans le détecteur est égale à la variation de l'énergie du champ électrique :

$$\sum_{i=1}^{K} V_i \, \Delta Q_i - \int_{\boldsymbol{r_{start}}}^{\boldsymbol{r_{stop}}} Q \, \boldsymbol{E_0}(\boldsymbol{r}) \, \mathrm{d}\mathbf{r}$$
$$= \frac{1}{2} \iiint_{volume} \varepsilon(\boldsymbol{r}) \left(\left(\boldsymbol{E_0}(\boldsymbol{r}) + \boldsymbol{E_Q}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_{stop}})\right)^2 - \left(\boldsymbol{E_0}(\boldsymbol{r}) + \boldsymbol{E_Q}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_{start}})\right)^2\right) \mathrm{dV}$$

V_i représente le potentiel imposé à l'électrode i, et l'intégration se fait sur l'ensemble de la distribution des champs électriques au sein d'un volume dont les bords sont mis à la masse. On exprime l'induction électrique en fonction de son gradient de potentiel $\boldsymbol{D_0}(\boldsymbol{r}) = \varepsilon(\boldsymbol{r}) \, \boldsymbol{E_0}(\boldsymbol{r}) = -\boldsymbol{\nabla} U_0(\boldsymbol{r})$ (milieu linéaire et isotrope, avec la constante diélectrique ε qui est un scalaire) et $\boldsymbol{E_Q}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_Q}) = -\boldsymbol{\nabla} U_Q(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_Q})$. En appliquant la première identité de Green, une composante de l'intégrale de volume s'exprime en deux intégrales de surface et de volume associées selon :

$$\iiint_{volume} \varepsilon(\boldsymbol{r}) \, \boldsymbol{E_0}(\boldsymbol{r}) \cdot \boldsymbol{E_Q}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_Q}) \, \mathrm{dV} = \iiint_{volume} \boldsymbol{\nabla} U_0(\boldsymbol{r}) \cdot \boldsymbol{\nabla} U_Q(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_Q}) \, \mathrm{dV}$$
$$= \oiint_{surface} U_Q(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_Q}) \, \boldsymbol{\nabla} U_0(\boldsymbol{r}) \cdot \mathrm{d}\mathbf{S} - \iiint_{\boldsymbol{volume}} U_Q(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_Q}) \, \boldsymbol{\nabla}^2 U_0(\boldsymbol{r}) \, \mathrm{dV} = 0$$

Comme le potentiel U_Q est nul sur la surface entourant le volume, et que – par définition de $\boldsymbol{E_0}$ – la charge d'espace est considérée nulle, il ressort de l'équation de Poisson : $\boldsymbol{\nabla}^2 U_0(\boldsymbol{r}) = -\frac{\rho(\boldsymbol{r})}{\varepsilon(\boldsymbol{r})} = 0$; les deux intégrales sont égales à 0, d'où l'égalité ci-dessus.

Ainsi, l'équation donnant la variation de l'énergie du champ électrique se réécrit en :

$$\sum_{i=1}^{K} V_i \, \Delta Q_i - \int_{\boldsymbol{r_{start}}}^{\boldsymbol{r_{stop}}} Q \, \boldsymbol{E_0}(\boldsymbol{r}) \, \mathrm{d}\mathbf{r} = \frac{1}{2} \iiint_{volume} \varepsilon(\boldsymbol{r}) \left(\boldsymbol{E_Q}^2(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_{stop}}) - \boldsymbol{E_Q}^2(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_{start}}) \right) \mathrm{dV}$$

En développant la seconde partie de l'équation en termes de potentiels et en réinsérant la première identité de Green, l'équation de Poisson pour U_Q ($\boldsymbol{\nabla}^2 U_Q(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_Q}) = -\frac{Q\,\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r_Q})}{\varepsilon(\boldsymbol{r})}$) et les simplifications déjà utilisées, il vient :

$$\sum_{i=1}^{K} V_i \, \Delta Q_i - \int_{\boldsymbol{r_{start}}}^{\boldsymbol{r_{stop}}} Q \, \boldsymbol{E_0}(\boldsymbol{r}) \, \mathrm{d}\mathbf{r} = \frac{Q}{2} \left(\frac{U_Q(\boldsymbol{r_{stop}}, \boldsymbol{r_{stop}})}{\varepsilon(\boldsymbol{r_{stop}})} - \frac{U_Q(\boldsymbol{r_{start}}, \boldsymbol{r_{start}})}{\varepsilon(\boldsymbol{r_{start}})} \right)$$

Avec une permittivité posée constante dans le volume du CdTe, et en assumant que le potentiel à une distance infinitésimale de la charge ponctuelle Q ne dépend pas de la position $\boldsymbol{r_Q}$, on en déduit que le second terme de l'équation s'annule. Au final, on obtient :

$$\sum_{i=1}^{K} V_i \, \Delta Q_i = \int_{\boldsymbol{r_{start}}}^{\boldsymbol{r_{stop}}} Q \, \boldsymbol{E_0}(\boldsymbol{r}) \, \mathrm{d}\mathbf{r} = -Q \left(U_0(\boldsymbol{r_{stop}}) - U_0(\boldsymbol{r_{start}}) \right)$$

Par rapport aux expressions des équations initiales – difficilement exploitables – cette dernière formulation permet d'ajouter une dépendance de la charge induite ΔQ_i aux potentiels V_i assignés aux électrodes. Ces derniers peuvent être choisis arbitrairement ; ainsi, si l'on veut connaître la variation de charge induite à l'électrode L (ΔQ_L), il suffit de poser l'ensemble des potentiels nuls, sauf V_L. L'expression se réécrit :

$$\Delta Q_L = \frac{Q}{V_L} \left(U_0(\boldsymbol{r_{start}}) - U_0(\boldsymbol{r_{stop}}) \right) = Q \left(\psi_L(\boldsymbol{r_{start}}) - \psi_L(\boldsymbol{r_{stop}}) \right)$$

Cette formule est définie comme le théorème de Shockley-Ramo [38, 39]. Ici, ψ_L est le « potentiel de pondération » de l'électrode L, tel que $\psi_L(\boldsymbol{r}) = U_0(\boldsymbol{r})/V_L$. En général, le potentiel V_L est posé égal à 1V ; le potentiel de pondération est ainsi une grandeur sans dimension dont les valeurs sont comprises entre 0 et 1, et calculé pour une densité de charge d'espace nulle.
Ce potentiel n'a pas de sens physique ; il représente juste un moyen simple de calculer l'induction de la charge image sur une électrode lors de la migration d'une charge Q dans le détecteur de la position $\boldsymbol{r_{start}}$ à la position $\boldsymbol{r_{stop}}$. Evidemment, le potentiel de pondération devra être calculé pour chaque électrode afin d'avoir accès à l'ensemble des signaux induits par une charge se mouvant dans le volume du détecteur. A noter que les potentiels calculés numériquement dans le cadre de la recherche de la capacité électrique totale des pixels sont ici homogènes à des potentiels de pondération (Figure III-2, Figure IV-2 et Figure IV-9).

B. Protocole

A partir du théorème de Shockley-Ramo, la démarche suivie pour simuler la réponse complète d'un détecteur CdTe s'organise de la manière suivante :

1) Pour une énergie E_{dep} et un lieu d'interaction ponctuelle (x_0,z_0) donnés (informations choisies arbitrairement ou fournies par un outil de type Monte-Carlo interfacé au simulateur, comme montré en II.2, on calcule le nombre n_0 de paires électrons / trous générées à l'instant t_0. En moyenne, $\overline{n_0} = \frac{E_{dep}}{w}$, avec l'énergie de création de paire w égale à 4,42 eV dans le CdTe. Pour un photon gamma à 59,54 keV issu d'une source d'Américium 241 et déposant toute son

énergie, on génère environ 13471 paires e^-/h, soit une charge électrique libre $Q_e(t_0) = -Q_h(t_0) = -e\,n_0$.
Pour tenir compte de la variation statistique sur le nombre de paires créées et insérer le facteur de Fano, n_0 est tiré aléatoirement à partir d'une distribution gaussienne de moyenne $\frac{E_{dep}}{w}$ et d'écart-type $\sigma = \sqrt{F \times \frac{E_{dep}}{w}}$ (soit environ 0,4% à 60 keV).

2) A partir de l'équation de Poisson et des approximations qui seront détaillées en V.D.2, je résous numériquement la distribution du potentiel $\phi(\boldsymbol{r})$ à l'intérieur du détecteur pour différentes géométries de l'anode. Le cristal doit être polarisé en inverse, en imposant une tension V_{bias} négative à la cathode et nulle à l'anode, le tout pour une charge d'espace donnée. Le gradient de ϕ permet d'extraire de champ électrique $\boldsymbol{E}(\mathbf{r})$ et ses composantes E_x et E_z.
Dans le calcul de la trajectoire des porteurs de charges jusqu'aux électrodes, c'est le champ électrique stationnaire $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{E_0}(\boldsymbol{r}) + \boldsymbol{E_{ce}}(\boldsymbol{r})$ qui est considéré, en ignorant l'influence de la composante transitoire $\boldsymbol{E_Q}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r_Q})$ liée aux charges libres en mouvement dans le volume. Il est toutefois possible que dans le cas de très gros flux de particules, le nombre d'électrons et trous générés quasi-instantanément soit suffisant pour affecter localement le champ.
Sous l'influence du champ électrique appliqué, les électrons et trous seront respectivement accélérés vers l'anode et la cathode, au gré de leurs collisions successives avec la structure cristalline. Leur vitesse tend vers une valeur finie moyenne telle que $\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r}) = \pm\, \mu_{e/h}\, \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})$, avec $\mu_{e/h} = e\,\tau_c / m^*_{e/h}$ (τ_c est le temps moyen entre deux collisions, et m^* la masse effective d'un électron ou d'un trou).
A partir de la cartographie de $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})$ échantillonné dans le détecteur, on obtient deux matrices contenant les vecteurs vitesse $\boldsymbol{v_e}(\boldsymbol{r})$ et $\boldsymbol{v_h}(\boldsymbol{r})$ pour les électrons et les trous, évalués en chaque point. En intégrant ces vitesses le long du parcours des porteurs de charges depuis leur création jusqu'à leur collecte sur une électrode, on obtient pour chaque instant t les coordonnées $(x;z)$ ainsi que la vitesse instantanée des électrons et trous.
Avec l'exemple simple d'un détecteur planaire sans charge d'espace, le vecteur champ électrique est uniforme et nul sur l'axe X, tel que $E_z(\boldsymbol{r}) = V_{bias}/d$ (soit près de 267 V/mm avec un détecteur de 750 µm polarisé à -200V). En reprenant les valeurs de μ données à la Table 3 du chapitre 2, cela équivaut à une vitesse de 25 µm/ns pour les électrons et 2 µm/ns pour les trous, soit des durées de respectivement 30 ns et 375 ns nécessaires aux porteurs pour traverser entièrement le cristal (durée maximale d'induction du signal).
Pour des tensions appliquées très élevées, les vitesses de dérive tendront vers une valeur de saturation. Avec une tension de polarisation comparable à l'exemple précédent, il a été montré [40] expérimentalement que la vitesse des électrons ne saturait pas dans ce type de cristal. De plus, des ordres de grandeur supérieurs à 10^7 cm/s (100 µm/ns) sont en général donnés [26, 41] pour différents semi-conducteurs – y compris le CdTe (correspondant à des tensions appliquées supérieures à 800V dans notre cas). On considèrera donc par la suite que la vitesse de saturation n'est jamais atteinte.
En l'absence de champ électrique (typiquement pour un détecteur partiellement déplété), le transport des porteurs de charges est néanmoins possible par diffusion, mais le gain de la chaîne en sera affecté ainsi que la collecte de la charge induite.

3) Le potentiel de pondération $\psi_i(\boldsymbol{r})$ de chaque pixel i – et pour chaque ratio w/p – est établi à partir des bases posées en V.A, lui-aussi de manière numérique via la méthode des différences finies / éléments finis. A partir de t_0 et à chaque instant t, la fraction de charge induite ΔQ_i est calculée pour chaque pas de temps pour les électrons et trous via le théorème de Shockley-Ramo jusqu'à la recombinaison de ces derniers sur l'anode ou la cathode. Entre deux points sur le parcours, ΔQ_i est égale à la charge Q_e ou Q_h multipliée par la différence des potentiels de pondération. Dans le modèle, la charge induite est calculée sur l'ensemble des pixels (5 pixels, d'après le modèle 2D de la Figure I-1), que ces pixels collectent ou non les électrons dérivant dans le volume du détecteur.

En reprenant l'exemple de l'approximation d'un détecteur plan, le potentiel de pondération de l'anode évolue linéairement en fonction de la profondeur z (indépendant de x) :

$$\psi(z) = \frac{z}{d}$$

Pour un photon ayant interagi à la profondeur z dans le cristal, la charge induite totale Q s'écrira, d'après Shockley-Ramo et en l'absence de tout autre effet :

$$Q = Q_e(t_0)\left(\frac{z}{d} - 1\right) + Q_h(t_0)\left(\frac{z}{d}\right) = e \cdot n_0$$

Dans ce cas là, la charge induite est indépendante de la profondeur d'interaction dans le détecteur, et correspond directement à la charge libre créée. Il s'agit d'un cas idéal, pour lequel les fluctuations sur le signal ne seraient dues qu'aux fluctuations statistiques sur le nombre de paires e^-/h créées ainsi qu'au bruit électronique de la chaine spectroscopique.
Dans la réalité, la durée de vie finie des porteurs de charges fait que le nombre d'électrons et de trous varie au cours du temps. Une partie de la charge initialement créée disparaît ainsi lors du parcours vers les électrodes. Ces pertes proviennent de la recombinaison des paires électrons/trous sur des « centres de recombinaison » (impuretés dans le cristal conduisant à la capture à la fois des électrons et des trous ainsi que leur annihilation), ou suite au piégeage dans des puits de potentiel causés par la présence « d'impuretés profondes » (niveaux d'énergie près du milieu de la bande interdite) immobilisant les porteurs de charges sur des durées importantes devant les temps de mesure [26, 37].
Le mouvement thermique des électrons et trous implique des vitesses de l'ordre de 10 à 100 fois celles de dérive, ce qui fait que les porteurs parcourent de très grandes distances et de ce fait rencontrent un grand nombre de sites de recombinaison/piégeage ; plus que la distance traversée dans le détecteur, c'est plutôt le temps qui permet de caractériser les pertes de charges. A partir des durées de vie τ_e et τ_h adaptées aux caractéristiques du matériau, de simples relations exponentielles permettent d'établir le nombre d'électrons et trous au cours du temps :

$$n_e(t) = n_0\, e^{-\frac{t}{\tau_e}} \qquad \text{et} \qquad n_h(t) = n_0\, e^{-\frac{t}{\tau_h}}$$

Bien que les centres de piégeage puissent relâcher les porteurs de charges dans la bande de conduction, les durées d'induction du signal sont suffisamment faibles pour que l'on puisse négliger le dépiégeage. La charge induite totale à la fin de la migration devient – avec la prise en compte des pertes de charges et toujours pour un détecteur plan :

$$Q = e\, n_0 \left[\frac{\lambda_e}{d}\left(1 - e^{-\frac{d-z_0}{\lambda_e}}\right) + \frac{\lambda_h}{d}\left(1 - e^{-\frac{z_0}{\lambda_h}}\right)\right]$$

Il s'agit de l'une des formes de l'expression de la relation de Hecht, en fonction des distances moyennes de parcours des électrons et des trous λ_e et λ_h :

$$\lambda_e = \mu_e\, \tau_e\, E_z \qquad \text{et} \qquad \lambda_h = \mu_h\, \tau_h\, E_z$$

Cette relation fait apparaître le produit $\mu\tau$ pour les électrons et trous, utilisé couramment pour caractériser les propriétés de transport des porteurs de charges dans les semiconducteurs. Bien que cette formule introduise de manière simple la dépendance du signal induit à la profondeur d'interaction et soit aisée à implémenter (pas de nécessité d'une démarche itérative), l'approximation d'un potentiel de pondération linéaire et d'un champ électrique uniforme et uniquement à composantes sur l'axe Z ne permettent pas d'évaluer avec précision l'induction

de la charge et les mécanismes de partage de charges sur des détecteurs finement pixellisés au pas de 300 microns.
La simulation de l'induction nécessitera donc d'être réalisée pas à pas avec le théorème de Shockley-Ramo – comme indiqué avant – mais en recalculant pour chaque pas de temps t le nombre de porteurs $n_e(t)$ et $n_h(t)$, soit la valeur de la charge libre $Q_e(t)$ ou $Q_h(t)$. De cette façon, les pertes de charges au cours du temps de migration sont prises en compte sans que le calcul soit limité par des approximations faites sur la forme du champ électrique ou du potentiel de pondération.

4) Enfin, à partir des fractions de charges induites sur chaque pixel par les électrons et trous, le profil temporel de la charge induite totale Q_i(t) est extrait, et éventuellement converti en un signal en courant injecté à l'entrée d'un préamplificateur de charges puis convolué à la réponse temporelle d'un ASIC (à faire via un bloc de simulation dédié). Dans la suite, et afin de ne pas mélanger ce qui relève de l'induction du signal ou de la réponse de l'électronique, je considèrerai uniquement les effets relatifs à la génération du signal dans le détecteur.

C. Potentiel de pondération et effet « petits pixels »

En raison des différences de mobilité entre les électrons et trous (typiquement d'un ordre de grandeur pour le CdTe), le profil temporel de la charge induite est décomposable en une composante rapide due aux électrons et une composante lente liée à la migration des trous. Avec une interaction au centre d'un détecteur plan polarisé à -200V (à 375 µm de profondeur), le signal d'électrons dure 15 ns contre 188 ns pour celui des trous. Avec des temps de *peaking* des filtres sur l'ASIC réglés trop courts par rapport au temps d'induction, le risque est de « couper » une partie de l'amplitude signal induit – et principalement de perdre une partie de la charge liée à l'induction du signal de trous beaucoup plus long que celui des électrons (« déficit balistique »).
De plus, à cause des distances moyennes de parcours de électrons – nettement plus élevées que celles des trous – les pertes sur le signal induit seront plus susceptibles de provenir de la recombinaison ou du piégeage de ces derniers. Toujours à 375 µm de profondeur d'interaction, le signal total est partagé en 50% de contribution des électrons et 50% de contribution des trous (chacun de ces porteurs « voit » un $\Delta\psi$ de 0,5V entre le début et la fin de sa migration), mais seulement 1,2% des électrons auront été perdus tandis que la charge du nuage de trous accusera une perte de 4,0% (avec τ_e=1,2 µs / τ_h=4,6 µs). Ces pertes seront d'autant plus importantes que l'interaction sera proche de l'anode (donc plutôt à haute énergie) ; pour z_0=730 µm (20 µm de l'anode), 97% du signal sera dû aux trous et 7,7% de la charge sera perdue par recombinaison / piégeage (la quasi-totalité à cause des trous).

Afin de limiter ces pertes sur la charge mesurée, l'application de tensions de polarisation élevées pour limiter les temps de transit ou l'utilisation de détecteurs fins est une possibilité. Un autre phénomène – se manifestant sur les détecteurs pixellisés uniquement – permet de limiter la contribution des trous au signal : on parle « d'effet pixel » ou « effet petits-pixels ». Il se manifeste lorsque le rapport taille du pixel sur épaisseur du détecteur devient de plus en plus petit, et conduit à l'établissement d'une distribution spécifique du potentiel de pondération, comme illustré à la Figure V-1 avec la représentation de $\psi(z/d)$ calculée au centre du pixel pour différentes géométries (détecteur plan, pixels de Caliste HD et du démonstrateur MC2).

Alors que le profil du potentiel de pondération est linéaire avec un détecteur plan, il s'incurve avec la diminution du rapport pixel/épaisseur, devant de plus en plus faible au niveau de la cathode planaire et faisant apparaître de forts gradients au fur et à mesure que l'on se rapproche du pixel.

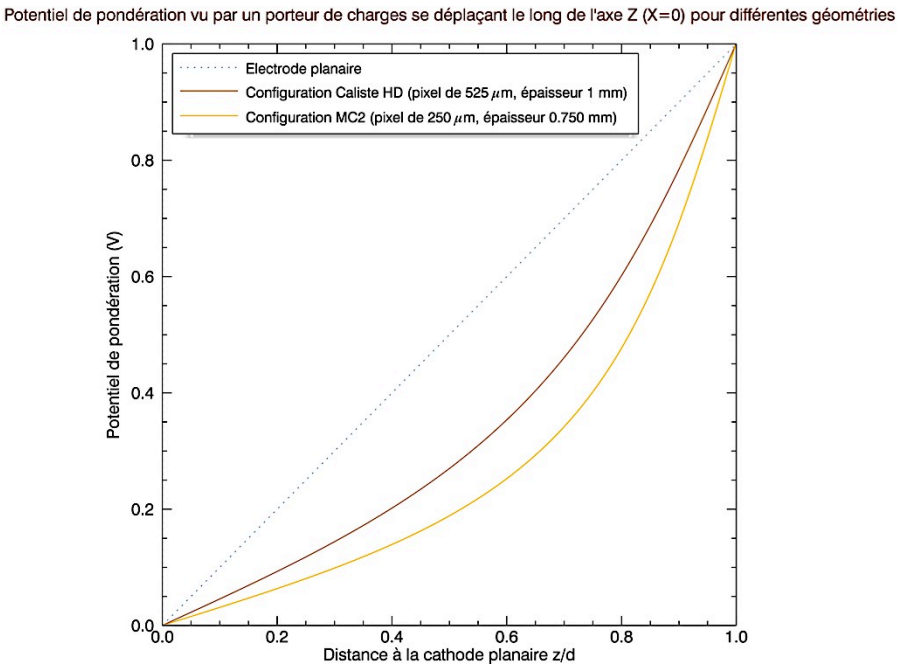

Figure V-1 : Potentiel de pondération au centre d'un pixel, en fonction de la profondeur relative dans le détecteur. Comparaison avec une configuration de détecteur plan, la configuration de Caliste HD (pixels de 525 µm pour une épaisseur de 1 mm) et la configuration retenue pour le démonstrateur MC2 (w/p=0,83 ; pixels de 250 µm et 750 µm d'épaisseur).

L'effet de ce potentiel courbé sur l'induction peut être observé en gardant l'exemple précédent d'une interaction au milieu du cristal (z/d=0,5). Sous l'influence du champ électrique, les électrons vont dériver vers l'anode (z/d=1) et les trous vers la cathode (z/d=0). D'après Shockley-Ramo, la charge induite par chacun des types de porteurs sera respectivement proportionnelle à la différence de potentiel $\Delta\psi$ entre le point d'interaction initiale et l'anode / cathode. Pour Caliste HD, la répartition entre la contribution des trous et électrons au signal est ainsi de 27% contre 73%, avec un déséquilibre encore plus important pour le démonstrateur MC2 (19% et 81%). Les trous, susceptibles d'affecter le plus les performances spectroscopiques par leur faible produit $\mu\tau$ (d'un ordre de grandeur inférieur à celui des électrons), voient ainsi leur contribution au signal total minimisée (passant par exemple d'une perte de charge totale de 2,6% avec un détecteur plan à 1,7% dans la configuration MC2).
Cet effet joue sur toute la profondeur du détecteur, en maintenant un potentiel de pondération aussi faible que possible pour les trous – même à proximité des pixels. Pour des interactions près de la cathode, les pertes liées aux trous peuvent être négligées.
En gardant cette pixellisation et en augmentant l'épaisseur d du cristal, le rapport de ces deux grandeurs diminue encore ; pour d=2 mm (seconde proposition de démonstrateur), le potentiel $\psi(z)$ est quasi nul dans plus de la moitié de la profondeur du détecteur après la cathode ; soit un signal induit comportant une unique composante « électronique » à basse énergie. Ces avantages sont toutefois à contrebalancer par les temps de parcours plus longs des porteurs qui jouent sur la probabilité de recombinaison, ainsi que les problématiques déjà évoquées précédemment – comme celles liées au partage de charges. De plus, les tension à appliquer – nécessairement plus élevées pour garder une bonne collecte du signal – impliqueraient des courants de fuite plus élevés.

Il est important de garder à l'esprit que les pertes de charges ne sont pas supprimées par l'effet « petits pixels » (leur origine étant intrinsèque aux porteurs de charges et au matériau), mais juste écrantées sur le signal collecté. Evidemment, une polarisation du détecteur inversée ruinerait tout le bénéfice en termes de spectrométrie, puisque ce serait cette fois le signal issu du mouvement des trous qui serait maximisé.

Il a déjà été montré [14] que la présence d'un anneau de garde en périphérie du détecteur – aussi large soit-il – ainsi que le nombre de pixels voisins n'influençait pas la distribution du potentiel de

pondération ; il est assumé que les résultats obtenus ici seront valables aussi bien pour la géométrie nominale à 16×16 pixels que pour le démonstrateur limité à 4×4 pixels entourés d'un large anneau de garde (aux effets de bord près). Le modèle 2D à 5 pixels semble ainsi approprié, compte-tenu des symétries, pour représenter fidèlement le transport et l'induction du signal sur de tels détecteurs.

En simulant la distribution du potentiel de pondération du pixel central sur un large panel de géométries possibles (*w/p* entre 0,16 et 0,90), la Figure V-2(a) représente ce dernier en fonction de la profondeur *z* pour *x*=0 (vu par une charge se déplaçant le long des lignes de champ sous ce pixel). Toujours à partir des mêmes cartographies de ψ, la Figure V-2(b) représente $\psi(z)$ créé par le pixel central et vu par un porteur se déplaçant rectilignement « sous » le centre d'un pixel voisin (*x* égal à -300 µm).

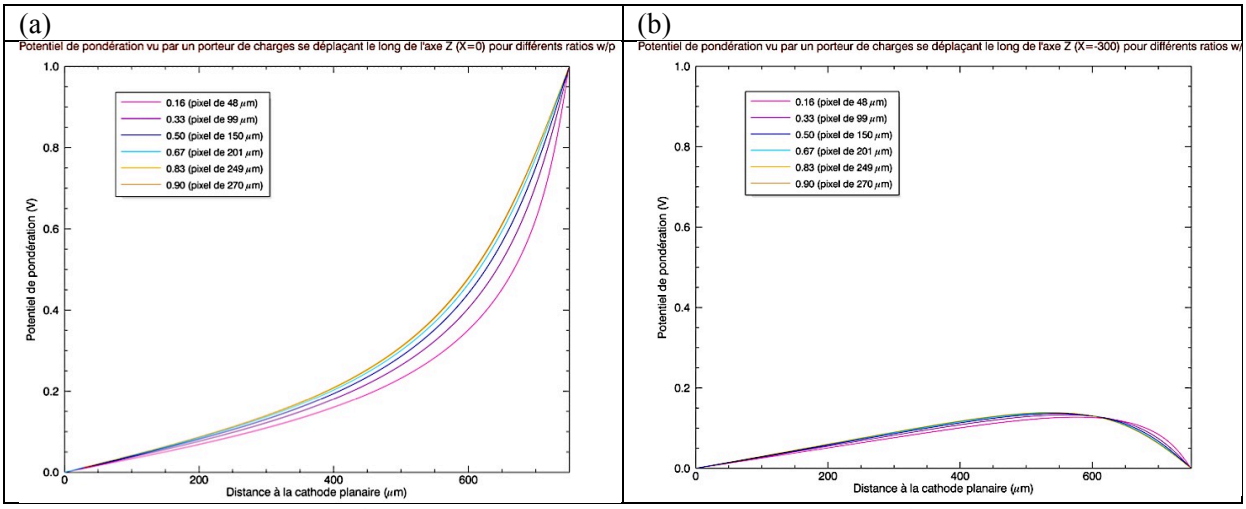

Figure V-2 : Potentiel de pondération du pixel central en fonction de la distance à la cathode planaire sous le pixel central (a) et sous le pixel voisin (b), pour une sélection de ratios *w/p* caractéristiques (*pitch* de 300 µm).

Pour des largeurs de pixels allant de 48 à 270 µm et une épaisseur inchangée, le gain permis par la courbure du potentiel de pondération sur l'écrantage des trous reste limité : la contribution des trous au signal devient ainsi majoritaire pour une profondeur d'interaction supérieure à 609 µm avec *w/p*=0,90, et une profondeur supérieure à 669 µm est requise dans le cas des pixels les plus petits (*w/p*=0,16). Dans la première moitié du détecteur après la cathode, la différence sur le potentiel de pondération est même quasi-négligeable, quelque soit la géométrie retenue. Ainsi, et même si l'effet « petits-pixels » se matérialise très clairement ici, ce dernier ne permet pas à lui seul de dégager une optimisation sur la taille optimale des pixels, les pertes causées par le piégeage ou la recombinaison des trous étant dans tous les cas très limitées.

La Figure V-2 (b) ne montre elle aussi aucune différence notable entre les différentes géométries de pixels, mais illustre le cas de l'induction du signal dans un pixel voisin du pixel touché ; par exemple, avec une interaction au niveau de la cathode, les électrons verront d'abord un gradient de potentiel positif et la charge correspondante positive sera induite sur le pixel. En continuant à se rapprocher de l'anode, ce potentiel atteindra un maximum et décroitra ensuite jusqu'à 0V en fin de migration ; à ce phénomène se couplera l'induction d'une charge négative qui viendra – en l'absence de pertes de charges – complètement annuler la charge totale collectée par ce pixel voisin. Si cette charge induite nulle sur les pixels non-touchés explique que seul le pixel et la chaine spectroscopique ayant collecté les porteurs mesurent l'énergie réelle du photon, les pixels voisins verront néanmoins des courants induits bipolaires ce qui peut – dans certaines conditions – avoir des conséquences sur le *trigger* et la spectrométrie (cf. plus loin).

D. Implémentation du modèle

1. Propriétés intrinsèques du détecteur

Les détecteurs CdTe utilisés dans le cadre de l'application MC2 sont produits par Acrorad (Japon) selon la méthode THM (*Travelling Heater Method*). En l'absence de dopage, le cristal est fortement de type p à cause des nombreuses vacances laissées sur le Cadmium lors du processus de fabrication, et qui agissent comme des sites accepteurs d'électrons (les conditions stoechiométriques étant difficiles à maintenir lors de la synthèse du matériau). Pour améliorer à la fois la résistivité de l'ensemble et les propriétés de transport des charges (via notamment la réduction de la charge d'espace), le cristal est dopé avec du Chlore (sous la forme de $CdCl_2$) qui agit comme un donneur et permet de compenser les lacunes laissées sur le Cadmium. Il en résulte un cristal qui n'est pas parfaitement compensé, ce dernier restant encore légèrement de type p (les trous sont les porteurs majoritaires). Le monocristal obtenu est d'une excellente pureté, avec une résistivité mesurée de l'ordre de 10^9 Ω.cm à 300K [42].
Lors de précédentes caractérisations faites sur ce type de détecteurs CdTe d'Acrorad en laboratoire, les valeurs suivantes ont été obtenues sur les propriétés de transport des électrons et trous (Table 5) :

Mobilité des électrons μ_e ($cm^2.V^{-1}.s^{-1}$)	950
Mobilité des trous μ_h ($cm^2.V^{-1}.s^{-1}$)	73
Durée de vie des électrons τ_e (s)	$1{,}2 \times 10^{-6}$
Durée de vie des trous τ_h (s)	$4{,}6 \times 10^{-6}$
Produit $\mu_e\tau_e$ ($cm^2.V^{-1}$)	$1{,}1 \times 10^{-3}$
Produit $\mu_h\tau_h$ ($cm^2.V^{-1}$)	$3{,}4 \times 10^{-4}$

Table 5 : Propriétés intrinsèques des détecteurs CdTe d'Acrorad (THM) à 300K, mesurées au laboratoire par O. Limousin (2001) [42].

Ces valeurs diffèrent sur certains points de celles trouvées dans les tables couramment utilisées [43] ; si les mobilités respectives des électrons et trous sont globalement comparables (μ_e = 1100 $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$ et μ_h = 100 $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$), leurs durées de vie sont presque substituées (τ_e = 3 µs et τ_h = 2 µs) avec des trous ayant une durée de vie supérieure à celle des électrons dans ce dernier cas.
Ces différences sont assumées provenir des protocoles de mesure utilisés et des variations de propriétés intrinsèques aux types de cristaux CdTe disponibles sur le marché, et se rapprochent par certains aspects des valeurs obtenues avec des cristaux de CZT (Table 3 chapitre 2). L'ordre de grandeur sur le produit $\mu\tau$ n'est pas bouleversé (3.10^{-3} et 2.10^{-4} $cm^2.V^{-1}$ pour les électrons et trous), mais cela peut néanmoins jouer sur la quantification des pertes de charges. Toutefois, je considère dans ma simulation que les valeurs de ces coefficients mesurées au sein du laboratoire avec des cristaux provenant du même constructeur et produits via le même processus sont représentatives des propriétés de mon propre détecteur pour l'application MC2.

2. Champ électrique / charge d'espace

Pour pouvoir déterminer précisément la distribution du potentiel électrique $\phi(\boldsymbol{r})$ grâce à l'équation de Poisson, la connaissance de la densité de charge d'espace $\rho(\boldsymbol{r})$ est requise. La valeur de cette dernière au regard des potentiels appliqués et d'éventuelles inhomogénéités de charge dans le volume sont ainsi susceptibles d'affecter de manière significative le champ électrique, voire de l'annuler partiellement.
En supposant que le détecteur est complètement déplété (tous les trous générés à l'équilibre par l'ajout du dopant étant occupés par des électrons), la concentration en accepteurs ionisés est directement reliée à la densité de charge d'espace. Avec une concentration en dopant homogène dans le volume, $\rho(\boldsymbol{r})$ est ainsi constante et négative.
On illustre la relation liant ρ et la tension de déplétion du détecteur en résolvant l'équation de Poisson pour un détecteur plan, en 1D. Sur l'axe Z, et compte-tenu des conditions aux limites – $\phi(z=0)=V_{bias}$ et $\phi(z=d)=0$ – la solution analytique est donnée par :

$$\phi(z) = -\frac{\rho}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} z^2 + \left(\frac{\rho d}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} - \frac{V_{bias}}{d}\right) z + V_{bias}$$

Le champ électrique correspondant – à valeurs selon Z – s'écrit :

$$E(z) = -\frac{\partial\phi(z)}{\partial z} = \frac{\rho}{\varepsilon_0\varepsilon_r} z - \frac{\rho d}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} + \frac{V_{bias}}{d}$$

Avec ρ=0 (diélectrique parfait), $E(z) = V_{bias}/d$, soit l'expression classique d'un champ électrique constant et utilisée telle quelle dans la relation de Hecht. En introduisant la tension de déplétion V_d (telle que V_{bias}/V_d>1 pour que le détecteur soit complètement déplété) [26], il vient :

$$E(z) = \frac{2V_d}{d^2} z + \frac{V_{bias} - V_d}{d} \text{ ; avec } V_d = \frac{\rho d^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_r}$$

D'après cette formule, le profil du champ électrique en fonction de la profondeur z est linéaire. Lorsque $|V_{bias}|<|V_d|$, une zone entière du détecteur près de la cathode planaire est non-déplétée et neutre (charge d'espace nulle), avec un champ électrique nul lui-aussi ; les conséquences sont une perte de sensibilité à basse énergie. A contrario, pour $|V_{bias}|>>|V_d|$, le champ est quasi-uniforme dans tout le volume du détecteur, et sa distribution est assimilable à ce qu'aurait donné le calcul avec un diélectrique parfait.

La densité de charges issue des porteurs majoritaires du cristal (ici les trous) est égale – au signe près – à ρ (soit $e.N_A^-$, avec N_A^- densité d'accepteurs ionisés). Avec l'expression de la conductivité électrique σ (en $\Omega^{-1}.cm^{-1}$), il est possible d'approximer $e.N_A^- = \sigma/\mu_h$. La résistivité du CdTe ayant été mesurée à près de 10^9 Ω.cm, la conductivité σ associée est de l'ordre de 10^{-9} $\Omega^{-1}.cm^{-1}$, ce qui donne finalement une densité de charge d'espace de $1{,}37.10^{-5}$ C/m^3.
D'après l'expression de V_d, cela équivaudrait à une tension de déplétion de l'ordre de 40 mV. Ce résultat étonnamment bas suppose toutefois une charge d'espace homogène dans le volume, ce qui n'est pas le cas avec des détecteurs Schottky. Il a ainsi été montré [14, 44] que le phénomène de « polarisation » de tels détecteurs s'accompagnait d'une annulation en surface du champ électrique et de l'établissement d'une importante densité de charge d'espace à proximité du contact bloquant (ici l'anode), une charge d'espace non-nulle étant déjà présente avant même d'appliquer une haute tension. On s'attend donc à ce que la tension de déplétion réelle soit légèrement plus élevée, et qu'elle varie au cours du temps. D'après des mesures conduites sur Caliste HD à basse tension (1 – 25 V), V_d semble néanmoins relativement faible, de l'ordre du volt.

Nos détecteurs étant opérés nominalement au laboratoire à -10°C et à des tensions de polarisation de l'ordre de 200-300V/mm, je fixe pour l'ensemble des simulations V_{bias}=-200V pour garder des résultats représentatifs (soit 267 V/mm avec d=750 µm). Avec V_d supposée très faible devant V_{bias}, une approximation raisonnable consiste à poser $\rho(\boldsymbol{r})$=0 pour le calcul numérique. La cartographie du potentiel $\phi(\boldsymbol{r})$ ainsi que le tracé des lignes de champ pour un détecteur à petits pixels (w/p=0,16) est représentée à la Figure V-3. Ce choix d'une charge d'espace nulle est par ailleurs fait par d'autres équipes impliquées dans la simulation numérique de détecteurs CdTe [9].

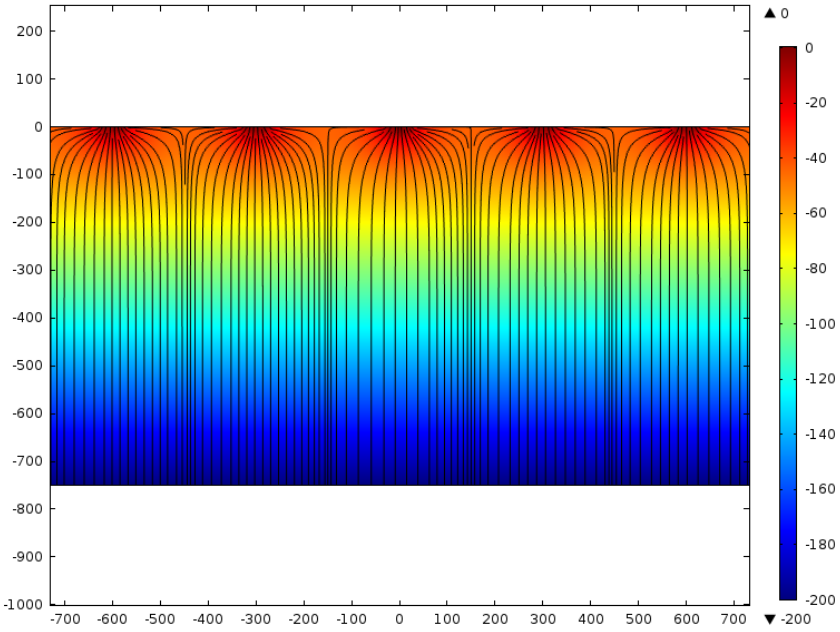

Figure V-3 : Cartographie du potentiel $\phi(r)$ et tracé des lignes de champ pour un détecteur à petits pixels (w/p=0,16), visualisation de COMSOL.

3. Migration des porteurs de charges et induction du signal sur les électrodes

La migration des charges sous l'influence du champ électrique ainsi que le signal induit correspondant sont calculés de manière itérative, pour l'ensemble des 5 pixels considérés dans le modèle. Pour une position d'interaction fixée (correspondant au temps t_0), le programme calcule les positions successives et vitesses instantanées des électrons et trous à chaque instant, ainsi que leurs contributions à la charge induite ΔQ_L sur chaque électrode à partir du théorème de Shockley-Ramo. Le calcul s'arrête quand l'ensemble des porteurs de charges a été collecté à l'anode et à la cathode, et on reconstitue alors les temps de migration t_e et t_h ainsi que la charge totale induite (charge totale en fin de migration, et profil temporel).

La Figure V-4 représente à titre d'exemple la charge induite au cours du temps dans le pixel central, pour des interactions à la verticale de ce dernier et à différentes profondeurs ; à 20 µm de la cathode (courbe rouge), au centre du détecteur (courbe verte), et à 20 µm de l'anode (courbe bleue). Les deux géométries extrêmes sont considérées (w/p entre 0,16 et 0,90), et les pertes de charges sont ici ignorées. L'effet « petits pixels » est ici bien visible, avec une contribution majoritaire des trous au signal induit que pour des interactions au plus près de l'anode. Il n'y a par ailleurs que des différences assez mineures entre les deux géométries sur l'écrantage des trous et les temps de dérive des porteurs de charges.

Pour plus de précision, j'ai utilisé un pas de temps variable dans le calcul itératif ; lors de chaque itération, et à partir des vitesses instantanées des porteurs, je calcule chaque valeur de Δt correspondant à une distance parcourue dans le détecteur fixée. En imposant un déplacement maximal de 0,5 µm par itération et en interpolant les valeurs du champ électrique et du potentiel de pondération pour chaque position successivement occupée par les charges, je peux m'affranchir du pas de 1 µm fixé sur les cartes de champs et potentiels préalablement calculées. Par rapport à la charge $e \cdot n_0$ générée par les électrons ou trous lors de l'interaction, la charge totale induite en fin de parcours fait ici apparaître une erreur relative inférieure à 10^{-5}%, signe d'une très grande précision et loin des quelques pourcent d'erreur obtenus sur les simulations précédentes en l'absence de pertes de charges [14].

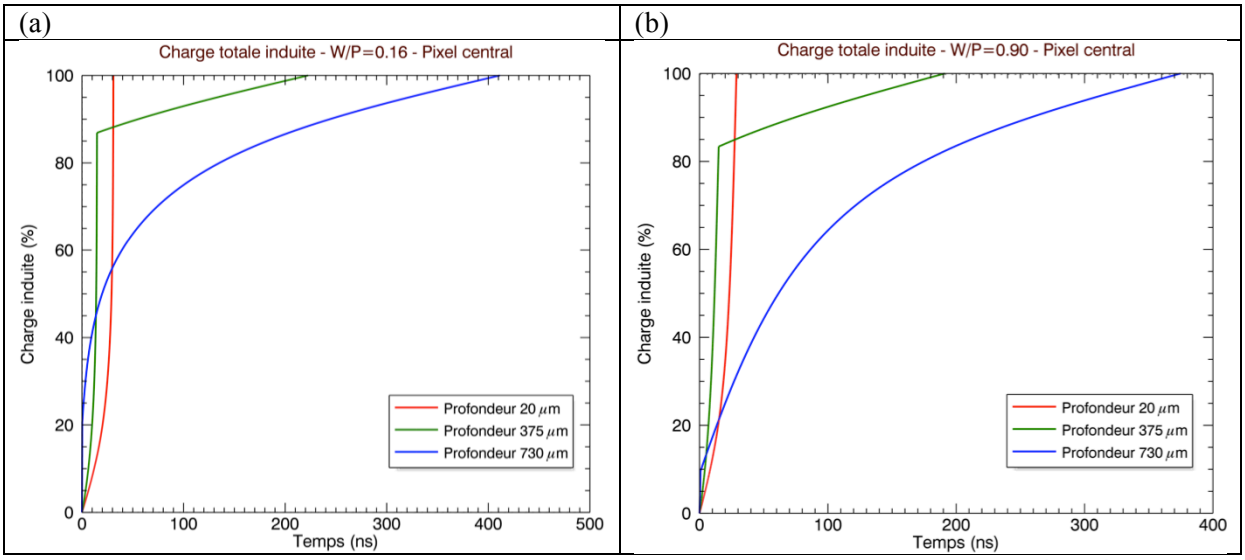

Figure V-4 : Charge totale induite dans le pixel central pour des interactions ponctuelles à différentes profondeurs : près de la cathode planaire (x_i; z_i)=(0 ; 20), au centre du détecteur (0 ; 375), et près de la surface pixellisée (0 ; 730). Les deux géométries extrêmes étudiées sont représentées ici (w/p de 0,16 et de 0,90), et les phénomènes de recombinaison sont ignorés (la charge induite simulée est égale à la totalité de la charge créée dans le détecteur, pour une erreur relative de moins de 10^{-5}%).

La Figure V-5 illustre le profil de la charge induite au cours du temps sur le pixel central et sur un pixel voisin de 300 µm (noté pixel #-1), pour une interaction initiale à 375 µm de profondeur sous le pixel central. Les contributions des électrons et trous au signal total sont détaillées, et on ignore les pertes de charges.
Sur le pixel central, le profil fait classiquement apparaître une composante rapide due aux électrons (en vert), et un signal beaucoup plus lent dû aux trous (en rouge). La charge induite suit la distribution du potentiel de pondération, avec les trous ne comptant que près de 20% de la charge totale (en bleu pointillé) alors qu'ils contribueraient normalement à 50% du total pour un détecteur planaire.
Pour une position d'interaction inchangée, le signal induit sur le pixel voisin se décompose en une composante croissante et positive due uniquement aux trous, et une composante rapide due aux électrons qui est initialement croissante et positive, et qui décroît ensuite très abruptement jusqu'à annuler complètement le signal induit sur le pixel. Ce comportement est lié aux parcours des électrons, qui se rapprochent tout d'abord de l'ensemble des pixels de l'anode (induisant sur chacun d'eux une fraction de charge positive en raison d'une différence de potentiel de pondération positive), avant de se diriger finalement vers un seul d'entre eux (ici le pixel central) en s'éloignant des autres pixels (différence de potentiels de pondérations successifs « vus » par les électrons devenant négative pour tous les pixels, hormis le pixel central).

En l'absence de pertes de charges, la charge totale induite sur les pixels voisins en fin de migration est nulle, les signaux transitoires générés successivement s'annulant totalement. En termes de courant, des courants induits de sens inverse du courant de fuite (*i.e.* entrant dans le PAC) apparaissent par moments à l'entrée des chaines spectroscopiques. Dans l'exemple choisi ici, la polarité du signal induit change trois fois au cours de la migration des charges.
On fait ici l'hypothèse que les préamplificateurs de charges fonctionnent normalement et intègrent correctement la charge quel que soit le sens du courant induit. Si le courant total à l'entrée est trop faible, les sources de courant intégrées aux PACs permettent de simuler un courant de fuite et polariser suffisamment les transistors pour opérer normalement la chaine. Dans le cas contraire, des charges positives non-nulles sont mesurées en fin de transit et risquent de générer de faux *triggers* sur les pixels voisins (compensés uniquement au prix d'un seuil bas nettement plus élevé que les 1 ou 2 keV souhaités).

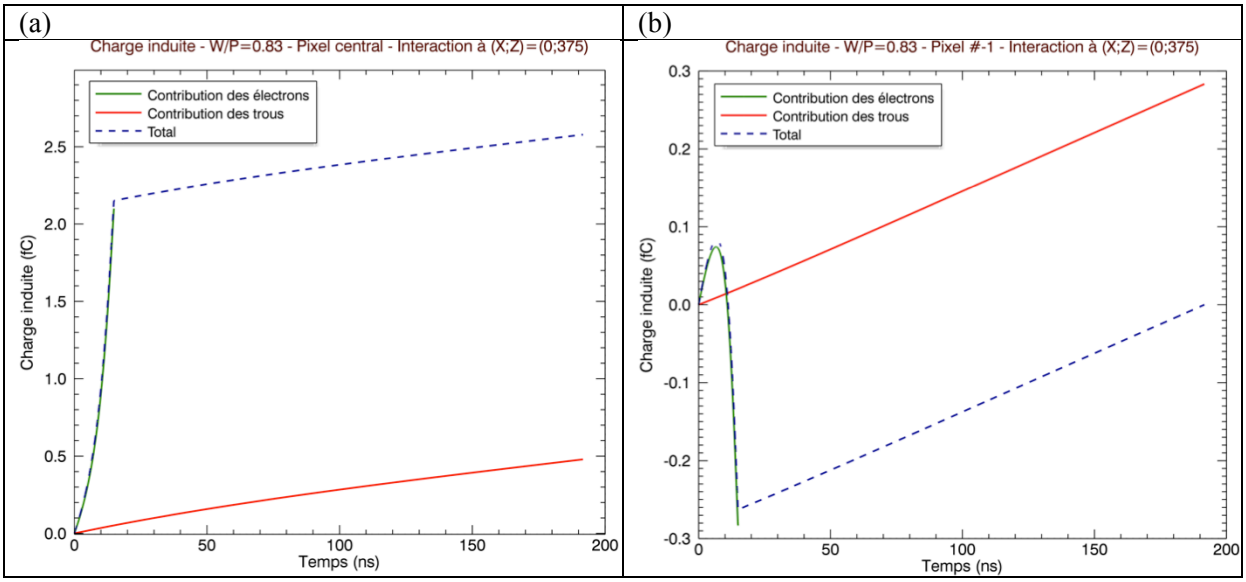

Figure V-5 : Charges induites cumulées dans le pixel central (a) et dans un pixel voisin (b), pour une interaction sous le pixel central au milieu du détecteur (x_i ; z_i)=(0 ; 375). Le ratio w/p des pixels est de 0,83, et la contribution au signal des trous et des électrons est détaillée. En fin de migration et en l'absence de recombinaison, la charge induite dans le pixel central atteint 100% de la charge créée par l'interaction. Dans le pixel voisin, on a une charge induite croissante liée à la migration des trous, alors que le signal des électrons s'accroit puis change de polarité lorsque le potentiel de pondération vu par les porteurs des charges décroit (Figure III-2). La charge totale induite sur ce dernier pixel finit par s'annuler.

Compte-tenu des temps de *peaking* optimaux de l'ASIC D^2R_1, les temps de transit des signaux induits – de quelques centaines de nanosecondes tout au plus – sont complètement négligeables et ne sont donc pas impliqués dans d'éventuels déficits balistiques en sortie de filtres. On considère raisonnablement que l'amplitude maximale du signal mesurée en bout de chaine reflète de manière très proche la charge induite sur les pixels à la fin du parcours des porteurs dans le détecteur.

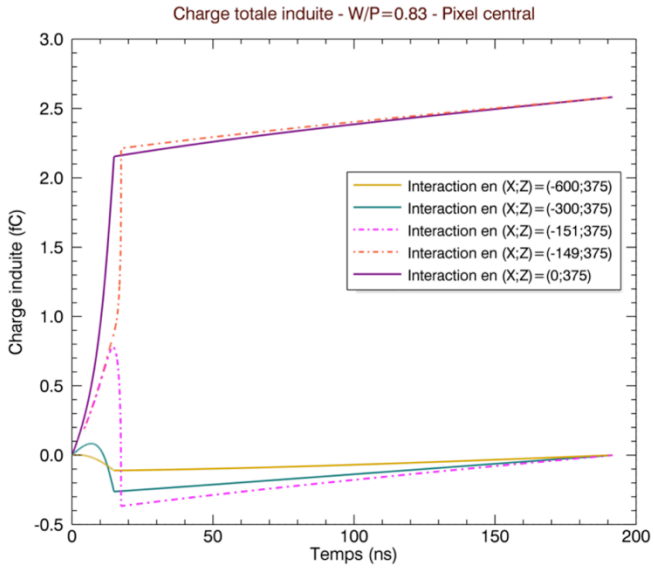

Figure V-6 : Charges totales induites dans le pixel central pour différentes positions d'interaction : sous les pixels périphériques au centre du volume du détecteur (x_i ; z_i)=(-600 ; 375) et (-300 ;375), dans la zone interpixel (x_i ; z_i)=(-151 ; 375) et (-149 ; 375), et sous le pixel central (x_i ; z_i)=(0 ; 375).

Toujours pour des interactions à mi-profondeur dans le détecteur, la Figure V-6 donne des exemples de profils temporels de charges induites dans un le pixel central pour une interaction à la verticale de ce dernier (courbe violette), sous un pixel voisin (courbe cyan), et sous la deuxième rangée de pixels

voisins (courbe jaune). Plus l'interaction a lieu loin du pixel considéré, et plus les variations sur les charges induites sont ténues. Sans diffusion sur le nuage de charges généré, et pour une interaction dans la zone inter-pixels, les charges migrent sur l'un ou l'autre des pixels en suivant les lignes de champ électrique (exemples avec les courbes pointillées orange et rose, correspondant respectivement à des interactions de part et d'autre du centre de la zone inter-pixels).

4. Prise en compte des pertes de charges

A partir des formules introduites en V.B, les pertes de charges sont intégrées au modèle. La Figure V-7 représente le profil de charge induite sur le pixel central et le pixel voisin pour une interaction sous le pixel central et à différentes profondeurs.
A cause des pertes de charges (électrons et trous) lors de la migration, le signal induit sur le pixel central est partiel et fait apparaître un déficit de quelques pourcents. De la même façon, le signal induit sur les pixels voisins ne s'annule pas totalement, et laisse une charge résiduelle à la fin du parcours.

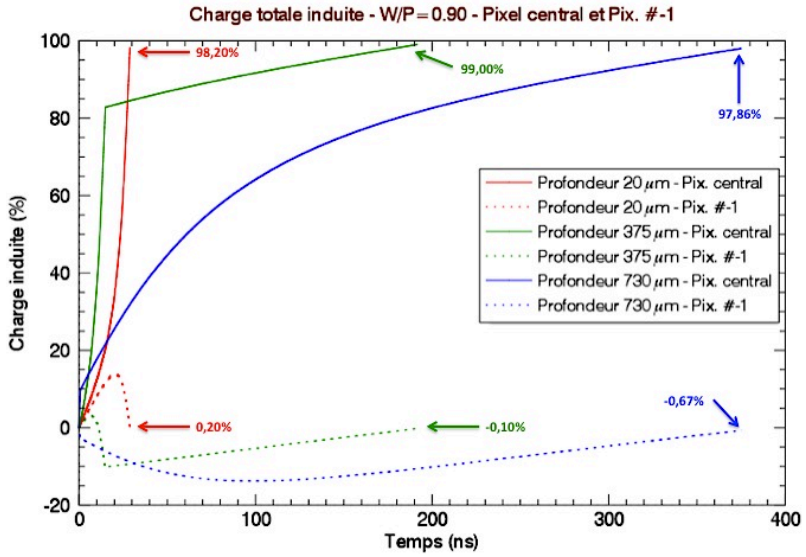

Figure V-7 : Charge totale induite dans le pixel central et dans le pixel voisin (#-1) pour des interactions ponctuelles à différentes profondeurs sous le pixel central : près de la cathode planaire (x_i ; z_i)=(0 ; 20), au centre du détecteur (0 ; 375), et près de la surface pixellisée (0 ; 730). Les phénomènes de recombinaison sont pris en compte ici. Un déficit sur la charge induite sur le pixel central en fin de migration apparaît, tout comme une charge résultante non-nulle sur les pixels voisins.

Ces valeurs n'excédant pas le pourcent, on fait l'hypothèse qu'elles ne posent pas de problème compte-tenu des énergies considérées mises en rapport au seuil bas de la chaine. On montre par ailleurs que la convolution de ces profils de charge induite sur les pixels voisins par la réponse d'un filtre CR-RC^2 classique donne des amplitudes complètement négligeables devant un seuil bas de l'ordre du keV et rendent de ce fait improbable un éventuel *trigger* parasite [37].

5. Prise en compte de la diffusion

Dans les simulations précédentes ainsi que dans l'exemple simple de la relation de Hecht, l'ensemble des charges - électrons et trous – étaient considérées comme ponctuelles. De ce fait, ces dernières suivaient directement les lignes de champ électrique lors de leur migration depuis le lieu de dépôt de l'énergie (et de création des porteurs) jusqu'aux électrodes.

Au début de ce chapitre, il a été montré que l'ensemble des effets liés à la physique de l'interaction des photons dans le détecteur font que la distribution initiale de l'énergie est concentrée sur un certain volume non-ponctuel. En l'absence de diffusion des nuages de paires e/h ainsi créées, les phénomènes de partage de la charge sur la surface pixellisée sont uniquement dus à l'étendue de cette distribution

initiale. Pour des photons de basse énergie (cf. exemples à 13 keV), l'ensemble des paires électron/trou sont créées dans un volume quasi-ponctuel. Dans ce cas, et toujours sans diffusion, la probabilité de partage de charge est quasiment de zéro ; pour une interaction dans la zone inter-pixel, les électrons migrent sur l'un ou l'autre des pixels en induisant la totalité de la charge. Comme la diffusion des nuages de charges est supposée jouer un rôle majeur ici (quelle que soit l'énergie), et pour confirmer ou infirmer les résultats obtenus en II.B à partir d'un modèle simplifié, j'ai intégré ces effets à mon modèle de simulation numérique.

Même en l'absence de champ électrique, et avec un déplacement global du nuage de charges nul, ce dernier est soumis à la diffusion ; les mouvements des porteurs de charges – favorisés par l'agitation thermique - contribuent à son élargissement dans toutes les directions depuis le point d'origine, via une tendance naturelle du système à rendre homogène la densité de charges en son sein.
L'expansion au cours du temps d'un nuage de charges de densité $C(\boldsymbol{r},t)$ est régie par la seconde loi de Fick :

$$\frac{\partial C(\boldsymbol{r},t)}{\partial t} = D\,\boldsymbol{\nabla}^2 C(\boldsymbol{r},t)$$

Ici, D représente le coefficient de diffusion. En supposant que la distribution de la densité suit une loi normale, on injecte dans cette équation une distribution Gaussienne sphérique normalisée de la forme :

$$C(\boldsymbol{r},t) = \frac{1}{\left(\sqrt{2\pi}\,\sigma(t)\right)^3}\, e^{-\frac{\boldsymbol{r}^2}{2\sigma(t)^2}}$$

Cette équation est vérifiée pour $\sigma(t) = \sqrt{2Dt}$, et cela dans toutes les dimensions (1D, 2D ou 3D) ; le facteur de normalisation de l'équation donnant $C(\boldsymbol{r},t)$ s'écrivant de la forme $\left(\sqrt{2\pi}\,\sigma(t)\right)^{-k}$, avec k la dimension de l'espace, l'intégrale de la distribution donne bien une valeur de 1 [26, 37].

L'équation d'Einstein relie le coefficient de diffusion D à la mobilité des porteurs de charges et à la température (la mobilité dépendant par ailleurs aussi de T mais considérée constante dans cette étude) :

$$D = \frac{|\mu|\, k_B\, T}{e}$$

Au final, l'écart-type de la distribution Gaussienne de la densité du nuage de charges en fonction du temps t depuis sa création est tel que :

$$\sigma(t) = \sqrt{\frac{2\,|\mu|\, k_B\, T}{e}\, t}$$

La formule est valable à la fois pour les électrons et les trous, aux valeurs de mobilité près. Dans le cas particulier d'un champ uniforme et pour une interaction à la cathode (respectivement à l'anode), σ vaut en fin de migration des électrons (trous) :

$$\sigma\left(t_{fin}\right) = d\sqrt{\frac{2\, k_B\, T}{e\, V_{bias}}}$$

Cette dernière formulation est par ailleurs strictement équivalente à la définition de σ utilisée dans le calcul simplifié d'Iniewski *et al.* [23] (à noter que dans ce cas, la valeur maximale atteinte par sigma est identique pour les électrons et les trous).

Du point de vue de la modélisation, la diffusion du nuage de charges peut globalement être négligée le long des lignes de champ électrique perpendiculaires à la surface, puisque cela affectera principalement les temps d'arrivée des électrons ou trous sur les électrodes ainsi que le profil temporel du signal induit (sans remettre en question la répartition de la charge induite sur les pixels voisins, directement reliée au phénomène de partage de charges que je cherche à quantifier ici). Au final, le calcul revient à considérer le nuage de charges comme un disque circulaire dans le plan défini par les axes X et Y, se déplaçant le long de l'axe Z et dont la distribution de densité est modélisée par une fonction Gaussienne en 2D, avec σ dépendant du temps. Comme mon modèle à deux dimensions projette le mouvement des charges dans le plan XZ, la dispersion du nuage se fera uniquement sur X.

Au niveau de l'implémentation, le principe général reste inchangé ; pour chaque intervalle de temps défini dans la boucle de calcul, je ne considère plus une charge ponctuelle de valeur $e.n(t)$ mais une distribution Gaussienne d'une multitude d'électrons ou de trous dont le profil est recalculé à chaque instant. Il est bien sûr impossible de modéliser l'ensemble des paires électron/trou créées par une interaction (de l'ordre de 3000 pour le dépôt de 13 keV, supérieures à 13000 pour 60 keV) ; je choisis donc de subdiviser la charge déposée dans le détecteur de manière ponctuelle sous forme d'électrons et de trous en un nombre N_{sub} de « paires e/h » (N_{sub} « paquets d'électrons » et N_{sub} « paquets de trous », chacun des porteurs étant de charge initiale égale en valeur absolue à $e.n_0/N_{sub}$). Pour la plupart des calculs, je fixe N_{sub}=300. Ce choix – principalement guidé et optimisé par des considérations de temps de calcul sous IDL – est validé en comparant la distribution théorique des nuages de charges à la distribution donnée par le modèle (Figure V-8).

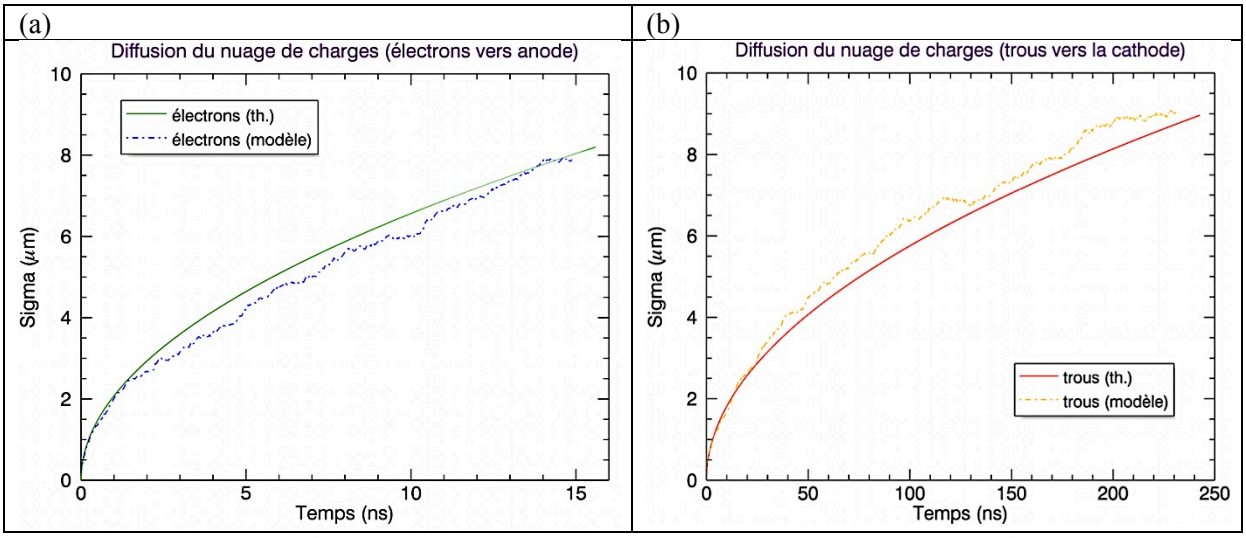

Figure V-8 : Valeurs de l'écart-type σ des nuages de charges au cours du temps, pour les électrons (a) et les trous (b). Les courbes pleines représentent les valeurs de sigma données par la formule théorique, alors que les pointillés représentent les valeurs de sigma en chaque instant calculées à partir de la dispersion des nuages de charges dans l'implémentation de mon modèle. Ces courbes permettent notamment de valider cette implémentation de la diffusion. Interaction au milieu du détecteur (z=375 µm), sous le pixel central (x=0 µm), avec w/p=0,83.

La Figure V-9 illustre la diffusion des nuages de charges pour une interaction dans la zone inter-pixel.

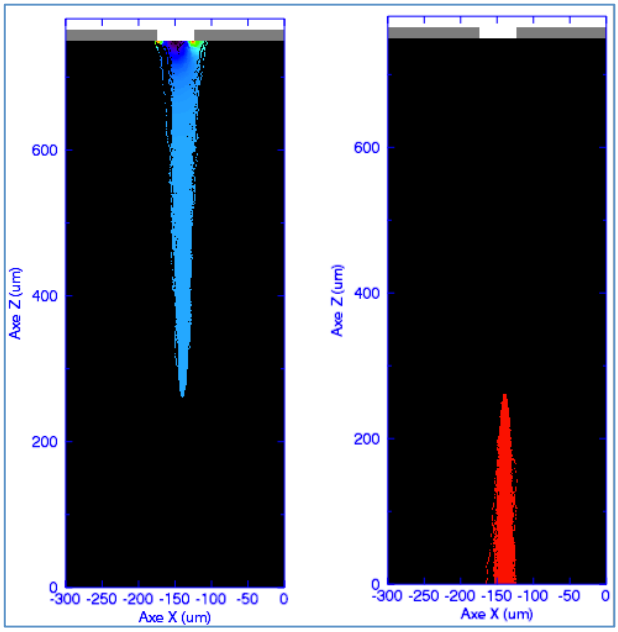

Figure V-9 : Illustration de la diffusion et du partage d'un nuage de charges pour une interaction dans la zone inter-pixel (x = -140) et w/p=0,83. Les traces des électrons sont à gauche, celles des trous à droite (ne joue pas sur l'induction).

La Figure V-10 et la Figure V-11 donnent les profils temporels correspondants des charges induites sur l'ensemble des 5 pixels considérés dans le modèle 2D, en séparant les contributions des électrons et des trous. Dans le premier cas, l'ensemble des électrons se recombine à la surface du pixel central tandis que le nuage est partagé entre les deux pixels voisins dans le cas d'une interaction dans la zone inter-pixel.

Sans partage de charges, la charge induite sur le pixel central fait apparaître une perte de 1,13%, et les charges induites sur les pixels voisins sont négligeables. Avec du partage de charges entre le pixel central et le pixel #-1, chacun d'entre eux emporte respectivement 46,92% et 52,02% de la charge initialement générée, soit une perte totale d'environ 1,06% sur la charge totale induite sur les électrodes.

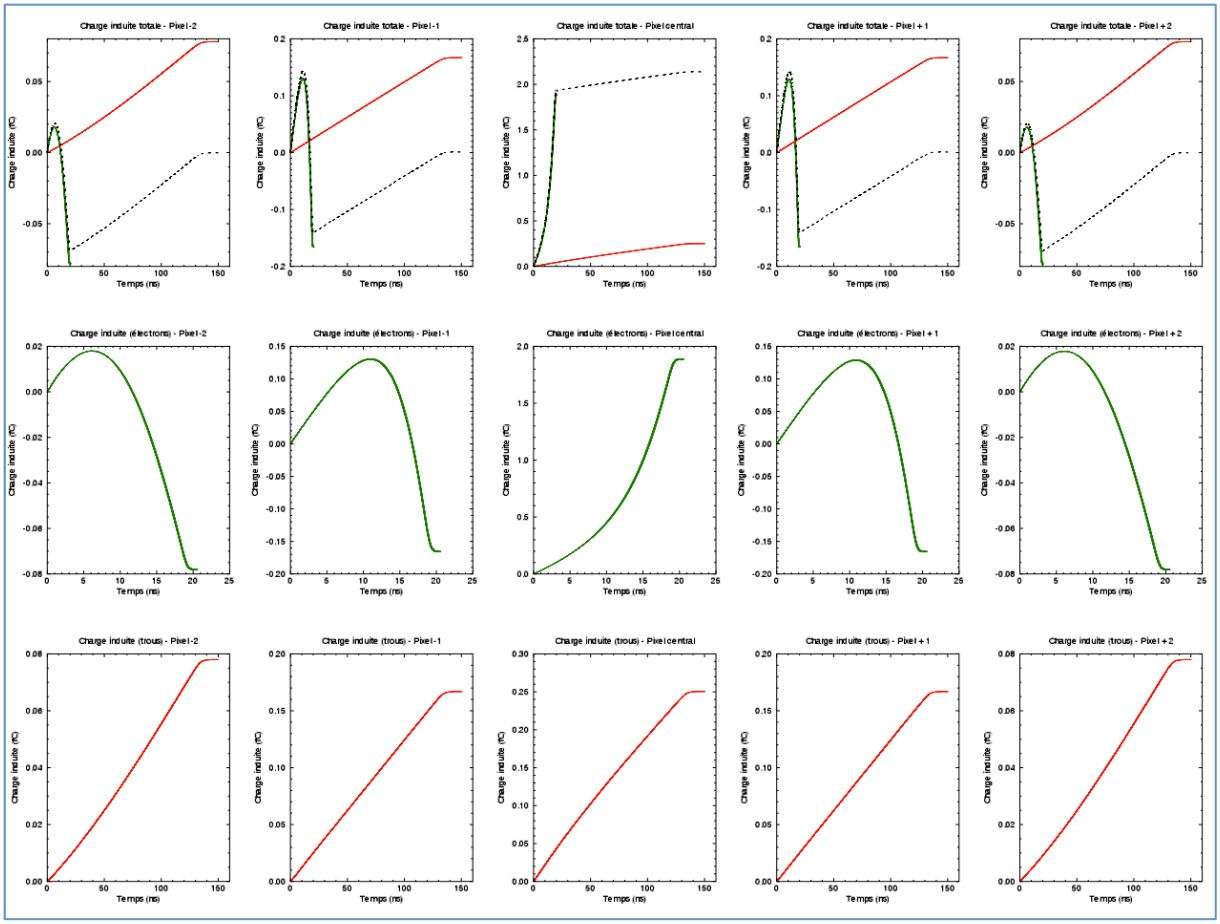

Figure V-10 : Profils temporels des charges induites sur l'ensemble des 5 pixels du modèle 2D. Les courbes vertes représentent le signal dû aux électrons, les courbes rouges le signal des trous, et les courbes en pointillés la charge induite totale. Les pixels sont numérotés de gauche à droite, de -2 à +2 (0 étant le pixel central). Ici, une charge de 2,18 fC est déposée sous le pixel central à une profondeur *z* égale à 261 µm (libre parcours moyen d'un photon de 60 keV dans le CdTe). La charge finale induite sur le pixel central fait apparaître une perte de 1,13% par rapport à la charge déposée, à cause de la recombinaison ou du piégeage des porteurs lors de la migration vers les électrodes. La charge totale induite sur les autres pixels est négligeable.

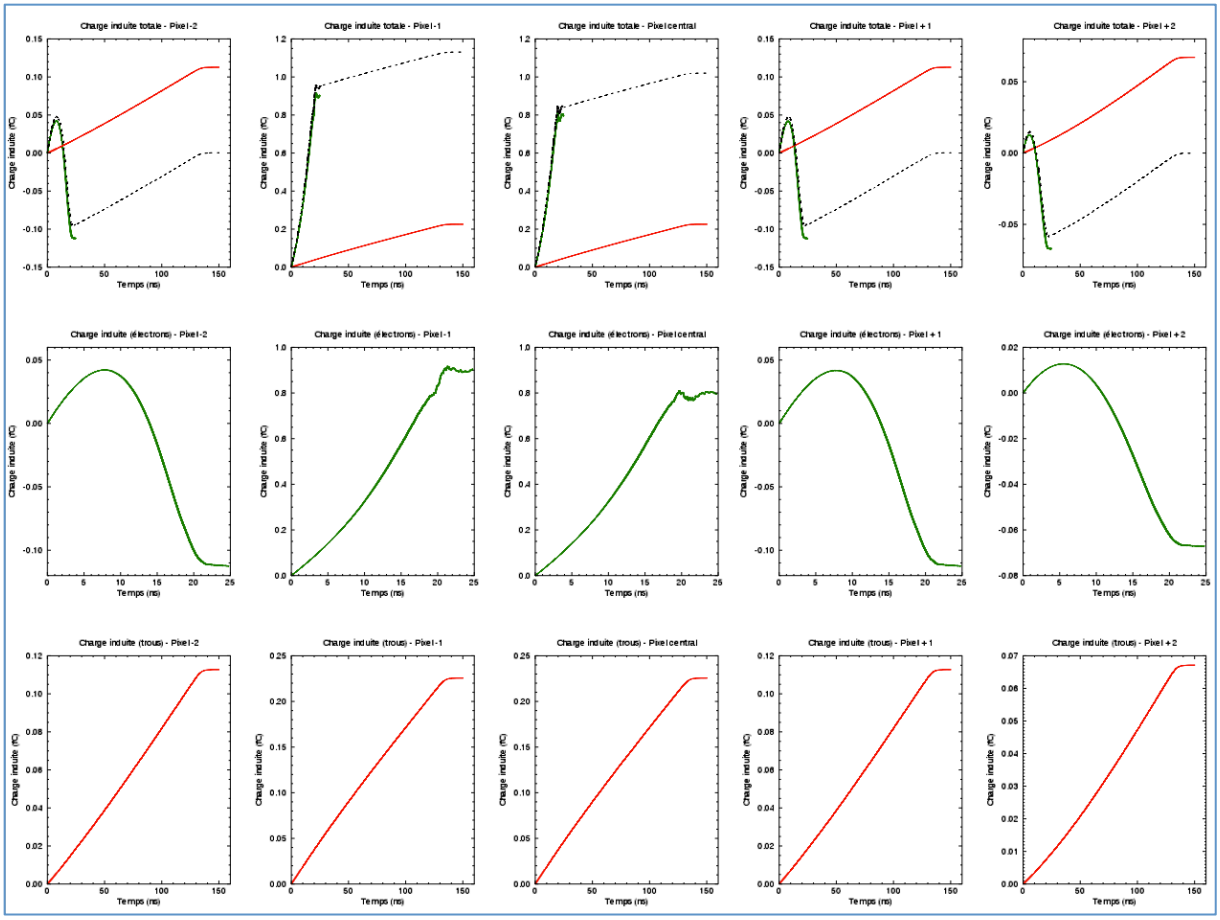

Figure V-11 : Profils temporels des charges induites sur l'ensemble des 5 pixels du modèle 2D. Les courbes vertes représentent le signal dû aux électrons, les courbes rouges le signal des trous, et les courbes en pointillés la charge induite totale. Ici, une charge de 2,18 fC est déposée dans la zone interpixel (x=-150 µm) à une profondeur z égale à 261 µm (libre parcours moyen d'un photon de 60 keV dans le CdTe). La charge finale induite est répartie entre le pixel central (46,92% de la charge créée dans le CdTe) et son voisin (pixel #-1, avec 52,02% de la charge). La charge induite sur les autres pixels est négligeable. En sommant l'ensemble de la charge induite sur les pixels, les pertes sont ici estimées à 1,06%.

E. Application : « optimisation de l'efficacité d'induction de la charge »

1. Calcul de l'efficacité de l'induction

Pour simuler la réponse du détecteur avec différentes géométries de l'anode pixellisée, en termes d'induction de la charge et de probabilité de générer des évènements partagés, il est nécessaire de se placer dans des conditions telles que l'on puisse avoir une vision globale de ces paramètres pour l'ensemble des positions d'interaction possibles dans le détecteur. Dans les exemples et démonstrations précédents, nous avons défini pour chaque calcul une énergie déposée (convertie en nombre de paires e/h et en charge) ainsi qu'une localisation pour le lieu d'interaction. Cette manière directe de procéder est simple à mettre en œuvre (il suffit de donner les énergies et les positions, manuellement ou via un programme comme Geant4), mais elle requiert de mener le calcul complet pour chaque jeu de données. Avec des sorties pouvant facilement atteindre des millions de lignes, et potentiellement redondantes, la détermination de la charge induite sur les pixels est extrêmement longue et fastidieuse. De plus, cette méthode ne garantit en rien un bon « échantillonnage » de l'ensemble du volume du détecteur et le résultat n'est pas non-plus découplé de l'énergie assignée en entrée.

Afin de palier ce problème et pour découpler complètement ce qui relève de la génération du signal de ce qui a trait à l'interaction des photons dans le matériau, une solution astucieuse est de calculer des cartes « d'efficacité d'induction de la charge » (CIE – *Charge Induction Efficiency*) en tout point du détecteur. Cette grandeur – largement utilisée dans la littérature [10, 36], parfois sous le terme impropre de « *Charge Collection Efficiency* » (CCE) – correspond à la charge induite normalisée par la charge déposée lors d'une interaction. Définie en fraction de la charge déposée (ou en %), cette cartographie « pré-calculée » a l'avantage d'être complètement indépendante de l'énergie et permet de recevoir tout type de données en entrée tout en tenant compte de l'ensemble des effets précédemment décrits (hormis les fluctuations sur le nombre de paires électrons/trous créées qui doivent désormais être implémentées en amont). En outre, cette carte tient le rôle d'une « fonction de transfert » propre au détecteur, extrêmement utile pour quantifier et estimer l'uniformité de la réponse et des éventuelles pertes de charge.

J'ai calculé ces cartographies de CIE sur chacun des 5 pixels, pour les différents ratios *w/p* déjà sélectionnés en Table 4 (9 géométries). Cette démarche est fortement consommatrice de ressources, puisqu'il faut balayer l'ensemble des positions d'interaction ; à partir des symétries, je restreins le calcul pour des positions en X entre -300 et +300 µm. La cartographie obtenue pour un ratio *w/p* de 0,83 sur le pixel central est ainsi représentée à la Figure V-12, avec le détail de la contribution des trous et des électrons au signal (respectivement en Figure V-13 et Figure V-14).

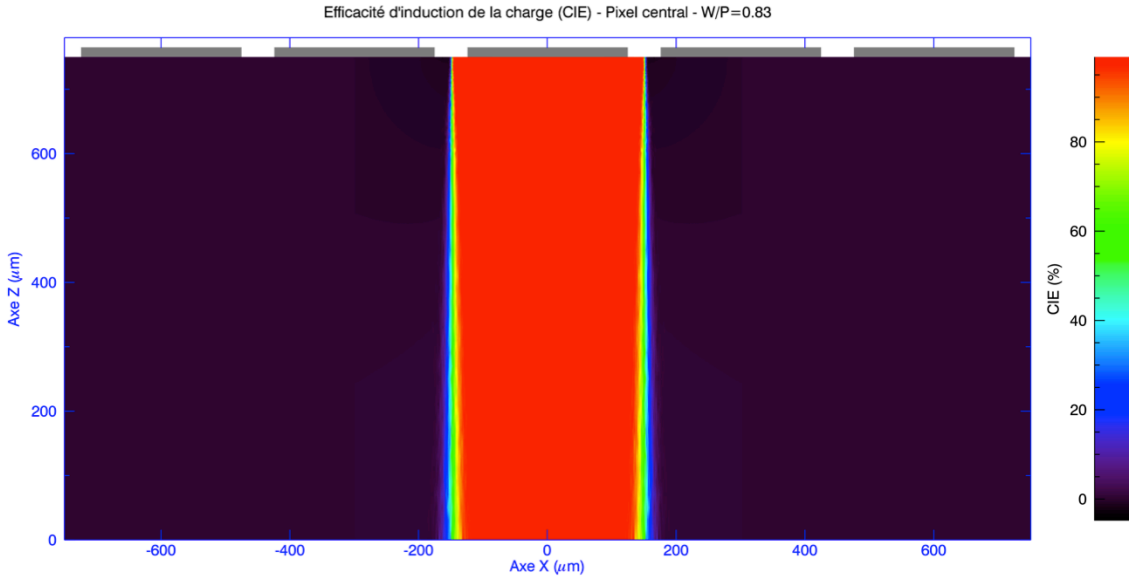

Figure V-12 : Cartographie de l'efficacité d'induction de la charge dans le pixel central (*w/p*=0,83). La recombinaison ainsi que la diffusion sont prises en compte. Les valeurs des produits $\mu.\tau$ sont celles définies en Table 5, et le détecteur – considéré comme un diélectrique parfait – est polarisé à -200V.

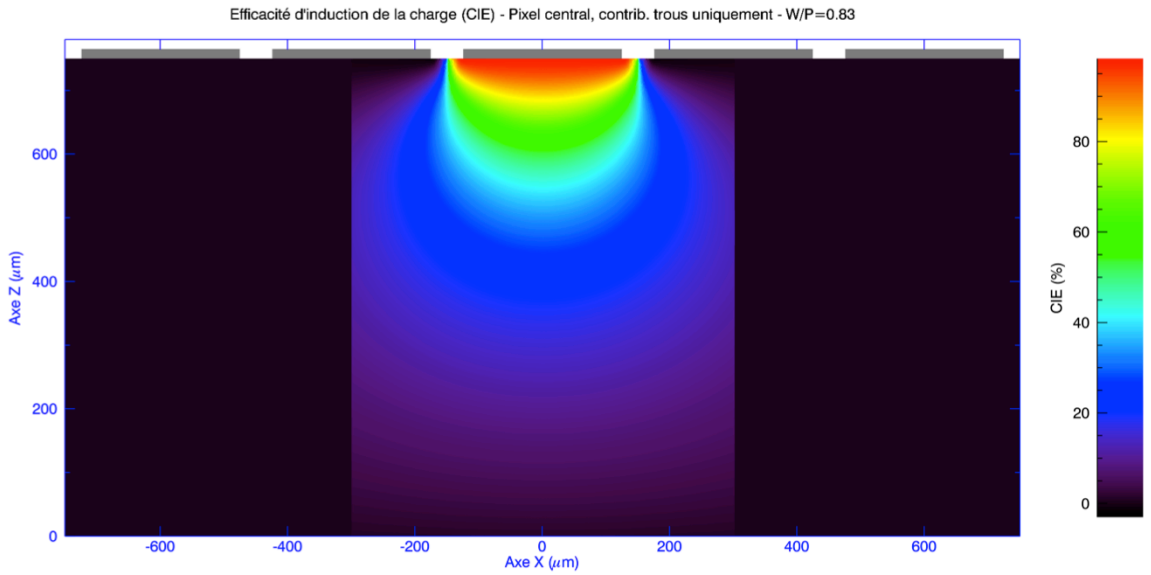

Figure V-13 : Cartographie de l'efficacité d'induction de la charge dans le pixel central (w/p=0,83) – contribution des trous uniquement (τ_e=0). La recombinaison ainsi que la diffusion sont prises en compte. Les valeurs du produit $\mu_h.\tau_h$ sont celles définies en Table 5, et le détecteur – considéré comme un diélectrique parfait – est polarisé à -200V.

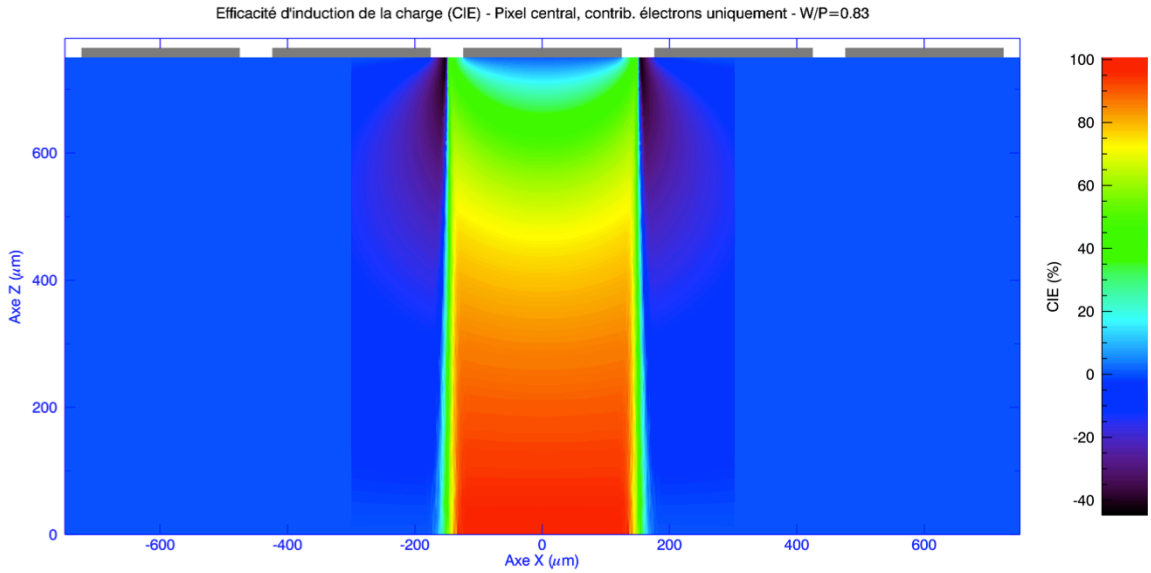

Figure V-14 : Cartographie de l'efficacité d'induction de la charge dans le pixel central (w/p=0,83) – contribution des électrons uniquement (τ_h=0). La recombinaison ainsi que la diffusion sont prises en compte. Les valeurs du produit $\mu_e.\tau_e$ sont celles définies en Table 5, et le détecteur – considéré comme un diélectrique parfait – est polarisé à -200V.

Il ressort de la Figure V-12 une efficacité d'induction de la charge ayant approximativement la forme d'une « colonne » uniforme s'étendant sous la surface du pixel et jusqu'au milieu de la zone inter-pixel. Pour des interactions se rapprochant de la cathode, une perte progressive d'efficacité est visible dans la zone inter-pixel, conséquence directe de la diffusion d'une fraction de plus en plus importante du nuage de charges sur le pixel voisin. Le même comportement est visible sur la Figure V-14, puisque c'est justement la diffusion des électrons qui est responsable des fluctuations de la charge induite sur l'anode pixellisée. Logiquement, la diffusion des trous (Figure V-13) ne joue pas sur le partage de charge.

En résumé, une interaction se produisant dans la zone inter-pixel à proximité immédiate de la fenêtre d'entrée (donc plutôt aux plus basses énergies) aura une probabilité plus importante de générer un nuage d'électrons suffisamment étendu en fin de parcours pour permettre à une fraction plus

importante des charges d'être « captées » par l'un ou l'autre des pixels voisins. A partir des cartes de CIE générées pour deux pixels adjacents, je représente en Figure V-15 la charge collectée par chacun des deux pixels ainsi que leur somme en fonction de la position X d'interaction (en considérant z=0, soit des interactions juste au niveau de la cathode).

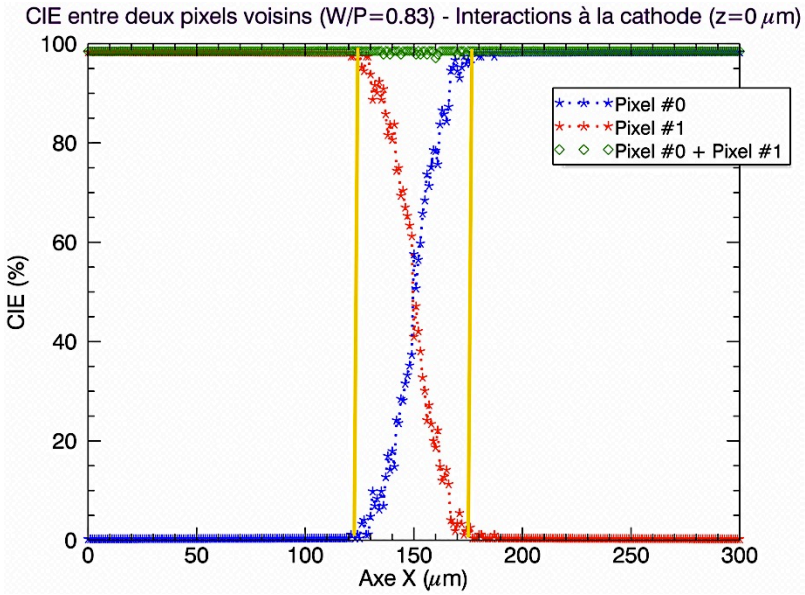

Figure V-15 : Efficacités d'induction de la charge en fonction de la position d'interaction X dans le détecteur, pour z=0 (à la cathode) et w/p=0,83 (249 µm de pixel). La CIE est représentée pour deux pixels voisins (#0 et #1), ainsi que l'efficacité sommée sur ces deux mêmes pixels. Les variations de la charge collectée liées à Fano et au bruit électronique des chaines de traitement ne sont pas simulées. Les contributions des autres pixels sont nulles. Pour un seuil nul, le partage de charges a lieu dans un intervalle de près de 55 µm entre les deux pixels (zone matérialisée par les traits verticaux jaunes).

Comme établi précédemment, le simple fait d'avoir une interaction dans la zone inter-pixel n'est pas une condition suffisante pour conduire à du partage de charges. Ici toutefois, avec 51 µm d'espace inter-pixel et une probabilité non-nulle de générer des évènements partagés sur 55 ± 4 µm, on se rapproche de cette représentation simpliste. En gardant les notions utilisées pour construire le modèle géométrique exposé en II.B, la largeur équivalente w_{eq} du pixel est ici de 245 ± 4 µm contre 247,9 µm pour ledit modèle. Rapporté à la surface du détecteur, cela équivaut à une probabilité de partage de charges de 33,3% (±1,1%), contre 31,7% estimés par le modèle simplifié (la plupart des hypothèses formulées sont néanmoins vérifiées, notamment le champ électrique quasi-constant et dont les lignes de champ sont globalement perpendiculaires à la surface, ainsi que la faible valeur de l'espace entre les pixels).

Les deux cas les plus extrêmes sont ainsi nettement plus parlants ; la Figure V-16 représente la cartographie de CIE calculée sur le pixel central pour w/p=0,16 et la Figure V-17 donne le profil de la charge induite sur les pixels voisins au niveau de la cathode.
Sur la carte d'efficacité, un comportement comparable à celui observé à la Figure V-12 apparaît, avec une induction quasi-totale jusqu'au milieu de la zone inter-pixel. Cela équivaut à induire le signal dans sa totalité pour des interactions comprises dans un intervalle de 300 µm centré sur le pixel, y compris pour les plus éloignées du contact métallisé (jusqu'à une centaine de microns de distance latérale). Cette première interprétation – explicable par la courbure des lignes de champ électrique au niveau de l'espace entre les pixels qui « ramènent » systématiquement les électrons vers l'un ou l'autre des pixels – tendrait à prouver que les charges seraient dans tous les cas collectées, quelle que soit la largeur du contact sur l'anode pixellisée. De *facto*, cela impliquerait que le ratio w/p ne serait pas forcément un paramètre d'optimisation pertinent, puisque les profils dépendraient essentiellement de la valeur du *pitch*. Compte-tenu du fait que l'augmentation de la taille du contact métallisé rajoute de la capacité électrique à l'entrée de la chaine spectroscopique – certes limitée ici, mais importante pour

des détecteurs strippés – ce résultat pris seul ferait pencher le choix vers des pixels/*strips* les plus petits possibles.

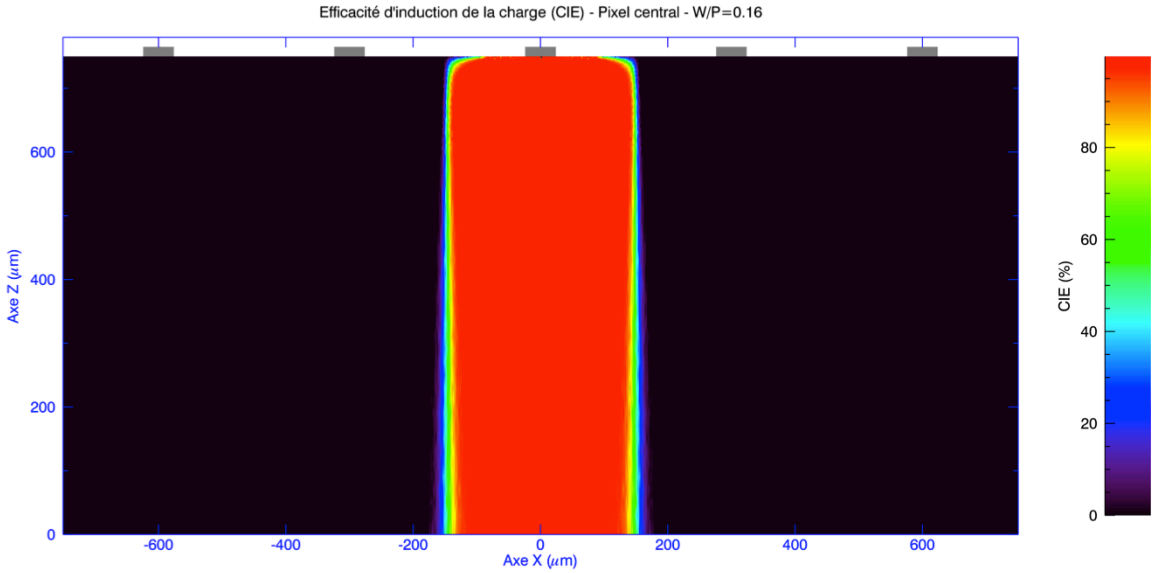

Figure V-16 : Cartographie de l'efficacité d'induction de la charge dans le pixel central (w/p=0,16). La recombinaison ainsi que la diffusion sont prises en compte. Les valeurs des produits $\mu.\tau$ sont celles définies en Table 5, et le détecteur – considéré comme un diélectrique parfait – est polarisé à -200V.

Cette indépendance de l'induction à la taille du pixel se retrouve aussi sur la Figure V-17, avec toujours des évènements partagés causés par une interaction au niveau de la cathode dans un intervalle de 54 ± 6 µm centré entre deux pixels voisins. Le taux de partage de charges serait dans ce cas là de 32,8% ± 0,8%, soit quasi-identique à la valeur donnée par la modélisation avec w/p=0,83. Ce résultat est cette fois très éloigné de l'estimation de la Figure II-7 (près de 100%), justifiant la nécessité de cet effort de modélisation approfondie. L'ensemble des géométries étudiées donne aussi des résultats strictement comparables.

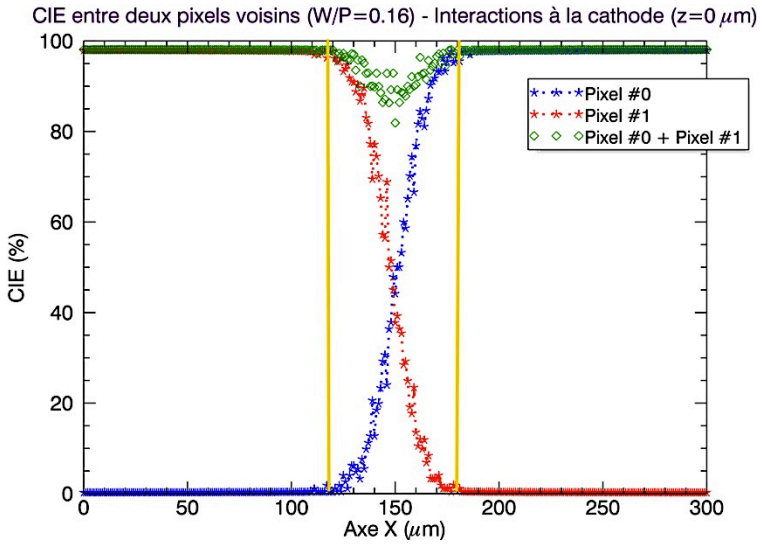

Figure V-17 : Efficacités d'induction de la charge en fonction de la position d'interaction X dans le détecteur, pour z=0 (à la cathode) et w/p=0,16 (48 µm de pixel). La CIE est représentée pour deux pixels voisins (#0 et #1), ainsi que l'efficacité sommée sur ces deux mêmes pixels. Pour un seuil nul, le partage de charges a lieu dans un intervalle de près de 54 µm entre les deux pixels.

Même si la contribution des électrons au signal est largement majoritaire pour la plupart des positions d'interaction – conséquence directe de l'effet « petits pixels » permis par la fine segmentation de

l'anode – la charge induite totale pour une interaction au centre du pixel semble très peu affectée par les pertes de charges ; elle passe ainsi de 98,2% (interaction à la cathode) à 97,7% (à l'anode) pour w/p=0,83. Avec des pixels de 48 µm, ces valeurs sont respectivement de 97,9% à 98,4%, signe – comme pressenti – que l'effet « petit pixels » ne permet pas de gagner sur la spectrométrie.
En combinant les cartographies de CIE obtenues sur les différents pixels, et en mettant à profit les symétries du système, je représente en Figure V-18 l'efficacité d'induction de la charge pour l'ensemble du détecteur (que l'événement soit mesuré sur un seul et unique pixel ou résulte de la somme de charges induites sur des pixels voisins), pour w/p valant 0,83 (a) et 0,16 (b).

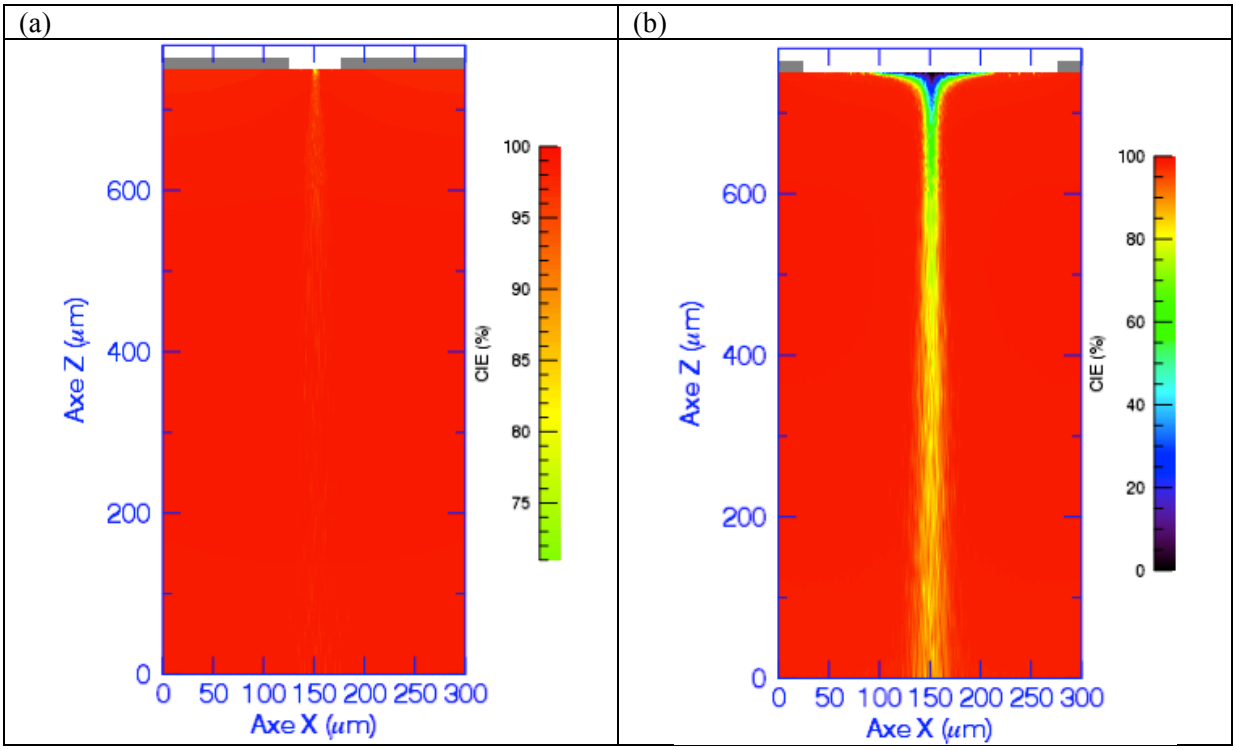

Figure V-18 : Efficacités d'induction de la charge en fonction de la position d'interaction dans la zone inter-pixels pour w/p=0,83 (a) et 0,16 (b). Il s'agit ici de l'efficacité sommée sur les pixels #0 et #1. Les contributions des autres pixels sont nulles.

Ces deux coupes de l'efficacité totale d'induction sommée sur deux pixels voisins ne diffèrent pas en ce qui concerne le volume situé sous la partie pixellisée. En revanche, et comme déjà mis en évidence par la Figure V-17, des pertes sur la charge sommée sont attendues sur les géométries comportant de tout-petits pixels, principalement au niveau de l'anode et juste entre deux pixels. Complètement négligeables pour des pixels de 249 µm (moyenne de 98,7% pour la CIE dans tout le volume, 98,5% dans le volume inter-pixel et valeurs supérieures à 90% jusqu'à 10 µm de la surface pixellisée), ces effets sont les plus marqués pour la plus petite géométrie (w=48 µm) : la CIE moyenne est de 97,1% dans tout le détecteur, 96,8% dans l'inter-pixel et descend jusqu'à près de 85% pour une interaction à la cathode et au milieu des pixels (x=150 µm). En se rapprochant de l'anode le long de cet axe, la charge induite passe de 85% à 0%, laissant un (très) petit volume dans lequel le détecteur sera insensible.

Une vérification additionnelle est menée sur la modélisation avec w/p=0,16, en remplaçant les mobilités et durées de vie de la Table 5 par les valeurs couramment données pour le CdTe, trouvées en [43]. La cartographie de CIE est donnée pour l'ensemble du volume à la Figure V-19. Les conclusions sont très similaires, avec des pertes de charge légèrement inférieures entre les pixels, et une dépendance plus importante à la profondeur d'interaction.

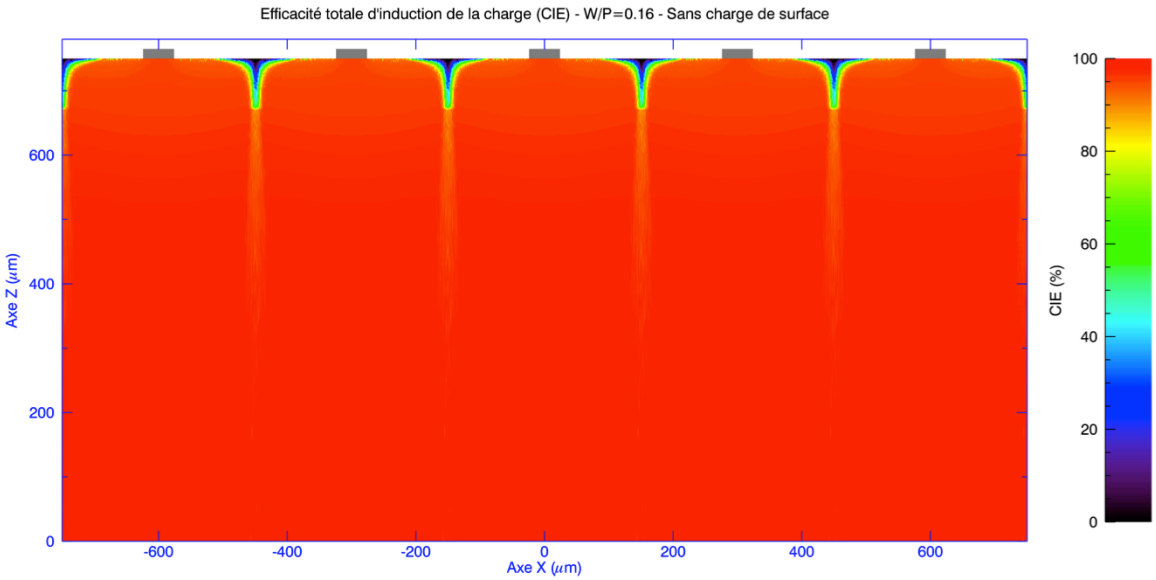

Figure V-19 : Cartographie de l'efficacité d'induction de la charge dans l'ensemble du détecteur pour w/p=0,16 (sommation des efficacités d'induction de la charge dans les 5 pixels individuels). La recombinaison ainsi que la diffusion sont prises en compte. Les valeurs du produit $\mu.\tau$ sont celles définies en [43]. Le détecteur est polarisé à -200V et considéré comme un diélectrique parfait sans charge d'espace.

2. Premier bilan

A première vue, la géométrie retenue pour notre démonstrateur est idéale avec une induction de la charge maximale et quasi-totale dans l'ensemble du volume sensible du détecteur, une excellente homogénéité de cette dernière – y compris dans la zone inter-pixel – et un taux de partage de charges qui reste limité au maximum à une trentaine de pourcents, uniquement dû à la diffusion des électrons et indépendant de la taille du pixel. Ce ratio *w/p* de 0,83 n'est d'ailleurs pas une limitation minimale, puisqu'il est possible d'après ces modélisations de descendre jusqu'à 0,50 (pixels de 150 µm) sans aucun effet significatif en termes d'efficacité d'induction (>98%) et d'homogénéité dans le détecteur (pas de zones insensibles). Pour des pixels encore plus petits, les effets deviennent plus visibles mais restent extrêmement limités comme nous l'avons observé à la Figure V-18.

Dans ces derniers cas de surfaces à très petits pixels, il y a deux origines possibles à ces pertes. En premier lieu, il serait tentant de supposer que le surplus de « temps de parcours » jusqu'à la collecte sur un pixel pourrait expliquer que des porteurs générés dans la zone inter-pixel soient davantage soumis au piégeage et à la recombinaison. Toutefois, il a déjà été montré que la faible épaisseur du détecteur faisait que les temps de vie des porteurs de charges jouaient un faible rôle dans les pertes, et cela pour toutes les profondeurs d'interaction. En outre, les temps de parcours varient typiquement d'une quinzaine de nanosecondes entre une interaction à la verticale d'un pixel (« chemin » direct) et une interaction entre deux pixels voisins (trajectoires incurvées en raison de la courbure des lignes de champ électrique). Ces écarts de temps sont complètement négligeables à côté des valeurs de τ ; on suppose donc que les pertes ont une autre origine.

Plus probablement, la diffusion des nuages de charges ferait que – pour des interactions ayant eu lieu à proximité immédiate de l'anode et au centre de l'espace inter-pixel - une fraction plus ou moins importante des électrons seraient recombinés à la surface et non-pas sur un pixel, induisant partiellement leur charge (le dernier potentiel de pondération qu'ils auraient « vu » au moment de leur arrivée à la surface étant inférieur à 1). Il est difficile de déterminer si cet effet est réellement physique et pas simplement « informatique » ; mon modèle marque ces électrons comme « arrivés » à la surface (z=750 µm) avec une incertitude liée au pas pris entre deux itérations successives. Il est donc possible qu'ils puissent finir leur migration vers un contact et induire la charge restante, auquel cas ces pertes – déjà très faibles y compris dans le « pire » cas – seraient encore surestimées…

F. Une autre origine pour les pertes de charges

En dépit des résultats précédents qui semblent indiquer une excellente réponse du détecteur quelles que soient les géométries retenues, certains éléments incitent à les appréhender de manière plus critique.
En premier, le fait que la probabilité de générer du partage de charges ne dépende pas de la taille des pixels mais seulement du *pitch*. Si la distribution du champ électrique dans le modèle permet aisément de comprendre comment les charges sont « attirées » par les pixels – y compris à de grandes distances de ces derniers – la question des éventuelles limites sur ces « zones d'influence » se pose. Les calculs les plus simplistes définissent eux-mêmes une distance par rapport au pixel au delà de laquelle les charges ne seront plus collectées (typiquement 5% de la largeur).
Deuxièmement, la très grande homogénéité des valeurs d'induction de la charge dans l'ensemble du volume s'explique certes par les faibles temps de transit des électrons et trous lors de leur migration, mais il est plus étonnant de constater que les pertes restent très limitées dans les zones inter-pixel, et même pour les plus petits pixels. A partir des conclusions du chapitre 3, mettant notamment en évidence des pertes sur le signal reconstruit significatives avec Caliste HD (environ 10% sur le pic photoélectrique mesuré pour des évènements doubles à basse énergie), il serait logique de retrouver ces pertes avec des espaces inter-pixels bien plus grands. En faisant abstraction des différences de *pitch*, le ratio *w/p* de Caliste HD est de 0,84 – très proche de la valeur de 0,83 choisie pour le démonstrateur de notre détecteur au pas de 300 microns. D'après la Figure V-15 et la Figure V-18, ces niveaux de pertes entre les pixels ne se retrouvent pas du tout dans les simulations.

Les effets de seuil sont également à exclure, puisqu'il a été montré que ces pertes se manifestaient le plus significativement pour des charges partagées de manière « équilibrée » entre deux pixels voisins (typiquement autour de 50% de la charge pour un pixel et 50% pour l'autre), soit une interaction plutôt au centre de la zone inter-pixel et un profil du diagramme de corrélation incurvé (cf. Figure I-2). Un seuil non-nul conduira simplement à considérer certains évènements partagés comme des évènements simples pour des ratios de charges déposées trop déséquilibrés, générant dans le même temps une légère trainée à la gauche du pic photoélectrique.

Une adaptation du modèle et l'ajout de facteurs de correction supplémentaires sont donc requis pour simuler correctement et de manière représentative la réponse des détecteurs utilisés ici. Cela passe évidemment par la compréhension de l'origine de ces pertes de charges.

1. Ajout d'une surface conductrice

Bolotnikov *et al*. [45] ont proposé une interprétation de ces pertes de charges entre les contacts de détecteurs CZT finement pixellisés. Leur article s'appuie sur des résultats expérimentaux obtenus avec des détecteurs dont le *pitch* est fixé à 500 µm, pour différentes dimensions des pixels (de 150 à 450 µm). En scannant les espaces inter-pixels de ces détecteurs avec un faisceau de rayons X finement collimaté, les diagrammes de corrélation correspondant aux évènements simples et partagés ont été mesurés (Figure V-20).
Les diagrammes sont indexés en amplitudes homogènes aux énergies enregistrées, et – à l'image de ce qui a pu être observé sur nos détecteurs CdTe – les énergies des évènements partagés ne se distribuent pas forcément le long d'une ligne droite, mais laissent apparaître une courbure signe de pertes sur l'énergie reconstruite. Avec des pixels de 450 µm (*w/p*=0,90), aucune perte significative est visible et l'induction de la charge considérée comme totale. Pour des tailles de contacts plus réduites (400 et 350 µm, soit *w/p* de 0,80 et 0,70), les pertes apparaissent sur l'ensemble des évènements partagés, mais tout particulièrement dans le cas d'énergies comparables mesurées sur les deux pixels voisins (cohérent là encore avec ce que j'ai pu mesurer sur Caliste HD). Le dernier exemple, pris sur des pixels de 150 µm (espace inter-pixel de 350 µm et *w/p* de 0,30), représente un cas extrême avec absolument aucun événement partagé mesurable. Pour des interactions dans la zone inter-pixel,

seulement une fraction de la charge est induite sur l'un des pixels tandis que le pixel voisin mesure une charge nulle. En plus de générer des zones mortes complètement insensibles aux photons dans le détecteur, les évènements mesurés sur l'un ou l'autre des pixels auront des énergies allant de la valeur du seuil à celle du faisceau X et conduiront à la dégradation des performances spectrométriques pour l'ensemble du système en affectant aussi les spectres d'évènements simples. Ce cas est bien entendu à éviter absolument; Bolotnikov donne une limite de 200-300 µm (*w/p*=0,40 ou 0,60) au dessous de laquelle apparaît ce comportement.

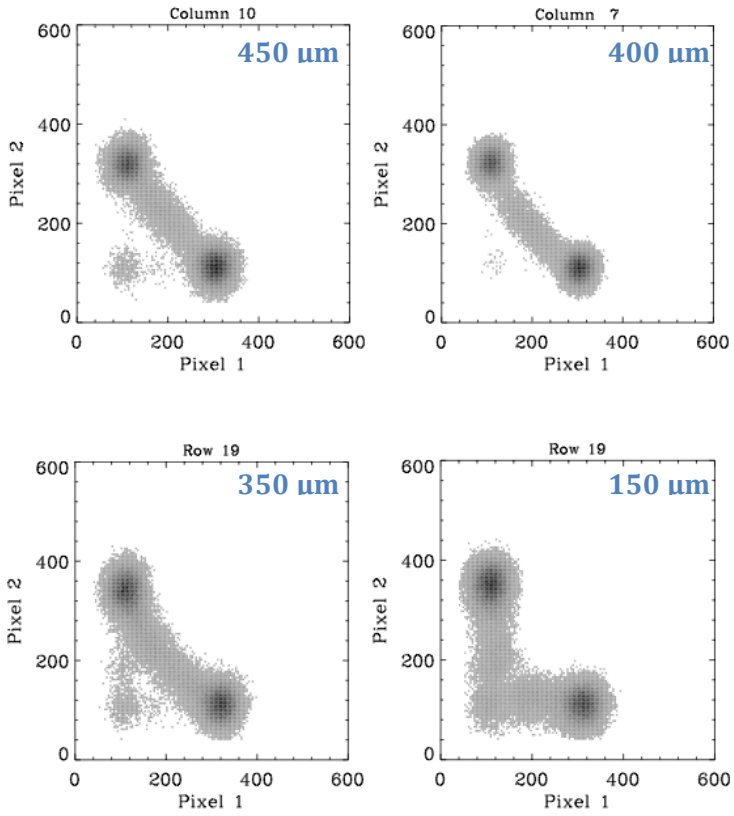

Figure V-20 : Diagrammes de corrélation obtenus expérimentalement par *Bolotnikov et al.* [45] en scannant les zones interpixel de différents détecteurs CZT avec un faisceau de photons collimaté. Les axes sont gradués en amplitudes et représentent les dépôts d'énergie mesurés dans les deux pixels entourant la zone scannée. Le *pitch* est égal à 500 µm et invariable, pour des contacts de respectivement 450 µm (en haut à gauche), 400 µm (en haut à droite), 350 µm (en bas à gauche) et 150 µm (en bas à droite). Les pertes sur l'énergie reconstruite deviennent clairement visibles avec la diminution de la taille des contacts, jusqu'à empêcher toute mesure de l'énergie dans la zone interpixel et de dégrader la réponse en énergie des évènements simples.

L'approche utilisée pour modéliser ces effets de pertes de charges dans les espaces entre les pixels consiste à définir une couche très fine à la surface du détecteur (côté pixels) dont la conductivité serait nettement plus élevée que le reste du matériau qui resterait hautement résistif. Par conséquent, cette « zone de charge d'espace » ou « zone de charge de surface » extrêmement fine (bien moins d'un micron) modifie la distribution du potentiel électrique à proximité des pixels et fait que – contrairement au modèle d'un diélectrique parfait précédemment utilisé – des lignes de champ peuvent aboutir dans la zone inter-pixels (Figure V-21).

Le mécanisme expliquant la façon dont la charge est induite partiellement tient beaucoup de celui déjà évoqué sous forme d'hypothèse en V.E.2 ; sous l'action des champs électriques s'établissant dans le détecteur, les électrons migrent vers l'anode en induisant progressivement leur charge sur les pixels en même temps qu'ils rencontrent des gradients de potentiel de pondération. Dans un diélectrique parfait, l'induction de la charge est totale – aux pertes par recombinaison/piégeage près – au moment où les électrons atteignent le pixel sur lequel ils sont collectés. Avec des lignes de champ ne se terminant pas

sur un pixel, les porteurs de charges finiront leur trajet en induisant seulement une fraction de leur charge. Les pertes seront proportionnelles à la différence de potentiel de pondération entre le pixel et le « point d'arrêt » sur la surface non-métallisée ; dans l'exemple de la Figure V-21 (au centre), il est clair que ces pertes seront d'autant plus importantes que les électrons arriveront éloignés des pixels sur la surface, donc pour des interactions vers le centre de la zone inter-pixels. Cela explique les profils courbés des énergies visibles sur les diagrammes de corrélation.

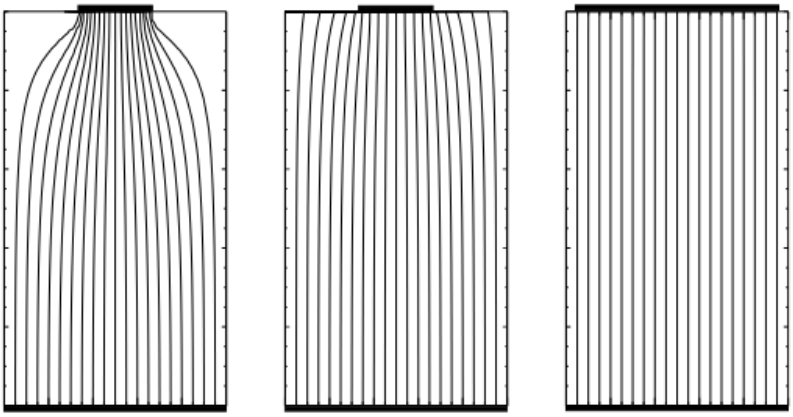

Figure V-21 : Interprétation des pertes de charges dans les détecteurs CdTe/CZT proposée par *Bolotnikov et al.* [45]. Pour un diélectrique parfait avec un contact de 200 µm (à gauche), la distribution des lignes de champ dans le détecteur fait que l'ensemble des porteurs de charges se recombinent à la surface du contact en induisant la totalité du signal (déduction faites de la recombinaison lors de la migration). La distribution plus réaliste obtenue sur la figure centrale suppose une surface légèrement chargée, qui fait que des porteurs puissent se recombiner à la surface de la zone interpixel en induisant un signal partiel. Pour des géométries de contact proches du *pitch* (450 µm, à droite), cet effet devient beaucoup plus négligeable.

Une fois que les électrons ont atteint la surface entre les pixels, ces derniers sont probablement piégés durant des temps suffisamment élevés devant leurs durées de vie et les temps d'intégration du courant sur l'électronique pour considérer qu'ils sont arrêtés.
Dans l'article, les mesures effectuées donnent environ trois ordres de grandeur entre la résistivité de cette fine zone de charge d'espace et celle du détecteur CZT (*bulk*). L'hypothèse retenue dans l'article s'appuie sur des comportements similaires aux détecteurs Silicium et Germanium, avec notamment des interfaces partiellement oxydées dont les propriétés électriques sont modifiées et l'existence d'états de surface qui agissent comme des pièges pour les électrons.

2. Validation du modèle

Le simulateur COMSOL Multiphysics permet aisément de définir une densité surfacique de charges lors de la mise en place d'une géométrie. Afin de vérifier l'hypothèse émise précédemment tant d'un point de vue simulation que par rapport à des données expérimentales, j'ai essayé de reproduire la situation décrite par la Figure V-22, déjà présentée au chapitre 3 (diagramme de corrélation mesuré sur un faisceau monochromatique de 12 keV avec Caliste HD polarisé à -310V).

Pour cela, j'ai adapté mon modèle de simulation à la géométrie de Caliste HD (625 µm de *pitch*, pixels de 525 µm de largeur et 1 mm d'épaisseur), et j'ai simulé la distribution des potentiels de pondération et du champ électrique avec la cathode polarisée à -310V pour différentes densités de charges de surface positives sur l'anode. Ces dernières ont été choisies de manière itérative entre 0 et 3.10^{-5} C/m^2.
En partant de l'hypothèse réaliste que le dépôt de l'énergie par un faisceau de 12 keV se fait de manière complètement ponctuelle à proximité de la cathode, j'ai balayé les positions d'interaction sur toute la largeur de la zone entre deux pixels du modèle de Caliste HD et sur une profondeur d'une centaine de microns (probabilité d'interaction supérieure à 99%). A partir des pourcentages respectifs de charge induite sur les deux pixels voisins pour chaque position simulée, j'ai reconstruit un

diagramme de corrélation dont le poids de chaque événement dépend de la profondeur d'interaction. Les deux cas extrêmes simulés (charge de surface nulle et 3.10^{-5} C/m^2) sont représentés à la Figure V-23.

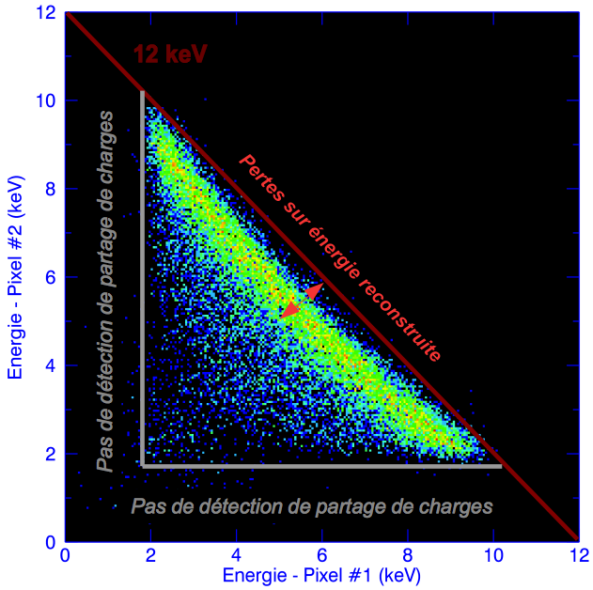

Figure V-22 : Diagramme de corrélation représentant la répartition des énergies mesurées par deux pixels voisins pour des événements doubles, avec un faisceau de 12 keV (Caliste HD, -310V, cf. chapitre 3).

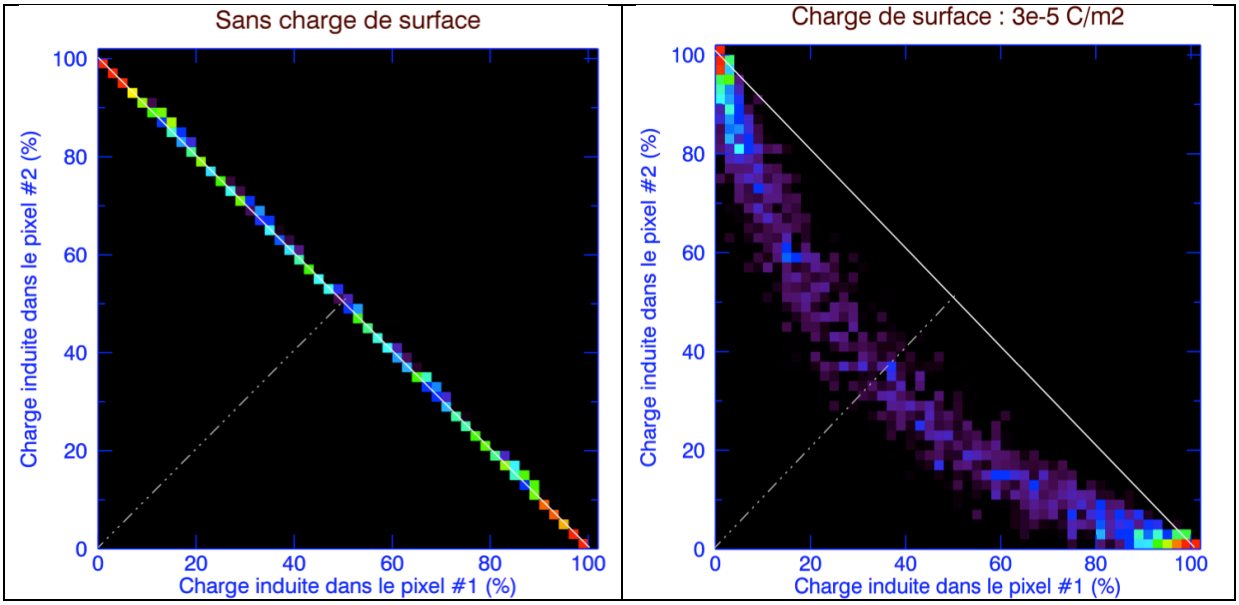

Figure V-23 : Diagramme de corrélation simulé obtenu dans la géométrie de Caliste HD (*pitch* de 625 µm et contact de 525 µm), pour une tension de polarisation de -310 V et un faisceau de 12 keV balayant la zone interpixel (interaction à proximité de la cathode planaire). Avec un diélectrique parfait sans charge de surface (a), il n'y a pas de pertes sur l'énergie reconstruite en dehors de la recombinaison des électrons (1 – 2% de pertes au maximum). Avec une densité surfacique de charge de 3.10^{-5} C.m^{-2} (b), une partie significative des électrons générés par l'interaction se recombinent à la surface de la zone interpixel et induisent un signal partiel sur les pixels.

On constate une inflexion très nette sur la charge totale collectée par deux pixels voisins pour des densités de charges de surface non-nulles, ce qui tend à valider cette explication comme origine des pertes de charges sur les évènements partagés. Pour quantifier ces pertes et les comparer aux charges

de surface imposées, j'ai considéré le pire cas possible avec une charge répartie équitablement entre les deux pixels (pertes maximales sur le signal total induit, au centre du diagramme de corrélation).

L'estimation de ces pertes maximales sur la charge partagée est représentée à la Figure V-24 en fonction des valeurs de la charge de surface utilisées dans le calcul des champs électriques. La courbe fait état d'une dépendance quasi-linéaire des pertes sur le signal à la densité de charge surfacique entre 9.10^{-6} C/m^2 et 3.10^{-5} C/m^2. En dessous de ces valeurs, le modèle n'est probablement pas assez précis et les pertes deviennent difficiles à quantifier.
A partir du taux de pertes de 10,5% ± 0,5% mesuré préalablement sur le spectro-imageur Caliste HD dans les mêmes conditions d'opération, et en supposant que la recombinaison des charges à la surface inter-pixel est le seul effet expliquant une mauvaise reconstruction de l'énergie totale, on déduit grâce à cette courbe une charge de surface équivalente à $1{,}25.10^{-5}$ C/m^2 (point rouge sur la Figure V-24).

Les détecteurs CdTe utilisés dans le cadre du projet MC2 étant en tout point identiques dans leur origine ou processus de fabrication aux détecteurs hybridés à la micro-caméra Caliste HD – au motif de pixel près – une densité surfacique de charge de même valeur est à prévoir dans notre modèle pour refléter fidèlement les effets liés à une collecte incomplète de la charge totale.
Toutefois, et compte-tenu des incertitudes du calcul et des possibles variations sur la charge surfacique à appliquer, je préfère borner la charge « réelle » en considérant dans la suite du calcul de CIE deux configurations : le cas « optimiste » avec 1.10^{-5} C/m^2 et le cas « pessimiste » avec une densité de charges de 2.10^{-5} C/m^2. L'optimisation de la géométrie au regard du taux de partage de charges et des pertes de charges se fera par rapport aux conclusions données par ces deux cas extrêmes.

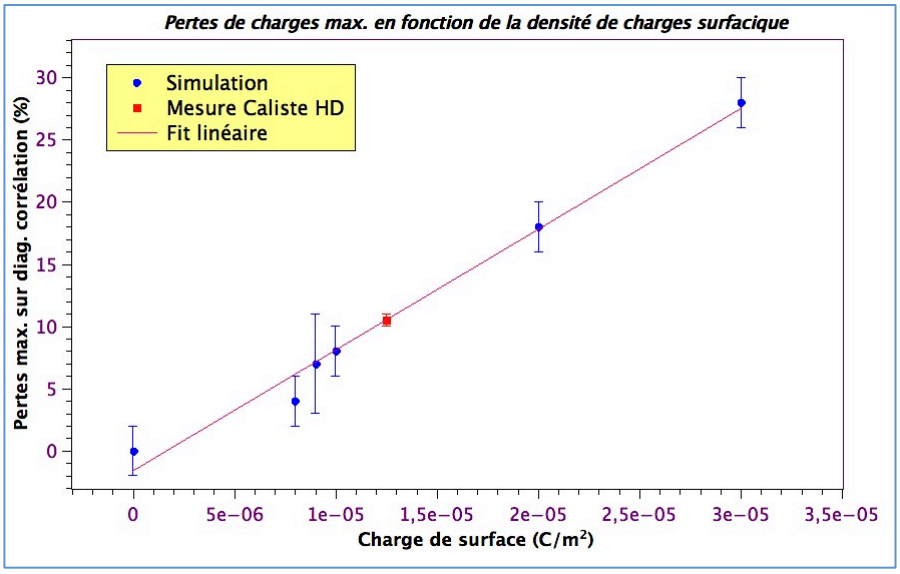

Figure V-24 : Pertes maximales sur la charge totale induite sur deux pixels voisins en fonction de la densité de charge de surface intégrée au modèle de champ électrique. La dépendance est quasi-linéaire pour des charges de surface entre 9.10^{-6} C/m² et 3.10^{-5} C/m². Ces données permettent d'estimer une charge de surface d'environ $1{,}25.10^{-5}$ C/m² sur le détecteur Caliste HD, correspondant à des pertes de 10,5% ± 0,5% sur la charge totale reconstruite entre deux pixels.

Enfin, je valide aussi par le modèle l'hypothèse selon laquelle les pertes de charges sont intimement liées à la largeur des contacts pour un *pitch* donné ; la Figure V-25 représente ainsi le diagramme de corrélation obtenu pour une charge surfacique de 3.10^{-5} C/m^2 avec des pixels de seulement 100 µm de largeur. Par rapport à la Figure V-23(b), aucun partage de charge n'est plus mesurable et les deux pixels « voient » chacun des évènements simples dont les énergies ne sont pas correctement estimées.

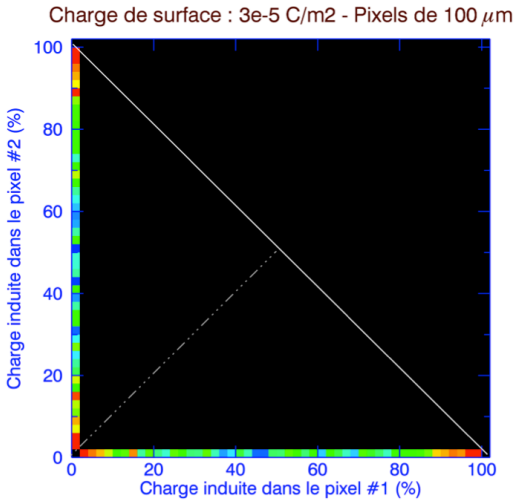

Figure V-25 : Diagramme de corrélation simulé obtenu pour un détecteur de *pitch* de 625 µm et contact de 100 µm, pour une tension de polarisation de -310 V et un faisceau de 12 keV balayant la zone interpixel (interaction à proximité de la cathode planaire). La densité surfacique de charge est de 3.10^{-5} C.m^{-2}, et aucun signal partagé n'est détectable (une charge entre 0% et 100% du total étant induite sur l'un ou l'autre des pixels).

Cette dépendance des pertes à la largeur du contact permet par ailleurs de comprendre pourquoi les mesures effectuées sur le spectro-imageur Caliste 64 (*pitch* de 1 mm pour des contacts de 0,9 mm) ne faisaient apparaître qu'une perte négligeable sur l'énergie des évènements multiples.

G. Bilan

1. Efficacité d'induction et partage de charges en fonction du ratio W/P

A partir des charges de surface estimées précédemment, j'ai recalculé les cartographies de l'efficacité d'induction de la charge dans la totalité du volume du détecteur pour les différentes géométries. A titre d'exemple, j'ai représenté une sélection d'entre elles sur la Figure V-26 (ratio *w/p* de 0,16 pour une densité de charge de 2.10^{-5} C/m^2), sur la Figure V-27 (ratio *w/p* de 0,67 pour 2.10^{-5} C/m^2) et sur la Figure V-28 (ratio *w/p* de 0,83 pour une densité de charge de 1.10^{-5} C/m^2).

Les cartographies obtenues pour les tailles de pixels les plus réduites montrent des zones entières du détecteur pour lesquelles l'efficacité d'induction de la charge est nulle, avec de très grandes inhomogénéités sur la CIE dans la zone inter-pixel (Figure V-26). Ces configurations sont naturellement à proscrire. Avec l'augmentation de la taille des contacts métallisés, cette zone de non-induction se réduit considérablement (Figure V-27) et la CIE augmente dans la zone inter-pixel à proximité de la cathode. Une mince bande à proximité de l'anode demeure encore insensible, explicable par le fait que la diffusion des nuages d'électrons sur ces faibles distances est trop faible pour qu'un nombre suffisant de charges soient « captées » le long de lignes de champ aboutissant aux pixels. Enfin, pour des géométries se rapprochant d'une configuration de détecteur planaire, les pertes de charges ne sont significatives qu'à proximité immédiate des pixels et au voisinage du centre de la zone inter-pixel (Figure V-28).

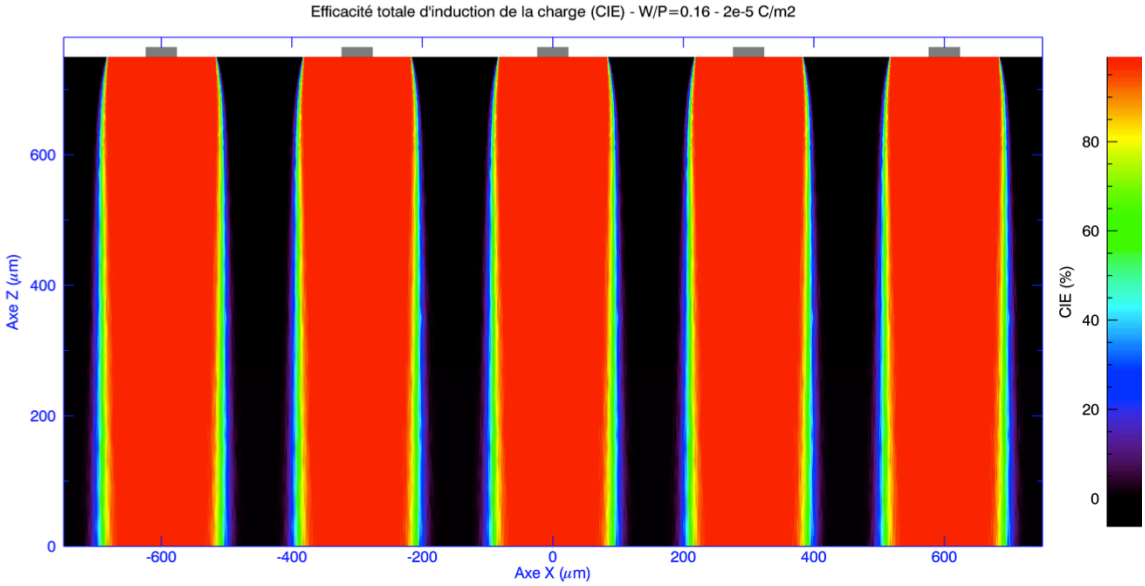

Figure V-26 : Cartographie de l'efficacité d'induction de la charge dans l'ensemble du détecteur pour w/p=0,16 (sommation des efficacités d'induction de la charge dans les 5 pixels individuels). La recombinaison ainsi que la diffusion sont prises en compte. Les valeurs du produit $\mu.\tau$ sont celles définies en Table 5. Le détecteur est polarisé à -200V et le champ électrique a été calculé en supposant une surface (à l'anode) chargée avec une densité surfacique de charges de 2.10^{-5} C/m².

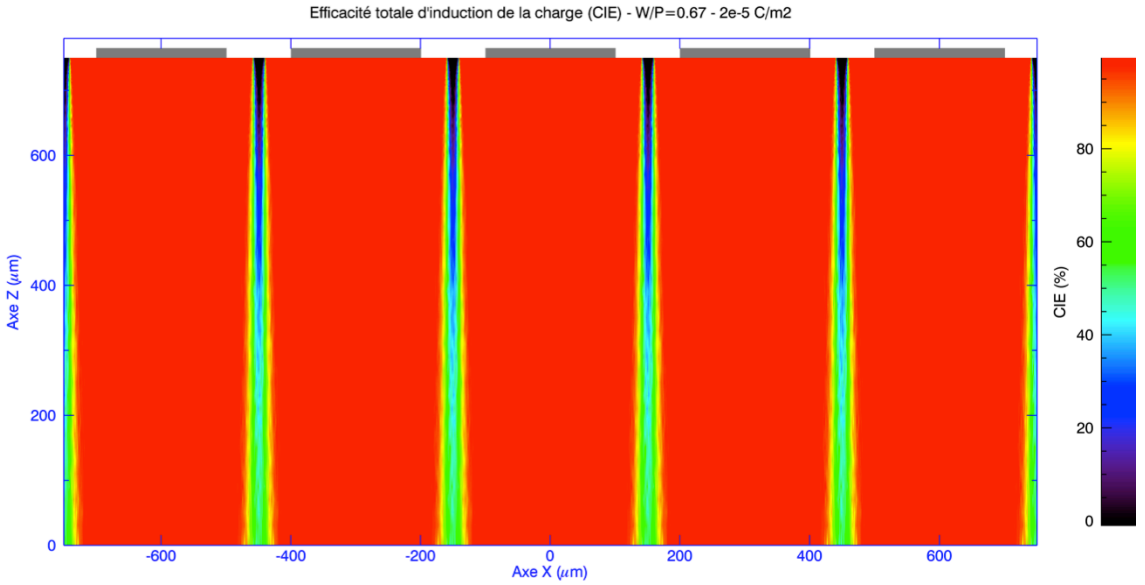

Figure V-27 : Cartographie de l'efficacité d'induction de la charge dans l'ensemble du détecteur pour w/p=0,67 (sommation des efficacités d'induction de la charge dans les 5 pixels individuels). La recombinaison ainsi que la diffusion sont prises en compte. Les valeurs du produit $\mu.\tau$ sont celles définies en Table 5. Le détecteur est polarisé à -200V et le champ électrique a été calculé en supposant une surface (à l'anode) chargée avec une densité surfacique de charges de 2.10^{-5} C/m².

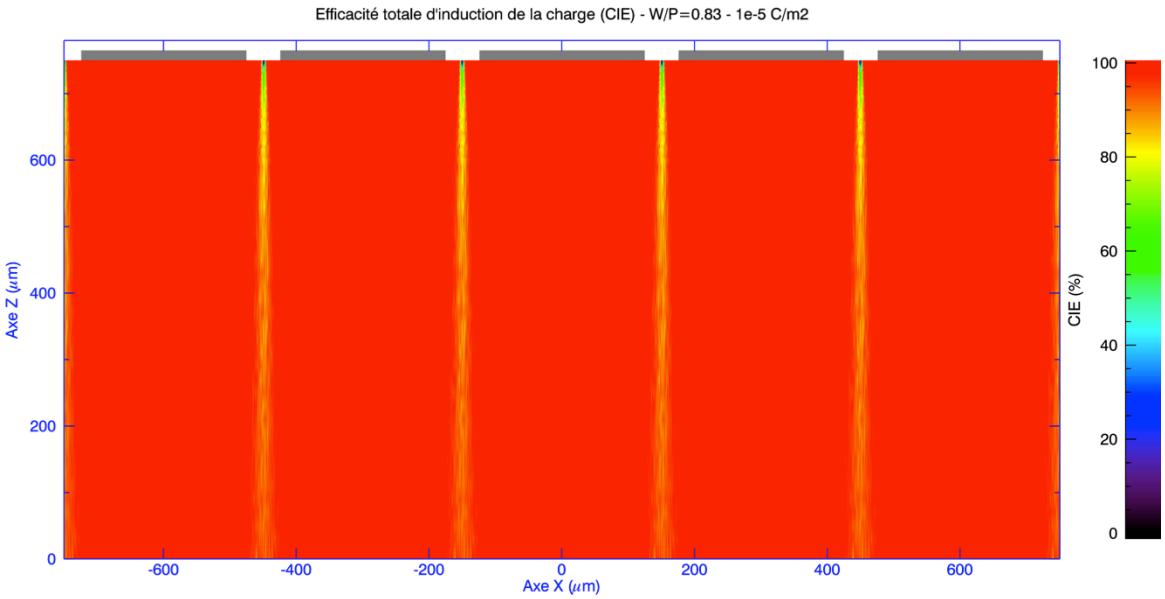

Figure V-28 : Cartographie de l'efficacité d'induction de la charge dans l'ensemble du détecteur pour w/p=0,83 (sommation des efficacités d'induction de la charge dans les 5 pixels individuels). La recombinaison ainsi que la diffusion sont prises en compte. Les valeurs du produit $\mu.\tau$ sont celles définies en Table 5. Le détecteur est polarisé à -200V et le champ électrique a été calculé en supposant une surface (à l'anode) chargée avec une densité surfacique de charges de 1.10^{-5} C/m².

Afin de quantifier la valeur moyenne et l'homogénéité de l'induction de la charge dans l'ensemble du volume du détecteur, j'ai calculé pour chaque configuration la moyenne de CIE prise dans le volume total, ainsi que la fraction du volume pour laquelle cette dernière est inférieure à 90% (signe d'une efficacité significativement dégradée) ou égale à 0% (zone insensible). Les données sont compilées en Table 6 et Table 7, pour respectivement des charges de surface égales à 1.10^{-5} C/m^2 et 2.10^{-5} C/m^2.

Densité de charge de surface : 2.10^{-5} C/m^2			
Ratio *w/p*	Moyenne CIE (%)	Pourcent vol. avec CIE < 90%	Pourcent vol. avec CIE = 0%
0,16	61,5	44,6	25,5
0,33	76,9	29,0	9,9
0,50	87,3	18,3	2,0
0,67	94,0	11,6	0,2
0,73	95,6	9,6	0,1
0,80	97,1	7,2	0,0
0,83	97,6	5,6	0,0
0,87	98,1	2,2	0,0
0,90	98,3	0,9	0,0

Table 6 : Moyenne sur l'efficacité d'induction de la charge (CIE) et fraction du volume total du détecteur pour laquelle la CIE est inférieure à 90% ou égale à 0%. Densité surfacique de charges de 2.10^{-5} C/m².

Densité de charge de surface : 1.10^{-5} C/m^2			
Ratio *w/p*	Moyenne CIE (%)	Pourcent vol. avec CIE < 90%	Pourcent vol. avec CIE = 0%
0,16	78,0	28,1	8,4
0,33	87,0	18,7	2,5
0,5	92,7	12,7	0,6
0,67	96,3	8,6	0,1
0,73	97,2	7,0	0,0
0,8	97,9	3,6	0,0
0,83	98,2	1,6	0,0
0,87	98,4	0,4	0,0
0,9	98,4	0,4	0,0

Table 7 : Moyenne sur l'efficacité d'induction de la charge (CIE) et fraction du volume total du détecteur pour laquelle la CIE est inférieure à 90% ou égale à 0%. Densité surfacique de charges de 1.10^{-5} C/m^2.

Pour les deux valeurs de charge de surface, l'efficacité d'induction de la charge moyenne converge vers environ 98% à partir de respectivement un ratio *w/p* de 0,87 et 0,83. Des zones de non-induction existent en-dessous de *w/p* égal à 0,67-0,73. Enfin, on peut considérer que le transport et l'induction sont homogènes à partir de 0,87 ou 0,90 (la CIE étant inférieure à 90% dans seulement 1% du volume, préférentiellement à la surface et au centre de la zone inter-pixels).

Du point de vue des pertes de charges et de l'homogénéité du transport, les meilleures performances sont donc atteintes pour des largeurs de pixels supérieures à 250 µm.

De manière analogue au calcul décrit en V.E.1, je détermine le taux de partage de charges dû à la diffusion pour des interactions au niveau de la cathode. Une subtilité supplémentaire liée à la prise en compte des pertes de charges entre les pixels est illustrée à la Figure V-29.

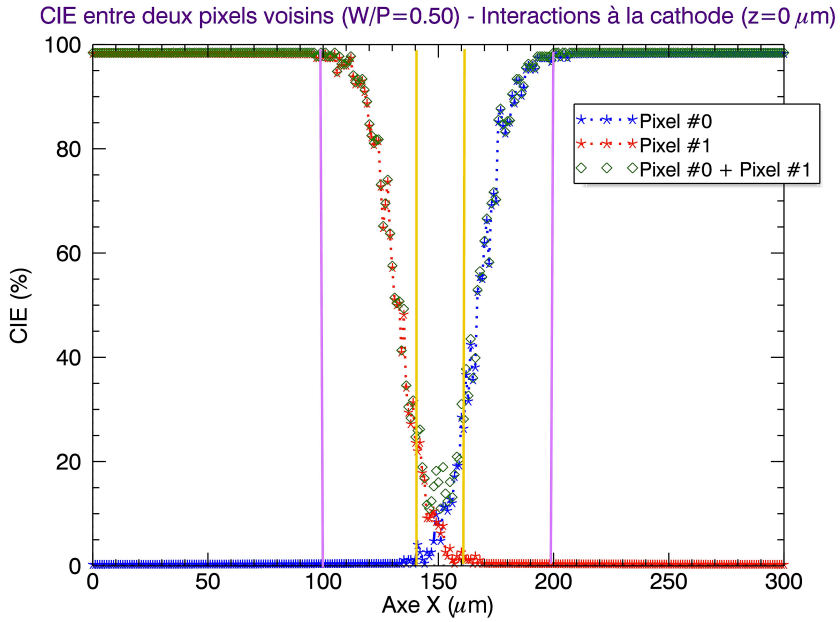

Figure V-29 : Efficacités d'induction de la charge en fonction de la position d'interaction *x* dans le détecteur, pour *z*=0 (à la cathode) et *w/p*=0,50 (150 µm de pixel) avec une charge de surface de 2.10^{-5} C/m^2. La CIE est représentée pour deux pixels voisins (#0 et #1), ainsi que l'efficacité sommée sur ces deux mêmes pixels. Pour un seuil nul, le partage de charges a lieu dans un intervalle de près de 20 µm entre les deux pixels.

Sur ce graphique, les pertes de charges sur le signal sommé des deux pixels sont clairement visibles, et deux zones peuvent être isolées. En premier lieu, l'espace délimité par les bornes jaunes (de largeur

20 µm) correspond à du partage de charges réel détecté par les deux pixels simultanément. Par contre, il faut aussi considérer une zone potentiellement beaucoup plus large pour laquelle il y a une chute très importante de la charge induite sur l'un des pixels sans que le pixel voisin ne voie le moindre signal. Ces évènements ne seront pas détectés en tant que multiples, et contribueront à « polluer » le spectre des évènements simples en induisant une traine à la gauche du pic photoélectrique, vers les basses énergies. Ici, cette zone d'induction partielle délimitée par les bornes roses sur la figure (et englobant aussi la zone contribuant au partage de charges) a une largeur de près de 100 µm, très significative devant les 150 µm de l'espace inter-pixel.

Les probabilités de partage de charge et d'induction partielle du signal (partage de charges ou pertes de charges sur les évènements simples) sont résumées pour l'ensemble des géométries étudiées et en fonction des deux charges de surface utilisées dans la modélisation en Table 8 et Table 9. J'ai rajouté aussi une estimation de w_{eq}, la « largeur «équivalente » du pixel introduite plus tôt dans ce chapitre.

Densité de charge de surface : 2.10^{-5} C/m^2				
Ratio *w/p*	Largeur pixel (µm)	Proba. partage et/ou collecte incomplète (%)	Proba. partage (%)	w_{eq} (largeur équivalente, µm)
0,16	48	83,2 ± 0,8	0,0 ± 0,0	123 (+156,2%)
0,33	99	64,0 ± 1,2	0,0 ± 0,0	180 (+81,8%)
0,50	150	57,3 ± 1,3	22,0 ± 1,8	196 (+30,7%)
0,67	201	40,7 ± 1,5	28,3± 1,7	231 (+14,9%)
0,73	219	41,7 ± 1,5	31,0 ± 1,7	229 (+4,6%)
0,80	240	37,6 ± 1,6	33,9 ± 1,6	237 (-1,3%)
0,83	249	36,5 ± 1,6	34,9 ± 1,6	239 (-4,0%)
0,87	261	32,8 ± 1,6	32,8 ± 1,6	246 (-5,7%)
0,90	270	32,2 ± 1,7	33,9 ± 1,6	247 (-8,5%)

Table 8 : Probabilité de partage de charges dû à la diffusion pour une interaction au niveau de la cathode et un seuil bas nul. Je distingue le partage de charges effectivement détecté simultanément par les deux pixels (évènements multiples) de la situation résultant d'une mauvaise collecte de la charge induite (« faux » partage de charges avec le déclenchement d'une seule chaine ou partage de charges réellement vu par les deux pixels). Je calcule par ailleurs la « largeur équivalente » du pixel w_{eq}. La charge de surface imposée pour la modélisation est de 2.10^{-5} C/m².

Densité de charge de surface : 1.10^{-5} C/m^2				
Ratio *w/p*	Largeur pixel (µm)	Proba. partage et/ou collecte incomplète (%)	Proba. partage (%)	w_{eq} (largeur équivalente, µm)
0,16	48	63,2 ± 1,2	0,0 ± 0,0	182 (+279,2%)
0,33	99	52,4 ± 1,4	16,6 ± 1,8	207 (+109,1%)
0,50	150	43,8 ± 1,5	23,2 ± 1,8	225 (+50,0%)
0,67	201	37,1 ± 1,6	32,2 ± 1,7	238 (+18,4%)
0,73	219	35,5 ± 1,6	29,4 ± 1,7	241 (+10,0%)
0,80	240	34,4 ± 1,6	31,7 ± 1,7	243 (+1,3%)
0,83	249	32,3 ± 1,7	31,1 ± 1,7	247 (-0,8%)
0,87	261	32,2 ± 1,7	30,6 ± 1,7	247 (-5,4%)
0,90	270	32,2 ± 1,7	31,7 ± 1,7	247 (-8,5%)

Table 9 : Probabilité de partage de charges dû à la diffusion pour une interaction au niveau de la cathode et un seuil bas nul. Je distingue le partage de charges effectivement détecté simultanément par les deux pixels (évènements multiples) de la situation résultant d'une mauvaise collecte de la charge induite (« faux » partage de charges avec le déclenchement d'une seule chaine ou partage de charges réellement vu par les deux pixels). Je calcule par ailleurs la « largeur équivalente » du pixel w_{eq}. La charge de surface imposée pour la modélisation est de 1.10^{-5} C/m².

Il résulte de ces données que le taux de partage et/ou de pertes de charges converge – dans les conditions d'opération considérées – vers une valeur de près de 32% pour *w/p* supérieur à 0,83 ou 0,87.

Dans le même temps, le taux de partage de charges « réel » se rapproche au plus près de cette valeur limite (à partir de *w/p* égal à 0,80 ou 0,83), jusqu'à respectivement atteindre des valeurs situées entre 31% et 34% pour les deux densités de charges surfaciques considérées. Pour les pixels de largeurs inférieures, le risque de corrompre les spectres des évènements simples est significatif. Dans le cas des pixels les plus petits, le partage de charges n'est pas mesurable et les probabilités de pertes sur le signal induit total atteignent des sommets (63% – 83% des photons interagissant à la cathode auront leur énergie pas bien mesurée ici pour *w/p*=0,16).
Enfin, la largeur équivalente W_{eq} peut prendre des valeurs bien supérieures à la largeur réelle du pixel (jusqu'à 156% – 279%), matérialisant la capacité du pixel à collecter des charges générées loin dans la zone inter-pixel. W_{eq} diminue au fur et à mesure que le ratio *w/p* grandit, jusqu'à être inférieure à la largeur réelle du pixel (la largeur du nuage d'électrons devenant comparable à la largeur de l'espace inter-pixel).

2. Discussion

Au cours de ce chapitre, j'ai développé un ensemble d'outils permettant d'évaluer les différents paramètres critiques jouant sur la réponse d'un détecteur au pas de 300 microns. Menés dans une optique de *design*, ces travaux se sont principalement focalisés sur les problématiques de capacité électrique, de partage de charges et d'efficacité de l'induction du signal, tous trois jouant des rôles cruciaux sur les capacités spectrométriques.

Pour les différents points abordés tout au long de ce chapitre, il ressort notamment que :

- Le taux de partage de charges lié à l'interaction des photons dans le détecteur – incompressible car d'origine purement physique – a été modélisé via un modèle Monte-Carlo et ses valeurs apparaissent quasiment doublées lorsque l'on passe d'un détecteur au *pitch* de 625 µm à un détecteur au *pitch* de 300 µm comme MC2. Ces effets sont évidemment dépendants de l'énergie, mais se manifestent dès que l'interaction d'un photon ne peut pas être considérée comme ponctuelle. En l'absence de tout autre effet comme la diffusion du nuage de charges, le taux passe ainsi d'environ 12% à 23% pour un faisceau de seulement 60 keV. Intrinsèquement, ce type de détecteur est donc fortement sujet au partage de charges. Avec un ASIC auto-déclenché, il est certes aisé de discriminer ces évènements partagés des évènements simples, mais à la condition de maintenir un seuil aussi bas que possible et au détriment de l'efficacité de détection. La gestion du *trigger* de l'ASIC D^2R_1 ainsi que l'abaissement de son seuil bas sont ainsi absolument essentiels pour les futurs développements, tant pour la spectrométrie que pour l'imagerie.

- La capacité électrique due aux pixels et vue en entrée des préamplificateurs de charge a été entièrement modélisée à partir d'un modèle numérique spécifiquement développé, pour une large variété de tailles de pixels. Il a été prouvé que le simple calcul de la capacité de *bulk* était loin d'être suffisant, puisque la capacité additionnelle générée par les pixels voisins était largement dominante pour quasiment la totalité des configurations. L'accroissement du ratio *w/p* diminue ainsi les distances entre les pixels et conduit à l'augmentation de la capacité totale, cette dernière étant uniquement due à ces voisins. Le calcul final avec toutes les contributions donne ainsi des capacités C_{IN} comprises entre 15 et 119 fF pour *w/p* entre 0,16 et 0,90 (pixels de 48 et 270 µm calculés avec un modèle 3D). Ces valeurs sont extrêmement faibles pour l'ensemble des configurations, et l'effet sur le bruit électronique pourra être considéré comme négligeable ; avec une réponse à la capacité d'environ 20 e^-/pF estimée avec un temps de *peaking* typique de 10 µs sur les préamplificateurs de charges XFAB utilisés dans l'ASIC, cet écart entre les deux *extremum* de capacité vaudra au plus 3 e^-. Par rapport à des mesures effectuées sans capacités, le surplus attendu sur le bruit électronique est donc minime.
  En rajoutant dans le calcul la présence d'un ASIC surmontant l'anode et hybridé aux pixels par *flip-chip*, j'en ai déduit que la largeur des plots d'interconnexion n'avait aucune influence

sur la capacité électrique. A contrario, la diminution de la hauteur de ces plots – et par conséquent la distance entre l'électronique de lecture et la surface pixellisée du détecteur – s'accompagne d'une hausse de C_{IN} ne dépassant pas 20%. Sur la plage de géométries étudiées, et avec des interconnexions de 50 µm de hauteur, les effets sont nuls pour les ratios *w/p* inférieurs à 0,50 et culminent à 162 fF (*w/p*=0,90). Pour la géométrie retenue pour le premier démonstrateur MC2 (pixels de 250 µm et épaisseur de 750 µm), l'ensemble des effets simulés donne une capacité attendue de l'ordre de 107 fF. Il est certes possible que d'autres capacités parasites viennent en pratique se rajouter à ce résultat, mais *a priori* sans dépendance à la taille des pixels. A partir des valeurs de bruit mesurées sur la chaine spectroscopique complète (ASIC + détecteur hybridé), une estimation de la capacité réelle est attendue.

Si cette étude n'a pas permis de dégager un optimum ou une limite à ne pas dépasser à partir de la seule estimation de la capacité, rendant par là-même envisageable n'importe quelle géométrie pour l'anode pixellisée, elle a mis en évidence le fait que les préamplificateurs de charges retenus pour le design de l'ASIC D^2R_1 étaient surdimensionnés, ces derniers étant conçus pour des capacités nominales de 300 fF à 1 pF au maximum. Si les valeurs estimées sont confirmées expérimentalement, il sera utile de redéfinir ces bornes pour les futures applications, qu'il s'agisse de détecteurs plus petits ou de la conception d'ASIC à la consommation électrique encore réduite.

- Une étude préliminaire a exclu l'utilisation de détecteurs épais, ces derniers n'apportant pas de gain significatif en termes d'efficacité de détection mais étant susceptibles de générer un très important taux d'évènements partagés en raison de la diffusion des nuages de charges. Un modèle de 2 mm d'épaisseur a toutefois été assemblé, mais uniquement à des fins de validation et de comparaison. Le modèle à 750 µm est vraiment à privilégier.

  Pour étudier les différentes géométries de détecteurs en ce qui concerne le partage de charges et l'induction du signal, j'ai entièrement écrit et mis en œuvre un modèle de simulation en 2D prenant en compte le transit des électrons et trous vers les électrodes, les inhomogénéités du champ électrique ainsi que la diffusion et la recombinaison ou le piégeage des porteurs de charges. A partir d'une interprétation de l'origine des pertes de charges conduisant à une mauvaise reconstruction de l'énergie pour des interactions ayant eu lieu dans la zone inter-pixels, j'ai défini dans mon modèle une densité surfacique de charge et borné sa valeur à partir d'une mesure effectuée sur le détecteur Caliste HD. En calculant un ensemble de cartographies de l'efficacité d'induction de la charge (CIE), j'ai pu éliminer les propositions dont le ratio *w/p* était inférieur à 0,80 (pixels de 240 µm). En dessous de cette limite, des inhomogénéités sur l'efficacité d'induction ainsi que des pertes de charges de plus en plus significatives apparaissent, jusqu'à constituer de véritables zones insensibles dans le détecteur. Pour *w/p*>0,80, l'induction de la charge est excellente (environ 98%) dans l'ensemble du volume. L'effet petits-pixels joue son rôle ici, mais n'est pas source d'optimisation sur des détecteurs aussi fins.

  En parallèle, les taux de partage de charge maximum estimés se situent autour de 31-35% selon les conditions, à -200V. La dépendance ces valeurs à la taille du pixel est cependant remise en question, puisque ces dernières semblent converger à partir de 0,80. Les taux inférieurs obtenus pour les plus petites valeurs de *w/p* sont uniquement dus à l'apparition des zones insensibles au sein desquelles les évènements partagés ne sont pas détectés. Ce résultat remet en cause la validité du modèle simplifié présenté en début de chapitre, ce dernier restant fiable uniquement pour des pixels les plus larges.

  Au vu de ces éléments, le choix initial de pixels de 250 µm me paraît pleinement adapté et à même de procurer les meilleures performances. De très faibles différences sur l'induction de la charge au centre de la zone inter-pixels pourraient éventuellement privilégier des pixels de plutôt 260 µm de largeur. Pour 10 µm de plus, les différences ne sont pas quantifiables et ne valent pas forcément de risquer de générer des courants de surface.

Pour conclure, en plus de guider le design du détecteur, ce travail de modélisation a permis de se doter d'un outil simple à mettre en œuvre et facilement interopérable, et dont les approximations retenues

ont été pesées. L'ajout de la charge surfacique a permis de vérifier, comprendre et quantifier les phénomènes de pertes de charges. Evidemment, la première approximation tient au fait qu'il s'agisse d'un modèle en 2D, avec des erreurs attendues plus importantes pour les géométries les plus petites. Ces imprécisions ne sont toutefois pas assumées changer notablement les conclusions précédentes.
Cet outil est facilement transposable et adaptable, en particulier pour l'étude de détecteurs strippés. Par ailleurs, un retour d'expérience est attendu des mesures expérimentales à venir pour valider complètement l'ensemble et l'adapter éventuellement de manière semi-empirique. Le passage à la 3D n'est certainement pas possible compte-tenu des temps de calcul, et sans sacrifier la précision des résultats. Des outils dédiés et nettement plus complexes reposant sur des approches différentes sont certainement mieux adaptés [10, 46, 47].

Bibliographie du chapitre 5

[1] A. Meuris *et al.*, "Caliste HD: A new fine pitch Cd(Zn)Te imaging spectrometer from 2 keV up to 1 MeV", Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf. (NSS/MIC/RTSD), 2011, Pages 4485–4488.
[2] O. Limousin *et al.*, "A CdTe imaging spectrometer for space science with a 580 µm pixel pitch", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 647, Part. 1, 2011, Pages 46–54.
[3] A. Meuris *et al.*, "Caliste 64, an innovative CdTe hard x-ray microcamera", IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume 55, Part. 2, 2008, Pages 778–784.
[4] S. Dubos *et al.*, "Low Energy Characterization of Caliste HD, a Fine Pitch CdTe-Based Imaging Spectrometer", IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume 60, Part. 5, 2013, Pages 3824–3832.
[5] O. Limousin, A. Meuris, O. Gevin, S. Dubos, "CdTe pixel detectors for hard X-ray astronomy", Radiation Detectors and Their Applications, *à paraître.*
[6] S. Antier et *al.*, "Hard X-ray polarimetry with Caliste, a high performance CdTe based imaging spectrometer", Experimental Astronomy, 2014, *à paraître*.
[7] S. Antier et *al*., "Fine pitch CdTe-based hard-X-ray polarimeter performance for space science in the 70–300 keV energy range spectrometer", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2014, *a paraître* (http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2014.12.085).
[8] J. Becker, D. Pennicard, H. Graafsma, "The detector simulation toolkit HORUS", Journal of Instrumentation, Vol. 7, 2012, C10009.
[9] M. Picone, A. Glière, P. Massé, "A three-dimensional model of CdZnTe gamma ray spectrometer", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 504, 2003, Pages 313-316.
[10] F. Mathy *et al*., "A Three-Dimensional Model of CdZnTe Gamma-Ray Detector and its Experimental Validation", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 51, Part. 5, 2004, Pages 2419-2426.
[11] M. Ruat *et al*., "Modelling of a high count rate energy resolving CdTe pixel detector for the performance characterisation of a medical imaging system", Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf. (NSS/MIC/RTSD), 2010, Pages 3765 - 3769.
[12] J. Perkins, H. Krawczynski, P. Dowkontt, "Characterizing Imarad CZT Detectors with Time Resolved Anode and Cathode Signals", Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf. (NSS/MIC/RTSD), Vol. 7, 2003, Pages 3366 – 3369.
[13] C. Xu, M. Danielsson, H. Bornefalk, "Evaluation of Energy Loss and Charge Sharing in Cadmium Telluride Detectors for Photon-Counting Computed Tomography", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 58, Part. 3, 2011, Pages 614-625.
[14] B. P. F. Dirks, "Study and modelling of the new generation Cd(Zn)Te X- and gamma-ray detectors for space applications", Thèse de doctorat, Université Paris Diderot (Paris 7), 2006.
[15] B. P. F. Dirks *et a*l.,"3D Modelling of Cd(Zn)Te detectors for the SIMBOL-X space mission", Proc. SPIE Conf., Vol. 5501, 2004, Page 412-422.
[16] Coefficients d'atténuation massiques (base de données en ligne du NIST, site web), http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMass-Coef/.
[17] P. Seller *et al.*, "Pixellated Cd(Zn)Te High Energy X-Ray Instrument", Journal of Instrumentation, Vol. 6, Part. 12, 2011.
[18] M.D. Wilson *et al.*, "Multiple Module Pixellated CdTe Spectroscopic X-Ray Detector", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 60, Part. 2, 2013, Pages 1197-1200.
[19] G. Sato *et al.*, "Development of Low Noise Front-End ASIC for Hybrid CdTe Pixel Detectors", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 58, Part. 3, 2011, Pages 1370-1375.
[20] Site web Low Energy Electromagnetic Physics - GEANT4, https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Geant4/LowEnergyElectromagneticPhysicsWorkingGroup.
[21] Manuel d'utilisation GEANT4/MSC (site web), http://geant4.cern.ch/G4UsersDocuments/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/node34.html.
[22] Base de données ESTAR du NIST (site web), http://www.nist.gov/pml/data/star/index.cfm
[23] K. Iniewski *et al.*, "Modeling charge-sharing effects in pixellated CZT detectors", Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf. (NSS/MIC/RTSD), Vol. 6, 2007, Pages 4608–4611.

[24] A. Meuris, O. Limousin, C. Blondel, "Charge sharing in CdTe pixilated detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 610, Part. 1, 2009, Pages 294–297.
[25] M. C. Veale, S. J. Bell, D. D. Duarte et *al.*, "Measurements of charge sharing in small pixel CdTe detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 767, 2014, Pages 218–226.
[26] G. F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement", New-York :Wiley, 1999.
[27] Site web COMSOL Multiphysics, http://www.comsol.fr/.
[28] "Introduction to COMSOL Multiphysics", Documentation privée.
[29] Site web SILVACO-TCAD, http://www.silvaco.com/.
[30] V. Louvet, "Présentation du problème de Laplace et Méthodes numériques associées", 2011.
[31] E. Barberis *et al*., "Capacitances in Silicon Microstrip Detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 342, 1994, Pages 90-95.
[32] C. Bedonie *et al.*, "Capacitance of the GLAST Prototype Detectors", SCIPP 96/75, 1996.
[33] S. Kavadias *et al.,* "Calculation of Pixel Detector Capacitances through Three Dimensional Numerical Solution of the Laplace Equation", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 41, No. 2, 1994, Pages 397-401.
[34] K. Yamamoto *et al*., "Interstrip Capacitance of the Double-Sided Silicon Strip Detector", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 40, No. 6, 1993, Pages 2012-2025.
[35] P. Medina *et al*. "A simple method for the characterization of HPGe detectors", Intrumentation and Measurement Technology Conference, Vol. 3, 2004, Pages 1828–1832.
[36] Z. He, "Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-rays detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 463, 2001, Pages 250-267.
[37] O. Grimm, "Modelling of signal generation in the STIX CdTe sensors", ETH Zürich, Document interne, 2014.
[38] W. Shockley, "Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge", J. Appl. Phys., 1938, Pages 635-636.
[39] S. Ramo, "Currents Induced by Electron Motion", P.I.R.E, 1939, Pages 584-585.
[40] K. Suzuki *et al*., "Carrier Transport Properties of HPB CdZnTe and THM CdTe:Cl", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 49, No. 3, 2002, Pages 1287-1291.
[41] S. Adachi, "Handbook on Physical Properties of Semiconductors - Volume 3: II-VI Compound Semiconductors", 2004.
[42] O. Limousin, "Mise en Œuvre et Etude des Propriétés Spectrales de la Gamma Camera ISGRI", Thèse de Doctorat, Université Toulouse III Paul Sabatier, 2001.
[43] A. Owens, "Compound semiconductor radiation detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 531, 2004, Pages 18-37.
[44] A. Meuris, "Etude et optimisation du plan de détection de haute énergie en Cd(Zn)Te de la mission spatiale d'astronomie X et gamma Simbol-X", Thèse de doctorat, Université Paris Diderot (Paris 7), 2009.
[45] A. E. Bolotnikov *et al.,* "Charge loss between contacts of CdZnTe pixel detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 432, 1999, Pages 326-331.
[46] T. H. Prettyman, "Theoretical framework for mapping pulse shapes in semiconductor radiation detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 428, 1999, Pages 72-80.
[47] E. Gros d'Aillon *et al.* "Charge sharing on monolithic CdZnTe gamma-ray detectors : A simulation study", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 563, 2006, Pages 124-127.

Chapitre 6 : Premiers prototypes, conclusions & perspectives

Les chapitres précédents ont traité individuellement – dans le cadre du développement du projet MC2 – des aspects liés à la physique du détecteur ou de la réponse de l'électronique frontale à des signaux simulés. Afin d'achever cette première phase de R&D, des premiers tests ont été menés sur des systèmes complets, détecteur + ASIC.
Je présenterai tout d'abord les résultats obtenus sur l'ASIC IDeF-X Caterpylar, avec une première mesure spectroscopique effectuée sur les préamplificateurs de charges développés spécialement pour l'application MC2. Ces tests ont été effectués sur une diode silicium reliée aux *pads* d'entrée de l'ASIC par *wire-bonding*, dans le but de vérifier le fonctionnement de ce dernier en conditions réelles et sa capacité à mesurer effectivement l'énergie des photons. Enfin, dans un second temps, un premier hybride a été réalisé à partir de l'ASIC D^2R_1 et d'un détecteur CdTe pixellisé au pas de 300 µm, par une technique de *flip-chip* (*indium gold-stud bonding*).
Je discuterai des premiers résultats obtenus sur ce prototype et des conclusions et perspectives pour la suite du projet.

I. Mesure spectroscopique sur l'ASIC IDeF-X Caterpylar

L'ASIC de test IDeF-X Caterpylar (versions AMS & XFAB) n'ayant été testé que d'un point de vue électrique – avec des signaux directement injectés aux entrées des PACs et simulant des dépôts de charges dans un détecteur – une première étape a consisté à valider l'architecture de ce dernier dans des conditions « réalistes », *i.e.* relié à un détecteur afin de réaliser une première mesure spectroscopique.
Cette opération a été réalisée pour les deux ASICs, Caterpylar AMS et Caterpylar XFAB. Les résultats obtenus sur Caterpylar XFAB sont décrits en [1, 2] et c'est les résultats de Caterpylar AMS que je présenterai dans la suite de cette section.

La géométrie de l'ASIC Caterpylar ne permettant pas de relier un détecteur CdTe directement par *flip-chip* et les diodes CdTe monopixel de faible capacité électrique disponibles au laboratoire étant difficiles à reporter sur l'ASIC, nous nous sommes reportés sur une diode silicium aux propriétés équivalentes fournie par une équipe du Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) [3].

Cette diode de 330 µm d'épaisseur comporte une anode planaire et plusieurs cathodes de surfaces différentes sur le côté opposé (Figure 1). Pour cette mesure, c'est l'électrode de plus petites dimensions – 800 µm × 670 µm – qui est reliée à l'entrée du préamplificateur de charges présentant la meilleure réponse en bruit (PAC n°2, cf. chapitre 4). A partir des mesures de capacité électrique effectuées sur le plus gros pixel de la cathode (3,3 pF sur une surface de 92,4 mm^2 pour un détecteur totalement déplété), on extrapole la capacité du plus petit pixel à environ 0,4 pF, compatible avec les estimations données au chapitre 5 et attendue pour des pixels de 300 µm sur un détecteur CdTe.

L'anode planaire de la diode silicium est reliée à une arrivée de haute-tension, et le plus petit pixel de la cathode est lui aussi directement connecté à l'entrée de l'ASIC Caterpylar par *wire-bonding* (Figure 1).

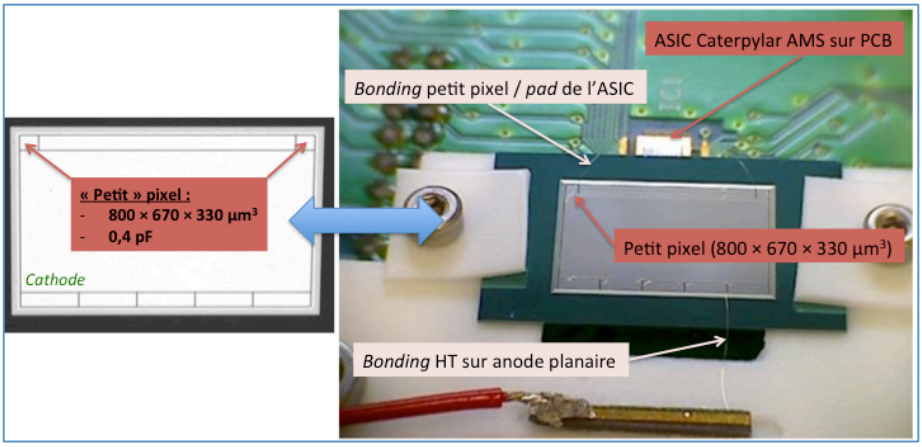

Figure 1 : Schéma du détecteur Si [3] utilisé pour la mesure spectroscopique sur l'ASIC IDeF-X Caterpylar AMS, avec photographie des petits pixels de la cathode reliés par *wire-bonding* aux entrées des PACs de l'ASIC.

L'ensemble est intégré dans un banc de test spécialement mis en place, représenté à la Figure 2. L'ASIC, le détecteur et ses cartes d'interface ainsi que les sources radioactives sont placés dans un cryostat refroidi à -15°C. Cet ASIC ne comportant que des préamplificateurs de charges, le filtrage est là encore réalisé de manière externe par un *shaper* CR-RC^2 et le signal est numérisé via un ADC relié à un PC d'acquisition. L'utilisation de ce type de filtrage impose d'opérer le PAC avec un *reset* continu (à l'opposée du mode MCDS qui nécessite un *reset* pulsé).
Une tension de polarisation de 65 V est appliquée au détecteur, suffisante pour assurer sa complète déplétion (la tension de déplétion annoncée pour cet échantillon ne dépassant pas les 18 V [3]). Dans ces conditions, le courant de fuite mesuré est de l'ordre de 0,5 pA, un niveau lui-aussi compatible avec ce qui est attendu dans le cadre de l'application MC2.

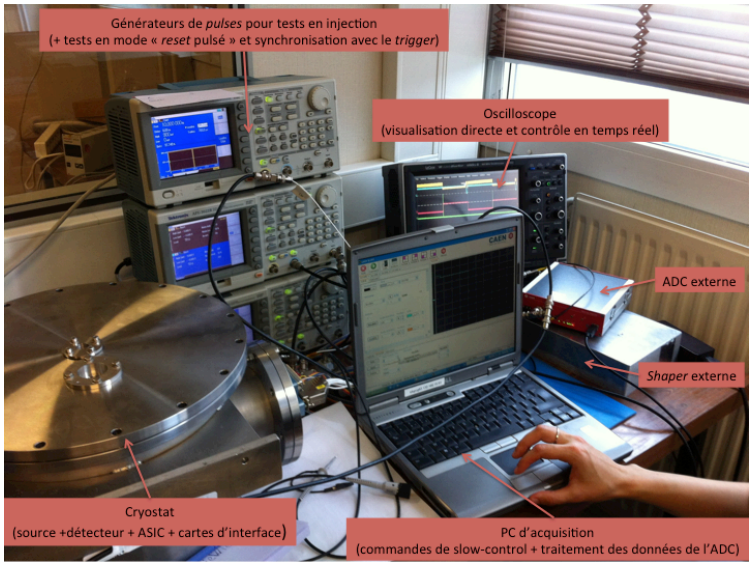

Figure 2 : Photographie du banc de test, avec le cryostat contenant les sources, le détecteur silicium et l'ASIC, et les éléments externes tels que le *shaper* et l'ADC ainsi que le PC de contrôle et d'acquisition.

Une première mesure a été effectuée en exposant le détecteur Si à une source de ^{57}Co, pour un courant I_{tot} dans le préamplificateur de charges de 10 µA et un temps de peaking optimal de 18 µs sur le *shaper* externe. Le spectre en énergie correspondant est représenté à la Figure 3.
Les résolutions en énergie mesurées sur les deux pics à 14,6 keV et 122 keV sont respectivement de 270 eV et 580 eV FWHM. En supposant un facteur de Fano de 0,11 (et une énergie de création de paires dans le silicium de 3,63 eV [2]), j'en déduit que le bruit électronique de la chaine n'excède pas les 23 e^- rms dans les deux cas.

Les limites intrinsèques de Fano sur la résolution en énergie dans le silicium valent 187 eV (pic à 14,6 keV) et 542 eV sur le pic à 122 keV. Pour ce dernier, on peut considérer le détecteur comme *Fano-limited*, permis par le très bas niveau de bruit de l'ASIC.
Par ailleurs, je confirme que le comportement de la chaine est identique en ce qui concerne la mesure des photons ou en injection, en injectant une charge équivalente à 113 keV déposés dans un détecteur Si et en extrayant un bruit électronique là encore de 23 e^- (résolution de 194 eV). De plus, ce pic injecté permet de vérifier le gain correct en sortie du PAC, et par conséquent de valider l'ensemble des caractérisations menées auparavant sur le bruit électronique en injection.

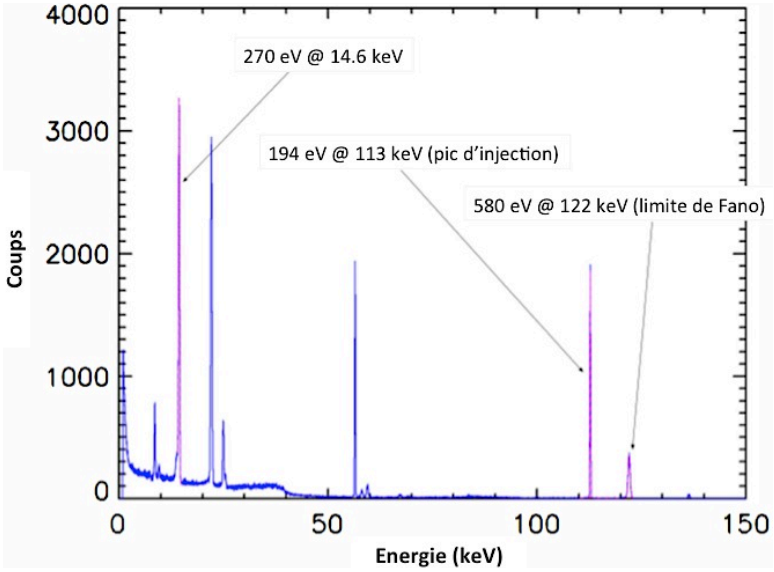

Figure 3 : Spectre en énergie obtenu sur le PAC n°2 de l'ASIC Caterpylar AMS avec une diode silicium de 0,80 × 0,67 × 0,33 mm³ éclairée par une source de ^{57}Co (tension de polarisation de 65 V sur l'anode, température de -15°C, I_{tot} = 10 µA, T_{peak} = 18 µs). Les résolutions en énergie sont mesurées à 270 eV sur le pic à 14,6 keV, 580 eV sur le pic à 122 keV et 194 eV sur le pic d'injection à 113 keV. Dans les trois cas, le bruit électronique de la chaine est estimé à 23 e^- rms. Un front Compton apparaît sur le spectre à approximativement 40 keV.

Une seconde acquisition a été réalisée en exposant la diode à une source de ^{241}Am, usuellement utilisée pour caractériser nos détecteurs CdTe. Le conditionnement de cette source empêchant de la placer sous vide, il n'a pas été possible de descendre à des températures inférieures à 0°C dans le cryostat. Les autres conditions d'opération sont quant à elles restées inchangées. Le spectre ainsi obtenu est représenté en Figure 4.

Les résolutions en énergie mesurées avec la source de ^{241}Am sont moins bonnes que celles obtenues pour la précédente acquisition ; avec 380 eV sur le pic à 13,9 keV et 470 eV à 59,5 keV, cela correspond à des bruits électroniques compris entre 33 et 39 e^- rms.
Ces derniers résultats sont mitigés par rapport aux performances obtenues avec la source de ^{57}Co – mais malgré tout très bas devant les niveaux de bruit usuellement atteints sur Caliste HD. Ils sont aisément explicables par la température de travail de 0°C, source de courant de fuite et induisant une forte composante de bruit parallèle. Une optimisation du temps de *peaking* combinée à une réduction de la température conduirait très certainement à des niveaux de bruit comparables à ceux mis en évidence à la Figure 3. Je remarque toutefois que l'utilisation d'une diode silicium couplée aux très bas bruits électronique de l'ASIC Caterpylar donne accès au détail des trois raies d'énergie à 18 keV, habituellement confondues.

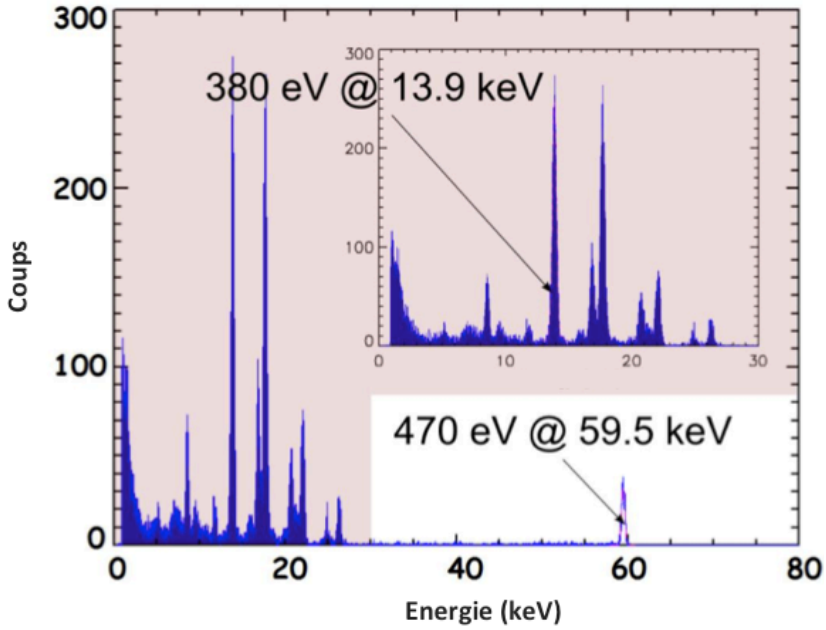

Figure 4 : Spectre en énergie obtenu sur le PAC n°2 de l'ASIC Caterpylar AMS avec une diode silicium de 0,80 × 0,67 × 0,33 mm³ éclairée par une source de ^{241}Am (tension de polarisation de 65 V sur l'anode, température de 0°C, I_{tot} = 10 µA, T_{peak} = 18 µs). Les résolutions en énergie sont mesurées à 380 eV sur le pic à 13,9 keV et 470 eV sur le pic à 59.5 keV. Les bruits électroniques de la chaine sont respectivement estimés à 33 et 39 e⁻ rms.

Je conclus de ces mesures avec détecteur que l'architecture retenue pour les préamplificateurs de charges implémentés par la suite dans l'ASIC matriciel D^2R_1 est à même de fournir d'excellentes performances spectrales, avec des niveaux de bruit de l'ordre de la vingtaine d'électrons rms.
Des conclusions similaires sont tirées de mesures spectrométriques menées avec l'ASIC Caterpylar XFAB [1, 2], bien que les résultats expérimentaux laissent apparaître un bruit de 38 e^- rms, lui aussi largement explicable par une forte contribution du bruit parallèle. Compte-tenu des faibles différences de seulement quelques électrons sur la réponse des ASICs Caterpylar AMS et Caterpylar XFAB déjà mises en évidence au chapitre 4, il est raisonnable de considérer les deux technologies comme équivalentes et à même de fournir d'excellentes performances en bruit électronique. La question de l'éventuelle intégration de la technologie AMS dans les prochaines versions de l'ASIC D^2R_1 se pose néanmoins, cette dernière étant légèrement meilleure que la technologie XFAB initialement retenue pour des questions de calendrier et de disponibilité.

En gardant la valeur minimale de 23 e^- mesurée sur la source de ^{57}Co, un détecteur CdTe équivalent à la diode silicium en termes de capacité et de courant de fuite permettra – avec l'ASIC Caterpylar – de descendre à une résolution de 512 eV sur le pic à 59,5 keV, très proche de la limite intrinsèque de 453 eV.

II. Hybridation d'un détecteur CdTe pixellisé sur l'ASIC D^2R_1

A. *Gold-stud bonding*

Nous avons vu précédemment que la spécificité du développement de MC2 par rapport à ses prédécesseurs était l'utilisation d'une technique de report de détecteur sur l'ASIC par *flip-chip*, afin de garantir une capacité d'interconnexion minimale ainsi qu'un système compact. Dans ce but, nous proposons d'utiliser un report de type « indium gold stud-bump bonding », qui consiste à assurer un contact entre chaque pixel et chaque *pad* d'entrée de l'ASIC au travers d'un ensemble de fines billes

d'or et une couche d'indium déposées les unes sur les autres pour former un contact entre 50 et 100 µm de hauteur et de très faible capacité électrique (illustration Figure 5).

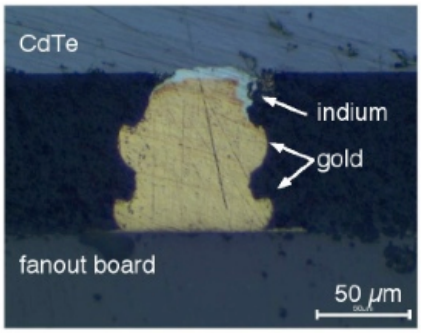

Figure 5 : Vue en coupe de la section d'une colonne (*stud*). Deux étages d'or et une fine couche d'indium sont mis bout à bout et utilisés pour réaliser une bonne connectivité entre l'électrode côté détecteur et le *pad* d'entrée de l'ASIC [5].

Le choix de métaux « mous » est fait pour limiter les contraintes mécaniques sur le cristal de CdTe, très fragile. On dépose deux billes d'or sur un *pad* métallisé de l'ASIC d'une trentaine de microns de diamètre, avant de rajouter une fine boule d'indium au sommet destinée à maximiser la connectivité entre le *stud* et l'électrode segmentée du détecteur. Initialement d'une hauteur de l'ordre de 150 – 200 µm, la connexion définitive est réalisée en appliquant une légère pression conjointe sur le détecteur et l'ASIC à température contrôlée. Afin d'améliorer la résistance mécanique de l'ensemble, une résine époxy (isolante) de faible viscosité est rajoutée dans les espaces laissés vides entre l'ASIC et le cristal.

Cette technique brevetée a été développée conjointement par la JAXA et Mitsubishi Heavy Industries (Japon) [5, 6]. Elle est par ailleurs employée pour réaliser le spectro-imageur CdTe au pas de 270 µm de la JAXA, en assurant le contact entre l'anode segmentée en aluminium du détecteur et l'ASIC matriciel de 12×12 pixels spécifiquement développé pour cette application et dont les *pads* ont le même *pitch* [7].
Cette technologie est aussi commercialement proposée à des clients extérieurs comme le CEA par l'entreprise japonaise Howa Sangyo [8].

Le report par *gold-stud bonding* étant bien développé, parfaitement adapté à nos prérequis en termes de *pitch*, de capacité électrique et de résistance mécanique et thermique, et de plus déjà éprouvé par des équipes travaillant sur des problématiques comparables, nous avons passé un contrat avec l'équipe d'Howa Sangyo afin de réaliser un hybride à partir de l'ASIC D^2R_1 et d'un détecteur CdTe pixellisé de 300 µm. J'ai à ce titre eu la charge de rédiger la spécification pour ce travail et de faire l'interface entre l'équipe française et l'entreprise japonaise.

B. Détecteur

Le détecteur que je propose d'utiliser est produit par Acrorad [9] au Japon, et mesure 4,1 mm × 4,1 mm de côté pour une épaisseur de 0,75 mm. Il comporte une cathode planaire en platine et une anode segmentée en aluminium, titane et or (détecteur de type « Pixel-Au/Ti/Al/CdTe/Pt »). Le contact en platine à la cathode est quasi-ohmique tandis que l'interface entre l'aluminium et le CdTe est de type Schottky, autorisant des tensions de polarisation élevées pour un courant de fuite réduit.

Ce premier détecteur ne comporte que 16 pixels au pas de 300 µm disposés sur une matrice de 4×4, et entourés d'un large anneau de garde de 1,375 mm. Chaque pixel mesure 250 µm de côté, avec un espacement inter-pixel de 50 µm (ratio w/p de 0,83).

Ce *design* a été réalisé avant le calcul de la géométrie idéale mené au chapitre 5 (et préconisant si possible des pixels légèrement plus larges), mais les résultats de simulation confirment néanmoins ses propriétés quasi-idéales en termes d'homogénéité du transport de la charge et de taux de partage de charges, pour une collecte du signal considérée comme totale.

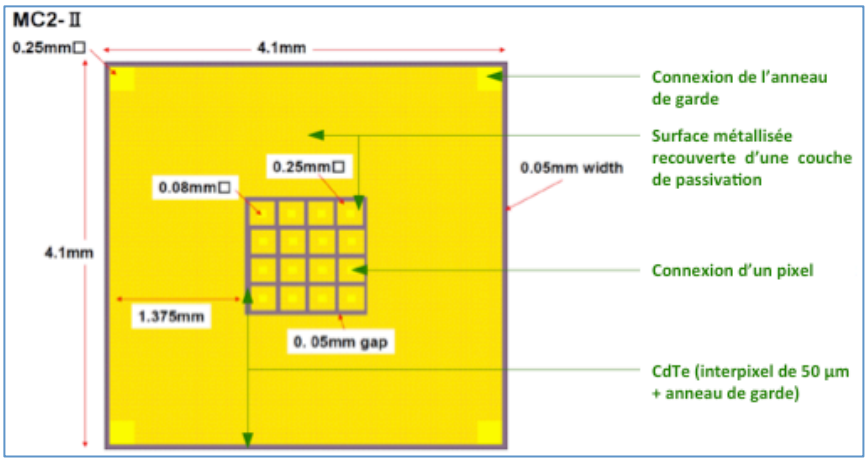

Figure 6 : Aperçu du côté de l'anode du détecteur CdTe de 4×4 pixels au pas de 300 µm (face « vue » par l'ASIC). L'ensemble des contacts métallisés sont recouverts d'une couche de passivation, hormis des points de contact pour l'ASIC de 80 µm × 80 µm sur les pixels et de 4 points de contact de 250 µm × 250 µm de part et d'autre de l'anneau de garde.

La Figure 6 représente l'anode du détecteur « vue » par l'ASIC. L'anode est recouverte d'une couche de passivation isolante, et laisse uniquement une surface conductrice de 80 µm × 80 µm au centre de chaque pixel pour venir connecter l'ASIC (250 µm × 250 µm pour les 4 points de connexion de l'anneau de garde).

C. Hybridation

La géométrie de l'ASIC comme celle du détecteur impose de connecter les 16 pixels du détecteur à 16 *pad*s au centre de la puce D^2R_1. La disposition proposée est représentée à la Figure 7, avec le motif de l'anode du détecteur superposé au *layout* de l'ASIC. Le centre de chaque pixel est mis en face d'un *pad* métallisé de l'ASIC (de dimensions 70 µm × 57 µm, cf. Figure 8) afin de réaliser la connexion directe par *flip-chip*. Les points jaunes sur le schéma symbolisent l'emplacement des plots de connexion en or et en indium, de diamètre d'environ 30 µm.

La Figure 9 montre des photographies du processus d'hybridation, avec la disposition des billes d'or sur les *pads* métalliques de l'ASIC D^2R_1. Par dessus deux couches d'or, on rajoute une couche d'indium émoussée sur laquelle viendra se reporter le contact du pixel du détecteur.

Quatre détecteurs CdTe ont ainsi été hybridés, divisés en deux types : un ensemble de détecteurs tels que décrits en II.B et un second type de détecteur en tout point identique, mais dont l'épaisseur est de 2 mm, réalisé à des fins de test (vérification expérimentale des conclusions du chapitre 5 sur l'efficacité de détection, le partage de charges et une éventuelle perte sur l'efficacité d'induction).
Le résultat final est visible en Figure 10 (ici le détecteur de 2 mm d'épaisseur), avec l'ASIC monté sur PCB et dont les *pads* de communication sont reliés par *wire-bonding*.

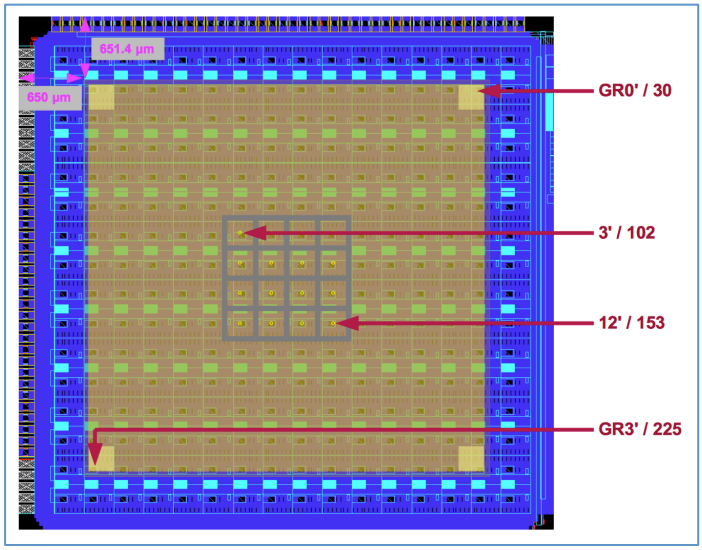

Figure 7 : Superposition du *layout* de l'ASIC D^2R_1 et du schéma du détecteur CdTe comprenant 4×4 pixels et un large anneau de garde. Les pixels sont connectés par *gold-stud bonding* à 16 voies au centre de l'ASIC (correspondance entre les pixels du détecteur et les chaines de l'ASIC matérialisées sur le schéma, ex. : pixel 3' du détecteur connecté à la voie 102 de l'ASIC). Afin de maintenir son potentiel, l'anneau de garde est relié à l'ASIC, via 4 points de connexion en face de 4 voies.

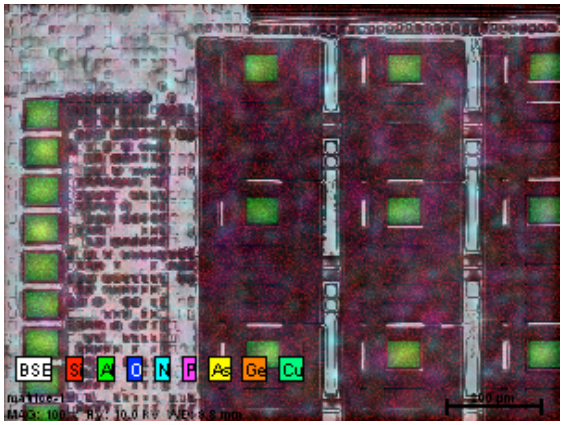

Figure 8 : Radiographie de l'ASIC D^2R_1 en rayons X. La couche de passivation à la surface ainsi que les *pads* d'interconnexion des pixels et des circuits périphériques apparaissent clairement en vert (photo par Patrick Bounaillie).

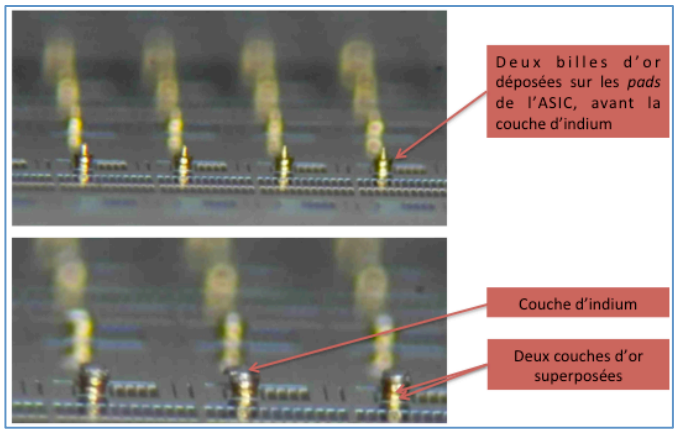

Figure 9 : Processus d'hybridation par *gold-stud bonding*, avec deux billes d'or déposées sur chaque *pad* de l'ASIC à connecter aux pixels, recouvertes d'une couche d'indium destinée à assurer le contact avec le détecteur.

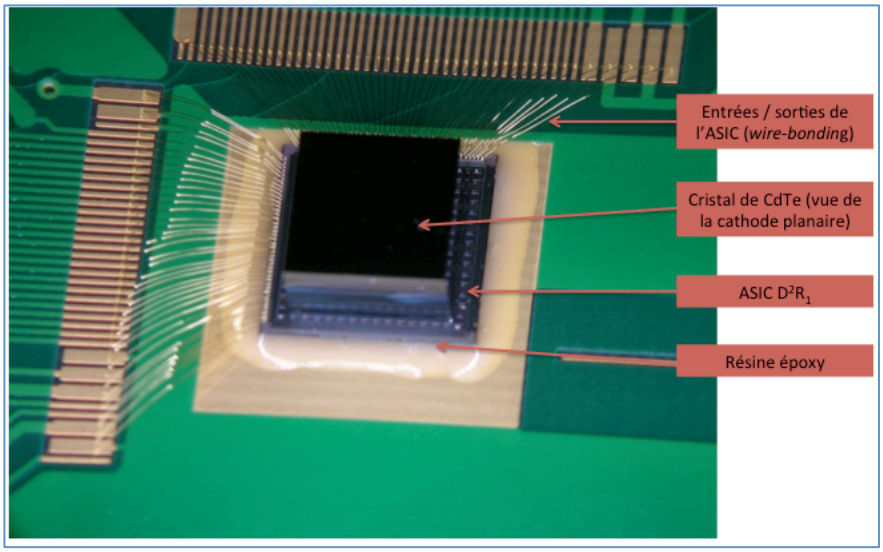

Figure 10 : Photographie du premier prototype d'hybride, avec un détecteur de 4,1 mm × 4,1 mm × 2 mm reporté sur l'ASIC D2R1. Le détecteur comporte une anode segmentée de 16 pixels de 300 µm entourés d'un large anneau de garde. Un autre prototype est réalisé avec un détecteur de 0,75 mm d'épaisseur.

C'est dans cette configuration que l'hybride est testé par la suite, sur un banc de test très comparable à celui mis en œuvre pour la caractérisation de D^2R_1 seul.

D. Mise en œuvre expérimentale

Un banc de test est mis en place, avec l'hybride monté sur la carte fille ainsi que la carte mère disposés à l'intérieur d'un cryostat. La carte FPGA est à l'extérieur et reliée à un PC d'acquisition via un lien *space-wire* (Figure 11).
La haute-tension est routée à partir d'un tiroir NIM jusqu'à l'intérieur du cryostat et est appliquée sur la cathode planaire. La source radioactive est placée dans l'enceinte, sur un support en face de la fenêtre d'entrée du détecteur.

Les logiciels d'analyse et protocoles sont identiques à ceux décrits au chapitre 4. Toutefois, une modification a été apportée au logiciel de traitement pour calculer *offline* la multiplicité réelle ; le problème sur le *trigger* de colonne fait qu'à chaque trigger global l'ensemble des colonnes est marqué comme ayant déclenché, générant une mesure de l'énergie sur chacune d'entre elles et donnant faussement des multiplicités de 4, 8, 12 ou 16. La reconstruction est importante pour déterminer précisément le taux de partage de charges et s'opère en effectuant un seuillage sur le niveau de la ligne de base ; tous les pixels lus dont l'énergie est inférieure à ce niveau sont supprimés et les données reformatées.

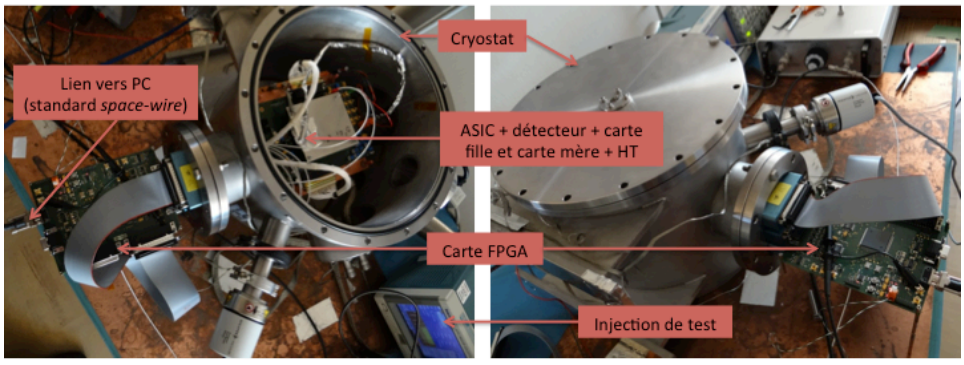

Figure 11 : Photographie du banc de test du prototype d'hybride, avec détail des différents éléments.

Le cryostat est mis sous vide, et la température maintenue entre 0°C et -20°C. La tension de polarisation appliquée est de 200 V. Le détecteur est exposé à des sources de ^{241}Am et de ^{57}Co, et l'ensemble des pixels connectés activé (les autres étant laissés en *reset* permanent) pour des conditions d'opération optimales : I_0 de 10 µA, I_{out} de 800 nA, 16 échantillons et une période d'échantillonnage de 1,5 µs. Ces paramètres sont conservés par la suite, sauf mention contraire.

Avant de passer aux mesures spectroscopiques, trois tests préliminaires sont effectués :

- A partir de la sortie « CSA out » de l'ASIC, le courant de fuite est mesuré sur chaque pixel, pour une température « élevée » de 0°C et à 200V. En premier lieu, la mesure d'un courant sur une voie – et dans le bon sens – témoigne de la bonne connexion des pixels sur les pads de D^2R_1. Les valeurs trouvées sont très faibles, et dans la fourchette basse des estimations : elles vont ainsi de 0,47 pA à 0,77 pA, avec certains pixels présentant un courant plus élevé jusqu'à environ 1,3 pA. De ce point de vue là, le système correspond parfaitement aux attentes.

- Via le générateur de pulses, une caractérisation de la réponse en bruit de l'électronique est menée en présence du détecteur polarisé à 200V, tension pour laquelle le détecteur est normalement totalement déplété. Par rapport aux moyennes de bruit mesurées sur l'ASIC seul, on observe un surplus sur l'ENC de l'ordre de 5 à 8 e^- rms. En faisant l'hypothèse d'une réponse à la capacité à l'entrée de l'ASIC identique à celle estimée pour Caterpylar, soit 16 e/pF, cela donnerait une capacité totale du détecteur entre 0,3 pF et 0,5 pF, compatible avec les calculs mais à confirmer rigoureusement par des mesures dédiées à partir de la caractérisation de la réponse de D^2R_1 à la capacité.

- Enfin, par une injection au travers de la cathode, la capacité de *bulk* du cristal de 0,75 mm est estimée. D'un point de vue électrique, C_{bulk} est assimilable à une capacité d'injection au travers de laquelle un échelon de tension est appliqué. Le rapport de la tension en sortie de PAC sur l'échelon de tension injecté est ainsi égal à C_{bulk}/C_f. J'extrais une valeur de 9,4 fF, là encore compatible avec les calculs du chapitre 5.

Les mesures spectroscopiques menées avec source n'ont hélas pas permis d'identifier des spectres en énergie ; à la place, des pics ou continuum d'énergie formant des motifs inattendus ont été observés sur chaque pixel connecté. Un exemple d'acquisition avec une source de ^{57}Co est représenté à la Figure 12, avec les deux premières lignes du détecteur (les autres lignes donnant des réponses comparables). L'ensemble des raies est contenu dans un intervalle d'amplitudes compris entre 50 et 200 ADU, mais la forme des spectres n'est pas reproductible d'une acquisition à l'autre. Ce comportement est obtenu quelle que soit la source, et sur l'ensemble des hybrides réalisés (0,75 mm et 2 mm, soit 4 échantillons).

On exclut dès le début un effet de la polarisation des détecteurs Schottky, puisque les mêmes motifs sont aussi obtenus en refroidissant le détecteur à des températures aussi basses que -40°C et en appliquant une haute-tension de 400V à la cathode sur le cristal de 0,75 mm. De plus, aucune dérive de l'amplitude mesurée n'est visible au cours du temps.

A noter par ailleurs qu'il ne s'agit pas d'auto-déclenchements : en l'absence de source ou de haute-tension, aucun *trigger* n'est généré et aucune lecture de l'énergie n'est demandée par le FPGA. Une corrélation est observée entre l'activité de la source et le taux de déclenchement des chaines, même si les fortes disparités sur le taux de comptage des différents pixels demeurent inexpliquées.
J'ai vérifié aussi que la montée du signal de *trigger* global était synchrone avec la montée d'un signal en sortie de PAC ; l'amplitude mesurée correspond donc bel et bien à la moyenne du signal du préamplificateur. L'hybride fonctionne donc bien en tant que détecteur de photons, mais pas en spectromètre à ce stade.

Enfin, la multiplicité extraite de ces différentes acquisitions est anormalement faible, de l'ordre de 5% d'évènements partagés pour 95% d'évènements simples. La reconstruction de ces rares évènements partagés ne permet pas non-plus de mettre en évidence des pics en énergie sur le spectre.

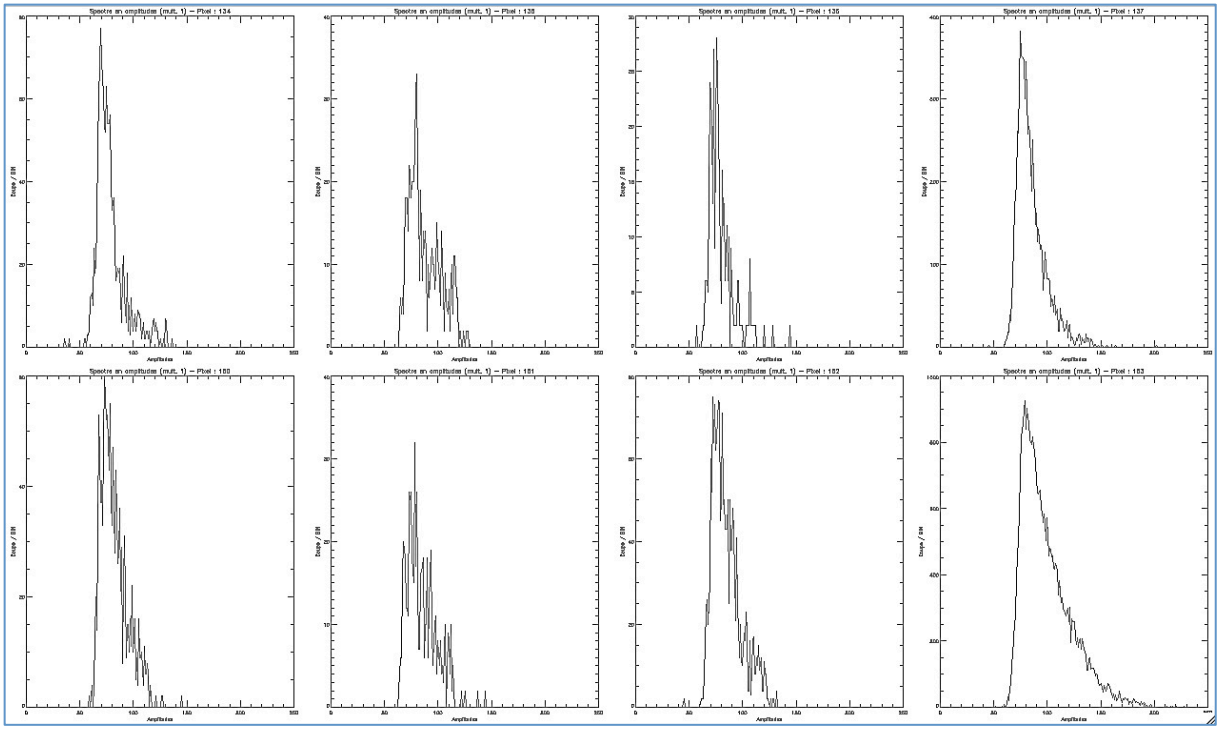

Figure 12 : Spectres en amplitudes (ADU) obtenus sur les deux premières lignes du détecteur, avec l'ASIC en mode MCDS. Aucun pic caractéristique du ^{57}Co est reconnaissable, et empêche tout étalonnage.

Un étalonnage en énergie est réalisé à partir de l'injection d'un ensemble de charges connues dans l'ASIC. Un exemple de deux spectres individuels est donné à la Figure 13 et confirme le fait que les voies présentent un gain très faible, pour des énergies équivalentes ne dépassant pas les 30 keV. Cette perte de gain est vérifiée à la fois en mode MCDS, en mode « samples out » et en mode « CSA out ».

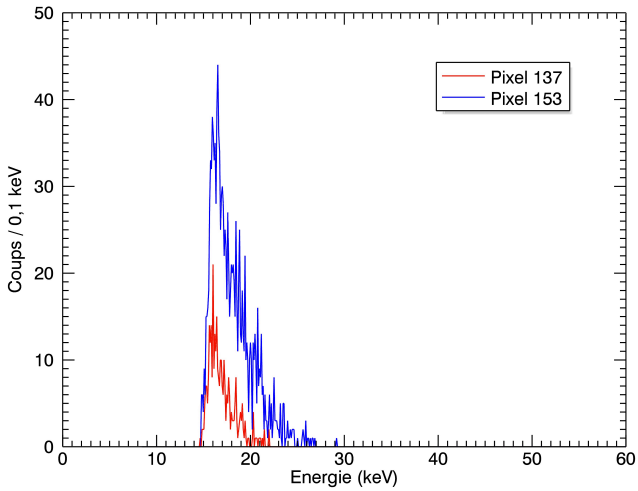

Figure 13 : Spectres en énergie (étalonnage à partir de l'injection externe) obtenus sur deux pixels du détecteur, avec l'ASIC en mode MCDS. Aucun pic caractéristique du ^{57}Co est reconnaissable, et le continuum d'énergie s'étend de 15 keV à une trentaine de keV.

Bien qu'il semble clair au vu des résultats précédent que le système souffre d'une importante perte de gain au niveau du détecteur, signe manifeste d'une mauvaise induction du signal, une autre hypothèse tendrait à considérer un gain correct mais avec un détecteur sensible uniquement aux basses énergies.

Cette interprétation est soutenue par la Figure 14, avec un spectre obtenu en mode « samples-out » sur l'un des pixels de la matrice (moyenne et calcul de l'amplitude réalisés numériquement) pour un détecteur éclairé par une source de ^{57}Co placée sous un bloc en tungstène. Sur ce spectre, je peux supposer des pics d'énergie correspondant respectivement à la raie de fluorescence à 8,3 keV du cuivre, à la raie X à 14,4 keV du ^{57}Co, à la transition K_α du cadmium à 23,2 keV et éventuellement à deux pics à 32,1 keV et 36,4 keV représentant des pics d'échappement simple dus à l'interaction d'un photon de 60 keV interagissant sur un Cd ou un Te (fluorescence du tungstène excité par le ^{57}Co). De plus, compte-tenu de la réponse en gain de la chaine à l'injection, le gain mesuré semble cette fois correct avec des « pics » apparaissant à l'endroit attendu sur le spectre. En considérant un gain de 30 canaux par keV, cela donnerait une résolution en énergie estimée de près de 0,71 keV sur le pic à 14,4 keV. Ce résultat serait équivalent à un bruit électronique de 65 e^- rms sur la chaine, assez élevé au regard de la faible capacité du détecteur et du courant de fuite très bas, mais pas incompatible avec une mesure spectroscopique réelle.
Remarquons toutefois qu'il n'a pas été possible de reproduire ce résultat par la suite – y compris sur le même pixel dans des conditions identiques – ce qui invite à la prudence quant à ces conclusions. Pour autant, cela pourrait être le signe d'un début de réponse en spectrométrie.

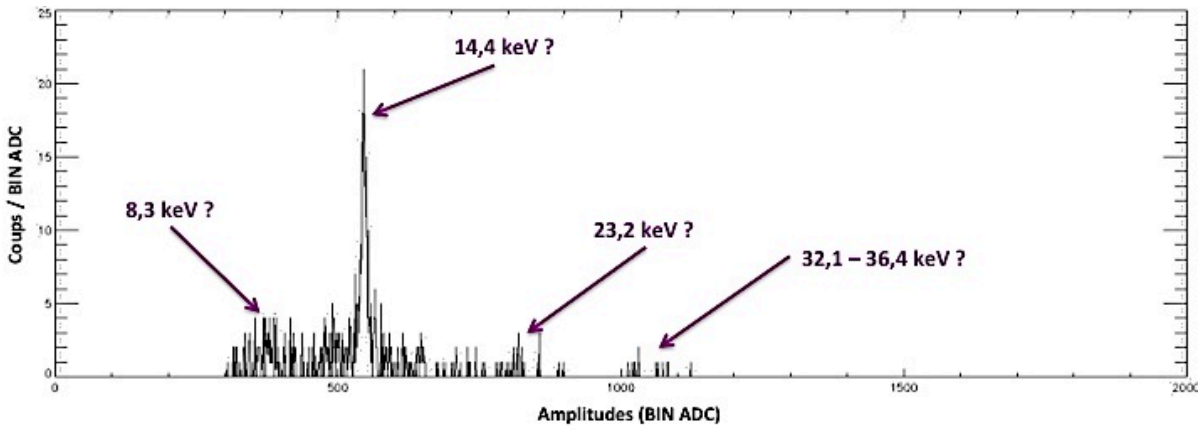

Figure 14 : Spectre en énergie mesuré en mode « samples-out » sur un unique pixel éclairé par une source de ^{57}Co. On peut « deviner » certains pics en énergie caractéristiques d'un spectre produit par une telle source dans le CdTe, avec un gain conforme à ce qui est attendu sur la chaine. Là encore, seules les basses énergies seraient éventuellement mesurées, avec une limite haute à environ 30 keV.

- **Mesure à la cathode :**

Afin de confirmer ou infirmer les hypothèses précédentes, notamment sur la détermination du gain de la chaine complète, j'ai modifié le banc de test pour conduire une mesure spectroscopique au niveau de la cathode planaire.

Pour cela, j'ai utilisé un préamplificateur de charges externe (modèle Clear Pulse CP-5102 [10]) qui permet à la fois d'appliquer la haute-tension à la cathode et de mesurer le signal induit sur cette dernière. Une tension de polarisation de 200V est appliquée, et on travaille à température ambiante (la géométrie du montage empêchant de réaliser le vide). Le signal du PAC est filtré par un *shaper* CR-RC^2 externe et numérisé par un ADC (Canberra), avant d'être traité par le logiciel Genie 2K. En parallèle, l'ensemble des voies de l'ASIC D^2R_1 côté anode sont désactivées et configurées en *reset* permanent. Cette configuration permet au courant de circuler librement dans les chaines.

Le spectre en énergie obtenu dans ces conditions avec une source de ^{57}Co et une source de ^{133}Ba est donné à la Figure 15.

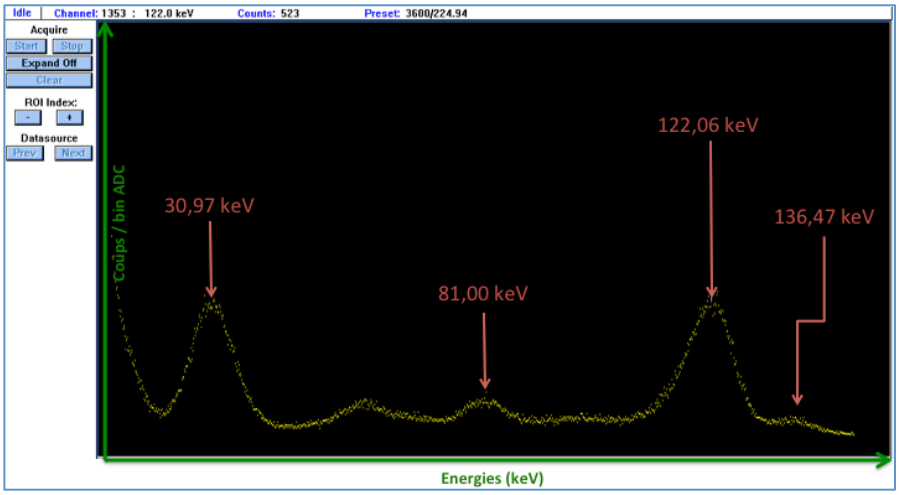

Figure 15 : Spectre de ^{57}Co et ^{133}Ba mesuré à la cathode de l'hybride (configuration de 0,75 mm), à température ambiante et pour une tension de polarisation de 200V (visualisation logiciel Genie 2K). Pour la mesure, j'utilise un préamplificateur de charges externe couplé à un *shaper* CR-RC² et un ADC dédié. Les raies en énergie apparaissent avec le gain attendu, sur toute la dynamique. Le seuil bas est estimé à 20 keV environ.

Cette chaine ayant été préalablement étalonnée en injection sans la présence du détecteur connecté, le spectre obtenu ici présente le gain attendu. Les pics caractéristiques de la source de ^{57}Co ou de ^{133}Ba sont clairement visibles, et la dynamique suffisante pour mesurer l'ensemble du spectre. Ce résultat confirmerait *a priori* la bonne induction du signal dans le détecteur, au moins en ce qui concerne la charge induite sur la cathode planaire. Cependant ; la surface des pixels est si petite devant l'anneau de garde qu'il se peut que la totalité du signal soit induit entre l'anneau de garde et la cathode ; il est ainsi envisageable que le détecteur soit partiellement déplété.

Une estimation de la résolution en énergie donne 8,62 keV sur le pic à 122,06 keV et 7,8 keV à 30,97 keV, soit des bruits électroniques très élevés de 827 et 750 e^- rms. Ce résultat, est toutefois explicable par les conditions de la mesure et les faibles performances en bruit de la chaine ; l'ENC a ainsi été estimé en injection sans le détecteur à près de 150 e^-, et il est probable que la capacité ainsi que courant de fuite du détecteur aient contribué majoritairement au bruit de l'ensemble, en raison notamment de la température ambiante et de la grande surface de l'électrode planaire (4,1 mm × 4,1 mm). Quoi qu'il en soit, et au delà des résolutions forcément dégradées, ce résultat tend à prouver que le détecteur peut fonctionner correctement et que la source du problème se situe au niveau du contact à l'anode.

- **Mesure avec une diode silicium :**

Les mesures précédentes ont établi que le dysfonctionnement de l'ASIC avec un détecteur pixellisé observé se situait probablement du côté de l'anode, le détecteur présentant en mode cathode le gain attendu. On soupçonne que le détecteur ne soit pas déplété au niveau des pixels ou bien que – pour une raison inconnue – l'ASIC ne fonctionne pas connecté avec un détecteur.
Afin d'éliminer tout effet de l'ASIC, il est absolument nécessaire de s'assurer que ce dernier est apte à mesurer précisément l'énergie induite aux électrodes d'un détecteur réel. Des caractérisations ont été effectuées avec des préamplificateurs de charges seuls reliés à une diode silicium (cf. mesures spectroscopiques sur Caterpylar AMS et XFAB), mais aucune acquisition d'un spectre n'a encore été réalisée sur l'ASIC D^2R_1, ce dernier n'ayant été caractérisé qu'en injection (chapitre 4).

Pour ce faire, je réitère la démarche suivie en I en connectant une diode silicium à l'entrée de l'ASIC. Cette dernière fait 0,33 mm d'épaisseur, et se présente sous la forme d'une matrice de 4 × 4 pixels de 1 mm de côté chacun. Bien que de géométrie différente de la diode présentée à la Figure 1, elle est conçue selon la même technique de fabrication que celle décrite en [1], et fournie par la même équipe du LBNL. De manière analogue, chaque pixel de la cathode est relié à une entrée de l'ASIC D^2R_1 par *wire-bonding* (Figure 16 et Figure 17).

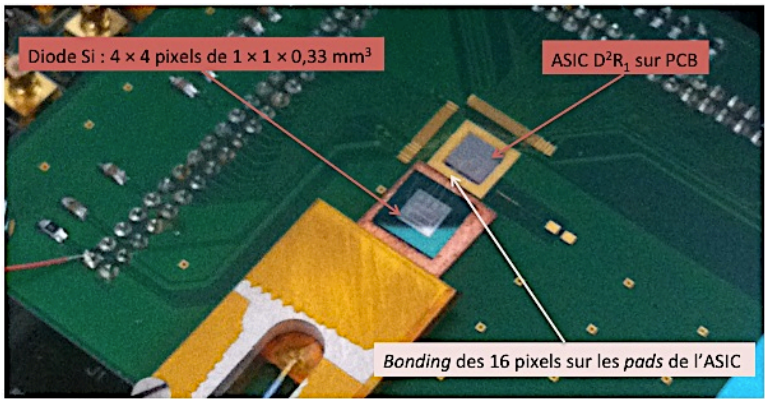

Figure 16 : Photographie de la diode silicium de 4 × 4 pixels reliée à 16 *pads* de l'ASIC D^2R_1 par *wire-bonding*.

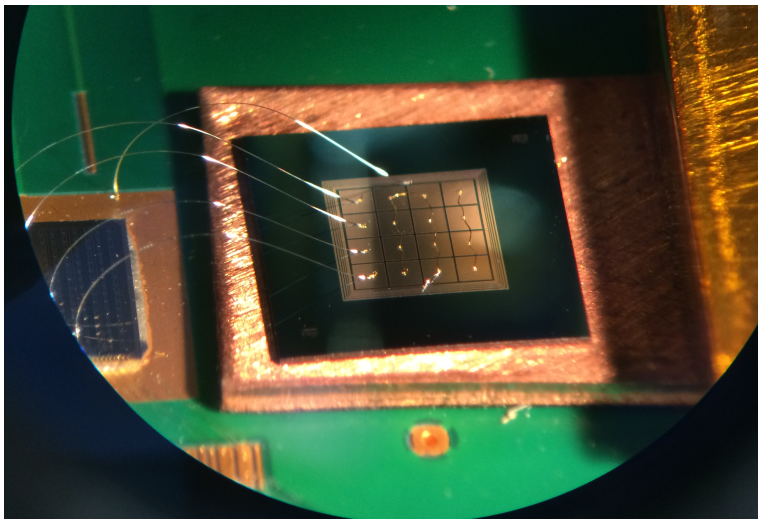

Figure 17 : Photographie de la diode silicium de 4 × 4 pixels en cours de *bonding* sur l'ASIC D^2R_1 (*wire-bonding*). Sur cette image, seuls 4 pixels sont reliés à l'ASIC, les autres étant mis à la masse (les tests présentés ici sont menés avec les 16 pixels connectés).

La mesure est effectuée sur les 16 pixels connectés en mode « samples out », avec une source de ^{241}Am et à température ambiante (la source de ^{241}Am ne supportant pas le vide). La tension de polarisation de l'anode planaire du détecteur vaut 200V. Le spectre obtenu sur l'une des voies est représenté en Figure 18.

Le spectre d'américium est mesuré sur l'ensemble des pixels connectés à l'ASIC, avec des résolutions allant de 1,8 à 2,7 keV (pic à 13,9 keV) et de 1 ,8 à 2,8 keV à 59,5 keV. Sur l'exemple de la Figure 18, les résolutions extraites sont équivalentes à des niveaux d'ENC entre 210 et 300 e^- rms.
Une autre mesure, effectuée dans des conditions plus propres avec une source de ^{57}Co, donne quant à elle des résolutions de 0,85 keV et 1,0 keV sur les pics à 6,4 et 14,4 keV, soit un bruit électronique total d'environ 98 e^- rms (Figure 19).
Comme dans le cas de la mesure effectuée à la cathode du détecteur CdTe, le bruit électronique généré par ce montage et ses conditions d'opération domine largement le bruit de Fano du détecteur. Là encore, on explique cette contribution importante par la qualité du *bonding*, par le fait de travailler à

température ambiante, ou en raison d'une dynamique de l'ASIC réduite en mode cathode qui risque d'induire une saturation rapide des chaines avec l'augmentation du courant de fuite.

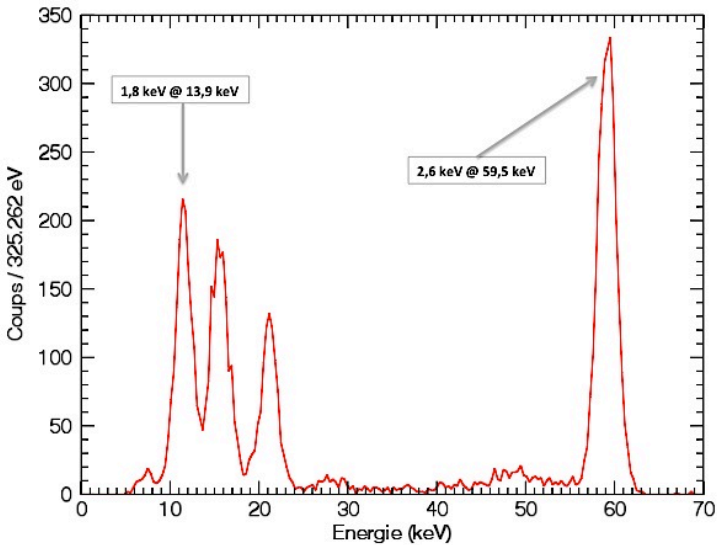

Figure 18 : Spectre en énergie d'une source de ^{241}Am acquise par une diode silicium connectée à une chaine spectroscopique de l'ASIC D²R₁. Mode « samples out », température ambiante et haute tension de 200V.

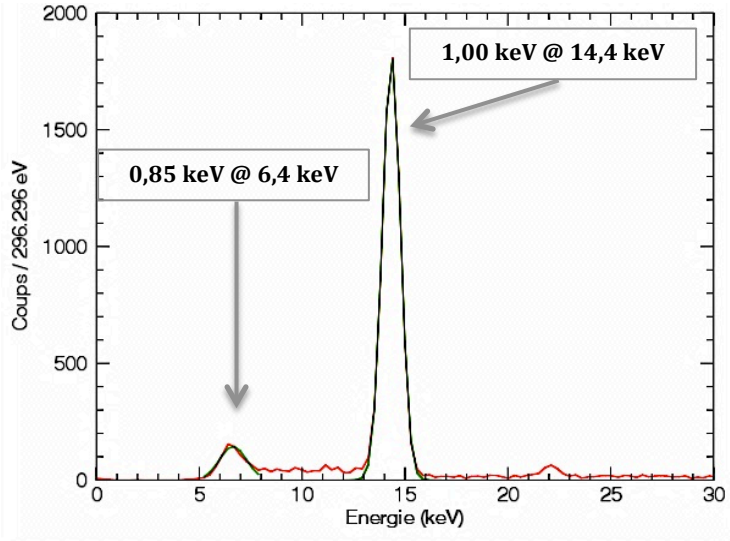

Figure 19 : Spectre en énergie d'une source de ^{57}Co acquise par une diode silicium connectée à une chaine spectroscopique de l'ASIC D²R₁. Mode « samples out », température ambiante et haute tension de 200V.

Néanmoins, et bien que les excellentes performances spectroscopiques de D^2R_1 n'aient pas pu être mises en évidence sur cette mesure, ces résultats apportent la preuve indiscutable de la capacité de l'ASIC à mesurer correctement l'énergie induite sur un détecteur semi-conducteur. Par ailleurs, le gain de la chaine a été trouvé en tout point conforme aux valeurs attendues, excluant de ce fait tout effet de l'ASIC sur les résultats corrompus obtenus avec l'hybride de CdTe. On s'oriente donc vers un dysfonctionnement du détecteur CdTe suite à la technique de report.

- **Discussion :**

Bien que ce premier hybride n'ai pas encore produit de spectre de manière indiscutable, il n'en reste pas moins un détecteur de photons. Sa réponse est donc partielle, et une charge est bel est bien induite sur les électrodes lors d'une interaction. Les raisons exactes expliquant pourquoi le signal mesuré ne donne pas accès à l'énergie déposée ne sont pas encore pleinement comprises à ce jour.

Un grand nombre de vérifications sur la réponse de l'ASIC et du détecteur pris individuellement ont été menées et sont listées dans ce chapitre.

Les investigations menées semblent localiser l'origine du problème au niveau de l'anode segmentée. Le contact Schottky sur l'anode semble toutefois assuré, les très faibles niveaux de courant de fuite mesurés plaidant pour un contact bloquant. De plus, tous les 16 pixels ainsi que les 4 points de connexion de l'anneau de garde sont effectivement reliés aux *pads* de l'ASIC correspondant. Aussi, la capacité de *bulk* mesurée conformément aux attentes semble témoigner d'une hybridation correcte de l'ASIC et du détecteur.

Le taux d'évènements partagés mesuré pose effectivement question ; avec une multiplicité de l'ordre de 5%, cette valeur est très en deçà des prévisions. Des interactions de basse énergie près de la cathode planaire ou de plus haute énergie plus en profondeur devraient respectivement engendrer du partage de charges soit par diffusion, soit à cause de la dispersion sur le nuage de charges créé initialement par l'interaction dans le volume du détecteur.
Même sans diffusion dans le semiconducteur lors de la migration des charges, j'ai montré au chapitre 5 que des photons d'énergies de 60 ou 122 keV génèrent dans un détecteur de cette géométrie des taux de partage de charges de respectivement 23% et 31%, alors que les sources de ^{241}Am et de ^{57}Co utilisées lors des tests émettent des rayonnements X correspondant à ces énergies là.
Enfin, en supposant maintenant que la taille du nuage de charges initialement créé est négligeable (*i.e.* une interaction de basse énergie à proximité de la cathode), un taux de 5% d'évènements partagés avec une tension de polarisation de 200V correspondrait à une diffusion du nuage d'électrons sur approximativement une distance de 225 µm (soit 30% de l'épaisseur totale sur le cristal de 750 µm).
Ces observations plaident pour l'équivalent de « courts-circuits » sur l'anode segmentée, dont le comportement se rapprocherait de celui d'une électrode planaire d'épaisseur pas forcément négligeable - et connectée à de multiples pixels simultanément - empêchant toute mesure précise de l'énergie mais permettant toutefois de polariser le détecteur et d'obtenir un signal sur la cathode planaire.

D'un point de vue technique, et après discussion avec l'entreprise ayant réalisé l'hybridation et des équipes partenaires, nous nous orientons vers une possible contamination du cristal par de l'indium. Le risque de l'utilisation de ce dernier pour réaliser une hybridation par *gold-stud bonding* sans précautions particulières a déjà été pointé par Takahashi *et al.* [5], arguant aussi d'un risque de contamination des échantillons à l'indium.
De plus, l'indium est utilisé couramment (avec le chlore ou l'aluminium) en tant que donneur pour compenser l'excès d'accepteurs natif dans les cristaux de CdTe [11, 12]. On peut penser qu'une contamination importante du détecteur en indium du côté de l'anode se traduit par une couche d'épaisseur plus ou moins importante de semiconducteur fortement de type n au niveau des pixels. La conductivité devient alors beaucoup plus importante dans cette zone que dans le reste du cristal et une charge de signe positive apparait, résultant de l'ionisation des donneurs et qui pourra modifier la topologie du champ électrique appliqué et influencer les propriétés d'induction de la charge à l'anode, d'autant plus que les pixels sont de tailles réduites.
A noter que cette interprétation pourrait aussi constituer une piste pour comprendre l'origine de la surface légèrement conductrice mise en évidence au chapitre 5.

Des investigations sont actuellement en cours pour comprendre exactement l'influence de l'indium utilisé lors du processus de *gold-stud bonding*. L'ajout d'une couche de nickel est supposé limiter la contamination en agissant comme une barrière de diffusion de l'indium, mais le spectro-imageur mis au point par la JAXA [8] selon la même technologie n'en comporte pas et ne souffre pas des mêmes problèmes. La redéfinition et une discussion poussée sur le protocole d'hybridation sont donc impératives avant de réaliser d'autres prototypes d'hybrides par la suite.

III. Conclusions

Ce manuscrit s'achève alors que l'objet final existe et que des avancées importantes ont été réalisées depuis l'initiation du projet il y a près de trois ans. Ainsi, le point de départ de cette thèse était le spectro-imageur Caliste HD, système intégré à haute résolution spatiale et excellentes performances spectrales, pour une matrice de détection de 625 µm de *pitch* et les meilleures résolutions spectrales obtenues de l'ordre de 0,7 keV à 60 keV. Les travaux réalisés ici ont visé à multiplier par 4 la densité de pixels et diviser de près d'un facteur 2 le niveau de bruit électronique pour réaliser un détecteur de type *Fano-limited* à partir de seulement quelques dizaines de keV.

Faisant appel à une architecture complètement différente de ses prédécesseurs, le projet MC2 a nécessité le développement spécifique d'un ASIC matriciel à très bas bruit destiné à une hybridation par *flip-chip* sur un détecteur. Deux circuits ont été réalisés : l'ASIC de test IDeF-X Caterpylar et le premier prototype d'ASIC matriciel D^2R_1. J'ai mené les caractérisations complètes de chacune de ces deux électroniques frontales, et mis en évidence leurs excellentes performances spectroscopiques. On peut citer le niveau de bruit plancher inférieur à 10 e^- rms obtenu sur l'ASIC Caterpylar, ou encore la contribution de seulement 23 e^- de la chaine une fois l'ASIC connecté à un détecteur silicium.
Par ailleurs, une moyenne de bruit électronique de moins de 29 e^- a été obtenue sur l'ensemble des 16 × 16 chaines spectroscopiques de l'ASIC D^2R_1 disposées au pas de 300 µm, pour un seuil bas inférieur à 2 keV. La pertinence du choix d'une technique de filtrage de type « MCDS », innovante pour une telle application, a été validée, bien que rajoutant de la complexité au système.
Aussi, et même si la structure de bruit exacte de cet ASIC n'est pas encore pleinement comprise et le niveau d'ENC minimal supérieur aux attentes, l'objectif initial n'en est pas moins atteint avec la mise en œuvre d'un premier ASIC matriciel de 256 voies dont la dynamique va jusqu'à plus de 280 keV et à même de fournir des résolutions en énergie avec un détecteur CdTe de l'ordre de 0,6 keV à 60 keV. Bien que des améliorations soient attendues sur la prochaine génération, notamment en ce qui concerne la gestion des signaux de *trigger* ou la consommation électrique, ce circuit est déjà parfaitement fonctionnel et constituera un candidat de choix pour les futures applications astrophysiques.

En plus des aspects liés à l'électronique frontale, j'ai mené un ensemble d'études théoriques et expérimentales sur les problématiques liées à la génération et au transport de la charge au sein des détecteurs CdTe pixellisés. J'ai notamment mis en évidence l'importance des phénomènes de partage de la charge dans les applications à petits pixels, et les pertes sur l'induction du signal résultant de distances inter-pixel trop importantes. J'ai par ailleurs calculé la capacité électrique attendue sur un détecteur pixellisé de 300 µm de *pitch*, et proposé – au regard de l'ensemble des problématiques soulevées – une géométrie censée garantir un taux de partage de charges minimal couplé à une efficacité d'induction du signal quasi-totale dans l'ensemble du volume de détection, à même de limiter au maximum la dégradation de la résolution en énergie due aux pertes de charges. Il a été notamment montré que la capacité électrique totale du détecteur était très fortement influencée par la géométrie des pixels voisins sur l'anode segmentée, et qu'une réduction trop importante de la taille des contacts métallisés à l'anode n'était pas suffisamment intéressante d'un point de vue capacitif et pouvait en outre conduire à une dégradation substantielle de la qualité de l'induction du signal dans la zone inter-pixels. De plus, les modèles développés à cette occasion pourront être réutilisés pour modéliser finement le comportement des futurs détecteurs de 16 × 16 pixels qui seront prochainement réalisés.

Enfin, et même si une vraie mesure spectroscopique manque encore, un premier système hybride a d'ores et déjà été réalisé et est disponible au laboratoire. Des pistes sont actuellement à l'étude pour réaliser très prochainement un spectro-imageur pleinement fonctionnel, permettant dès lors de clore cette première phase de développement.

IV. … et perspectives

Bien que les premiers résultats obtenus sur le premier hybride doivent impérativement être compris et l'origine du problème clairement identifiée, les perspectives pour la suite du projet sont posées dès maintenant, toujours dans une optique de développement continu en vigueur dans le domaine du spatial.

Ainsi, nous travaillons dès à présent à la réalisation d'un second démonstrateur comportant cette fois 256 pixels sur une matrice de 16×16, pleinement adaptée à la géométrie de l'ASIC D^2R_1. Par la même occasion, la largeur de l'anneau de garde entourant l'anode segmentée sera réduite à quelques centaines de microns afin de s'affranchir d'éventuels effets de bords non-anticipés sur le premier démonstrateur.

Pour l'hybridation, et dans l'attente des résultats des investigations menées sur le report par *gold-stud*, nous proposons d'utiliser du nickel pour limiter les risque des diffusion de l'indium dans le cristal, ou de remplacer l'indium par de l'argent, déjà utilisé dans l'hybridation du détecteur de Caliste HD sur son module électronique.

Enfin, une deuxième version de l'ASIC D^2R_1 est à l'étude (nommée pour l'occasion « D^2R_2 »), corrigeant notamment le défaut sur le *trigger* de colonne observé sur la première version. De nouveaux travaux de simulation du circuit sont prévus afin d'identifier l'origine du bruit et de tenter de supprimer cette contribution additionnelle nuisant aux performances de l'ensemble. On s'intéressera particulièrement aux couplages entre signaux numériques et analogiques à proximité de l'étage d'échantillonnage.
Les objectifs visés sur l'ASIC D^2R_2 sont un fonctionnement en mode autodéclenché sur uniquement les voies ayant reçu un signal, et des niveaux d'ENC proches de ce qui a été mesuré sur les préamplificateurs de charges. Dans cette optique, on pourra s'attendre à des résolutions en énergie proches des résultats exposés en I et des spécifications du projet, de l'ordre de 20-30 électrons avec un détecteur.

En ce qui concerne les perspectives à plus long terme, j'ai participé à la réflexion engagée afin de poursuivre les efforts entrepris à partir des briques de base posées lors de cette première phase.
A l'image des développements faits sur la génération de caméras Caliste, nous souhaitons réaliser un nouveau spectro-imageur pleinement intégré et modulaire, comprenant un détecteur CdTe pixélisé au pas de 300 microns, des ASICs frontaux 2D hybridés par *flip-chip*, des ADCs intégrés au système ainsi que des filtres et une interface électrique.

L'hybridation « à plat » de l'ASIC sous le bloc détecteur est de nature à favoriser une intégration sur une faible épaisseur. On souhaite conserver une telle disposition pour les autres blocs fonctionnels, en les empilant dans une structure multicouches. Dans cette hypothèse, il est envisageable de réaliser un module extrêmement compact, avec une épaisseur de l'ordre du centimètre.

L'objectif de l'intégration est de parvenir à réaliser un prototype fonctionnel selon les spécifications suivantes :

- Plan de détection constitué d'un monocristal de CdTe de 1024 pixels indépendants et auto-déclenchés, au pas de 300 microns, soit 1 cm^2 de surface de détection.
- Résolution spectrale inférieure à 600 eV FWHM à 60 keV sur une dynamique de 250 keV.
- Interface totalement numérique (la numérisation des signaux étant réalisée par des ADCs intégrés au module).
- Hauteur limitée (< 1 cm), avec une géométrie aboutable sur 4 côtés.
- Compatibilité avec contraintes de l'environnement spatial (qualification), pour un niveau de TRL le plus élevé possible.

Un ADC (nommé « OwB-1 ») à 32 voies (permettant de lire simultanément 2×16 lignes de deux ASICs D^2R_1), est en cours de développement à l'IRFU/SEDI spécifiquement pour ce projet. La réalisation du module électronique serait quant à elle basée sur l'utilisation de la technique WDOD développée par l'entreprise 3D Plus [13].

La technique WDOD (*Wireless Die on Die*) est utilisée pour reconstituer des *wafers* à partir de plusieurs puces nues (ASICs ou autres), d'y déposer des couches de métaux et isolants pour interconnecter les fonctions et de les empiler collectivement. Pour interconnecter un plan de détection de 1024 pixels, cette technique est particulièrement intéressante car elle permet d'installer plusieurs ASICs D^2R_1 côte à côte sur un même substrat, et de réaliser directement l'hybridation avec un unique détecteur. La géométrie de l'ASIC fait qu'il est aboutable sur deux côtés, avec ses *pads* d'interconnexion disposés sur ses deux autres côtés. Cela permet ainsi de réaliser des motifs de 2×2 ASICs matriciels, équivalents à un unique circuit de 32×32 voies.

Les interconnexions entre les différentes entrées / sorties des puces disposées sur un même *wafer* sont réalisées au moyen de circuits de redistribution, qui permettent aussi de préalablement tester leur fonctionnement.
Afin d'interconnecter les différents *wafers* (comme ceux comprenant les ASICs et les ADCs), des *vias* métallisés traversant (TPV) sont réalisés et permettent de redistribuer les signaux de l'autre côté du *wafer*. Après découpage de ce dernier au raz des *vias*, on obtient alors un ensemble de 4 ASICs joints sur un unique *flex* (face supérieure) et une interface de connexion (face inférieure) dont le *pitch* ou la disposition est parfaitement adaptée à la géométrie des *pads* d'entrée des ADCs qui peuvent être connectés par *flip-chip*. Le même processus est répété pour les étages inférieurs.

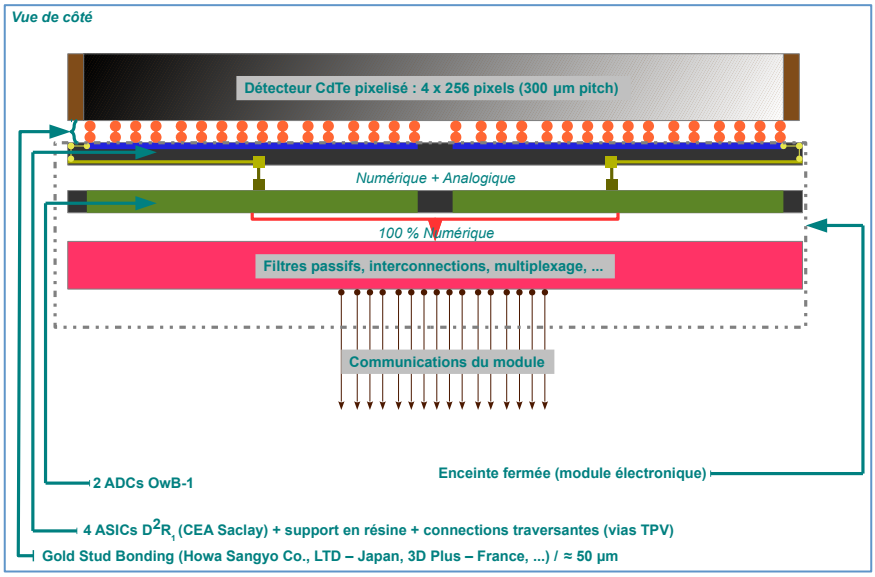

Figure 20 : Vue en coupe de l'objet final totalement intégré avec une couche CdTe sur ASIC + une couche ADC + une couche filtre et interface électrique.

La Figure 20 présente une vue de coupe du module désiré dans sa configuration finale : le détecteur CdTe hybridé sur le *flex* supportant les ASICs, qui est lui-même reporté sur un substrat contenant deux ADCs OwB-1. Outre le gain d'espace apporté par l'intégration des ADCs au plus près des sorties des ASICs, cette disposition permet de passer d'une interface mixte analogique / numérique à une interface 100% numérique en sortie des ADCs. Il en résulte une simplification globale du système et une plus grande flexibilité.
Les sorties numériques des deux ADCs (chacun comportant en entrée 32 voies connectées aux buffers de lignes de deux ASICs) peuvent ensuite traverser un certain nombre d'étages de filtrage ou de multiplexage avant d'être injectées sur un nombre réduit de voies. Ces voies entièrement numériques

serviraient à commander et récupérer la télémétrie provenant de l'ensemble du module (ASICs, ADCs et blocs additionnels), typiquement via une carte FPGA. Ainsi, on s'orienterait vers une architecture « à la Caliste », avec un bloc électronique surplombé par un détecteur pixellisé. Les densités de composants et les fonctions implémentées dans l'instrument final seraient toutefois bien supérieures à ce qui existe actuellement au laboratoire.

Enfin, et bien que les pistes de développement esquissées dans ces derniers paragraphes représentent un travail à long terme s'étendant sur plusieurs années, je clôturerai ce manuscrit en illustrant une autre brique essentielle à cette future intégration – l'ADC OwB-1 (Figure 21) – qui vient tout juste d'être achevé au laboratoire. Les touts premiers test de caractérisation qui viennent de démarrer sont d'ores et déjà prometteurs.

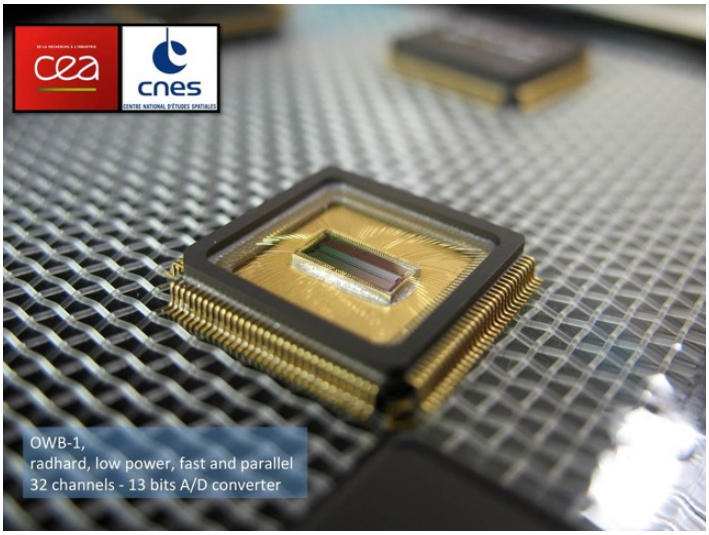

Figure 21 : Photographie de l'ADC OwB-1 développé à l'IRFU/SEDI (CEA Saclay) dans le cadre du projet MC2, prévu pour la connexion directe avec l'ASIC D^2R_1 et l'intégration dans un module compact.

Bibliographie du chapitre 6

[1] A. Michalowska, O. Gevin, O. Limousin, *et al.*, "Multi-Dimensional Optimization of Charge Preamplifier in 0.18 µm CMOS technology for Low Power CdTe Spectro-Imaging System", IEEE NSS/MIC, 2011, Pages 653-659.
[2] A. Michalowska, "Etude et développement d'ASIC de lecture de détecteurs matriciels en CdTe pour application spatiale en technologie sub-micrométrique profonde", Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 2013
[3] C. S. Tindall, *et al.*, "Silicon Detectors for Low Energy Particle Detection", IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume 55, Part. 2, 2008, Pages 797-801.
[4] Alig, *et al.*, "Scattering by Ionization and Phonon Emission in Semiconductors", Phys. Rev. B, Volume 22, 1980, Pages 5565-5582.
[5] T. Takahashi, *et al.*, "High-resolution CdTe detector and applications to imaging devices", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 48, Part. 3, 2001, Pages 287–291.
[6] T. Takahashi, S. Watanabe, "Recent progress in CdTe and CdZnTe detectors", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 48, Part. 4, 2001, Pages 950–959.
[7] G. Sato, *et al.*, "Development of Low Noise Front-End ASIC for Hybrid CdTe Pixel Detectors", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 58, Part. 3, 2011, Pages 1370-1375.
[8] Site web Howa Sangyo, http://www.houwa-sangyo.co.jp/english/.
[9] Site web Acrorad, http://www.acrorad.co.jp/us/.
[10] *Datasheet* du préamplificateur de charges Clear Pulse modèle CP-5102 (site web Clear Pulse), http://www.clearpulse.co.jp/catalogue/jpn/5102.pdf.
[11] Szeles, Csaba, "Advances in the crystal growth and device fabrication technology of CdZnTe room temperature radiation detectors," IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 51, Part.3, 2004, Pages 1242-1249.
[12] V. Babentsov, J. Franc, R. B. James, "Compensation and carrier trapping in indium-doped CdTe: Contributions from an important near-mid-gap donor", Applied Physics Letters, Vol. 94, 2009, 052102.
[13] Technique WDOD (site web 3D Plus), http://www.3d-plus.com/techno-wafer-level-stack-wdod.php.

Annexe 1 : compléments au chapitre 2

I. Observatoires au sol ou télescopes spatiaux ?

Traditionnellement menées depuis le sol, les observations astronomiques ont longtemps été restreintes au seul domaine visible, ignorant complètement l'existence de sources émettant dans d'autres gammes d'énergie. L'essor de la radioastronomie et le début des observations multi longueurs d'onde lors de la seconde moitié du XX^{ième} siècle ont conduit à installer des observatoires au sol de plus en plus sophistiqués, avec typiquement des surfaces collectrices multiples et/ou très étendues garantes d'une grande sensibilité. Le *Very Large Telescope* au Chili (allant de l'ultraviolet à l'infrarouge) ou le radiotélescope d'Arecibo à Porto Rico (radioastronomie) en constituent les exemples les plus parlants.

Les avantages procurés par l'utilisation d'observatoires au niveau du sol (facilité de mise en œuvre et d'installation, très haute technicité, grandes surfaces, maintenance aisée…) se heurtent pour certaines longueurs d'onde aux fortes contraintes imposées par la présence de l'atmosphère terrestre, et en particulier aux effets de l'atténuation atmosphérique.
Les transitions atomiques et moléculaires des constituants atmosphériques sont notamment responsables de l'absorption du rayonnement à des longueurs d'onde discrètes [1]. On trouve des transitions atomiques électroniques sur les éléments simples comme l'oxygène ou l'azote, mais aussi des transitions moléculaires électroniques, de rotation pure, ou de rotation-vibration (H_2O, CO_2, O_x, CH_4, CO…).
Pour un constituant atmosphérique et une longueur d'onde donnés, on peut déterminer un coefficient d'absorption massique $\kappa_i(\lambda)$ (en $cm^2.g^{-1}$), calculé à partir des sections efficaces des différentes transitions et des conditions physiques du gaz. Cette grandeur intervient dans la définition de la profondeur optique $\tau_i(\lambda, z_0)$ sur une ligne de visée verticale d'un constituant i dont le rapport de mélange dans l'atmosphère est $r_i(z)$:

$$\tau_{i(\lambda, z_0)} = \int_{z_0}^{\infty} r_i(z)\, \rho_0(z) \kappa_i(\lambda)\, \mathrm{dz}$$

avec $\rho_0(z)$ la masse volumique de l'air et z_0 l'altitude par rapport au sol.

En sommant toutes les espèces absorbantes constituant l'atmosphère, on calcule l'atténuation d'un rayonnement incident d'intensité initiale I_0, de longueur d'onde λ, reçu à une altitude z_0 et dont la direction fait un angle de θ par rapport au zénith :

$$Atténuation\ atmosphérique\ = \frac{I(z_0)}{I_0} = e^{-\left(\frac{1}{\cos\theta}\sum_i \tau_i(\lambda, z_0)\right)}$$

En prenant un rayonnement depuis le zénith (i.e. avec le minimum d'atmosphère à traverser, soit θ=0°), la Figure I-1 représente sur l'échelle de droite les altitudes z_0 auxquelles l'atténuation atmosphérique est respectivement de 50% (atmosphère considérée comme transparente), 10% et 1% (atmosphère opaque), et cela pour l'ensemble des longueurs d'ondes du spectre : de la coupure ionosphérique à λ = 23 m en ondes radio aux rayonnements gamma de près de 10 GeV. Cette figure fait très clairement apparaître deux rangs de valeurs pour l'altitude z_0 :

- Des altitudes z_0 très proches de 0, rendant possible l'installation d'observatoires au sol : c'est le cas pour le visible et le proche infrarouge ainsi que pour les micro-ondes et ondes radio. A noter que certaines régions d'absorption subsistent dans les infrarouges.
- Pour les longueurs d'ondes supérieures, de l'ultraviolet aux rayons gamma ainsi que dans certaines gammes en infrarouge, on passe dans le domaine de l'astronomie spatiale. La hauteur z_0 à atteindre pour espérer un minimum de 50% de transmission sera toutefois fortement dépendante du λ considéré : pour des rayons X durs et gamma d'énergie supérieure

à 100 keV, les observations seront possibles entre 30-40 km et 20 km (altitude atteignable par des ballons stratosphériques). Dans une moindre mesure, des avions de ligne volant à 12000 m d'altitude pourront servir de support à des expériences dans le domaine gamma, avec une transmission d'au moins 10% à partir de 10 MeV, même si ces derniers seront plus utiles pour des observations dans certaines gammes infrarouge ou submillimétriques masquées au niveau du sol.

Dans tous les cas, l'accès à la fenêtre spectroscopique 1 keV – 100 keV ne pourra être envisagé que via des véhicules spatiaux, les altitudes requises allant jusqu'à plus de 100 km. Ainsi, bien que les premières tentatives d'observation dans ces énergies furent conduites dans les années 1950 par des ballons-sondes embarquant les instruments d'observation, l'acte de naissance de l'astronomie X fut véritablement signé par la découverte de la première source de rayons X extra-solaire en 1962 (*Scorpius X-1*, une binaire X à faible masse). Récompensée d'un prix Nobel décerné en 2002 à Riccardo Giacconi, cette découverte se fit au moyen d'une fusée *Aerobee* pouvant atteindre jusqu'à 230 km d'altitude. La fin des années 1960 vit le développement de l'astronomie X et gamma spatiale avec les satellites américains (Oso 3 et Sas 2) et européens (Cos B) qui, placés en orbite, sont totalement insensibles à l'atténuation de l'atmosphère et profitent ainsi de conditions d'observation optimales sans perte d'efficacité. En outre, ce genre de véhicule est prévu pour opérer sur des durées relativement longues dans l'espace (typiquement de l'ordre de la dizaine d'années), bien loin des 5 minutes de temps d'observation disponibles en dehors de l'atmosphère lors de la découverte de *Sorpius X-1* par la fusée *Aerobee*. Enfin, les progrès technologiques ont débouché sur la constitution de véritables observatoires spatiaux dont les orbites sont adaptées à toutes ces longueurs d'ondes inobservables depuis le sol, offrant aux observations astronomiques un domaine d'énergie s'étendant sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Les fins dispositifs de pointage de sources rendent possibles de longues observations sans flou ni contraintes liées à la rotation de la Terre, avec des instruments offrant de grandes sensibilités, champs de vue, résolutions spectrales et angulaires qui rendent possible l'exploration et la compréhension de phénomènes de plus en plus complexes et exotiques.

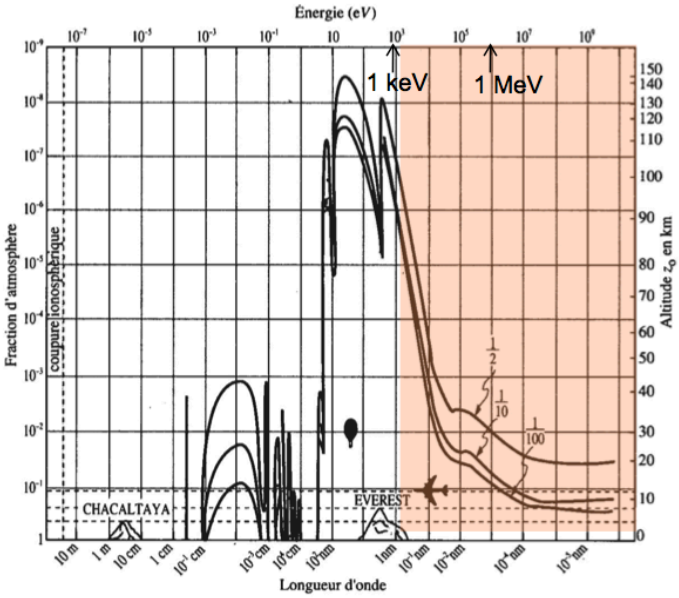

Figure I-1 : Représentation de l'atténuation du rayonnement électromagnétique par l'atmosphère terrestre. Les échelles donnent les altitudes z_0 (à droite) et la fraction résiduelle d'atmosphère, en masse au-dessus de z_0 (à gauche), pour trois valeurs types d'atténuation : 50 , 10 et 1%. Source : [1].

La Figure I-2 illustre un exemple d'orbite choisie pour le projet de mission *Simbol–X* dédiée à l'astronomie X (jusqu'à 80 keV). Le choix de cette orbite elliptique (4 jours de période, périgée à 20 000 km et apogée à 180 000 km) résulte bien sûr de besoins scientifiques avec une optimisation du temps consacré à l'observation : environ 83% du temps y est consacré, le reste étant dédié à des manœuvres, des étalonnages ou la transmission des données et commandes à des stations au sol

(impossible de mener des observations en parallèle). La consommation de carburant du satellite est aussi un critère de choix de l'orbite, cette dernière devant être aussi basse que possible et maintenir le télescope en poste pendant la durée de la mission (ici 5 ans).

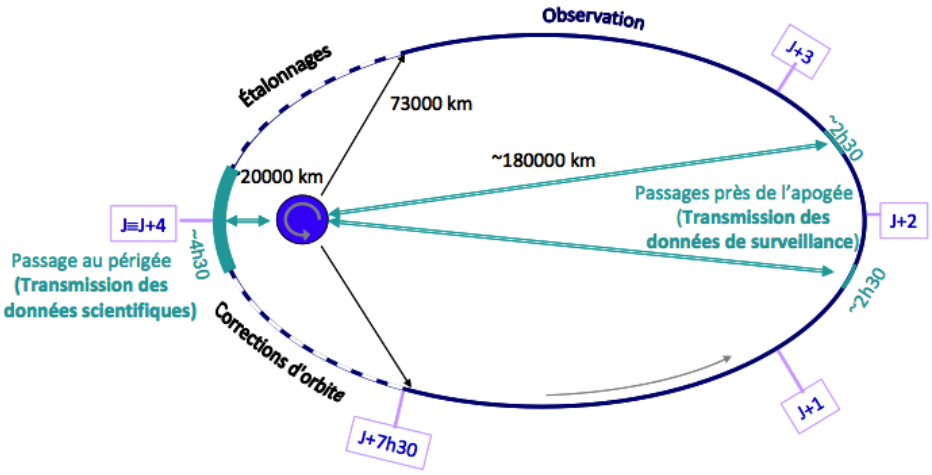

Figure I-2 : Schéma de l'orbite du projet de mission spatiale Simbol-X, avec le détail des principales phases d'opération lors d'une révolution autour de la Terre. L'altitude de 73 000 km représente une limite basse au dessous de laquelle les observations ne sont plus possibles. Source : [2].

Chaque mission aura ses propres spécificités, et les orbites pourront varier du tout au tout selon les besoins et contraintes scientifiques ; la mission franco-chinoise *SVOM* embarquant une caméra X et gamma et dédiée à l'étude des sursauts gamma dans de multiples longueurs d'ondes sera quant à elle placée sur une orbite basse de 600 km faiblement inclinée (30°), avec une durée de vie nominale de 2-3 ans.

II. Implications : intégration pour le spatial

Il a été montré à la section précédente que les télescopes spatiaux étaient une absolue nécessité pour l'astronomie X et gamma. Cette nécessité se double toutefois de très importantes contraintes et limitations, intervenant lors des différentes phases de la mission.
La somme de ces exigences dépasse souvent les simples besoins fonctionnels en opération. De ce fait, les réponses à ces défis devront être apportées par des phases d'études et de tests expérimentaux approfondies, et nécessiteront d'adapter la conception des instruments en conséquence, faisant de l'instrumentation spatiale un domaine bien spécifique.

A. Avant le lancement

- Le coût extrêmement élevé des missions spatiales est lié aux frais de conception de la plateforme et des instruments ainsi que toutes les phases de R&D, industrialisation, études qualité et qualification, sans oublier les dépenses liées au lanceur nécessaire à la mise en poste en orbite et à l'ensemble des équipements de suivi, transmission et traitement des données de télémétrie. Les budgets nécessaires se comptent en dizaines de millions d'euros (ex. Integral ~ 500 M€, Simbol-X, SVOM,…). Ces coûts extrêmes font que ces missions sont rares et généralement proposées aux agences spatiales (ESA, NASA…) en réponse à des appels d'offres tant scientifiques que techniques. La crédibilité et la très haute technicité des projets soumis nécessitent de la part des équipes répondant à ces appels à projets des technologies et procédés suffisamment matures, et donc des efforts de R&D continus.

- La réalisation des instruments suppose un certain nombre de problématiques dont certaines sont aussi communes à l'instrumentation au sol, avec en particulier dans le cas de caméras et spectromètres les questions liées aux performances spectrales (ex. : résolution, dynamique, seuil bas…), en imagerie (résolutions angulaires et champs de vue, reconstruction…) et temporelles (dépendance au flux, empilement, temps mort…).
  Ces aspects là occupent une place prépondérante dans le travail de R&D d'un physicien instrumentaliste.

- Enfin, les préparatifs du lancement font intervenir des conditions drastiques en termes de propreté, humidité et couplages électrostatiques (ESD).

B. Lancement et mise en orbite

- La phase de lancement est critique et source de nombreuse limitations. Une des plus évidentes est la limitation en masse et en volume de la charge utile pouvant être emportée par les fusées. Pour les différents types de lanceurs utilisés cette charge utile se situe entre 1 et 10 tonnes pour une mise en orbite géostationnaire (6,9 à 10 t pour Ariane 5 – soit quelques % de sa masse totale, 3,15 tonnes pour le lanceur Soyouz et jusqu'à 5,5 tonnes dans les versions les plus récentes et pour la famille de lanceurs chinois Longue Marche). A l'instar de la charge utile du lanceur, la charge utile du satellite (les instruments d'observation) représente encore un faible pourcentage de la masse totale, celle-ci étant principalement due à la plateforme (panneaux solaires, système de contrôle d'orientation et propulseurs additionnels, la structure porteuse, les systèmes de communication, les protections,…). Sur la mission X et gamma Integral (Figure II-1 – gauche), les deux instruments étaient intégrés sur un ensemble de 4,1 tonnes et de près de 5 mètres de long.

- Cette limitation de la masse et du volume fait que le satellite dispose d'un budget de puissance très réduit, l'énergie électrique nécessaire au fonctionnement de l'ensemble étant fournie uniquement par des panneaux solaires couplés à des batteries. Les puissances effectivement disponibles pour opérer les instruments sont de l'ordre de grandeur du Watt (ex. Integral). Cela conduit à réduire au maximum la consommation électrique des plans de détection et de leur électronique associée – une problématique prise en compte dès l'étape de conception – et plus largement de l'ensemble des éléments de la plateforme.

- Les contraintes mécaniques colossales auxquelles est soumise la structure au moment du décollage (chocs, vibrations, accélérations, …) rendent cette phase de la mission particulièrement risquée car pouvant conduire à la détérioration ou même la rupture de sous-systèmes indispensables. A l'image du lancement d'Integral en 2002 par une fusée Soyouz (Figure II-1 – droite), les accélérations typiques en jeu se situaient autour de 20 g rms avec des composantes en chocs jusqu'à 1500 g. Là encore, la réponse à ces enjeux se fera lors de la conception des instruments à embarquer et par des séries de tests mécaniques, avec des stress représentatifs de ceux mis en œuvre lors du décollage.

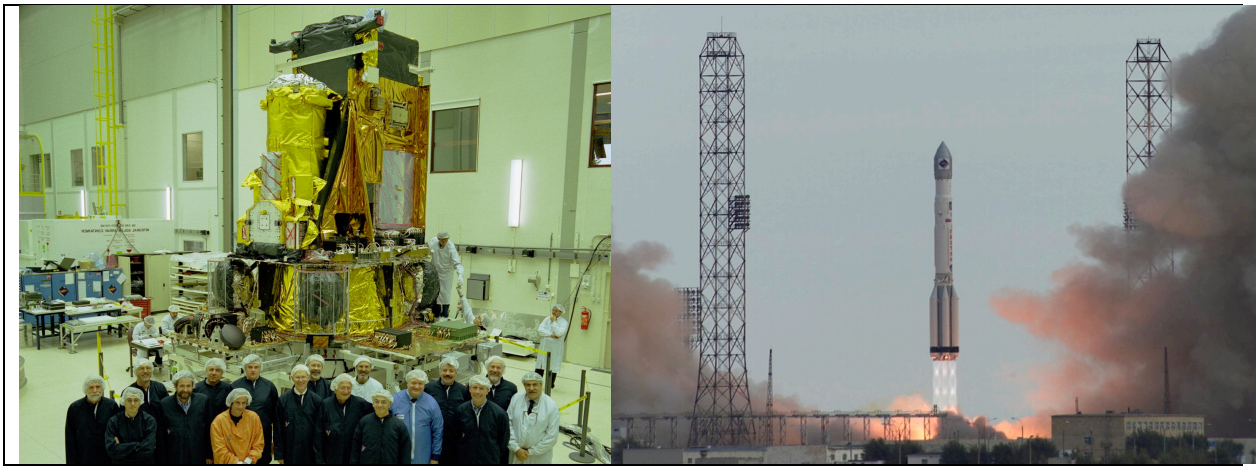

Figure II-1 : Intégration du satellite Integral le 26 mars 2002 (à gauche), et lancement depuis Baïkonour le 17 octobre 2002 par une fusée Soyouz (à droite). Long de 5 m et pesant près de 4,1 tonnes, l'ensemble du système est soumis au décollage à des accélérations typiques de près de 20 g rms, et jusqu'à 1500 g en chocs.

C. Vie opérationnelle en orbite

- De la même façon que pour un instrument au sol, les différentes sources de bruit dans les instruments doivent être prises en compte, qu'elles soient originaires de l'électronique associée, des interconnexions ou des détecteurs eux-mêmes, mais aussi de l'environnement.
  Ce dernier aspect sera encore plus critique dans le cas d'une application spatiale : l'espace constitue en effet un milieu hostile exposant les instruments en orbite à un environnement radiatif très nuisible. Ce rayonnement peut être directement d'origine stellaire, ou lié aux interactions de ces radiations avec l'ensemble des matériaux constituant le satellite qui produisent des particules secondaires.
  L'intensité de cette exposition est fortement dépendante de l'orbite choisie ; on peut citer en particulier les ceintures de Van Allen qui forment deux zones distinctes de la magnétosphère dans lesquelles sont confinées des particules chargées. Les ceintures internes vont de 700 à 10 000 km d'altitude et concentrent principalement des protons de haute énergie (jusqu'à plusieurs centaines de MeV) à des débits de fluence allant jusqu'à plusieurs dizaines de milliers de protons par cm^2 et par seconde. Ces derniers ont pour origine le vent solaire et le rayonnement cosmique. La ceinture extérieure quant à elle est plus large et plus instable, se déploie entre 13 000 et 65 000 km d'altitude et se compose principalement d'électrons de haute énergie (supérieure à 5 MeV) provenant principalement du Soleil, avec des flux plus modestes de l'ordre du millier de particules par cm^2 et par seconde. Une simulation de la coupe des profils de flux de protons et d'électrons de haute énergie est visible sur la Figure II-2. Les particules chargées contenues dans les deux ceintures se déplacent à grande vitesse le long de lignes de champ allant d'un pôle magnétique à l'autre.
  Toutes les particules chargées ou non-chargées ainsi que leurs particules résultant d'interactions secondaires vont pouvoir affecter les instruments, en particulier les électroniques. On retrouve le cas des particules ionisantes qui vont interagir avec les circuits intégrés numériques en apportant suffisamment de charges pour qu'un *bit* change d'état (phénomène de *bit-flip* ou SEU = *Single Event Upset*), corrompant le contenu de certaines mémoires ou trames de données et pouvant aller jusqu' à générer de faux déclenchements de l'instrument. Plus sévèrement, les particules chargées peuvent créer des lignes de courant parasites au sein des circuits, entraînant le claquage et la destruction de composants (phénomène de *latch-up*). Ce dernier point est critique pour une mission en orbite, puisqu'il est par définition impossible de réparer. L'accumulation la dose de radiations va aussi progressivement entrainer la dégradation des circuits et de leurs performances.
  Les électroniques devront donc être pensées dès l'étape du *design* pour présenter des niveaux de tolérance élevés aux évènements singuliers (choix des matériaux et des composants,

redondances de circuits, contrôles d'intégrité des données, suppression des points de pannes uniques…).
Une phase d'évaluation est aussi nécessaire pour mesurer expérimentalement les effets de la dose et des rayonnements cosmiques sur les circuits, vérifiant la conformité de la réponse avec les prés-requis fixés par la R&D ou le cahier des charges de la mission spatiale. Le vieillissement des électroniques est aussi étudié, en menant des tests de longue durée censés simuler la vie de la mission en environnement radiatif. On parle alors d'un processus de « qualification ».

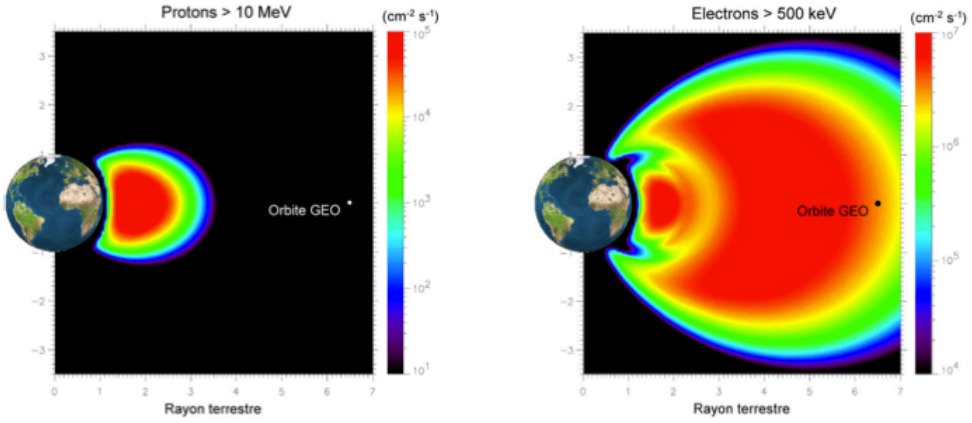

Figure II-2 : Simulation des profils de flux (en particules.cm^{-2}.s^{-1}) de protons d'énergie supérieure à 10 MeV (ceintures de Van Allen internes, à gauche) et d'électrons d'énergie supérieure à 500 keV (ceintures externes, à droite), en fonction de la distance au centre de la Terre. L'orbite géostationnaire utilisée par nombre de satellites météo ou de télécommunications (près de 36 000 km d'altitude) est matérialisée sur ces cartographies, et croise les ceintures de Van Allen externes. Source : Onera.

- Les matériaux constituants les détecteurs eux-mêmes sont sensibles aux radiations de l'environnement spatial, et se dégradent au cours du temps. Ainsi, le spectromètre IBIS (plan de détection en Tellurure de Cadmium) embarqué à bord de l'observatoire Integral a vu ses performances spectrométriques se dégrader progressivement en 13 ans (vieillissement du détecteur). Contrairement aux électroniques qui peuvent être « durcies » lors de la conception, les marges de manœuvre pour limiter ces dégradations sont plus limitées puisqu'elles affectent directement les propriétés intrinsèques des détecteurs.
  Les instruments seront, selon leur nature, sensibles à divers degrés aux particules chargées et non-chargées les éclairant : photons de hautes énergies, protons, électrons et positrons, mais aussi neutrons et particules α. Une partie de ce flux, et particulièrement la contribution des rayons alpha, résultera directement de l'interaction du rayonnement cosmique avec les matériaux de la plateforme. Ce dernier point est important, car il limite le recours à des systèmes de blindage passifs : en rajoutant de la masse et des matériaux autour des détecteurs, on risque d'atteindre l'effet inverse à celui recherché, à savoir l'augmentation de la densité de rayonnements parasites.
  A l'instar des électroniques, les détecteurs seront à qualifier pour le spatial, là encore en les exposant à des flux et fluences de particules représentatifs de l'orbite visée et de la durée de vie de la mission.

- Enfin, le dernier effet des radiations spatiales sera d'ordre observationnel : en éblouissant le détecteur, ces nombreuses particules énergétiques ajouteront un bruit de fond qui se superposera aux photons issus de sources astronomiques « légitimes ». La sensibilité des instruments – facteur très important pour l'observation de sources faibles comme le CXB – s'en retrouve grandement affectée.
  On a vu que l'ajout de blindages pour se prémunir de ces radiations n'est pas forcément la solution, avec un risque d'aggraver encore le bruit de fond. Il est possible de compter sur

l'orbite suivie par le télescope et optimiser le choix des périodes d'acquisition de données : dans l'exemple donné à la Figure I-2, les observations ne sont conduites que lorsque l'altitude dépasse les 73 000 km. Lorsque le satellite passe sous ce seuil, et jusqu'à son périgée à 20 000 km d'altitude il traverse les ceintures externes de Van Allen. Aucune prise de données n'intervient durant cette phase, les instruments et la plate-forme réalisant à cette occasion divers étalonnages, corrections d'altitude et transmissions de données au sol. Le choix d'une telle orbite avec une grande apogée (180 000 km) rend toutefois les instruments sensibles aux *flar*es solaires qui peuvent aussi constituer un bruit de fond lors de l'observation de sources lointaines.
Une méthode couramment utilisée pour réduire le bruit de fond fait appel à un blindage actif. Dans ce cas là on ne cherche pas à arrêter les radiations, mais à les détecter pour appliquer un traitement spécifique. Le blindage consiste ainsi en des plans de détection de grande surface entourant les éléments sensibles du détecteur. Souvent constitués de blocs de scintillateurs (produisant de la lumière lors du passage de particules, et capables de les discriminer selon leur nature), ces dispositifs agissent comme des discriminateurs ; lorsque par exemple une particule chargée de haute énergie traverse le blindage, elle est détectée et induit un signal de *trigger* qui bloque l'acquisition de l'instrument durant un temps prédéfini au moyen d'un système d'anti-coïncidence. La particule parasite aura évidemment été vue par le détecteur de rayons X et gamma, mais ne sera pas comptabilisée dans les données produites. L'utilisation de cette technique de protection s'accompagne néanmoins d'une augmentation du temps mort de l'instrument (temps durant lequel ce dernier n'est pas disponible pour l'observation).

- Les problématiques liées à la thermique seront un critère important pour les choix des matériaux et la conception des instruments. Selon les technologies utilisées, certains types de détecteurs auront à être opérés en conditions cryogéniques et dans le vide. Cela suppose d'embarquer de lourds et complexes systèmes de refroidissement qui – en plus de complexifier le développement – rajouteront de la masse et du volume à la plateforme, ces ressources n'étant pas illimitées.
  Dans le cas de détecteurs nécessitant un refroidissement modéré (typiquement autour de 0°C), les électroniques frontales dédiées à la lecture du détecteur peuvent impacter la régulation thermique. Par exemple, pour des systèmes spectro-imageurs comparables à ceux qui sont décrits au chapitre 1, les circuits électroniques doivent être placés au plus près du détecteur pour assurer de bonnes performances spectroscopiques. La puissance dissipée thermiquement par ces circuits chauffe les détecteurs et va à l'encontre des efforts de régulation de la température du système. Cet aspect est en outre de plus en plus important dans le cadre des développements récents de plans de détection à haute densité d'éléments individuels (qu'il s'agisse de pixels, de cristaux, ou de tout type de subdivision qui nécessite d'être connectée individuellement à une électronique de lecture). L'augmentation du nombre de chaines spectroscopiques par unité de volume implique une consommation d'énergie plus importante, mais aussi davantage de dissipation thermique. La conception d'électroniques frontales à basse consommation pour une densité de plus en plus importante est donc un moyen de répondre à la fois aux problématiques de puissance électrique limitée, mais aussi de limiter les déperditions de chaleur nuisibles au bon fonctionnement des détecteurs. Les coûts en termes de consommation d'énergie par chaine spectroscopique, régulation thermique et performances en imagerie des caméras (liées à la densité d'unités de détection) sont à optimiser en R&D.

D. Développements instrumentaux : qualification et TRL

Les composants et les développements technologiques retenus doivent passer une étape de validation avant de prétendre être intégrées sur une mission spatiale. Il s'agit de tester en premier lieu leur fonctionnement, ainsi que le respect des diverses spécifications en termes de stress mécaniques, radiatifs, thermiques… Cette étape de qualification concerne toutes les solutions techniques retenues, considérées indépendamment les unes des autres.
Le niveau de maturité d'une technologie spatiale est usuellement mesuré par l'échelle de TRL (*Technology Readiness Level*). Ce système de mesure est employé par bon nombre d'agences et d'entrprises au niveau mondial pour situer l'évolution technique d'un développement avant intégration dans un système ou un sous-système. Allant de 1 à 9, le niveau de TRL va de la simple idée ou concept (*TRL* 1 ou 2) à l'application expérimentale / démonstrateur en laboratoire (*TRL* 3 ou 4), puis à des applications poussées, raffinées et faisant appel à des tests de plus en plus réalistes. Pour un *TRL* supérieur à 6 on ne parle plus d'un simple composant, mais d'un système partiellement intégré qui devra à son tour faire ses preuves dans des environnements de plus en plus proches du spatial, jusqu'au niveau maximal de 9 matérialisant le succès effectif d'une véritable mission. La Figure II-3 explicite cette échelle telle que définie par l'Agence Spatiale Européenne (ESA).

La notion de *TRL* n'est pas propre au secteur du spatial, et les principes généraux sont transposables dans les autres domaines. L'augmentation de la maturité s'accompagne d'une complexité d'intégration encore plus grande. Dans le contexte de compétition internationale féroce auprès des agences spatiales, les prérequis en matière de *TRL* sont de plus en plus importants. Un projet incorporant une grande part de technologies éprouvées (niveau 9) et des nouvelles technologies les plus proches possibles du niveau 6 aura ainsi davantage de chances d'être sélectionné.

ESA **Technology Readiness Level Summary**	
TRL	Level description
1	Basic principles observed and reported
2	Technology concept and/or application formulated
3	Analytical & experimental critical function and/or characteristic proof-of-concept
4	Component and/or breadboard validation in laboratory environment
5	Component and/or breadboard validation in relevant environment
6	System/subsystem model or prototype demonstration in a relevant environment (ground or space)
7	System prototype demonstration in a space environment
8	Actual system completed and "Flight qualified" through test and demonstration (ground or space)
9	Actual system "Flight proven" through successful mission operations

Figure II-3 : Echelle de TRL telle que définie par l'Agence Spatiale Européenne, définissant le niveau de maturité d'une technologie, d'un composant, puis d'un système / sous-système complet. Elle couvre toutes les étapes de développement (principe de base, idée), jusqu'à la qualification complète pour le spatial. Le niveau ultime représente un système éprouvé lors d'une ou plusieurs missions spatiales.

Pour davantage d'exemples et d'illustrations de cas sur les défis de l'intégration de détecteurs et d'instruments pour le spatial, il sera possible de se référer à la présentation que j'ai donnée à l'occasion d'une journée thématique organisée par le « réseau semi-conducteurs » de l'IN2P3 et intitulée « Intégration des détecteurs CdTe pour l'astrophysique » [3].

III. Systèmes à masque codé pour les rayons gamma

Si les rayons X et X-durs sont focalisables jusqu'à une certaine énergie (actuellement autour de 80 keV, suite aux améliorations faites sur les miroirs à incidence rasante), il n'en est pas de même pour les rayons gamma d'énergies supérieures, les miroirs les absorbant à n'importe quelle incidence.
Il ne sera donc plus possible d'augmenter le SNR des instruments travaillant dans ces longueurs d'onde en collectant un grand nombre de photons et en les focalisant sur des petites surfaces de détection. Dans ce dernier cas de figure, les surfaces de collection et de détection seront strictement proportionnelles ou égales. De même, le bruit de fond sera lui aussi proportionnel à la taille de ces deux éléments. Le seul moyen d'augmenter la sensibilité sera alors d'augmenter la surface du plan de détection.

Pour amener l'information sur la localisation des sources gamma observées par ce biais, le dispositif du masque codé est couramment utilisé [4]. Cette technique consiste à disposer à une distance H du détecteur une surface plane composée de petits éléments soit transparents, soit opaques au rayonnement gamma, le tout formant un motif pseudo-aléatoire sur la surface du masque.
Eclairé par une source située à l'infini, le masque – de surface supérieure à celle du détecteur – projettera une partie de son « ombre » sur le plan de détection (Figure II-3). La section de masque codé vue par le détecteur sera définie par la position de la source dans le champ de vue de l'instrument. Le rapport entre S_{coll} et S_{det} est de l'ordre de 2, et dans tous les cas du même ordre de grandeur.
Il s'agit d'une technique d'imagerie indirecte (l'image produite n'étant pas directement celle de la source observée), pour laquelle une étape de déconvolution sera nécessaire afin de remonter à l'image d'une ou plusieurs sources dans le ciel. De manière très simplifiée, le motif et la configuration du masque codé sont entrés dans un programme qui – via des méthodes itératives – cherche à quelle(s) position(s) dans le champ de vue correspond une image donnée avec le maximum de probabilité.

La résolution angulaire permise par l'emploi d'un masque codé est directement reliée à la taille des éléments le composant ainsi qu'à la distance H au détecteur. Pour un masque à pixels carrés de côté L, la résolution est donnée par la formule suivante [1] :

$$\alpha = \tan^{-1}\left(\frac{L}{H}\right)$$

De manière analogue aux télescopes à focalisation, le détecteur devra avoir une résolution spatiale suffisante pour échantillonner l'ombre projetée du masque. Un rapport minimum de 2, voire 3 entre les dimensions des pixels du masque et du détecteur sera requis pour ne pas dégrader les performances en imagerie.
Comparé à un système à focalisation, ce type de télescope est beaucoup moins précis en termes de résolution angulaire et de sensibilité. Sur ce dernier point, elle est typiquement de l'ordre de 0,1 et 1 mcrab (10^{-6} – 10^{-5} photons.cm^2.keV^{-1}, soit 100 fois moindre que les sensibilités atteintes par des télescopes à incidence rasante qui se situent autour de 0,1 et 1 µcrab [2]).
Si l'on prend l'exemple du satellite Integral (instrument IBIS – plan de détection Isgri [5]) qui repose sur un système à masque codé (pavés de 1,22 cm de côté) monté à une distance de 3,1 m du plan de détection constitué de pixels de 4 mm, on a une résolution angulaire de 12 minutes d'arc. Des valeurs comparables sont données pour le télescope BAT à bord de la mission SWIFT [6] (lancée en 2004) qui travaille avec une résolution de 17 arcmin. Aussi, la caméra Eclairs de la mission franco-chinoise SVOM aura une résolution entre quelques minutes d'arc (sources brillantes) et 10 minutes d'arc (sources faibles).

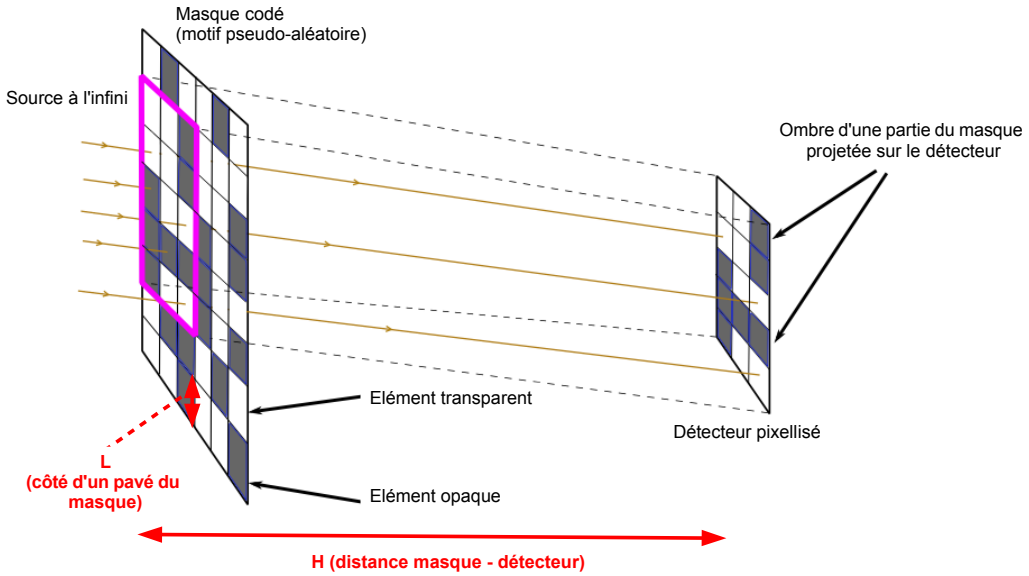

Figure III-1 : Schéma de principe d'un système d'imagerie à masque codé. La source de rayons X ou gamma est située dans le champ de vue et émet à l'infini. Les photons traversent les éléments transparents (souvent de simples trous), ou sont arrêtés par les éléments opaques du masque.

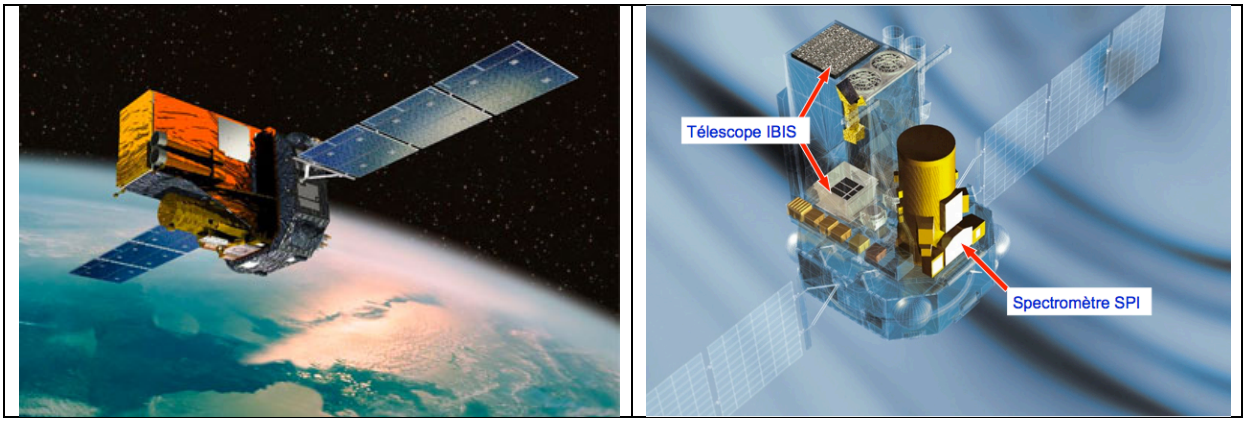

Figure III-2 : (a) Vue d'artiste du satellite Integral. (b) Mise en évidence de ses deux instruments principaux : le spectromètre SPI et le télescope IBIS. Ce dernier est composé d'un motif à masque codé disposé à 3,1 m du plan de détection ISGRI constitué d'un ensemble de détecteurs pixellisé en Tellurure de Cadmium (CdTe).

Malgré ces résolutions incomparables avec les systèmes à focalisation, les avantages clés des systèmes à masque codé sont la capacité de mener des observations sur de larges plages d'énergie (jusqu'à 10 MeV sur l'instrument IBIS d'Integral) et avec de grands champs de vue de plusieurs dizaines de degrés parfaitement adaptés pour la surveillance ou la détection de phénomènes soudains dans le ciel (exemple des sursauts gamma). L'instrument IBIS a ainsi un champ de vue total de 29,1° × 29,4° et SWIFT permet quant à lui d'atteindre un très grand champ de vue de 1,4 sr (4600 degrés^2) lui donnant accès à 1/6^{ième} du ciel.

Bibliographie - annexe 1

[1] F. Lebrun, P. Léna, F. Mignard, "L'observation en astrophysique", EDP Sciences, 2012.
[2] A. Meuris, "Etude et optimisation du plan de détection de haute énergie en Cd(Zn)Te de la mission spatiale d'astronomie X et gamma Simbol-X", Thèse de doctorat, Université Paris Diderot (Paris 7), 2009.
[3] S. Dubos, "Intégration des détecteurs CdTe pour l'astrophysique", journée thématique organisée par le réseau semi-conducteurs de l'IN2P3, 2014.
[4] E. Caroli *et al.*, "Coded aperture imaging in X- and gamma-ray astronomy", Space Science Reviews, Vol. 45, No. 3-4, 1987, Pages 349-403.
[5] P. Ubertini *et al.*, "IBIS : The Imager On-Board INTEGRAL", Astronomy & Astrophysics, Vol. 411, 2003, Pages L131-L139.
[6] Site web SWIFT / BAT (http://swift.gsfc.nasa.gov/about_swift/bat_desc.html)

Annexe 2

S. Dubos *et al.*, "Low Energy Characterization of Caliste HD, a Fine Pitch CdTe-Based Imaging Spectrometer", IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume 60, Part. 5, 2013, Pages 3824–3832.

Low Energy Characterization of Caliste HD, a Fine Pitch CdTe-Based Imaging Spectrometer

Sébastien Dubos, Olivier Limousin, Claire Blondel, Rémi Chipaux, Youri Dolgorouky, Olivier Gevin, Yves Ménesguen, Aline Meuris, Thierry Orduna, Thierry Tourette, and Aymeric Sauvageon

***Abstract*—Caliste HD is a recently developed micro-camera designed for X and gamma-ray astronomy, based on a 1×1 cm^2 CdTe Schottky pixelated detector. Its entire surface is composed of 256 pixels, disposed on a 16×16 pixel array. This spectrometer is buttable on its 4 sides and can be used to create a large focal plane. It is also designed for space environment. Its IDeF-X front-end electronics has low power consumption, excellent noise performance and a wide dynamic range, from 2 keV to 1 MeV. Moreover, electronic noise performances of this device were optimized to set the low level energy threshold lower than 2 keV.**

This paper focuses on the Caliste HD performance near the low energy limit. For this purpose, we have exposed the module to a mono energetic X-ray beam. We measured accurately the detection efficiency and found it to be ranging from 39% to 75% for energies from 2.2 keV to 11.6 keV, considering only photons detected in the single-event photopeak and ignoring events impinging between two adjacent pixels. This detection efficiency profile thereby highlights crucial effects of the Pt electrode opacity on Caliste HD low energy response, and suggests the presence of absorption layers at the interface between CdTe crystal and platinum. Respective thickness of each layer was estimated by simulation and confirmed by Rutherford Backscattering Spectroscopy.

The monoenergetic X-ray beam was also used to measure energy resolution of the detector. This was found to be between 560 and 760 eV FWHM for energies between 2 and 12 keV respectively. In addition, the linearity of this spectrometer and the issue of charge sharing between adjacent pixels were studied. This study revealed that spectroscopic performances remain excellent for such boundary operating conditions.

***Index Terms*—Application specific integrated circuits, astrophysics instrumentation, CdTe, CdTe characterization, CdTe detectors, charge sharing, front-end electronics, gamma-ray cameras, gamma-ray spectroscopy, instrumentation, semiconductor detectors, X-ray detectors, X-ray spectroscopy.**

I. Introduction

THE Caliste HD (HD is standing for "*High Dynamic*") module is the third generation of a development series of CdTe-based imaging spectrometers at CEA Saclay [1]–[3]. This advanced device is designed for future X or gamma-ray astronomy missions and Solar physics [4]–[9]. It operates typically in the energy range between 2 keV and 1 MeV, with excellent spatial resolution and spectroscopic performances.

The modular design of this small imaging-spectrometer which covers a 1 cm^2 active surface equipped with 256 pixels, can be used to form large detection areas, composed of sets of modules arranged side by side and disposed at the focal plane of a space telescope to cover a large field of view, typically tens of arcmin for X-ray astronomy [10]. In addition, the small pitch of the pixelated detector of 625 micrometers provides an appropriate spatial resolution required for this kind of instrument.

As well as good spatial resolution, high spectral performance is crucial parameter for X and gamma-ray astronomy. Previous generations of imaging-spectrometers developed at CEA—named *Caliste 64* [1] and *Caliste 256* [2], with respectively 64 pixels at 1 mm pitch and 256 pixels at 580 $\mu\mathrm{m}$ pitch—already showed excellent spectral performances and a low energy threshold measured around 2 keV. New improvements on the Caliste HD module results in even better energy resolutions and the low energy threshold can be set below 2 keV [3].

Such a low energy threshold is a major improvement for this kind of detector, as it offers additional information for observations that require multiple wavelengths: it can be useful in astrophysics to observe thermal and non-thermal phenomena in a unique observation. Also, having a unique detector for both low and high energies is interesting to avoid cross-calibration issues and minimize systematic errors in reconstructed spectra.

A detailed study of the detector behavior at very low energy was performed. In particular, a fine measurement of detection efficiency was done using a flux-calibrated X-ray source for low energies, and we emphasized the 2 to 6 keV range. This energy band is particularly interesting to study in this type of CdTe imaging-spectrometer, as the photon collection efficiency which is supposed to be approximately total, may sharply decrease below 6 keV. This behavior is suspected of being related to the absorption of the platinum entrance window, but some other effects can occur.

At first we present an overview of Caliste HD (Section II) and our experimental setup (Section III). Experimental results like integral non-linearity, displaying capabilities and energy resolution are considered. Later on, the data analysis process is detailed (Section IV). Then, we focus on results obtained for detection efficiencies at low energies (Section V). Finally, results obtained are discussed and extracted parameters compared to *Rutherford Backscattering Spectroscopy* (RBS) measurements. We also consider issues related to charge sharing between pixels (Section VI).

Manuscript received April 23, 2013; revised July 18, 2013; accepted September 02, 2013. Date of publication September 30, 2013; date of current version October 09, 2013. This work was performed in a frame of a Ph.D. Grant supported by CEA and CNES.

S. Dubos, O. Limousin, C. Blondel, A. Meuris, T. Orduna, T. Tourette, and A. Sauvageon are with CEA Saclay, DSM/IRFU/SAp, Astrophysics Division, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France (e-mail: sebastien.dubos@cea.fr).

R. Chipaux and O. Gevin are with CEA Saclay, DSM/IRFU/SEDI, Electronics, Detectors and Computer Science Division, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France.

Y. Dolgorouky is with APC Laboratory, 75205 Paris Cedex 13, France.

Y. Ménesguen is with CEA Saclay, DRT/LIST/LNHB, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France.

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at http://ieeexplore.ieee.org.

Digital Object Identifier 10.1109/TNS.2013.2281572

0018-9499 © 2013 IEEE

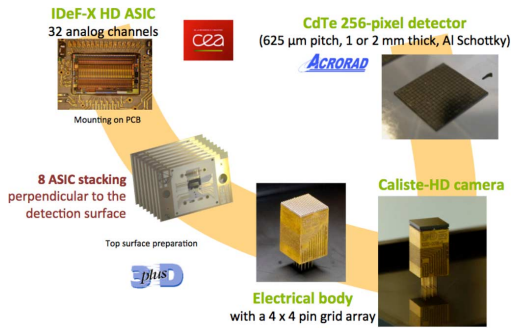

Fig. 1. Architecture and building blocks of a Caliste HD module.

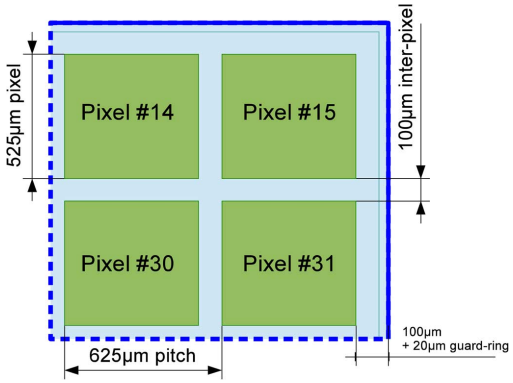

Fig. 2. Scheme of the right top corner of the subdivided anode with pixel size and inter-pixel zone, plus the 20 μm guard ring.

II. Caliste HD Overview

Caliste HD [3] device can be divided into 3 parts: a pixelated Schottky CdTe detector subdivided into 256 pixels which is connected to a specially-developed front-end electronics, including 8 mixed analog-digital IDeF-X HD [11], [12] ASICs (*Application Specified Integrated Circuit*) each with 32 spectroscopic channels and disposed perpendicular to the detection surface. The output signal is extracted from the device via a 4 $\times$ 4 pin grid array located at the opposite side of the detection surface. The details of the assembly of the camera are presented Fig. 1.

The IDeF-X HD is entirely designed at CEA Saclay, while Acrorad Co Ltd. manufactured the CdTe crystal in Japan. The integration of these sub-parts into a detector module is realized by 3D Plus, a French company.

The anode contact consists of a 1×1 cm^2 Al plate segmented into an array of 16 $\times$ 16 pixels. The Pt cathode constitutes the entrance window for incident photons. The total thickness of the crystal in this work was 1 mm.

As shown in Fig. 2, each pixel is 525 μm wide, the gap between two adjacent pixels is 100 μm and the matrix is surrounded by a 20 μm width guard ring, also separated from the pixels by a gap of 100 μm. The detection surface is 98 mm^2, subtracting the area of the guard ring and its 100 μm gap to the outermost pixels. This detection surface is composed of a full metallized pixel surface of 70.56 mm^2 (72% of the total) and a metal free inter-pixel zone of 27.45 mm^2 (28% of the total). As a consequence, for an incident uniform photon flux, 28% of photons are likely to hit an inter-pixel surface. This ratio gives at the first order an idea of the real charge-sharing ratio obtained by theoretical values or calculation and experimentally (Section VI).

Each pixel is connected to a spectroscopic channel of an IDeF-X HD ASIC. A channel includes charge sensitive pre-amplifier, shaper, baseline holder and peak & hold as well as analog memory and multiplexer. A large set of programmable parameters is available on the chip to optimize the spectral response and the signal to noise ratio such as peaking time, threshold or gain value. In addition, low-level thresholds can be set individually in each channel. The readout module is very flexible: the user can arbitrarily decide to use single or multiple events allowing charge sharing reconstruction or particle ionizing track rejection for instance.

Caliste HD is designed for space applications and complies with corresponding fabrication standards as well as radiation hardness, reliability and low power consumption (see [2]—Table II for related standards).

TABLE I
Examples of Monochromators and Associed Energy Ranges

Crystal	Minimal energy (keV)	Maximal energy (keV)
InSb (111)	1.964	6.809
Quartz (R)	4.086	14.957

III. Experimental Setup

In order to characterize Caliste HD near the low energy threshold, we need a calibrated low energy X-ray beam. This requirement is satisfied by the use of SOLEX (*Source Of Low-Energy X-rays*) [13], a facility located at CEA Saclay. In addition, a dedicated setup was developed to realize the interface (mechanical, vacuum, electrical and alignment) between SOLEX and Caliste HD.

A. SOLEX Facility

The SOLEX facility is designed to produce a mono-energetic X-ray beam from 1 to 20 keV. It is composed of an X-ray tube, which produces a polychromatic beam. We can realize a fine energy selection by directing the beam through a monochromator crystal placed in the beam path. Indeed, by changing the incident angle of the beam on the mono-chromator, we can select a specific wavelength (Bragg law). Different monochromators can be used, depending on desired energies (Table I). For our experiments, InSb was chosen for characterization runs between 2 and 5.5 keV while a quartz crystal was used at higher energies up to 15 keV. The beam is directed to Caliste through an optional and adjustable collimation system to obtain a small spot shape entirely contained on the detection surface.

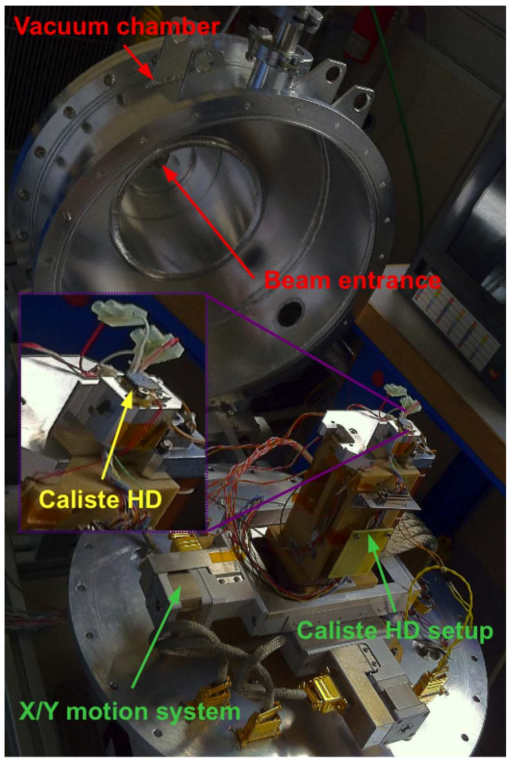

Fig. 3. Caliste HD characterization setup (opened).

An additional proportional gas counter measures the incident flux values [14]. This is mandatory to produce an absolute efficiency measurement. The beam flux is adjustable between 100 and 1000 counts/s, for a typical acquisition time comprised between 10 and 15 minutes per run. These flux are compatible with typical impinging flux at the focal plane of an X-ray mirror.

B. Caliste HD Characterization Setup

The Caliste characterization chamber is disposed at the output of the SOLEX beam (Fig. 3).

A reverse bias voltage of -310 V was applied at the cathode of the detector. Electron and holes are both collected, but the contribution of holes is negligible in this energy range where the photons stop nearby the cathode. The peaking time was set to 10.7 μs. These parameters provide optimal conditions for low energy measurements. A vacuum equal to 10^{-5} mbar was established in the vessel, and an active thermal control maintains the sensor at $-10°$C. Given the temperatures and exposure times, the polarization effect does not affect Caliste HD crystals, which could remain stable for hours or days. To avoid any correction due to this effect, we periodically turned off the high voltage between runs, i.e. several times per hour.

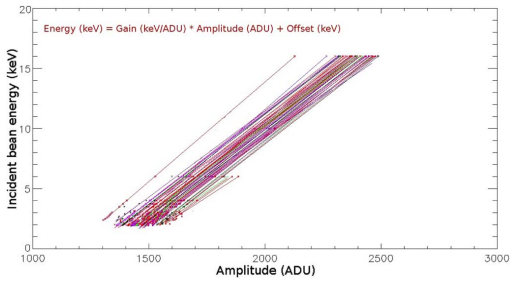

Fig. 4. Incident energy (keV) as a function of peak amplitude (ADU), for 64 pixels centered on the pixel matrix—first campaign. Note that this value is shown only for the 64 brightest pixels where the beam was permanently aligned during the whole campaign. Nevertheless, a calibration of the entire array is achievable.

Caliste HD has also its own internal set of thermal sensors, which are used to monitor the operating temperature periodically. Additionally, a 2-axis motion system is specially developed to allow centering the detector in the beam.

Communication with Caliste HD is established through a FPGA connected to the module. Signal amplitudes and time-tags corresponding to triggered pixels were read out in similar fashion. The telemetry obtained is transferred to a computer by a SpaceWire link, acquired, stored and converted into the standardized FITS file format for off-line analysis. A real-time quick look facilitates alignments and proper Caliste HD operations.

IV. Imaging and Spectroscopic Properties

Two campaigns of measurements were performed: 11 runs between 2.1 and 3.1 keV and 39 runs between 3 and 12 keV, for a total of 50 runs. The emphasis was on the 2–6 keV band with 40 runs in this energy range. Some additional points up to 16 keV were also acquired for energy calibration, including linearity check for the entire energy range of interest. The ability of Caliste HD to detect and image the beam shape, the response linearity at low energies, gain distribution and energy resolution below 12 keV were studied.

A. Energy Calibration & Linearity

At first, it was necessary to produce an energy calibration of each individual pixel of Caliste HD for further analysis. Moreover, the linearity of this spectrometer for the lowest energies has to be clearly established.

For each pixel independently, the amplitude (in ADU—*Analog/Digital Units*) of the photopeak was plotted for all beam energies, and fitted by a linear function (Fig. 4). Calibration parameters obtained for each pixel were stored into a calibration map, systematically used in the following results. The mean value of the gain obtained is 14.75 10^{-3} keV/ADU. Furthermore, the gain standard deviation over the calibrated channels is 0.31 10^{-3} keV/ADU, which illustrates the very good uniformity of our device.

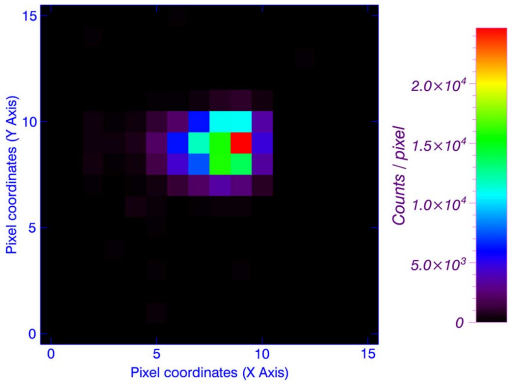

Fig. 5. Image obtained with a 2.137 keV spot. With a pitch of 625 micrometers, we can estimate the spot size to a maximum of 3.75 mm (X axis) and 2.5 mm (Y axis). The color scale represents the counts in a pixel.

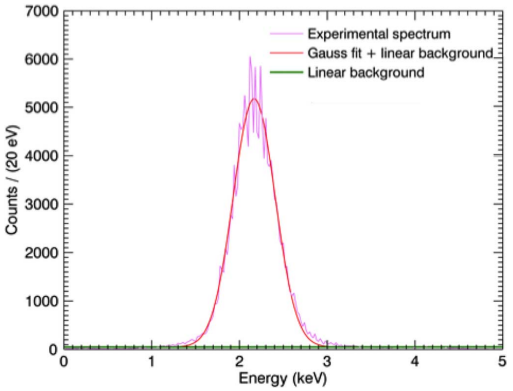

Fig. 7. Example of sum-spectrum obtained with the 2.137 keV beam. The photopeak can be fitted by a Gaussian function.

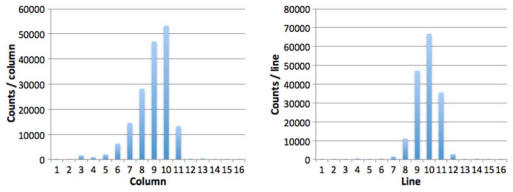

Fig. 6. Projection along X and Y axis obtained with a 2.137 keV beam.

For these measurements, we used a 14-bit ADC and the dynamic gain of the electronics optimized for energies between 0 and 200 keV.

The *Integral Non-Linearity* (INL) is found to be ±0.63% (0-peak) in the 2–6 keV energy range, which meets our requirements. This value is coherent with previous measurement at IDeF-X HD ASIC level where we found ±0.6% for an energy range up to 300 keV and always below ±1.2% if we consider the largest tunable dynamic [11].

B. Displaying Capabilities

The 16 × 16 fine pitch pixel array of Caliste HD was used to record the beam shape and to align the entire spot on the detector surface. For almost all runs, the spot size was constrained to approximately 3×2 mm^2. An example of image obtained for the lowest energy (2.137 keV) is displayed on Fig. 5. Due to the effect of the collimator used to reduce the beam shape, we obtained a non-symmetric beam on Caliste HD. Considering the X-axis for instance; a smooth increase of the count rate on the left side and a sharp cut on the right side are visible (Fig. 6).

C. Data Analysis Protocol

Using the calibration map, we build the sum spectrum by summing all individual spectra obtained for each pixel.

An example of sum spectrum obtained at 2.137 keV is shown on Fig. 7. Sum spectra are built using single events (1 hit pixel at a time) and multiple events (2, 3 or 4 simultaneously hit pixels, due to charge-sharing between neighboring pixels). According to the maximum flux we experienced at SOLEX equal to 1000 counts/s for the entire detector and the peaking time settled to 10.7 μs, it is also very unlikely that spurious double or multiple events occur.

The low-level energy threshold is estimated to be as low as 1.3 keV. As the beam energy increases, the difference between impinging photons and low threshold becomes more and more significant enabling the detection of split events. These additional counts, resulting of charge-sharing between 2, 3 or 4 neighbor pixels have implications on the detection efficiency determination and the spectroscopic properties. For this reason, we tried to separate detection efficiency measured in the photopeak without charge-sharing effects and the total detection efficiency (cf. Section VI-A related to charge-sharing).

At first, for all runs, a Gaussian function is fitted to the right side of the photopeak produced with single events. Derived parameters are used to determine the integral of the peak and energy resolution. Fitting the right side of the photopeak allows us to filter the contribution of shared events, which are triggering one channel only and are consequently considered as singles, creating a peak tail towards the low energy.

In parallel, a dead-time correction is applied to compute the count rate. The latter is compared to the incoming flux for detection efficiency extraction in the single event photopeak. Proceeding this way, we found the efficiency to be 42.71 ± 0.94% (1 sigma) at 2.137 keV. Within this approx. 1% error, both error contributions on dead time and beam stability are negligible.

Conversely, to derive the total detection efficiency, the entire sum spectrum was integrated and compared with the incident photon flux at a given energy, after dead-time correction.

D. Energy Resolution

Energy resolutions (FWHM) were measured for our different runs. Values were found between 560 and 758 eV in the studied energy range, considering the sum spectrum of all pixels, or between 441 and 655 eV if we consider only one pixel centered on the beam. We only observe a slight degradation of the resolution between 2.1 and 2.5 keV, but after no clear effect is visible

TABLE II
EXAMPLES OF ENERGY RESOLUTIONS FOR DIFFERENT BEAM ENERGIES

Beam energy	FWHM (1 single pixel)	FWHM (all pixels)
2.137 keV	441 eV	560 eV
2.172 keV	512 eV	579 eV
2.272 keV	596 eV	626 eV
2.372 keV	638 eV	669 eV
2.472 keV	637 eV	710 eV
2.5 – 16 keV	604 – 655 eV	630 – 758 eV

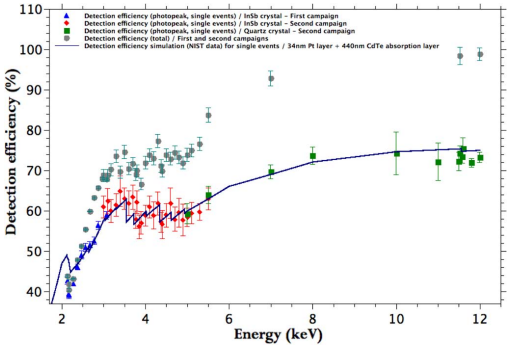

Fig. 8. Detection efficiency measured and simulated for single and multiple events, between 2.137 and 12 keV. Two series of runs were represented, for different monochromators used in SOLEX facility.

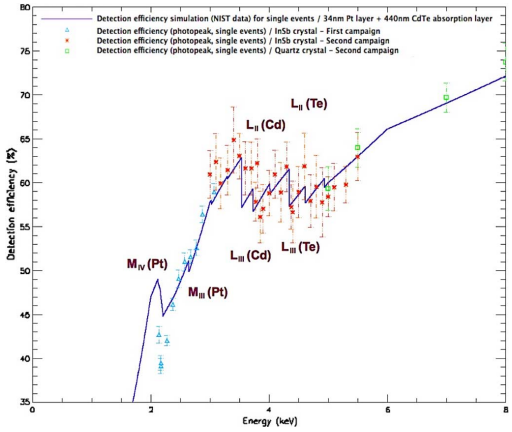

Fig. 9. Detection efficiency measured and simulated for single events, between 2.137 and 8 keV. Two series of runs were represented, for different monochromators used in SOLEX facility. Characteristic X-rays absorption edges are marked.

at higher energies (Table II). In this energy range, energy resolutions are not driven by the Fano limit, but more likely by the noise structure of our front-end electronics. These results are nevertheless consistent with energy resolution measurements performed on other Caliste HD samples, where we found 820 eV FWHM at 14 keV on a sum spectrum of a $^{241}\mathrm{Am}$ source [3], [11].

V. DETECTION EFFICIENCY

Experimental values of detection efficiencies obtained by considering single and multiple events for beam energies between 2 and 12 keV (50 runs) are displayed on Fig. 8. We emphasized the energy range between 2 and 6 keV (40 runs) on Fig. 9.

Data analysis for each run is similar, and different measurement series are presented: the first campaign with the InSb monochromator used in SOLEX facility, and the second campaign with both InSb and quartz crystals.

Considering single events, error bars on detection efficiencies remain below 1% for a majority of runs from the first campaign. They are approximately between 2 and 4% for the second campaign due to less favorable operating conditions. In particular, we suffered an unexpected noise source, which degraded the accuracy of our energy selection in the photopeak as well as the proportional counter response. Despite the conditions, we achieved a sufficiently accurate measurement to conclude our campaign. Errors bars on total detection efficiencies are below 2% for almost all runs.

Determined values for detection efficiency considering single events are all between 39.49 $\pm$ 0.81% (minimum with a 2.172 keV beam) and 74.23 $\pm$ 1.86% (maximum at 11.525 keV).

Regarding all events, total detection efficiency values are between 40.43 $\pm$ 0.38% (2.172 keV) and 98.82 $\pm$ 1.54% (12 keV). For the lowest energy, the detection efficiency measured for single events is also the total detection efficiency of the entire detector since no split event could trigger Caliste HD in these conditions.

Efficiency curves tend to reach very high values after 8 keV and tend toward 75% for single events. Taking into account the total efficiency, including multiple events, values reach 98%.

X-ray absorption edges of platinum ($\mathrm{M_{IV}}$ edge at 2.204 keV, $\mathrm{M_{III}}$ edge at 2.649 keV and eventually $\mathrm{L_{III}}$ edge at 11.568 keV) and also tellurium absorption edges ($\mathrm{L_{III}}$ edge at 4.345 keV, $\mathrm{L_{II}}$ edge at 4.616 keV) appear on our efficiency curves and particularly on the efficiency curve measured for single events, as explained in Section IV-C. We can also detect an effect of cadmium absorption edges ($\mathrm{L_{III}(Cd)} = 3.554$ keV, $\mathrm{L_{II}(Cd)} = 3.742$ keV), but less visible considering error bars.

Resolving the absorption edges of the various elements of the photons entrance window imply an effect of the Pt entrance electrode, as well as the presence of a non sensitive CdTe-like absorption layer that absorbs a significant fraction of low-energy photons. Attenuation due to these layers progressively decreases as the beam energy increases. These results will be discussed in Section VI.

VI. DISCUSSION

A. Charge-Sharing Effects

Experimental photopeak detection efficiencies for single events only are presented in Fig. 8 and 9. This unusual presentation of singles is to facilitate the analysis of the entrance window absorption ignoring charge sharing and split event effects that would corrupt dead layer properties extraction. By

considering only spectra generated with single events, we can assume a constant effective detection surface.

Assuming a uniform illumination of the sensor entrance face, 72% of the photons interact to the vertical of a single pixel while 28% hit the inter-pixel gap, most likely causing a multiple event if the energy deposit is high enough. Actually, we should obtain a slightly lower value due to the distortion of electric field lines near the pixels, which gives the pixel an effective area larger than the metal surface. This effective area of a pixel is getting closer and closer to the physical pixel surface as the applied bias voltage gets lower.

Iniewski *et al.* [15] proposed a geometric-based model to estimate the probability of shared events in CdTe pixelated detectors. This method describes very well charge-sharing rates observed for different operating conditions, including voltage and detector geometries.

Considering V the applied bias voltage, d the thickness of the detector, k the Boltzmann's constant and T the temperature, the characteristic size of the electron cloud formed at the anode is, according to the diffusion equation and the Einstein's relationship:

$$\sigma = d\sqrt{\frac{2kT}{qV}} \tag{1}$$

Applying the model to our operating conditions ($-10°\mathrm{C}$, 310 V bias voltage, 1 mm thick detector) one find a charge cloud spreading of approximately 12 $\mu\mathrm{m}$ when a photon is absorbed close to the backside contact, which is reasonable at such low energies.

On the other hand, (2) gives the corresponding probability of a multiple event according to the geometry:

$$P = 1 - \left(\frac{a + 2c - 2r}{a + g}\right)^2 \tag{2}$$

Where a is the pixel size (525 $\mu\mathrm{m}$), g the inter-pixel gap (100 $\mu\mathrm{m}$), c the collection width ($\min(g/2, a/20) = a/20$ here) and r the radius of the electron cloud (1.15σ). We find $P = 22.7\%$, which can be compared to the geometric ratio of 28% probability to hit an inter-pixel surface.

According to this model, single events represents 77.3% of the incident flux, regardless of the energy. The effective ratio of shared events depends however on the value of the low energy threshold; if we consider double events for instance, in some cases the energy distribution between the two adjacent pixels is unbalanced and one of the two induced signals is below the threshold, and this event is marked as a single one.

This effect is even more pronounced as the beam energy is near the threshold. To overcome this issue and to extract accurately a charge-sharing ratio, we considered a $^{241}\mathrm{Am}$ spectrum measured with comparable operating conditions by Caliste HD between 13 and 60 keV. The charge-sharing rate was 23.5%, with 76.5% single events. These results nicely match the model.

For low energy measurements, when the threshold is not negligible compared to the deposited energy, the charge-sharing rate effectively measured can be very different. On Table III, some experimental charge-sharing rates are displayed. Detected charge-sharing rate increases when energy is up to 3.1–3.2 keV: below, almost all shared events are chance triggers.

TABLE III
EXAMPLES OF CHARGE-SHARING RATES MEASURED FOR DIFFERENT BEAM ENERGIES

Beam energy	Single-events rate	Multiple-events rate
2.137 keV	99.33%	0.67%
2.172 keV	99.25%	0.75%
2.272 keV	99.46%	0.54%
3.072 keV	99.03%	0.97%
3.672 keV	98.17%	1.83%
6 keV	93.93%	6.07%
7 keV	93.40%	6.60%
10 keV	89.11%	10.09%
12 keV	83.57%	16.43%

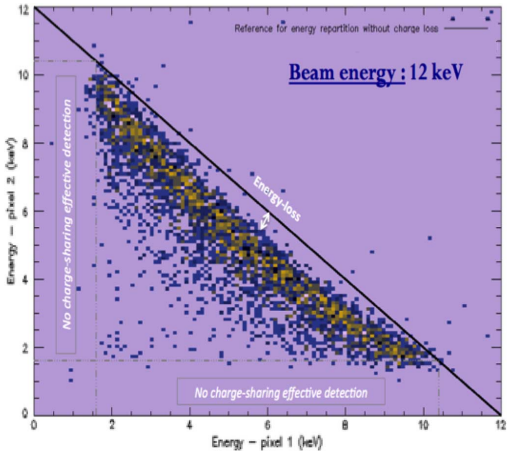

Fig. 10. Energy repartition between two neighbor pixels touched simultaneously, with a 12 keV beam.

By increasing beam energies, these values tend to show higher charge-sharing ratio as predicted before. Fig. 10 represents the correlation plot obtained considering double events for a 12 keV beam. We clearly see the charge-sharing profile of double events for the beam, plotting a pixel response against any neighbor pixel for split events. The repartition of shared events seems to be homogeneous along permitted energies. Extrapolating the amount of shared events detected in the permitted range, we estimate a charge-sharing probability of 22.40%. This extrapolation allows computing the expected charge-sharing fraction for a virtually zeroed threshold level. This value is again matching the expected split event rate. In the following section, we keep the value of 22.7% for charge-sharing probability calculated with Iniewski's model.

Moreover, we see on Fig. 10 an energy loss for split double events: reconstructed spectrum gives 10% charge loss for the peak value (Fig. 11). This energy loss is unexpectedly high compared to *Caliste 64* [16] (1.2 keV at 12 keV here, and 0.3 keV at 60 keV for *Caliste 64*).

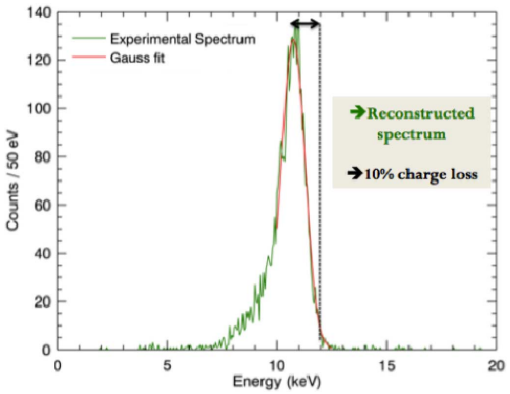

Fig. 11. Reconstructed spectrum for double events, with a 12 keV beam.

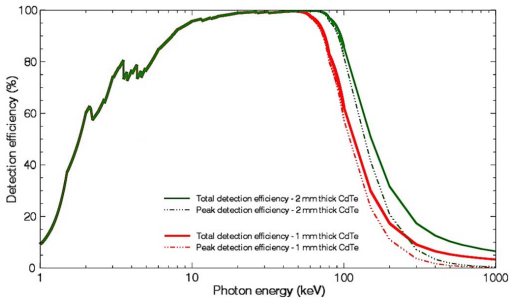

Fig. 12. Detection efficiency simulation for a CdTe crystal with its entrance window between 1 keV and 1 MeV (total efficiency and peak efficiency for 1 mm and 2 mm detector thick).

B. Detection Efficiency Simulation

As explained in Section V, X-ray absorption edges are visible on the efficiency curve for Pt, Te and Cd elements. As the presence of a platinum layer that covers the entire entrance electrode is already established, its exact thickness has to be determined accurately. Also, the characteristics of an absorption layer can be estimated, assuming that this layer has the same absorption properties as CdTe.

It is possible to find an approximate value for its thickness by considering the $L_{III}(Te)$ edge at 4.345 keV. We measured an efficiency of 67.18 ± 2.84% for 4.300 keV, and 62.21 ± 2.52% for 4.375 keV. It implies 7.98 ± 0.45% efficiency loss at this edge.

Equation (3) [17] gives an estimation of this CdTe layer thickness x, for $A_{edge} = Efficiency_{before\ edge}/Efficiency_{after\ edge} = 1.0798$:

$$x = \frac{\ln(A_{edge})}{(\mu_{after\ edge} - \mu_{before\ edge}) \times \varrho} \tag{3}$$

where μ and ρ are the CdTe mass attenuation coefficients and density respectively.

Applying to CdTe, we find a thickness of a non-sensitive CdTe-like absorption layer equal to 475 ± 28 nm.

The experimental profile obtained as shown in Fig. 9 was fitted using NIST data for mass attenuation coefficients for Pt and CdTe [18]. A 1 mm thick CdTe detector with adjustable sensitive volume and an absorption zone disposed under a platinum-made entrance window was simulated. We considered a 77.3% of single events.

The best fit was obtained by choosing a 34 nm thick Pt layer and a 440 nm thick CdTe absorption layer (Fig. 9). With this simulation, only 8 experimental points out of 40 in the 2–8 keV range are outliers. The non-sensitive CdTe-like layer was slightly thinner than predicted values. Iwase *et al.* [19] also identified a thin TeO_x layer on CdTe crystals.

The model fitting is not accurate and systematically over estimated at very low energy, close to the threshold. Taking into account the full data set, we find a reduced χ^2 of 3.62 between 2 and 12 keV. Discarding the three first data points that undoubtedly are out of the model, one find a reduced χ^2 of 2.07. We assume that this effect is due to the dispersion of the effective low threshold values from pixel to pixel, which results in a deficit on the count rate—as a matter of fact; energy calibration reveals a smooth standard deviation on the gain and offset values calculated for each pixel (2.11% and 2.71% respectively). Moreover, we used an additional technique to explore respective thicknesses and composition of the different material layers in the detector that have been derived from efficiency curve fitting. (Section VI-C).

Extrapolating our model up to 1 MeV with our derived detector parameters, we anticipate a 100% peak efficiency up to 40 keV, drastically decreasing down to 10% at 200 keV and below 0.3% at 1 MeV. Considering a 2 mm thick CdTe crystal would raise these values up to 20% at 200 keV and below 0.5% at 1 MeV (Fig. 12). This kind of performance is very attractive for hard X-ray astronomy but also for Solar Physics (where the flux is expected to be very high with such a tiny device [9]). Caliste is also designed to handle multiple events enabling Compton scattering reconstruction and polarimetric measurement.

C. Experimental Verification of Layers Thickness

A representative CdTe sample (a different sample, but from the same production batch) was analyzed by RBS (*Rutherford Backscattering Spectroscopy*) at the ARAMIS facility, CSNSM, Orsay, France.

ARAMIS is a Tandem-type accelerator working with a minimal high-voltage of 2 MV. It delivers He^{2+} beam when used in Van de Graaf mode [20]. This beam is used to probe superficial layers analyzing the backscattered spectrum.

A CdTe detector, placed into a vacuum chamber, was exposed to a monoenergetic flux of 3.2 MeV He^{2+} ions. Energies of backscattered ions were measured with a Ge spectrometer, for a scattering angle of 165°.

From the energy spectrum obtained in Fig. 13 two main features are visible: single peaks which represent the energy lost in scattered events with sample nuclei (depending on the sample atomic numbers) and a large continuum for low energies which

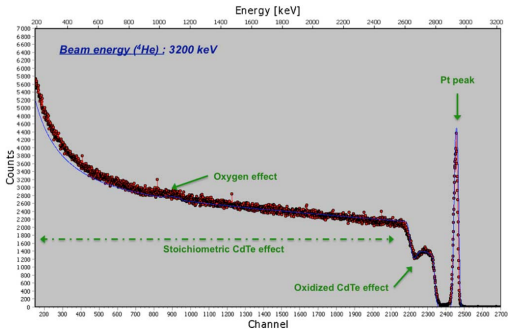

Fig. 13. RBS spectrum obtained with a ^{4}He beam of 3.2 MeV. Experimental points are in red, and the simulated curve is blue.

depends on the stopping-power of the electrons in the sample (depending on the electron density and electron drift distances in the sample material). Due to this second effect, energy peaks are progressively shifted towards lower energies.

Analyzing the resulting RBS spectrum, respective thickness and composition of individual layers are estimated using peaks shifts and width as well as relative peak heights.

We used the *SIMNRA* software [21] to fit this spectrum. We constrained the fit with three successive layers:

- A Pt layer with an adjustable thickness,
- Another adjustable layer composed with an adjustable ratio of Cd, Te and O,
- A stoichiometric CdTe layer with an infinite thickness.

The best fit was obtained and over plotted in Fig. 9 with the following parameters:

— A platinum layer of 29 nm,
— A 392 nm thick layer composed of cadmium (1.52%), tellurium (30.35%) and oxygen (68.13%).

The layer thickness of the Pt electrode is very well matching the 34 nm thick Pt layer derived from efficiency curve fitting. The second layer is found to be a TeO_2 oxidized layer comparable to the suspected 440 nm absorption layer. RBS allows the accurate identification of the nature of this layer.

VII. Conclusion

By using SOLEX and ARAMIS, we acquired complete and accurate knowledge of Caliste HD response at low energy down to 2 keV. In this paper, we described the characterization of the Caliste HD imaging-spectrometer at boundary conditions, as close as possible to the low energy threshold. With a threshold measured at 1.3 keV, a 2.1 keV spot is easily detected. We derived accurately the detection efficiency from 2.1 keV where it was found to be equal to 43% for single events.

This experimental set of information is precious for the design of space astrophysics applications where Caliste HD is involved. As a matter of fact, very low energy response of a hard X-ray imaging spectrometer is unique. We demonstrate the ability of Caliste HD to measure simultaneously the thermal and non-thermal components of the high-energy spectrum of compact objects, including the measurement of the iron line. Moreover, extension the dynamic range down to few keV enables the compact object observations at cosmological distances. Doing so in a unique instrument is very attractive to overcome multiple synchronized observations with different space observatories and cross-calibration issues.

Precise efficiency and detector performance measurements at low energy allow accurate sensitivity estimation of imaging spectrometers.

The linearity for low energies was also clearly verified, as well as energy resolution found between 560 and 760 eV.

Apart the science prospective, the low energy response of Caliste HD facilitates the multiple-event corrections that are required due to charge sharing between neighboring pixels. Consequently, Caliste HD has no inter-pixel dead zones from twice the threshold to the full dynamic.

Identification of successive X-ray absorption edges on the increasing efficiency curve allowed us to estimate the nature and the thickness of different absorption layers: the Pt entrance electrode and also a probable TeO_2 opaque layer. These layers limit the efficiency for the lowest energy ranges, typically below 8 keV. For higher energies, the detection efficiency rapidly increases and tends to reach very high values up to 98%.

Respective thicknesses and compositions of superficial layers were also confirmed by RBS measurement made using the ARAMIS platform. We found a 29 nm thick Pt layer surrounding a 392 nm thick TeO_2 absorption layer. This entrance window is a limiting factor for detection efficiency at low energy.

Acknowledgment

The authors would like to thank Cyril Bachelet (CSNSM, Orsay, France), who gave us the possibility to make RBS measurements on the ARAMIS facility. His help for data analysis was also precious.

References

[1] A. Meuris *et al.*, "Caliste 64, an innovative CdTe hard x-ray micro-camera," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, no. 2, pp. 778–784, Apr. 2008.
[2] O. Limousin *et al.*, "A CdTe imaging spectrometer for space science with a 580 μm pixel pitch," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol. 647, no. 1, pp. 46–54, August 11, 2011.
[3] A. Meuris *et al.*, "Caliste HD: A new fine pitch Cd(Zn)Te imaging spectrometer from 2 keV up to 1 MeV," in *Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf.*, Oct. 23–29, 2011, pp. 4485–4488.
[4] T. Takahashi *et al.*, "The ASTRO-H mission," in *Proc. SPIE Conf.*, 2010, vol. 7732, p. 77320Z.
[5] F. A. Harrison *et al.*, "The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR)," in *Proc. SPIE Conf.*, 2010, vol. 7732, p. 77320S.
[6] G. Tagliaferri *et al.*, "NHXM: A new hard X-ray imaging and polarimetric mission," in *Proc. SPIE Conf.*, 2010, vol. 7732, p. 773217.
[7] P. Ferrando *et al.*, "The COSPIX mission: Focusing on the energetic and obscured universe," in *Proc. 25th Texas Symp. Relativistic Astrophysics*, 2011, 254.
[8] P. Ferrando *et al.*, "Simbol-X: Mission overview," in *Proc. SPIE Conf.*, 2006, vol. 6266, p. 62660.
[9] A. Meuris *et al.*, "Caliste-SO x-ray micro-camera for the STIX instrument on-board solar orbiter space mission," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol. 695, pp. 288–292, Dec. 11, 2012.
[10] O. Limousin, "MACSI: An 8 cm^2 CdTe detection plane for time-resolved hard x-ray imaging with high spectroscopic capability," in *Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf.*, Oct. 29–Nov. 3 2012, Talk #R10-2.

[11] A. Michalowska *et al.*, "IDeF-X HD: A low power multi-gain CMOS ASIC for the readout of Cd(Zn)Te detectors," in *Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf.*, Oct. 30–Nov. 6 2010, pp. 1556–1559.
[12] O. Gevin *et al.*, "Imaging x-ray detector front-end with high dynamic range: IDeF-X HD," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol. 695, pp. 415–419, Dec. 11, 2012.
[13] C. Bonnelle *et al.*, "SOLEX: A tunable monochromatic x-ray source in the 1–20 keV energy range for metrology," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol. 516, no. 2–3, pp. 594–601, Jan. 11, 2004.
[14] Y. Ménesguen and M.-C. Lépy, "Efficiency calibration and surface mapping of an energy-dispersive detector with SOLEX: A compact tunable monochromatic x-ray source," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol. 695, pp. 193–196, Dec. 11, 2012.
[15] K. Iniewski *et al.*, "Modeling charge-sharing effects in pixellated CZT detectors," in *Proc. IEEE Nuclear Science Symp. Conf. Rec.*, Oct. 26–Nov. 3 2007, vol. 6, pp. 4608–4611.
[16] A. Meuris, O. Limousin, and C. Blondel, "Charge sharing in CdTe pixilated detectors," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol. 610, no. 1, pp. 294–297, Oct. 21, 2009.
[17] J. Plagnard, C. Bobin, and M.-C. Lépy, "Accurate efficiency calibration of a low-energy HPGe detector using a monochromatic x-ray source," *X-Ray Spectrom.*, vol. 36, no. 3, pp. 191–198, May/Jun. 2007.
[18] [Online]. Available: http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ComTab/telluride.html
[19] Y. Iwase, M. Funaki, A. Onozuka, and M. Ohmori, "A 90 element CdTe array detector," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol. 322, no. 3, pp. 628–632, Nov. 15, 1992.
[20] E. Cottereau *et al.*, "ARAMIS: An ambidextrous 2 MV accelerator for IBA and MeV implantation," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, vol. 45, no. 1–4, pp. 293–295, Jan. 2, 1990.
[21] [Online]. Available: http://home.rzg.mpg.de/~mam/References.html

Annexe 3

O. Gevin, A. Michalowska, O. Limousin, C. Tindall, S. Dubos *et al.*, "Low power, low noise, Charge Sensitive Amplifier in CMOS 0.18 µm technology for the readout of fine pitch pixelated CdTe detector", Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf., 2012, Pages 848-853.

2012 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record (NSS/MIC) N14-28

Low power, low noise, Charge Sensitive Amplifier in CMOS 0.18 µm technology for the readout of fine pitch pixelated CdTe detector

O. Gevin[1], A. Michalowska[1], O. Limousin[2], C. S. Tindall[3], S. Dubos[2], D. Renaud[2], X. Coppolani[1]

***Abstract*— Our group is currently developing a new project dedicated to the design of new Cd(Zn)Te spectro-imaging systems for future space borne astrophysics missions. The main goal is to build a spectro-imaging system with matrix ASIC hybridized to pixelated Cd(Zn)Te detector with typical pixel of 300 µm pitch and typical energy resolution of 0.5 keV at 60 keV. Before designing a complete matrix of readout channels, we designed a prototype ASIC to evaluate the microelectronic technology in terms of noise and tolerance to radiation.**

We designed an ASIC in the standard AMS 0.18 µm CMOS technology dedicated to the readout of very low capacitance (<1pF) and very low dark current (<5pA) Cd(Zn)Te detectors. The Caterpylar AMS is a set of 30 low noise low power Charge Sensitive Amplifiers (CSAs). All the CSAs have the same folded cascode architecture, only the type (PMOS or NMOS) and the geometry of the input transistors differ between CSAs. The noise performances of the technology are very good since a minimal ENC of 9 e^- rms has been measured with power consumption in the CSA of 12 µW only. Influence of the W/L ratio and W x L product of input transistor on noise has been measured and discussed. We connected one of the CSA to a silicon diode and measured an energy resolution of 580 eV FWHM at 122 keV with a ^{57}Co source and of 470 eV FWHM at 59.5 keV with a ^{241}Am source.

I. Introduction

THANKS to progresses in the field of CdTe detector assembly and to the constant evolution of hybridization processes, the two main noise sources that degrade the energy resolution of CdTe spectro-imaging systems, the dark current and the total input capacitance, constantly decrease.

In our previous development, we built micro gamma cameras with pixelated CdTe detectors coupled to low noise dedicated IDeF-X ASICs [1-2]. In the Caliste 3D architecture the typical input capacitance was 2 pF for a pixel size of typically 600 µm and we reached an energy resolution of 0.77 keV FWHM at 60 keV [2].

1 O. Gevin, A. Michalowska and X. Coppolani are with the CEA Saclay DSM/IRFU/Service d'Electronique, de Détecteurs et d'Informatique, bât. 141, 91191 Gif-sur-Yvette, France. (el.mail : ogevin@cea.fr)

2 O. Limousin, S. Dubos and D. Renaud are with the CEA Saclay DSM/IRFU/Service d'Astrophysique, bât. 709 L'Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, France.

3 C. S. Tindall is with the Lawrence Berkeley National Laboratory, USA.

Our group is currently developing a new project dedicated to the development of new CdTe spectro-imaging systems for future space borne astrophysics missions. The main goal of this project is to build a spectro-imaging system with typical pixel size of 300 µm and typical energy resolution of 0.5 keV at 60 keV (Fano-limited). To reach such a very low energy resolution, we cannot use the same hybridization process as the one used in our previous Caliste cameras. Since it is difficult to reduce the input capacitance to less than 2 pF and that the same process is still not operational for 4 time smaller pixels. Thus we aim to build matrix ASICs directly hybridized (bump like connection) to pixelated CdTe detector. With this kind of hybridization process, the stray capacitance at the input of the readout channel can be drastically minimized and we calculated that the total input capacitance (stray+detector) can be reduced to less than 1pF.

To build a high density matrix ASIC and be able to cool it down, we need the whole processing channel to dissipate as low power as possible. We fixed an objective of less than 100 µW per pixel. It is 8 times lower than the power consumption of one channel in our last IDeF-X ASIC [3].

Before designing a complete matrix of readout channels, we decided to evaluate the best suited technology in terms of noise and tolerance to radiation. We already designed and published the results obtained with the Caterpylar ASIC [4] that has been designed in the XFAB CMOS 0.18 µm technology.
The IDeF-X Caterpillar-AMS ASIC is quite similar to the Caterpillar ASIC but has been designed in the standard AMS CMOS 0.18 µm technology.

II. Circuit description

The goal of this first prototype is to evaluate the CMOS AMS 0.18 µm CMOS technology capabilities for low noise and low power consumption analog design. Therefore, we have built a set of 30 low noise Charge Sensitive Amplifiers (CSAs). As shown in Fig. 1, the architecture of each CSA is based on the classical folded cascode architecture with either a PMOS or a NMOS input transistor.

978-1-4673-2030-6/12/$31.00 ©2012 IEEE

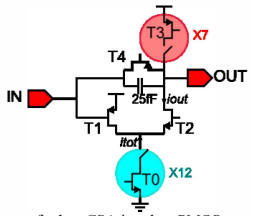

Fig. 1 Architecture of the CSA in the PMOS type input transistor configuration: the main current source (T0) the cascode transistor (T2) the output current source (T3) and the reset transistor (T4) have the same geometry for all CSAs. Dimensions of input transistor (T1) change from a CSA to another.

Thanks to the continuous reset carried out by a PMOS transistor operating in subthreshold region, the CSAs can be DC coupled to detectors with a very low dark current (< 10 pA). The geometry of the input transistors (W/L) has been optimized for detector capacitances ranging from 0.3 to 1 pF (see table I). The value of the feedback capacitance is set to 25 fF in such a way that the CSA conversion factor is high enough to release the noise constraint of the next stages. The layout of each CSA has been optimized to be compatible with a 300 µm x 300 µm pixel since the typical dimension of a CSA is 60 µm x 60 µm without PAD. The total current *itot* (in T0) and the output current *iout* (in T3) of the CSA can be tuned by Slow Control programming from 1 µA to 12 µA and from 100 nA to 700 nA respectively.

TABLE I
GEOMETRIES AND TYPES OF INPUT TRANSISTORS IN THE CATERPILLAR AMS ASIC.

CSA NAME	INPUT TRANSISTOR TYPE	INPUT TRANSISTORS DIMENSIONS (W/L) IN µM	COMMENT
CSA0	PMOS	100/0.18	
CSA1	PMOS	100/0.25	
CSA2	PMOS	100/0.45	
CSA3	PMOS	100/0.45	T4 high Vt[1]
CSA4	PMOS	100/0.55	
CSA5	PMOS	100/0.45	NWELL at vdd[2]
CSA6	PMOS	100/0.45	WP[3]
CSA7	PMOS	200/0.45	
CSA8	PMOS	100/0.18	WP
CSA9	PMOS	100/0.25	WP
CSA10	PMOS	200/0.23	
CSA11	PMOS	100/0.55	WP
CSA12	PMOS	200/0.9	
CSA13	PMOS	200/0.45	WP
CSA14	PMOS	100/0.45	Same as CSA2
CSA15	NMOS	100/0.8	WP
CSA16	NMOS	100/1	WP
CSA17	NMOS	100/1.3	WP
CSA18	NMOS	200/1.3	WP
CSA19	NMOS	100/0.8	
CSA20	NMOS	100/1	
CSA21	NMOS	100/1.3	
CSA22-29	NMOS	200/1.3	

1: In the case of CSA3, we used a special reset transistor with high threshold.
2: In the case of CSA5 we connected the substrate of T_1 to vdd instead of vsource.
3: WP stands for "without pad".

Each CSA output is connected to its own voltage gain stage. The gain can be programmed to 20 (for noise measurement) or one (for dynamic range measurements). These gain stages are multiplexed toward a low output impedance buffer. Inputs can be connected to a test input *Vtest* through an individual 25 fF injection capacitor. In order to simulate a detector current or to compensate for a reverse detector current, each channel includes a tunable current source *ileak* driven by the gate voltage VGATE and the source voltage VSOURCE of a NMOS transistor.

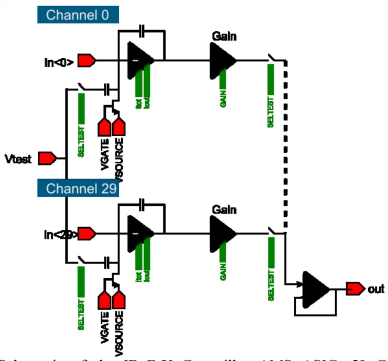

Fig. 2 Schematic of the IDeF-X Caterpillar AMS ASIC: 30 CSA with different geometries multiplexed to an output buffer.

The IDeF-X layout is represented in Fig. 3.

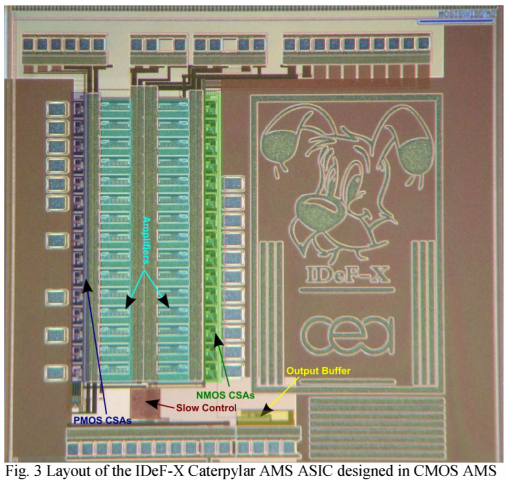

Fig. 3 Layout of the IDeF-X Caterpylar AMS ASIC designed in CMOS AMS 0.18 µm technology.

Since we need to evaluate the sensitivity of digital standard library to Single event latchup and we need to compare it to the sensitivity of our previous ASIC, we integrated exactly the same Slow Control digital block: same number and type of standard cells and same geometry.

III. Results

A. Gain

To verify the gain of the CSA, we injected a charge via the Vtest input. Fig. 4 shows the response of the CSA_0 (PMOS) in case of a 5 fC injected charge. The response has been recorded for four different output currents and a 10 µA total bias current in the CSA.

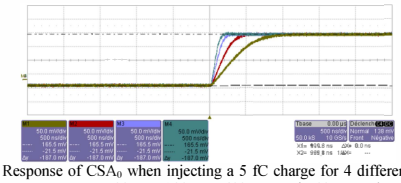

Fig. 4 Response of CSA_0 when injecting a 5 fC charge for 4 different tuning of the output current: 100 nA, 200 nA, 400 nA and 700 nA. The total bias current (itot) is set to 10µA.

The amplitude of the response is found to be 187 mV. Thus the conversion factor of the CSA is 37.4 mV/fC. It is not far from the theoretical gain of 40 mV/fC deducted from the feedback capacitance value. The gain of all PMOS type CSAs has been measured and was found to be as expected. On the other hand we faced some difficulties in testing the NMOS type CSAs. It seems that the injection path is subjected to parasitic coupling that degrades the shape of the signal and makes the gain measurement uncertain. Future investigation will be performed to understand this problem. In the paper we present the results obtained with PMOS transistors only.

B. Equivalent noise charge measurements

Since the CSAs are intended to be used for very high energy resolution spectroscopy their noise performances are of great importance. We connected the output of the CSA under test to an external shaper. Thus we measured the Equivalent Noise Charge of few CSAs as a function of peaking time. Two different shapers have been used to extend the available peaking time range: one CR-RC^2 with shaping time from 0.25µs to 6µs and one simple CR-RC shaper with shaping time from 15 µs to 500 µs.

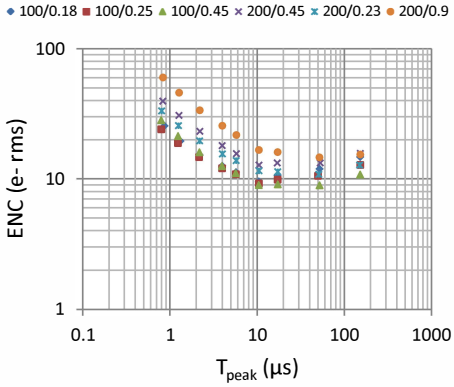

Fig. 5 ENC as a function of peaking time for CSA0, 1, 2, 7, 10 and 12. A floor noise of 9 electrons rms is reached with CSA2.

Fig. 5 shows the results obtained with different CSAs with a 12 µW power consumption in each CSA. The floor noise is 9 electrons rms.
In order to extract the noise parameters of each CSA to build a noise model of the charge preamplifiers, we made the same measurements with additional capacitors soldered at the input of each CSA.

We measured the ENC as a function of peaking time with additional input capacitors ranging from 4.7 to 15 pF. The intrinsic capacitance of the board has also been measured and is 2.5 pF at all CSAs inputs.

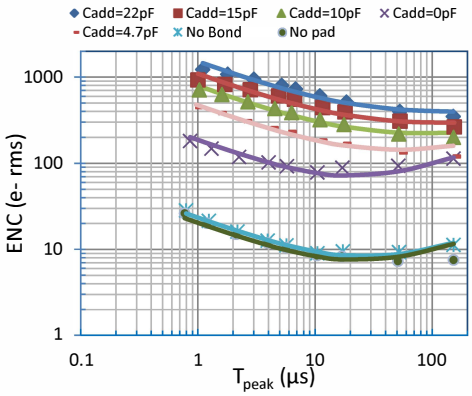

Fig. 6 ENC of CSA_2 as a function of peaking time for different additional input capacitors. The total bias current (itot) is set to 10 µA. The leakage current is less than 0.5 pA.

The curves are fitted using the theoretical expression of the ENC (1) for a PMOS input transistor to extract the noise parameters [5]:

$$ENC^2 = C_{tot}^2\left(\frac{\alpha_d}{t_{peak}} + \alpha_{1/f}\right) + \alpha_{//} \cdot i_{leak} \cdot t_{peak} \quad (1)$$

$$\alpha_d \propto \frac{1}{g_m} \quad (2)$$

$$\alpha_{1/f} \propto \frac{1}{W \times L} \quad (3)$$

Where:

- $C_{tot} = C_0 + C_{add}$,
- C_0 is the total capacitance at the input of the CSA including the stray capacitance of the ASIC board,
- C_{add} is the capacitance of the additional test capacitor soldered at the input,
- $\alpha_{1/f}$ is a parameter that depends on the filter order as well as technological parameters and the area of the input transistor,
- $\alpha_{//}$ is a parameter that depends on the filter order,
- i_{leak} is the leakage current injected at the input of the CSA,
- α_d is a parameter that depends on the filter order as well as the transconductance g_m of the input transistor T_1 of the CSA,
- g_m is the transconductance of the input transistor of the charge preamplifier,
- W and L are the width and the length of the input transistor T_1.

By performing the same measurements and parameters extraction with CSA_0, CSA_2, CSA_7, CSA_{10} and CSA_{12}, we can extract α_d , $\alpha_{1/f}$ parameters for different geometries of input transistors.

1) Thermal noise

Fig. **7** shows the thermal noise coefficient α_d as a function of the geometry $(W/L)_{T1}$ of the input transistor of the charge preamplifier.

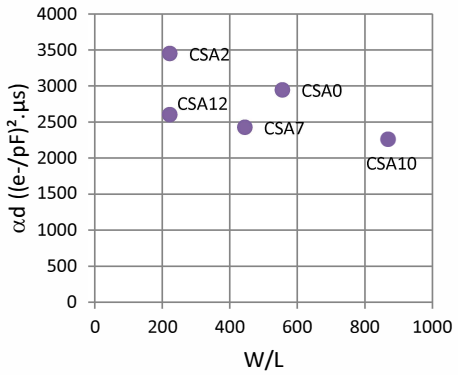

Fig. 7 Thermal noise coefficient as a function of $(W/L)_{T1}$. The coefficient is not monotonically decreasing with W/L.

We notice that the coefficient does not decrease with the value of W/L as it could be expected if the transconductance of T_1 was increasing with W/L [6]. This is certainly because the transistor T_1 is in subthreshold region where the transconductance is independent of the geometry of the transistor. To verify this assumption, we performed additional measurements: we measured the rise time at the output of the 5 CSAs as a function of input capacitor. The theoretical value of the rise time is:

$$t_r = 2.2\frac{(C_0 + C_{add}) \times (C_f + C_{load})}{C_f \times g_m} \quad (4)$$

Where:

- C_f is the feedback capacitance of the charge preamplifier.
- C_{load} is the total capacitance at the output of the CSA. It is extracted from simulation and is the same for all CSAs.

Thus we can extract the transconductance of each input transistor from rise time measurements. Fig. 8 shows the extracted transconductance as a function of W/L.

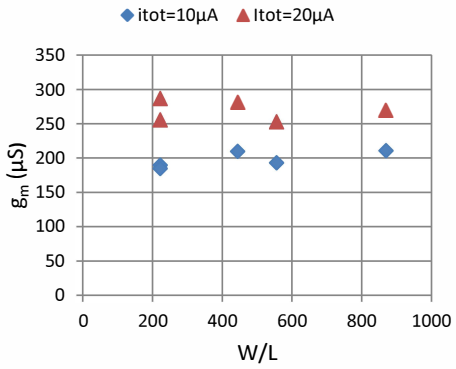

Fig. 8 Transconductance of the input transistor T1 as a function of its dimensions $(W/L)_{T1}$ for two values of bias current I_{tot}. Since transistors are in subthreshold region, the transconductance does not depend on the geometry of the transistor.

We verified that at these very low bias currents (10 µA and 20 µA) the transconductance does not depend on the geometry of the input transistor. Thus the spread between thermal noise coefficients is not related to the spread between transconductances. The reason of this spread is not totally understood. It can come from additional spread noise sources like thermal noise of cascode transistors for instance.

2) 1/f noise

The extracted 1/f coefficient is plotted as a function of 1/(WxL) in Fig. 9.

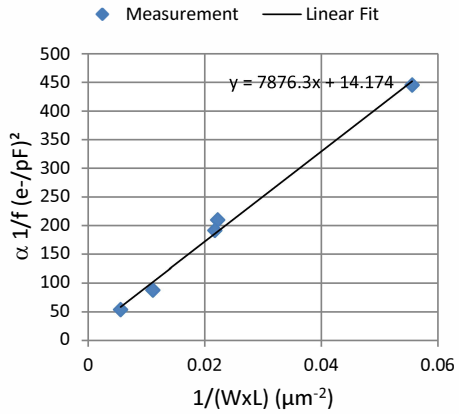

Fig. 9 1/f noise coefficient as a function of $1/(WxL)_{T1}$. As expected (equation 3), $\alpha_{1/f}$ rises linearly with 1/(WxL).

As predicted by the theoretical expression (3), $\alpha_{1/f}$ increases linearly with 1/(WxL). Additional future measurements with other CSAs, especially CSA_1, will be helpful to confirm this behavior.

3) Conclusion

Thanks to noise parameters extractions, we have built a noise model for all tested CSAs. By injecting the typical values of leakage current and input capacitance in our model, we are now able to choose the best suited CSA for each detector characteristics. For our fine pitch pixelated CdTe detectors, we estimated the input capacitance at 300 fF and the leakage at less than 5pA.

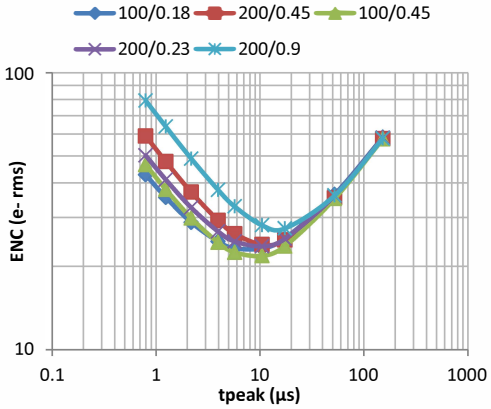

Fig. 10 Modeled ENC as a function of peaking time for all tested CSAs. The input leakage current is set to 5pA and the input capacitance to 300fF.

Fig. 10 shows the modeled ENC for all tested CSAs with a leakage current of 5 pA and an input capacitance of 300 fF.

Despite a poor thermal noise coefficient but thanks to a low input capacitance and good 1/f noise parameter, CSA_2 is the best suited for our application since it reaches the lowest ENC value of 22 e- rms at a reasonable peaking time value of 10 µs.

IV. Spectroscopy Measurements

In order to perform preliminary spectral evaluation and demonstration, the output of CSA_2 was connected to the cathode of a single mono pixel 0.8 x 0.8 x 0.33 mm^3 silicon diode [7] detector by direct wire bonding. The anode of the silicon diode was biased at 65 V. The total input capacitance (stray + detector) seen by the CSA is estimated at less than 0.4 pF when the detector is fully depleted. First measurement was done with a ^{57}Co source at -15 °C and the leakage current was estimated to 0.5 pA. Spectrum of Fig. 11 was obtained with a total bias current I_{tot}=10 µA setting an 18 µs peaking time in the external shaper. The spectral resolution is found to be 270 eV FWHM and 580 eV FWHM at 14.6 keV and 122 keV respectively. Assuming a 0.12 Fano factor for silicon, we derive from both resolution measurements an electronic noise of 23 e^- rms. The result is consistent with the 194 eV FWHM resolution (23 e- rms) obtained on the calibration peaks.

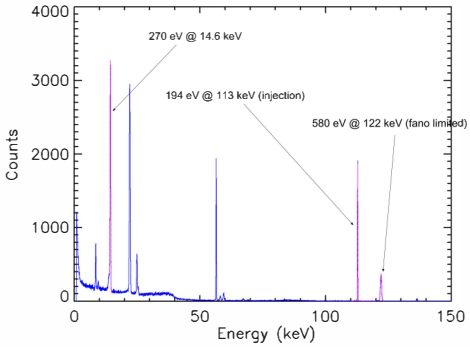

Fig. 11 Spectrum of the ^{57}Co source obtained with the 0.8 × 0.8 × 0.33 mm^3 Silicon diode at -15 °C coupled to CSA_2 biased at I_{tot}=10 µA. The resolution is 270 eV FWHM at 14.6 keV and 580 eV FWHM at 122 keV. The electronic noise is 194 eV FWHM (23 e- rms).

A second spectroscopy measurement experience was done with a ^{241}Am source. The detector was cooled down to a temperature of 0 °C and biased at 65 V. Because of the package of the ^{241}Am source, we were not able to mount it in a vacuum chamber, thus we could not cool the detector to a temperature lower than 0 °C. Spectrum of Fig. 12 was obtained with a total bias current I_{tot}=10 µA setting an 18 µs peaking time in the external shaper.

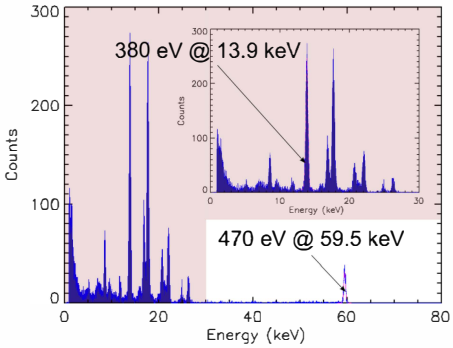

Fig. 12 Spectrum of the ^{241}Am source obtained with a 0.8 × 0.8 × 0.33 mm^3 Silicon diode at 0 °C coupled to CSA_2 biased at I_{tot}=10 µA. The resolution is 380 eV FWHM at 13.94 keV and 470 eV FWHM at 59.54 keV.

The spectral resolution is found to be 380 eV FWHM and 470 eV FWHM at 13.94 keV and 59.54 keV respectively. We derive the electronic noise to be 37 e- rms. It is certainly dominated by the parallel noise and future spectrum at lowest peaking time or at lower temperature should give better results. Nevertheless we demonstrated that we could reach very good energy resolutions with low power consumption. The measurements have been performed with a silicon diode because we had no CdTe mono pixel detector with such a low capacitance. By connecting the same charge preamplifier CSA_2 to a CdTe detector having the same leakage current and the same capacitance as the silicon diode biased at 65V, we should be able to reach the same very low noise ENC of 23 e- rms. Assuming a Fano factor of 0.14 for CdTe, this ENC would lead to an energy resolution of 512 eV FWHM at 60 keV which is very close to the intrinsic (without any electronic noise) resolution of 453 eV FWHM.

V. Conclusion

Caterpylar AMS is a prototype ASIC dedicated to the characterization of the AMS 0.18 µm technology in terms of noise performances and "space proof" ability. It integrates different types of low powered charge sensitive preamplifiers optimized for very low leakage current (<5pA), very low capacitance (<1pF) CdTe detectors. We performed ENC measurements on the main CSAs and extracted the noise parameters to build a noise model of each CSA. Thanks to these models, we distinguished the CSA that we estimate to be the best suited for our future applications. CSA_2 has been chosen because of its low input capacitance and good 1/f noise parameter. We then connected this CSA to a silicon diode that exhibits the same range of input parameters (Cin=0.3pF, ileak<5pA) that the one expected in our domain of application. We measured an electronic noise floor of 23 e- rms and an energy resolution of 580 eV FWHM at 122 keV.

Future works consist in connecting the chip to CdTe detectors to verify that we keep such very good noise performances. In addition, since the future application is for space-borne astrophysics, we need to evaluate the sensitivity of the technology to radiation dose and radiation induced Single Event: Single Event Upset and Single Event Latchup.

References

[1] A. Meuris, et al, "Micro hard-X ray camera: from Caliste 64 to Caliste 256", Nuclear Science, IEEE Transactions on Volume: 56 , Issue: 4 , Part: 1, 2009 , Page(s): 1835 – 1841.

[2] A. Meuris, et al, "Caliste HD: A new fine pitch Cd(Zn)Te imaging spectrometer from 2 keV up to 1 MeV". Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), 2011 IEEE. Page(s): 4485 - 4488

[3] A. Michalowska, et al., "Imaging X-ray detector front-end with high dynamic range: IDeF-X HD", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Special Issue NDIP, 2011.

[4] A. Michalowska, O. Gevin, O. Limousin "Multi-Dimensional Optimization of Charge Preamplifier in 0.18 µm CMOS Technology for Low Power CdTe Spectro-Imaging System", NSS/MIC 2011 Conference Publications, p.653

[5] Z. Y. Chang and W.M.C. Sansen, "Low noise wide-band amplifiers in bipolar and CMOS technologies", *Kluwer Academic Publishers*, 1991.p160-163.

[6] B. Ravazi, "Design of analog CMOS integrated circuits", *McGraw-Hill Higher Education*, 2001.

[7] C. S. Tindall, et al, "Silicon Detectors for Low Energy Particle Detection", Nuclear Science, IEEE Transactions on Volume: 55 , Part: 2, 2008 , Page(s): 797 – 801.