

- Thèse présentée pour obtenir le grade de
- Docteur de l'Université de Strasbourg

-
-
-
-
-
-

Thèse

Discipline : Physique subatomique
par Hugo FAURE

Développement et validation d'un nouveau détecteur silicium de grande taille pour S³-SIRIUS

Soutenue publiquement le 29 septembre 2015 ■

Membres du jury ■

M Benoît GALL, Professeur, IPHC - Université de Strasbourg	Directeur
M Hervé SAVAJOLS, Chargé de recherches, GANIL Caen	Rapporteur
M Olivier STEZOWSKI, Chargé de Recherches, IPN Lyon	Rapporteur
Mme Araceli LOPEZ-MARTENS Directrice de Recherches, CSNSM Orsay	Examineur
M Abdelmjid NOURREDDINE, Professeur, IPHC - Université de Strasbourg	Examineur

Remerciements

Avant toute chose je tenais à remercier toutes les personnes que j'ai pu croiser lors de cette aventure, plus particulièrement tout ceux qui ont participé de près ou de loin, bref qui m'auront aidé durant ces trois ans de thèse et sans qui ce manuscrit n'aurait sûrement jamais vu le jour.

Je remercie le master de physique subatomique, l'Université de Strasbourg et la direction de l'IPHC pour tous les moyens mis à ma disposition et la confiance qui m'a été accordée pour cette thèse.

Je remercie les services techniques de l'IPHC (groupes microtechnique et mécanique) pour leurs interventions/réparations d'une rapidité impressionnante sur les détecteurs et le banc de test.

Je remercie Éric Kieffer pour le support informatique.

Je remercie le service administratif et plus particulièrement Nadine Reinbold pour sa patience avec les étudiants amenant leurs justificatifs à peine dans les temps.

Je remercie Olivier Stezowski et Abdelmjid Nourreddine d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je remercie Antoine Drouart, Nabil Karkour et les membres de la collaboration S³ au niveau national et local.

Je remercie Marija Vostinar, Julien Piot, Hervé Savajols et les membres du GANIL pour leur accueil.

Je remercie Alexander Yeremin, Oleg Malishev, Victor Chepigin et la collaboration Russe pour leur accueil au JINR.

Je remercie Morita-san, Morimoto-san, Haba-san, Yamaki-san, Taiki-kun et la collaboration Japonaise pour leur accueil à RIKEN.

Je remercie Karl Hauschild, Araceli Lopez-Martens, Kseniia Rezyunkina et Olivier Dorvaux pour m'avoir ramené vivant de Russie (deux fois).

Je remercie Marie Vanstalle, Regina Rescigno et surtout Christian Finck pour leur aide sur GEANT4.

Je remercie Michel Filliger pour le travail que ce soit en chimie ou l'installation dans le bâtiment 34 et tous ses conseils sur les technologies du vide et le spectromètre de masse.

Je remercie Laurent Arnold pour m'avoir appris les secrets des soudures, micro-soudures et surtout des bonnes soudures.

Je remercie Cédric Mathieu pour tout le travail sur le banc de test, la formation, les connaissances et toute l'aide fournie et surtout sans qui cette thèse aurait été amputée d'au moins trois chapitres.

Je remercie le groupe CAN de l'IPHC, particulièrement les collègues du deuxième étage du bâtiment 27 pour leur bonne humeur, les repas de groupe, les barbecues et la bonne ambiance dans laquelle il fut très agréable de travailler.

Je remercie les anciens doctorants Loïc Sengelé et David Rouvel pour leur expérience et leurs conseils.

Je remercie mes colocataires de bureau Jérôme Rubert et Fabien Déchery pour leurs conseils et pour avoir supporté mon vieil ordinateur pendant les simulations GEANT4.

Je remercie Andreina Chietera et Michaël Ginz, les "classards" pour les échanges d'informations (et parfois découvertes) administratives.

Je remercie mes collègues doctorants Irene Dedes Nonell, Dominique Bourgin, Alexandre Aubin, Damien Tant, Mateo Valdes Dupuy, Rémy Claveau et Michaël Buttignol pour leur compagnie durant ces trois ans.

Je remercie Zouhair Asfari pour tout le travail sur le titane et le vanadium, bref de m'avoir donné la chance de refaire de la chimie même si tout ce travail ne sera pas détaillé dans ce manuscrit.

Je remercie Pierre Brionnet et Arnaud Bertrand pour ce qui s'est révélé être une véritable amitié.

Je remercie mes parents pour leur curiosité et leur intérêt pour mon travail, leurs relectures et surtout pour le magnifique pot de thèse.

Par dessus tout je remercie Benoît Gall pour la motivation dans les moments de doute, les opportunités et les voyages, tous les conseils, les discussions toujours constructives et l'aide apportée concernant les problèmes que j'ai pu rencontrer durant cette thèse mais aussi en dehors. Merci.

Enfin je dédie cette thèse à ma compagne Laura.

Merci pour ton soutien inconditionnel, ta patience et ton amour.

Table des matières

Remerciements	I
Introduction	1
I Physique aux limites de la charte des nucléides	5
1 Synthèse et étude des noyaux très lourds	7
1.1 Noyaux SHE/VHE	7
1.1.1 Éléments naturels et limites de la charte des isotopes	7
1.1.2 Synthèse de nouveaux éléments	9
1.1.3 Modèles	13
1.1.3.1 Modèle de la goutte liquide	13
1.1.3.2 Modèle en couches sphérique	15
1.1.3.3 Déformation axiale et isomères-K	16
1.1.3.4 Autres modèles	18
1.1.3.5 Modélisation des sections efficaces de réaction	20
1.2 Spectroscopie des VHE	20
1.2.1 Motivations	20
1.2.2 Principe physique	22
1.2.3 Spectroscopie prompt et retardée	25
2 Le projet S³-SIRIUS	29
2.1 Le projet SPIRAL2	29
2.2 Présentation de la collaboration S ³	31
2.3 Les projets scientifiques	31
2.3.1 Quête des éléments superlourds	32
2.3.2 Limite de stabilité en proton	33
2.3.3 Projets additionnels	33
2.3.3.1 FISIC	33
2.3.3.2 Plan focal intermédiaire	33
2.3.3.3 LBE	34
2.3.4 Lettres d'intentions	35
2.4 Le séparateur : S ³	36

2.5	La détection : SIRIUS	37
2.6	Démonstration du potentiel de S ³ -SIRIUS	41
3	Détecteurs semi-conducteurs et physique nucléaire	43
3.1	Rappels sur les semi-conducteurs	43
3.1.1	Généralités	44
3.1.2	Semi-conducteur intrinsèque	45
3.1.3	Dopages	46
3.1.3.1	Dopage de type N	47
3.1.3.2	Type P	48
3.2	La jonction PN	49
3.2.1	Principe	49
3.2.2	Polarisation d'une jonction	51
3.2.2.1	Polarisation directe	51
3.2.2.2	Polarisation en inverse	52
3.2.3	Zones mortes	53
3.2.4	Mobilité des porteurs de charge	53
3.2.5	Résistivité	55
3.3	Les détecteurs semi-conducteurs	56
3.3.1	Mesure de l'énergie	56
3.3.2	Facteur de Fano	56
3.3.3	Pulse Shape Analysis (ou PSA)	58
II	Au-delà des limites avec S³-SIRIUS	61
4	Stratégie pour les tunnels de S³-SIRIUS	63
4.1	Les concepts à la base de S ³ -SIRIUS.	63
4.2	Stratégie pour les Tunnel de S ³ -SIRIUS	64
4.2.1	Influence des zones mortes dans un silicium Tunnel	67
4.2.2	Pixellisation optimale des détecteurs Tunnel	67
4.2.2.1	Influence sur la résolution de la capacité	68
4.2.2.2	Détecteur silicium sans zone morte	70
4.2.2.3	Détecteur à strips ou à 64 pads	71
4.2.3	Prototype "2D" et détecteur de présérie "3D"	72
5	Simulations GEANT4 de SIRIUS	73
5.1	Géométrie de SIRIUS	74
5.1.1	Détecteurs silicium	74
5.1.2	Détection γ de SIRIUS	75
5.1.2.1	Les géométries envisagées	76
5.1.2.2	Le germanium arrière	78
5.1.2.3	La couronne de germanium clover	80
5.1.3	Évènements SIRIUS	83

5.1.3.1	Évènements réels	83
5.1.3.2	Paramètres dans GEANT4	86
5.1.3.3	Distribution réaliste	86
5.2	Influence de la zone morte	86
5.2.1	Résolution en version pixel unique	88
5.2.2	Résolution par rangée de pixels	90
5.2.3	Influence sur la profondeur d'implantation	91
5.3	Optimisation des décalages entre résolution et efficacité	92
5.3.1	Les différents décalages	92
5.3.2	Influence sur l'efficacité α	94
5.3.3	Influence sur l'efficacité électron	94
5.4	Réduction du nombre de pixels	96
5.4.1	Référence 64 pixels	96
5.4.2	Géométries envisagées	97
5.4.3	Résultats	98
III	Étude et validation des tunnels de S³-SIRIUS	103
6	Banc de test IPHC	105
6.1	Le contexte	105
6.2	La chambre de test	106
6.2.1	Le système de pompage	106
6.2.2	La régulation en température	108
6.2.3	Le sélecteur et positionneur de sources	109
6.2.4	Sources	110
6.3	Position des préamplificateurs	111
6.3.1	Polarisation et courant de fuite d'un silicium	112
6.3.2	Traitement analogique des signaux	114
6.3.2.1	Les préamplificateurs	115
6.3.2.2	Les boîtiers pour préamplificateurs individuels	117
6.3.2.3	Caisson externe et compatibilité électromagnétique (CEM)	117
6.3.2.4	La carte 26 préamplificateurs	117
6.3.3	Les cartes d'acquisitions TNT2D	118
6.3.3.1	Description des cartes TNT2D	119
6.3.3.2	L'algorithme Jordanov	120
7	Le détecteur Tunnel de S³-SIRIUS version "2D"	123
7.1	Concept à base de cadres céramiques	124
7.1.1	Cadres céramiques	125
7.1.2	Maquette "3D" céramique	127
7.2	Prototype "2D" MICRON 2987-12	129
7.2.1	Données du fabricant (MICRON)	130
7.2.2	Tests réception	130

7.2.3	Point de fonctionnement	134
7.2.3.1	Influence de la température	136
7.2.3.2	Influence de la tension de polarisation	136
7.2.4	Spectres α et électrons de référence	139
7.2.5	Influence du positionnement des préamplificateurs	141
7.2.6	Influence de la qualité du collage du silicium	142
7.3	Prototype "2D" MICRON 2987-5	143
7.3.1	Données du fabricant	143
7.3.2	Tests réception	143
7.3.3	Point de fonctionnement	147
7.3.3.1	Influence de la température	147
7.3.3.2	Influence de la tension de polarisation	148
7.3.4	spectres α et électron de référence	150
7.4	Études globales	151
7.4.1	Comparaison de préamplificateurs	151
7.4.2	Mapping des 64 pixels	152
7.4.3	Étude en fonction de la capacité	154
7.4.4	Analyses de formes d'impulsions	156
7.4.4.1	Analyses de fronts de montée	156
7.4.4.2	Analyses de forme d'impulsion	159
7.5	Conclusion sur le prototype	162
8	Le détecteur Tunnel de S³-SIRIUS version "3D"	165
8.1	Retour d'expérience de la phase 2D	166
8.1.1	Étude thermique	166
8.1.2	Orientation du silicium	167
8.2	Le concept 3D	168
8.2.1	Solution en aluminium sérigraphié	168
8.2.2	Solution 3D aluminium hybride	170
8.2.3	Boîtes de stockage et transport	173
8.2.4	Adaptation du banc de test	174
8.2.5	Solution pour le regroupement de pixels	174
8.3	Concept mécanique 3D	175
8.4	Détecteur 3D MICRON 2987-17	176
8.4.1	Données du fabricant	176
8.4.2	Tests de réception	179
8.4.3	Point de fonctionnement	181
8.4.4	Spectre α de référence	182
8.5	Étude globale	183
8.5.1	Mapping des 64 pixels	183
8.5.2	Évolution des capacités	184
8.6	Conclusion sur le détecteur de pré-série	185
	Conclusion et perspectives	187

A	Annexe A	191
B	Annexe B	195
C	Annexe C	203

Table des figures

1.1	Charte des nuclides avec les 767 noyaux pair-pair connus et les limites de stabilité côté neutrons et protons (d'après [Erl12]).	8
1.2	Évolution des l'énergie de liaison par nucléon B/A en fonction de la masse A en regard des contributions des différents termes de la formule de Bethe-Weizsäcker [Eva55].	14
1.3	Énergies de séparation neutrons, S_n [BM69, Mat65].	15
1.4	Introduction du spin-orbite dans un modèle de Woods-Saxon [Kra88].	16
1.5	Évolution en fonction de la déformation β_2 des énergies de particules proton à gauche et neutrons à droite calculés pour $^{250}_{100}\text{Fm}$ avec un code Hartree-Fock et SLy4 [Ben13].	17
1.6	Comparaison de schémas de particules individuelles calculés à partir de différentes interactions [Ben01].	18
1.7	Évolution des énergies à une particule sur des séries isotoniques $N=152$ (à gauche) isotopiques $Z=108$ (à droite). Les calculs sont réalisés avec un code Hartree-Fock et SLy4 [Ben13].	19
1.8	À gauche, amplitude des fonctions d'ondes en fonction de l'écart entre la cible et le projectile lors d'une collision. À droite illustration de la structure de la barrière pour une réaction entre $^{48}_{20}\text{Ca}$ et $^{248}_{96}\text{Cm}$ conduisant à l'élément 116. On voit bien les différentes voies de réaction : profondément inélastiques (DIP), fusion-fission, quasi-fission (QF1, QF2) et fusion évaporation (CN) [Zag13].	21
1.9	Spectroscopie α - γ en coïncidence dans la chaine de décroissance de l'élément 115. Six transitions γ ont été attribuées au $^{276}_{109}\text{Mt}$ et observées dans la décroissance du $^{280}_{111}\text{Rg}$ [Rud15].	22
1.10	Illustration des influences énergétiques dans la cible. Le faisceau perd de l'énergie, donc la section efficace de réaction varie avec la profondeur de la cible. Le noyau produit subit également une perte d'énergie cinétique lors de son parcours dans le restant de cible [Kha07].	24
1.11	Illustration de la spectroscopie prompte et retardée. La spectroscopie prompte (autour de la cible "I") révèle les séries d'états de très faibles durées de vies alors que la spectroscopie retardée (au plan focal "III") révèle la série des états dans la cascade de décroissance d'isomères ("III") ou de décroissance radioactive ("IV") [Gal13].	26

2.1	Vue schématique du projet SPIRAL2 au GANIL. On y observe notamment en bas le LINAC qui alimente le bâtiment de production (Ensemble cible-Source) mais aussi NFS et S ³ [GAN].	30
2.2	Vue du Super Séparateur Spectromètre S ³ avec SIRIUS et l'optique aux différents plans focaux [Dec15c].	32
2.3	Vue du gaz catcher et du système de séparation à haute résolution envisagés au plan focal final de S ³ et leur positionnement. Sur la figure en bas à gauche illustration des trois alimentations possibles de DESIR par S ³ , SPIRAL2 et par la GANIL existant [DES].	34
2.4	Vue éclatée de SIRIUS avec de gauche à droite les trackers, le tunnel, le DSSD et l'ensemble de détecteurs germanium [Fau13]. Sous les détecteurs sont illustrés les différents éléments d'électronique et d'acquisition correspondants.	37
2.5	Vue de SIRIUS avec à gauche des détecteurs germanium et les deux caissons de tracker. À droite on voit les trackers dans le caisson ouvert [Gan15].	38
2.6	Vue du détecteur d'implantation DSSD. À gauche, vue technique des strips et de la grille s'y trouvant [MIC10]. Au centre et à droite, photo du détecteur dans sa boîte et détail des strips [The14b].	39
2.7	Vue éclatée de SIRIUS à gauche détail de l'insertion des détecteurs silicium dans l'ensemble de détecteurs germanium (à droite).	39
2.8	Ensemble de détecteurs silicium de SIRIUS vu de la partie amont. On voit le cadre du dégradeur de mylar présenté pour montage à gauche et monté à droite.	40
2.9	Vue de SIRIUS complet à gauche avec la solution à 5 clover. La vue de droite montre les supports de sources insérés dans la boîte vus de la partie amont.	41
2.10	Section efficace de synthèse des éléments les plus lourds [Oga04b].	42
3.1	À gauche la distribution de Fermi-Dirac à température ambiante, à droite représentation de différents types de matériaux selon la taille de leur gap relativement à l'amplitude énergétique de l'influence des effets thermiques (a) un isolant, (b) un semi-conducteur et (c) un métal.	44
3.2	Représentation schématique des liaisons électroniques pour un semi-conducteur non dopé et positions d'électrons dans les bandes (a) à $T = 0$ K et (b) à $T > 0$ K. La partie droite illustre les effets thermiques qui permettent à des électrons de valence de diffuser dans la bande de conduction. Cette excitation electron - trou crée deux porteurs de charges "libres" dans le silicium.	45
3.3	Localisation, dans le gap d'un silicium, des niveaux créés par différents éléments lorsqu'ils sont présents comme impuretés dans un cristal de silicium (à gauche). L'influence des impuretés sur la résistivité du silicium est donnée sur la partie de droite de la figure. En effet, le nombre de porteurs de charge à une température donnée dépend directement du type et de la concentration d'impuretés et influe directement sur la résistivité [Ber68].	47

3.4	Représentation schématique des liaisons électroniques pour un semi-conducteur dopé de type N et positions d'électrons dans les bandes (a) à $T = 0$ K et (b) à $T > 0$ K. Le phosphore de valence cinq a un électron ne participant pas aux liaisons covalentes avec le silicium de valence quatre qui est faiblement lié. Une excitation thermique - excitation d'un électron par dessus le gap - est également représentée sur ce schéma.	48
3.5	Représentation schématique des liaisons électroniques pour un semi-conducteur dopé de type P et positions d'électrons dans les bandes (a) à $T = 0$ K et (b) à $T > 0$ K. Le bore de valence trois a un électron en moins par rapport à l'atome de silicium qu'il remplace dans le réseau. Les quatre liaisons covalentes ne sont pas pleinement satisfaites, et la présence de l'atome de bore introduit de fait un état vide faiblement lié qu'on appelle un état accepteur (d'électron) situé proche de la bande de valence.	49
3.6	Diagramme énergétique d'une jonction PN (a) avant contact et (b) avec contact entre les zones P et N à droite. On observe la migration d'électrons de sites donneurs vers des sites accepteurs et la mise en commun du niveau de Fermi.	50
3.7	En (a) jonction PN à l'équilibre thermodynamique. Nous avons de haut vers le bas : un schéma de la jonction avec en vert la partie P, en rouge la partie N et au centre la zone de charge d'espace, la densité linéique de charge, le champ électrique induit et le potentiel électrostatique correspondant. En (b) Nous avons les mêmes schémas et courbes pour une jonction PIN ou la partie centrale intrinsèque est considéré très légèrement N comme c'est souvent le cas.	51
3.8	Jonction PN sans polarisation (b), polarisée en direct (a) et en inverse (c). .	52
3.9	Évolution de la vitesse des porteurs de charges (électrons à gauche et les trous à droite) dans un silicium orienté [111] en fonction du champ électrique et de la température (d'après [Kno99]).	54
3.10	À gauche, évolution de la concentration d'électrons dans la bande de conduction en fonction de l'inverse de la température. À droite, évolution de la mobilité en fonction de la température [Kit71].	55
3.11	Schéma du déplacement d'une paire électron-trou dans une jonction PIN planaire et formes d'impulsions dues à la collection de cette paire [Ber68]. .	58
4.1	Vue éclatée de la succession des détecteurs traversés par le noyau de recul au plan focal SIRIUS de S^3 . Le noyau de recul s'implante dans le détecteur d'implantation (DSSD) après avoir traversé les feuilles des SeD et être passé sans interaction au milieu du Tunnel. Ce dernier, composé de quatre détecteurs, entoure le DSSD côté amont et est destiné à collecter les électrons et particules α s'échappant du DSSD.	64

4.2	À gauche, vue de l'ensemble de détection SIRIUS au plan focal avec les détecteurs germanium. À droite, vue de la "silicon-box". On y remarque notamment la compacité de l'assemblage des silicium. L'ensemble de silicium est fixé sur une plaque froide (en rouge) refroidie par une circulation d'éthanol dont la température sera pilotée par un groupe froid LAUDA.	65
4.3	Distribution d'implantations au plan focal final de S^3 pour différents états de charge de ^{100}Sn et de ses voisins ^{99}Sn et ^{101}Sn . Trois modes d'optimisation de S^3 sont présentés : le mode haute résolution en haut, le mode haute transmission au centre et le mode convergent en bas [Dec15].	66
4.4	Distribution de la somme en énergie (Tunnel+DSSD). Distribution en fonction de la position d'impact dans le Tunnel (à gauche). La position à 0 mm est la zone du Tunnel plus proche du DSSD, celle à -100 mm la plus éloignée. Projection totale sommant toutes les contributions en position (à droite) [Hau08].	68
4.5	Différentes géométries à 16 voies électroniques discutées pour la géométrie des détecteurs Tunnel de SIRIUS. À gauche, solution DSSD à 2×8 strips. Au centre, solution à 4 rangées de 4 pads. Chaque pixel est relié au pad à bonder par un strip fin. C'est le concept "Stripy-Pads" Detector (SPD) proposé par B. Gall pour S^3 et validé par MICRON. Un des pads est teinté en mauve de manière à pouvoir bien suivre le tracking. À droite, solution SPD avec des pads à 50 pF proche du DSSD et 100 pF loin du DSSD. Dans cette figure le DSSD est situé en dessous des trois géométries	69
4.6	Vue conceptuelle des deux faces du prototype dit "2D" de Tunnel pour SIRIUS. À gauche de la figure - représentant le côté ohmique - un pad par colonne est teinté en mauve de manière à pouvoir bien suivre le tracking du pixel à l'extrémité du détecteur. Au bout de chaque tracking, est disposé un pad à bonder permettant de connecter le pad au tracking sur le cadre support de détecteur. Sur la partie droite de la figure est représenté le grand pixel côté jonction avec sa grille à 1 % pour assurer une bonne collection de charges.	72
5.1	Ensemble de silicium de SIRIUS tel que modélisés dans GEANT4 [Ago06]. Les évènements α ont été tirés à partir d'un profil d'implantation réaliste dans le DSSD, comme on le verra un peu plus tard. Nous pouvons voir en jaune les supports, en blanc les parties actives et en gris les zones mortes. Le DSSD se trouve au fond et est entouré par les quatre Tunnel.	75
5.2	Différentes solutions étudiées au démarrage du projet S^3 -SIRIUS pour la détection γ autour des détecteurs silicium de SIRIUS. L'efficacité maximale à basse énergie est indiquée en jaune à gauche de chaque solution [Kho08]. .	76
5.3	Simulation GEANT4 des différentes couronnes de clover envisagées avec huit, six ou quatre détecteurs EXOGAM. On perçoit bien qu'il doit y avoir un optimum entre compacité, couverture en angle solide et granularité.	77

5.4	Comparaison des efficacités de détection γ avec un détecteur clover derrière le DSSD et une couronne de quatre, six ou huit détecteurs clover autour de l'ensemble de détecteur silicium de SIRIUS. Ces simulations GEANT4 ont été réalisées par A. Khouaja [Kho08] au démarrage du projet S ³ -SIRIUS. . .	78
5.5	Simulation de la détection γ au plan focal de SHELS avec le clover CLODETTE et une couronne de quatre détecteurs tronconique EUROGAM raccourcis [Hau12].	79
5.6	Boîte silicium vue de dos avec le clover 457 droit de l'ANR CLODETTE entouré de la couronne de six clover EXOGAM.	79
5.7	Réception du détecteur clover CLODETTE à l'IPHC à Gauche. Le détecteur sur son support de test à droite.	81
5.8	Comparaison de l'efficacité de différents détecteurs clover à partir d'une source étendue représentée par un disque de 7 cm de diamètre situé à 2 cm du détecteur [Ara14].	81
5.9	Comparaison de l'efficacité de différents détecteurs clover à partir d'une source étendue représentée par un disque de 7 cm de diamètre situé à 2 cm du détecteur [Ara14].	82
5.10	Illustration de la séquence correspondant à l'échappement d'une particule α du DSSD au profit d'un des détecteurs Tunnel.	85
5.11	Distribution réaliste des points d'implantation des noyaux d'intérêt pour le DSSD au centre et pour les Tunnel au-dessus, au-dessous et de chaque côté [Dec12].	87
5.12	Déplacement du pic d'une particule α de 8 MeV émise par un noyau implanté dans le DSSD de SIRIUS en fonction de l'épaisseur de la zone morte du tunnel. La zone morte du DSSD a été prise constante à 50 nm.	88
5.13	Représentation des points d'impacts dans le détecteur tunnel des particules α provenant du DSSD situé au dessous.	89
5.14	Évolution de la résolution pour différentes rangées de pixels pour différentes épaisseurs de zones mortes. En insert, on voit les pics correspondants pour une épaisseur de zone morte de 50 nm.	90
5.15	Résolution en fonction du décalage par dixième de pixel pour différentes valeurs de la profondeur d'implantation dans le DSSD.	91
5.16	Décalage longitudinal (à gauche) et latéral (à droite) des Tunnel par rapport au DSSD.	92
5.17	Efficacité pour des α de 8 MeV (a) et d'électrons de 100 keV (b) pour différents décalage longitudinaux et latéraux des quatre détecteurs Tunnel relatifs au détecteur DSSD.	93
5.18	Évolution avec le décalage longitudinal de l'efficacité de détection à différentes énergies d'électrons.	95
5.19	Distribution du nombre d'impacts subis par les détecteurs silicium avec des électrons de 300 keV. À droite, illustration correspondante.	95
5.20	Spectres E_{DSSD} , E_{Pixel} et reconstruit $E_{DSSD} + E_{Pixel}$ pour le meilleur (1) et le pire (2) pixel.	97
5.21	Spectre simulé pour des électrons de 200 keV.	98

5.22	Illustration des différentes possibilités de regroupements de pixels réduisant à 16+1 ou 20+1 voies électroniques par tunnel.	99
5.23	Configuration numérotée 1 dans la figure 5.22.	100
5.24	Configuration numérotée 3 dans la figure 5.22.	100
5.25	Configuration numérotée 5 dans la figure 5.22.	100
6.1	Vue du banc de test silicium à l'IPHC.	107
6.2	Vue du système LAUDA à gauche et du circuit froid à l'intérieur de la chambre à réaction. Dans un premier temps la plaque froide était taillée pour recevoir directement le silicium. À l'arrivée des détecteurs de présérie, elle a été modifiée afin d'accueillir une plaque froide "fille" dédiée à un type de silicium (cf. Chapitre 8). On peut noter que le support de sources rotatif est monté directement sur la règle XY et est dépourvu de collimateur sur la vue de gauche pour toucher tout le détecteur alors que sur l'image de droite, il est sur les tiges de prolongation et derrière le collimateur pour viser un pixel précis.	108
6.3	Vue du système SMARACT de positionnement piézoélectrique XY à gauche, du système de positionnement angulaire au centre et à droite, vue du support de sources avec les 3 sources utilisées à Strasbourg.	109
6.4	Vue du système de positionneur de source à gauche vue au bureau d'études, au centre système complet avant montage dans la chambre et à droite dans la chambre en face d'un prototype du détecteur tunnel.	110
6.5	Vue des passages à vide épais (5 mm) et limandes Kapton développées pour notre projet (à gauche) et des passages de signaux de l'intérieur à l'extérieur de la chambre montés sur le banc de test (à droite).	112
6.6	Test avec les préamplificateurs CREMAT à l'intérieur (à gauche) et à l'extérieur du banc de test (à droite).	113
6.7	Schéma de polarisation utilisé pour disposer en même temps des signaux d'un pixel côté jonction (ici 56 ou 57) et de celui du grand pixel côté ohmique. On notera qu'on a systématiquement polarisé les pixels voisins de ceux étudiés (40, 41, 55 & 58).	114
6.8	Préamplificateurs comparés dans le cadre de notre choix pour le banc de test. De gauche à droite : préamplificateurs CREMAT CR110, CAEN A1422, AMPTEK A250F/NF et GANIL dans sa boîte de test.	116
6.9	À gauche, boîte CEM destinée à recevoir les préamplificateurs. À droite, carte "25+1" préamplificateurs CREMAT équipée de 26 préamplificateurs CREMAT.	118
6.10	Vue de la carte TNT2. La version TNT2-D a une entrée veto sur chacune des quatre voies pour pouvoir mettre en œuvre un système anti-Compton sur les détecteurs germanium de la collaboration Gabriela.	119
6.11	Illustration du fonctionnement du traitement des données dans TNT. On utilise en pipeline l'algorithme de Jordanov [Pio10, Jor94].	120

7.1	Vues de la structure de la silicon-box de SIRIUS basée sur des cadres céramiques plans. À gauche, on voit le support plan équipé de sa base de montage 3D ; à sa droite, les différentes étapes de montage. Les 2 figures de droite présentent la version avec le DSSD MUSETT seul sur cadre PCB et celle basée sur un ensemble DSSD et veto sur cadres céramiques.	124
7.2	La version 5 du concept de montage est basée sur des cadres entièrement usinés et a l'avantage de pouvoir aisément passer à une géométrie $10 \times 20 \text{ cm}^2$ pour l'implantation comme envisagé au début du projet pour une version ultérieure de S ³ . Ce concept particulièrement élégant d'un point de vue technique a été remplacé par une version tout aussi légère, mais plus simple à réaliser d'un point de vue mécanique, présentée dans le chapitre suivant. . .	125
7.3	Vue du cadre "2D" céramique. À gauche le côté "ohmique", au centre le côté "jonction". Sur la figure en haut à droite, on peut voir en détail le connecteur collé sur les pads AgPtPd (on y voit notamment certains pads à bonder qui brillent). En bas à droite on voit les 3 cadres montés, avant expédition à MICRON, dans leur boîte à tambour.	127
7.4	Vue de la maquette thermique "3D". À gauche, détails des cadres nus, en bas à droite, les mêmes cadres, avec les plaques de graphite et les pièces aluminium de montage. En haut à droite, la version avec 3 Tunnel montés et au centre la version entièrement montée.	128
7.5	Vue schématique du prototype du détecteur Tunnel tel que monté sur le support "2D" céramique. Le détecteur est collé côté ohmique sur le support, on voit donc à gauche les 64 pixels de la face ohmique à travers l'ouverture du cadre céramique. À droite, on voit la grille de collection sur le grand pixels côté jonction.	129
7.6	Vues des détecteurs MSPX 8×8 référence 2987-12 ($2D_{12}$) et 2987-5 ($2D_5$) à la livraison dans leur emballage de transport.	130
7.7	Montage du détecteur en salle grise pour tests de réception : Le détecteur est positionné sous une loupe binoculaire et les signaux sont pris grâce à des micro-pointes.	131
7.8	Détails du prototype de détecteur Tunnel. À gauche, vue du bond reliant l'anneau de garde interne de la face ohmique à la piste correspondante sur la face avant du support céramique. À sa droite, la série de bonds d'un bloc de 16 pixels. On constate que ces bonds ont été doublés. À sa droite le détail d'un départ de strip sur deux pixels de la seconde rangée. Les deux strips des pixels correspondants dans la première rangée passent au centre. À droite on voit, sur la face arrière, le bond connectant le "field-plate" côté jonction à la piste correspondante sur la face arrière du support céramique.	131
7.9	Évolution avec la tension de déplétion à température ambiante des courants et des capacités des différents pixels mesurés par C. Mathieu à l'IPHC pour le détecteur $2D_{12}$	132
7.10	À gauche les pixels non fonctionnels (en rouge) et les pixels fonctionnels (en vert) avec leur capacité mesurée. À droite, évolution de la capacité des pixels en fonction de la longueur de tracking pour le détecteur $2D_{12}$	133

7.11	Vue schématique du système de plaque cuivre froid permettant le refroidissement du détecteur en géométrie "2D" au sein de la chambre à vide du banc de test S ³ à l'IPHC. On y observe également les deux passages de signaux vers l'extérieur de la chambre basés sur un circuit en PCB épais développé pour cette chambre.	134
7.12	Alignement de la table XY sur un cadre 2D factice sur lequel les centres de pixels ont été repérés (à gauche). Au centre et à droite, on peut voir les tests de validation des connectiques internes à l'aide des limandes Kapton et des passages de signaux en PCB épais développés pour ce banc de test. Chacun de ces passages peut recevoir jusqu'à 3 limandes kapton. En pratique un seul connecteur est utilisé par passage.	135
7.13	Premier montage du détecteur 2D ₁₂ sur la plaque froide à gauche. Au centre, positionnement de la plaque dans la chambre à vide du banc de test S ³ . À droite détecteur monté et connecté. Notons l'usage de connecteurs SAMTEC à 40 broches.	136
7.14	Influence de la température sur les résolutions observées avec le détecteur 2D ₁₂ pour une tension appliquée de 75 V.	137
7.15	Influence de la température sur le courant de fuite mesurée avec le détecteur 2D ₁₂ pour une tension appliquée de 75 V.	137
7.16	Influence de la tension de polarisation sur les résolutions observées avec le détecteur 2D ₁₂ à une température de -40 °C.	138
7.17	Influence de la tension de polarisation sur le courant de fuite observée avec le détecteur 2D ₁₂ à une température de -40 °C. En rouge l'ajustement linéaire des données expérimentales en noir.	139
7.18	Spectre obtenu avec une tri source α avec le détecteur 2D ₁₂ sur le pixel 57, à -25 °C et 65 V. Les résolutions sont données en largeur à mi hauteur (FWHM).	140
7.19	Spectre obtenu avec une source électron de Bismuth avec le détecteur 2D ₁₂ sur le pixel 57, à -40 °C et 75 V. Les résolutions sont données en FWHM.	141
7.20	À gauche on peut observer sur le détecteur 2D ₁₂ une salissure qui semble perler en périphérie du silicium. À sa droite, le même détecteur après nettoyage. Les manipulations des détecteurs se font avec des gants pour éviter toute salissure. À droite, on peut observer l'étuve servant au nettoyage et la loupe binoculaire servant à inspecter le détecteur et à vérifier l'intégrité des bonds après nettoyage.	142
7.21	Courbe de courant de fuite en fonction de la tension appliquée (en haut) et valeurs des capacités pour les pixels fonctionnels (en bas) pour le détecteur 2D ₅ à Vd et Vd + 30 V.	144
7.22	Évolution avec la tension de déplétion à température ambiante des courants et des capacités de différents pixels mesurées par C. Mathieu à l'IPHC pour le détecteur 2D ₅	145
7.23	À gauche les pixels non fonctionnels (en rouge) et les pixels fonctionnels (en vert) avec leur capacité mesurée. À droite, évolution de la capacité des pixels en fonction de la longueur de tracking pour le détecteur 2D ₅	146

7.24	Influence de la température sur les résolutions observées avec le détecteur 2D ₅ pour une tension appliquée de 65 V.	147
7.25	Influence de la température sur le courant de fuite mesurée avec le détecteur 2D ₅ pour une tension appliquée de 75 V.	148
7.26	Influence de la tension de polarisation sur les résolutions observées avec le détecteur 2D ₅ à une température de -30 °C.	149
7.27	Influence de la tension sur le courant de fuite observé avec le détecteur 2D ₅ à une température de -40 °C.	149
7.28	Spectre obtenu avec une tri source α avec le détecteur 2D ₅ sur le pixel 57, à -30 °C et 56 V. Les résolutions sont données en FWHM.	150
7.29	Spectre obtenu avec une source électron de bismuth avec le détecteur 2D ₅ sur le pixel 57, à -30 °C et 65 V. Les résolutions sont données en FWHM.	151
7.30	Tracé des résolutions du détecteur 2D ₅ pixel par pixel. On devine quatre sous structures liée aux 4 blocs de 16 pixels et une modulation en "chevron" liée à l'influence de la longueur de tracking dans ces blocs.	153
7.31	Illustration de l'influence du bruit capacitif sur la résolution dans le cas où il influe de façon visible (a) pour tous les pixels (b) uniquement au-delà d'un certain seuil.	153
7.32	Évolution de la résolution en fonction de la capacité pour différents pixels et regroupements de pixels sur le détecteur 2D ₅ à -30 °C et 65 V.	154
7.33	Comparaison du spectre α obtenu avec un pixel côté ohmique en vert et le grand pixel côté jonction en rouge pour le détecteur 2D ₁₂	155
7.34	À gauche, illustration de l'implantation d'un noyau de recul suivie de l'émission, lors de sa décroissance, d'une particule α . Cette dernière s'échappant du DSSD finit sa course dans le détecteur Tunnel. À droite, courbe expérimentale correspondante à l'énergie d'implantation dans le DSSD corrélée à l'énergie déposée dans le Tunnel. On voit bien des lignes diagonales correspondant à un partage de l'énergie des particules α entre le DSSD et le détecteur Tunnel, ainsi qu'en dehors de ces diagonales l'énergie des électrons de conversions observés en coïncidence avec les particules α [Hau14].	157
7.35	Traces normalisées d' α et d'électrons prises du côté ohmique du détecteur 2D ₅ à -30 °C et 65 V. À noter en bleu une trace d' α prise côté jonction pour comparer.	158
7.36	Traces normalisées d' α et d'électrons prises du côté jonction du détecteur 2D ₅ à -30 °C et 65 V. À noter en rouge une trace d' α prise côté ohmique pour comparer.	159
7.37	Superposition du spectre électrons avec le spectre de particules α d'énergie dégradée (à gauche). Trace avec les variables définies sur la charge (au centre) et sur sa dérivée, le courant (à droite). En insert exemple de spectres α /électrons séparés de sélections 2D [Dec15b, Dec15d].	160
7.38	Tracés 2D des données électrons et α dégradés avec les tracés en fonction de l'amplitude (a) $[t_{10}, A_J]$, (b) $[t_{90}-t_{10}, A_J]$, (c) le tracé $[t_{90}-t_{10}, I_{max}]$, et (d) le tracé $[t_{90}-t_{10}, I_{max}/A_J]$. On voit leur capacité relative de séparation des distributions liées aux électrons et aux α dégradés [Dec15b, Dec15d].	161

8.1	Vue du concept 3D tel que nous l'avions envisagé pour la solution céramique (à gauche) et résultat de l'étude thermique sur ce modèle (au centre et à droite).	167
8.2	Prototype de support aluminium sérigraphié 2D. À gauche la plaque de 9 supports telle que reçue du fournisseur. Au centre plaque sérigraphiée découpée, lamée et anodisée (vue côté jonction). À droite, le même support avec le silicium de test mécanique (vu côté ohmique).	168
8.3	À gauche la plaque SMI en cours de découpe sur la fraiseuse numérique. On notera que vu la finesse de la pièce, une pièce de support a été réalisée. Au centre plaque SMI avec connecteurs en tests de positionnement dans le banc de test. À droite, résultat d'un essai de découpe 3D sur un cadre SMI 2D. On y a monté le détecteur silicium de test mécanique.	170
8.4	Vue conceptuelle de la solution hybride aluminium/PCB-FR4. Le support aluminium reçoit dans le lamage dédié, le circuit PCB-FR4 et le détecteur silicium.	171
8.5	Vues du prototype du cadre hybride. À gauche, le cadre vide revenu d'anodisation et le même cadre avec le PCB-FR4. Sur la droite, le même cadre avec le silicium mécanique pour essais de montage.	172
8.6	Vue de la maquette 3D avec des cadres hybrides. Un cadre vide de DSSD MUSETT a été placé sur son support d'adaptation pour son positionnement sur les détecteurs Tunnel. Dans cette maquette des plaques de graphite remplacent le silicium.	172
8.7	À gauche, la plaque de manipulation. Au centre, le détecteur fixé sur la platine de manipulation. À droite, quatre cadres montés dans leur boîte de transport prêt à l'expédition.	173
8.8	À gauche une plaque fille en cours de réalisation en mécanique. Au centre une plaque fille dédiée au détecteur 2D en test sur la plaque mère avec un le prototype de positionnement SMI. À droite la plaque fille dédiée au détecteur 3D dans la chambre montée sur la plaque mère avec le détecteur de pré-série.	174
8.9	Vue des cartes de regroupement de pixels et de leur usage.	175
8.10	Dernière version du concept mécanique de SIRIUS. Vue d'ensemble à gauche. Boîte de détecteurs silicium vue de l'extérieur au centre et vu de "l'intérieur" à droite. On notera l'élégance et la simplicité de la solution trouvée pour refroidir le silicium. Le serpent de fluide régulateur passe à l'extérieur et sera isolé.	176
8.11	Vues du détecteur 3D ₁₇ fixé dans le cadre cuivre "fille" lui étant dédié avec à gauche face ohmique vers le haut où l'on peut deviner les bonds, à droite la face jonction vers le haut où on voit la carte PCB et les vias.	177
8.12	Graphique représentant les courants du détecteur 3D ₁₇ à gauche en fonction de la tension de polarisation et à droite pixel par pixel, à la tension de déplétion et à Vd+30V.	177
8.13	Spectre de réception du détecteur 3D ₁₇ réalisé avec une source d' ²⁴¹ Am à 21°C et 80 V avec un courant de fuite total de 820 nA. Les spectres de la face ohmique et jonction ont été superposés d'où les deux pics.	178

8.14	Évolution du courant en fonction de la tension de déplétion pour le détecteur 3D ₁₇	179
8.15	Évolution de la capacité en fonction de la tension de déplétion pour le détecteur 3D ₁₇	180
8.16	À gauche les pixels non fonctionnels (en rouge) et les pixels fonctionnels (en vert) avec leur capacité mesurée. À droite, évolution de la capacité des pixels en fonction de la longueur de tracking pour le détecteur 3D ₁₇	180
8.17	Résolution du pic à 5,486 MeV de l'americium-241 en fonction de la température à une tension de polarisation de 40 V.	181
8.18	Résolution du pic à 5,486 MeV de l'americium-241 en fonction de la tension à une température de -5°C.	182
8.19	Spectre obtenu avec une tri source α avec le détecteur 3D ₁₇ sur le pixel 43, à -5 °C et 43 V.	183
8.20	Résolution du pic à 5,486 keV de l'americium-241 pour tous les pixels du détecteur 3D ₁₇ au point de fonctionnement.	184
8.21	Evolution avec la tension de polarisation des capacité surfaciques C_S et de tracking C_t avec tous les pixels du détecteur 3D ₁₇ à température ambiante.	184

Liste des tableaux

1.1	Tableau récapitulatif des derniers éléments superlourds observés.	12
4.1	Types d'implantations et épaisseur de zone morte associée à l'époque des discussions avec MICRON (2012).	70
4.2	Types d'implantations et épaisseur de zone morte associée sur le dernier catalogue en date (2015).	70
5.1	Tableau comparatif des efficacités absolues à 100, 200 et 500 keV pour différentes solutions. La première ligne est extraite des simulations de A. Khouaja et les autres de celles de A. Lopez-Martens et K. Hauschild [Kho08, Ara14, Hau12].	83
7.1	Comparaison des résolutions obtenues sur le pic à 5,486 MeV de l' ^{241}Am et du pic à 5,805 MeV du ^{244}Cm avec les différents préamplificateurs testés sur le pixel 57 du détecteur 2D ₁₂ . Notons que les CR110 v2.1 ont un temps de montée de $0,17 \times \text{Cd} + 3\text{ns}$ et les CR110 v2.0 un temps de montée de $0,40 \times \text{Cd} + 7\text{ns}$. La capacité du pixel 57 est $\text{Cd} = 49,4 \text{ pF}$, ce qui donne respectivement des temps de montée de 11,4 ns et 26,8 ns.	151
7.2	Tableau comparatif des qualités de discrimination offertes par les différents espaces bidimensionnels [Dec15b, Dec15d].	161
C.1	Résumé des résolutions du détecteur 2D ₅ pixel par pixel.	204
C.2	Résumé des résolutions du détecteur 3D ₁₇ pixel par pixel.	205

Introduction

Si nous pouvons faire remonter certaines bases conceptuelles du modèle atomique à la Grèce antique avec Leucippe, Démocrite et Aristote, il nous faut cependant attendre 1897 et l'expérience de Thomson pour voir émerger la notion de structure à l'intérieur de l'atome. Ce sont quelques années plus tard, avec Pierre et Marie Curie et leurs travaux sur la radioactivité, que naît la physique nucléaire. En un siècle, notre compréhension du noyau, même si elle n'est pas encore complète, a permis des avancées majeures de notre société en médecine (radiothérapie, imagerie) en technologie (énergie, radioprotection, dosimétrie) et en connaissance pure. Cette jeune physique a encore de nombreux défis à relever comme la maîtrise de la fusion à l'échelle industrielle, ou la compréhension de la force nucléaire à l'ensemble des échelles où elle se manifeste.

À Strasbourg, l'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien regroupe trois départements dont un, le département de recherche subatomique, justement impliqué dans le domaine de la physique nucléaire avec notamment le groupe d'études sur les couches et amas dans les noyaux. J'ai débuté il y a trois ans un travail de thèse au sein de ce groupe sous la direction du professeur Benoît Gall. Cette thèse s'inscrit dans la lignée d'un long travail dans le domaine des noyaux très lourds et super lourds et plus particulièrement sur trois thèses antérieures. La thèse de Farid Khalfallah avec son étude de la physique des éléments transfermiums et notamment l'optimisation des réactions afin de permettre la spectroscopie de noyaux superlourds a ouvert la voie. La thèse de Julien Piot avec le passage à l'électronique numérique et le développement d'une cible rotative de petite taille pour JUROGAM a mis en place tout ce qu'il fallait pour abaisser la limite de la spectroscopie prompte à la dizaine de nanobarns et celle de la spectroscopie retardée sous le niveau du nanobarn. La spectroscopie prompte du $^{246}_{100}\text{Fm}$ dans cette thèse en a été la preuve éclatante avec ses 11 nb de section efficace ! Le développement d'un faisceau isotopique de $^{50}_{22}\text{Ti}$ à cheval sur la thèse de Julien Piot et celle de Jérôme Rubert qui lui a succédé a définitivement libéré le dernier verrou technologique. La première spectroscopie prompte d'un noyau superlourd le $^{256}_{104}\text{Rf}$ a été réalisée durant la thèse de Jérôme Rubert. Elle a révélé la structure rotationnelle de ce noyau et donné de précieuses informations sur les isomères K de ce noyau.

Avec le projet S³-SIRIUS, et la suite des développements de faisceaux MIVOC de vanadium et chrome nous poursuivons cette avancée au sein de la physique des noyaux superlourds. C'est précisément sur ces deux axes que se situe ma thèse. La première partie de ce manuscrit détaillera ce domaine des noyaux très lourds et super lourds : quels sont ces noyaux, pourquoi et comment les étudier ?

Cette thèse est composée de trois parties. La première est consacrée au contexte scientifique du projet S³-SIRIUS. Ainsi, un premier chapitre permet, après un bref historique des découvertes des éléments artificiels, de décrire où en sont les recherches pour les éléments à la limite du tableau périodique. Après une section dédiée aux modèles théoriques utilisés pour les noyaux lourds et déformés, la dernière section de ce chapitre introduit la spectroscopie prompte et retardée des noyaux les plus lourds.

Le deuxième chapitre est consacré au projet international SPIRAL2, à la limite des technologies actuelles pour les faisceaux radioactifs. C'est plus particulièrement la partie faisceaux stables qui nous intéresse ici dans le cadre du développement du Super Spectromètre Séparateur (S³). Ce projet scientifique d'envergure internationale a été sélectionné par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) comme équipement d'excellence (Equipex). Nous présentons dans ce chapitre le projet, ses objectifs scientifiques et nous évoquons les lettres d'intentions associées.

Cette partie se termine par un chapitre dédié aux détecteurs semi-conducteurs en physique nucléaire et plus particulièrement aux problématiques liées aux détecteurs silicium. Après une présentation des principes de fonctionnement de ces détecteurs, seront abordés les aspects spécifiques liés à la collection des charges et à l'analyse de forme d'impulsion qui seront repris en fin de thèse avec le détecteur tunnel de S³-SIRIUS.

La deuxième partie de ce document montre comment nous comptons repousser les limites, scientifiques et technologiques, grâce à S³ et son système de détection au plan focal de SIRIUS, en décrivant la stratégie de la collaboration et en l'appuyant sur les simulations GEANT4 effectuées dans ce contexte.

Le chapitre quatre explique les principes d'une détection au plan focal d'un séparateur et notamment le but et l'importance des détecteurs silicium tunnel. Une attention particulière est donnée à l'influence des zones mortes des détecteurs silicium d'implantation et tunnel. Cette section est suivie d'une discussion du choix de la collaboration pour le détecteur tunnel entre un silicium double face à strips et un silicium double face à pads. Suit une présentation des choix techniques liés au support de ce silicium qui ont donné lieu à deux phases : la phase détecteur prototype "2D" et la phase détecteur de pré-série "3D".

Une fois que la collaboration s'est fixée sur le détecteur tunnel à commander, il a fallu s'appuyer sur des simulations qui ont été un atout dans les discussions liées à la réduction du nombre de voies électronique. Les simulations GEANT4 que j'ai effectuées concernent l'ensemble de SIRIUS. Nous discutons la géométrie de l'ensemble des détecteurs au plan focal de S³ et les résultats des simulations en terme d'influence de zone morte, d'efficacité et de réduction du nombre de pixel.

La troisième partie de ce mémoire est consacrée à la partie expérimentale de ma thèse, dédiée à l'étude et la validation du détecteur tunnel de S³-SIRIUS. Le premier chapitre de cette partie est dédié à la mise en place du banc de test SIRIUS à l'IPHC ainsi qu'aux développements et essais liés au choix du préamplificateur destiné au banc de test et de l'électronique associée.

Le chapitre sept détaille les détecteurs prototypes dits "2D" dont l'IPHC a la responsabilité. Il débute par une présentation des cadres céramiques leur servant de support, fruits

d'un développement entièrement réalisé à l'IPHC. Les deux détecteurs prototypes reçus appelés 2D₁₂ et 2D₅ ainsi que leur performances sont ensuite présentés. Pour chacun, nous détaillons les méthodes, les tests et les résultats obtenus. Des études plus globales sont ensuite présentées ainsi qu'une conclusion sur ces prototypes amenant au choix du détecteur de pré-série.

Enfin, le huitième et dernier chapitre est dédié à l'étude du détecteur de pré-série appelé 3D₁₇. Ce détecteur est basé sur le retour d'expérience de la phase 2D tant chez MICRON qu'à L'IPHC. Ce chapitre commence donc par l'explication du concept 3D et une présentation des développements réalisés à l'IPHC pour les supports hybrides de ces détecteurs. Suivent les premiers résultats et conclusions des tests de ce détecteur. Ces résultats très prometteurs seront suivis d'une étude plus poussée dans le cadre de la thèse de Pierre Brionnet qui poursuivra l'étude de ce détecteur, partie de l'ensemble des détecteurs silicium qui pourront être montés sur le tunnel de SIRIUS avec les prochains détecteurs de série.

Ces travaux ont donné lieu à une publication annexée à cette thèse et donneront encore lieu à deux autres publications dans les mois qui viennent. Mais l'essentiel des résultats de ce détecteur viendra des nombreuses publications scientifiques qu'il rendra possible en tant que tunnel de S³. Je vous invite à parcourir ce manuscrit pour découvrir les secrets et les performances de ce détecteur qui fera référence.

Première partie

Physique aux limites de la charte des
nucléides

Chapitre 1

Synthèse et étude des noyaux très lourds

Sommaire

1.1 Noyaux SHE/VHE	7
1.1.1 Éléments naturels et limites de la charte des isotopes	7
1.1.2 Synthèse de nouveaux éléments	9
1.1.3 Modèles	13
1.1.3.1 Modèle de la goutte liquide	13
1.1.3.2 Modèle en couches sphérique	15
1.1.3.3 Déformation axiale et isomères-K	16
1.1.3.4 Autres modèles	18
1.1.3.5 Modélisation des sections efficaces de réaction	20
1.2 Spectroscopie des VHE	20
1.2.1 Motivations	20
1.2.2 Principe physique	22
1.2.3 Spectroscopie prompt et retardée	25

1.1 Noyaux SHE/VHE

1.1.1 Éléments naturels et limites de la charte des isotopes

Nous pouvons rencontrer dans la nature 94 éléments chimiques qui se différencient par leur nombre de protons Z définissant le nombre d'électrons du cortège électronique et les propriétés chimiques de l'élément. La plupart de ces éléments sont stables, mais un certain nombre d'entre eux, comme l'uranium ($Z=92$), finissent par se transformer par décroissance radioactive jusqu'à former un descendant stable. Certains éléments ont même pu être formés dans des processus de nucléosynthèse et disparaître depuis, leur durée de vie étant trop courte par rapport à l'âge de la terre. L'homme a appris à former certains de ces noyaux en laboratoire pour en étudier les propriétés. Au total, 118 éléments ont été observés grâce

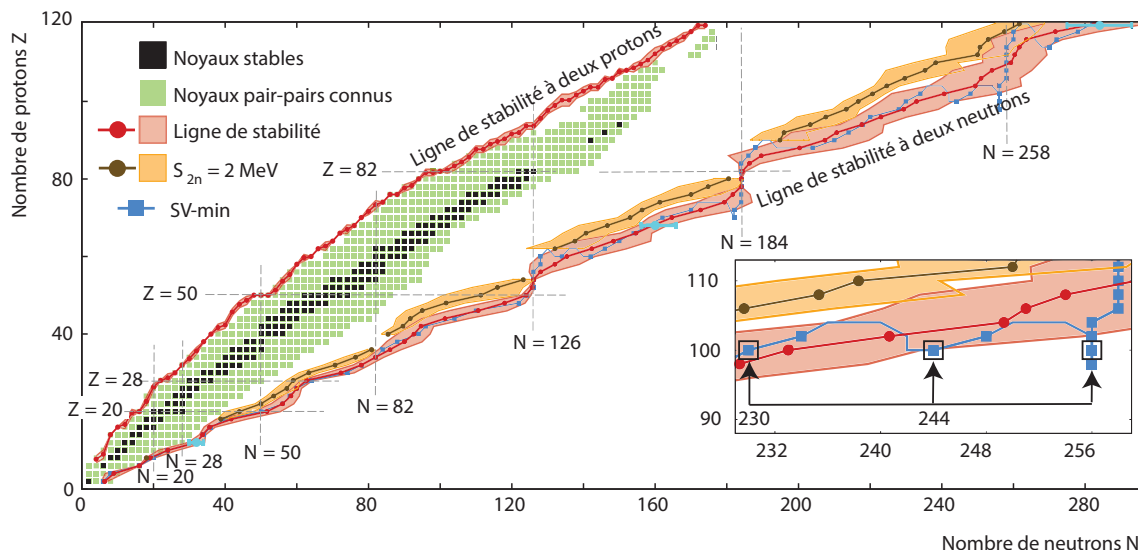


FIGURE 1.1 – Charte des nuclides avec les 767 noyaux pair-pair connus et les limites de stabilité côté neutrons et protons (d'après [Erl12]).

au travail de nombreux laboratoires. Pour créer artificiellement un nouvel élément, il faut souvent repousser les limites technologiques. Une fois la synthèse réussie, il faut encore que la découverte soit confirmée par une seconde expérience dans un autre laboratoire ou à l'aide de techniques de productions différentes.

Si maintenant nous regardons non plus les éléments mais les isotopes, et donc la charte des nucléides qui représente les différents isotopes (existants et créés), en les triant par leur Z en ordonnée et leur nombre de neutrons N en abscisse, nous pouvons voir qu'elle est déjà composée de plus de 3000 noyaux. Nous pouvons distinguer sur cette charte trois frontières ou lignes de limite de stabilité :

- la "drip-line" proton du côté des noyaux riches en protons,
- la "drip-line" neutron du côté des noyaux riches en neutrons,
- la limite d'existence des noyaux lourds.

Ces frontières, nous essayons en tant que scientifiques de les repousser pour agrandir notre territoire d'études comme nous avons tenté d'agrandir et compléter le tableau de Mendeleïev, c'est ensuite la charte des isotopes que nous tentons de compléter. La figure 1.1 nous montre que le monde est encore bien vaste.

Chaque région étant un domaine d'étude à part entière, nous nous concentrerons ici uniquement sur les noyaux les plus lourds. Ces derniers peuvent déjà être classés en plusieurs catégories.

- Les actinides, il s'agit des éléments allant de l'actinium ($Z=89$) au lawrencium ($Z=103$)
- Les très lourds, ou Very Heavy Element (VHE) en anglais

- Les superlourds, ou Super Heavy Element (SHE) en anglais. Par convention¹ nous plaçons la limite VHE/SHE au Rutherfordium ($Z=104$), ce dernier étant le premier des SHE.
- Les trans-éléments, il ne s'agit pas là d'un groupe en particulier, mais dès que nous parlons de tous les éléments au-delà d'un élément, nous parlerons de trans"éléments". Par exemple, les transfermium ou les transnobélium pour respectivement les éléments au-delà du fermium et du nobélium.

1.1.2 Synthèse de nouveaux éléments

La production du premier radio-isotope artificiel, le ^{30}P par bombardement de ^{27}Al avec des particules α par Frédéric et Irène Joliot-Curie en 1934 a ouvert la voie de la synthèse des premiers éléments artificiels. Contrairement aux radio-isotopes artificiels, qui sont en général des isotopes d'éléments existant sous forme stable dans la nature, les éléments artificiels n'ont pas d'isotopes stables. La compétition pour créer ces éléments que l'on ne trouve pas dans la nature a été rude, digne de la guerre froide, époque où elle a démarrée. Les premiers éléments créés sont les éléments de masse moyenne :

- le technétium ($Z=43$) en 1937, par Carlo Perrier et Emilio Segrè,
- le francium ($Z=87$) en 1939, par Marguerite Perey,
- l'astate ($Z=85$) en 1940, par Dale R. Corson, K. R. MacKenzie et Emilio Segrè, $^{209}\text{Bi}(\alpha, 2n)^{211}\text{At}$ et
- le prométhium ($Z=61$) en 1945, par Jacob A. Marinsky, Lawrence E. Glendenin et Charles D. Coryell.

Les suivants, bien plus lourds, furent découverts par les Américains et sont :

- le neptunium ($Z=93$ en 1940), par Edwin McMillan et Philip Abelson en 1940, $^{238}\text{U}(n, e)^{239}\text{Np}$,
- le plutonium ($Z=94$ en 1941), par Glenn T. Seaborg *et al.*, $^{238}\text{U}(d, 2n e)^{238}\text{Pu}$,
- le curium ($Z=96$ en 1944), par Glenn T. Seaborg *et al.*, $^{239}\text{Pu}(\alpha, n)^{242}\text{Cm}$,
- l'américium ($Z=95$ en 1945), par Glenn T. Seaborg *et al.*, $^{240}\text{Pu}(n, e)^{241}\text{Am}$,
- le berkélium ($Z=97$ en 1949), par Glenn T. Seaborg *et al.*, $^{241}\text{Am}(\alpha, 2n)^{243}\text{Bk}$,
- le californium ($Z=98$ en 1950), par Glenn T. Seaborg *et al.*, $^{242}\text{Cm}(\alpha, n)^{245}\text{Cf}$,
- l'einsteinium ($Z=99$ en 1952), par A. Ghiorso *et al.*, $^{238}\text{U}(15n, 7e)^{253}\text{Es}$ et
- le fermium ($Z=100$ en 1953), par A. Ghiorso *et al.*, $^{238}\text{U}(17n, 8e)^{255}\text{Fm}$.

Ces derniers ont été produits par irradiation d'actinides plus légers. Des traces de ces éléments ont également été mis en évidence dans les retombées des bombes atomiques.

Pour les éléments suivants, les cibles à irradier n'existant pas en assez grande quantité et/ou ayant une durée de vie trop courte, il a fallu mettre au point de nouvelles techniques. En envoyant un faisceau d'ions lourds sur une cible à une énergie adéquate, on forme des nouveaux éléments par fusion des deux ions concernés. Cette fusion est en général suivie par l'émission de particules légères (neutrons, protons ou α selon le cas), on parle alors d'évaporation. Grâce à cette réaction de fusion-évaporation on accumule, réaction après réaction, les précieux exemplaires du nouvel élément. Dans certains cas, la cible était même

1. Notamment par rapport au modèle de la goutte liquide (que nous détaillerons dans la section 1.1.3.1.), modèle pour lequel l'énergie de liaison devient négative pour les noyaux de $Z \geq 104$.

placée directement à l'intérieur du cyclotron pour maximiser le nombre de réactions ! C'est ainsi que furent formés :

- le mendelevium (Z=101 en 1955), par A. Ghiorso *et al.*, $^{253}\text{Es}(\alpha, n)^{256}\text{Md}$,
- le nobélium (Z=102 en 1958), par A. Ghiorso *et al.*, $^{246}\text{Cm}(^{12}\text{C}, 4n)^{254}\text{No}$,
- le lawrencium (Z=103 en 1961), par A. Ghiorso *et al.*, $^{252}\text{Cf}(^{11}\text{B}, 5n)^{258}\text{Lr}$,
- le rutherfordium (Z=104 en 1964), par Flerov *et al.*, $^{242}\text{Pu}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{260}\text{Rf}$,
- le dubnium (Z=105 en 1970) par Flerov *et al.*, $^{249}\text{Cf}(^{15}\text{N}, 4n)^{260}\text{Db}$ et
- le seaborgium (Z=106 en 1974), par A. Ghiorso *et al.*, $^{249}\text{Cf}(^{18}\text{O}, 4n)^{263}\text{Lg}$.

Les sections efficaces de production des éléments suivants s'écroulent de façon dramatique (d'un ordre de grandeur tous les sauts de deux unités en Z). La solution trouvée par les allemands fut d'utiliser l'excès d'énergie de liaison de noyaux doublement magiques (notamment des cibles de ^{208}Pb et ^{209}Bi). Il s'agit de la fusion froide que nous détaillerons dans la section 1.2.2.

Ainsi ce furent les Allemands qui, avec SHIP² au GSI³, découvrirent :

- le borhium (Z=107 en 1981), par G. Münzenberg *et al.*, $^{209}\text{Bi}(^{54}\text{Cr}, 1n)^{262}\text{Bh}$,
- le meitnerium (Z=108 en 1982), par G. Münzenberg *et al.*, $^{209}\text{Bi}(^{58}\text{Fe}, 1n)^{266}\text{Mt}$,
- le hassium (Z=109 en 1984), par G. Münzenberg *et al.*, $^{208}\text{Pb}(^{58}\text{Fe}, 1n)^{265}\text{Hs}$,
- le darmstadtium (Z=110 en 1994), par S. Hofmann *et al.*, $^{208}\text{Pb}(^{62}\text{Ni}, 1n)^{269}\text{Ds}$,
- le roentgenium (Z=111 en 1994), par S. Hofmann *et al.*, $^{209}\text{Bi}(^{64}\text{Ni}, 1n)^{272}\text{Rg}$ et
- le copernicium (Z=112 en 1996), par S. Hofmann *et al.*, $^{208}\text{Pb}(^{70}\text{Zn}, 1n)^{277}\text{Cn}$.

Plus récemment, le flérovium (Z=114 en 1999 par Y. Oganessian *et al.*, $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{293}\text{Lv}$) et le livermorium (Z=116 en 2000 par Y. Oganessian *et al.*, $^{244}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{289}\text{Fl}$) ont été découverts au JINR⁴ à Dubna.

Si les éléments 113, 115, 118 puis 117, respectivement de symboles et noms provisoires : Uut (ununtrium), Uup (ununpentium), Uuo (ununoctium), Uus (ununseptium), ont été à priori formés en laboratoire, ils sont en attente d'une confirmation ou d'une validation afin que leur découverte soit officiellement avalisée par l'IUPAC, l'"International Union of Pure and Applied Chemistry". Le laboratoire qui se verra attribuer la découverte de ces nouveaux éléments aura l'immense honneur de pouvoir les nommer.

L'élément 113 a été observé par deux laboratoires de manière complémentaire. La première, dont les résultats ont été reportés en 2004 [Oga04], est la décroissance de l'élément 115 au DGFRS⁵ que nous détaillerons dans le paragraphe prochain. Le 115 décroît par radioactivité α et le premier noyau fils est par conséquent l'élément 113. La première chaîne de décroissance observée en 2003 était celle d'un $^{288}_{115}\text{Uup}$, le fils était donc un $^{284}_{113}\text{Uut}$. Une deuxième énergie de projectile a ensuite été utilisée menant à la création de $^{287}_{115}\text{Uup}$, et donc de $^{283}_{113}\text{Uut}$. La seconde observation (en 2004) est la synthèse directe de l'élément $^{278}_{113}\text{Uut}$ avec

2. SHIP : Separator for Heavy Ion reaction Products.

3. GSI : Gesellschaft für Schwerionenforschung.

4. JINR : Joint Institute for Nuclear Research.

5. DGFRS : Dubna Gas-Filled Recoil Separator.

RILAC⁶ auprès de GARIS⁷. Une section efficace de 22 fb⁸ a été déduite des trois événements observés suite à l'irradiation pendant 553 jours effectifs d'une cible de 450 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{209}Bi par un faisceau d'environ $2,4 \times 10^{12}$ ion/s de ^{70}Zn (0,38 pA⁹) pour une dose totale de $1,35 \times 10^{20}$ ions [Mor12].

L'élément 115 a été observé pour la première fois par l'équipe du DGFRS à Dubna en utilisant la réaction de fusion-évaporation $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca}, 3-4n)^{288}\text{Uup}$. Trois chaînes de décroissance pour le $^{288}_{115}\text{Uup}$ et une chaîne pour le $^{287}_{115}\text{Uup}$ y ont été observées. Une nouvelle série d'expérience a été réalisée entre 2010 et 2012, amenant un nouvel isotope avec la voie $2n$ et conduisant à un nombre de nouvelles chaînes observées de 2 pour $^{289}_{115}\text{Uup}$, 31 pour $^{288}_{115}\text{Uup}$ et 2 pour $^{287}_{115}\text{Uup}$. La section efficace de production maximale pour le $^{288}_{115}\text{Uup}$ est estimée à 8,5 pb¹⁰ [Oga12].

L'observation de l'élément 117 a été rendue possible grâce à la synthèse d'une cible de 22,2 mg de ^{249}Bk au ORNL¹¹. Ainsi entre 2009 et 2010 au DGFRS cinq chaînes de $^{293}_{117}\text{Uus}$ et une seule de $^{294}_{117}\text{Uus}$ ont été produites. Une seconde campagne ayant commencée en 2012 a permis d'obtenir cinq nouvelles chaînes $^{293}_{117}\text{Uus}$ et deux $^{294}_{117}\text{Uus}$ après 1200 h d'expérience pour une dose cumulée de ^{48}Ca de $1,5 \times 10^{19}$ particules. Des sections efficaces de 3,6 pb et 2,0 pb ont été mesurées dans cette expérience [Oga12b], pour les voies $3n$ (avec une dose de $0,34 \times 10^{19}$ particules) et $4n$ (avec une dose de $1,2 \times 10^{19}$ particules) respectivement.

Pour l'élément 118, seules 4 chaînes de décroissance ont été observées. Une en 2002 et deux en 2005 avec la réaction $^{249}\text{Cf}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{294}\text{Uuo}$. La dose nécessaire a été de $4,1 \times 10^{19}$ noyaux de calcium permettant de déterminer une section efficace de 0,5 pb [Oga06]. Ainsi qu'une dernière lors de l'expérience décrite précédemment pour le 117. En effet, le ^{249}Bk ayant une durée de vie de 300 jours et décroissant par β^- , du ^{249}Cf finit par s'accumuler dans la cible, la quantité de californium estimée permet d'obtenir une section efficace en accord avec les expériences précédentes.

L'élément 119 (provisoirement : Uue pour unununium) n'a jamais été observé bien que plusieurs expériences y aient déjà été dédiées. La dernière en date en 2011 et 2012 à TASCA¹² au GSI a permis uniquement d'établir une limite supérieure à la section efficace de réaction. Elle était basée sur le bombardement d'une cible de ^{249}Bk avec un faisceau de ^{50}Ti . Les résultats ne sont toujours pas publiés.

L'élément 120 (provisoirement : Ubn pour unbinillium) n'a jamais été observé bien que plusieurs expériences y aient déjà été dédiées. En 2007 l'équipe du DGFRS au JINR à Dubna a envoyé une dose de $7,10^{18}$ ions de ^{58}Fe sur une cible de ^{244}Pu sans observer de signature de l'élément $Z=120$. Le noyau composé visé était $^{302}_{120}\text{Ubn}$ et une limite supérieure à la section efficace de réaction de 1,1 pb a été déterminée [Oga09]. Une autre tentative a été réalisée en 2007-2008 auprès de SHIP, au GSI à Darmstadt, avec un faisceau de ^{64}Ni et

6. RILAC : RIKEN Linear ACcelerator.

7. GARIS : GAS-filled Recoil Ion Separator.

8. La section efficace de 1 fb (femtobarn) correspond à la probabilité de réaction pour un noyau incident envoyé sur une cible ayant un atome par cm^2 . Son unité est le barn (b) et $1 \text{ fb} = 10^{-15} \text{ b} = 10^{-29} \text{ cm}^2$.

9. Un faisceau de 1 pA correspond à un flux de $6,25 \times 10^{12}$ ions par seconde.

10. $1 \text{ pb} = 10^{-12} \text{ b} = 10^{-26} \text{ cm}^2$.

11. ORNL : Oak Ridge National Laboratory.

12. TASCA : TransActinide Separator and Chemistry Apparatus.

Z	N	A	Nombre observés	Mode de décroissance	E_α (MeV)	Demi-vie
118	176	294	4	α	$11,66 \pm 0,06$	$0,69^{+0,64}_{-0,22}$ ms
117	177	294	5	α	10,81-11,07	51^{+38}_{-16} ms
	176	293	15	α	10,60-11,20	22^{+8}_{-4} ms
116	177	293	5	α	$10,56 \pm 0,02$	57^{+43}_{-17} ms
	176	292	9	α	$10,63 \pm 0,02$	13^{+7}_{-4} ms
	175	291	4	α	$10,74 \pm 0,07$	19^{+17}_{-6} ms
					$10,50 \pm 0,02$	
	174	290	11	α	$10,85 \pm 0,07$	$8,3^{+3,5}_{-1,9}$ ms
115	175	290	6	α	9,78-10,31	650^{+490}_{-200} ms
	174	289	16	α	10,15-10,54	330^{+120}_{-80} ms
	173	288	46	α	10,29-10,58	164^{+30}_{-21} ms
	172	287	3	α	$10,61 \pm 0,05$	37^{+44}_{-13} ms
114	175	289	16	α	$9,84 \pm 0,02$	$1,9^{+0,7}_{-0,4}$ s
					$9,48 \pm 0,08$	
	174	288	35	α	$9,93 \pm 0,03$	$0,66^{+0,14}_{-0,10}$ s
	173	287	19	α	$10,03 \pm 0,02$	$0,48^{+0,14}_{-0,09}$ s
	172	286	27	$\alpha : 0,6SF : 0,4$	$10,21 \pm 0,04$	$0,12^{+0,04}_{-0,02}$ s
	171	285	1	α		$0,13^{+0,60}_{-0,06}$ s
113	173	286	6	α	9,61-9,75	$9,5^{+6,3}_{-2,7}$ s
	172	285	17	α	9,47-10,18	$4,2^{+1,4}_{-0,8}$ s
	171	284	47	α	9,10-10,11	$0,91^{+0,17}_{-0,13}$ s
	170	283	2	α	$10,23 \pm 0,01$	75^{+136}_{-30} ms
	169	282	2	α	$10,63 \pm 0,08$	73^{+134}_{-29} ms
112	173	285	17	α	$9,19 \pm 0,02$	28^{+9}_{-6} s
	172	284	37	SF		98^{+20}_{-14} ms
	171	283	33	$\alpha : 1 SF \leq 0,1$	$9,53 \pm 0,02$	$4,2^{+1,1}_{-0,7}$ s
					$9,33 \pm 0,06$	
					$8,94 \pm 0,07$	
	170	282	14	SF		$0,91^{+0,33}_{-0,19}$ ms
111	169	281	1	α	$10,31 \pm 0,04$	$0,10^{+0,46}_{-0,05}$ s
	171	282	6	α	8,86-9,05	100^{+70}_{-30} s
	170	281	20	$\alpha : 0,1 SF : 0,9$	$9,28 \pm 0,05$	17^{+6}_{-3} s
	169	280	45	α	9,09-9,92	$4,6^{+0,8}_{-0,7}$ s
	168	279	3	α	$10,38 \pm 0,16$	90^{+170}_{-40} ms
110	167	278	2	α	$10,69 \pm 0,08$	$4,2^{+7,5}_{-1,17}$ ms
	171	281	17	$\alpha : 0,07 SF : 0,93$	$8,73 \pm 0,03$	$12,7^{+4,0}_{-2,5}$ s
	169	279	36	$\alpha : 0,1 SF : 0,9$	$9,71 \pm 0,02$	$0,21^{+0,04}_{-0,04}$ s
	167	277	1	α	$10,57 \pm 0,04$	$0,006^{+0,027}_{-0,003}$ s

TABLE 1.1 – Tableau récapitulatif des derniers éléments superlourds observés.

une cible de ^{238}U . Cette fois avec une dose de $2,1 \cdot 10^{19}$ ions, une limite supérieure de 0,09 pb a été déterminée pour la réaction [Hof09]. Une tentative avec du ^{54}Cr bombardant une cible de ^{248}Cm a quant à elle donnée une limite supérieure de 0,56 pb à SHIP (toujours au GSI) en 2011 [Hof12]. Le GSI a également tenté de synthétiser cet élément en bombardant une cible de ^{249}Cf avec du ^{50}Ti . Aucune preuve de $Z=120$ n'a été rapportée ; les résultats ne sont toujours pas publiés.

Le nombre de noyaux de reculs d'intérêt détectés et identifiés par seconde N_d s'exprime en fonction d'un facteur d'efficacité de transmission et détection ϵ , de l'intensité de faisceau utilisée I (en particule par seconde), de l'épaisseur de cible e (en g/cm^2), de la masse molaire M de la cible (en g/mole) et de la section efficace σ (en cm^2) selon la formule suivante :

$$N_d = \epsilon \times N_R = \epsilon \times I \times \left(\frac{N_a \times e}{M} \right) \times \sigma \quad (1.1)$$

avec N_R le nombre de reculs d'intérêt produits par seconde et N_a le nombre d'Avogadro ($6,02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$).

Si l'on considère une section efficace $\sigma=0,1$ pb pour la production de l'élément $Z=120$, avec une cible de ^{249}Cf (donc $M \sim 249 \text{ g/mol}$) d'épaisseur $e = 350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, un faisceau d'intensité $I = 1 \mu\text{A} = 6,24 \times 10^{12}$ ions/s de ^{50}Ti , et un facteur d'efficacité de transmission et détection ¹³ $\epsilon=0,3$, on détermine qu'il faudrait en moyenne 76 jours pour créer et détecter un noyau de $Z=120$.

Les d'éléments lourds observés au-delà de $Z=109$ sont répertoriés dans le tableau 1.1. Ce dernier permet d'avoir une vue d'ensemble de ce qui a été fait tout en tenant compte des chaînes de décroissance des éléments plus lourds. Le type de décroissance (décroissance α) et les durée de vie y sont également consignés.

1.1.3 Modèles

1.1.3.1 Modèle de la goutte liquide

Le modèle de la goutte liquide décrit en première approximation le comportement d'un noyau, traitant les nucléons dans le noyau comme les molécules d'eau dans une goutte. Ainsi, ce modèle permet d'établir de façon empirique l'évolution de l'énergie de liaison B en fonction du nombre de nucléons A et du nombre de protons Z :

$$B(A, Z) = a_v \cdot A - a_s \cdot A^{2/3} - a_c \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \cdot \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta(A, Z) \quad (1.2)$$

et de paramètres communs permettant de régler leur amplitude respective :

- a_v pour le terme d'attraction volumique,
- a_s pour le terme de répulsion en surface,
- a_c pour le terme de répulsion coulombienne,
- a_a pour le terme rendant compte de l'asymétrie neutron-protons,

¹³. Ce chiffre prend en compte les différents facteurs d'efficacité de détection qui seront détaillés dans le chapitre 2 (80 % pour la cible, 50 % pour la transmission du séparateur, 90 % pour le résidu d'évaporation et 80 % pour la détection d'un α de décroissance). Pour le DGFRS à Dubna on a une valeur similaire.

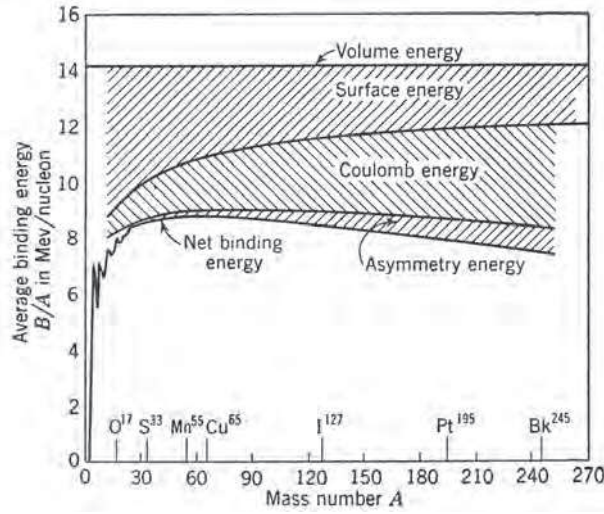


TABLE 3.3. COMPARATIVE EVALUATIONS (IN MEV) OF THE ENERGY COEFFICIENTS OF THE SEMIEMPIRICAL MASS FORMULA

	Volume a_v	Surface a_s	Coulomb a_c	Asymmetry a_a	Pairing δ
1936 Bethe and Bacher† (B48)	15.80	13.2	0.58	19.5	
1939 Fermi (F16)	14.0	13.3	0.62		
1939 Bohr and Wheeler (B96)	14.0	14	0.59	(Table of γ)	(Table)
1942 Fluegge (M22)	14.66	15.4	0.602	20.5	
1945 Fermi (F38, F41)	14.0	13.0	0.583	19.3	$33.5/A^{1/2}$
1950 Metzger and Hestenes† (M13)	14.0	13.0	0.583	19.3	$33.5/A^{1/2}$
1947 Fermi (F17)	14.1	13.1	0.585	18.1	(Graph)
1947 Fowler‡	15.3	16.7	0.60	22.6	
1949 Friedlander and Kennedy (F99)	14.1	14.1	0.583	18.1	$132/A$
1949 L. Rosenfeld (R30)	13.60	15.4	0.602	20.54	
1945 Canadian National Research Council (F96)	14.05	14.0	0.61	19.6	
1953 Coryell (C46)	14.0	14.0	0.59	19.5	(Table of γ)
1954 Owen (O46)	15.73	17.8	0.71	23.7	(Graph)
1955 Eqs. (2.17), (3.22), (3.63), (3.64)	14.1	13	0.595	19.0	(Fig. 3-4)
	14.02	14.1	0.602	19.9	

† Constants were fitted for even- N even- Z . Pairing energy recognized but not evaluated.

‡ Those voluminous ENIAC computations of $M(Z, A)$ for every conceivable value of Z and A use Fermi's 1945 constants, including $M_p = 1.008 66$ amu and $M_n - M_p = 0.009 13$ amu.

§ The particular values given here are for the incompressible fluid model, as used by all others in this tabulation. Fermi (F17) also studied extensively the effects of finite nuclear compressibility.

|| All four coefficients determined from a least-squares fit with packing fractions by Matlack and Fluegge (M22) for Ne, Si, Fe, Kr, Xe, Ba, La, Hg, U (1947, unpublished).

FIGURE 1.2 – Évolution des l'énergie de liaison par nucléon B/A en fonction de la masse A en regard des contributions des différents termes de la formule de Bethe-Weizsäcker [Eva55].

ainsi qu'un terme δ pour tenir compte de l'appariement nucléaire tel que :

$$\delta = \delta_0 a_p A^{-3/4} \quad (1.3)$$

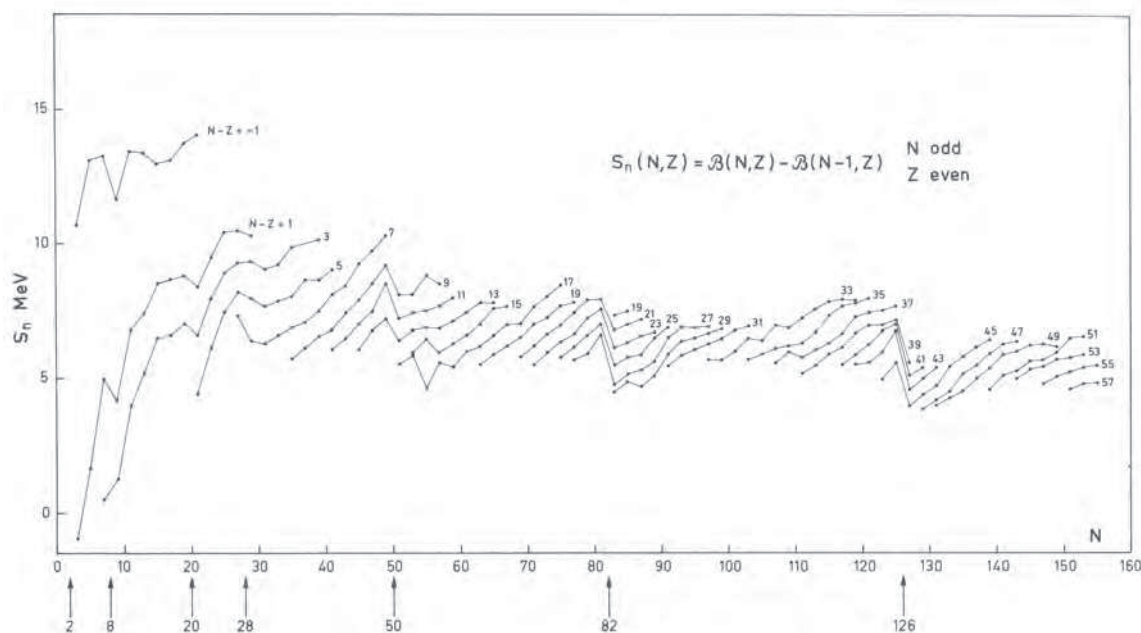
Où a_p est un terme d'appariement, et :

$$\delta_0 = \begin{cases} +1 & \text{Pour } A \text{ pair et } Z \text{ pair} \\ 0 & \text{Pour } A \text{ impair} \\ -1 & \text{Pour } A \text{ pair mais } Z \text{ impair} \end{cases} \quad (1.4)$$

On voit sur la figure 1.2 les contributions des différents termes de la formule de Bethe-Weizsäcker à l'évolution de l'énergie de liaison par nucléon B/A en fonction de la masse A . Sur la partie droite de la figure 1.2 sont données différentes valeurs des paramètres résultant de différentes estimations.

Ce qui est important dans ce modèle c'est qu'il permet d'extraire les contributions semi-classiques et mettre en évidence les fluctuations quantiques. Une des preuves les plus flagrantes de la structure quantique du noyau s'observe lorsqu'on suit l'énergie de séparation de neutrons ou de protons (voir figure 1.3) : on observe des ruptures de pentes dans les systématiques $N-Z=\text{cte}$.

Un autre atout de ce modèle simple est qu'il permet d'estimer les limites de stabilité des atomes en suivant les évolutions des différentes contributions. En effet, on voit bien sur la figure 1.2 que plus on va vers un Z élevé, plus le terme de coulomb devient important. Cela implique que la barrière coulombienne devient de plus en plus faible. Avec un tel modèle semi-classique, des noyaux trop lourds, c'est-à-dire les éléments au-delà du Rutherfordium

FIGURE 1.3 – Énergies de séparation neutrons, S_n [BM69, Mat65].

ne devraient pas exister. Or, des éléments chimiques ont été synthétisés jusqu'à l'élément 118... Seuls des effets quantiques peuvent expliquer leur cohésion.

1.1.3.2 Modèle en couches sphérique

Basé sur les concepts de la mécanique quantique, le modèle en couches décrit les propriétés du noyau atomique en fonction des couches quantiques qui sont "remplies" par des neutrons et des protons. Comme c'est le cas dans les cortèges électroniques de l'atome, un excès de liaison est obtenu lorsqu'une couche nucléonique est "pleine". Ces effets de couches se traduisent par exemple par une modulation des énergies de séparation de 2 neutrons ou de 2 protons. On y observe clairement un excès de liaison pour certaines valeurs du nombre N ou Z . Ces valeurs sont d'ailleurs les mêmes pour les neutrons et les protons. Ainsi, à chaque fermeture de couche, nous pouvons associer des nombres de nucléons qualifiés de "magiques" : 2, 8, 20, 28, 50 et 82 (126 et 184 sont "magiques" pour les neutrons aucun noyau avec un Z suffisamment élevé n'a encore été observé pour confirmer ces chiffres pour les protons).

Or les premiers modèles quantiques ne permettaient pas de reproduire les nombres magiques. Ces observations ont conduit Maria Goeppert-Mayer à introduire un terme de spin orbite dans le modèle en couches sphérique qui a permis, par levée de dégénérescence, de séparer des multiplets et même d'échanger certains niveaux amenant des modèles simples à reproduire la séquence de nombres magiques et même de prédire les propriétés d'états

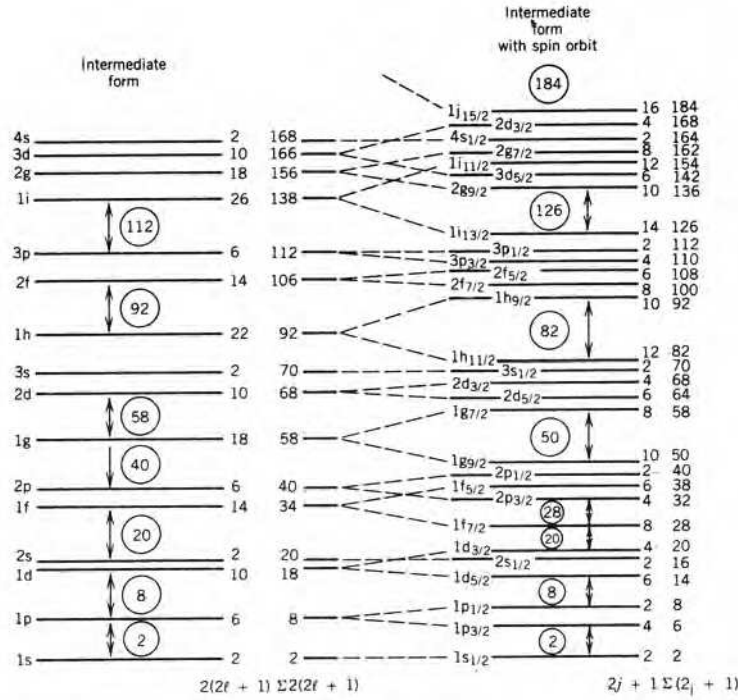


FIGURE 1.4 – Introduction du spin-orbite dans un modèle de Woods-Saxon [Kra88].

fondamentaux de noyaux impairs comme les spins, parités et les moments magnétiques par exemple. Ce fut un grand succès du modèle en couches sphérique.

Les noyaux ayant un nombre de neutrons magique et un nombre de protons magique, comme les $^{40,48}\text{Ca}$ ($Z=20$ $N=20$ et 28) et le ^{208}Pb ($Z=82$ $N=126$) sont dits doublement magiques. Ils sont particulièrement stables. De plus, sous l'effet de cet excès de liaison lié aux couches fermées, ces noyaux sont sphériques dans leur état fondamental. Ils peuvent cependant avoir des états excités présentant une certaine déformation.

1.1.3.3 Déformation axiale et isomères-K

Les noyaux situés entre les couches fermées peuvent être amenés à avoir une certaine déformation. Comme nous pouvons le voir sur la figure 1.5, l'introduction d'une déformation axiale dans le modèle en couches sphérique conduit à une levée de dégénérescence [BM60]. En effet, si on introduit dans le potentiel une asymétrie axiale

$$V = V_0(r) + V_2(r) \cdot Y_{20}(\theta) \quad (1.5)$$

pour une déformation axiale selon un axe z , le Hamiltonien commute avec j_z . De fait, la projection K du moment angulaire j sur l'axe z est un bon nombre quantique. La dépendance en j, K des énergies à une particule étant donnée par

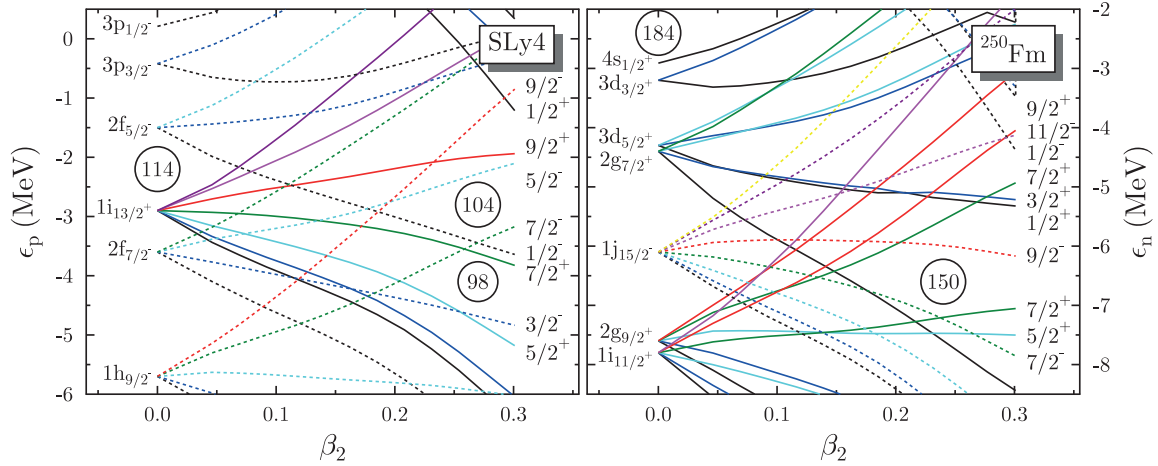


FIGURE 1.5 – Évolution en fonction de la déformation β_2 des énergies de particules proton à gauche et neutrons à droite calculés pour ^{250}Fm avec un code Hartree-Fock et SLy4 [Ben13].

$$E_{j,K} = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \langle V_2 \rangle_j \cdot \frac{j(j+1) - 3K^2}{4j(j+1)} \quad (1.6)$$

on constate qu'on conserve une dégénérescence 2 liée à la contribution quadratique en K . Comme on peut le voir sur la figure 1.5, pour des déformations prolates (allongées comme un ballon de rugby), l'état à une particule de plus petit K du multiplet va être abaissé alors que celui de plus grand K se retrouvera à une énergie plus élevée. Pour des déformations oblates (forme aplatie de type disque), c'est exactement l'inverse.

On constate également sur la figure 1.5 que cette levée de dégénérescence conduit à la fermeture des gap sphériques et l'ouverture de nouveaux gap déformés de plus faibles amplitudes. Ces gap déformés, tout comme les gap sphériques, conduisent à une plus grande stabilité. Ainsi de même que certaines régions de masse sont caractérisées par une forte influence des gap sphériques, d'autres présenteront une déformation qui peut être relativement importante.

Un des succès du modèle en couches est la prédiction de l'état fondamental de tous les noyaux pairs-pairs qui est forcément 0^+ . On ne peut pas construire de rotation collective sur des noyaux sphériques, mais on peut aisément le faire sur des noyaux déformés. On pourra ainsi observer dans ces noyaux des bandes de rotation collective bâties sur l'état fondamental ou sur les états excités. Or, la construction d'un état excité de type particule-trou se fera avec les orbitales au voisinage du niveau de Fermi. Il se peut qu'on arrive à un état de projection K différente de celle de l'état fondamental. De fait, la décroissance de cet état vers l'état fondamental implique une différence ΔK .

Ceci peut conduire à des transitions simplement interdites lorsque la valeur de ΔK est supérieure à la multipolarité de la transition γ de désexcitation. Cela peut conduire à des ralentissements relativement forts et des durées de vies importantes. Les états correspon-

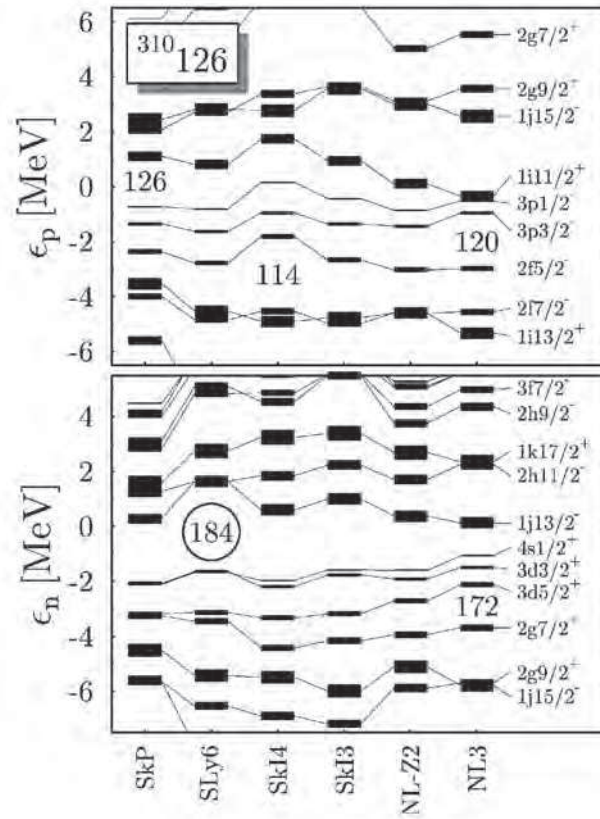


FIGURE 1.6 – Comparaison de schémas de particules individuelles calculés à partir de différentes interactions [Ben01].

dants sont appelés isomères-K. Une systématique des isomères-K dans la région des noyaux très lourds peut être trouvée dans les références [Her11, Kon15].

Ces isomères sont particulièrement intéressants car ils sont en général bâtis sur des états très particuliers et permettent de révéler leur position dans les spectres à particules individuelles. Par ailleurs, leur durée de vie permet de maintenir le noyau dans cet état suffisamment longtemps pour qu'on puisse étudier la décroissance au plan focal d'un séparateur. C'est ce qu'on appelle la spectroscopie retardée qui permet d'étudier les états de la structure fondamentale alimentés par cette décroissance ou alors d'étudier les états des noyaux descendants par radioactivité.

1.1.3.4 Autres modèles

Afin de donner la meilleure description possible du noyau, objet quantique, différentes théories plus ou moins raffinées ont été développées. Il s'agit de théories décrivant les nu-

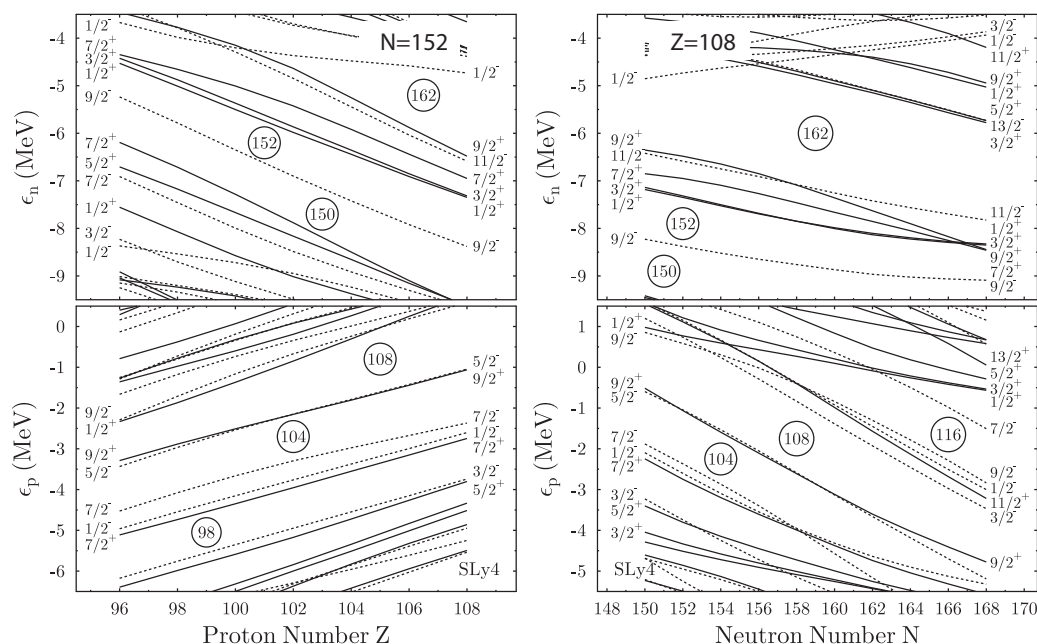


FIGURE 1.7 – Évolution des énergies à une particule sur des séries isotoniques $N=152$ (à gauche) isotopiques $Z=108$ (à droite). Les calculs sont réalisés avec un code Hartree-Fock et SLy4 [Ben13].

cléons "évoluant" dans un potentiel (champ) moyen tel que le potentiel Woods-Saxon (WS) ou de théories essayant de modéliser les interactions nucléon-nucléon, tels que le modèle Hartree-Fock-Bogolioubov (HFB) ou le modèle de champ moyen relativiste (RMF, Relativistic Mean Field en anglais). Ces modèles de champ moyen permettent de décrire les noyaux les plus lourds, mais divergent sur leurs prédictions. Ainsi l'ultime îlot de stabilité est prédit par les théories décrites précédemment, mais pour différentes valeurs de Z et de N , ce qui positionne l'ultime îlot de stabilité à différents endroits de la charte des nucléides :

- Z=126 et N=184 pour le modèle HFB (A/Z=310/126=2,46),
- Z=114 et N=184 avec les approches de WS (A/Z=298/114=2,61),
- Z=120 et N=172 pour le cas du RMF (A/Z=292/120=2,43).

En effet, ces modèles et les forces ou potentiels sur lesquels ils sont basés ont été ancrés sur un certain nombre de propriétés et niveaux de noyaux connus, en général bien plus légers que nos noyaux superlourds. Arrive-t-on aux limites du pouvoir prédictif de ces modèles ? En tout cas, il est certain que nos données expérimentales donneront de nouveaux points d'ancrage à ces modèles.

Une autre façon d'illustrer leurs différences, est de comparer les schémas de particules individuelles, présentés sur la figure 1.6, et calculés à partir de différentes interactions [Ben01]. On voit clairement que selon la force ou le modèle utilisé les gap Z=114, 120 ou 126 sont ou ne sont pas présents.

Il est aussi particulièrement instructif d'observer l'évolution des énergies à une particule neutron ou proton dans des séries isotoniques ou isotopiques. On peut voir sur la figure 1.7 la présence de certains gap sur toute une série ou au contraire, comme c'est le cas pour $N=162$, l'ouverture de ce gap au-delà de $Z=102$. De plus, cette figure peut-être aussi intéressante que l'était celle de l'évolution des énergies à une particule au voisinage de l'îlot d'inversion où ils ont servi à discuter la fermeture de gap magiques sphériques.

Ces modèles nous sont très précieux dans l'interprétation des niveaux quantiques observés et des propriétés associées. On voit bien ici qu'il faut être extrêmement vigilant à ne pas boucler la boucle d'une interprétation basée sur un modèle donnant une contrainte au modèle confirmant l'interprétation...

1.1.3.5 Modélisation des sections efficaces de réaction

On pense souvent structure lorsqu'on parle de modèle nucléaires, mais les modèles de dynamique nucléaires sont au moins aussi importants. Ils nous permettent de comprendre la cohésion nucléaire dans les phases dynamiques de leur création et de leurs décroissances. Ils nous guident dans nos choix expérimentaux. On voit notamment sur la figure 1.8 les différentes voies de réaction : profondément inélastiques, fusion-fission, quasi-fission et fusion évaporation [Zag13].

La prédiction de sections efficaces de réactions est un art extrêmement délicat et oh combien important. Prédire 1 pb de section efficace alors qu'on a 0,1 pb a des conséquences expérimentales terribles. Pourtant, on est bien dans les limites de ces modèles.

1.2 Spectroscopie des VHE

1.2.1 Motivations

Pour poursuivre l'analogie des frontières de la charte des nucléides, nous pouvons, en tant que physiciens, soit chercher à explorer les territoires exotiques proches des limites, soit chercher à dépasser ces frontières. C'est la frontière des masses extrêmes qui nous intéresse ici. Dans le cadre des noyaux superlourds, les études peuvent aller dans deux voies. La première est celle de la spectroscopie des VHE et même la spectroscopie des premiers SHE comme cela a été fait avec le ^{256}Rf [Gre11] et avec la décroissance du $Z=115$ qui a donné des informations spectroscopiques sur le meitnerium (Mt, $Z=109$) et le bohrium (Bh, $Z=107$) pour lesquels des coïncidences α - γ ont été enregistrées.

Or, vu le niveau de statistique dans le cas des SHE, on ne peut pas parler de pics. Par contre, on peut obtenir les spectres α et γ issus d'une simulation GEANT4 sur la base d'une hypothèse de schéma de décroissance α suivie de transitions γ dans le noyau fils. En normalisant l'intensité sur le spectre α , on peut déduire l'intensité des transitions attendues selon la multipolarité qu'on leur suppose. Cela marche très bien et le résultat est impressionnant (cf. figure 1.9).

Cette zone de la charte des nucléides - appelée la mer de fission - est peuplée de noyaux instables qui vont avoir tendance à décroître par radioactivité α , β^- ou par fission spontanée. Sa connaissance va nous être indispensable pour la conquête de nouveaux territoires. On voit

que même à des niveaux de statistique extrêmement faible on peut faire de la spectroscopie γ et obtenir des informations sur les premiers états excités des noyaux correspondants. C'est de très bonne augure pour S³-SIRIUS.

La seconde voie, celle de la synthèse de nouveaux éléments superlourds, nécessite la connaissance des noyaux faisant partie des chaînes de décroissances pour permettre l'identification des noyaux produits. Elle est à la recherche d'un ultime îlot de stabilité donnant une durée de vie suffisante aux noyaux superlourds. Cette quête repose sur l'existence d'un nouveau nombre magique en proton à une valeur de Z pas trop grande pour que l'effet de couche qu'il apporte puisse encore contrer la répulsion coulombienne qui augmente irrémédiablement avec Z .

Cependant, la découverte de cet îlot ne pourra se faire sans les jalons posés par la spectroscopie, qui permet d'une part de contraindre les modèles, et d'autre part d'obtenir un point d'ancrage pour les chaînes de décroissance radioactive des nouveaux VHE. On peut illustrer ce propos par l'élément le plus lourd connu à ce jour : l'élément 118. Les noyaux de $^{294}_{118}\text{Uuo}$ observés décroissent en émettant une particule α vers le noyau fils $^{290}_{116}\text{Lv}$ décroissant lui même par radioactivité α vers le $^{286}_{114}\text{Fl}$. Ce dernier a la possibilité de décroître par fission spontanée ou par décroissance α vers le $^{282}_{112}\text{Cn}$ qui fissionne de manière spontanée. La chaîne du $Z=118$ finit donc sur le flérovium ou sur le copernicium et est relativement courte. Par

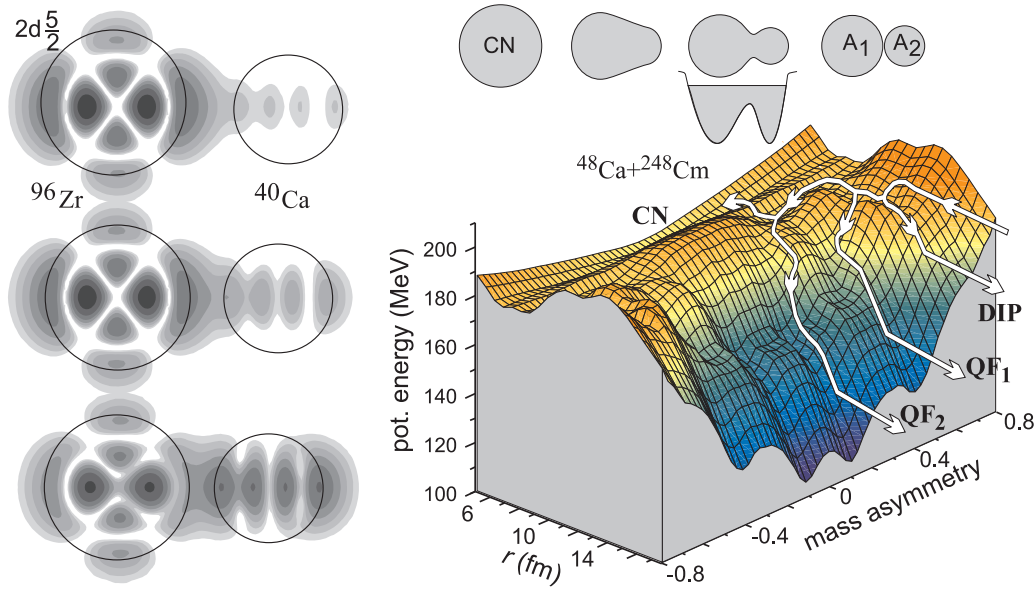


FIGURE 1.8 – À gauche, amplitude des fonctions d'ondes en fonction de l'écart entre la cible et le projectile lors d'une collision. À droite illustration de la structure de la barrière pour une réaction entre $^{48}_{20}\text{Ca}$ et $^{248}_{96}\text{Cm}$ conduisant à l'élément 116. On voit bien les différentes voies de réaction : profondément inélastiques (DIP), fusion-fission, quasi-fission (QF1, QF2) et fusion évaporation (CN) [Zag13].

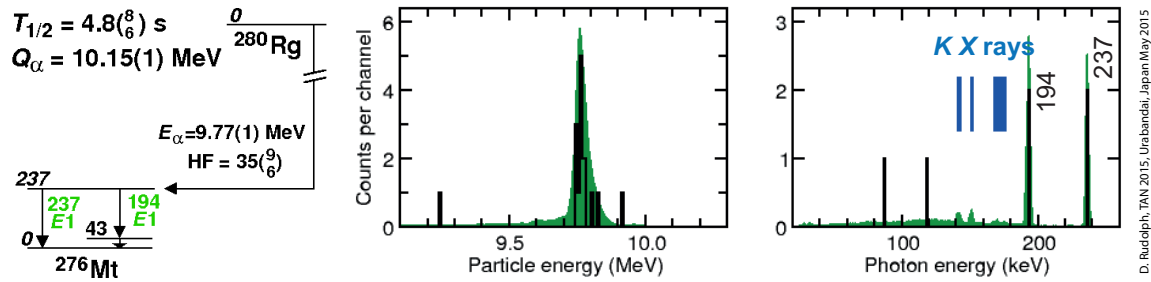
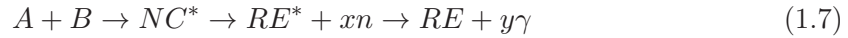


FIGURE 1.9 – Spectroscopie α - γ en coïncidence dans la chaîne de décroissance de l'élément 115. Six transitions γ ont été attribuées au $^{276}_{109}\text{Mt}$ et observées dans la décroissance du $^{280}_{111}\text{Rg}$ [Rud15].

ailleurs, elle ne finit pas sur un noyau stable ou de longue durée de vie bien connu. Or, on ne peut actuellement identifier les éléments VHE que par leur chaîne de décroissance lorsqu'elle passe par des noyaux connus et donc déterminer quel noyau a été produit. L'existence d'un ultime îlot de stabilité pourrait même entraîner des décroissances vers des noyaux inconnus. Il est donc primordial de mesurer la masse et la charge du noyau formé avec précision, ce qui est précisément le but de projets de spectrométrie de masse comme S^3 .

1.2.2 Principe physique

La spectroscopie et la synthèse des noyaux les plus lourds font en général appel au même type de réaction : la fusion-évaporation. Il s'agit de créer un noyau composé (NC) par fusion d'un noyau projectile A avec un noyau cible B à l'arrêt dans la cible. Le NC ainsi formé va évacuer le trop plein d'énergie en émettant des particules légères (principalement les neutrons), formant finalement le résidu d'évaporation (RE) excité qui va décroître en émettant des γ vers son état fondamental :



Deux types de fusions sont possibles. La fusion chaude va conférer au noyau composé une énergie d'excitation importante (de l'ordre de 25 à 80 MeV), entraînant une forte probabilité de fission de ce dernier et l'émission d'un grand nombre de neutrons (≥ 4) lorsque le NC ne fissionne pas. Elle met en général en jeu des projectiles légers et des cibles très lourdes, par exemple la fusion de néon ($Z=10$) avec de l'uranium ($Z=92$) donne du nobélium ($Z=102$).

La fusion froide, confère au CN une énergie d'excitation bien plus faible (de l'ordre de 10 à 20 MeV) du fait de la grande valeur (négative) de la chaleur de réaction. Cette dernière est due à la magie (voire double magie) du projectile et/ou de la cible. On peut ainsi également former le nobélium ($Z=102$) de notre exemple précédent par fusion de $^{48}_{20}\text{Ca}$ avec du $^{208}_{82}\text{Pb}$. Il faut cependant noter que même si on arrive au même élément chimique que dans le cas d'une fusion chaude, on n'arrive pas toujours sur les mêmes isotopes de cet élément,

étant donné que le même noyau composé n'est pas forcément le même et que le nombre de neutrons évaporés est différent (≤ 3) du fait de la différence en énergie d'excitation.

Nous pouvons établir trois catégories :

- réaction classique (A léger B lourd),
- réaction cinématique inverse (A lourd B léger),
- réaction symétrique (A et B du même ordre de grandeur).

Travailler aux limites de la charte des nucléides impose d'arriver à synthétiser un noyau ayant un rapport A/Z à la limite, voire au-delà de ce dont on dispose dans la nature avec les noyaux stables qui nous servent de cibles et de projectiles. On a vu que l'îlot de stabilité est prédit avec un ratio A/Z allant de 2,43 à 2,61 selon le modèle utilisé... Certains isotopes rares, comme le ^{48}Ca qui ne représente qu'une proportion de 0,2 % dans le calcium naturel, présentent un A/Z particulièrement intéressant tout en étant stable. La fusion froide a largement utilisé le caractère doublement magique du $^{48}_{20}\text{Ca}$ qui présente un A/Z de 2,4 alors que le $^{40}_{20}\text{Ca}$ - également doublement magique - ne présente que un A/Z de 2,0. Si on prend pour exemple le cas de l'élément le plus lourd synthétisé à ce jour, le noyau de $^{294}_{118}\text{Uuo}$, on devrait arriver à un A/Z de 2,49. Pour cela on a utilisé un projectile de $^{48}_{20}\text{Ca}$ ($A/Z=2,40$) projeté sur une cible de $^{238}_{92}\text{U}$ ($A/Z=2,58$).

Pour aller au-delà des A/Z disponibles avec des éléments naturels, soit on utilise d'autres types de réactions, soit on développe des nouveaux faisceaux stables¹⁴, soit on développe des faisceaux ou cibles avec des isotopes radioactifs apportant le A/Z "non standard" nécessaires aux réactions visées.

Outre les difficultés liées au fait de trouver un couple cible/projectile qui mène au CN souhaité, l'extrême faiblesse des sections efficaces constitue une autre limite physique à ces études. En effet, on va de la dizaine de nanobarns pour le premier SHE - le rutherfordium ($Z=104$) - à une limite supérieure d'au plus un dixième de picobarn pour l'élément 120. De fait, il faut des séparateurs extrêmement puissants pour séparer les noyaux recherchés des autres produits de réaction pouvant émerger de la collision d'un projectile sur une cible. Les principales réactions parasites sont les suivantes :

- réaction quasi-élastique,
- réaction de transfert de nucléons,
- réaction de quasi-fission,
- fusion et formation du noyau composé qui va :
 - fissionner,
 - se désexciter en évaporant des particules légères jusqu'à former le noyau qui nous intéresse.

Si des différences de paramètre d'impact peuvent expliquer une prédominance de l'une ou l'autre des réactions, il faut bien avoir en tête que ce paramètre n'est pas contrôlable. Seule l'énergie du projectile peut-être contrôlée avec une certaine précision. Comme on peut le voir sur la figure 1.10, une fois l'énergie du faisceau déterminée, c'est toute une plage d'énergie qui est couverte du fait des effets de ralentissement du faisceau dans la cible. Plus la cible est fine, plus le domaine d'énergie est "pincé" sur une valeur moyenne

14. Le cas du $^{50}_{22}\text{Ti}$ ($A/Z=2,27$) et du $^{51}_{23}\text{V}$ ($A/Z=2,22$) sont des faisceaux MIVOC de titane et vanadium pour les superlourds en développement à Strasbourg.

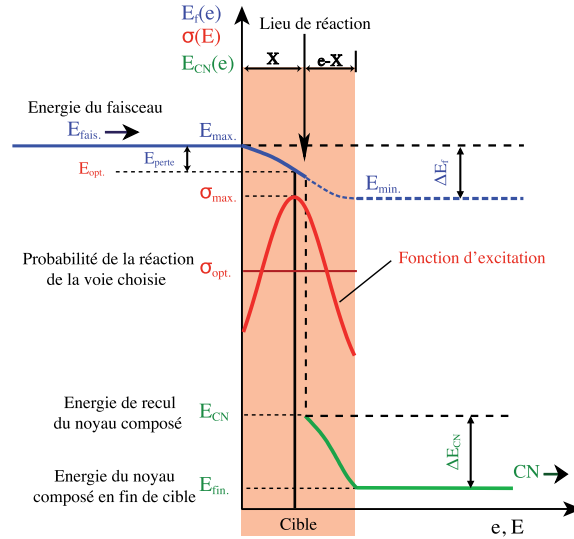


FIGURE 1.10 – Illustration des influences énergétiques dans la cible. Le faisceau perd de l'énergie, donc la section efficace de réaction varie avec la profondeur de la cible. Le noyau produit subit également une perte d'énergie cinétique lors de son parcours dans le restant de cible [Kha07].

et moins on produit de noyaux du fait du plus faible nombre de noyaux cible rencontrés. La section efficace variant également avec l'énergie ($\sigma_{xn}(E)$ est ce qu'on appelle la fonction d'excitation pour la voie xn donnée), il faut s'arranger pour optimiser la couverture de la fonction d'excitation dans la cible. Il s'agit là encore de trouver le bon compromis.

Dans tous les cas la fission sera prédominante et sera notre principale ennemie. Sa probabilité augmente avec le paramètre de fissilité (Z^2/A) et a une section efficace pouvant aller jusqu'au μb . Ceci nous oblige à trouver une fenêtre étroite en énergie, un compromis entre franchir la barrière coulombienne ou une voie particulière dans la structure de la barrière (cf. figure 1.8) pour diminuer l'impact de la fission. Il se situe généralement aux environs d'une énergie de faisceau de 5 MeV/nucléon.

1.2.3 Spectroscopie prompte et retardée

Lorsque les conditions expérimentales le permettent, des détecteurs germanium sont placés autour du point cible où ont lieu les réactions afin de détecter les γ émis par le RE qui nous donnent directement les écarts d'énergie entre les niveaux de notre noyau d'intérêt. Il s'agit de la spectroscopie prompte illustrée sur la figure 1.11 en commun avec les techniques de spectroscopie retardée.

Pour les noyaux lourds, une grande proportion des transitions de basse énergie ne se fait pas uniquement par émission de rayonnements γ , mais par émission d'électrons de conversion. En effet, la probabilité de conversion électronique augmente avec :

- l'augmentation de Z ,
- l'augmentation de λ l'ordre multipolaire de la transition,
- la diminution de l'énergie de la transition E_γ ,
- la diminution du nombre quantique principal n de la couche atomique.

La probabilité totale d'avoir une transition λ_{tot} , est la somme des probabilités d'avoir une émission de rayonnement γ notée λ_γ et d'un électron de conversion interne notée λ_e .

$$\lambda_{tot} = \lambda_\gamma + \lambda_e = \lambda_\gamma \cdot (1 + \alpha) \quad (1.8)$$

Où α est le coefficient interne total :

$$\alpha = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} \quad (1.9)$$

Nous pouvons approximer le coefficient α pour les transitions multipolaires électriques par la formule suivante [Kra88] :

$$\alpha(E\lambda) \approx \frac{Z^3}{n^3} \cdot \frac{\lambda}{\lambda + 1} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \hbar \cdot c} \right)^4 \cdot \left(\frac{2m_e \cdot c^2}{E_\gamma} \right)^{\lambda+5/2} \quad (1.10)$$

et pour les transitions multipolaires magnétiques par :

$$\alpha(M\lambda) \approx \frac{Z^3}{n^3} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \hbar \cdot c} \right)^4 \cdot \left(\frac{2m_e \cdot c^2}{E_\gamma} \right)^{\lambda+3/2} \quad (1.11)$$

C'est pourquoi des spectromètres dédiés aux électrons de conversion sont également installés dans certains cas autour de la cible pour compléter les informations de spectroscopie γ prompte (référence à SACRED¹⁵). Dans le cas de SAGE¹⁶ (lien vers SAGE section suivante), on a même associé ces deux techniques de détection.

15. SACRED : Silicon Array for ConveRsion Electron Detection.

16. SAGE : Silicon And GERmanium.

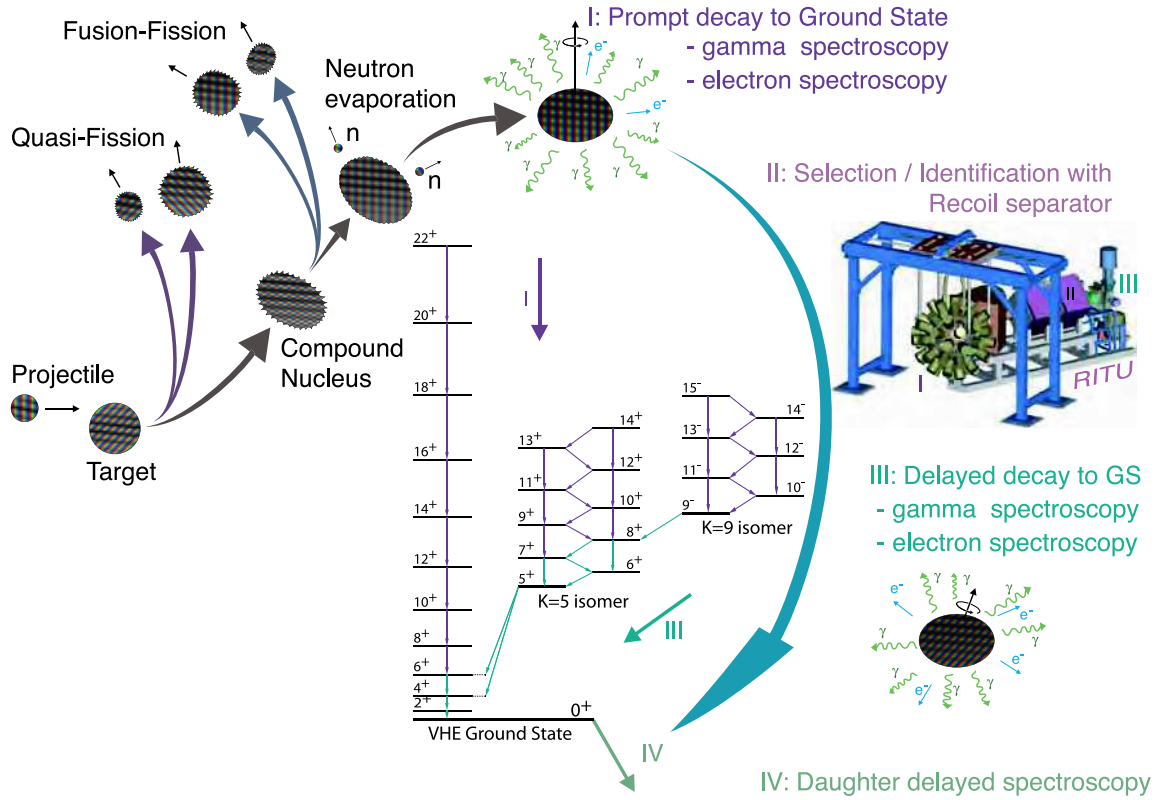


FIGURE 1.11 – Illustration de la spectroscopie prompte et retardée. La spectroscopie prompte (autour de la cible "I") révèle les séries d'états de très faibles durées de vies alors que la spectroscopie retardée (au plan focal "III") révèle la série des états dans la cascade de décroissance d'isomères ("III") ou de décroissance radioactive ("IV") [Gal13].

Nos RE vont sortir de la cible accompagnés d'une multitude d'autres noyaux dits "polluants". Il nous faut donc un séparateur qui nous permettra de transmettre le maximum de RE tout en ne laissant passer que le minimum de polluants. Les noyaux ayant traversé le séparateur finiront leur course au plan focal de ce dernier, afin d'y être identifiés et étudiés.

Dans ces systèmes, le noyau traverse d'abord un détecteur qui permet d'obtenir le temps de vol¹⁷ mais aussi d'autres informations caractéristiques du noyau, tel que le dépôt d'énergie $\frac{dE}{dx}$ ou la position permettant de remonter jusqu'à la masse selon le type de détecteur utilisé (MWPC¹⁸ ou SeD¹⁹), mais avec des résolutions limitées dues aux polluants. Ces informations nous permettront notamment de différencier les RE des quasi-cibles que le séparateur aura laissé passer. Les noyaux iront ensuite finir leur course dans le détecteur

17. ToF : Time of Flight.

18. MWPC : MultiWire Proportional Countner.

19. SeD : Secondary electron Detector.

d'implantation en silicium qui fournira l'énergie d'implantation E , ainsi que la position d'implantation (avec les coordonnées spatiales x et y). Ainsi, l'émission différée en temps d'une particule α aux mêmes coordonnées x/y signera la décroissance radioactive du noyau implanté. Elle sera caractéristique de ce noyau et permettra l'identification du noyau avec les autres données mentionnées précédemment, ou d'autres décroissances dans le cas d'une chaîne de décroissance.

Une fois les noyaux identifiés, nous pouvons grâce à leur temps de vol, remonter au moment de leur création au point cible et étudier les transitions électromagnétiques promptes émises lors de la création du noyau. L'identification par le séparateur nous permet de savoir avec certitude à quel noyau d'intérêt elles appartiennent. Il s'agit de la méthode d'identification RDT pour Recoil Decay Tagging en anglais [Sch86, Pau95].

Lorsque le nombre de décroissances est suffisant, on peut faire la spectroscopie au plan focal de ce noyau et avoir des informations spectroscopiques sur ses descendants (voir aussi la figure 1.11). Certains noyaux possèdent des états isomériques avec un temps de vie assez long pour être propagés dans le séparateur et implantés au plan focal. Il est alors possible d'étudier les niveaux d'énergie de ces isomères, et c'est pourquoi des détecteurs germanium sont en général placés au plan focal du séparateur. Les électrons de conversion sont, eux, détectés dans les détecteurs silicium "Tunnel" entourant le détecteur d'implantation. Ces isomères peuvent avoir plusieurs origines, il peut s'agir d'isomérisme :

- de forme (donc dû à la déformation β du noyau)
- de spin (donc dû au spin I du noyau)
- de haut K (donc dû au nombre quantique K qui est la projection du moment angulaire total sur l'axe de déformation β)

Dans le cas d'isomères, on peut étudier les états de plus basse énergie d'excitation alimentés par leur décroissance. Les détecteurs germanium autour du plan focal permettent aussi, dans certains cas, de mettre en évidence des états excités des descendants des RE. Ainsi, les transitions électromagnétiques entre les premiers états excités du meitnerium (Mt, $Z=109$) et du bohrium (Bh, $Z=107$) ont récemment été rapportées dans la décroissance de l'élément 115 [Rud15].

Chapitre 2

Le projet S³-SIRIUS

Sommaire

2.1	Le projet SPIRAL2	29
2.2	Présentation de la collaboration S³	31
2.3	Les projets scientifiques	31
2.3.1	Quête des éléments superlourds	32
2.3.2	Limite de stabilité en proton	33
2.3.3	Projets additionnels	33
2.3.3.1	FISIC	33
2.3.3.2	Plan focal intermédiaire	33
2.3.3.3	LBE	34
2.3.4	Lettres d'intentions	35
2.4	Le séparateur : S³	36
2.5	La détection : SIRIUS	37
2.6	Démonstration du potentiel de S³-SIRIUS	41

2.1 Le projet SPIRAL2

De nombreux laboratoires de part le monde comme le GANIL¹ à Caen, le GSI à Darmstadt, le FLNR à Dubna, RIKEN à Tokyo, LBL à Berkeley, etc, possèdent des accélérateurs. Ces derniers fournissent pour nos études de physique nucléaire des faisceaux intenses et stables. Face aux limitations liées aux sections efficaces de réactions aux limites de la charte des nuclides, il nous fallait innover. Soit nous allions vers des machines à faisceaux stables de plus haute intensité, soit nous allions vers des machines à faisceaux radioactifs, moins intenses certes, mais ouvrant de nouvelles voies de réactions. Les deux voies sont en cours d'exploration avec plusieurs projets de grande ampleur parmi lesquels on trouve HIE-ISOLDE au CERN, DRIBS et SHE Factory à Dubna, FAIR au GSI, SPIRAL2² au GANIL, RIBF à RIKEN, FRIB à MSU, ...

1. GANIL : Grand Accélérateur National d'Ions Lourds.

2. SPIRAL2 : Système de Production d'Ions RADiaotifs en Ligne de 2^{nde} génération.

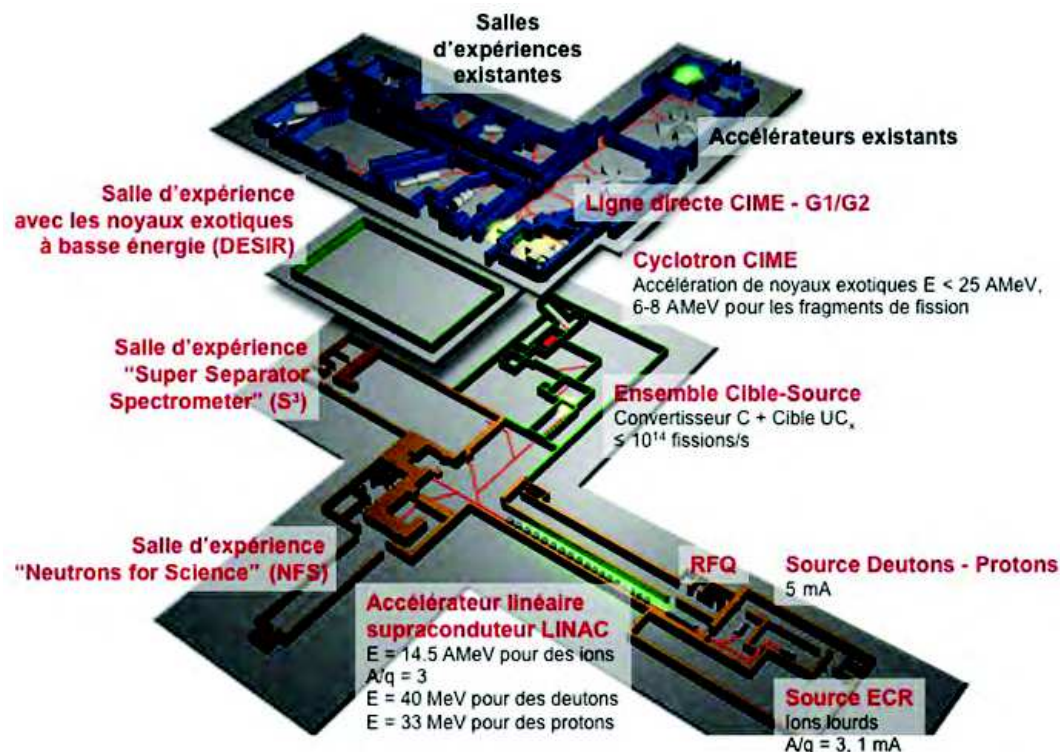


FIGURE 2.1 – Vue schématique du projet SPIRAL2 au GANIL. On y observe notamment en bas le LINAC qui alimente le bâtiment de production (Ensemble cible-Source) mais aussi NFS et S³ [GAN].

Au GANIL, la voie des faisceaux radioactifs avait été démarrée avec le projet SPIRAL. Il a donné lieu quelques années plus tard au projet SPIRAL2 avec des intensités de faisceaux prévues bien supérieures. Il est conçu sur la base d'un ACcélérateur LINéaire le LINAC qui délivrera un faisceau de deutons de haute intensité qui va produire en grande quantité des produits de fissions dans une cible de carbure d'uranium donnant ainsi des faisceaux secondaires radioactifs. On peut voir un schéma de l'installation prévue sur la figure 2.1. Les faisceaux radioactifs produits alimenteront DESIR et le GANIL existant.

Le LINAC de SPIRAL2 produira, outre les faisceaux intenses de deutons, des faisceaux intenses stables. On arrive actuellement à des intensités allant jusqu'à $1 \mu\text{A}$ soit $6,2 \times 10^{12}$ particules/s pour le ^{48}Ca qui est la référence pour la production de noyaux superlourds. On espère grâce au LINAC gagner un ordre de grandeur au moins! Ceci ouvre une autre problématique, celle des cibles capables de supporter ces contraintes thermomécaniques.

Deux salles sont prévues dans le projets SPIRAL2 pour exploiter ces faisceaux stables intenses : la salle "Neutron for Science" (NFS) et la salle "Super Separator Spectrometer"

(S³ ou Super Séparateur Spectromètre) [Dec15]. Le projet DESIR est ensuite entré dans cette phase du projet et sera alimenté via S³.

2.2 Présentation de la collaboration S³

Le projet S³-SIRIUS³ est le fruit d'une collaboration de physiciens nucléaires des laboratoires français suivants :

- Le GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds),
- Le CEA/Irfu (Commissariat à l'Énergie Atomique),
- Le CSNSM (Centre de Sciences Nucléaires et de Sciences de la Matière),
- L'IPHC (Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien),

mais aussi des laboratoires internationaux suivants :

- L'ANL aux États-Unis (Argonne National Laboratory),
- Le KU Leuven en Belgique (Katholieke Universiteit Leuven).

Cette collaboration inclue en outre la communauté des physiciens atomistes avec :

- L'UPMC (Université Pierre et Marie Curie),
- Le CIMAP (Centre de recherche sur les Ions, les MATériaux et la Photonique),
- Le GSI en Allemagne (Gesellschaft für SchwerIonenforschung),
- Le KVI aux Pays-Bas (Kernfysisch Versneller Instituut).

Tous ces moyens sont réunis afin de construire un appareil innovant dédié à la physique fondamentale auprès du nouvel accélérateur SPIRAL2 en construction au GANIL à Caen. Il s'agit d'un spectromètre à vide conçu pour supporter les hautes intensités de SPIRAL2, avec une haute réjection de ce faisceau tout en conservant une haute transmission ainsi qu'une haute acceptance et une bonne résolution en masse. Comme on peut le constater sur la figure 2.2, il est composé de deux étages de séparation : un achromate en moment suivi par un séparateur de masse.

2.3 Les projets scientifiques

Le Super Séparateur Spectromètre S³ est le fruit de la réflexion de la collaboration qui a donné lieu à une quinzaine de lettres d'intention présentées dans les paragraphes suivants. La versatilité de ce séparateur permet de couvrir deux domaines d'études :

- Les éléments superlourds (détaillés dans le chapitre 1)
- Les éléments riches en protons (proche de la "proton drip-line" en anglais ou limite de stabilité en protons).

De plus, au prix de certaines modifications, d'autres domaines d'études seront accessibles :

- la collision ion-ion avec le projet FISIC entre un faisceau d'ions de basse énergie et un faisceau de haute énergie au niveau du plan focal achromatique de S³ intermédiaire (F2 sur la figure 2.2) [Ger06].
- des détecteurs germanium au plan focal intermédiaire (PARIS [Ste10b], EXOGAM2 [Sim10], AGATA [Sim06, Bal08])

3. SIRIUS : Spectroscopy and Identification of Rare Isotope Using S³.

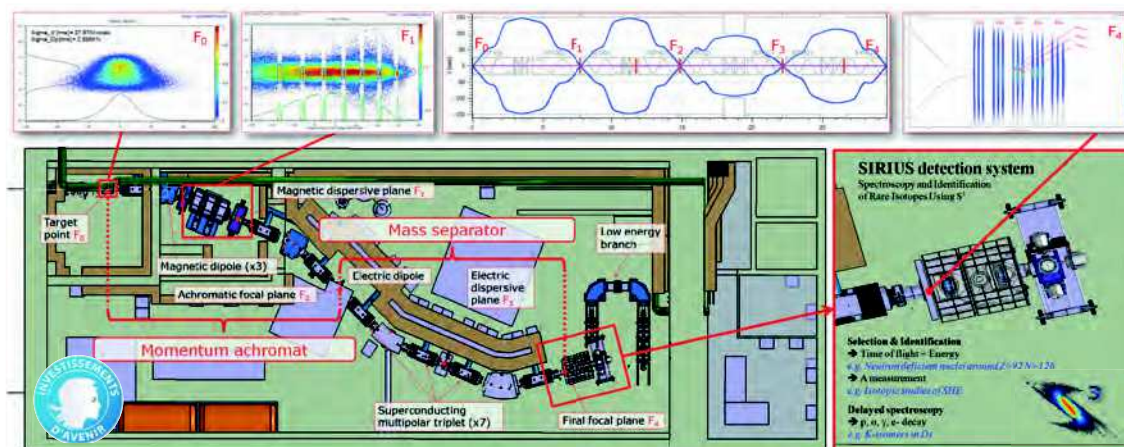


FIGURE 2.2 – Vue du Super Séparateur Spectromètre S³ avec SIRIUS et l’optique aux différents plans focaux [Dec15c].

- des faisceaux de basse énergie avec la branche basse énergie LBE⁴ en remplaçant le système de détection SIRIUS par un gaz catcher (chambre remplie de gaz) pour stopper les ions en sortie du spectromètre, un laser pour ioniser de façon sélective et une ligne pour les transporter jusque dans la salle de DESIR.

2.3.1 Quête des éléments superlourds

L’un des domaines principaux qui sera à l’étude grâce à S³ est le domaine des éléments superlourds permettant de répondre à la question : "Y a-t-il une limite, en terme de nombre de protons et de neutrons, à l’existence des noyaux ?" Les faisceaux stables et intenses de SPIRAL2 associés à l’efficacité du spectromètre S³ font une combinaison idéale pour réaliser des expériences présentant de faibles sections efficaces. Avec les propriétés attendues de S³ nous devrions pouvoir atteindre une limite de 10 femtobarn en seulement trois mois. La plus basse des sections efficaces de synthèse obtenue à ce jour l’a été dans la synthèse de l’élément $^{278}113$ par les japonais avec RILAC auprès du séparateur à gaz GARIS (*cf* chapitre 1). Comme cela a été mentionné dans le chapitre précédent, une section efficace de 22 femtobarn a été déduite des trois événements observés suite à l’irradiation pendant 553 jours effectifs d’une cible de $450 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{209}Bi par un faisceau d’environ $2,4 \times 10^{12}$ ion/s de ^{70}Zn pour une dose totale de $1,35 \times 10^{20}$ ions [Mor12]. Arriver à ce niveau en terme de section efficace accessible rend possible la tentative de synthèse de l’élément 120, premier pavé sur la voie de l’îlot de stabilité.

En plus des synthèses des éléments au delà de $Z=118$, la région des trans-uranium est caractérisée par des incertitudes sur les modèles théoriques de masses allant jusqu’à 1 MeV, rendant critique le besoin d’expériences et d’observations directes en terme de spectroscopie

4. LBE : Low Branch Energy.

de masse et de spectroscopie de décroissance. Des telles expériences comme la spectroscopie du ²⁷⁴Ds seront possibles grâce à S³.

2.3.2 Limite de stabilité en proton

L'autre domaine principal d'étude sera la limite de stabilité en protons. Les intérêts sont multiples, allant de la compréhension de la matière à l'astrophysique en passant par les interactions entre nucléons. Les noyaux riches en protons ne sont pas tous entièrement connus, de même, leurs radioactivités souvent exotiques (β - 2 protons [Bla08], émission de protons [Bla08b] et transitions β super-permises [Tow08]) ne le sont pas complètement non plus.

Pour observer la coexistence de formes ou la symétrie de l'isospin, il est intéressant de se placer sur la ligne N=Z afin que les nucléons (neutrons et protons) occupent les mêmes orbitales. Mesurer les masses, les temps de vie et les isomères de ces noyaux permettrait de contraindre les modèles utilisés en astrophysique (pour les synthèses liées au processus rp).

S³ nous permettra de synthétiser de tels noyaux et notamment le mythique étain-100 doublement magique (N=Z=50) mais aussi les noyaux situés dans son voisinage : ^{99,101}Sn, ^{98,99}In et ^{95,96}Cd. Il permettra également d'atteindre la limite de A=45 pour les noyaux miroirs.

2.3.3 Projets additionnels

Les projets appelés "additionnels" sont ceux mentionnés plus haut. Ils nécessitent des modifications à S³ ou SIRIUS.

2.3.3.1 FISIC

Ce projet FISIC⁵ est un projet de physique atomique destiné à étudier des interactions ion-ion en produisant des conditions de plasma "propres". Pour ce faire, le projet a besoin des faisceaux intenses, stables et de hautes qualités optiques que pourra fournir SPIRAL2 utilisant donc des ions allant du carbone jusqu'au xenon. Ce sera le faisceau dit "rapide" avec des énergies allant de 4 à 14 MeV/u. Ce faisceau collisionnera au plan focal intermédiaire avec un faisceau dit "lent", un faisceau allant de l'hélium à l'argon. Ce faisceau sera produit par une source ECR⁶ de 14,5 GHz permettant d'atteindre 20 keV ou moins. De plus S³ permettra de sélectionner les états de charge souhaités pour le faisceau rapide et ce avec d'excellentes qualités optiques.

2.3.3.2 Plan focal intermédiaire

Ce projet a pour but d'étudier "l'îlot d'inversion", zone de la charte des nucléides des noyaux riches en neutrons où des noyaux devant être magiques ne montrent aucun signe de magie et où à l'inverse certains noyaux non-magiques présentent un excès de stabilité. Le LINAC de SPIRAL2 offrira un faisceau intense et stable de noyaux exotiques riches

5. FISIC : Fast Ion-Slow Ion Collision.

6. ECR : Electron Cyclotron Resonance.

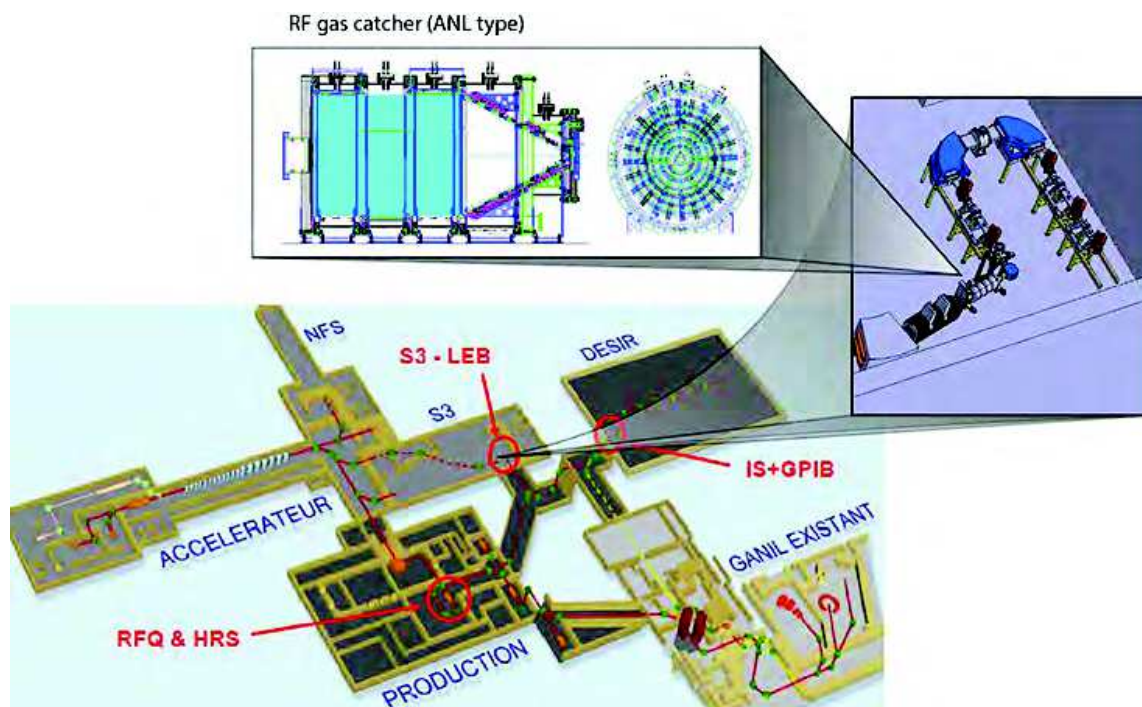


FIGURE 2.3 – Vue du gaz catcher et du système de séparation à haute résolution envisagés au plan focal final de S³ et leur positionnement. Sur la figure en bas à gauche illustration des trois alimentations possibles de DESIR par S³, SPIRAL2 et par la GANIL existant [DES].

en neutrons au moyen de réactions de transfert de plusieurs nucléons et de réactions très inélastiques. Ces noyaux peuvent être peuplés en vol en utilisant une cible d'uranium et utilisés comme faisceau secondaire. L'utilisation des détecteurs γ de PARIS ou d'EXOAM2 au plan focal intermédiaire de S³ permettrait d'en réaliser la spectroscopie γ .

2.3.3.3 LBE

Pour alimenter DESIR via S³, il faut remplacer entièrement l'ensemble SIRIUS au plan focal pour mettre à la place ce qu'on appelle la branche basse énergie : la LBE. Cette branche est constituée d'un gaz catcher permettant de stopper les noyaux rares en provenance de S³ ayant été créés par des réactions de fusion-évaporation décrites dans le chapitre 1. Ces noyaux se thermaliseront et pourront être ionisés par un laser permettant de réaliser une spectroscopie de ces noyaux ou une sélection en Z. Comme on le voit sur la figure 2.3, une ligne composée d'un séparateur en masse de haute résolution peut aussi être utilisée pour séparer et transporter ces noyaux rares jusqu'à la salle d'expérience de DESIR permettant ainsi d'en réaliser un faisceau.

2.3.4 Lettres d'intentions

Le programme de physique de S³ est basé sur une large collaboration internationale qui a proposé 14 lettres d'intention dont les intitulés sont listés ci-après :

- collisions ion rapide-ion lent - Projet FISIC,
- production et spectroscopie des éléments lourds et superlourds en utilisant S³ et le LINAC,
- spectroscopie par ionisation laser résonnante en source de ⁹⁴Ag,
- spectroscopie par ionisation laser résonnante en source d'isotopes légers (A=101-107) de l'étain,
- spectroscopie par ionisation laser résonnante en source de $Z \geq 92$,
- états particules individuelles et interaction proton-neutron dans la région de ¹⁰⁰Sn,
- spectroscopie γ de faisceaux de noyaux riches en neutrons étudiés avec PARIS au plan focal intermédiaire de S³,
- structure en couches, symétrie d'isospin et changements de formes dans les noyaux N=Z,
- moments quadrupolaires des états isomériques utilisant la technique des feuilles inclinées à S³,
- étude précise des décroissances β super permises des noyaux lourds pairs-pairs N=Z,
- usine ¹⁰⁰Sn : études des structures des noyaux dans la région de ¹⁰⁰Sn,
- spectroscopie détaillée des noyaux riches en protons autour de Z=82 par étiquetage recul-décroissance et émission de protons des états isomériques,
- évolution de la sous-couche des Z=40 en approchant de la limite de stabilité proton/spectroscopie laser des isotopes pauvres en neutrons du Zirconium avec SPIRAL2 et
- spectroscopie γ de faisceaux de noyaux riches en neutrons étudiés avec EXOGAM2 et PARIS au plan focal intermédiaire de S³.

Un résumé de chacune de ces lettres d'intention est donné dans l'annexe A.

Selon les objectifs de chacune de ces lettres d'intention, une détection adaptée sera utilisée. Un certain nombre de développements instrumentaux ou d'adaptations de systèmes existants restent à venir pour compléter ce programme de physique ambitieux. Certaines de ces lettres - comme FISIC par exemple - prévoient même de travailler au plan focal intermédiaire de S³.

La détection SIRIUS sera installée au plan focal final de S³ et bénéficiera de la pleine puissance de cet instrument ambitieux et novateur. Le design de SIRIUS a trouvé ses principales motivations et contraintes dans les programmes de production et spectroscopie des éléments lourds et superlourds et les études des structures des noyaux dans la région de ¹⁰⁰Sn.

2.4 Le séparateur : S³

Forts de ces lettres d'intention, il a été possible de bien définir la géométrie et les performances souhaitées pour S³. Les spécifications techniques pour le séparateur sont donc les suivantes :

- des faisceaux intenses fournis par l'accélérateur (voir paragraphe 2.1),
- un large choix de cibles capables de supporter ces intensités (deux supports de cibles sont à l'étude, une large roue pour les matériaux stables et une petite roue pour les cibles d'actinides radioactives ayant des limites en masse et activité de 45 mg et 1 GBq respectivement) [Sto12],
- une large acceptation angulaire et de rigidité magnétique et électrique dues à la large émittance des noyaux produits et des distributions de leurs états de charge,
- une grande rejection du faisceau primaire (la plupart des particules du faisceaux n'interagissent pas avec la cible et doivent être rejetées et stoppées dans une zone pouvant accepter une énergie déposée de plusieurs kW et où l'on peut contrôler l'activation),
- une séparation en masse, il s'agit d'une donnée critique pour les superlourds et donc d'un atout unique pour S³, les masses non désirées étant physiquement séparées et seule la contamination isobarique ne pouvant être évitée le taux de comptage final ne devrait pas dépasser 10⁹ pps (pour la cellule de gaz) et 100 ions/s pour la spectroscopie,
- un système de détection combinant spectroscopie α , électron et γ au plan focal (voir paragraphe 2.5).

C'est pourquoi la ligne optique devra présenter les caractéristiques suivantes :

- une acceptation des états de charge de ± 10 % (typiquement 5 états de charge pur $\langle Q \rangle \geq +20$),
- une acceptation en moment de ± 10 % pour chaque état de charge,
- une large acceptation angulaire dans les deux plans : ± 50 mrad,
- une excellente suppression du faisceau primaire à 0° (10¹³ dans la plupart des cas),
- une rigidité magnétique $B_{\rho max} = 1,8$ Tm,
- une rigidité électrique $E_{\rho max} = 12$ MV,
- une résolution en masse de 1/300 (largeur totale à mi hauteur ou FWHM⁷).

Afin de remplir tous ces critères, le séparateur a été conçu en deux étages (cf. figure 2.2). Le premier est un achromate en moment pour assurer la réjection du faisceau primaire des noyaux de reculs. Le deuxième est en charge de la séparation en masse.

Le spectromètre utilise trois dipôles magnétiques. Les deux premiers sont situés dans l'achromate en moment. Deux dipôles sont présents dans le séparateur en masse, le dernier dipôle magnétique et un dipôle électrostatique. Afin de contrôler la dispersion induite par ces dipôles, le spectromètre possède sept triplets de multipôles supraconducteurs. Enfin pour la réjection du faisceau primaire, l'achromate en moment possède un triplet ouvert.

7. FWHM : Full Width at Half Maximum.

2.5 La détection : SIRIUS

SIRIUS désigne l'ensemble du système de détection placé au plan focal de S³. Il est composé des éléments standards, vus dans le chapitre 1 et indispensables pour réaliser des spectroscopies retardées. Sur la figure 2.4, on peut voir une vue éclatée de SIRIUS et le détail de l'insertion des détecteurs silicium dans l'ensemble de détecteurs germanium. Avec SIRIUS, nous souhaitons avoir le plus d'efficacité possible et donc la plus grande compacité du système de détecteurs silicium et germanium. Depuis cette version du projet, nous sommes passés à un ensemble 6+1 détecteurs germanium à 4+1 détecteurs germanium (voir 5) autour de la boîte silicium. Les quatre détecteurs germanium sur la couronne sont des détecteurs EXOGAM existants au GANIL et le cinquième détecteur est un détecteur clover financé sur le projet ANR CLODETTE partagé entre S³-SIRIUS au GANIL et SHELS [Hau06] au FLNR Dubna.

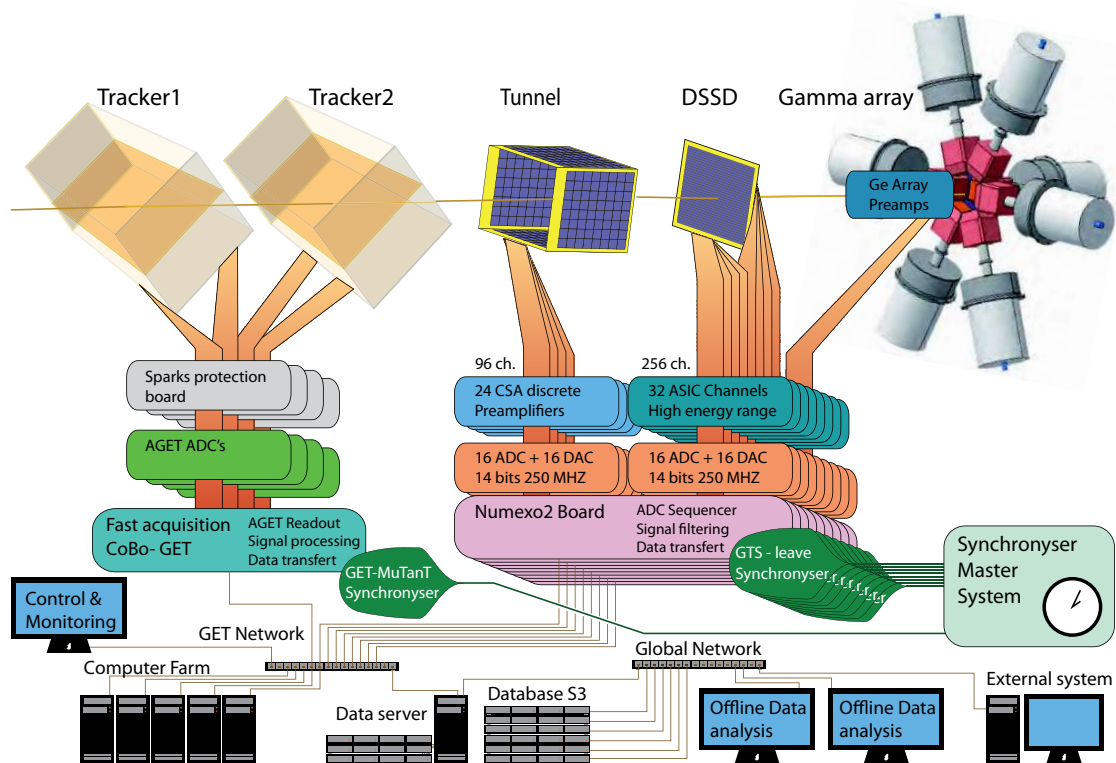


FIGURE 2.4 – Vue éclatée de SIRIUS avec de gauche à droite les trackers, le tunnel, le DSSD et l'ensemble de détecteurs germanium [Fau13]. Sous les détecteurs sont illustrés les différents éléments d'électronique et d'acquisition correspondants.

Les détecteurs de trajectoires et de temps de vol

Les détecteurs de trajectoires et de temps de vol (ou ToF pour Time of Flight en anglais) sont basés sur le principe de deux feuilles émettrices d'électrons (ou SeD pour Secondary electron Detector) [Dro07, Pan09], mesurant chacune $200 \times 150 \text{ mm}^2$, très fines ($0,9 \text{ }\mu\text{m}$), inclinées à 45° , avec une résolution en temps inférieure à la nanoseconde et une résolution spatiale inférieure au millimètre. On peut en voir une vue 3D sur la figure 2.5. Le taux de comptage d'1 MHz environ sera limité par le taux de comptage physique du détecteur d'implantation. Selon les besoins on peut monter les 2 trackers ou un seul dans le cas où l'on ne cherche qu'un temps de vol avec le moins de diffusions induites par la section tracker.

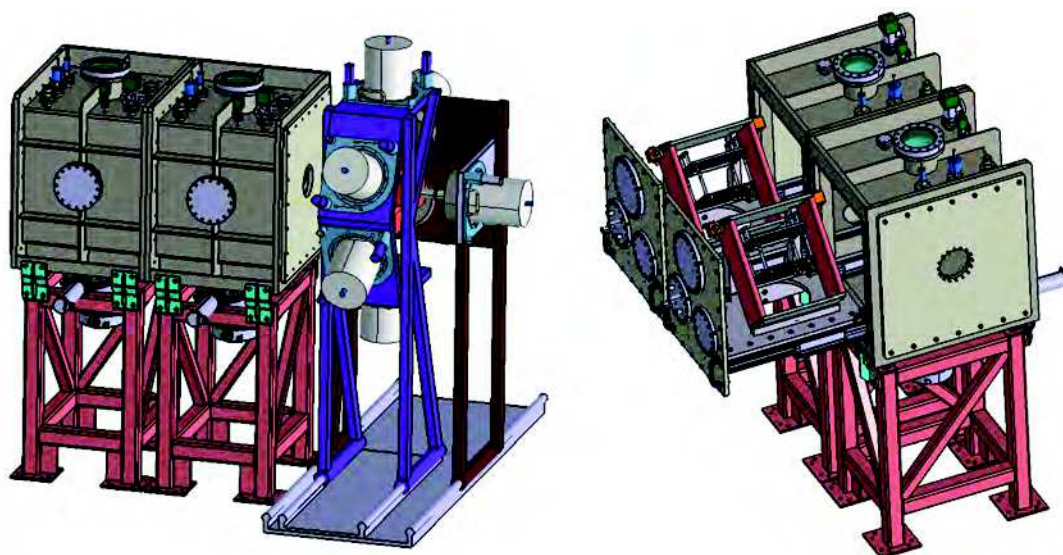


FIGURE 2.5 – Vue de SIRIUS avec à gauche des détecteurs germanium et les deux caissons de tracker. À droite on voit les trackers dans le caisson ouvert [Gan15].

Le détecteur d'implantation

Le détecteur d'implantation est en silicium, à double face et à bandes (noté DSSD pour Double-sided Silicon Strip Detector en anglais), mesurant $10 \times 10 \text{ cm}^2$ pour $300 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur, de 128×128 bandes (soit 256 voies d'électronique) permettant une résolution en position inférieure au millimètre. Il devra pouvoir détecter des pics d'implantations (d'énergies de 15 à 500 MeV) et des décroissances α se produisant juste à la suite de l'implantation (d'énergies inférieures à 15 MeV), avec une résolution en énergie inférieure à 20 keV. De même les électrons de conversion (d'énergie de 100 à 500 keV) devront pouvoir y être détectés avec une résolution en énergie inférieure à 5 keV. Pour les noyaux $N=Z$ produits avec une plus grande section efficace que les superlourds, le taux de comptage devrait atteindre 1 kHz/voie.

En pratique ce détecteur est une évolution du détecteur MUSETT [The14, The14b]. Il bénéficie des derniers développements technologiques de la compagnie MICRON et donc des faibles zones mortes (épaisseur inférieure à 50 nm). Les interstrips ont été réduits à

30 μm et la couverture de grille sur les strips a également été diminuée de 2,73 à 1 %. On peut le voir sur la figure 2.6.



FIGURE 2.6 – Vue du détecteur d'implantation DSSD. À gauche, vue technique des strips et de la grille s'y trouvant [MIC10] . Au centre et à droite, photo du détecteur dans sa boîte et détail des strips [The14b].

Le détecteur VETO

Certains événements (par exemple des protons ou des ions légers) vont laisser peu d'énergie dans les SeD mais vont traverser le DSSD en y laissant de l'énergie. Ils pourraient alors être confondus avec des particules de décroissance. Afin d'éviter ce problème, un détecteur silicium est placé derrière le DSSD. Ce détecteur dit "VETO" permettra d'éliminer ces événements par une mesure en anti-coïncidence. Il devrait mesurer la même taille que le DSSD ($10 \times 10 \text{ cm}^2$) et posséder une résolution en temps de 10 ns.

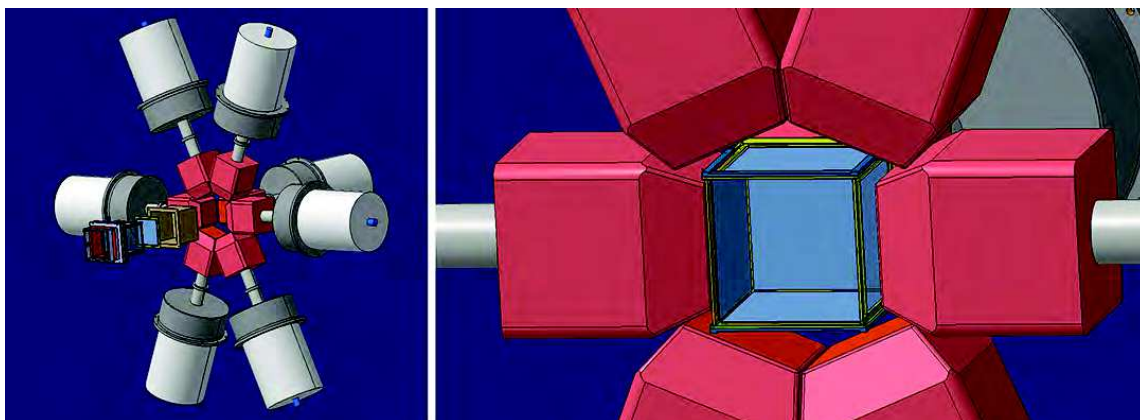


FIGURE 2.7 – Vue éclatée de SIRIUS à gauche détail de l'insertion des détecteurs silicium dans l'ensemble de détecteurs germanium (à droite).

Les détecteurs Tunnel

Il s'agit de quatre détecteurs Tunnel pixelisés, mesurant $10 \times 10 \text{ cm}^2$ pour $675 \mu\text{m}$ d'épaisseur, formant un tunnel placé juste en amont du DSSD. Ils sont assemblés de façon compacte afin de former une "boîte" silicium avec le DSSD. On la voit bien sur la figure 2.7. Ces détecteurs seront détaillés dans le chapitre 4.

Le dégradeur

Du côté amont de l'ensemble de silicium, on interpose un dégradeur en mylar destiné à ralentir le noyau de recul pour limiter sa profondeur d'implantation dans le DSSD. Son épaisseur est adaptée à l'expérience, Il faut l'interposer le plus près de la boîte de silicium pour éviter d'avoir trop d'effets de diffusion et pouvoir le changer aisément si nécessaire. Emmanuel Gamelin a intégré cet élément au travers d'un cadre que l'on peut fixer. On peut le voir en cours de montage sur la gauche de la figure 2.8 et monté sur la droite de la même figure.

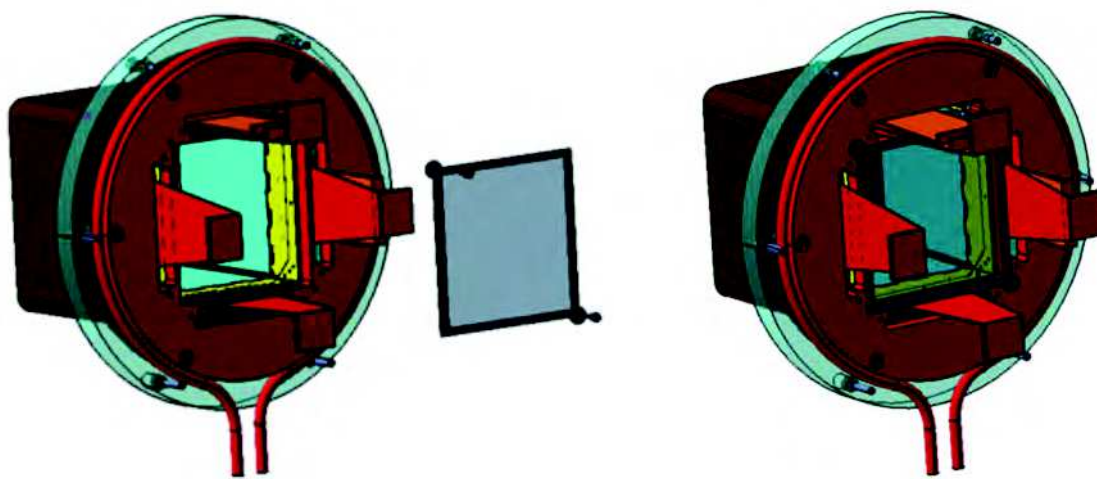


FIGURE 2.8 – Ensemble de détecteurs silicium de SIRIUS vu de la partie amont. On voit le cadre du dégradeur de mylar présenté pour montage à gauche et monté à droite.

Les détecteurs germanium

Un ensemble de détecteurs γ en germanium avec leurs boucliers anti-Compton seront positionnés autour de la "boîte" silicium. La figure 2.7 en présente la solution avec 6 détecteurs clover sur une couronne et un derrière le DSSD. En pratique, comme on peut le voir sur la figure 2.9, la collaboration a finalement choisi de travailler uniquement avec 5 détecteurs. Quatre d'entre eux proviennent d'EXOGAM et seront positionnés en couronne (un derrière chaque tunnel) et un cinquième financé dans le cadre de l'ANR CLODETTE sera positionné au plus près (2 mm) derrière le DSSD. Ces détecteurs, leur nombre et leur positionnement seront discutés dans le chapitre 5.

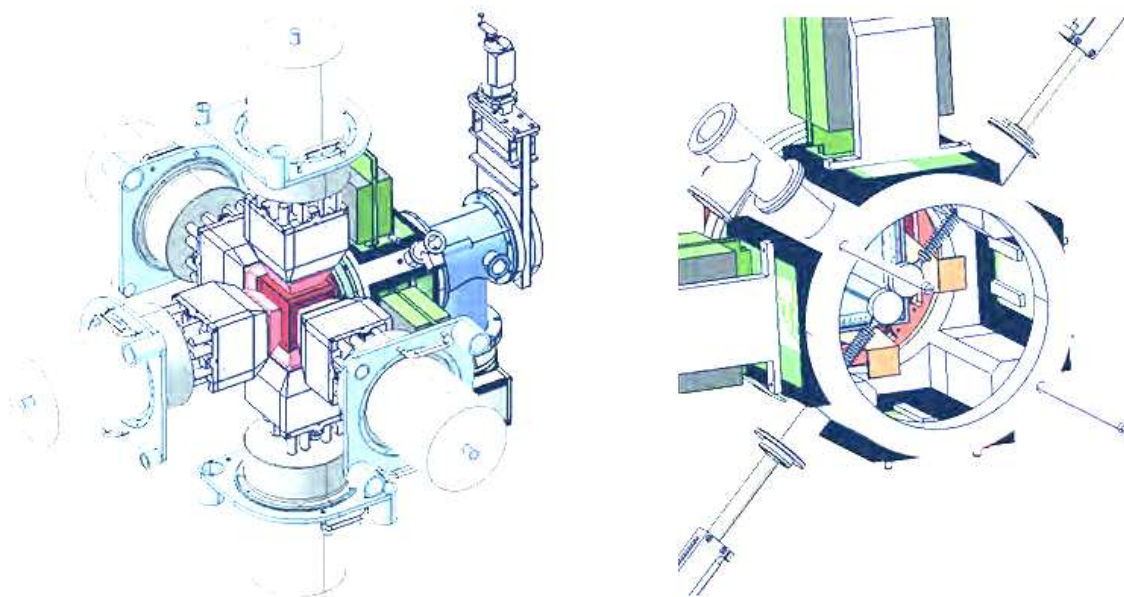


FIGURE 2.9 – Vue de SIRIUS complet à gauche avec la solution à 5 clover. La vue de droite montre les supports de sources insérés dans la boîte vus de la partie amont.

2.6 Démonstration du potentiel de S³-SIRIUS

On peut illustrer la puissance du projet avec la limite de détection attendue. En se basant sur les paramètres suivants :

- une intensité⁸ de 1 pμA,
- une cible de 0,45 mg/cm² d'épaisseur⁹,
- une surface active de la cible de 80 % (due à la rotation de ladite cible),
- une transmission du spectromètre de 50 %,
- une efficacité de détection des résidus d'évaporation de 90 % (estimée par simulations optiques et liée à la taille du détecteur d'implantation),
- une efficacité de détection de décroissance α de 80 % (avec les détecteurs tunnels).

Avec l'équation 1.1, le nombre d'évènements qui devraient être détectés avec une décroissance α est de 6/picobarn/month/pμA. Ainsi, avec un évènement détecté en trois mois d'expérience, la section efficace limite obtenue est de 0,055 pb. Ce chiffre est à comparer aux 0,022 pb de la section efficace de production du ²⁷⁸113 mesuré à RIKEN en 553 jours d'irradiation [Mor12]. Sur une durée équivalente, on est à une limite de 9 fb. Ceci figure une augmentation de la sensibilité d'un bon facteur 2.

8. le cahier des charges prévoit d'arriver à terme à 10 pμA, mais il est plus réaliste de prendre pour le moment 1 pμA, soit $6,24 \times 10^{12}$ ions par seconde.

9. On retient pour cette application une épaisseur équivalente à l'expérience ayant mené à la synthèse de l'élément 113 (450 μg/cm² de ²⁰⁹Bi [Mor12]).

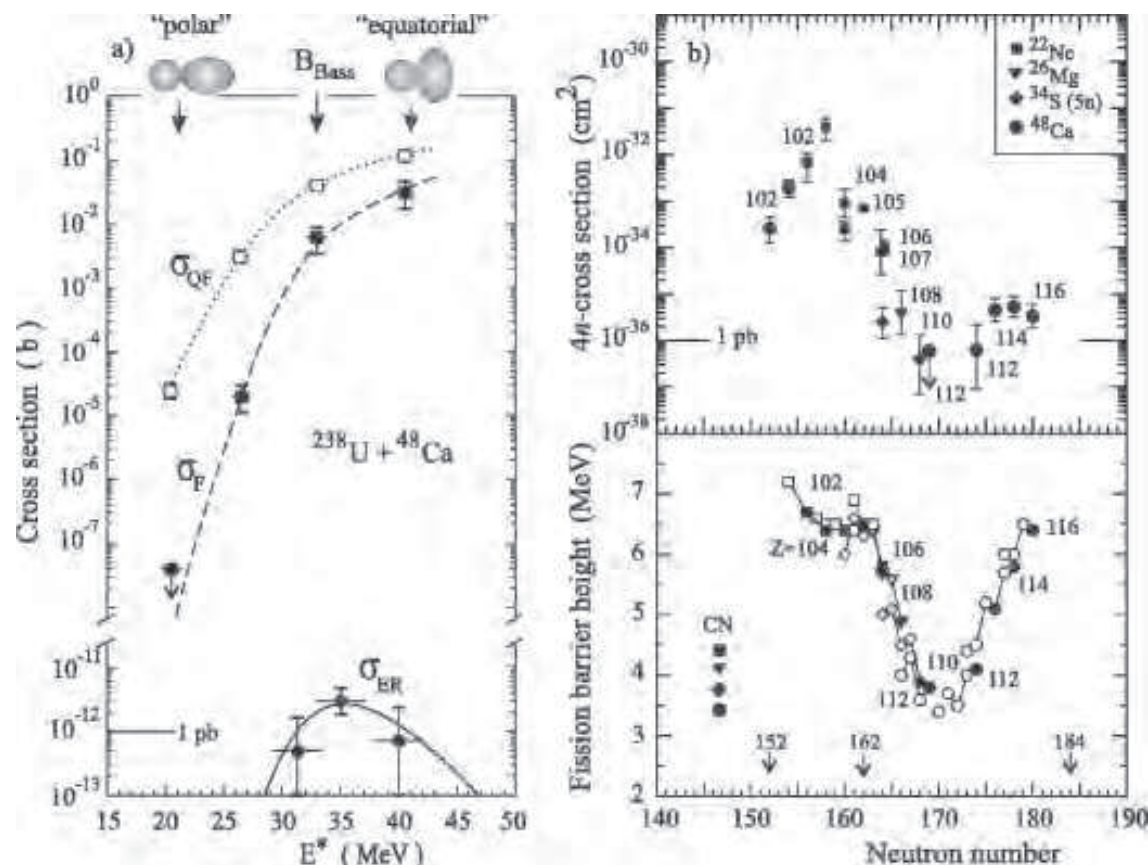
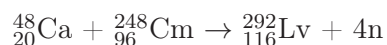


FIGURE 2.10 – Section efficace de synthèse des éléments les plus lourds [Oga04b].

Si on prend pour exemple la synthèse du livermorium ($Z=116$) :



avec sa section efficace de 3,3 pb [Oga04b], on pourrait observer 1,5 noyaux de $^{292}_{116}\text{Lv}$ par mois d'expérience.

On voit bien sur la figure 2.10, qu'on est à priori capable, avec cette limite d'étudier les noyaux jusqu'à $Z=108$ et les éléments 114 et 116. Les éléments 112, 113 sont à priori hors de portée, sauf si on arrive à augmenter l'intensité de faisceau ou la durée des expériences. Les sections efficaces redescendent au-delà du 116, ce qui les met également hors de portée.

Chapitre 3

Détecteurs semi-conducteurs et physique nucléaire

Sommaire

3.1	Rappels sur les semi-conducteurs	43
3.1.1	Généralités	44
3.1.2	Semi-conducteur intrinsèque	45
3.1.3	Dopages	46
3.1.3.1	Dopage de type N	47
3.1.3.2	Type P	48
3.2	La jonction PN	49
3.2.1	Principe	49
3.2.2	Polarisation d'une jonction	51
3.2.2.1	Polarisation directe	51
3.2.2.2	Polarisation en inverse	52
3.2.3	Zones mortes	53
3.2.4	Mobilité des porteurs de charge	53
3.2.5	Résistivité	55
3.3	Les détecteurs semi-conducteurs	56
3.3.1	Mesure de l'énergie	56
3.3.2	Facteur de Fano	56
3.3.3	Pulse Shape Analysis (ou PSA)	58

3.1 Rappels sur les semi-conducteurs

Le système de détection SIRIUS au plan focal de S^3 est décrit dans le chapitre 2. Nous y utilisons des détecteurs semi-conducteurs pour la détection dans le DSSD de l'implantation des noyaux de recul, dans les détecteurs tunnel des particules α et électrons s'échappant du DSSD et dans les détecteurs germanium entourant le plan focal des rayonnements γ émis

par les noyaux implantés. En effet, l'utilisation des ces détecteurs en physique nucléaire présente plusieurs avantages :

- leur haut pouvoir d'arrêt des particules chargées,
- leur grande densité ($\sim 10^{22}/\text{cm}^3$),
- leur faible énergie moyenne de création de paires
- leur faible facteur de Fano et
- leur efficacité pour la détection γ .

Cette thèse étant consacrée à l'étude des détecteurs silicium de nouvelle génération pour SIRIUS, j'ai choisi de rappeler, dans ce chapitre, les principales propriétés des semi-conducteurs. Ceci permettra de bien comprendre les enjeux de SIRIUS et de mettre en lumière les verrous technologiques à dépasser en terme de zone morte, de résolution en énergie et de discrimination α /électron au moyen de l'analyse des formes d'impulsions (PSA).

3.1.1 Généralités

La juxtaposition d'atomes dans une structure cristalline donne lieu à des regroupements d'états quantiques électroniques sous forme de bandes d'énergies permises (bande de valence, bande de conduction) et de zones d'énergies interdites (GAP). Nous pouvons distinguer différentes propriétés cristallines selon les positions relatives des bandes de conduction et de valence (voir figure 3.1). Si la bande de valence et la bande de conduction se chevauchent, les électrons libres seront présents dans la bande de conduction et pourront participer au transport d'un courant électrique même à basse température. C'est le cas des métaux qui ont de fait une grande capacité à conduire un courant électrique. Au contraire, si ces deux bandes sont séparées par un gap de plus de 9 eV, la bande de conduction restera

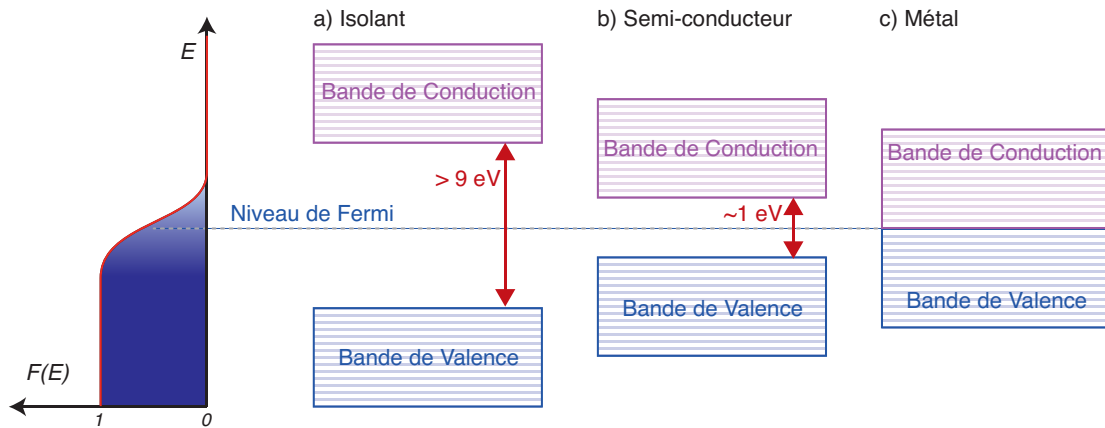


FIGURE 3.1 – À gauche la distribution de Fermi-Dirac à température ambiante, à droite représentation de différents types de matériaux selon la taille de leur gap relativement à l'amplitude énergétique de l'influence des effets thermiques (a) un isolant, (b) un semi-conducteur et (c) un métal.

vide même à température ambiante, il s'agit des isolants. Entre ces deux extrêmes, on a le cas des semi-conducteurs où les bandes de valence et conduction sont séparées par un petit gap, donc proches. Comme on peut le voir sur la figure 3.1 l'agitation thermique y permet donc le passage d'électrons de valence dans la bande de conduction de ces semi-conducteurs.

3.1.2 Semi-conducteur intrinsèque

Pour utiliser les semi-conducteurs en électronique, il faut un haut niveau de qualité : c'est-à-dire un monocristal de très grande pureté chimique et structurale (présentant peu de défauts cristallins) et une grande résistivité. Ces matériaux sont en général des matériaux cristallins de type diamant. Dans un cristal de silicium, par exemple, un atome est lié à quatre voisins et possède justement quatre électrons de valence (*cf* figure 3.2). Donc, à zéro Kelvin, tous les électrons participeront aux liaisons covalentes. Au-delà du zéro absolu, certaines de ces liaisons peuvent être brisées, entraînant la création de paires électron-trou où les électrons mobiles sont porteurs de charges négatives et les lacunes dans la bande de valence (appelées "trou") sont aussi formées, porteuses de charge positives. Les électrons et les trous forment les porteurs libres intrinsèques. L'électron peut se déplacer dans la bande de conduction et le trou dans la bande de valence par échange d'électrons de proche en proche avec les atomes voisins. De fait, pour le silicium, la quantité de mouvement associée à un électron est différente de celle d'un trou.

Dans la suite nous appelons n le nombre d'électrons libres par cm^3 , p le nombre de trous

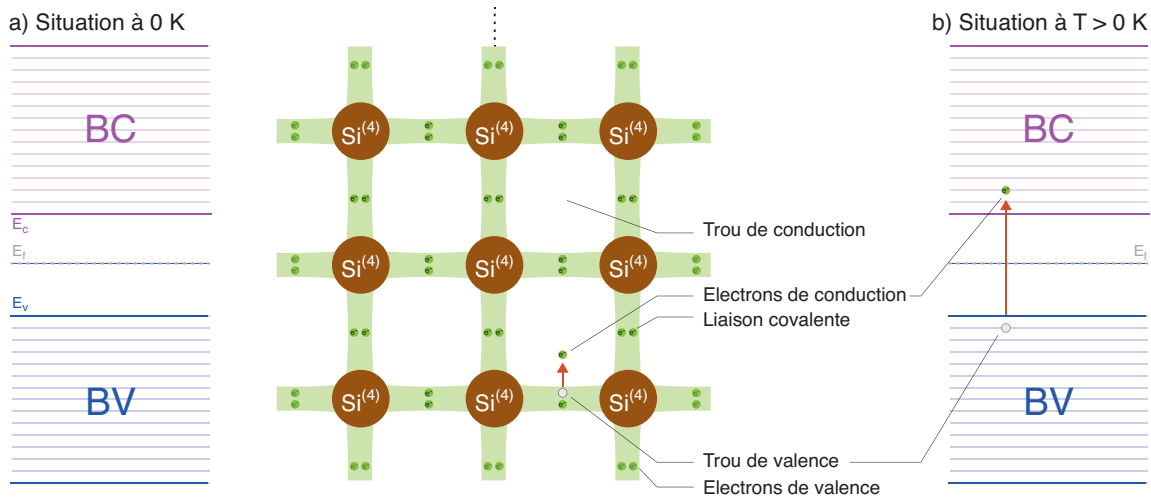


FIGURE 3.2 – Représentation schématique des liaisons électroniques pour un semi-conducteur non dopé et positions d'électrons dans les bandes (a) à $T = 0 \text{ K}$ et (b) à $T > 0 \text{ K}$. La partie droite illustre les effets thermiques qui permettent à des électrons de valence de diffuser dans la bande de conduction. Cette excitation électron - trou crée deux porteurs de charges "libres" dans le silicium.

libres par cm^3 , k la constante de Boltzmann, T la température, E l'énergie des électrons, E_F le niveau de Fermi et $F(E)$ la distribution de Fermi-Dirac de ces électrons sur les états d'énergie. Un semi-conducteur intrinsèque est un semi-conducteur non dopé pour lequel il y a soit aucune impureté (rare) soit autant de dopant de chaque type ($n = p = n_i$). Bien souvent, on a un très léger excès de dopants de type N. L'approximation de Boltzmann nous dit que pour $E - E_F \gg kT$ on a

$$F(E) \approx e^{-(E-E_F)/kT}. \quad (3.1)$$

De plus, nous pouvons montrer que :

$$n \approx N_c e^{-(E_c-E_F)/kT} \quad (3.2)$$

et

$$p \approx N_v e^{-(E_F-E_v)/kT} \quad (3.3)$$

avec N_c et N_v les densités effectives d'états dans la bande de conduction et dans la bande de valence respectivement. Ce qui nous permet de déduire, dans le cadre de l'approximation de Boltzmann, le lien entre l'énergie de gap $E_g = E_c - E_v$ et n_i :

$$n \times p \approx n_i^2 = N_c N_v e^{-E_g/kT} \Rightarrow n_i \approx \sqrt{N_c N_v} e^{-E_g/2kT} \quad (3.4)$$

De plus, nous pouvons déduire des équations précédentes dans le cas d'un semi-conducteur intrinsèque pour lequel on a $n = p$:

$$N_c e^{-(E_c-E_F)/kT} = N_v e^{-(E_F-E_v)/kT} \quad (3.5)$$

ce qui permet de déterminer le niveau de Fermi pour un semi-conducteur intrinsèque E_i :

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right) = E_i \quad (3.6)$$

Pour un semi-conducteur intrinsèque, le niveau de Fermi est donc proche du milieu du gap (exactement au milieu à $T = 0$ K).

3.1.3 Dopages

Il faut noter ici que des impuretés présentes dans le cristal d'un semi-conducteur génèrent des niveaux localisés dans le gap. On voit sur la figure 3.3 que, selon le nombre d'électrons de valence de l'impureté, les niveaux sont introduits plus ou moins haut dans le gap. Nous pouvons donc rajouter des éléments chimiques "dopants" en général localisés en sub-surface afin de changer les propriétés d'un semi-conducteur. Lorsque les niveaux introduits dans le gap par ces atomes sont proches de la bande de valence on dit qu'il s'agit de sites *accepteurs* (d'électrons) ou qu'on a fait un dopage de type "P". Au contraire, s'ils sont proches de la bande de conduction on dit qu'il s'agit de sites *donneurs* (d'électrons) ou qu'on a fait un

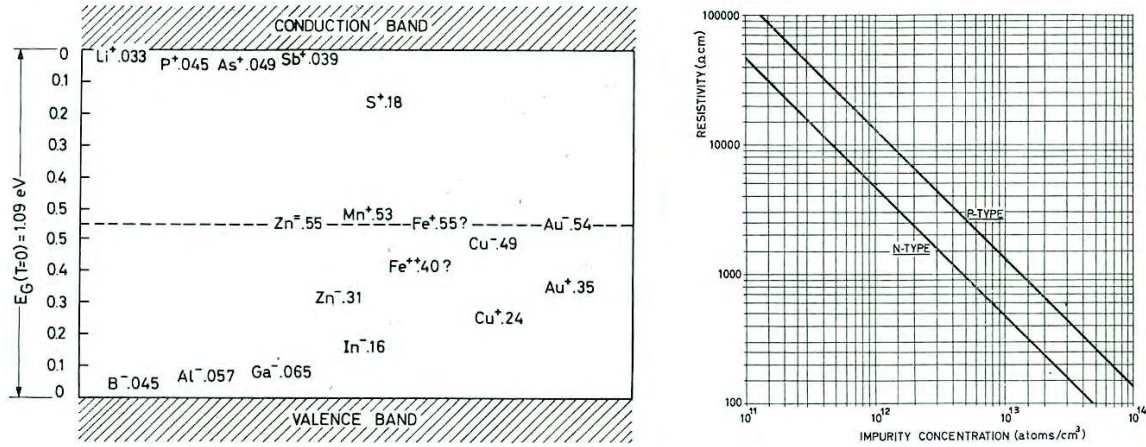


FIGURE 3.3 – Localisation, dans le gap d'un silicium, des niveaux créés par différents éléments lorsqu'ils sont présents comme impuretés dans un cristal de silicium (à gauche). L'influence des impuretés sur la résistivité du silicium est donnée sur la partie de droite de la figure. En effet, le nombre de porteurs de charge à une température donnée dépend directement du type et de la concentration d'impuretés et influe directement sur la résistivité [Ber68].

dopage de type "N". Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, on peut donc générer par dopage sur les faces d'un silicium la structure de diode permettant d'en faire un détecteur de rayonnements ionisants.

3.1.3.1 Dopage de type N

Pour obtenir un semi-conducteur de type N, il faut ajouter des dopants (ou éléments chimiques) avec un nombre de valence supérieur à l'hôte, qui va avoir tendance à "donner" son électron supplémentaire au système et donc s'ioniser positivement. On crée ainsi une charge positive appelée "trou" et localisée à température nulle sur l'impureté. Comme on peut le voir sur la figure 3.4, pour donner le type N à un silicium (élément situé dans la quatrième colonne du tableau périodique), nous pouvons le doper avec des éléments de la cinquième colonne du tableau périodique comme le phosphore (P), l'arsenic (As) ou encore l'antimoine (Sb).

Pour ce type de dopage $n \sim N_D \gg p$, avec N_D le nombre de dopants de type *donneur* (d'électrons) par cm³. Si N_D est très petit devant N_c alors à température ambiante :

- peu d'états de la bande de conduction sont occupés,
- la probabilité d'occupation d'un état est $F(E) \ll 1$,
- $E_c - E_F \gg kT$ (approximation de Boltzmann valable) et
- le semi-conducteur est dit de type N "non-dégénéré".

De plus, pour un détecteur non-dégénéré dopé N le niveau de Fermi va se rapprocher de la

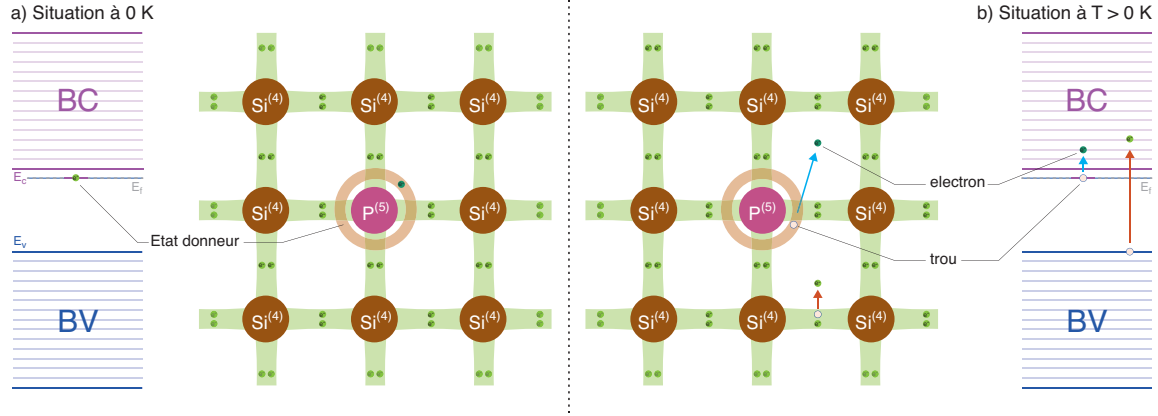


FIGURE 3.4 – Représentation schématique des liaisons électroniques pour un semi-conducteur dopé de type N et positions d'électrons dans les bandes (a) à $T = 0$ K et (b) à $T > 0$ K. Le phosphore de valence cinq a un électron ne participant pas aux liaisons covalentes avec le silicium de valence quatre qui est faiblement lié. Une excitation thermique - excitation d'un électron par dessus le gap - est également représentée sur ce schéma.

bande de conduction lorsque N_D va augmenter :

$$n \approx N_c e^{-(E_c - E_F)/kT} \approx N_D \Rightarrow E_F = E_c - kT \ln\left(\frac{N_c}{N_D}\right) \quad (3.7)$$

3.1.3.2 Type P

Pour obtenir un semi-conducteur de type P, il faut ajouter des éléments avec nombre de valence inférieur à l'hôte, qui va avoir tendance à "accepter" un électron provenant du système et donc s'ioniser négativement (charges négatives fixes). Toujours pour l'exemple du silicium (voir figure 3.5), nous pouvons utiliser des éléments de la troisième colonne du tableau périodique comme le bore (B), l'aluminium (Al) ou encore le gallium (Ga).

Pour ce type de dopage $p \sim N_A \gg n$, avec N_D le nombre de dopants de type *accepteur* (d'électrons) par cm^3 . Si N_A est très petit devant N_v alors à température ambiante :

- peu d'états de la bande de valence sont occupés,
- la probabilité d'occupation $1 - F(E) \ll 1$,
- $E_F - E_v \gg kT$ (approximation de Boltzmann valable) et
- le semi-conducteur est dit de type P "non-dégénéré".

De plus, pour un détecteur non-dégénéré dopé P le niveau de Fermi va se rapprocher de la bande de valence lorsque N_A va augmenter :

$$p \approx N_v e^{-(E_F - E_v)/kt} \approx N_A \quad (3.8)$$

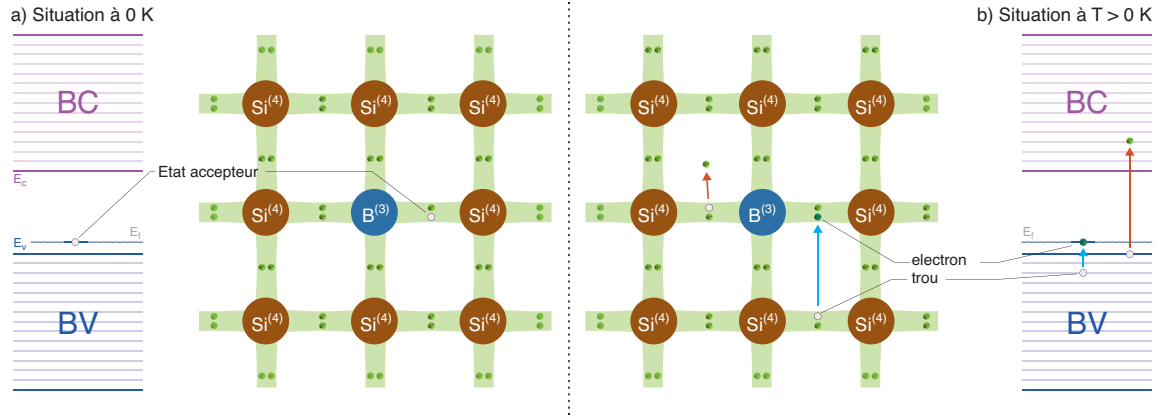


FIGURE 3.5 – Représentation schématique des liaisons électroniques pour un semi-conducteur dopé de type P et positions d'électrons dans les bandes (a) à $T = 0$ K et (b) à $T > 0$ K. Le bore de valence trois a un électron en moins par rapport à l'atome de silicium qu'il remplace dans le réseau. Les quatre liaisons covalentes ne sont pas pleinement satisfaites, et la présence de l'atome de bore introduit de fait un état vide faiblement lié qu'on appelle un état accepteur (d'électron) situé proche de la bande de valence.

donc

$$E_F = E_v + kT \ln\left(\frac{N_v}{N_A}\right) \quad (3.9)$$

3.2 La jonction PN

3.2.1 Principe

Une jonction PN est le résultat de la mise en contact d'un matériau semi-conducteur de type N avec un matériau semi-conducteur de type P. Nous pouvons distinguer deux types de jonctions : d'un côté l'homojonction (même matériau semi-conducteur) et de l'autre l'hétérojonction (deux matériaux différents). Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.6, lorsque l'on considère deux systèmes, l'un dopé N et l'autre dopé P, indépendants (sans contact) chaque système a son propre niveau de Fermi, proche de la bande de conduction pour le type N et proche de la bande de valence pour le type P. Dans un matériau où des zones P et N cohabitent, nous n'avons plus qu'un seul système thermodynamique. Nous ne devons donc plus avoir qu'un seul niveau de Fermi commun. Loin de la jonction PN, le niveau de Fermi doit être proche de ce qui était le cas sans jonction, ce qui positionne les bandes de valence et conduction du côté N et P à des hauteurs différentes. Ce sont les échanges de charges entre donneur et accepteur dans la zone de jonction qui induisent les distorsion permettant de raccorder les deux systèmes. Ceci implique l'apparition d'une différence de potentiel entre le côté N et le côté P et l'apparition d'un champ électrique

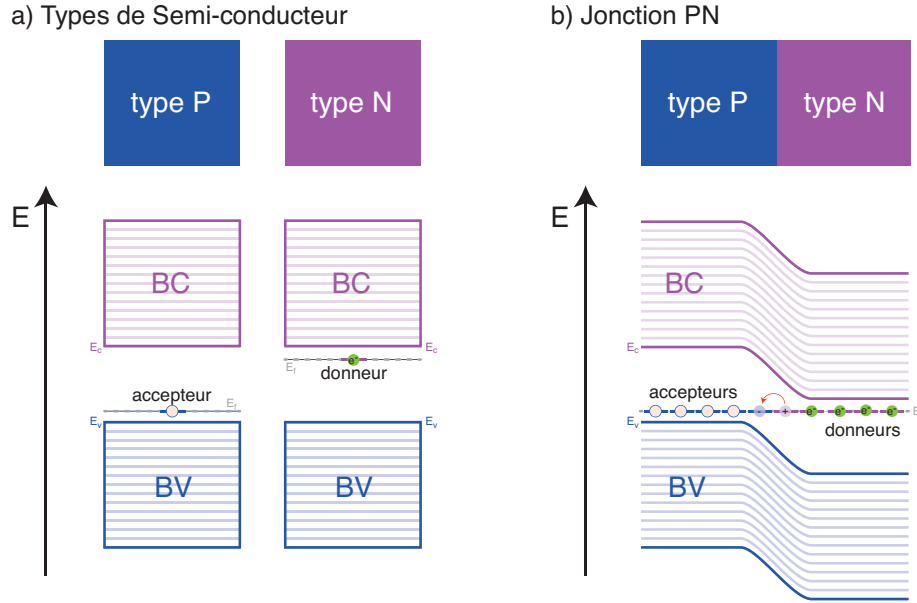


FIGURE 3.6 – Diagramme énergétique d'une jonction PN (a) avant contact et (b) avec contact entre les zones P et N à droite. On observe la migration d'électrons de sites donneurs vers des sites accepteurs et la mise en commun du niveau de Fermi.

interne localisé au voisinage de l'interface P/N (voir figure 3.7).

Physiquement parlant, nous observons que les électrons de conduction du côté N ont spontanément diffusé du côté P pour se recombiner avec des trous, laissant donc des charges positives statiques côté N. En même temps côté P, les trous ont diffusé côté N pour se recombiner avec des électrons et laisser des charges négatives fixes. Ainsi, à l'équilibre, nous avons une zone dite de "charge d'espace" (ZCE) ou de "déplétion", dans laquelle il y a une concentration de porteurs de charges fixes, d'où la présence d'un champ électrique interne. Ce champ électrique est le paramètre clé d'un détecteur semi-conducteur pour lequel la ZCE est la zone active du détecteur. En effet, le champ électrique permet de collecter des charges créées par un rayonnement ionisant dans cette zone active avant qu'elles ne se recombinent. À *contrario*, dans les zones hors de la ZCE (à gauche et à droite de la ZCE sur la figure 3.7) sont appelées zones mortes. En effet, en l'absence de champ électrique, les paires électrons-trous créées s'y recombinent avant de diffuser et ne peuvent donc pas être détectées.

Dans cette partie, nous avons schématisé le principe des semi-conducteurs en considérant des matériaux uniformément dopés P ou N que l'on mettrait en contact pour former une jonction PN (diode). En pratique, les détecteurs semi-conducteurs sont réalisés à partir d'un semi-conducteur faiblement N ou P (presque intrinsèque I) sur lequel on implante une forte densité surfacique de d'accepteurs d'un côté et de donneurs de l'autre créant ainsi la jonction PN aussi appelée jonction PIN comme on peut le voir sur la partie droite de la

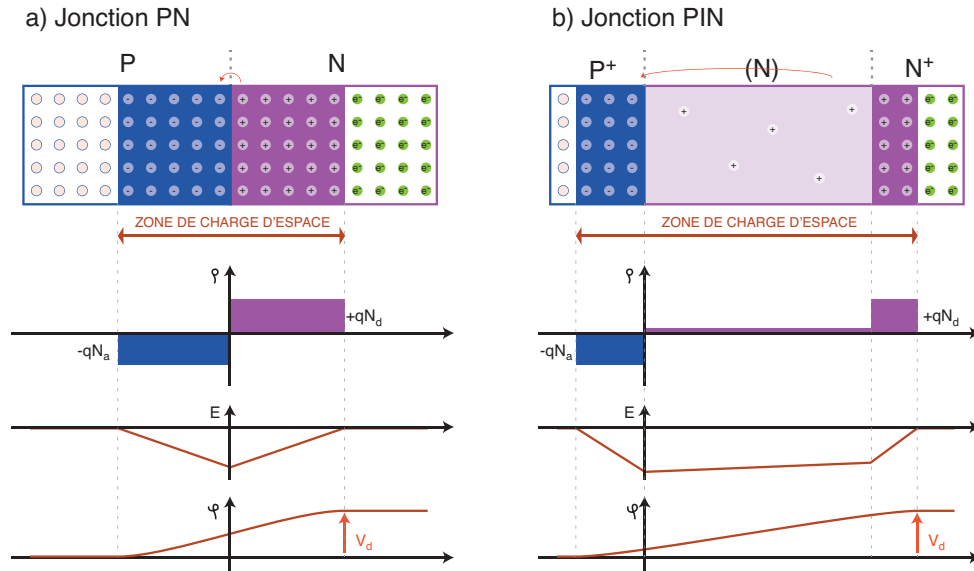


FIGURE 3.7 – En (a) jonction PN à l'équilibre thermodynamique. Nous avons de haut vers le bas : un schéma de la jonction avec en vert la partie P, en rouge la partie N et au centre la zone de charge d'espace, la densité linéique de charge, le champ électrique induit et le potentiel électrostatique correspondant. En (b) Nous avons les mêmes schémas et courbes pour une jonction PIN ou la partie centrale intrinsèque est considéré très légèrement N comme c'est souvent le cas.

figure 3.7. De fait, la ZCE s'étend naturellement sur presque toute l'épaisseur du détecteur.

3.2.2 Polarisation d'une jonction

Le paragraphe précédent a décrit le principe d'une jonction PN et mis en lumière la ZCE qui correspond à la zone active de nos détecteurs. Le schéma de la figure 3.7 illustre la jonction PN à l'équilibre naturel. On va montrer ici comment on peut jouer sur la ZCE en polarisant cette diode et cette figure servira de comparaison avec les différentes polarisations possibles.

3.2.2.1 Polarisation directe

La jonction est polarisée en direct si l'électrode de la région P est portée à un potentiel supérieur à celui de l'électrode de la région N. Le champ appliqué s'oppose donc au champ interne. Les régions N et P possédant des porteurs libres en grande quantité, ces dernières sont peu influencées par la polarisation. En revanche, au niveau de la ZCE, les électrons sont injectés du côté N et vont donc se recombiner avec les charges positives fixes réduisant de ce fait la largeur de la charge d'espace (voir figure 3.8 en (a)). Au-delà d'un certain

seuil (une fois la zone de déplétion de largeur nulle), le courant circule et la diode est dite passante.

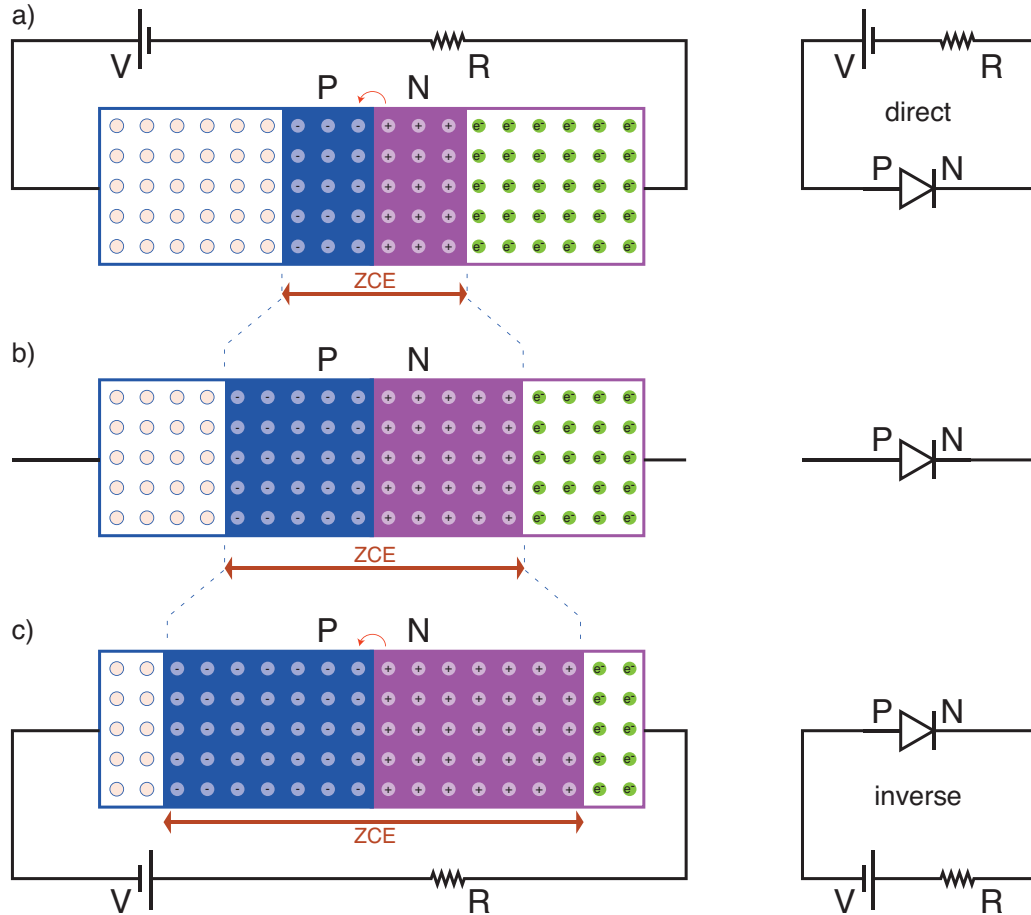


FIGURE 3.8 – Jonction PN sans polarisation (b), polarisée en direct (a) et en inverse (c).

3.2.2.2 Polarisation en inverse

La jonction est polarisée en inverse si l'électrode de la région P est portée à un potentiel inférieur à celui de l'électrode de la région N. Dans ce cas, le champ appliqué renforce le champ interne. Les régions N et P sont toujours peu sensibles à la polarisation. Au niveau de la zone de déplétion, les électrons vont être "arrachés" aux sites donneurs plus lointains côté N, laissant des charges positives fixes, augmentant ainsi la largeur de la ZCE (voir figure 3.8 en (c)).

3.2.3 Zones mortes

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.2.1, les volumes situés entre la jonction PN et les électrodes qui ne font pas partie de la ZCE n'ont pas de champ électrique. Toute paire de charges créée dans cette zone par un rayonnement ionisant se recombinera. Ces zones ne participent donc pas à la détection des rayonnements ionisants et sont donc des "zones mortes". De même, les contacts pour relier la diode au reste du circuit ou les oxydes dus aux différents processus lithographiques sont également considérés comme des "zones mortes" où les paires créées se recombinent.

Quelle que soit sa nature, une zone morte ne permet pas d'accéder à l'énergie qu'un rayonnement ionisant y déposerait. C'est pourquoi, dans la conception d'un détecteur il faut en minimiser le nombre et la taille. Pour un détecteur pixellisé, on isole en général les pistes métalliques destinées à extraire le signal des pixels en déposant une couche isolante (SiO_2) sur la face concernée du détecteur avant d'effectuer la lithographie des pistes de collection de charges. Comme nous le verrons plus loin, nous avons choisi pour les détecteurs tunnel de ne pas utiliser cette méthode dite "double métal" mais de disposer entre les séries de pads (pixels) des lignes de collection de charge (tracking de $30\ \mu\text{m}$ de large séparés par $80\ \mu\text{m}$ d'interpiste), générant ainsi la structure dite "stripy pad" qui évite la couche d'oxyde et donc permet de faire des pads "sans" zone morte.

3.2.4 Mobilité des porteurs de charge

Les porteurs de charges libres décrits dans les paragraphes précédents vont se déplacer dans le semiconducteur de manière différente selon qu'un champ électrique est présent ou non. En l'absence de champ électrique le mouvement des porteurs est dû aux effets thermiques et la vitesse moyenne est donnée par $v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m_{n,p}}}$ avec $m_{n,p}$ la masse effective (m_n ou m_p pour les électrons et les trous respectivement). La direction du mouvement est aléatoire et nous avons une durée moyenne entre deux événements dissipatifs (ou changements de direction) appelée τ_c .

Dans les zones où d'un champ électrique ϵ est présent, les porteurs vont être accélérés par ce champ, mais leur vitesse va être limitée par le grand nombre de collisions ou interactions avec le réseau cristallin. La vitesse d'équilibre obtenue dépend du champ électrique (voir figure 3.9 et orientée selon ce dernier. On peut donc écrire :

$$v_{n,p} = -\mu_{n,p}\epsilon \quad (3.10)$$

avec la constante de proportionnalité qui est la mobilité pour les électrons μ_n et les trous μ_p respectivement. On peut montrer que la mobilité dépend de la constante de couplage (charge q) de l'inertie (masse $m_{n,p}$) et du temps entre deux chocs (τ_c) selon la forme :

$$\mu_{n,p} = \frac{q\tau_c}{m_{n,p}}. \quad (3.11)$$

Il est intéressant de noter que, du fait de leur différence de masse, les deux types de porteurs (électrons et trous) n'auront pas la même vitesse. Le temps entre deux chocs τ_c est limité par les défauts dans le matériau :

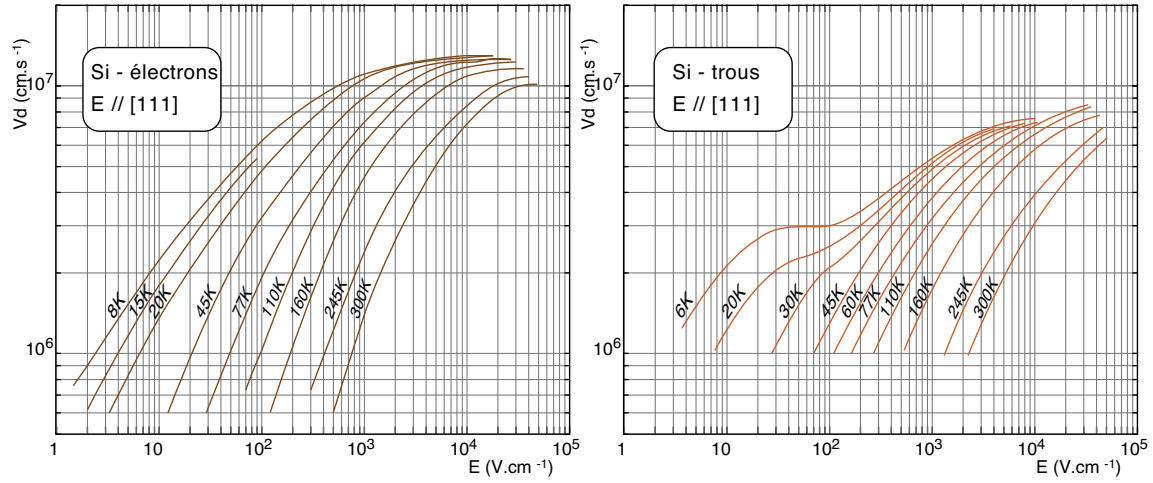


FIGURE 3.9 – Évolution de la vitesse des porteurs de charges (électrons à gauche et les trous à droite) dans un silicium orienté [111] en fonction du champ électrique et de la température (d'après [Kno99]).

- atome hôte mal positionné (agitation thermique du réseau cristallin),
- défauts de structure (dislocation, joints de grains,...) et
- impuretés chimiques (dopant, autres)

Dans un matériau de qualité "électronique" les principales causes limitant τ_c sont l'agitation thermique et les dopants, d'où :

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_{c,r}} + \frac{1}{\tau_{c,i}}. \quad (3.12)$$

Avec $1/\tau_c$ le nombre moyen de collisions par unité de temps (augmente avec le nombre de défauts), $1/\tau_{c,r}$ l'agitation thermique du réseau (augmente avec la température) et $1/\tau_{c,i}$ la concentration des impuretés (augmente avec le dopage et diminue avec la température). Et ainsi :

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_r} + \frac{1}{\mu_i} \quad (3.13)$$

avec de façon empirique :

$$\mu_r \propto (T)^{-3/2} \quad (3.14)$$

$$\mu_i \propto (T)^{3/2}. \quad (3.15)$$

Au voisinage de la température ambiante c'est le terme lié aux impuretés qui domine (voir figure 3.10). Au contraire, à basse température, c'est le terme lié à l'agitation thermique qui domine.

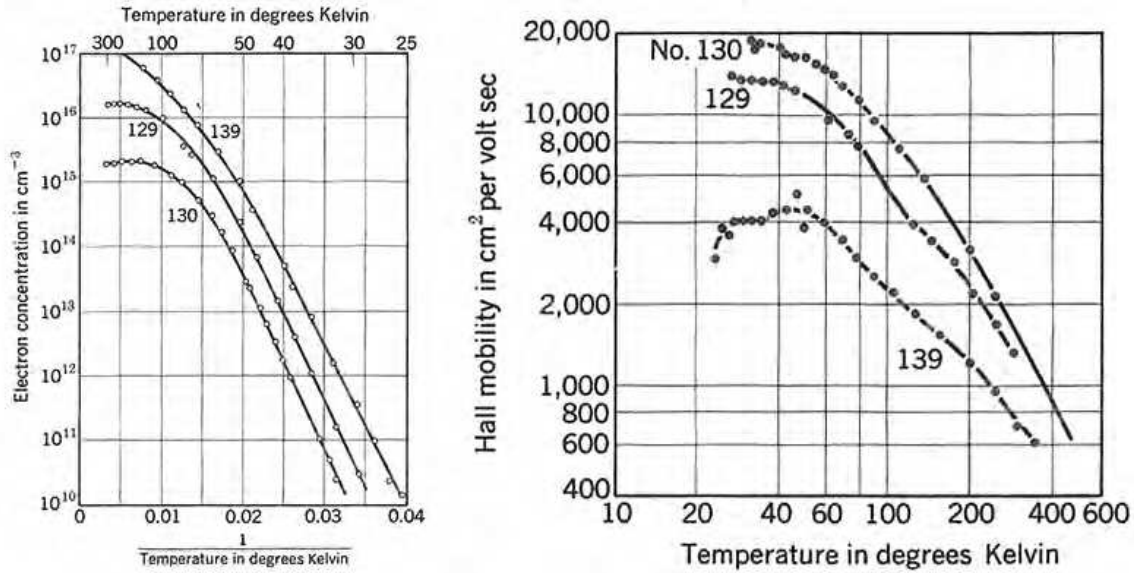


FIGURE 3.10 – À gauche, évolution de la concentration d'électrons dans la bande de conduction en fonction de l'inverse de la température. À droite, évolution de la mobilité en fonction de la température [Kit71].

3.2.5 Résistivité

La conductivité électrique σ (en Siemens/m) d'un matériau dépend de sa conductance ($G = \frac{1}{R}$ avec R la résistance du matériau), de sa longueur L et de sa section S selon la formule :

$$\sigma = \frac{G \times L}{S} \quad (3.16)$$

Pour un matériau semi-conducteur cette conductivité dépend du nombre de porteurs libres donc de la température (voir figure 3.10) et de leur mobilité :

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p) \quad (3.17)$$

La résistivité ρ (en Ohm.m) est l'inverse de la conductivité :

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} \quad (3.18)$$

Un fort courant de fuite dégrade les résolutions d'un détecteur. Une haute résistivité permet de réduire ce courant et améliore les résolutions obtenues. Pour des matériaux intrinsèque à température ambiante : $\rho \sim 47 \Omega cm$ pour le germanium et $\rho \sim 2,3 \times 10^5 \Omega cm$ pour le silicium. Pour le silicium dopé P on a plus de difficultés à obtenir de hautes résistivi-

tés ($\rho \sim 1000 \Omega cm$) et pour le silicium dopé N la gamme de résistivité va de $\rho \sim 5000 \Omega cm$ à $\rho \sim 50000 \Omega cm$, ces derniers matériaux à très haute résistivité étant rares et coûteux.

3.3 Les détecteurs semi-conducteurs

Ne seront discutés ici que les détecteurs conçus pour la physique nucléaire. Ceux-ci utilisent le principe de la jonction PN polarisée en inverse de manière à avoir la ZCE la plus grande possible et le moins de zones mortes. Nous passerons rapidement au cas des détecteurs silicium et n'aborderont pas les problématiques liées aux détecteurs germanium de haute pureté, aux détecteurs de gros volumes et à la segmentation des cristaux. Pour ces points, se référer à la thèse de Michaël Ginz [Gin16].

3.3.1 Mesure de l'énergie

Un rayonnement ionisant qui pénètre dans un détecteur va perdre son énergie avec des processus bien définis selon les rayonnements ionisants incidents. Dans le cas des détecteurs à semi-conducteurs, nous détectons les rayonnements ionisants et mesurons leur énergie en collectant les charges déposées dans les zones actives une fois le processus d'ionisation opéré. L'énergie du rayonnement ionisant peut être déterminée en "comptant" le nombre de paires électron-trou créés lors de son arrêt dans la matière. En effet ce nombre est proportionnel à l'énergie du rayonnement ionisant. Il faut si possible que l'intégralité de ces charges soit déposée dans un volume "actif" où elles pourront être collectées. En effet, il faut que ces paires soient séparées sous l'action d'un champ électrique et qu'elles migrent vers les électrodes afin de former un signal physique.

Du fait de la faible section efficace liée aux processus d'interaction γ -matière, on peut se permettre d'avoir de la matière entre la source de rayons γ , et le semi-conducteur (les détecteurs germanium sont donc placés sous vide dans un capotage dédié). Pour les électrons et les particules α toute zone de matière inactive ou zone morte traversée conduit à une perte d'énergie. Il faut donc les zones mortes les moins épaisses possibles. En effet, si un électron de plusieurs centaines de keV va peu interagir dans un silicium et traverser le détecteur quasiment sur toute son épaisseur¹, une particule α de quelques MeV ne parcourt que quelques μm dans le silicium. Nous avons donc vraiment intérêt à placer le silicium face à la source, si possible sous vide, et à avoir des régions d'entrées (zones mortes) les moins épaisses possibles.

3.3.2 Facteur de Fano

La perte d'énergie d'une particule chargée dans la matière se fait par interactions successives avec le réseau cristallin du semi-conducteur. Certaines de ces interactions donnent lieu à des phonons et d'autres, quand l'énergie est supérieure à l'énergie minimale d'ionisation (liée au gap dans les semi conducteurs), induisent des créations de paires électron-trou. Ainsi, l'énergie nécessaire à la création d'une paire n'est pas fixe. Elle varie d'une paire à

1. L'épaisseur typique des détecteurs silicium qui seront détaillés dans les chapitres suivants est située entre 300 et 1000 μm .

l'autre induisant une fluctuation statistique sur le nombre N de paires créées directement ou indirectement dans le détecteur.

De plus, entre la création et la collection de ces charges, certaines d'entre elles peuvent être perdues par recombinaison le long de la colonne d'ionisation si le champ électrique ne les sépare pas assez vite et dans le volume si elles rencontrent soit d'autres charges liées à d'autres rayonnements ionisants soit des défauts du cristal. Il faut noter également que le nuage de charges positives et négatives en cours de séparation modifie localement le champ électrique et peut influencer sur les phénomènes de recombinaison.

On ne peut donc pas supposer que la grandeur que l'on mesure en déterminant l'amplitude d'une impulsion est liée à une somme de créations de paires identiques et indépendantes. Ainsi, même si le nombre de paires est important (de l'ordre de 300000 par MeV), la statistique de Poisson ne s'applique pas. En 1947, U. Fano a proposé une façon de tenir compte et mesurer l'influence de ces effets sur la résolution en énergie [Fan47]. Il a introduit le facteur de Fano F qui est le rapport de la variance observée à la variance prédite par une statistique de Poisson :

$$F = \frac{\sigma_{obs}^2}{\sigma_{Poisson}^2} \quad (3.19)$$

Lorsque l'on considère des impulsions dont l'amplitude A est proportionnelle au nombre N de paires créées ($A = k \times N$). La propagation de la variance du nombre de porteurs à l'amplitude donne $\sigma_A^2 = k^2 \times \sigma_N^2$, donc, dans la limite de poisson $\sigma_A = k\sqrt{N}$.

La résolution est définie comme le rapport de la largeur à mi-hauteur FWHM de la distribution d'amplitude observée à l'amplitude moyenne de cette distribution $R = FWHM_A/A$. Pour une distribution gaussienne, la largeur à mi-hauteur est liée à la variance par

$$FWHM = 2,35 \times \sigma_{obs}. \quad (3.20)$$

Ainsi, tenant compte du facteur de Fano, on a

$$FWHM = 2,35 \times \sqrt{F} \times \sigma_{poisson}. \quad (3.21)$$

La résolution, est donnée par :

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{F}{N}} \quad (3.22)$$

L'énergie moyenne de création de paire dans du silicium est 3,62 keV à 300 K (3,76 keV à 77 K), soit un peu plus de 3 fois l'énergie du GAP du silicium. On a donc de l'ordre de 276000 paires électrons-trous en moyenne par MeV dans du silicium. Si on compare ce nombre au 38000 photons par MeV dans du NaI ou au 8200 photons par MeV dans du BGO [Kno99], on constate qu'on a bien plus de porteurs de charges par MeV dans du silicium qu'on a de photons par MeV dans un scintillateur et donc une bien meilleure résolution. De plus, comme le facteur de Fano est inférieur à 1 (entre 0,07 et 0,11 pour du silicium et 0,09 à 0,21 pour du germanium [Ber68]) il influe fortement sur la résolution observée avec des détecteurs silicium.

3.3.3 Pulse Shape Analysis (ou PSA)

Lorsque la jonction PN est polarisée en inverse par un potentiel V , nous pouvons modéliser, à l'équilibre, le détecteur par un condensateur dont les deux électrodes parallèles sont séparées d'une distance D . Or, le déplacement dx d'une charge q entre ces électrodes induit en temps réel une variation de la charge : $dQ = q dx/D$. Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.11, nous avons deux types de porteurs en mouvement en même temps. Le signal observé va donc être la somme des influences des mouvements des électrons et des trous. La mobilité des électrons étant plus grande, un électron issu d'une création de paire au milieu du silicium sera collecté plus vite que le trou correspondant. Le signal total est la somme des influences de l'ensemble des paires créées et il dépendra donc aussi de la distribution des créations de paires induite dans le silicium par le rayonnement ionisant. Le circuit de polarisation (qui est en fait un circuit RC) va chercher à compenser mais, du fait de la constante de temps τ_{RC} , il y aura un effet de retard. Le circuit sera donc sensible aux phénomènes plus rapides que τ_{RC} alors que les phénomènes plus lents seront écrêtés.

Notons ici qu'un détecteur aura une réponse différente si une particule pénètre par la face N (dite "ohmique") ou P ("jonction"). En effet, si la particule α arrive côté jonction, les trous créés seront à proximité de leur électrode et collectés rapidement. Ils contribueront très peu au signal. Les électrons devront eux parcourir tout le silicium avant d'être collectés. L'essentiel du signal et du temps de collection dépendront donc de la mobilité des électrons. À l'inverse, côté ohmique, ce sont les électrons qui sont formés proches de leur électrode, leur collection donnant lieu à une contribution négligeable. Les trous devront traverser le silicium et donneront lieu à la quasi-totalité du signal, rendant le temps de collection

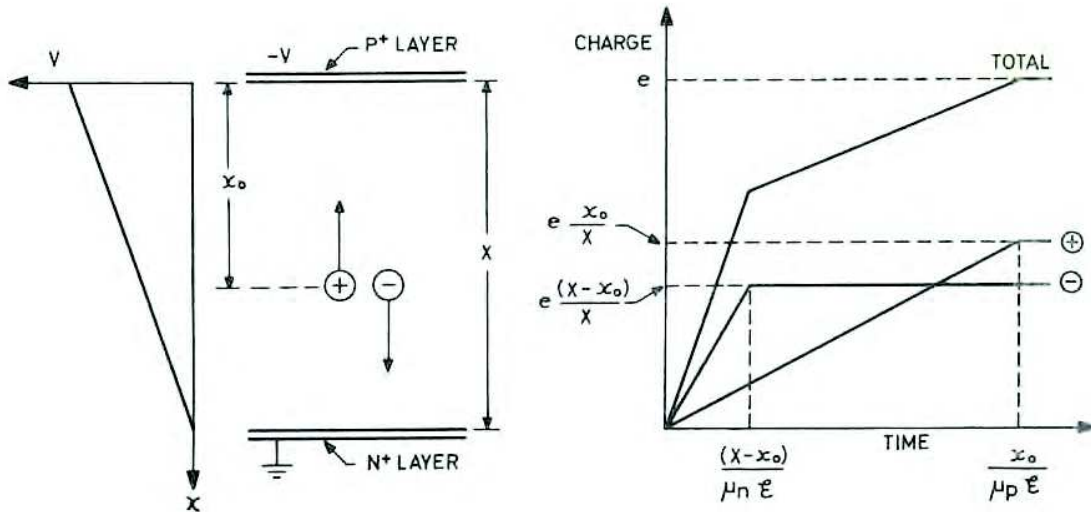


FIGURE 3.11 – Schéma du déplacement d'une paire électron-trou dans une jonction PIN planaire et formes d'impulsions dues à la collection de cette paire [Ber68].

dépendant de leur mobilité. Rappelons que dans le silicium les trous ont une mobilité plus importante que les électrons.

Pour résumer, les paramètres qui vont influencer sur la formation et la forme du signal sont les suivants :

- le champ électrique qui est fonction :
 - de la géométrie qui elle dépend :
 - des électrodes
 - de l'épaisseur
 - de la zone active
 - du matériau qui lui est caractérisé par :
 - son dopage
 - son Z
 - son l'orientation cristalline
 - la mobilité de ses porteurs
- le type de particule :
 - photon (E)
 - ion (A, Z, E)
- l'orientation P ou N de la jonction,
- la polarisation et
- la température.

Nous disposons donc de tout un panel de variables permettant de tirer le meilleur parti des propriétés du silicium pour différencier, impulsion par impulsion les types de rayonnements à l'origine du signal. Comme nous le verrons dans le chapitre 7, l'analyse des formes d'impulsions est donc un outil à la fois très puissant et très important pour la collaboration S³. Il nous a permis de discriminer les électrons de particules α de basse énergie parmi les signaux mesurés à l'aide de notre détecteur Tunnel. Ceci est d'autant plus important pour S³-SIRIUS que c'est un des points essentiels du cahier des charges des détecteurs Tunnel.

Deuxième partie

Au-delà des limites avec S^3 -SIRIUS

Chapitre 4

Stratégie pour les tunnels de S^3 -SIRIUS

Sommaire

4.1	Les concepts à la base de S^3-SIRIUS.	63
4.2	Stratégie pour les Tunnel de S^3-SIRIUS	64
4.2.1	Influence des zones mortes dans un silicium Tunnel	67
4.2.2	Pixellisation optimale des détecteurs Tunnel	67
4.2.2.1	Influence sur la résolution de la capacité	68
4.2.2.2	Détecteur silicium sans zone morte	70
4.2.2.3	Détecteur à strips ou à 64 pads	71
4.2.3	Prototype "2D" et détecteur de présérie "3D"	72

4.1 Les concepts à la base de S^3 -SIRIUS.

Comme cela a été précisé dans les chapitres précédents, l'ensemble de détection SIRIUS est destiné à l'étude au plan focal de S^3 de noyaux rares et instables. Il faut pour cela pouvoir les identifier par leur masse et temps de vol, ce qui est réalisé par S^3 associé à des détecteurs SeD (voir chapitre 2) et un détecteur d'implantation au plan focal final de S^3 . En pratique, un noyau de recul arrivant au plan focal de SIRIUS passera tout d'abord au travers des feuilles du détecteur de temps de vol avant de s'implanter dans le détecteur DSSD. Une vue éclatée de la partie temps de vol et silicon-box de SIRIUS est présentée dans la figure 4.1. Les signaux issus du TOF permettent de parfaire les sélections et de ne concentrer l'étude que sur les noyaux de reculs potentiellement d'intérêt.

On souhaite également suivre les décroissances des noyaux implantés et on dispose pour cela au plan focal de S^3 des détecteurs silicium entourés de détecteurs germanium. L'IPHC est en charge de la conception mécanique de SIRIUS. Ainsi, Emmanuel Gamelin a étudié le cahier des charges et les contraintes du projet pour arriver à une proposition d'intégration pour SIRIUS. Certains aspects de cette conception ont été guidés par mes simulations présentées dans le chapitre 5. Deux vues, à différentes étapes du projet, sont présentées sur

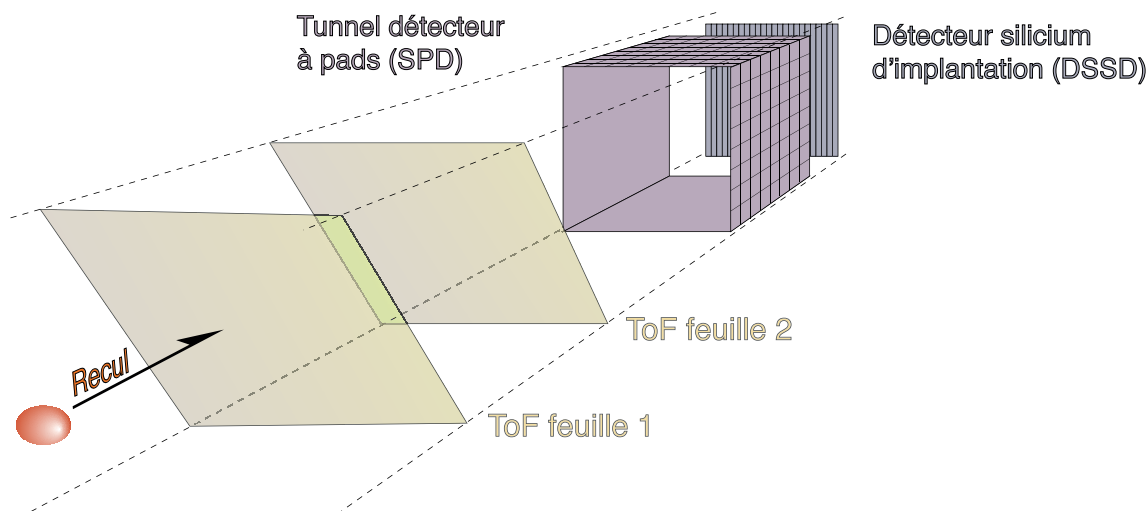


FIGURE 4.1 – Vue éclatée de la succession des détecteurs traversés par le noyau de recul au plan focal SIRIUS de S^3 . Le noyau de recul s'implante dans le détecteur d'implantation (DSSD) après avoir traversé les feuilles des SeD et être passé sans interaction au milieu du Tunnel. Ce dernier, composé de quatre détecteurs, entoure le DSSD côté amont et est destiné à collecter les électrons et particules α s'échappant du DSSD.

la figure 4.2. À gauche, on voit le système de silicon-box avec sept détecteurs germanium clover EXOGAM. La collaboration a depuis obtenu au travers de l'ANR CLODETTE le financement pour le détecteur clover au plan focal et a décidé de travailler avec 4 détecteurs clover EXOGAM autour des détecteurs Tunnel, au plus près de la silicon-box.

4.2 Stratégie pour les Tunnel de S^3 -SIRIUS

Dans S^3 -SIRIUS nous avons choisi d'utiliser des détecteurs silicium de grande taille pour le détecteur d'implantation dit "DSSD"¹ et pour les quatre détecteurs Tunnel disposés juste en amont du détecteur. En effet, un détecteur d'implantation de grande taille permet d'intercepter un plus grand nombre de noyaux de reculs, comme on peut le voir sur la figure 4.3. Ces derniers vont venir s'y implanter à une profondeur de l'ordre de quelques micromètres et nous donner, outre l'instant et la position d'implantation, les informations précieuses sur les décroissances radioactives de ces noyaux se produisant ultérieurement dans les mêmes pixels. Les particules émises lors de ces décroissances sont émises de façon isotrope, ainsi, il y a environ 50 % de chances pour qu'elles soient dirigées vers l'intérieur du silicium et nous permettent de suivre la chaîne de décroissance du noyau formé et dans

1. DSSD : Double-sided Silicon Strip Detector, soit détecteur silicium double face à pistes. Dans le cas de SIRIUS, le DSSD est un détecteur double face avec 128 pistes sur chaque face, issu des développements faits par le CEA/IRFU sur MUSETT [The14] .

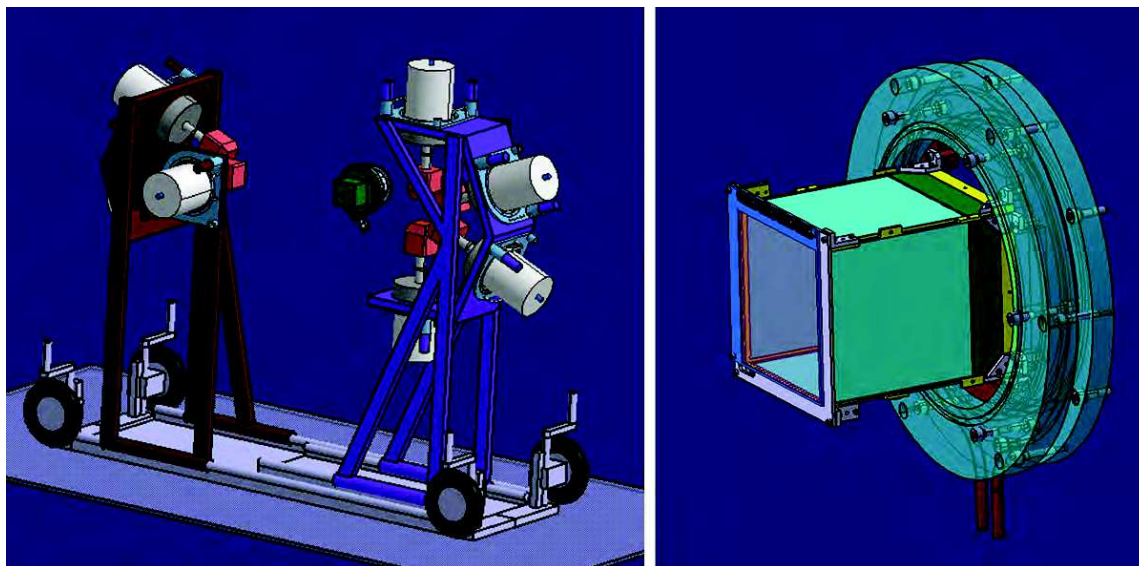


FIGURE 4.2 – À gauche, vue de l'ensemble de détection SIRIUS au plan focal avec les détecteurs germanium. À droite, vue de la "silicon-box". On y remarque notamment la compacité de l'assemblage des silicium. L'ensemble de silicium est fixé sur une plaque froide (en rouge) refroidie par une circulation d'éthanol dont la température sera pilotée par un groupe froid LAUDA.

la plupart des cas de l'identifier ainsi. Il y a donc également environ 50 % de chances pour qu'elles repartent en direction de la surface du détecteur et donc s'en échappent.

Nous utilisons les détecteurs Tunnel afin d'intercepter et de détecter ces particules échappées du DSSD. Comme on le voit sur la figure 4.2, ces détecteurs sont placés autour du DSSD de façon à former un cube (ou une boîte) tout en gardant une face vide afin de laisser passer les noyaux de reculs incidents. On augmente ainsi significativement la chance d'observer toutes les particules émises par une chaîne de décroissance.

Les noyaux implantés dans le DSSD peuvent également émettre des rayonnements γ . Comme on l'a vu sur la figure 4.2, dans certains cas on entoure donc l'ensemble des silicium de plan focal de détecteurs germanium. Dans le cas de S^3 , la géométrie des détecteurs de SIRIUS au plan focal final est optimisée de manière à avoir le plus de chance d'observer des événements impliquant plusieurs détecteurs, sachant que la probabilité de détection de ces événements rares est le produit de la probabilité de détection individuelle des différents détecteurs impliqués ! Ceci impose une géométrie relativement compacte pour cet ensemble de détection.

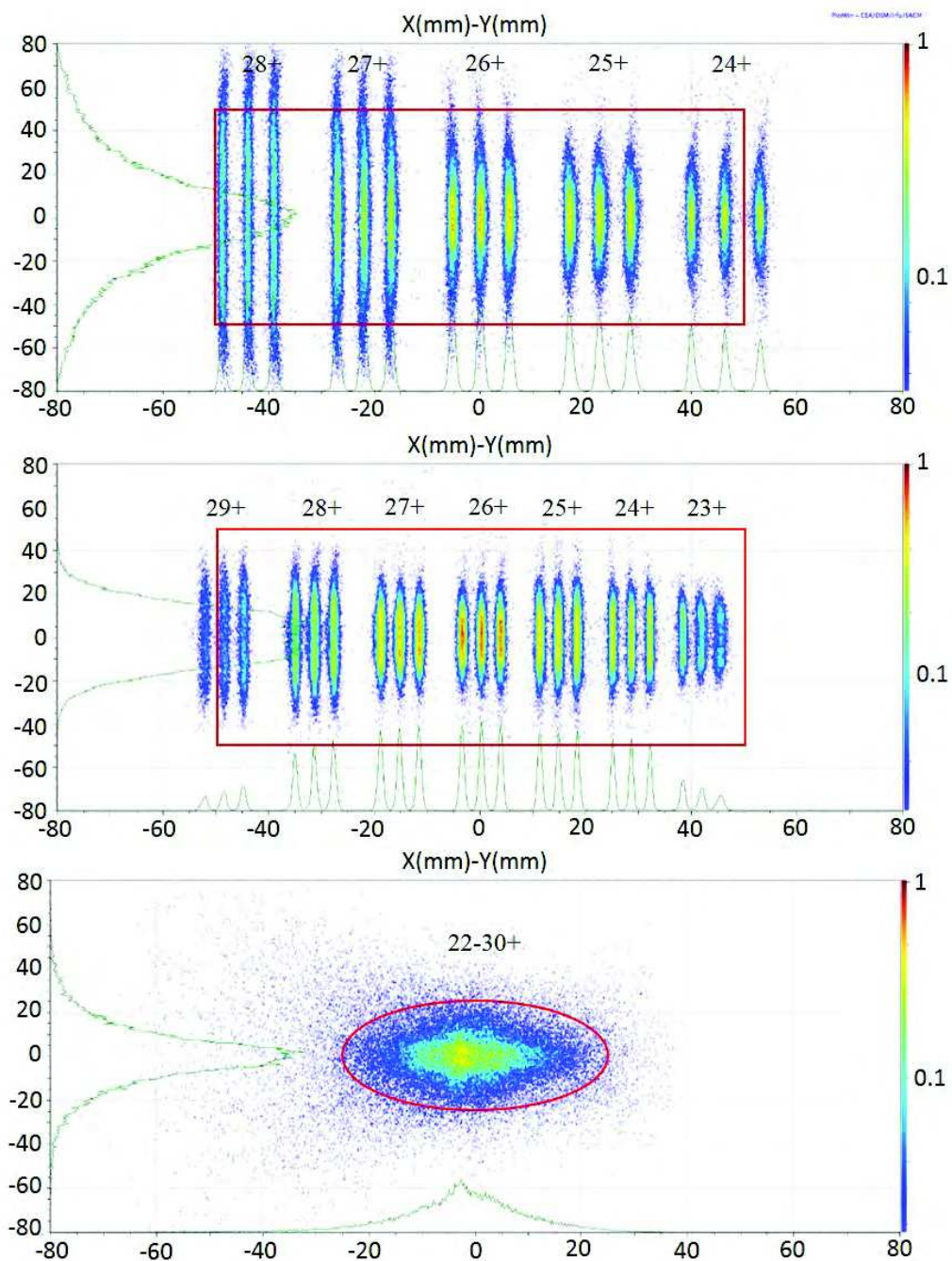


FIGURE 4.3 – Distribution d’implantations au plan focal final de S³ pour différents états de charge de ¹⁰⁰Sn et de ses voisins ⁹⁹Sn et ¹⁰¹Sn. Trois modes d’optimisation de S³ sont présentés : le mode haute résolution en haut, le mode haute transmission au centre et le mode convergent en bas [Dec15].

4.2.1 Influence des zones mortes dans un silicium Tunnel

Pour bien comprendre le fonctionnement d'un détecteur Tunnel, il faut avoir en tête que toutes les particules d'intérêt qui y seront détectées auront laissé une partie de leur énergie dans la zone active du DSSD et dans les zones mortes (celle du DSSD plus celle du Tunnel).

En effet, un détecteur silicium est avant tout une jonction PN. Si une particule de grande énergie traverse le silicium, elle va y déposer de l'énergie créant des paires électron/trou. Sous l'effet du champ électrique de la zone de déplétion, les charges créées dans la zone de charge d'espace vont se déplacer, créant ainsi un signal dont l'amplitude est proportionnelle à leur nombre, donc à l'énergie déposée dans ce volume actif. Les détecteurs silicium sont généralement polarisés en inverse (la partie P de la jonction est à un potentiel négatif par rapport à la partie N) afin d'augmenter la zone de charge d'espace et de minimiser les zones mortes dépourvues de champ électrique. On n'arrive cependant pas à dépléter 100 % du volume, ce qui laisse sur les faces avant et arrière un volume dépourvu de champs électriques où, de fait, les paires créées se recombinent. On appelle ces volumes des "zones mortes". Elles doivent être les plus fines possibles.

Selon l'angle d'émission d'une particule α par rapport à l'axe de faisceau incident, le parcours dans la zone morte du DSSD sera plus ou moins important. L'influence de la zone morte du Tunnel sera quant à elle d'autant plus importante que cette particule arrivera avec un angle rasant par rapport à la surface du Tunnel. Or, le Tunnel et le DSSD étant perpendiculaires, un angle d'émission rasant au niveau du DSSD correspondra à une arrivée presque perpendiculaire au Tunnel dans les premiers cm de ce dernier. *A contrario*, un angle plus ouvert au niveau du DSSD donnera une arrivée dans les derniers cm du Tunnel, avec un angle de l'ordre de 45 degrés. Les contributions relatives des zones mortes de sortie du DSSD et d'entrée du Tunnel se compensent partiellement et nécessitent une prise en compte explicite que peut nous donner une approche par simulation GEANT4, comme nous le verrons dans le chapitre 5.

En ce qui concerne les électrons, les pertes d'énergie étant moins importantes dans les zones mortes, ces dernières ont moins d'influence. Il faut tout de même noter que la question peut se poser pour des électrons de basse énergie. De plus pour des électrons de grande énergie, s'ouvre la question des diffusions multiples. En effet, l'électron a dans ce cas une probabilité non nulle de déposer de l'énergie dans plusieurs détecteurs/pixels et même de finir sa course dans des zones non actives, faussant ainsi la mesure de l'énergie totale.

4.2.2 Pixellisation optimale des détecteurs Tunnel

Comme nous venons de le voir, la connaissance du point d'entrée d'un rayonnement dans le détecteur Tunnel avec une précision suffisante permettrait de bien tenir compte des effets de zone morte. Il faudrait pour cela disposer de détecteur Tunnel avec une granularité suffisante. Or, si l'on demande en même temps la meilleure résolution en énergie possible, chaque pixel nécessiterait une voie électronique dont le coût avoisine les mille euros !

La question posée par la collaboration au début du projet était donc : « est-il mieux, à nombre de voies électroniques équivalent, d'avoir un détecteur double face à pistes ou un

détecteur à pixels? »

Par ailleurs, il est apparu très tôt dans la discussion que la granularité nécessaire est plus grande dans la zone du Tunnel proche du DSSD que plus loin. En effet, Araceli Lopez-Martens et Karl Hauschild [Hau08] ont fait une étude (figure 4.4) qui a mis en évidence l'inhomogénéité des effets de pertes d'énergie dans les zones mortes du DSSD et du Tunnel.

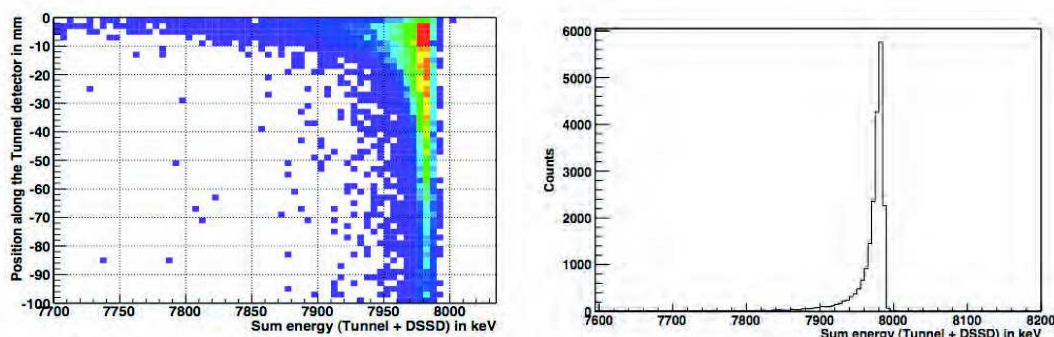


FIGURE 4.4 – Distribution de la somme en énergie (Tunnel+DSSD). Distribution en fonction de la position d'impact dans le Tunnel (à gauche). La position à 0 mm est la zone du Tunnel plus proche du DSSD, celle à -100 mm la plus éloignée. Projection totale sommant toutes les contributions en position (à droite) [Hau08].

Des géométries à granularité progressive ont donc également été envisagées tout en conservant la plus faible capacité possible (voir figure 4.5). De fait, la capacité du pixel étant proportionnelle à sa surface, la collaboration s'est questionnée sur l'influence de la capacité, d'un pixel considéré, sur la résolution.

Il s'agissait donc de trouver la conception optimale pour répondre à ces questions et réaliser SIRIUS.

4.2.2.1 Influence sur la résolution de la capacité

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, la problématique du choix de la granularité optimale se heurte d'une part à une question de coût lié au nombre de voies électroniques et d'autre part à une question de résolution, cette dernière variant avec la capacité du strip ou du pad considéré. Sachant que la capacité augmente avec la surface du pixel/strip et qu'une partie du bruit électronique est proportionnel à la capacité du détecteur, à un certain niveau de résolution correspond une capacité maximale donnée.

Lors des discussions des différentes solutions, le fabricant MICRON nous a annoncé une capacité surfacique de 11 pF/cm² et une capacité linéique de l'ordre de 1 pF par cm de tracking pour une épaisseur² de 675 μ m. Plusieurs autres géométries ont été discutées comme la solution SPD présentée à droite de la figure 4.5 avec des ensembles "pads +

2. Des détecteurs de 1 mm d'épaisseur avaient été envisagés et discutés avec MICRON. Dans ce cas la capacité surfacique était de 17 pF/cm².

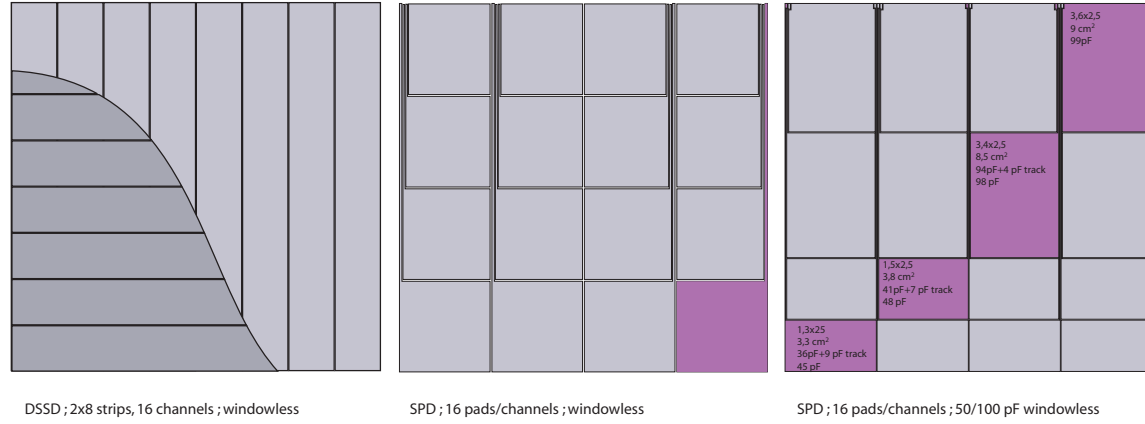


FIGURE 4.5 – Différentes géométries à 16 voies électroniques discutées pour la géométrie des détecteurs Tunnel de SIRIUS. À gauche, solution DSSD à 2×8 strips. Au centre, solution à 4 rangées de 4 pads. Chaque pixel est relié au pad à bonder par un strip fin. C'est le concept "Stripy-Pads" Detector (SPD) proposé par B. Gall pour S³ et validé par MICRON. Un des pads est teinté en mauve de manière à pouvoir bien suivre le tracking. À droite, solution SPD avec des pads à 50 pF proche du DSSD et 100 pF loin du DSSD. Dans cette figure le DSSD est situé en dessous des trois géométries

tracking" à 50pF pour les deux rangées de pixels proches du DSSD et à 100 pF pour les deux rangées loin du DSSD.

Pour le préamplificateur utilisé sur le banc de test à l'IPHC, le constructeur CREMAT donne un bruit de 4 électrons par pF. Afin d'estimer la capacité maximale compatible avec le fait que cette contribution soit négligeable, j'ai estimé que pour que cette contribution soit inférieure à 2 keV, on doit avoir une capacité pour le pixel d'au plus 100 pF. Il s'agit donc d'avoir des strips, des pixels ou regroupements de pixels ayant au plus 100 pF.

Pour la solution DSSD à 2×8 strips, chaque strip représente une capacité de 138 pF³, et on aura du mal à avoir une résolution inférieure à 18 keV pour des α de 5 MeV. Par contre, chaque événement mettant en jeu un strip horizontal et un strip vertical sur l'autre face, cette solution a l'avantage de fournir 64 pixels. Pour répondre à la règle des 100 pF, il aurait fallu opter pour un DSSD de 10×10 strips, soit 20 voies électroniques par détecteur Tunnel.

Cependant au moment du choix, malgré les discussions avec les électroniciens, la règle des 100 pF n'avait pas été établie. En effet, la collaboration envisageant de travailler avec des préamplificateurs en développement, le niveau de sensibilité de ces derniers à la capacité n'était pas connu. C'est bien plus tard, au moment du choix du préamplificateur pour le banc de test de l'IPHC que cette règle a été établie.

3. Avec une surface de 12,5 cm² et une capacité surfacique de 11 pF/cm² pour un silicium de 0,7 mm d'épaisseur, on obtient une capacité de strip de 138 pF pour un détecteur DSSD 8×8 strips.

4.2.2.2 Détecteur silicium sans zone morte

Au moment du choix du fabricant pour les détecteurs Tunnel, deux fabricants ont été contactés et visités : MICRON en Grande-Bretagne et CANBERRA en Belgique. Il s'est avéré que seul MICRON était capable de fabriquer un détecteur silicium de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ grâce à sa maîtrise de la technologie de wafers 6". CANBERRA était limité à des technologies de wafer 5" et a donc proposé une solution avec un assemblage de deux détecteurs de $5 \times 10 \text{ cm}^2$. Cette dernière solution s'est avérée bien plus onéreuse et n'a de fait pas été retenue lors de l'appel d'offre pour le détecteur Tunnel.

Par ailleurs, MICRON venait de rénover son système d'implantation et nous assurait pouvoir mieux maîtriser l'homogénéité et l'épaisseur d'implantation. Ceci lui ouvrait la possibilité de faire des implantations moins épaisses. Dans son catalogue 2010, MICRON proposait les épaisseurs de zone morte suivantes :

Type de fenêtre	Zone morte	seuil électron	seuil proton
2	500 nm	4 keV	70 keV
7	100 nm	1 keV	10 keV
9	50 nm	0,3 keV	4 keV

TABLE 4.1 – Types d'implantations et épaisseur de zone morte associée à l'époque des discussions avec MICRON (2012).

La collaboration a donc opté pour une solution du type "9" appelée à l'époque "zero-deadlayer" avec une épaisseur inférieure à 50 nm, typiquement 30 nm d'après le constructeur. Depuis, MICRON a fait évoluer sa technologie et a pu ajouter le type "9.5" et "10", comme on peut le voir dans le tableau 4.2. On y constate un glissement des labels. Le type "9" commandé correspond maintenant à un type "9.5" (Nous avons bien été livrés avec des fenêtres du type "9.5"). Il correspond à une épaisseur de zone morte de moins de 50 nm, annoncée comme étant typiquement de 30 nm. Le type 10 qui était visé et annoncé par MICRON avec une fenêtre de 20 nm est maintenant possible avec une fenêtre de moins de 10 nm !

Type de fenêtre	Zone morte	seuil électron	seuil proton
2	500 nm	4 keV	90 keV
7	300 nm	2 keV	70 keV
9	100 nm	1 keV	20 keV
9.5	50 nm	0,5 keV	10 keV
10	10 nm	0,1 keV	1 keV

TABLE 4.2 – Types d'implantations et épaisseur de zone morte associée sur le dernier catalogue en date (2015).

La problématique des détecteurs Tunnel est fortement dépendante des épaisseurs de zones mortes du DSSD pour les pertes d'énergie à la sortie du DSSD et du Tunnel pour la perte d'énergie à l'entrée du Tunnel. Il est donc important pour SIRIUS d'avoir une zone morte la plus faible possible pour le DSSD et pour les Tunnel. Dans ce cadre, ce nouveau type "10" d'implantation est d'un très grand intérêt pour SIRIUS.

4.2.2.3 Détecteur à strips ou à 64 pads

La question de l'influence de la capacité n'ayant pas été tranchée au moment du choix de la géométrie du prototype, les éléments suivants ont été pris en compte :

- il n'y a pas nécessité d'avoir une granularité uniforme sur le Tunnel, mais il est essentiel d'avoir une granularité suffisante proche du DSSD,
- la granularité nécessaire sur le Tunnel au voisinage du DSSD est de l'ordre du pixel.cm^{-1}
- le coût de l'électronique nous limite à une solution finale avec au plus une vingtaine de voies électroniques
- la solution finale doit avoir un tracking tel que tous les pixels/strips puissent être lus sur la même arrête du silicium (côté éloigné du DSSD)
- une marge suffisante doit être prise en compte sur les effets de capacité pour atteindre nos objectifs de résolution.

Les deux derniers items ont principalement œuvré contre la solution DSSD. La règle des 100 pF n'étant pas établie, les électroniciens nous ont en effet conseillés la prudence. En parallèle une solution à pads a été proposée et discutée. Jusque là, le fabricant MICRON proposait une solution dite "double métal" qui consiste à mettre une couche isolante au-dessus des pixels afin de pouvoir faire déposer par-dessus les strips métalliques ramenant les signaux des pads centraux vers la périphérie du silicium. Cette solution conduit à des épaisseurs de zones mortes relativement importantes. Pour pallier ce problème, le concept de "stripy-pad" (nous noterons dans la suite ce type de solution SPD pour Stripy-Pad Detector) a été proposé par Benoît Gall et discuté avec MICRON qui l'a validé. Il consiste à déposer en même temps que le cadre métallique périphérique des pixels, un strip métallique ramenant le signal au bord du détecteur en passant entre les rangées de pixels.

Une solution à 64 pixels a été proposée pour le prototype SIRIUS avec en idée complémentaire la possibilité de réaliser des "macro pixels" à volonté par regroupement de pixels. Le potentiel novateur de cette solution a conduit la collaboration à le sélectionner.

Il a donc été choisi de faire un prototype de détecteur Tunnel avec sur la face ohmique 64 pads à strips et sur la face jonction un grand pixel, dont la capacité estimée à 1,1 nF donnera une résolution plutôt limitée mais un bon signal de trigger. Sur cette face il a été choisi de déposer une grille métallique sur 1 % de la surface afin d'améliorer la collection des charges côté jonction⁴. La figure 4.6 présente une vue conceptuelle de la solution choisie pour chacune des faces.

4. La grille est un dépôt d'aluminium de 100 nm d'épaisseur. Elle couvre en général 3 % de la surface, mais dans le cadre de ce détecteur, nous avons demandé une grille à 1 % de la surface.

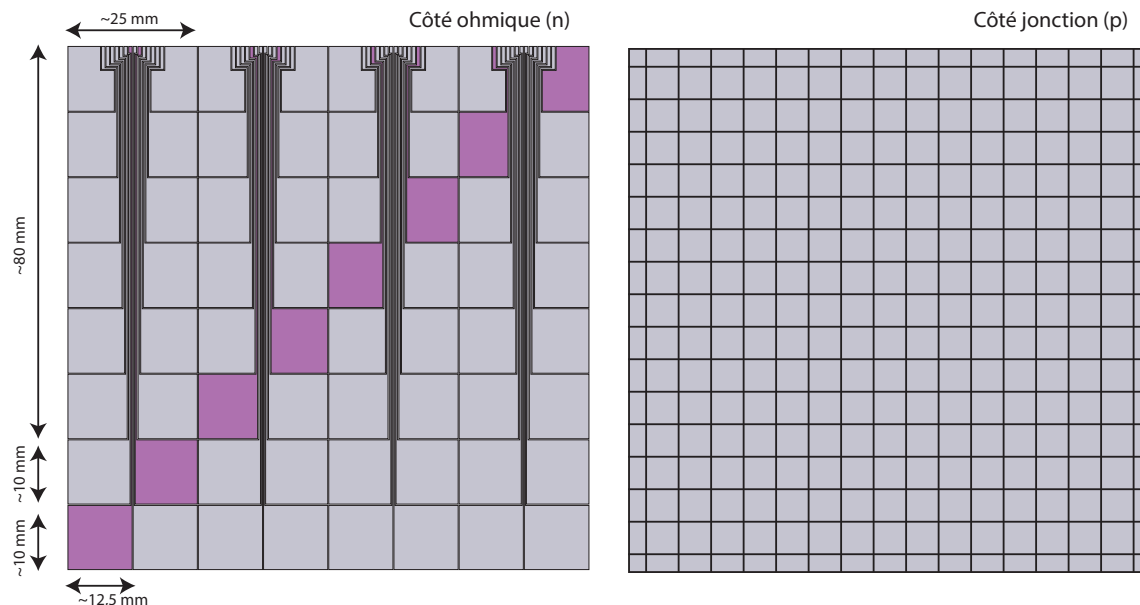


FIGURE 4.6 – Vue conceptuelle des deux faces du prototype dit "2D" de Tunnel pour SIRIUS. À gauche de la figure - représentant le côté ohmique - un pad par colonne est teinté en mauve de manière à pouvoir bien suivre le tracking du pixel à l'extrémité du détecteur. Au bout de chaque tracking, est disposé un pad à bonder permettant de connecter le pad au tracking sur le cadre support de détecteur. Sur la partie droite de la figure est représenté le grand pixel côté jonction avec sa grille à 1 % pour assurer une bonne collection de charges.

4.2.3 Prototype "2D" et détecteur de présérie "3D"

Il était prévu que le prototype de Tunnel soit fixé sur un support céramique fourni par MICRON qui devait permettre un montage en géométrie "3D" de ce détecteur. Or, il s'est avéré que les contraintes techniques sur la fabrication de ce cadre étaient trop fortes pour le fournisseur, nous avons donc décidé d'utiliser un cadre plus large qui, certes ne pourra pas être monté en géométrie "3D", mais permettra de valider dans les temps la R&D sur le silicium par les tests que nous souhaitons mener avec ce détecteur.

Or, quelques mois après cette décision, le sous-traitant de MICRON qui était chargé de réaliser ce support "2D" céramique a fait défaut. Après discussion avec MICRON, nous sommes finalement partis sur la solution "2D" céramique issue de la R&D que nous avons menée en parallèle au sein de l'IPHC.

Ce choix nous a de facto amené à ouvrir une R&D pour un support "3D", qui a été menée avec succès à l'IPHC, et sera discuté dans le chapitre 7.5 dédié au détecteurs Tunnel de présérie en montage "3D".

Chapitre 5

Simulations GEANT4 de SIRIUS

Sommaire

5.1	Géométrie de SIRIUS	74
5.1.1	Détecteurs silicium	74
5.1.2	Détection γ de SIRIUS	75
5.1.2.1	Les géométries envisagées	76
5.1.2.2	Le germanium arrière	78
5.1.2.3	La couronne de germanium clover	80
5.1.3	Évènements SIRIUS	83
5.1.3.1	Évènements réels	83
5.1.3.2	Paramètres dans GEANT4	86
5.1.3.3	Distribution réaliste	86
5.2	Influence de la zone morte	86
5.2.1	Résolution en version pixel unique	88
5.2.2	Résolution par rangée de pixels	90
5.2.3	Influence sur la profondeur d'implantation	91
5.3	Optimisation des décalages entre résolution et efficacité	92
5.3.1	Les différents décalages	92
5.3.2	Influence sur l'efficacité α	94
5.3.3	Influence sur l'efficacité électron	94
5.4	Réduction du nombre de pixels	96
5.4.1	Référence 64 pixels	96
5.4.2	Géométries envisagées	97
5.4.3	Résultats	98

5.1 Géométrie de SIRIUS

Afin d'obtenir la meilleure station d'implantation et d'étude de décroissance au plan focal de S^3 , nous devons d'une part développer les meilleurs détecteurs possibles, et d'autre part les positionner les uns par rapport aux autres de façon optimale. La première étape de ce processus est généralement la simulation des caractéristiques de la réponse des détecteurs et de la géométrie qui nous intéresse. J'ai fait cela à l'aide du code de simulation GEANT4 [Ago06]. La géométrie que j'ai implémentée dans GEANT4 est celle de SIRIUS (sans les détecteurs SeD) décrite précédemment dans le chapitre 2.

Dans ce chapitre, nous ferons la distinction entre les géométries réelles et celles simulées. En effet, GEANT4 utilise des volumes physiques, mais aussi des volumes logiques. Ainsi, un volume physique réel (par exemple : un détecteur silicium tunnel) pourra être composé de plusieurs volumes logiques différents (toujours dans notre exemple : les pixels du silicium tunnel ou encore les zones mortes). Nous verrons aussi quelles conditions initiales et quels paramètres ont été utilisés pour réaliser ces simulations. Les résultats des sections 5.2 et 5.3 ont fait l'objet d'une publication reportée en annexe B.

5.1.1 Détecteurs silicium

Dans les premières simulations, pour des raisons de temps de calcul, seuls les silicium et leurs supports ont été pris en compte. Nous pouvons voir sur la figure 5.1 que nous retrouvons bien :

- le détecteur d'implantation DSSD ($10 \times 10 \text{ cm}^2$),
- le support DSSD (avec une ouverture pour le silicium excentrée),
- les quatre détecteurs Tunnel ($10 \times 10 \text{ cm}^2$ chacun),
- les supports des Tunnel.

Nous y observons également cent événements α simulés repérables par leurs trajectoires, leurs points de départ et d'arrivée. Dans le cadre de ma problématique, j'ai décomposé chaque détecteur silicium en deux blocs logiques, l'un pour la partie active du silicium (d'une épaisseur de 0,675 mm) et l'autre pour la zone morte positionnée juste devant le bloc détecteur côté intérieur de la boîte silicium. Les événements partent d'un bord du DSSD et ne vont en général pas jusqu'à l'autre bout (ou s'ils le traversent dans ce sens, ils n'auront pas d'intérêt pour nous car ils ont peu de chance de retro-diffusion jusque dans un détecteur Tunnel). La seconde zone morte qui se trouve de l'autre côté du silicium n'est donc pas simulée. J'ai fait varier l'épaisseur de la zone morte dans les simulations entre 200 et 20 nm, 200 nm pour ce qui se fait actuellement avec des détecteurs standards non "windowless", 20 nm pour une estimation qui se voulait optimiste de ce que peut réaliser le fournisseur. En effet, MICRON nous a garanti au moment de la commande une zone morte d'épaisseur inférieure à 50 nm avec une épaisseur typique de 30 nm, mais sait maintenant faire 10 nm.

Dans les simulations, nous avons accès entre autres à la position (x, y, z et nom du volume logique) de la particule, à l'énergie déposée et au type de processus en cours (diffusion, effet

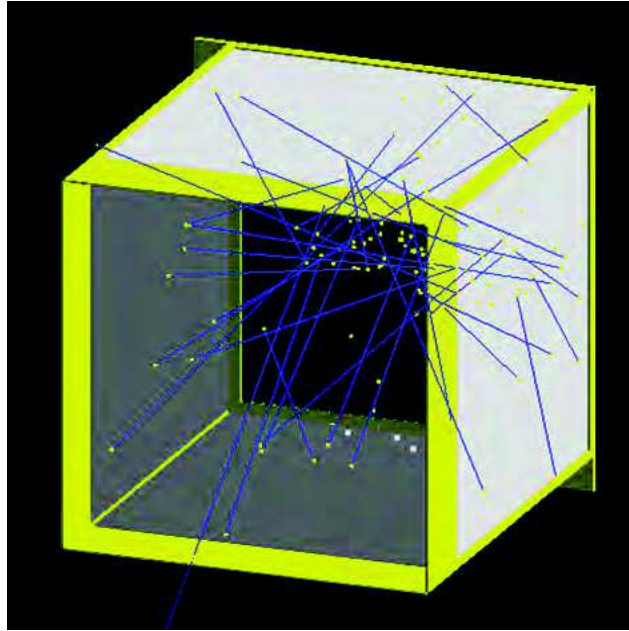


FIGURE 5.1 – Ensemble de silicium de SIRIUS tel que modélisés dans GEANT4 [Ago06]. Les évènements α ont été tirés à partir d'un profil d'implantation réaliste dans le DSSD, comme on le verra un peu plus tard. Nous pouvons voir en jaune les supports, en blanc les parties actives et en gris les zones mortes. Le DSSD se trouve au fond et est entouré par les quatre Tunnel.

Compton, effet photoélectrique,...), et ce, pour chaque itération/changement de processus ou changement de volume logique. Nous disposons de plus d'informations que le physicien qui fait la même expérience. Nous pourrions donc reproduire le point de vue du physicien, qui n'aura accès qu'à l'énergie déposée dans les volumes actifs des détecteurs (silicium et germanium), en mettant à part les informations concernant les zones mortes et les supports.

5.1.2 Détection γ de SIRIUS

Le noyau qui s'implante dans le DSSD peut être dans un état isomérique, ce noyau va se désexciter en émettant soit des électrons de conversion, soit des γ . C'est pourquoi nous avons besoin d'un ensemble de détecteurs silicium et germanium dans SIRIUS. Il peut aussi être radioactif et permettre l'étude d'états excités de ses descendants.

Plusieurs géométries ont été envisagées pour les détecteurs germanium, que ce soit pour la structure même des détecteurs germanium ou pour leur positionnement les uns par rapport aux autres. Le but est d'un côté de maximiser l'efficacité de détection, et de l'autre de minimiser les coûts. Selon leur position, les germanium ne vont pas avoir la même efficacité. C'est celui placé juste derrière le détecteur d'implantation, le détecteur "arrière" ou "back" qui aura, de par sa proximité avec le DSSD, le plus grand angle solide et donc

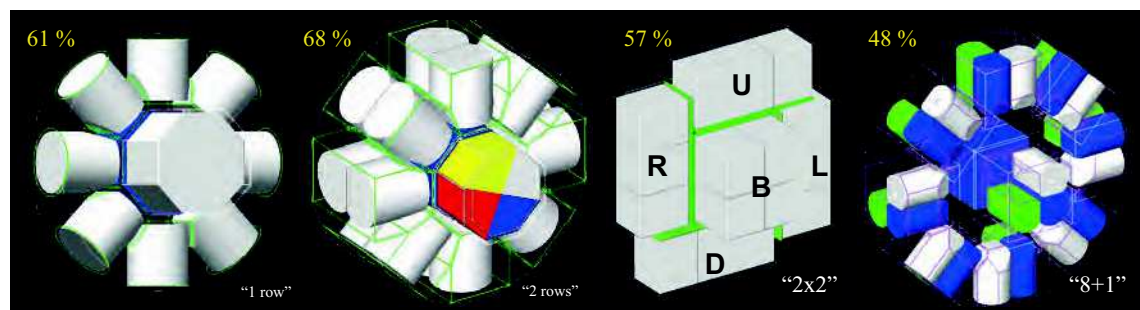


FIGURE 5.2 – Différentes solutions étudiées au démarrage du projet S³-SIRIUS pour la détection γ autour des détecteurs silicium de SIRIUS. L'efficacité maximale à basse énergie est indiquée en jaune à gauche de chaque solution [Kho08].

la plus grande efficacité de détection.

Il existe plusieurs types de détecteurs germanium, soit les gros volumes (un seul cristal), tronconiques¹ dans le cas des détecteur EUROGAM, soit les clover². Les détecteurs germanium qui seront installés autour et derrière SIRIUS sont de type clover, ils sont donc composés chacun de quatre cristaux de germanium. Pour chacun de ces types, nous pouvons ensuite avoir l'avant du détecteur droit ou biseauté.

5.1.2.1 Les géométries envisagées

La détection γ de SIRIUS a donné lieu à de nombreuses études basées tant sur des détecteurs existants que sur des détecteurs dédiés. Plusieurs types et géométries de détecteurs germanium ont été envisagés pour SIRIUS. Dans les premières études effectuées à l'IPHC par François Didierjean puis par Abdenbi Khouaja, nous avons même envisagé de développer des détecteurs germanium dédiés à S³ [Kho08]. On peut voir certaines de ces solutions sur la figure 5.2. Nous nous sommes rapidement tournés vers des solutions basées sur des détecteurs existants. Du fait de la taille des détecteurs silicium de SIRIUS, les détecteurs clover semblaient tout à fait appropriés et ce, d'autant plus que les clover d'EXOGRAM sont au GANIL. On aurait également pu envisager de travailler avec des clover de EUROBALL qui peuvent être mis à disposition d'un laboratoire, par le gammapool, pour un projet d'ampleur scientifique suffisante.

Les différentes géométries envisagées par la collaboration que j'ai simulées avec GEANT4 sont visibles sur la figure 5.3. Il s'agit à chaque fois d'une couronne de détecteurs germanium entourant les détecteurs Tunnel et d'un germanium positionné à l'arrière, juste derrière le DSSD. Du fait de la proximité de ce dernier avec le DSSD, il apporte la plus forte contribution à l'efficacité de détection de l'ensemble germanium. Nous discuterons ici le choix de

1. Cylindre taillé avec un biseau conique.

2. Type de détecteur développé pour EUROGAM II avec quatre cristaux dans un même cryostat [Duc99], d'où le nom clover (trèfle en anglais). Canberra a ensuite développé des clover de différentes tailles, biseautés ou non.

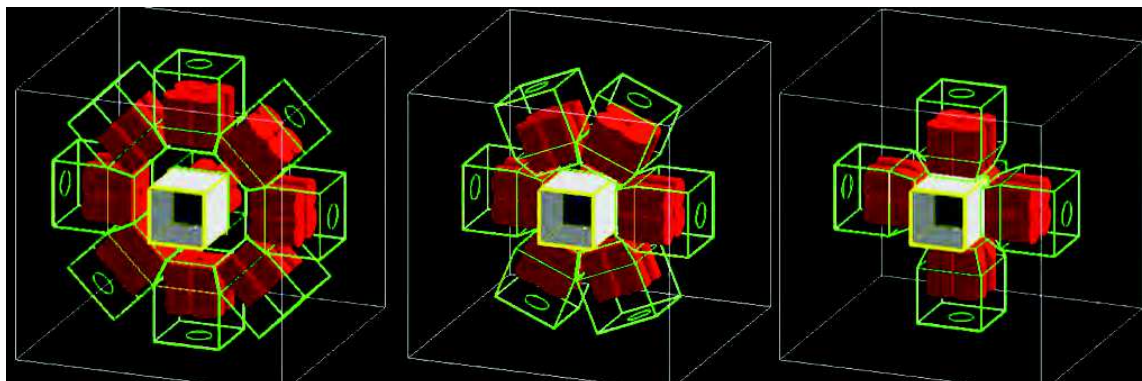


FIGURE 5.3 – Simulation GEANT4 des différentes couronnes de clover envisagées avec huit, six ou quatre détecteurs EXOGAM. On perçoit bien qu'il doit y avoir un optimum entre compacité, couverture en angle solide et granularité.

la collaboration et les études qui l'ont supporté pour être le plus efficace possible à coût fixé. Les deux autres variables d'ajustement sont le nombre et le type de détecteurs germanium dans la couronne. Là encore, il va falloir trouver le bon compromis entre maximum d'efficacité et minimum de coût sachant que la collaboration a accès à un certain nombre de détecteurs clover (notamment EXOGAM). Voici les choix qui s'offrent à nous :

- 4+1 détecteurs germanium (les détecteurs sont proches donc bonne efficacité, mais fortes contraintes d'encombrement ; faibles contraintes sur la disponibilité des détecteurs),
- 6+1 détecteurs germanium (meilleure couverture en angle solide, meilleure granularité, faibles contraintes mécaniques et plus forte contrainte sur la disponibilité des détecteurs),
- 8+1 détecteurs germanium (beaucoup de détecteurs, donc bonne granularité mais relativement éloignés, faibles contraintes mécaniques et encore plus forte contrainte sur la disponibilité des détecteurs).

Dans ses études GEANT4, A. Khouaja a simulé des solutions avec un clover derrière le DSSD (au plus près) et une couronne de 4, 6 ou 8 clover autour de la boîte silicium de SIRIUS. Comme on le voit sur la figure 5.4, la solution à 6+1 clover (courbe rouge) a la meilleure efficacité avec 54 % d'efficacité en son maximum. La solution 4+1 est très proche avec 53 % en son maximum. On notera que le détecteur "back", situé directement derrière le DSSD, apporte 23 % d'efficacité (soit près de la moitié des 54 % totaux) étant donné qu'il représente le plus fort angle solide. La couronne n'apporte que le complément.

La solution 6+1 a longtemps été préférée et se retrouve dans de nombreuses illustration de SIRIUS. Elle offre plus d'espace pour les détecteur silicium, mais mobilise deux détecteurs clover en plus. La collaboration a fini par choisir la solution 4+1. Pour cette solution, A. Khouaja a montré que le remplacement des détecteurs clover EXOGAM par des détecteurs clover EUROBALL ne présente que 47 % au maximum. Ceci est du au fait que les cristaux

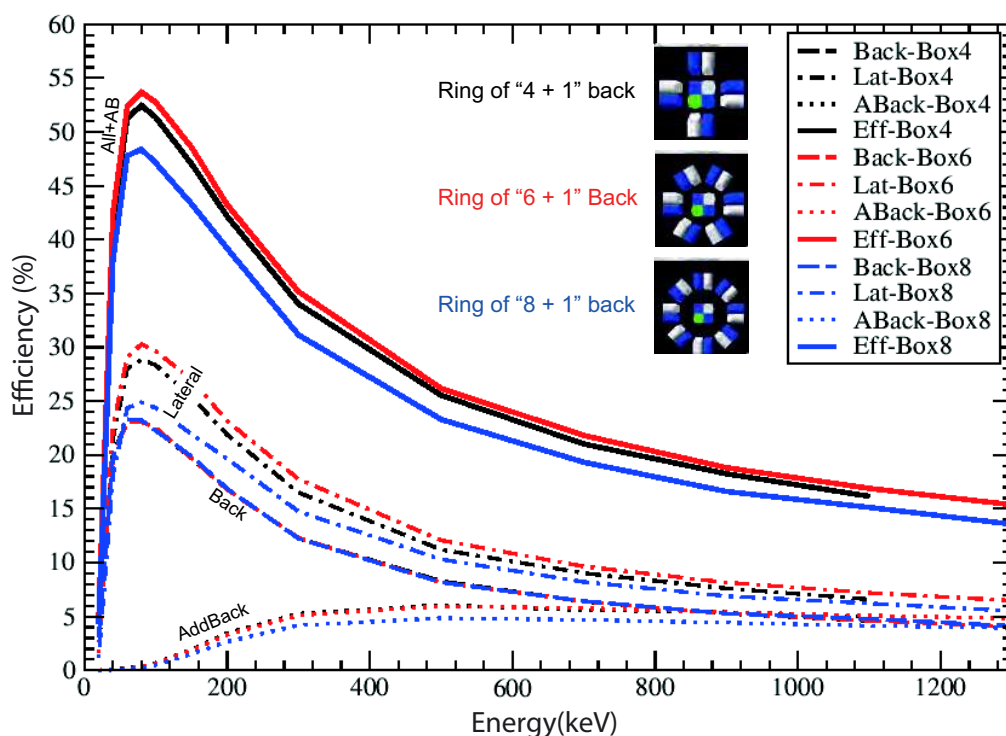


FIGURE 5.4 – Comparaison des efficacités de détection γ avec un détecteur clover derrière le DSSD et une couronne de quatre, six ou huit détecteurs clover autour de l’ensemble de détecteur silicium de SIRIUS. Ces simulations GEANT4 ont été réalisées par A. Khouaja [Kho08] au démarrage du projet S³-SIRIUS.

des clover EUROBALL sont de plus petite taille et que ces cristaux sont situés à une plus grande distance du capot dans le cryostat du détecteur donc un plus faible angle solide. La collaboration ayant aisément accès à des clover EXOGAM, c’est naturellement ces derniers qui seront utilisés pour réaliser la couronne de germanium autour de l’ensemble silicium de SIRIUS.

5.1.2.2 Le germanium arrière

La plus grande partie de l’efficacité venant du détecteur Back, un travail a été fait pour obtenir le financement d’un détecteur dédié. Au même moment, le séparateur VASSILISSA modernisé au FLNR Dubna devenant SHELS, Karl Hauschild a fait des simulations d’efficacité pour la détection γ au plan focal de SHELS. Comme on peut le voir sur la figure 5.5, il a proposé une solution basée sur un clover dédié et une couronne de quatre détecteurs tronconiques EUROGAM avec un capot raccourci pour laquelle il obtient une efficacité γ de 34 % au maximum et 20 % à 300 keV [Hau12]. J’ai également simulé ce détecteur dans

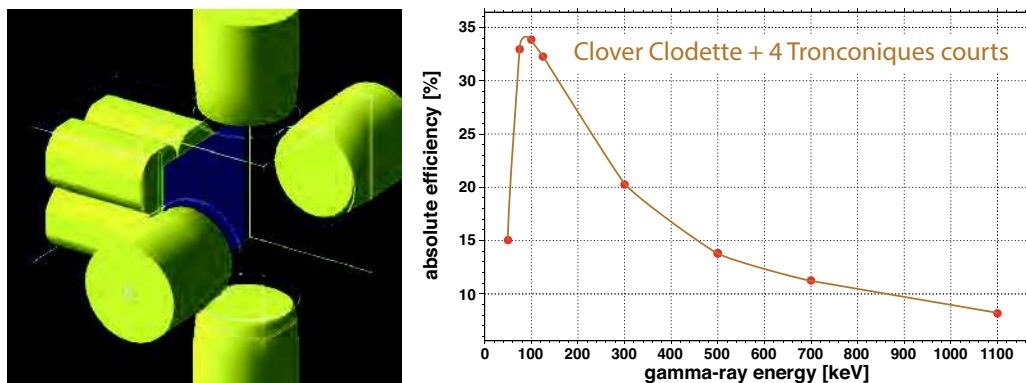


FIGURE 5.5 – Simulation de la détection γ au plan focal de SHELS avec le clover CLODETTE et une couronne de quatre détecteurs tronconique EUROGAM raccourcis [Hau12].

le cas de SIRIUS. Étant donné la grande taille du DSSD ($10 \times 10 \text{ cm}^2$) un cristal unique de type tronconique n'est pas indiqué, nous sommes directement partis sur les différentes solutions possibles de détecteurs clover proposées par CANBERRA.

Un dossier commun avec le projet SIRIUS a été déposé à l'ANR (projet CLODETTE), une R&D a été réalisée par la collaboration GABRIELA. Le projet ANR déposé conjointement par les collaborations S^3 et SHELS entre qui le détecteur sera partagé a été accepté en 2014. Ceci a permis d'acheter le germanium destiné à être positionné derrière un DSSD à S^3 et à SHELS.

Ce détecteur monté avec la couronne est visible sur la figure 5.6 tel qu'il est modélisé dans GEANT4. Les simulations qui ont permis de trancher sur la géométrie à adopter ont

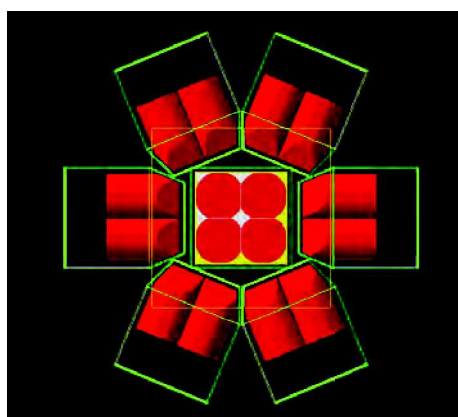


FIGURE 5.6 – Boîte silicium vue de dos avec le clover 457 droit de l'ANR CLODETTE entouré de la couronne de six clover EXOGAM.

été réalisées par K. Hauschild et Araceli Lopez-Martens [Hau12]. Il s'agit d'un détecteur clover 457³ droit. c'est à dire avec quatre cristaux de 5 cm de diamètre et 7 cm de long. On peut le voir sur la figure 5.7. Pour mémoire les clover EUROBALL sont aussi des 457 mais biseautés à l'avant et plus reculés dans le capot, et les clover EXOGAM sont des 469 biseautés. Si la forme biseautée est adaptée dans des multidétecteurs ou pour former la couronne de SIRIUS, elle réduit l'efficacité de détection pour le détecteur back. Nous avons donc choisi de ne pas biseauter les cristaux à l'avant de ce détecteur pour augmenter son efficacité de détection. Ce détecteur bénéficie en plus d'un capot aminci afin de diminuer encore les pertes dues au capot. L'épaisseur du capot est en principe de 1,5 mm, mais sur la face avant l'épaisseur est réduite à 1,2 mm sur quatre fenêtres faisant face aux quatre cristaux. Le prix à payer est d'avoir des renforts pour le reste de la face avant dont l'épaisseur est de 3 mm. La distance entre l'avant des cristaux et la face externe avant du capot est de 7 mm.

Les quatre cristaux peuvent être laissés cylindriques, mais dans ce cas, le trou au milieu des quatre sera important. Pour limiter cela nous choisirons des cristaux taillés au point de contact entre ces cristaux (séparés de 1 mm), l'espace central subsistera mais sera moins important. Malgré les pertes dues aux espaces entre les cristaux (comparé à un cristal unique), ce clover a été retenu pour des raisons de rapport efficacité/coût. En effet, la distribution d'implantation discutée dans la section 5.1.3.3 n'étant pas localisée au centre du DSSD, seul un petit nombre de noyaux seront concernés par des trajectoires passant par le trou central du clover. J'ai donc simulé quatre cristaux de type clover avec les différentes dimensions : 466 ou 457, tout en refaisant les méplats et en ne mettant pas de biseaux. Le capot en aluminium est donc cubique.

5.1.2.3 La couronne de germanium clover

Les détecteurs germanium de la couronne pour SIRIUS sont de type EXOGAM. Ce sont donc des clover 469 biseautés à l'avant (avec un angle de 22,5° sur les 3 premiers centimètres). Ces biseaux sont nécessaires si l'on veut faire des géométries où les clover sont le plus près possible les uns des autres (couronne ou 4π) comme dans EXOGAM par exemple [EXO00].

Les cristaux sont cylindriques (6 cm de diamètre et 9 cm de long) mais avec des méplats afin de les rapprocher et éviter les volumes vides. Au niveau des deux faces qui seront positionnées côté intérieur, la découpe est importante afin d'être le plus proche possible les uns des autres (5,5 mm). Les deux faces extérieures sont aussi découpées mais plus légèrement (1 mm).

Les capots en aluminium sont les plus fins possibles (1,5 mm sur l'avant et le biseau, 2 mm sur les autres faces) et entourent complètement les quatre détecteurs germanium, ils sont donc parallélépipédiques à l'arrière et biseautés à l'avant. Comme les détecteurs germanium de la couronne de SIRIUS sont des détecteurs germanium d'EXOGAM, tout ce qui a été décrit précédemment était imposé dans les simulations. Nous pouvons voir le rendu sous GEANT4 sur la figure 5.6.

3. Les informations concernant les cristaux sont contenues dans la dénomination XYZ de CANBERRA où le chiffre X représente leur nombre, Y leur diamètre en cm et Z leur longueur en cm.



FIGURE 5.7 – Réception du détecteur clover CLODETTE à l'IPHC à Gauche. Le détecteur sur son support de test à droite.

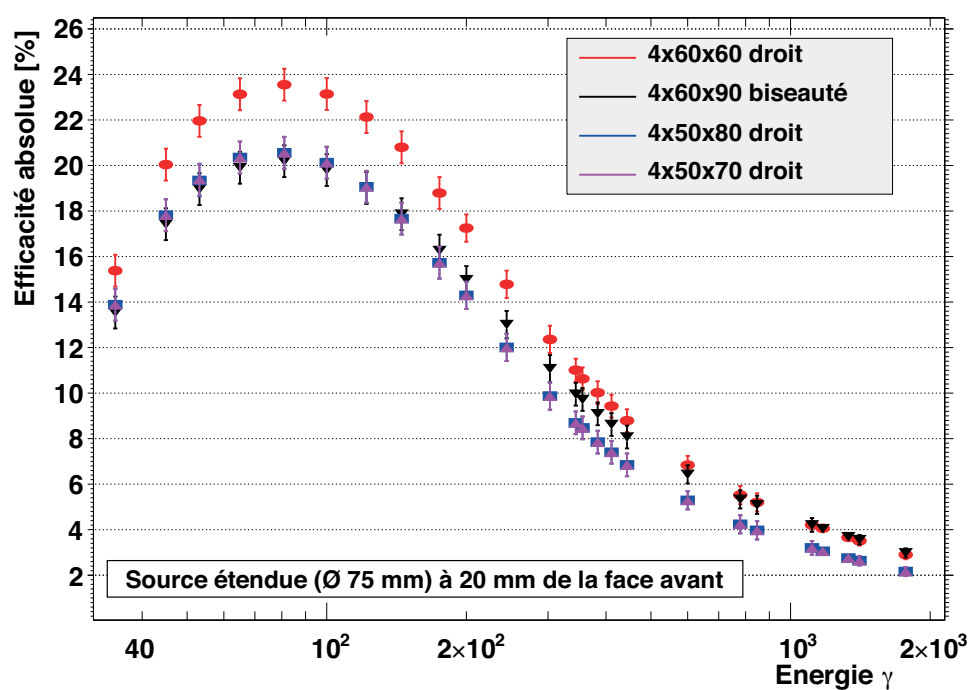


FIGURE 5.8 – Comparaison de l'efficacité de différents détecteurs clover à partir d'une source étendue représentée par un disque de 7 cm de diamètre situé à 2 cm du détecteur [Ara14].

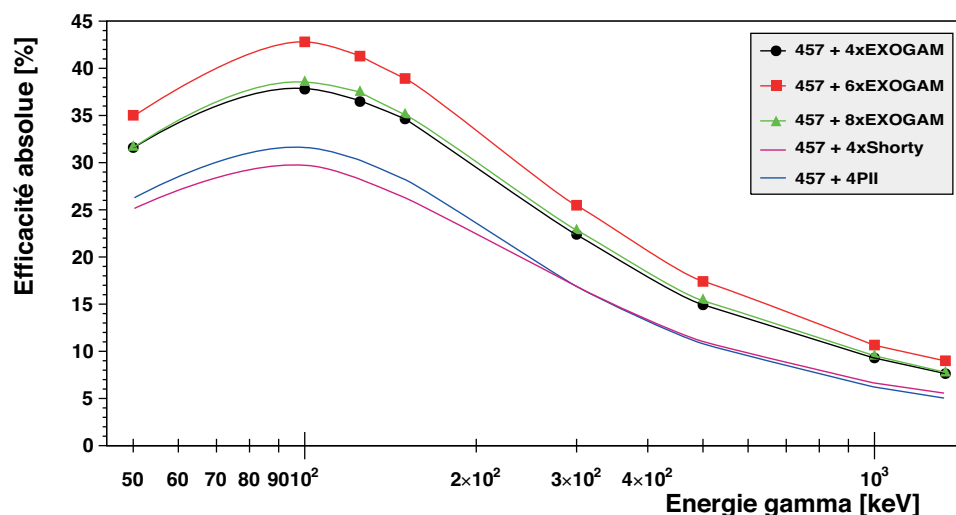


FIGURE 5.9 – Comparaison de l'efficacité de différents détecteurs clover à partir d'une source étendue représentée par un disque de 7 cm de diamètre situé à 2 cm du détecteur [Ara14].

A. Lopez-Martens a comparé les différents détecteurs proposés par CANBERRA avec une source étendue représentée par un disque de 7 cm de diamètre situé à 2 cm du détecteur [Ara14]. Elle a simulé des solutions 466-droit, 458-droit et 457-droit qu'elle a comparé à la solution EXOGAM (469-biseauté). On voit sur la figure 5.8, que la solution 466 ressort nettement avec 23 % d'efficacité à 100 keV comparativement aux trois autres qui sont à 20,5 %. Cette solution correspond à un surcoût de 50 keuros par rapport à la solution 457. Elle présente aussi une taille de capot de $124 \times 124 \text{ mm}^2$ alors que les 45X ont des capots de $101 \times 101 \text{ mm}^2$.

La solution 458 ne présente pas de grand intérêt par rapport à la 457 pour un surcout de l'ordre de 30 keuros. La solution EXOGAM ressort du lot des trois courbes à plus haute énergie du fait de la longueur des cristaux, mais pour un surcout de plus de 100 keuros...

A. Lopez-Martens a également comparé les différentes solutions 457-droit + 4, 6 et 8 EXOGAM et deux solutions possibles pour SHELS : 457-droit + 4 détecteurs tronconiques raccourcis et 457-droit + 4 clover EUROGAM [Ara14]. Le résultats de ces simulations se trouvent sur la figure 5.9. Les principales valeurs des efficacités absolues ont été reprises dans le tableau 5.1.

On retrouve la solution 457-droit + une couronne de 6 EXOGAM au dessus des solutions avec une couronne de 4 EXOGAM et 8 EXOGAM. Dans les simulations faites par A. Khouaja (cf. figure 5.4), la solution EXOGAM + 6 EXOGAM était également la meilleure, mais la solution 4 EXOGAM était plus proche de la solution 6 EXOGAM que de la solution 8 EXOGAM. La figure 5.8 ayant montré qu'un détecteur 457-droit était aussi efficace qu'un 469 biseauté à basse énergie. C'est à haute énergie que se fait la différence. On s'attendrait donc à de mêmes chiffres entre la solution "457-droit + 4 EXOGAM" et

Type de solution	100 keV	200 keV	500 keV	ref
EXOAM + 4 EXOAM	52 %	42 %	25 %	[Kho08]
457 + 6 EXOAM	43 %	33 %	17 %	[Ara14]
457 + 4/8 EXOAM	38 %	29 %	15 %	[Ara14]
457 + 4 EUROAM	32 %	24 %	11 %	[Ara14]
457 + 4 tronconiques	30 %	22 %	11 %	[Ara14]
457 + 4 tronconiques	34 %	27 %	14 %	[Hau12]

TABLE 5.1 – Tableau comparatif des efficacités absolues à 100, 200 et 500 keV pour différentes solutions. La première ligne est extraite des simulations de A. Khouaja et les autres de celles de A. Lopez-Martens et K. Hauschild [Kho08, Ara14, Hau12].

"EXOAM + 4 EXOAM" alors que les efficacités obtenues par A. Khouaja semblent donner de meilleures efficacités absolues. C'est peut-être lié au positionnement relatif de la couronne de clover EXOAM par rapport au back qui avait été optimisé par A. Khouaja.

On constate également une différence entre les deux simulations SHELs avec 30 % ou 34 % d'efficacité à 100 keV (deux dernières lignes du tableau 5.1), probablement liée à de petites différences dans la façon d'entrer la géométrie ou la prise en compte de la source.

Il ressort de ces simulations que c'est toujours la solution "457-droit + 6 EXOAM" avec 43 % d'efficacité à 100 keV qui est la meilleure contre 38 % pour les solutions à 4 et 8 EXOAM.

On voit également sur cette courbe que la solution 457-droit + 4 détecteurs tronconiques ("457 + 4xShorty⁴") présente à 100 keV une efficacité de 30 %. C'est un peu moins bien que la solution SIRIUS, mais tout à fait compétitif. Il faut également noter que la comparaison finale entre toutes ces solutions se fera avec les systèmes anti-Compton, ce qui n'a pour le moment pas été fait.

5.1.3 Évènements SIRIUS

Plusieurs paramètres sont nécessaires pour pouvoir lancer une simulation dans GEANT4. Ces derniers doivent être les plus proches possible de la réalité. Tous les volumes que nous allons utiliser sont ceux de la géométrie décrite précédemment (voir paragraphe 5.1). Ensuite, il nous faut définir le(s) type(s) de particule(s) que nous allons simuler, combien, avec quelle énergie et quelle impulsion.

5.1.3.1 Évènements réels

Pour les définir, nous allons nous baser sur le type d'évènements qui se produira lors du fonctionnement de SPIRAL2 et de S³. Le faisceau va frapper la cible au plan cible de S³, créant une multitude de noyaux. Un certain nombre de ces noyaux auront suffisamment d'énergie pour sortir de la cible. Ceux qui ont les bonnes caractéristiques cinématiques seront acheminés jusqu'au plan focal SIRIUS. S³ sera à la pointe de la technologie et nous

4. Shorty : tronconique avec une distance capot-cristal inférieure aux tronconiques "classiques".

permettra d'avoir une haute transmission (pour que nous perdions le moins possible de noyaux d'intérêt), ainsi qu'une haute sélectivité (afin de laisser passer le moins possible d'impuretés). S^3 nous permettra donc de sélectionner uniquement les noyaux qui vont nous intéresser, c'est-à-dire ceux issus d'une réaction de fusion-évaporation, rejetant au mieux :

- le faisceau,
- les quasi-faisceaux (noyaux de Z et N proches de celui du faisceau),
- les quasi-cibles (noyaux de Z et N proches de celui de la cible) et
- les autres produits de réaction.

Les noyaux que laisse passer S^3 vont ensuite passer à travers les trackers afin de déterminer leur temps de vol et de reconstruire leur masse. Ils vont enfin venir s'implanter dans le DSSD, s'y désexciter s'ils sont dans un état isomérique (par émission de γ ou d'électrons de conversion), puis décroître, de différentes façons selon les noyaux :

- par décroissance α ,
- par décroissance β ,
- par capture électronique,
- par fission spontanée.

Cette décroissance ayant lieu dans le DSSD, proche de la surface, il y a environ 50 % de chance pour que la particule émise lors de cette décroissance aille dans le DSSD et donc que nous récupérons toute l'énergie de l'évènement. Dans ce cas, la particule est et reste dans la partie active du silicium. Donc toute l'énergie y est déposée et nous avons l'évènement en entier directement.

La particule peut aussi partir vers la surface, s'échappant du DSSD. C'est pour cette raison que nous plaçons des détecteurs Tunnel autour du DSSD, afin de récupérer le maximum d'évènements qui s'en échapperaient. Nous aurons donc soit un évènement incomplet avec une particule non récupérée par un tunnel, soit un évènement reconstruit si celle-ci vient finir sa course dans des détecteurs. Pour bien prendre en compte le parcours réel de ces particules dans notre simulation GEANT4, il est utile de voir les étapes correspondant à ces deux cas.

Pour le cas d'une particule échappée qui finit sa course autre part que dans une zone active, voici ce qui se déroule :

- la particule dépose un peu de son énergie dans la partie active du DSSD tout en se rapprochant de la surface (on a donc un signal physique si l'amplitude est suffisante pour passer le seuil de déclenchement),
- puis la particule va traverser la zone morte du DSSD en y déposant un peu d'énergie qui sera perdue pour les physiciens (mais quantifiable avec GEANT4),
- après elle va finir sa course ailleurs que dans une zone active de SIRIUS. Pour GEANT4, elle sort de la zone d'intérêt et n'est pas suivie plus loin.

Le cas d'une particule échappée mais récupérée dans un tunnel est illustré sur la figure 5.10. Voici ce qui se déroule :

- la particule dépose un peu de son énergie dans la partie active du DSSD tout en se rapprochant de la surface. On a ainsi une partie de l'information sur l'énergie initiale si l'amplitude est suffisante pour passer le seuil de déclenchement,
- puis la particule va traverser la zone morte du DSSD en y déposant un peu d'énergie qui sera perdue pour les physiciens,

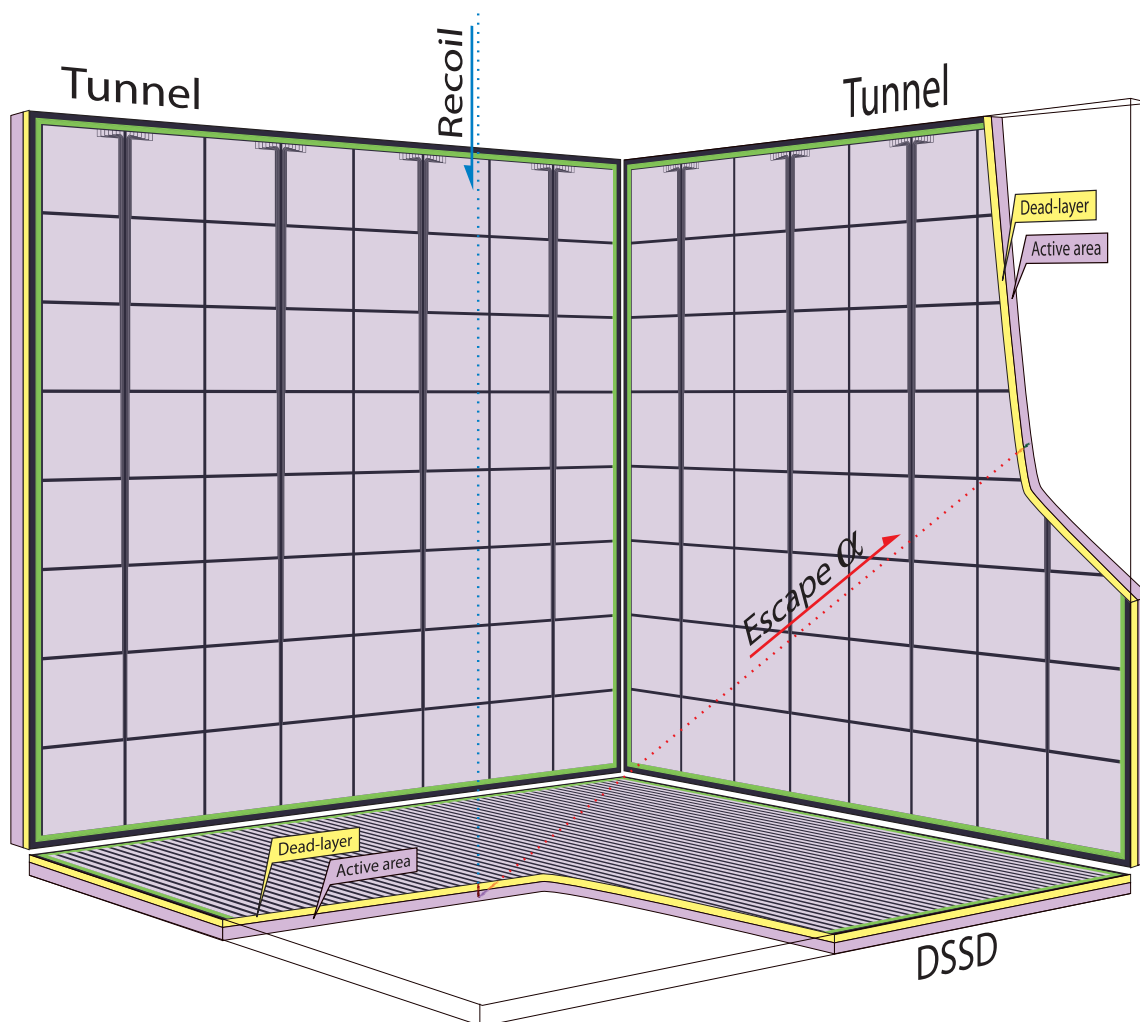


FIGURE 5.10 – Illustration de la séquence correspondant à l'échappement d'une particule α du DSSD au profit d'un des détecteurs Tunnel.

- après elle va traverser le vide de la boîte formée par SIRIUS,
- ensuite elle va traverser la zone morte d'un tunnel, en y déposant un peu d'énergie,
- enfin elle va déposer ce qui lui reste d'énergie dans la partie active du tunnel.

Si on néglige l'énergie perdue dans les zones mortes, la somme des deux signaux des deux détecteurs, nous donnent une bonne indication de l'énergie initiale. On peut à l'aide de ces deux signaux reconstruire cette énergie, mais il faut être conscient qu'un évènement reconstruit n'est jamais complet à cause des pertes d'énergie dans les zones mortes que la particule a traversées.

5.1.3.2 Paramètres dans GEANT4

La partie que j'ai simulée dans GEANT4 est celle qui suit l'implantation, c'est-à-dire l'émission isotrope d'une particule à partir de l'intérieur du DSSD. On a vu que pour cela, plusieurs paramètres sont nécessaires :

- les coordonnées initiales d'implantation (x, y et z),
- l'impulsion de départ (isotrope dans un angle solide de 4π),
- le type de particule (α , électron, γ),
- l'énergie initiale de la particule (à déterminer en fonction du contexte de simulation),
- le nombre d'évènements souhaité afin d'avoir une bonne description statistique.

5.1.3.3 Distribution réaliste

Afin de mieux coller à la réalité, j'ai tiré les positions de départ dans le DSSD d'une distribution réaliste que l'on peut voir sur la figure 5.11. Cette distribution provient des simulations effectuées par Fabien Déchery dans le cadre de sa thèse [Dec12]. Pour la distribution de la figure 5.11, Fabien Déchery a considéré un faisceau de $^{48}_{20}\text{Ca}$ qui frappe une cible de $^{248}_{96}\text{Cm}$ créant un noyau de $^{292}_{116}\text{Lv}$ après évaporation de 4 neutrons. Il a pris en compte des interactions faisceau-cible, puis suivi la trajectoire du noyau de recul dans son transport par S^3 depuis la cible jusqu'au plan focal final. Ces noyaux sont ensuite transportés à travers S^3 et SIRIUS jusqu'au DSSD fournissant les coordonnées d'implantation des noyaux. Ainsi, sur la figure 5.11, chaque point correspond à une implantation d'un noyau d'intérêt, que ce soit pour le DSSD au centre ou pour chacun des quatre Tunnel représentés autour du DSSD (dessus, dessous et sur les côtés).

Sur les 100000 noyaux de $^{292}_{116}\text{Lv}$ tirés au point cible par Fabien Déchery, 85,77 %⁵ sont transmis par S^3 en son plan focal final.

C'est cette distribution d'implantation qui a été utilisée comme point de départ (points sources) de nos simulations GEANT4. Afin d'avoir une statistique suffisante, de façon assez simple dans la suite des simulations GEANT4, j'ai choisi d'utiliser cette statistique en son intégralité et donc de travailler avec un multiple de 85770 d'évènements lancés :

$$N = n \times 85770 \quad \forall n \in \mathbb{N} \quad (5.1)$$

Pour avoir un nombre d'évènements N suffisant nous prenons $n=10$.

5.2 Influence de la zone morte

Un des grands atouts de notre détecteur tunnel, et aussi une nouveauté des silicium, est sa faible zone morte. Cette nouvelle génération de détecteurs silicium de grande taille (wafer de 6") est dite "zero dead-layer" (pour "zéro zone morte en anglais") et est garantie avec une épaisseur inférieure à 50 nm par le constructeur Micron, c'est pourquoi j'ai simulé dans GEANT4 différentes épaisseurs de zone morte allant d'une épaisseur classique (200 nm) à une épaisseur idéale de 20 nm.

5. Il faut noter que ce nombre ne représente que la transmission optique de l'état de charge central.

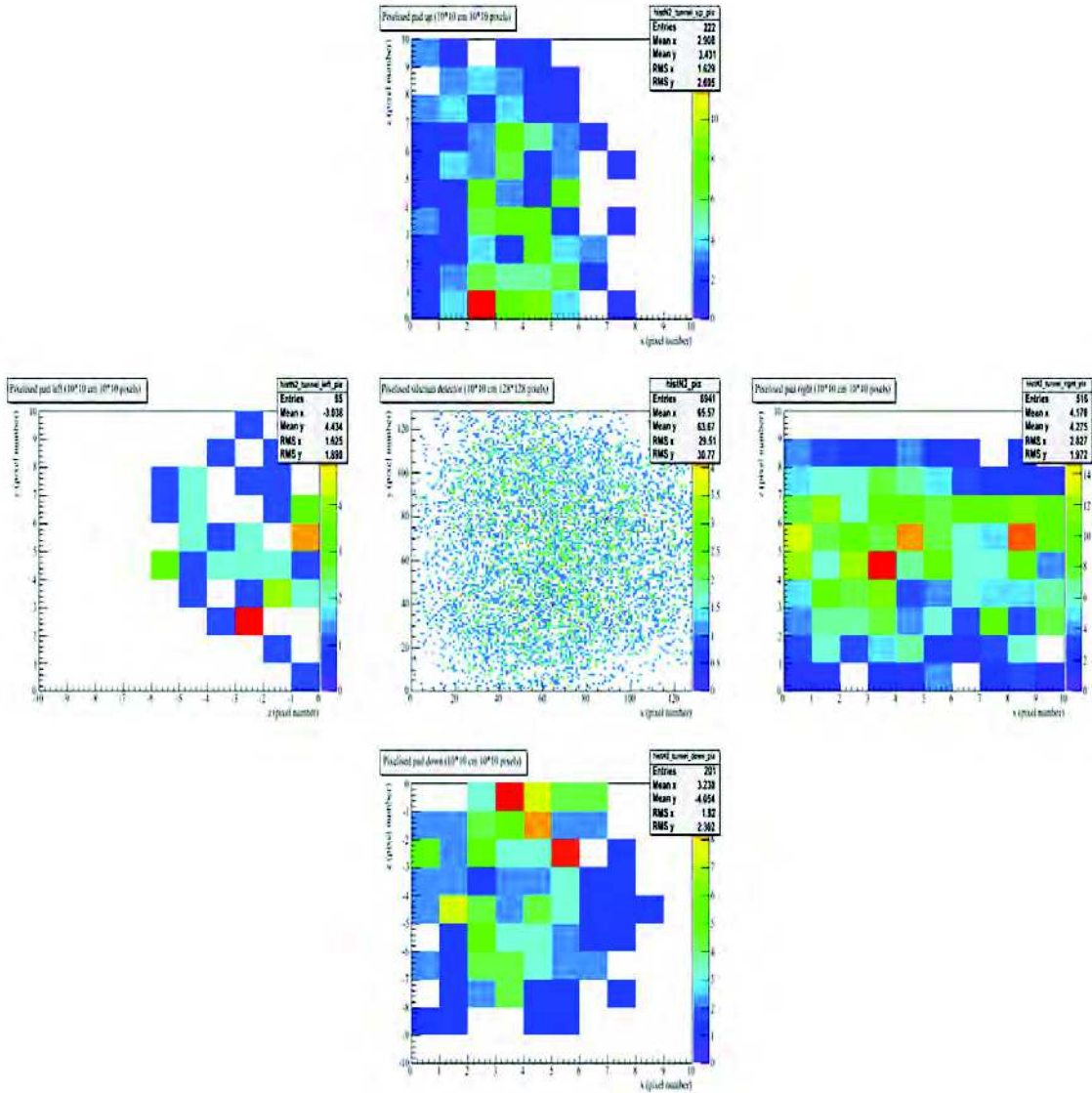


FIGURE 5.11 – Distribution réaliste des points d’implantation des noyaux d’intérêt pour le DSSD au centre et pour les Tunnel au-dessus, au-dessous et de chaque côté [Dec12].

Les gros avantages apportés par les nouvelles techniques d’implantation du fournisseur sont : une bonne homogénéité et une bonne influence sur la résolution en énergie car les Tunnel sont perpendiculaires au DSSD (ce qui implique des trajectoires traversant différentes épaisseurs de zones mortes pour des particules allant de l’un à l’autre). Les particules α seront sensibles à ces différences de trajets, car leur perte d’énergie en 20 nm de silicium s’élève à environ 3 keV pour des α de 5 MeV. Ces effets seront moins importants pour les

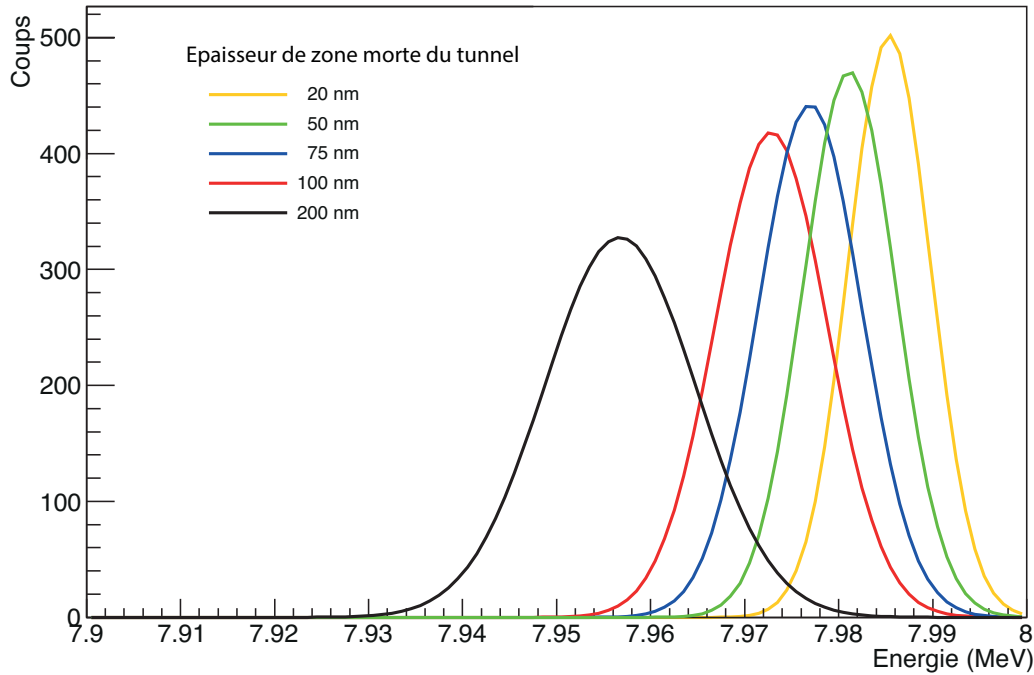


FIGURE 5.12 – Déplacement du pic d’une particule α de 8 MeV émise par un noyau implanté dans le DSSD de SIRIUS en fonction de l’épaisseur de la zone morte du tunnel. La zone morte du DSSD a été prise constante à 50 nm.

électrons qui, eux, ne perdront qu’environ 1 eV pour des électrons de 300 keV dans une telle zone morte.

5.2.1 Résolution en version pixel unique

Grâce à la distribution réaliste de Fabien Déchery (voir 5.1.3.3), les premières simulations m’ont permis de simuler, en fonction de l’épaisseur de la zone morte du tunnel, le déplacement du pic correspondant à la détection de particules α de 8 MeV émises par des noyaux implantés dans le DSSD de SIRIUS et détectées dans un des détecteurs tunnel. Les résultats de ces simulations sont présentés sur la figure 5.12.

Comme on pouvait s’y attendre, on constate sur la figure 5.12 que, plus la zone morte est épaisse, plus la résolution est dégradée. De plus, nous constatons aussi logiquement que le centroïde des distributions se décale. En effet plus la zone morte est importante, plus les particules y perdent de l’énergie. Pour bien faire apparaître la résolution géométrique, j’ai choisi de ne pas prendre en compte les effets électroniques. Les décalages en énergie et largeurs à mi-hauteur observés sur la figure 5.12 sont uniquement dus à la différence de trajectoires des particules, induisant des trajets plus ou moins importants dans les zones mortes et donc différentes pertes d’énergie. Nous avons fait cette étude pour une zone morte

du tunnel allant de 0 (cas idéal) à 200 nm. Notons que nous n'avons pas 8 MeV pour le cas idéal étant donné qu'une partie de cette énergie est de toutes manière perdue dans la zone morte du DSSD dont l'épaisseur est fixée à 50 nm.

Dans cette partie j'ai considéré le détecteur comme un pixel unique de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. J'ai tiré avec GEANT4 857700 particules α de 8 MeV à partir de la distribution de la figure 5.11 avec un tirage aléatoire sur les impulsions⁶. J'ai effectué cette simulation pour différentes épaisseurs de zone morte des détecteurs Tunnel (la zone morte du DSSD étant fixée à 50 nm).

J'ai enregistré la distribution des impacts sur les Tunnel. Elle est présentée sur la figure 5.13. On constate que cette distribution est plus dense au niveau du deuxième rang de pixels du tunnel. Pour ce qui est de la dispersion latérale, elle est l'image de celle de la distribution d'implantation centrée sur le détecteur DSSD.

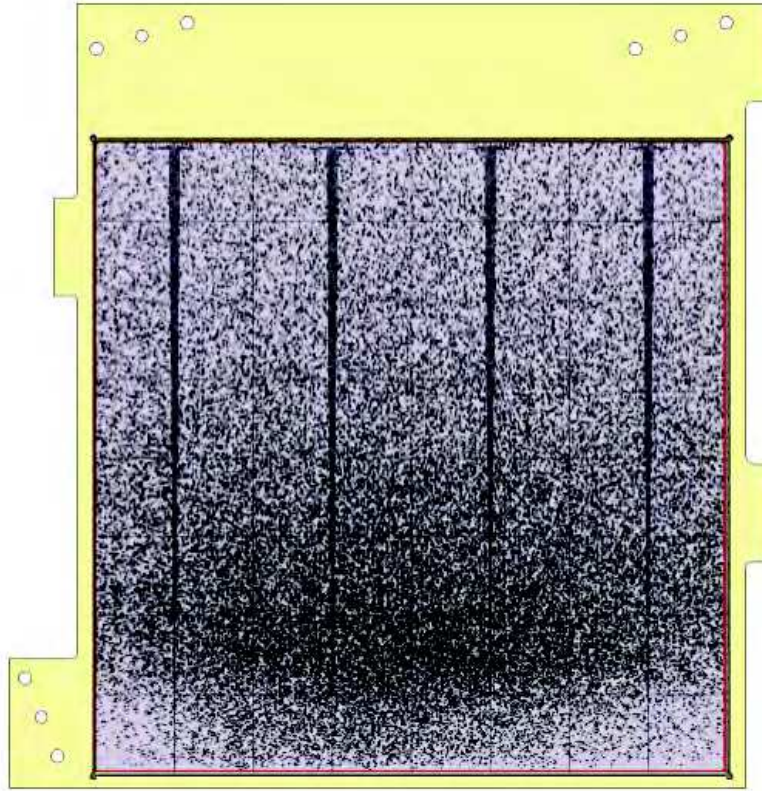


FIGURE 5.13 – Représentation des points d'impacts dans le détecteur tunnel des particules α provenant du DSSD situé au dessous.

6. L'énergie initiale étant fixée avec une largeur nulle afin de mettre en lumière les influences géométriques des zones mortes, le tirage aléatoire ne joue que sur la direction d'émission de la particule α .

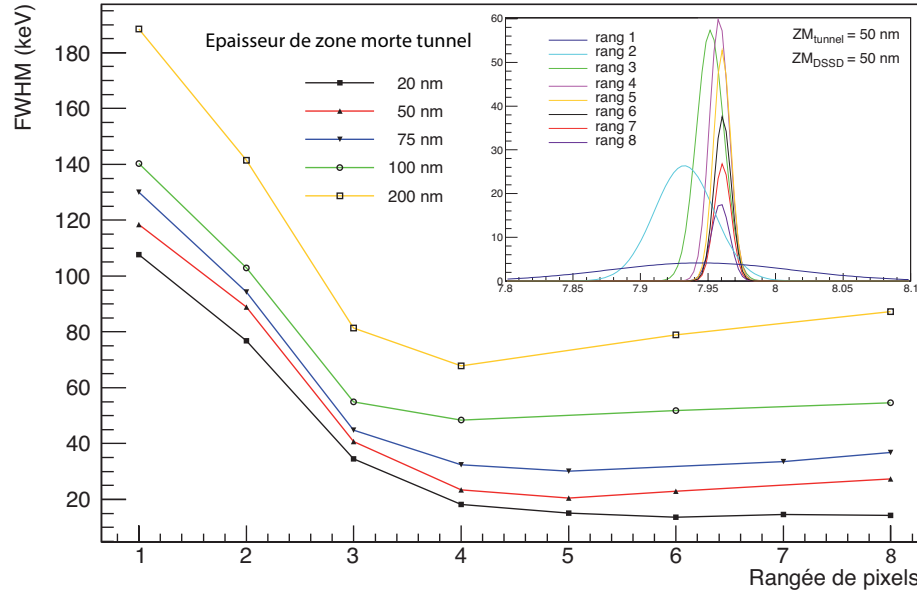


FIGURE 5.14 – Évolution de la résolution pour différentes rangées de pixels pour différentes épaisseurs de zones mortes. En insert, on voit les pics correspondants pour une épaisseur de zone morte de 50 nm.

5.2.2 Résolution par rangée de pixels

Nous considérons maintenant les pixels réels que l'on voit sur la figure 5.13, non pas encore individuellement, mais par rangée. L'extension latérale de la distribution d'impacts étant symétrique, nous nous intéresserons aux rangées horizontales sur la figure 5.13. Nous obtenons alors la figure 5.14 qui présente la résolution par rangée pour les différentes épaisseurs de zones mortes considérées.

Nous pouvons constater sur cette figure que, plus on se rapproche du DSSD, plus la résolution se détériore. En effet seules les particules ayant un angle rasant vont venir s'implanter dans de tels pixels, les trajets dans la zones morte du DSSD seront donc particulièrement longs. Dans le pire des cas, on a une influence de la géométrie sur les résolutions de 190 keV pour une épaisseur de zone morte de 200 nm. Pour les épaisseurs attendues pour SIRIUS, on est plutôt à $\sim 20 \text{ keV}$, ce qui est plutôt raisonnable.

C'est pourquoi j'ai étudié plus particulièrement les pixels des deux premières rangées. J'ai regardé leur résolution individuelle, puis j'ai éloigné les pixels du DSSD (d'un dixième de pixel), et ce une dizaine de fois. Sur la figure 5.15 un seul pixel (du bord de la deuxième rangée) est représenté, mais les résultats sont similaires pour les autres pixels et indiquent qu'il semble nécessaire de décaler d'au moins un demi pixel les détecteurs Tunnel⁷ avant de pouvoir avoir des résolutions qui se rapprochent des spécifications.

7. Dans le sens éloigner les détecteurs Tunnel du DSSD.

D'un côté, nous pouvons voir que la résolution de la première rangée considérée comme un seul grand pixel est largement au-dessus des spécifications attendues. Par ailleurs, on constate sur la figure 5.15 que l'on peut améliorer les choses en décalant le tunnel de manière longitudinale, comme indiqué sur la partie de gauche de la figure 5.16. Certes, on perd les événements rasants, mais on gagne en résolution et on récupère quelques événements à l'autre bout du tunnel.

5.2.3 Influence sur la profondeur d'implantation

La profondeur d'implantation donnée par la distribution réaliste de Fabien Déchery sur la figure 5.11 se situe entre 5 et 6 μm de profondeur, ce qui est assez important. On réduit en général cette profondeur d'implantation en interposant une feuille de mylar en amont du tunnel sur les trajectoires du recul. J'ai donc réalisé des simulations pour différentes valeurs de cette profondeur allant de 5,5 à 0,5 μm par pas de 1 μm . Comme on s'y attend, les résolutions obtenues en figure 5.15 indiquent que nous aurons intérêt à implanter nos ions d'intérêt le moins profondément possible. Par ailleurs, dans ces cas de faible profondeur d'implantation, on voit que la résolution de la première rangée de pixel est moins affectée par le décalage que pour de plus fortes implantations.

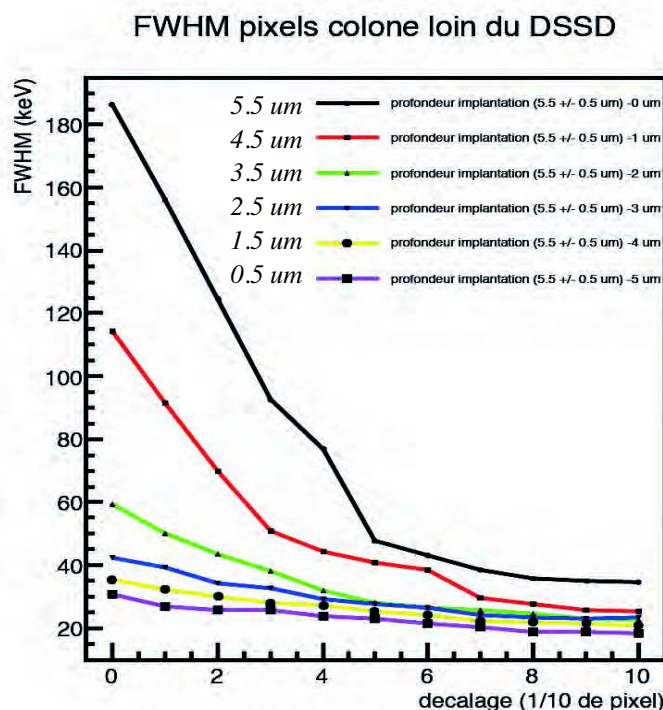


FIGURE 5.15 – Résolution en fonction du décalage par dixième de pixel pour différentes valeurs de la profondeur d'implantation dans le DSSD.

5.3 Optimisation des décalages entre résolution et efficacité

En plus des considérations vues dans la partie 5.2.2, la finesse des supports nous a poussé à envisager la possibilité de décaler les Tunnel du DSSD, pour renforcer ces supports mais aussi pour améliorer les résolutions des pixels proche du DSSD. Il nous faut cependant être prudent car le moindre écart entraîne une diminution de l'efficacité. Nous avons donc eu besoin de ce type de simulations pour bien positionner nos détecteurs. On voit sur la figure 5.15 qu'un décalage longitudinal semble tout à fait possible et même souhaitable. Cependant, comme nous pouvons voir sur la figure 5.13, un nombre non négligeable d'impacts se trouvent dans ces pixels. Il faut donc bien se demander quels effets auraient ces déplacements sur l'efficacité de détection avant de conclure !

Par ailleurs, d'autres aspects peuvent influencer sur cette décision. On peut ainsi se demander s'il faut regrouper ou non ces pixels proches du DSSD, en ligne ou en colonne et quel est l'impact de ce décalage.

5.3.1 Les différents décalages

Nous pouvons décaler les Tunnel de deux façons différentes, que j'appellerai dans la suite : "décalage longitudinal" et "décalage latéral" présentées sur la figure 5.16. Dans le cas d'un décalage longitudinal, les Tunnel restent à la même distance les uns des autres. Ils sont décalés tous les quatre ensemble et sont éloignés du DSSD, comme présenté sur la partie gauche de la figure 5.16. Par contre, dans le cas d'un décalage latéral, les Tunnel restent à la même distance du DSSD mais ils sont écartés les uns des autres. Ces décalages ont forcément un impact sur la résolution. Différentes combinaisons de ces deux décalages seront présentées dans les parties 5.3.2 et 5.3.3.

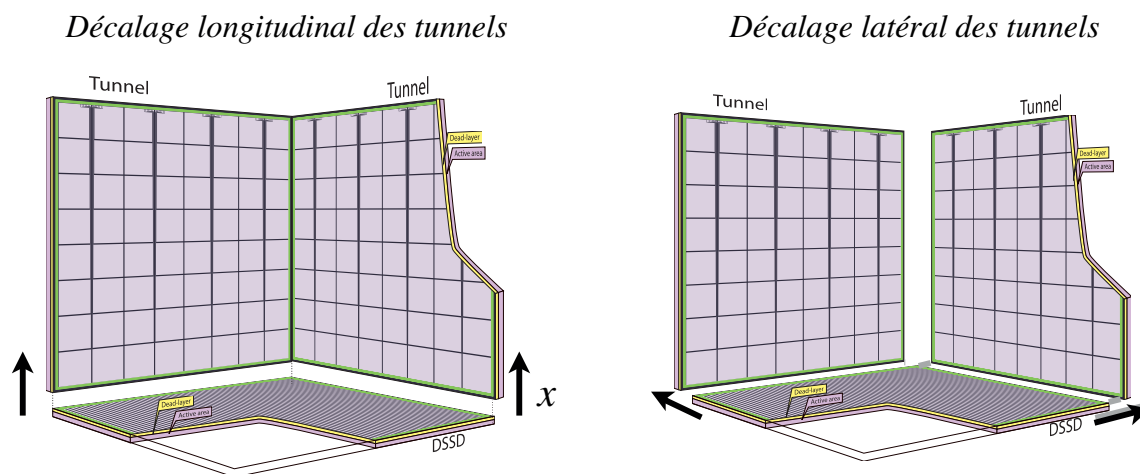


FIGURE 5.16 – Décalage longitudinal (à gauche) et latéral (à droite) des Tunnel par rapport au DSSD.

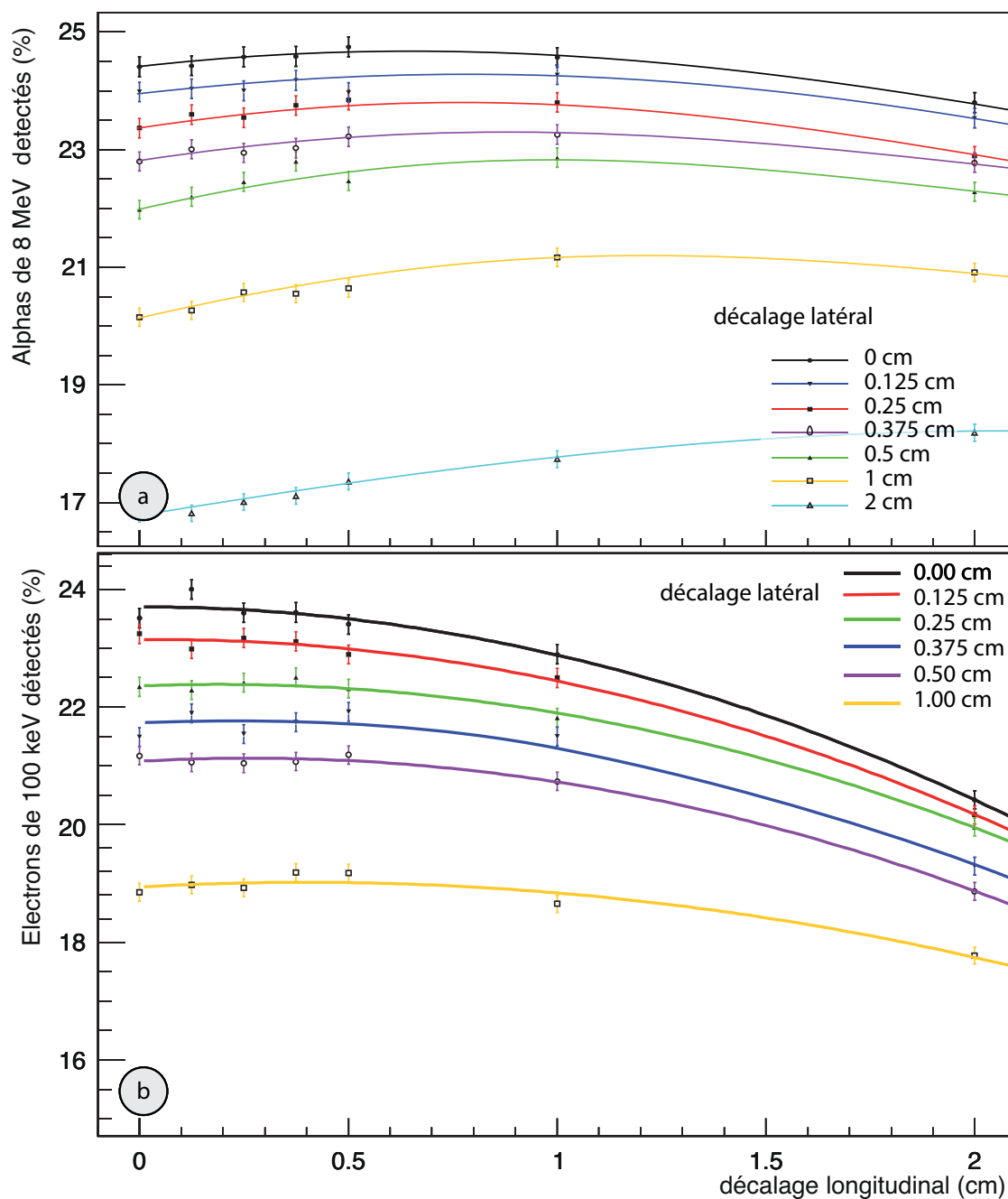


FIGURE 5.17 – Efficacité pour des α de 8 MeV (a) et d'électrons de 100 keV (b) pour différents décalage longitudinaux et latéraux des quatre détecteurs Tunnel relatifs au détecteur DSSD.

5.3.2 Influence sur l'efficacité α

L'influence de ces décalages sur les efficacités de détection de particules α est présentée sur la partie haute de la figure 5.17. Nous pouvons constater deux choses :

- La première est que le moindre décalage latéral induit une perte d'un pourcent d'efficacité dès le premier millimètre.
- La seconde est que l'on peut décaler de façon longitudinale jusqu'à cinq millimètres avant d'avoir une telle perte. Notons qu'un tel décalage améliore la résolution de la première rangée.

Les valeurs sur cette figure représentent les pourcentages d' α qui déposent de l'énergie dans les Tunnel. Il s'agit donc de l'efficacité des détecteurs Tunnel uniquement. Étant donné que 50 % des α sont émis vers le DSSD, nous avons une efficacité globale pouvant presque monter jusqu'à 75 %. Cette valeur est relativement élevée du fait du choix de géométrie de SIRIUS durant lequel nous avons eu une attention toute particulière sur toutes les possibilités d'optimisation.

5.3.3 Influence sur l'efficacité électron

L'influence de ces décalages sur les efficacités de détection d'électrons de 300 keV est présentée sur la partie basse de la figure 5.17. À nouveau, nous pouvons constater 2 choses :

- La première est que le moindre décalage latéral induit une perte d'un pourcent d'efficacité dès le premier millimètre.
- La seconde est que l'on peut décaler de façon longitudinale jusqu'à quatre millimètres avant d'avoir une telle perte.

Des électrons de différentes énergies ont également été simulés afin d'obtenir les courbes d'efficacité de la figure 5.18. Elles ont été obtenues avec un décalage latéral nul. Nous pouvons constater que le décalage longitudinal influe d'autant plus que l'énergie des électrons est importante.

Par ailleurs, il est important de remarquer que l'efficacité de détection des électrons varie fortement avec l'énergie des électrons. Il s'agit là encore de l'efficacité des silicium Tunnel, donc du pourcentage d'électrons qui déposent l'énergie de leur étape finale dans un tunnel.

On a probablement deux effets, l'influence de l'absorption dans le DSSD à basse énergie et celui des diffusions multiples. En effet, des électrons qui initialement partaient vers le DSSD peuvent être rétrodiffusés et finir dans les Tunnel. Plus leur énergie est importante, plus la chance qu'ils subissent une rétrodiffusion est importante, et c'est pour cela que l'on peut dépasser la valeur obtenue pour les particules α (25 %) avec les électrons de 300 keV.

La figure 5.19 illustre bien cela en montrant le nombre de "rebonds" (c'est-à-dire le nombre de fois où un détecteur silicium, Tunnel ou DSSD, a vu un électron déposer de l'énergie dans sa zone active) pour des électrons de 300 keV.

J'ai donc préconisé à la mécanique de ne surtout pas décaler les détecteurs Tunnel de façon latérale, par contre je leur ai conseillé de décaler longitudinalement de quelques millimètres (jusqu'à 5 mm maximum) si besoin. Au final, 5 mm on bien été pris afin de consolider les cadres.

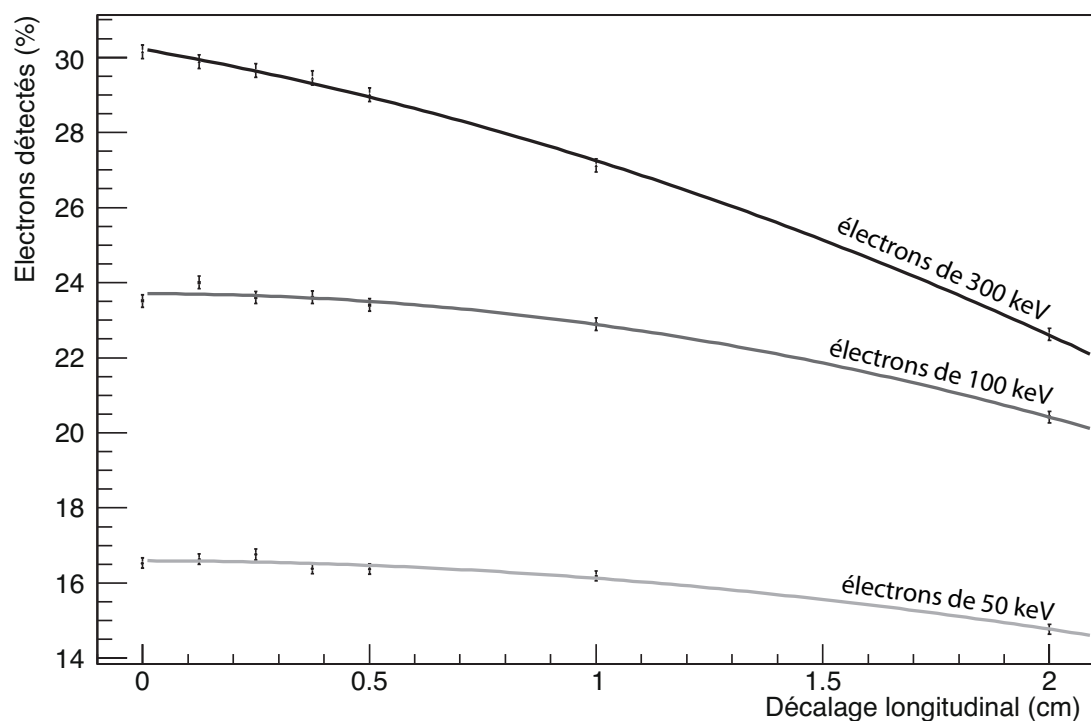


FIGURE 5.18 – Évolution avec le décalage longitudinal de l'efficacité de détection à différentes énergies d'électrons.

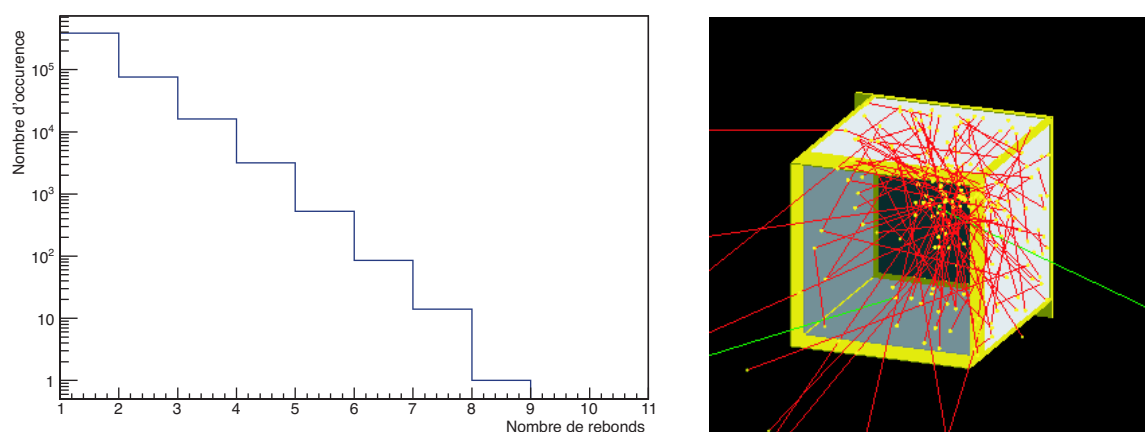


FIGURE 5.19 – Distribution du nombre d'impacts subis par les détecteurs silicium avec des électrons de 300 keV. À droite, illustration correspondante.

5.4 Réduction du nombre de pixels

Chacun des quatre détecteurs tunnel ayant 64 pixels, cela fait un total de 256 pixels. Si on compte en plus les grands pixels de chaque face arrière de détecteur, on arrive à un total de 260 voies d'électronique rien que pour les détecteurs Tunnel. Sachant que le coût complet d'une voie électronique est de l'ordre de 1000 euros, on arrive à un coût total de 260.000 euros pour l'électronique des Tunnel.

Les contraintes budgétaires empêcheront la collaboration de déployer autant de voies, il nous faudra donc diminuer le nombre de pixels par détecteurs. Pour cela, des simulations avec différentes configurations de regroupements de pixels ont été effectuées, puis des tests seront réalisés sur des détecteurs prototypes ayant 64 pixels sur lesquels nous effectuerons ces regroupements.

Nous avons choisi de regrouper les pixels au plus près du détecteur pour éviter autant que faire se peut les influences des sommations de bruits. Nous avons un temps envisagé de faire après la phase de prototype un design correspondant au meilleur regroupement directement sur le silicium. Mais d'une part cela fait perdre la possibilité pour celui qui le souhaite de fonctionner avec les 260 voies. Et d'autre part cela revient moins cher de faire ces regroupements au plus près sans toucher au silicium. Compte tenu de ces remarques, le plus près possible est donc sur le connecteur des Tunnel. Nous avons donc développé à l'IPHC des cartes de regroupement de pixels que nous interposons entre le connecteur et le limande (voir figure 8.9 dans le chapitre 8). À terme, ce regroupement pourra être intégré à la tête de limande des détecteurs tunnel.

5.4.1 Référence 64 pixels

Un exemple d'impacts sur un tunnel est représenté en figure 5.13. Chaque point représente un α de 8 MeV s'étant implanté dans le silicium tunnel. Chaque pixel a été étudié, mais pour plus de clarté et de concision seul le pixel ayant la pire résolution et celui ayant la meilleure seront présentés en figure 5.20. Sur cette figure, nous pouvons voir à droite (en haut pour le meilleur pixel et en bas pour le pire) six graphiques.

Les spectres qui sont représentés sont les suivants (de gauche à droite et de haut en bas) :

- l'énergie déposée dans le DSSD (énergie DSSD),
- la position des impacts en x et y,
- l'énergie déposée dans le tunnel (énergie tunnel),
- la matrice énergie DSSD versus énergie tunnel,
- l'énergie reconstruite, c'est-à-dire la somme des deux énergies précédentes et
- l'énergie reconstruite zoomée et fitée.

Ce système de six courbes sera repris plus tard dans la section 5.4.3 pour les regroupements de pixels.

De plus, nous pouvons regarder les positions des événements correspondant, ce qui, en plus de fournir les impacts sur le pixel étudié, nous permet de vérifier que nous étudions le bon pixel. Enfin, il est intéressant de regarder l'énergie DSSD en fonction de l'énergie tunnel. Nous obtenons bien des anti-diagonales, prouvant que ce qui n'a pas été déposé

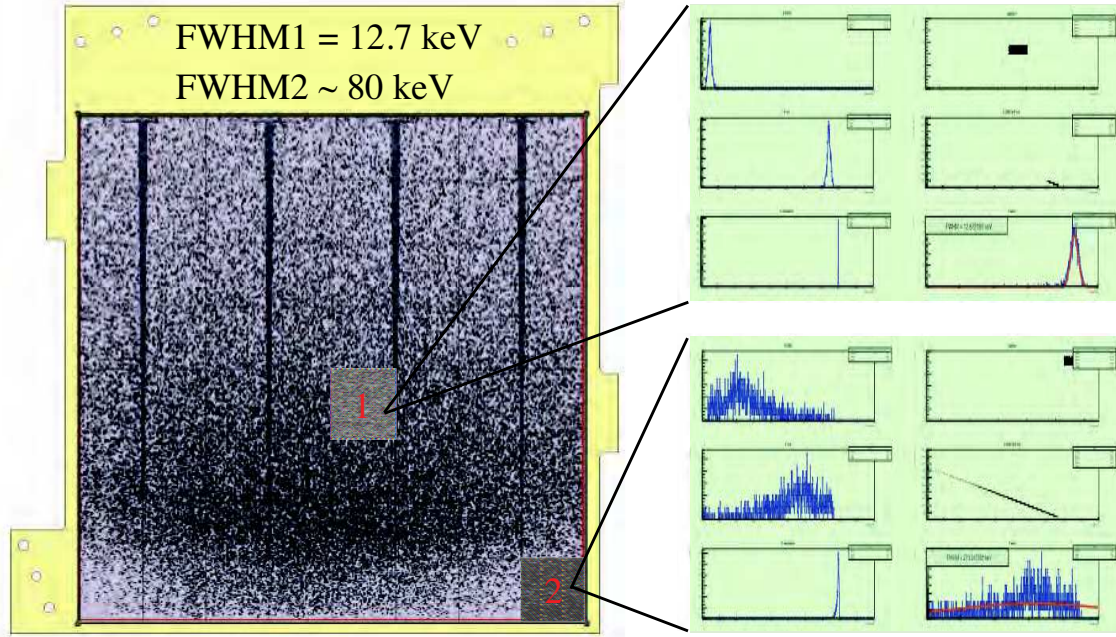


FIGURE 5.20 – Spectres E_{DSSD} , E_{Pixel} et reconstruit $E_{DSSD} + E_{Pixel}$ pour le meilleur (1) et le pire (2) pixel.

dans le DSSD l'a été dans le tunnel, car nous avons :

$$E_{tot} = E_{DSSD} + E_{tunl} = cst \simeq 8MeV \quad (5.2)$$

Pour les électrons, les résolutions sont proches de 2 keV quelque soit le pixel, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.21. Le pic est décalé d'environ 4 keV du fait des pertes d'énergies dans le DSSD et les zones mortes. Il convient de rappeler qu'il s'agit uniquement de résolutions découlant d'effets géométriques et que nous avons un grand nombre de rebond pour les électrons (voir section 5.3.3) donc pas d'angle incident particulier.

5.4.2 Géométries envisagées

Plusieurs géométries ont été envisagées pour réduire le nombre de pixels, de la face ohmique de 64 à 24, 20 et même à 16 pixels. La figure 5.22 présente les géométries les plus pertinentes. Du fait de la symétrie du détecteur illustrée sur le haut de la figure 5.22, on travaille avec des blocs de 16 pixels. Cette figure représente donc pour chaque géométrie de regroupement envisagé, le mode de regroupement au sein de ce bloc "élémentaire" de deux colonnes de pixels. Ainsi, nous passons par regroupements de pixels de 16 "anciens" pixels à 4 ou 5 "nouveaux" pixels.

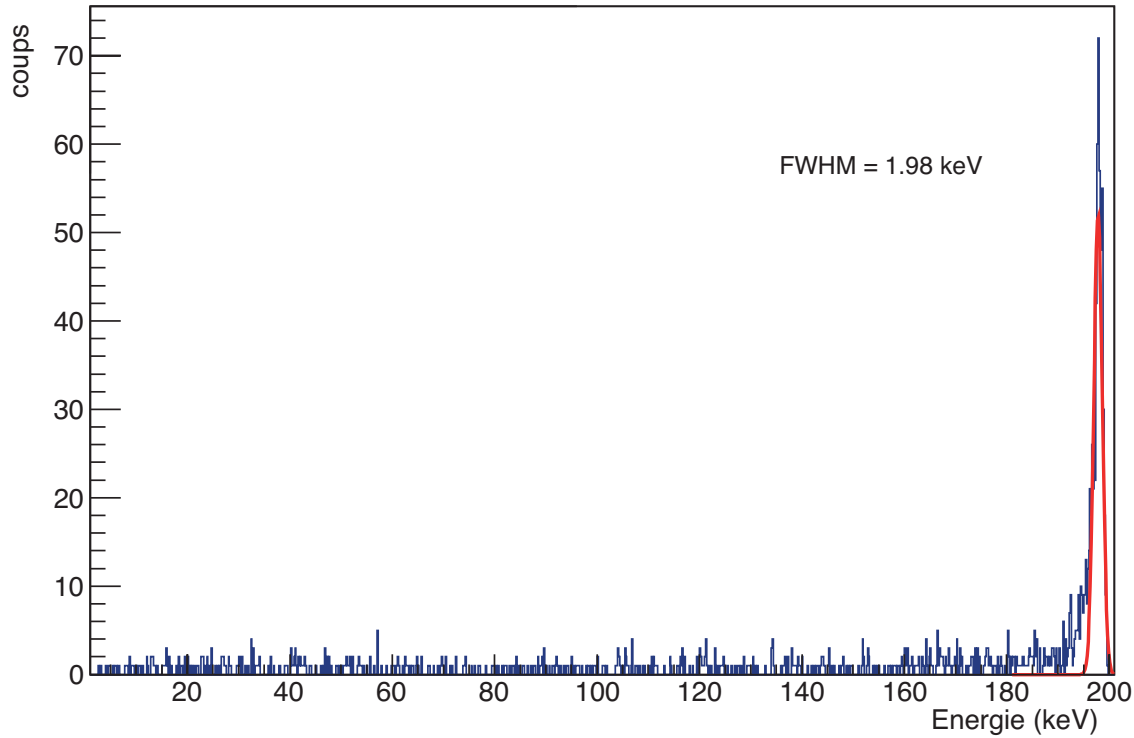


FIGURE 5.21 – Spectre simulé pour des électrons de 200 keV.

Il faut ici être prudents. En effet, le regroupement de pixels conduit à deux effets sur la résolution : celui lié à l'augmentation du bruit avec l'augmentation de la capacité et celui dû à l'augmentation de la liberté angulaire induite par l'augmentation de la surface. Ce sont ces derniers effets qui sont étudiés ici. Les questions de bruits électroniques seront traitées explicitement dans les chapitres 7 et 8.

5.4.3 Résultats

Les résultats de la simulation de la configuration 1 sont présents sur la figure 5.23. Elle est représentative de beaucoup d'autres car elle possède des regroupements qui sont repris dans la majorité des autres géométries :

- les deux pixels proches du DSSD laissés comme ceux des 64 pixels,
- les deux grands regroupements de six pixels d'une même colonne loin du DSSD.

D'une part les deux pixels proches du DSSD gardent leur mauvaise résolution native de la solution à 64 pixels. D'autre part, le regroupement numéro 3 de deux pixels de la seconde rangée donne une résolution géométrique de 43,7 keV. Les deux grands regroupements (1 et 2) gardent une bonne résolution géométrique malgré le grand nombre de pixels regroupés. Il faudra rester prudent en attendant la résolution électronique induite par une aussi grande capacité au vu de la surface regroupée.

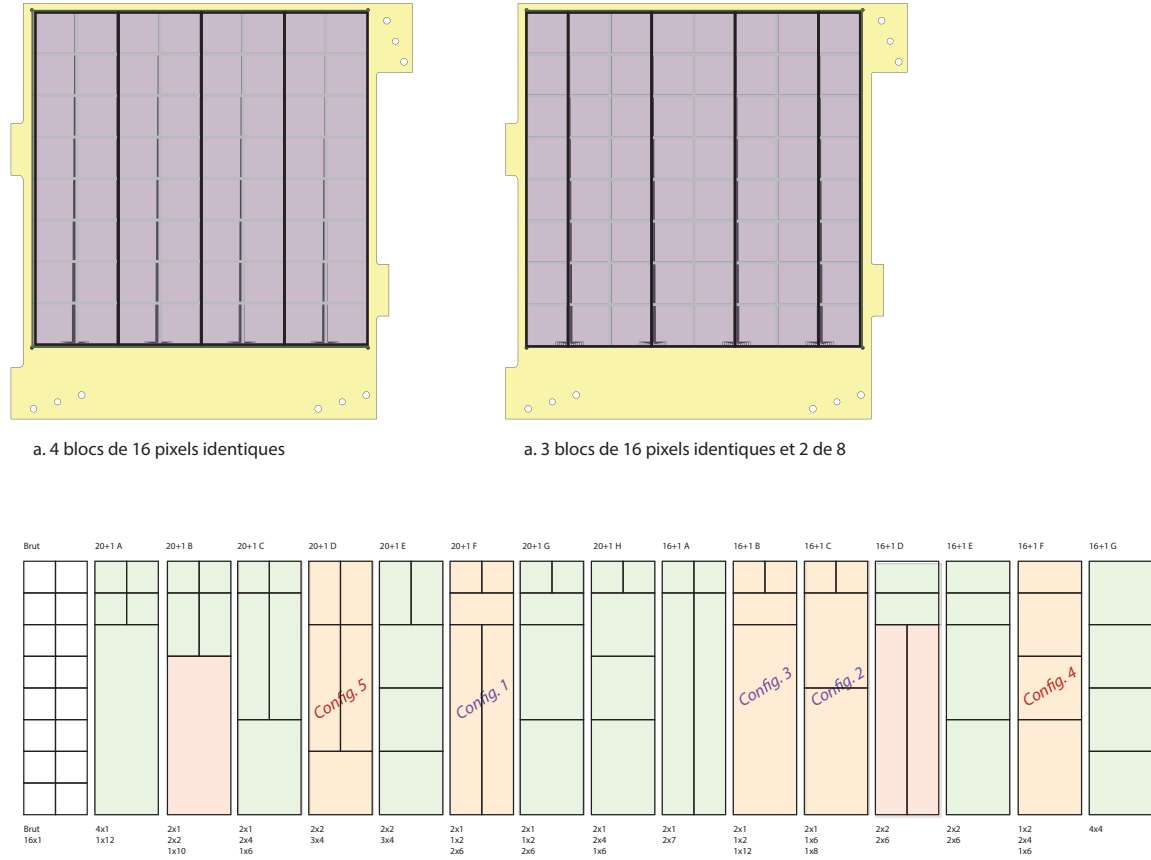


FIGURE 5.22 – Illustration des différentes possibilités de regroupements de pixels réduisant à 16+1 ou 20+1 voies électroniques par tunnel.

La géométrie de la figure 5.24 regroupe en un seul les regroupements numérotés 1 et 2 sur la configuration 1. On reste à 16 keV de résolution géométrique. Ceci signe bien le fait que les effets angulaires sont principalement au niveau des premiers rangs de pixels.

La géométrie de la figure 5.25 semble plus prometteuse. Les regroupements problématiques précédents sont améliorés :

- Les pixels proches du DSSD sont regroupés par 2 avec un pixel du rang 1 et un du rang 2. Ils ont une résolution qui tend vers l'acceptable avec un peu plus de 50 keV. Mais c'est probablement un effet de moyenne, la seconde rangée tendant à gommer les imperfections de la première.
- Les pixels loin du DSSD sont moins regroupés, gardant une aussi bonne résolution tout en diminuant la surface regroupée donc diminuant la capacité électronique, donc diminuant la résolution électronique.

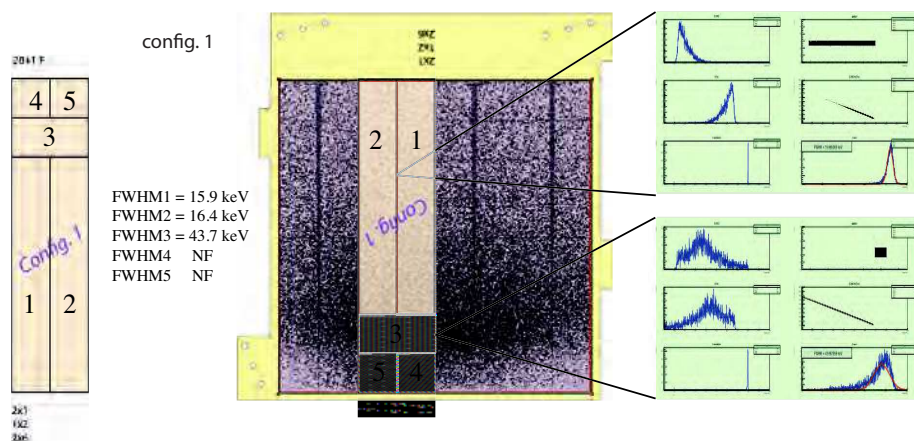


FIGURE 5.23 – Configuration numérotée 1 dans la figure 5.22.

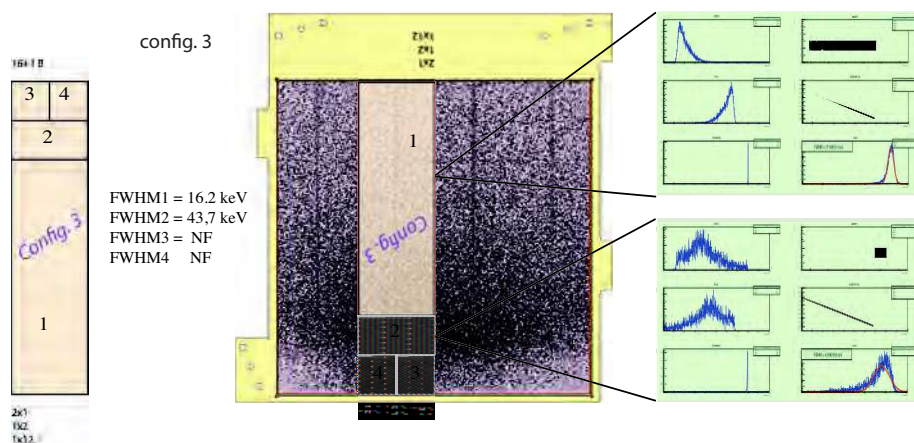


FIGURE 5.24 – Configuration numérotée 3 dans la figure 5.22.

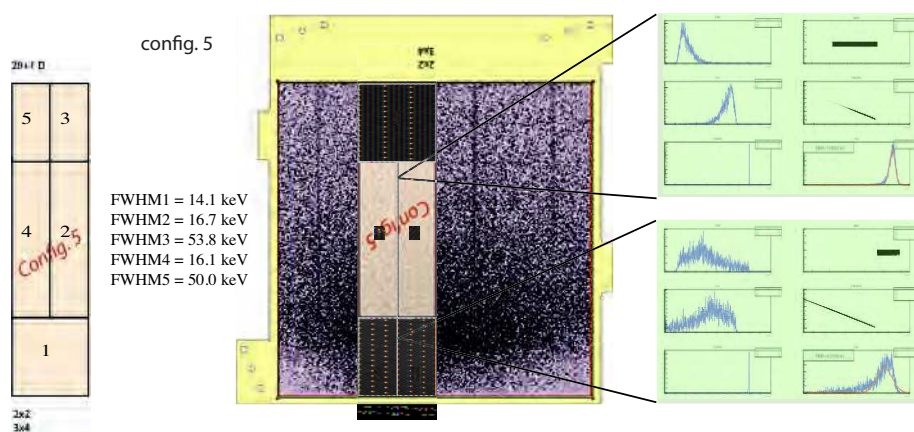


FIGURE 5.25 – Configuration numérotée 5 dans la figure 5.22.

Dans cette étude, nous n'avons pas posé de conditions sur la localisation du point d'émission de la particule α par rapport au tunnel considéré. Il faudra probablement utiliser cette possibilité de corrélation. On pourrait en effet ne garder dans les premiers rangs du tunnel que les signaux issus de points assez proches du DSSD pour supprimer toutes les trajectoires rasantes. On pourrait ainsi reconstruire l'énergie connaissant le biais géométrique moyen pour une corrélation donnée (pixel_{DSSD} - pixel_{Tunnel}) et réduire les effets géométriques.

Par ailleurs, il est évident qu'une grosse part de cet effet est liée à la perte dans les zones mortes, on peut donc veiller à ce que les prochains détecteurs soient du type 10, c'est à dire avec moins de 10 nm de zone morte.

Troisième partie

Étude et validation des tunnels de
 S^3 -SIRIUS

Chapitre 6

Banc de test IPHC

Sommaire

6.1	Le contexte	105
6.2	La chambre de test	106
6.2.1	Le système de pompage	106
6.2.2	La régulation en température	108
6.2.3	Le sélecteur et positionneur de sources	109
6.2.4	Sources	110
6.3	Position des préamplificateurs	111
6.3.1	Polarisation et courant de fuite d'un silicium	112
6.3.2	Traitement analogique des signaux	114
6.3.2.1	Les préamplificateurs	115
6.3.2.2	Les boîtiers pour préamplificateurs individuels	117
6.3.2.3	Caisson externe et compatibilité électromagnétique (CEM)	117
6.3.2.4	La carte 26 préamplificateurs	117
6.3.3	Les cartes d'acquisitions TNT2D	118
6.3.3.1	Description des cartes TNT2D	119
6.3.3.2	L'algorithme Jordanov	120

6.1 Le contexte

En parallèle aux études concernant l'intégration de SIRIUS et plus particulièrement la partie détecteurs silicium, un banc de test a été conçu et mis en place à l'IPHC par Cédric Mathieu avec l'aide de Valéria Zetter et l'atelier de mécanique de l'IPHC. Le but de ce banc de test était de permettre de tester les prototypes de détecteurs Tunnel au-delà des conditions de fonctionnement de S^3 et d'étudier ses différents pixels dans les mêmes conditions de fonctionnement. Nous souhaitions pouvoir travailler avec différentes sources de rayonnements (α et électrons), sélectionner à distance celle que l'on place en face du collimateur et lui donner également à distance la position souhaitée (choix du pixel à étudier). Par

ailleurs, nous souhaitions également pouvoir caractériser les détecteurs à différentes températures et tensions, tout en gardant le détecteur polarisé et sous vide. Les changements de collimateur, de détecteur, le positionnement des préamplificateurs dans la chambre au plus proche du silicium nécessitent l'ouverture de la chambre à vide. Ce cahier des charges a donc nécessité un certain nombre de développements et d'équipements qui seront détaillés dans les sections qui suivent.

6.2 La chambre de test

Pour ce banc de test, nous avons réutilisé la chambre à vide qui a servi de banc de tests pour les détecteurs silicium d'ICARE. Elle est parallélépipédique et pourvue d'ouvertures pour le passage de signaux, d'un pré-pompage primaire à huile et d'un pompage secondaire. On peut l'observer sur la figure 6.1. Il a fallu concevoir et réaliser une rehausse à cette chambre pour avoir l'espace interne nécessaire au débattement des systèmes en mouvement. Une étude 3D a été réalisée par V. Zetter en collaboration avec C. Mathieu pour concevoir les différentes pièces nécessaires à l'intégration des différents éléments. La chambre possède un couvercle permettant un accès facile aux équipements. Fermée, le niveau d'étanchéité permet de travailler sans problème en vide secondaire, ce qui est nécessaire lorsque nous travaillons à très basse température avec le détecteur. La pression typique de travail se situe entre 5.10^{-6} et 1.10^{-6} mbar. Pour éviter de saturer et d'endommager le détecteur silicium une fois ce dernier sous tension, le couvercle et la chambre sont en métal et donc complètement étanches à la lumière.

La chambre possède trois ouvertures de grand diamètre (15 cm). Celle située en dessous de la chambre est dédiée au système de pompage. Elle est équipée d'une vanne papillon de grand diamètre sur laquelle est montée la pompe turbomoléculaire et d'une vanne réglable pour le prépompage. La grande ouverture située à l'arrière a été équipée pour le passage en circuit fermé d'un fluide réfrigérant. Une bride dédiée appelée "bride froid" a été réalisée à cette fin. La troisième, située à l'avant de la chambre (bien visible sur la figure 6.1), est utilisée pour l'entrée de gaz sec (azote) effectuée avant chaque ouverture de chambre.

La chambre a également huit passages à vide de plus petite taille, quatre de chaque côté, utilisés pour la sonde à vide, et pour le passage des signaux électroniques qui nous intéressent (contrôle de la platine "XY", mesure des températures, signaux physiques). Cette chambre est conçue pour accueillir tous les préamplificateurs à l'extérieur, comme c'est le cas pour SIRIUS, mais aussi disposer quelques préamplificateurs à l'intérieur pour étudier l'influence de la connectique et de la CEM¹.

6.2.1 Le système de pompage

Les rayonnements α interagissent très facilement avec la matière et ils ne parcourent que quelques centimètres dans l'air et quelques dizaines de micromètres dans du silicium. Il est donc nécessaire de faire le vide entre le détecteur et les sources placées en face de celui-ci. Un vide primaire peut être suffisant, mais si l'on souhaite refroidir le détecteur

1. CEM : Compatibilité Electro-Magnétique.

sans que celui-ci ne serve de piège froid pour le gaz résiduel, il est nécessaire d'avoir un bon vide secondaire. La chambre est donc équipée d'un ensemble de pompage composé de trois pompes :

- une pompe primaire chargée d'effectuer le prépompage de la chambre. Elle est branchée directement sur la chambre et permet d'y établir un bon vide primaire en quelques minutes,
- une pompe primaire chargée de pomper la zone aval de la pompe turbomoléculaire,
- une pompe turbomoléculaire permettant d'amener la chambre en vide secondaire. Elle fonctionne en permanence (hormis lors de certains test de bruit de fond pour lesquels elle a été coupée). Elle peut être isolée de la chambre par une vanne papillon de gros diamètre qui ne peut être ouverte qu'en présence d'un bon vide primaire dans la chambre.

Afin de suivre le niveau de vide, le banc de test est équipé de quatre jauges à vide :

- une jauge Pirani PTR280 disposée en sortie de chaque pompe primaire (domaine de fonctionnement 10^3 à 5.10^{-4} mbar),
- une jauge Penning IKR251 disposée entre la pompe turbomoléculaire et la vanne papillon de la chambre (domaine de fonctionnement 10^{-2} à 5.10^{-9} mbar),
- une jauge "full range" PKR251 pour la chambre (domaine de fonctionnement 10^3 à 5.10^{-9} mbar).



FIGURE 6.1 – Vue du banc de test silicium à l'IPHC.

6.2.2 La régulation en température

Nous savons que le courant de fuite dans un semi-conducteur dépend de la température. De façon générale, nous avons intérêt à garder ce courant le plus bas possible pour avoir la meilleure résolution possible. Mais en-deçà d'une certaine température, d'une part on ne gagne plus en résolution, et d'autre part on commence à faire piège froid pour les particules du vide résiduel avec l'ensemble des éléments froids, dont le détecteur ! Il faut donc déterminer la température de travail optimale.

Par construction, on peut limiter ce courant en utilisant un matériau de haute résistivité. Pour SIRIUS, MICRON nous a proposé un silicium de type n avec une résistivité entre 20 et 50 $\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$. Leur savoir faire leur permet de nous garantir un courant de fuite maximum à tension de déplétion estimé à 10-100 $\text{nA}\cdot\text{cm}^{-2}$, soit 1-2 μA pour l'ensemble du détecteur à 20°C. Cependant, les dommages radiatifs dans les détecteurs silicium peuvent induire un courant relativement élevé. Ces effets peuvent être limités en fonctionnant à basse température. Il était donc vital de pouvoir refroidir le silicium et l'étudier à différentes températures.

Pour pouvoir changer la température nous avons placé le détecteur sur un support en cuivre derrière lequel est brasé un tube de cuivre où nous faisons passer en circuit fermé un fluide réfrigérant. Nous utilisons un système LAUDA avec de l'éthanol, le fluide



FIGURE 6.2 – Vue du système LAUDA à gauche et du circuit froid à l'intérieur de la chambre à réaction. Dans un premier temps la plaque froide était taillée pour recevoir directement le silicium. À l'arrivée des détecteurs de présérie, elle a été modifiée afin d'accueillir une plaque froide "fille" dédiée à un type de silicium (cf. Chapitre 8). On peut noter que le support de sources rotatif est monté directement sur la règle XY et est dépourvu de collimateur sur la vue de gauche pour toucher tout le détecteur alors que sur l'image de droite, il est sur les tiges de prolongation et derrière le collimateur pour viser un pixel précis.

cryo40 préconisé étant corrosif pour nos circuits. Ce système nous autorise une gamme de température entre $+80^{\circ}\text{C}$ et -50°C . Nous avons choisi ce système étant donné que c'est celui déjà utilisé dans la collaboration et envisagé pour SIRIUS.

L'éthanol est refroidi dans le système LAUDA puis transporté dans des tuyaux en cuivre jusque dans la chambre puis dans le support en cuivre sur lequel est fixé le détecteur. Le LAUDA est piloté à distance et régule à la température demandée de façon autonome. Nous suivons à distance la température mesurée par le LAUDA et la température du support cuivre au moyen d'une petite sonde AD590.

6.2.3 Le sélecteur et positionneur de sources

Nous voulons caractériser notre détecteur pixel par pixel. Pour cela, nous avons besoin de sources radioactives émettrices α et électrons qu'il faut pouvoir placer devant un pixel précis. En outre, comme nous l'avons dit en début de ce chapitre, nous souhaitons pouvoir changer de source ou de pixel rapidement sans avoir à ouvrir la chambre à vide et dépolariser et réchauffer le détecteur. Quitter les conditions de fonctionnement pour une ouverture de chambre à vide puis revenir aux conditions de fonctionnement une fois la modification souhaitée faite prend du temps. Il fallait donc pouvoir faire un maximum de changements sans avoir à ouvrir la chambre.

Nous avons donc placé dans la chambre à vide une table "XY" pilotée depuis un ordinateur nous permettant de positionner avec précision en X (horizontal) et en Y (vertical) la source sélectionnée. Elle est basée sur un système de 2 règles piézoélectriques SLC-24180-S de marque SMARACT. Comme on peut le voir sur l'image de gauche de la figure 6.3, on a choisi de monter ces règles en "H" avec à gauche de la règle "Y" une règle suiveuse. Ces règles sont compatibles vide secondaire et ont un déplacement total de 123 mm. La position de chaque règle est retournée via un nano-senseur intégré.

Sur cet ensemble, nous avons placé un support de sources rotatif SR-3610-S de marque



FIGURE 6.3 – Vue du système SMARACT de positionnement piézoélectrique XY à gauche, du système de positionnement angulaire au centre et à droite, vue du support de sources avec les 3 sources utilisées à Strasbourg.

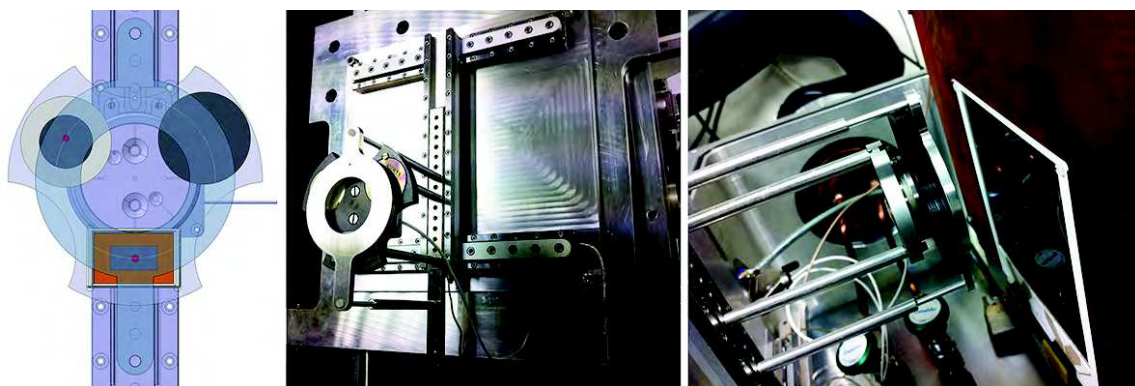


FIGURE 6.4 – Vue du système de positionneur de source à gauche vue au bureau d'études, au centre système complet avant montage dans la chambre et à droite dans la chambre en face d'un prototype du détecteur tunnel.

SMARACT (l'image centrale de la figure 6.3). Comme pour les règles, nous avons un retour de la position grâce à un nano-senseur intégré. Il nous permet de faire tourner le support de sources présenté sur l'image de droite de la figure 6.3 afin de sélectionner la source que l'on souhaite placer face au collimateur. Ce support peut accueillir 3 sources, seule une (ou aucune) envoyant son rayonnement sur le détecteur. En effet, dans le montage complet qu'on peut voir sur la figure 6.4, les sources sont situées à 5 cm du pixel derrière un collimateur. Nous disposons de plusieurs collimateurs avec des diamètres d'ouvertures de 1, 5 et 10 mm.

6.2.4 Sources

Nous utilisons trois sources différentes pour tester nos détecteurs. Deux sources électrons et une source α . La source α est une tri-source comportant donc trois éléments différents : ^{239}Pu , ^{241}Am et ^{244}Cm . Ces éléments décroissent exclusivement par radioactivité α avec les énergies et les rapports d'embranchements suivants :

- Le ^{239}Pu possède trois pics principaux, les 2 derniers étant en général non résolus du fait de leur proximité énergétique :
 - 5,105 MeV à 11,87 %,
 - 5,143 MeV à 17,14 %,
 - 5,156 MeV à 70,79 %,
- Le ^{241}Am possède trois pics principaux :
 - 5,388 MeV à 1,66 %,
 - 5,443 MeV à 13,23 %,
 - 5,486 MeV à 84,45 %,
- Le ^{244}Cm possède deux pics principaux :
 - 5,763 MeV à 23,3 %,
 - 5,805 MeV à 76,7 %.

Pour les sources électrons nous disposons d'une source au ^{133}Ba relativement ancienne. Nous ne l'utilisons pas dans les résultats présentés ici du fait de son trop faible taux de comptage. Nous avons donc effectué les études en électrons à l'aide de la source de ^{207}Bi . Cet élément décroît par capture électronique vers le ^{207}Pb en émettant un neutrino électronique. Dans 88 % des cas, cette décroissance radioactive alimente l'état $13/2^+$ du ^{207}Pb qui décroît par une transition M4 de 1063,4 keV vers l'état $5/2^-$ du ^{207}Pb décroissant lui-même par une transition E2 de 569,6 keV vers l'état fondamental stable de ^{207}Pb . Du fait du grand Z de ce noyau, ces transitions sont partiellement converties et on peut donc observer des électrons de conversion donnant des pics dans le spectre d'électrons.

Si ces dernières sont associées à l'émission d'un électron issu de la couche K du plomb ($E_K(\text{Pb})=88,005$ keV) elles seront fines. Si par contre elles sont associées à l'émission d'un électron issu de la couche L du plomb, elles auront une structure liée à la présence de trois sous-couches L notées L1, L2 et L3 ($E_{L1}(\text{Pb})=15,861$ keV, $E_{L2}(\text{Pb})=15,200$ keV, $E_{L3}(\text{Pb})=13,035$ keV). La distribution correspondante dans le spectre sera donc plus large que celle des électrons K.

Ainsi, sur les quatre pics principaux observés :

- 482 keV ($569,6$ keV - $E_K(\text{Pb})$) à 1,5 %
- 555 keV ($569,6$ keV - $E_L(\text{Pb})$) < 1 %
- 975 keV ($1063,4$ keV - $E_K(\text{Pb})$) à 7 %
- 1048 keV ($1063,4$ keV - $E_L(\text{Pb})$) à 2 %

seules les transitions à 481,6 et à 975,5 keV seront utilisées. Les spectres typiques que l'on obtient à l'aide de ces sources seront présentés dans le chapitre 7.

6.3 Position des préamplificateurs

La capacité du détecteur influe sur la résolution observée dans nos spectres. Une section du chapitre 7 y est explicitement dédiée. La capacité en question est celle vue par le préamplificateur. C'est pour cette raison qu'on cherche en général à placer les préamplificateurs le plus près possible du détecteur pour éviter autant que possible les capacités liées aux câbles et les couplages entre voies électroniques. Ce n'est pas toujours possible pour des questions d'encombrement ou de température. En effet, placer les préamplificateurs sous vide revient à les laisser monter en température si on n'y consacre pas un système de régulation en température. Dans les deux cas on n'a pas forcément une bonne maîtrise de la variation de leur point de fonctionnement.

La collaboration S³-SIRIUS a choisi de ne pas placer ses préamplificateurs sous vide si cela est compatible avec les résolutions souhaitées. En effet, les retours d'expérience de nos collaborateurs prouvent qu'on peut tout à fait avoir de très bonnes résolutions tout en les plaçant à l'extérieur. Ceci nécessite cependant un travail d'adaptation de CEM. Un des buts du banc de test SIRIUS à l'IPHC est de valider ce choix en démontrant que dans les conditions d'S³ nous pouvons travailler avec les préamplificateurs à l'extérieur de la chambre. De fait, nous avons prévu pour le banc de test à l'IPHC de pouvoir travailler soit dans la chambre pour établir une référence, soit à l'extérieur pour voir l'influence de la connectique et de la CEM.



FIGURE 6.5 – Vue des passages à vide épais (5 mm) et limandes Kapton développées pour notre projet (à gauche) et des passages de signaux de l'intérieur à l'extérieur de la chambre montés sur le banc de test (à droite).

Les signaux provenant de chaque pixel, ainsi que ceux du grand pixel arrière sont transmis jusqu'à l'extérieur de la chambre à vide par une limande kapton visible sur la figure 6.5. Cette limande a été conçue spécialement pour le banc de test S³-SIRIUS. Elle est basée sur l'utilisation de connecteurs SAMTEC 40 broches identiques aux deux bouts et a un sens de branchement. En effet, elle a été routée au même moment que la carte de support de silicium tunnel qui a deux connecteurs SAMTEC 40 broches² pour 64+1 pixels, 2 anneaux de garde (gard rings) et deux plans de champs (field plate), soit 69 signaux pour 80 contacts. Nous avons donc pu faire une répartition optimale des masses sur la limande. L'ensemble des pixels sont connectés et ramenés au niveau du passage à vide. À l'extérieur de la chambre, nous choisissons les pixels que nous polarisons et ramenons leur signal sur les préamplificateurs.

Quelle que soit la solution envisagée, il faut sortir les signaux. La chambre de test est donc équipée de passages de signaux de l'intérieur de la chambre à vide vers l'extérieur (dits "passages à vide") qui ont été développés spécifiquement pour le banc de test de Strasbourg (voir les figures 6.5 et 6.6). Ils permettent de faire passer les signaux en provenance du détecteur vers l'électronique d'acquisition et inversement d'amener la haute tension venant polariser le détecteur. Ils ont aussi permis de valider cette technologie que nous pensons utiliser pour la partie 3D de SIRIUS.

6.3.1 Polarisation et courant de fuite d'un silicium

Comme décrit dans la section 4.2.1, un détecteur silicium est basé sur une jonction PN que l'on doit polariser en inverse pour maximiser la zone active (zone de charge d'espace).

2. Pour le prototype et les passages vides, nous avons utilisé deux connecteurs mâles de la marque SAMTEC sous la référence FTMH-120-03-L-DV. Ces premières versions sont sans détrompeurs, mais pour la version suivante (détecteurs de présérie et série) nous avons rajouté les détrompeurs. Pour la limande, nous avons utilisé leur partenaire femelle sous la référence CLM-120-02-L-D.

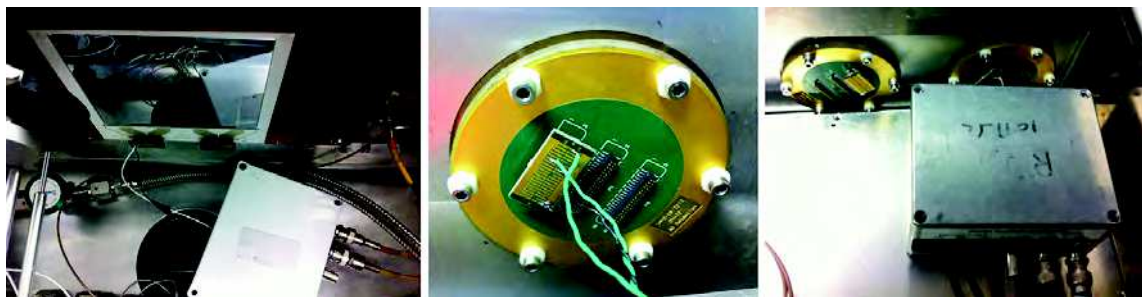


FIGURE 6.6 – Test avec les préamplificateurs CREMAT à l'intérieur (à gauche) et à l'extérieur du banc de test (à droite).

Chaque détecteur est livré avec l'indication de sa tension de déplétion (V_d), tension au-delà de laquelle on n'augmente plus significativement la zone de charge d'espace. Cette tension correspond au point d'inflexion de la courbe où l'on trace le logarithme de la capacité du détecteur en fonction du logarithme de la tension de polarisation inverse appliquée. On constate en effet que la capacité diminue jusqu'à V_d puis reste presque constante. On travaille en général entre $2 \times V_d$ et $3 \times V_d$ si les courants de fuites nous le permettent. Au-delà on commence à avoir trop de courant et on risque le claquage. Le courant de fuite a une influence directe sur la résolution des détecteurs. Nous choisissons donc, comme nous le verrons au chapitre 7, la tension de polarisation optimale pour chaque détecteur au vu de sa résolution.

Le banc de test de l'IPHC est équipé d'une alimentation haute tension CAEN NDT1419 pouvant être contrôlée à distance. Outre l'indication de la tension effectivement appliquée, elle nous indique le courant de fuite. Cette haute tension est amenée sur la carte préamplificateur où elle est d'abord filtrée et amenée jusqu'au détecteur, comme on peut le voir sur la figure 6.7. Sur un détecteur, on polarise en principe tous les pixels et les anneaux de gardes les entourant. Comme nous ne disposons pas de suffisamment de voies électroniques pour brancher tous les pixels, nous avons choisi de brancher le détecteur de manière à polariser non seulement les pixels étudiés, mais aussi les pixels voisins et les anneaux de garde côté jonction et côté ohmique.

Selon le cas, nous pouvons choisir de polariser certains pixels en particulier. Cela a été réalisé lors de l'étude pixel par pixel sur les détecteurs prototypes "2D". Nous avons systématiquement polarisé les pixels voisins afin de mieux collecter les charges. Le courant de fuite total du détecteur est indiqué sur l'alimentation CAEN. Il y a certes plusieurs façons de polariser un détecteur donnant des résultats dépendant du courant de fuite du pixel considéré. Le schéma de polarisation des pixels choisi pour le banc de test à l'IPHC est présenté sur la figure 6.7. Nous avons choisi une tension positive qui est donc connectée au côté ohmique (celui des pixels) tandis que la masse est branchée sur le côté jonction.

6.3.2 Traitement analogique des signaux

Nous avons fait le choix pour S³-SIRIUS de travailler avec de l'électronique digitale afin de pouvoir enregistrer les traces mesurées en sortie de préamplificateur par un flash-ADC. Comme nous le verrons dans cette section, nous nous sommes basés sur l'expérience strasbourgeoise issue du développement des cartes digitales 12 bits 100 MHz TNT2 [Arn06] et sur un retour d'expérience de la collaboration SAGE et de la collaboration PARIS pour le choix des préamplificateurs CREMAT du banc de test.

Dans un premier temps, nous avons travaillé avec quelques cartes préamplificateurs CREMAT disposées soit à l'intérieur, soit à l'extérieur de la chambre. Dans ce cadre, nous devions choisir quels pixels polariser en fonction du pixel à étudier. Ceci nous imposait des soudures relativement délicates. Pour simplifier ces opérations et ce montage au niveau du passage à vide, nous avons fait une petite plaquette où chaque pad à souder correspond à un pixel du détecteur et sur laquelle nous venons souder un câble coaxial permettant de prélever le signal du pixel qui nous intéresse. Ces plaquettes sont visibles sur la figure 6.6.

C'est aussi à cet endroit que nous pouvons choisir de polariser un pixel en remplaçant le câble coaxial par le câble venant de la haute tension filtrée. Le signal prélevé est ainsi transmis au préamplificateur. Dans un premier temps, c'est Laurent Arnold qui effectuait pour nous ces soudures délicates. Dans un second temps, une fois son savoir transmis,

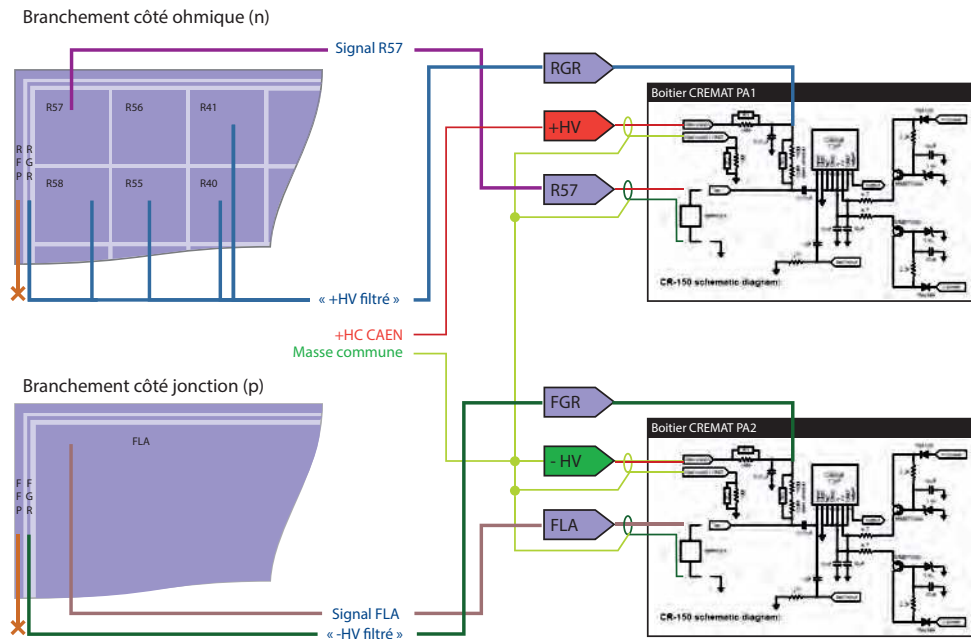


FIGURE 6.7 – Schéma de polarisation utilisé pour disposer en même temps des signaux d'un pixel côté jonction (ici 56 ou 57) et de celui du grand pixel côté ohmique. On notera qu'on a systématiquement polarisé les pixels voisins de ceux étudiés (40, 41, 55 & 58).

j'ai eu en charge ces soudures. Comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, ces signaux sont ensuite injectés dans les cartes TNT qui nous permettent une numérisation et un traitement digital.

6.3.2.1 Les préamplificateurs

Le gap du silicium étant de 1,11eV, une création de paire dans le silicium nécessite en moyenne 3,62 eV. Une particule α de 5,8 MeV du ^{244}Cm va déposer dans le silicium environ $1,6 \cdot 10^6$ paires électron-trou et décharger la capacité que constitue le détecteur d'environ 0,26 pC ($= 1,6 \cdot 10^6 \times 1,6 \cdot 10^{-19}$). Comme la collection de ces charges va prendre un peu moins d'une dizaine de nanosecondes, le circuit de polarisation ne pourra pas la compenser en temps réel. On va donc avoir une variation de tension visible aux bornes du silicium.

Avec une capacité de pixel de l'ordre de 25 pF, cette variation de charge correspond à une variation de tension aux bornes de la capacité de 10,4 mV (0,26 pC / 25 pF). En faisant une simple règle de trois pour poser les ordres de grandeur, une résolution de 16 keV pour une particule α de 5,8 MeV correspond à un bruit de 0,03 mV sur un signal de 10,4 mV en sortie de pixel! Il faut donc amplifier ce signal en introduisant le moins de bruit possible.

Les préamplificateurs (PA) vont nous permettre d'amplifier ce signal en une impulsion de plus grande amplitude. Les caractéristiques d'un préamplificateur sont les suivantes : un gain, un temps de montée, et un temps de décroissance. En parallèle à des préamplificateurs développés par d'autres laboratoires de la collaboration comme les préamplificateurs de charge à contre-réaction en provenance du GANIL, la collaboration a choisi de tester des préamplificateurs industriels. Différents préamplificateurs ont été envisagés.

Nos collaborateurs de Liverpool ont testé trois préamplificateurs dans le cadre du projet SAGE [Pap10]. Ce sont les préamplificateurs AMPTEK A250F/NF, CAEN A1422 (400 mV/MeV et 90 mV/MeV) et CREMAT CR110 rev.2 (62 mV/MeV et 200 mV/MeV) que nous avons eu en prêt et on peut les voir sur la partie gauche de la figure 6.8. Ces préamplificateurs avaient été comparés dans le cadre de la thèse de doctorat de Philippos Papadakis [Pap10] avec les électrons de 320 keV d'une source de ^{133}Ba . Les tests réalisés avec une carte TNT donnaient les PA CREMAT et les PA CAEN très proches (4,5 et 4,7 keV respectivement) et le PA AMPTEK à 5,0 keV. Le même test avec la carte digitale commerciale de Lyrtech utilisée sur SAGE donnait un bien meilleur résultat avec le PA CAEN (5,4 keV) qu'avec le PA CREMAT (7,2 keV) et le PA AMPTEK (7,9 keV).

Une comparaison avec des photons de 59,5 keV d'une source d' ^{241}Am donnaient également les PA CREMAT et CAEN relativement proches (2,9 et 2,6 keV respectivement) alors que le PA AMPTEK était à 3,2 keV de résolution.

La collaboration SAGE a finalement choisi les PA CAEN A1422 400mV/MeV pour leurs performances et le fait qu'ils sont sur un support céramique qui permet une évacuation de la chaleur, ces préamplificateurs devant fonctionner sous vide pour SAGE [Pap11].

Nous avons donc retenu les préamplificateurs CREMAT et CAEN comme de niveau équivalent. Comme nous avons déjà à l'IPHC une expérience avec l'utilisation des PA CREMAT et avons développé une carte de tests 5 voies CREMAT, nous avons donc une prédisposition à choisir la solution CREMAT. C'est finalement la possibilité de faire facilement des préamplificateurs "customisés" avec la rapidité de réaction de la société CREMAT

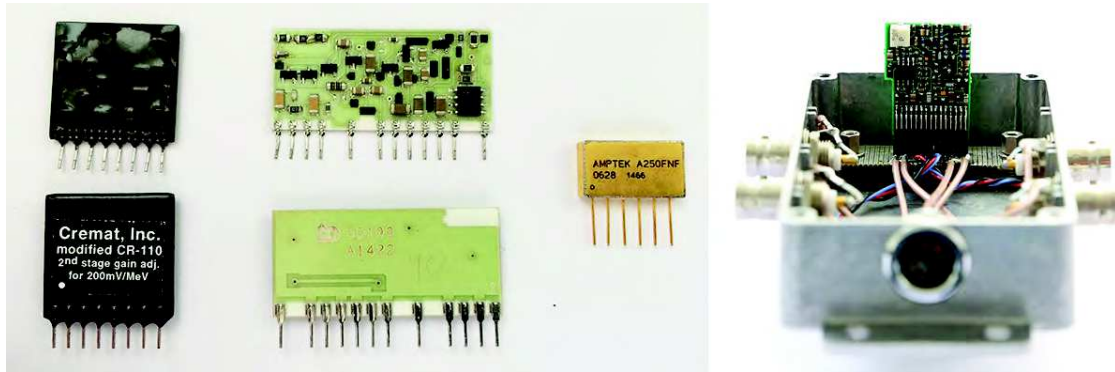


FIGURE 6.8 – Preamplificateurs comparés dans le cadre de notre choix pour le banc de test. De gauche à droite : préamplificateurs CREMAT CR110, CAEN A1422, AMPTEK A250F/NF et GANIL dans sa boîte de test.

et le coût raisonnable qui nous a décidé. Comme nous le verrons dans le chapitre 7, nous avons testé et comparé différents préamplificateurs CREMAT. Nous avons également testé un préamplificateur développé par le GANIL que l'on peut voir sur la figure 6.8.

Dans le cadre de notre banc de tests nous avons donc pu commander et tester différents préamplificateurs CREMAT. Les caractéristiques des préamplificateurs CREMAT standard sont les suivantes :

- gain 1,4 V/pC
- gain 62 mV/MeV
- temps de décroissance 140 μ s
- temps de montée $Tr = 0,4 Cd + 7 ns$

Ces caractéristiques, déjà bonnes sont pourtant personnalisables. Nous avons donc demandé un plus grand gain, un plus faible temps de montée ainsi qu'un temps de décroissance plus court. Les caractéristiques des préamplificateurs CREMAT personnalisés, dits "customs" sont les suivantes :

- gain 3,92 V/pC
- gain 173,6 mV/MeV
- temps de décroissance 50 à 20 μ s
- temps de montée $Tr = 0,17 Cd + 3 ns$

Avec ce préamplificateur (CREMAT 2.1 custom) on aura donc en sortie d'un signal d'une amplitude de 1,0 V ($0,26 pC \times 3,92 V/pC$) pour la particule α de 5,8 MeV du ^{244}Cm . Avec la résolution escomptée, il faut donc que nous ayons moins de 2,7 mV de bruit. Ceci entre bien dans la dynamique d'entrée des cartes TNT2 (-1,1 à +1,1 V).

Nous avons cependant testé d'autres préamplificateurs. La liste des préamplificateurs testés ainsi que les résultats de ces tests seront discutés dans la section 7.4.1 du chapitre 7.

6.3.2.2 Les boîtiers pour préamplificateurs individuels

La société CREMAT vend un boîtier de test permettant de brancher un préamplificateur. Nous pouvons, grâce à ce boîtier, filtrer puis amener la haute tension jusqu'au détecteur et récupérer le signal d'un pixel. Nous disposons de trois boîtiers dont deux sont visibles sur la figure 6.6 qui ont été câblés par L. Arnold, un pour être placé à l'intérieur de la chambre et les deux autres pour tester deux pixels à l'extérieur de la chambre. En effet, après le passage à vide, la cartographie de branchement des pixels est l'image miroir de la cartographie de branchement à l'intérieur de la chambre et il faut donc prévoir une connexion spécifique à l'intérieur. C'est pourquoi nous gardions un boîtier avec les branchements non miroirs pour le placer à l'intérieur.

Comme nous le verrons dans le chapitre 7, nous avons montré que nous arrivions à obtenir des conditions de bruits similaires avec les préamplificateurs à l'extérieurs de la chambre à vide, nous avons alors choisi de ne plus travailler qu'à l'extérieur afin de pouvoir effectuer les changements de préamplificateurs dans le boîtier, les changements de branchement de pixel sans avoir à casser le vide et ré-ouvrir la chambre à chaque fois. Nous avons alors travaillé avec un ou deux boîtiers selon le besoin d'étude.

6.3.2.3 Caisson externe et compatibilité électromagnétique (CEM)

Un caisson spécifique positionné en face des sorties de signaux et dédié à recevoir les préamplificateurs a été réalisé afin de garantir une meilleure compatibilité électromagnétique. Ce caisson a tout d'abord accueilli les boîtiers CREMAT et a donné une bonne amélioration des conditions de bruit. On peut le voir sur la figure 6.9.

Afin d'améliorer encore nos conditions de bruit, Nabil Karkour du CSNSM est venu à l'IPHC faire une expertise CEM de nos sources de bruit. Outre le fait d'avoir tous les appareils à la même masse de façon à ne former qu'un bloc homogène, il s'agit d'avoir une "bonne" masse et de souder si possible - ou à défaut visser - les éléments au plan de masse au sol. Nous avons identifié les sources de bruit restantes : châssis NIM, LAUDA, pompe turbomoléculaire. La source la plus problématique fut les boîtiers des préamplificateurs CREMAT qui étaient équipés de connecteurs BNC non connectés³ à la masse du boîtier. Nous avons donc modifiés les connecteurs et les boîtiers pour pouvoir les visser au support métallique lui même vissé à la chambre. Il en a résulté une diminution du bruit sur la ligne de base de notre signal de 50 mV crête à crête à moins de 5 mV crête à crête (pour un minimum de 2 mV crête à crête).

6.3.2.4 La carte 26 préamplificateurs

Afin de permettre d'effectuer une étude de chacun des soixante-quatre pixels de chaque détecteur et d'étudier les regroupements de pixels, nous avons décidé de réaliser à l'IPHC une carte et la connectique associée permettant de tester 26 voies en même temps. Conformément à ce programme, C. Mathieu a conçu une carte pouvant recevoir 26 préamplificateurs CREMAT avec pour chaque voie la possibilité de la dédier au côté +HV ou côté -HV

3. Les boîtiers CREMAT possédaient une partie plastique entre la fin du connecteur métallique et le boîtier métallique.

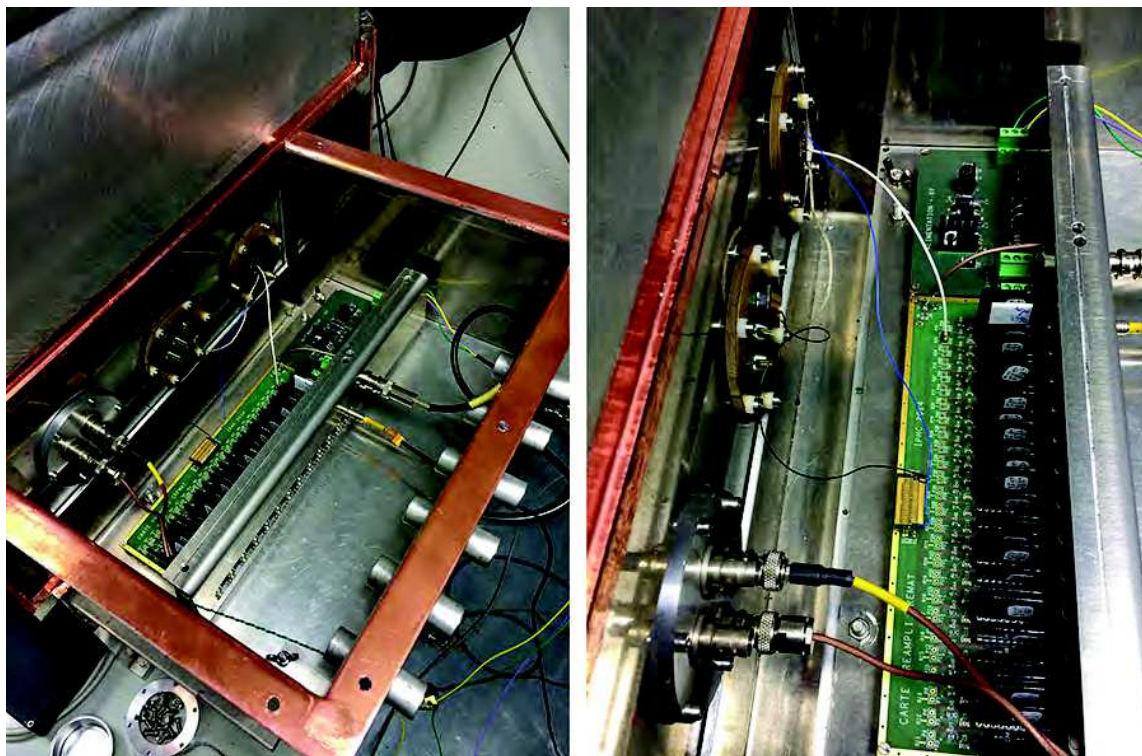


FIGURE 6.9 – À gauche, boîte CEM destinée à recevoir les préamplificateurs. À droite, carte "25+1" préamplificateurs CREMAT équipée de 26 préamplificateurs CREMAT.

par une soudure. Une fois cette carte produite, les composants ont été soudés par l'équipe de micro-technique de l'IPHC. Pour ce qui est de la connectique, nous avons choisi côté silicium des connecteurs SAMTEC et côté sortie signal des connecteurs doubles LEMO.

Dans le cadre de notre banc de test, on a dédié 25 voies à une polarisation commune +HV pour des pixels côté ohmique et polarisé la dernière à -HV⁴ pour le grand pixel côté jonction. Ceci permet de brancher les 2 faces du silicium sur la même carte électronique. On peut voir sur la figure 6.9 une vue de cette carte montée dans le caisson externe réalisé pour les préamplificateurs.

6.3.3 Les cartes d'acquisitions TNT2D

Nous avons choisi de travailler avec une acquisition entièrement digitale permettant, soit de traiter les données et sortir des amplitudes, soit de sortir des traces. Nous disposons à Strasbourg des cartes TNT2D développées à l'IPHC par Patrice Médina et son équipe et ayant donné entière satisfaction dans le cadre des collaborations GABRIELA à Dubna, JUROGAM à Jyväskylä et NTOF à Geel.

4. En pratique -HV est la masse dans notre cas.

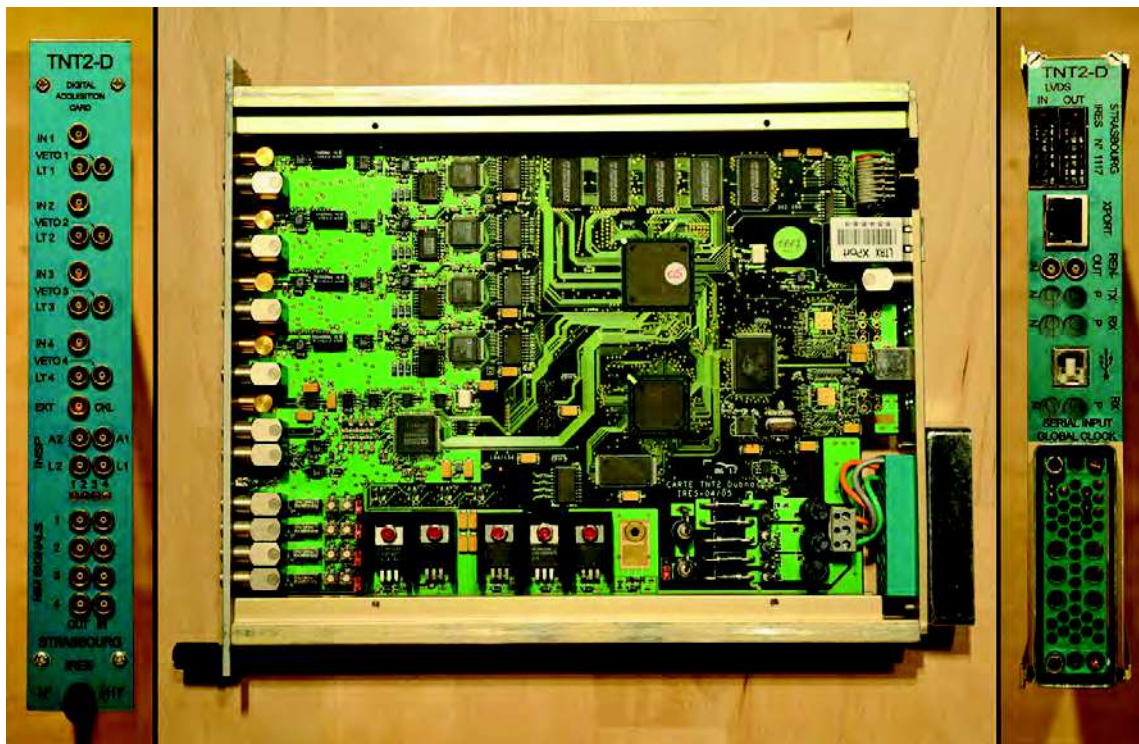


FIGURE 6.10 – Vue de la carte TNT2. La version TNT2-D a une entrée veto sur chacune des quatre voies pour pouvoir mettre en œuvre un système anti-Compton sur les détecteurs germanium de la collaboration Gabriela.

6.3.3.1 Description des cartes TNT2D

Les cartes TNT2D comportent quatre entrées, permettant de traiter jusqu'à quatre voies électroniques indépendantes en même temps. Les signaux étant numérisés à 100 MHz par un flash ADC 14 bits, nous disposons d'un échantillon toutes les 10 ns, ce qui est parfaitement adapté à nos besoins. Elles ont en outre le gros avantage de permettre de travailler en mode mixte, c'est à dire qu'elles peuvent en même temps fournir des spectres et des traces⁵ qui peuvent être analysées par après. La figure 6.10 montre la carte avec sa face avant à gauche et la face arrière à droite [Pio10].

Ces cartes sont directement pilotées par un PC via un port USB2. Elles peuvent être chaînées et synchronisées. Les données de la carte sont transférées sur un ordinateur par la connexion USB2 [Arn06]. Les divers paramètres de la carte sont gérés grâce au logiciel TUC ou DTUC lorsque l'on utilise plusieurs cartes en même temps [Ric10, Ric10b].

5. Une trace est une succession de points lus par le flash ADC que l'on décide d'enregistrer suite au déclenchement du trigger sur ces données. Ces données contiennent en général un certain nombre de points avant le trigger pour bien traiter la ligne de base. De même, on prend une durée de trace suffisante pour bien traiter le signal, mais suffisamment courte pour éviter de couper dans le signal suivant.

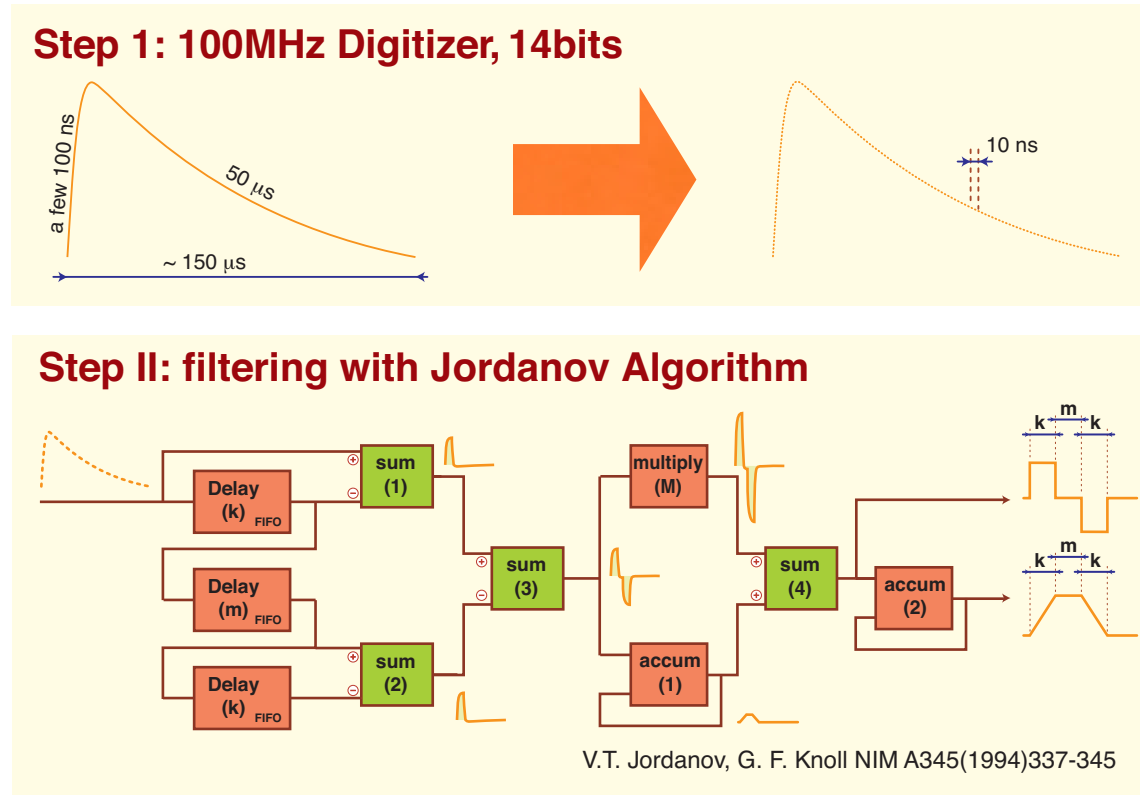


FIGURE 6.11 – Illustration du fonctionnement du traitement des données dans TNT. On utilise en pipeline l’algorithme de Jordanov [Pio10, Jor94].

Nous avons choisi de brancher la sortie de nos préamplificateurs sur des cartes TNT2D. Dans le cadre de notre projet S^3 nous avons utilisé jusqu’à six cartes en parallèle avec l’aide et l’expertise de Marc Richer. Grâce à ces cartes, nous pouvons numériser puis filtrer notre signal au moyen de l’algorithme Jordanov [Jor94] et faire soit des spectres bruts, soit enregistrer des traces en plus de ces spectres.

6.3.3.2 L’algorithme Jordanov

L’algorithme Jordanov est implémenté dans un FPGA⁶ et tourne en continu, ce qui constitue la principale différence avec les traitements hors-ligne des traces. Cet algorithme est basé sur un système de double différentio-intégral qui permet de filtrer les parties hautes et basses fréquences du bruit du signal. Comme on peut le voir sur la figure 6.11, il transforme le signal d’entrée typique de décharge et charge de capacité en signal de type tra-

6. FPGA : Field-Programmable Gate Array, ou réseau de portes programmables en français. Il correspond au calculateur qui traite les données dans la carte. Chaque opération prend un certain nombre de portes, ce qui limite la quantité d’opérations que l’on peut effectuer dans un FPGA.

pézoïdal. Tout comme le signal d'entrée pour lequel l'amplitude du signal d'entrée est proportionnelle au nombre de charges déposées par le rayonnement (donc à l'énergie déposée), la hauteur du trapèze nous donne l'amplitude du signal donc l'énergie déposée (après calibration).

Les paramètres principaux à optimiser sont au nombre de six : la durée de la pente (k), la longueur du plateau (m), le pole zéro (M) qui permet de compenser la décroissance exponentielle, le nombre de points du plateau avant le début de la mesure (A_s) le nombre de points du plateau considérés pour déterminer la hauteur du trapèze (A_w) et le nombre minimal de points successifs à zéro pour estimer la valeur de la ligne de base [Jor94]. Le gros avantage de cette forme d'impulsion est que, outre ses qualités de filtrage, elle permet de compenser le déficit balistique [Pio10].

La lecture et l'analyse des données ont donné lieu à l'écriture de codes de lecture dédiés. Une différence majeure entre le traitement online dans la carte qui est réalisé en pipeline et offline avec les traces réside dans le traitement de la ligne de base. Les traces sont, par définition, de longueur fixe et ne comportent donc qu'une information discontinue. Or la ligne de base du signal Jordanov est, par construction, de valeur moyenne nulle à condition de traiter les données en continu. Les interruptions de ligne de données liées au travail en trace introduisent une fluctuation sur cette compensation selon la valeur résiduelle de la ligne de base au moment de l'arrêt des données.

Le travail offline a le gros avantage de permettre l'optimisation des paramètres de l'algorithme Jordanov (k , m , M , A_s et A_w) sur le jeu de données réelles et permet d'améliorer les résolutions des spectres en énergies par rapport à celle du traitement online. Ce point fait partie des améliorations apportées par Pierre Brionnet dès son arrivée dans l'équipe. En effet, il a mis en place un code permettant de faire cette optimisation.

Chapitre 7

Le détecteur Tunnel de S³-SIRIUS version "2D"

Sommaire

7.1	Concept à base de cadres céramiques	124
7.1.1	Cadres céramiques	125
7.1.2	Maquette "3D" céramique	127
7.2	Prototype "2D" MICRON 2987-12	129
7.2.1	Données du fabricant (MICRON)	130
7.2.2	Tests réception	130
7.2.3	Point de fonctionnement	134
7.2.3.1	Influence de la température	136
7.2.3.2	Influence de la tension de polarisation	136
7.2.4	Spectres α et électrons de référence	139
7.2.5	Influence du positionnement des préamplificateurs	141
7.2.6	Influence de la qualité du collage du silicium	142
7.3	Prototype "2D" MICRON 2987-5	143
7.3.1	Données du fabricant	143
7.3.2	Tests réception	143
7.3.3	Point de fonctionnement	147
7.3.3.1	Influence de la température	147
7.3.3.2	Influence de la tension de polarisation	148
7.3.4	spectres α et électron de référence	150
7.4	Études globales	151
7.4.1	Comparaison de préamplificateurs	151
7.4.2	Mapping des 64 pixels	152
7.4.3	Étude en fonction de la capacité	154
7.4.4	Analyses de formes d'impulsions	156
7.4.4.1	Analyses de fronts de montée	156
7.4.4.2	Analyses de forme d'impulsion	159
7.5	Conclusion sur le prototype	162

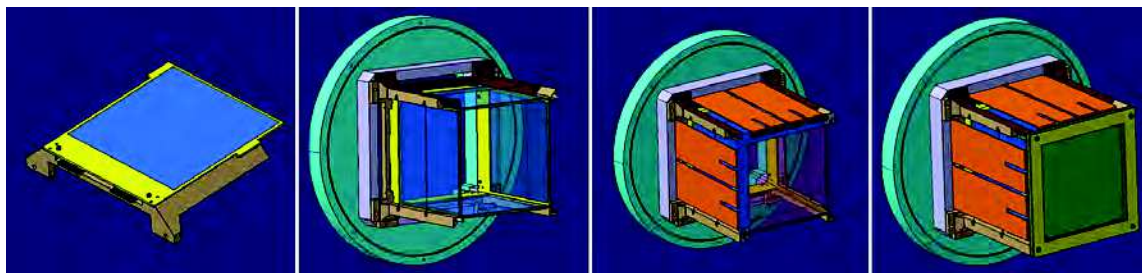


FIGURE 7.1 – Vues de la structure de la silicon-box de SIRIUS basée sur des cadres céramiques plans. À gauche, on voit le support plan équipé de sa base de montage 3D ; à sa droite, les différentes étapes de montage. Les 2 figures de droite présentent la version avec le DSSD MUSETT seul sur cadre PCB et celle basée sur un ensemble DSSD et veto sur cadres céramiques.

7.1 Concept à base de cadres céramiques

L'IPHC a en charge pour le projet S³-SIRIUS la conception mécanique de SIRIUS. Emmanuel Gamelin est en charge de ce projet au bureau d'études depuis le début. Il avait la lourde tâche d'intégrer plusieurs détecteurs différents dans un espace restreint avec le moins de matière possible et un cahier des charges de R&D donc forcément évolutif ou à solutions parallèles. Si le DSSD est bien connu et le détecteur VETO relativement peu complexe à réaliser, le Tunnel doit non seulement mettre en œuvre une nouvelle technologie silicium mais aussi permettre d'apporter le refroidissement de l'ensemble DSSD + VETO. Il a donc fallu mener, en parallèle, tout un travail lié à l'intégration 3D et à la conception du support de ce détecteur silicium. Ce dernier point a impliqué non seulement des questions de mécanique, d'électronique de sérigraphie, de connectique mais aussi des questions de thermique traitées par Gérard Gaudiot.

Il a donc proposé et fait évoluer différentes versions de la géométrie permettant de supporter l'ensemble des détecteurs silicium (Tunnel, DSSD et Veto) au niveau du plan focal final de S3. Tout comme la conception du support du détecteur Tunnel, celle de son intégration "3D" dans SIRIUS s'est déroulée en deux phases. La première est liée au travail sur les prototypes Tunnel initialement appelée "prototype" puis dits "2D". Elle est présentée dans ce chapitre. La seconde liée aux détecteurs de présérie est appelée "pré-série" ou "3D". Elle est détaillée dans le chapitre suivant.

Pour la première phase, un gros travail d'étude conceptuel a été réalisé, des prototypes ont été fabriqués à l'atelier¹. Ces développements étaient principalement basés sur l'utilisation de support céramiques volumiques ou plans. Plusieurs concepts ont été proposés et étudiés en parallèle à l'évolution de notre savoir sur les cadres céramiques et de nos choix les concernant. Les figures 7.1 et 7.2 présentent deux versions du concept de montage des

1. Je tiens ici à souligner la qualité de réalisations et l'investissement dans le projet de l'équipe de l'atelier de l'IPHC.

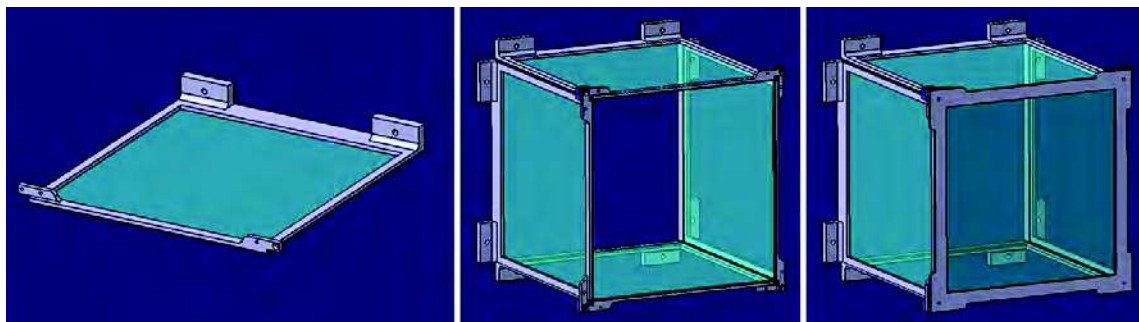


FIGURE 7.2 – La version 5 du concept de montage est basée sur des cadres entièrement usinés et a l'avantage de pouvoir aisément passer à une géométrie $10 \times 20 \text{ cm}^2$ pour l'implantation comme envisagé au début du projet pour une version ultérieure de S³. Ce concept particulièrement élégant d'un point de vue technique a été remplacé par une version tout aussi légère, mais plus simple à réaliser d'un point de vue mécanique, présentée dans le chapitre suivant.

détecteurs silicium. En effet, nous avons étudié différentes possibilités basées soit sur des cadres de détecteurs usinés, soit sur des cadres plans équipés de pièces permettant leur montage en géométrie "3D". Il fallait arriver à une solution élégante qui puisse à la fois amener le moins de matière possible pour éviter les diffusions des rayonnements γ , présenter une conduction thermique permettant le refroidissement des détecteurs silicium, et être assez solide pour supporter les contraintes mécaniques.

7.1.1 Cadres céramiques

Vu le coût du développement du détecteur Tunnel, nous avons procédé à un appel d'offre pour ce détecteur. Deux sociétés ont répondu : CANBERRA et MICRON. Seul MICRON maîtrisait la technologie 6 pouces et était capable de fournir le détecteur Tunnel en une pièce. CANBERRA nous a proposé une solution avec un assemblage de deux détecteurs silicium de $5 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}^2$ plus couteuse. Nous avons donc choisi de travailler avec MICRON.

MICRON fournit en général les détecteurs sur des supports PCB. Ce matériau a de bonnes caractéristiques mécaniques, mais une conduction thermique relativement faible. Nous avons donc opté pour des supports en céramique pour lesquels MICRON avait également un fournisseur. Suite au résultat de l'appel d'offre pour le détecteur Tunnel, nous avons donc commandé à la société MICRON un prototype de détecteur silicium Tunnel sur un support céramique compatible avec un montage en géométrie finale dite "3D". Les caractéristiques attendues pour ces supports sont les suivantes :

- une bonne conduction thermique,
- un faible dégazage sous vide,
- une solidité mécanique,
- une bonne compatibilité avec les coefficients de dilatation du silicium,

- une possibilité de réaliser une lithographie double face et permettre d'amener l'alimentation et de sortir les signaux côté jonction et côté ohmique tout en ne disposant les connecteurs que d'un côté du support.

Malheureusement, après plusieurs mois d'essais infructueux, le sous-traitant du fournisseur n'a pas pu donner une solution technique à notre demande d'un support "3D" céramique. Comme cela a été discuté dans le chapitre 4, nous sommes donc passés à un support en géométrie dite "2D", toujours céramique avec des cadres plus larges et donc moins fragiles permettant de mener les études prévues sans attendre qu'une solution technique soit trouvée pour le support de géométrie "3D". Le sous-traitant de MICRON tardant à nous proposer une solution technique pour cette réalisation, nous avons décidé de lancer une R&D sur des cadres céramique en parallèle. Cela afin de pouvoir faire une maquette thermique permettant de valider le concept de refroidissement de la "silicon-box" de SIRIUS et de pallier le fournisseur en cas de défaut, la solution technique n'étant pas aisée. Suite à l'annonce par MICRON du défaut de son fournisseur de céramiques, nous avons finalement convenu avec MICRON que nous fournirions les supports devant accueillir les détecteurs Tunnel issus de l'étude céramique menée à l'IPHC par Marie-Hélène Sigward pour les solutions "3D" et "2D" céramiques.

Nous avons trouvé un fournisseur capable de réaliser les découpes des plaques de céramique et avons démontré notre capacité à réaliser ces cadres. Forts de notre savoir-faire ces opérations se sont déroulées en quatre temps. En effet, il fallait disposer des vias (trous fins passants dans la céramique permettant le passage des signaux d'une face à l'autre) qui devaient être métallisés avant lithographie et garantir une tenue mécanique permettant à la céramique de supporter les efforts mécaniques liés à la sérigraphie et aux phases de cuisson y étant liées. Venaient ensuite la découpe finale de la céramique et la pose des connecteurs.

La sérigraphie des supports céramique a été réalisée par M.-H. Sigward à l'IPHC. Cette sérigraphie est réalisée en six étapes :

- métallisation des vias (Au),
- sérigraphie des pistes en or (Au),
- sérigraphie du plan de masse en un alliage fait d'argent, de platine et de palladium (AgPtPd)
- sérigraphie des plots de bonding (Au),
- sérigraphie des plots de soudure des connecteurs (AgPtPd),
- inspection visuelle et mesure ohmique des pistes, y compris au travers des vias.

Comme nous pouvons le constater dans la liste ci-dessus et sur la figure 7.3, nous avons privilégié l'usage de l'or pour ses très bonnes caractéristiques et sa grande stabilité dans le temps. Par contre, pour éviter la migration du plomb de l'alliage étain-plomb de la soudure dans des plots de soudure en or, les plots de soudure des connecteurs ont été réalisés en alliage AgPtPd.

Finalement, les céramiques lithographiées ne sont revenues découpées qu'après plusieurs mois. Nous avons donc opté pour un collage des connecteurs à l'aide d'une colle spéciale chargée à l'argent. Nous avons alors envoyé à MICRON trois cadres céramique équipés de connecteurs (cf. figure 7.3). MICRON a utilisé un premier cadre pour faire des essais qui



FIGURE 7.3 – Vue du cadre "2D" céramique. À gauche le côté "ohmique", au centre le côté "jonction". Sur la figure en haut à droite, on peut voir en détail le connecteur collé sur les pads AgPtPd (on y voit notamment certains pads à bonder qui brillent). En bas à droite on voit les 3 cadres montés, avant expédition à MICRON, dans leur boîte à tambour.

ont révélé une fragilité du collage du connecteur. Nous avons donc convenu avec MICRON qu'ils ajouteraient une colle isolante sur les pieds des connecteurs. Cette colle est passée par capillarité sous les connecteurs afin de renforcer leur tenue. Par contre, MICRON n'a pas souhaité prendre le risque de connecter le détecteur et ne nous a donc pas fourni de courbes caractéristiques (courant de fuite et capacité en fonction de la tension de polarisation) pour les deux détecteurs livrés.

Nous avons cependant pu démontrer lors de l'utilisation de ces détecteurs la solidité de ce renfort de collage. Aucun décollement n'a été observé à Strasbourg malgré un grand nombre de branchement-débranchements liés aux études de ces prototypes. Pour éviter des contraintes tangentielles sur les connecteurs au branchement, nous utilisons sur le banc de test de l'IPHC deux limandes séparées, une par connecteurs du détecteur Tunnel. Seul le détecteur 2D₁₂ mis à disposition du CSNSM après sa caractérisation et études à Strasbourg a perdu ses connecteurs du fait de l'utilisation d'une limande unique à deux connecteurs.

7.1.2 Maquette "3D" céramique

Les préparations, sérigraphies et découpes de céramique "2D" ont non seulement permis de valider la technique mais elle ont surtout apporté la solution pour les détecteurs Tunnel de pré-série. En outre, nous avons fait réaliser des découpes en géométrie "3D". Une maquette mécanique en trois dimensions (3D) a pu être montée en prévision des tests sous froid. Pour étudier la thermique de ce montage, il faut non seulement le refroidissement des cadres, mais également celui apporté par la présence des détecteurs Tunnel. Du fait du coût des détecteurs silicium, ces derniers ont été remplacés dans cette maquette par des plaques de graphite qui présentent des caractéristiques thermiques similaires. On peut observer cette maquette 3D céramique sur la figure 7.4. Cette maquette a nécessité :

- la réalisation de 6 cadres Tunnel céramique d'épaisseur 0,635mm,
- la réalisation de 4 cadres Tunnel céramique d'épaisseur 1,000 mm,
- la réalisation de 2 cadres DSSD en céramique d'épaisseur 0,635 mm,
- la fourniture de plaques de graphite 100 x 100 mm² pour simuler le silicium (le graphite possédant une conductibilité thermique proche du silicium),
- le choix et la fourniture de colle conductrice thermique et isolante électrique,
- le collage des plaques et montage de l'ensemble en 3D (4 Tunnel et 2 DSSD en 0,635 mm sur la figure 7.4).

Une attention particulière a été donnée à l'étude de l'influence des incertitudes sur la précision des dimensions des supports. En effet, ces écarts entre les support peuvent induire des contraintes mécaniques au montage. Ce retour d'expérience a été particulièrement intéressant pour l'évolution de la solution proposée pour le montage "3D". Les premiers tests à froid ont permis de montrer que l'ensemble descendait bien en température. Ces tests ayant été réalisés à l'air, ils n'ont pas pu apporter de résultat quantitatif. Ces derniers étaient en attente de tests réalisés sous vide dans les conditions de fonctionnement de SIRIUS, ils n'ont pas encore été réalisés.

Pour conclure, des cadres ont pu être réalisés en céramique à l'IPHC démontrant la faisabilité de ce type de supports. Le coefficient thermique est suffisant (même si plus faible que l'aluminium ou le cuivre) pour propager et maintenir le niveau de froid nécessaire à SIRIUS. Au niveau prix, ces supports reviennent à 270 euros par support réalisé à l'IPHC et 1000 euros par support s'il est réalisé dans l'industrie. Ces supports présentent l'avantage de permettre une sérigraphie double face mais ont cependant fait preuve d'une certaine



FIGURE 7.4 – Vue de la maquette thermique "3D". À gauche, détails des cadres nus, en bas à droite, les mêmes cadres, avec les plaques de graphite et les pièces aluminium de montage. En haut à droite, la version avec 3 Tunnel montés et au centre la version entièrement montée.

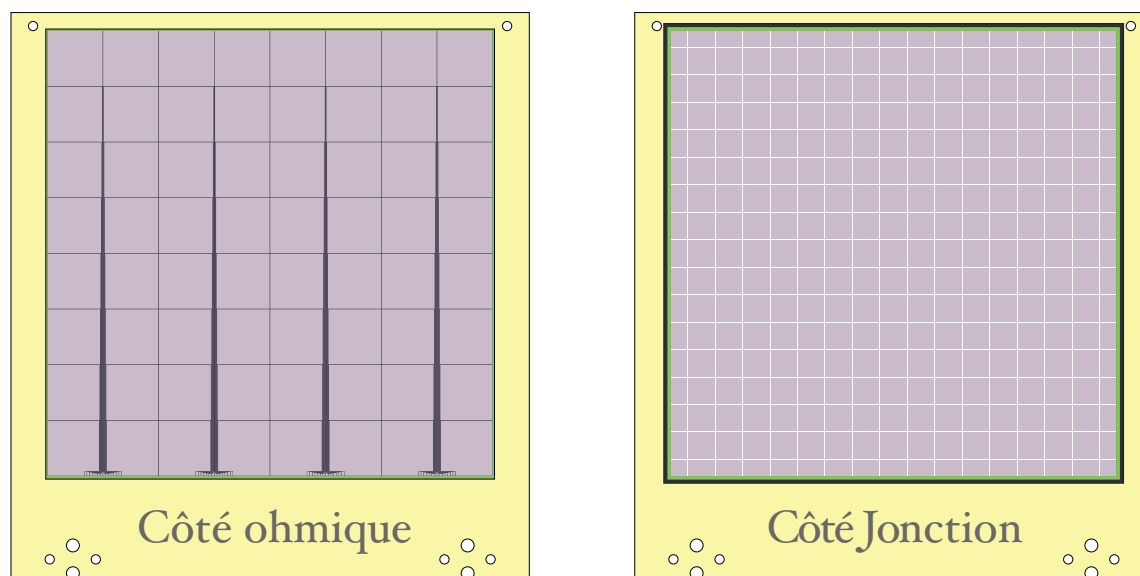


FIGURE 7.5 – Vue schématique du prototype du détecteur Tunnel tel que monté sur le support "2D" céramique. Le détecteur est collé côté ohmique sur le support, on voit donc à gauche les 64 pixels de la face ohmique à travers l'ouverture du cadre céramique. À droite, on voit la grille de collection sur le grand pixels côté jonction.

fragilité mécanique. Ce défaut peut être compensé par un montage en double épaisseur obtenu en collant deux céramiques pour gagner en robustesse et en protection des bondings. Un prototype double épaisseur a été réalisé et étudié à l'IPHC. Outre la meilleure tenue liée à la double épaisseur de céramique, ce type de montage permet "d'incruster" le silicium dans le cadre où l'on aura réservé une ouverture adéquate. Cette solution est intéressante, mais nous fait perdre l'avantage des vias offert par la solution simple épaisseur. Cette solution n'a finalement pas été retenue pour la version "3D" qui sera discutée dans le chapitre suivant.

7.2 Prototype "2D" MICRON 2987-12

Les premiers prototypes devant valider le concept de regroupements de pixels avec une lithographie basée sur 4 blocs de 16 pixels identiques (cf. figure 7.5), nous avons envisagé, lors des discussions initiales avec MICRON qu'il n'était pas nécessaire que tous les pixels soient fonctionnels, ce qui permettait de réduire le prix des prototypes. Par contre, les détecteurs de pré-série et de série doivent avoir 100 % des pixels fonctionnels.

Les détecteurs 2987-12 et 2987-5 (que nous appellerons respectivement 2D₁₂ et 2D₅ par la suite) sont les premiers détecteurs que nous avons reçus de MICRON à l'IPHC. Ils ont été finalement livrés en janvier 2014 après une longue attente. On peut voir ces détecteurs à la livraison sur la figure 7.6. Le détecteur 2D₁₂ est considéré à la livraison



FIGURE 7.6 – Vues des détecteurs MSPX 8×8 référence 2987-12 (2D₁₂) et 2987-5 (2D₅) à la livraison dans leur emballage de transport.

par MICRON comme "mécanique" et le détecteur 2D₅ comme non fonctionnel, et ce pour diverses raisons. Ils nous ont été fournis en attente de livraison des détecteurs fonctionnels à venir. Le constructeur nous a assuré savoir quelles modifications de process mettre en œuvre pour corriger ces défauts. Le détecteur 2D₁₂ ne possède que six pixels fonctionnels et a un courant de fuite un peu élevé (1,29 μ A pour un pixel polarisé à 75 V à température ambiante et 47 nA à -20°C).

7.2.1 Données du fabricant (MICRON)

Ce détecteur nous a été donné comme non fonctionnel par MICRON. En effet, il y a très peu de pixels fonctionnels (seuls six pixels sont fonctionnels sur le détecteur le 2D₁₂ : les pixels 8, 24, 30, 52, 56 et 57), et un courant relativement important. Les seules informations envoyées sont l'épaisseur du détecteur 673 μ m et le type de la zone morte (type 9G, < 100 nm). Nous n'avons pas eu d'indications de la tension de déplétion. Le fournisseur n'a pas souhaité prendre le risque de brancher des connecteurs du fait de la fragilité constatée sur les cadres de test. Nous ne disposons donc pas non plus de spectres constructeur.

7.2.2 Tests réception

Cédric Mathieu a réalisé au sein du service de microtechnique de l'IPHC les tests de réception du détecteur. On peut voir sur la figure 7.7 une partie du montage d'étude en salle blanche réalisé afin de caractériser les détecteurs. Il faut noter que lors de la mise sous tension du détecteur, celui-ci était protégé de la lumière par un cache dédié. L'image grossie du connecteur à droite de la figure 7.7 nous permet de bien visualiser, outre le

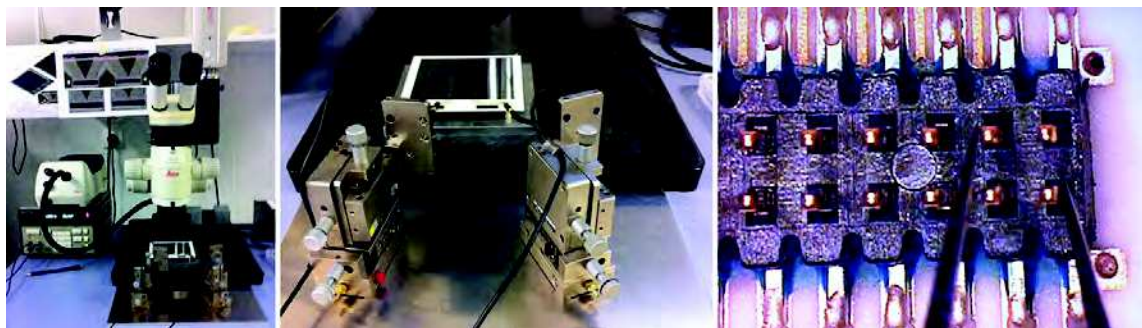


FIGURE 7.7 – Montage du détecteur en salle grise pour tests de réception : Le détecteur est positionné sous une loupe binoculaire et les signaux sont pris grâce à des micro-pointes.

contact avec les deux pointes sur deux broches du connecteur, le collage du connecteur, la colle isolante rajoutée par MICRON sous le connecteur pour le consolider (en bleu) et deux vias métallisés à droite du connecteur.

Les tests de réception comprenaient les opérations suivantes :

- Une inspection visuelle et vérification des contacts,
- une mesure des courants de fuite en fonction de la tension $I(V)$,
- la mesure de la capacité des pixels en fonction de la tension $C(V)$.

La phase d'inspection visuelle nous a permis de prendre connaissance de la réalisation du fournisseur. En effet, si nous avions discuté le concept de "stripy-pad" avec MICRON, c'est la première fois que nous pouvions en apprécier les détails. Certaines vues prises à la loupe binoculaire sont visibles sur la figure 7.8.

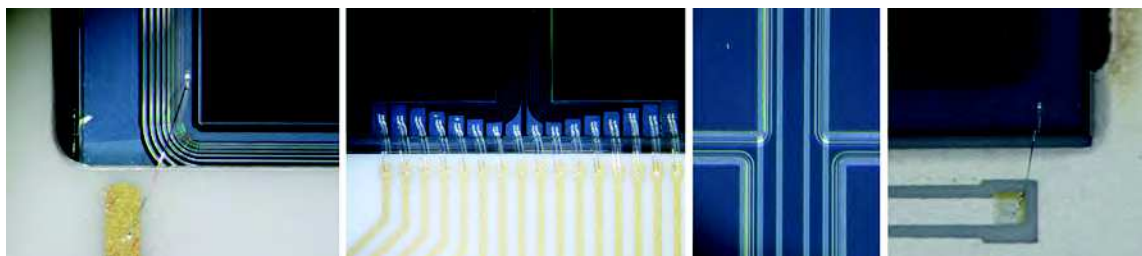


FIGURE 7.8 – Détails du prototype de détecteur Tunnel. À gauche, vue du bond reliant l'anneau de garde interne de la face ohmique à la piste correspondante sur la face avant du support céramique. À sa droite, la série de bonds d'un bloc de 16 pixels. On constate que ces bonds ont été doublés. À sa droite le détail d'un départ de strip sur deux pixels de la seconde rangée. Les deux strips des pixels correspondants dans la première rangée passent au centre. À droite on voit, sur la face arrière, le bond connectant le "field-plate" côté jonction à la piste correspondante sur la face arrière du support céramique.

Les courbes obtenues lors des tests de réception du détecteur 2D₁₂ sont présentées sur la figure 7.9. On y observe l'augmentation du courant de fuite avec la tension appliquée, cette augmentation devant arriver à saturation à la tension de déplétion (V_d). On constate

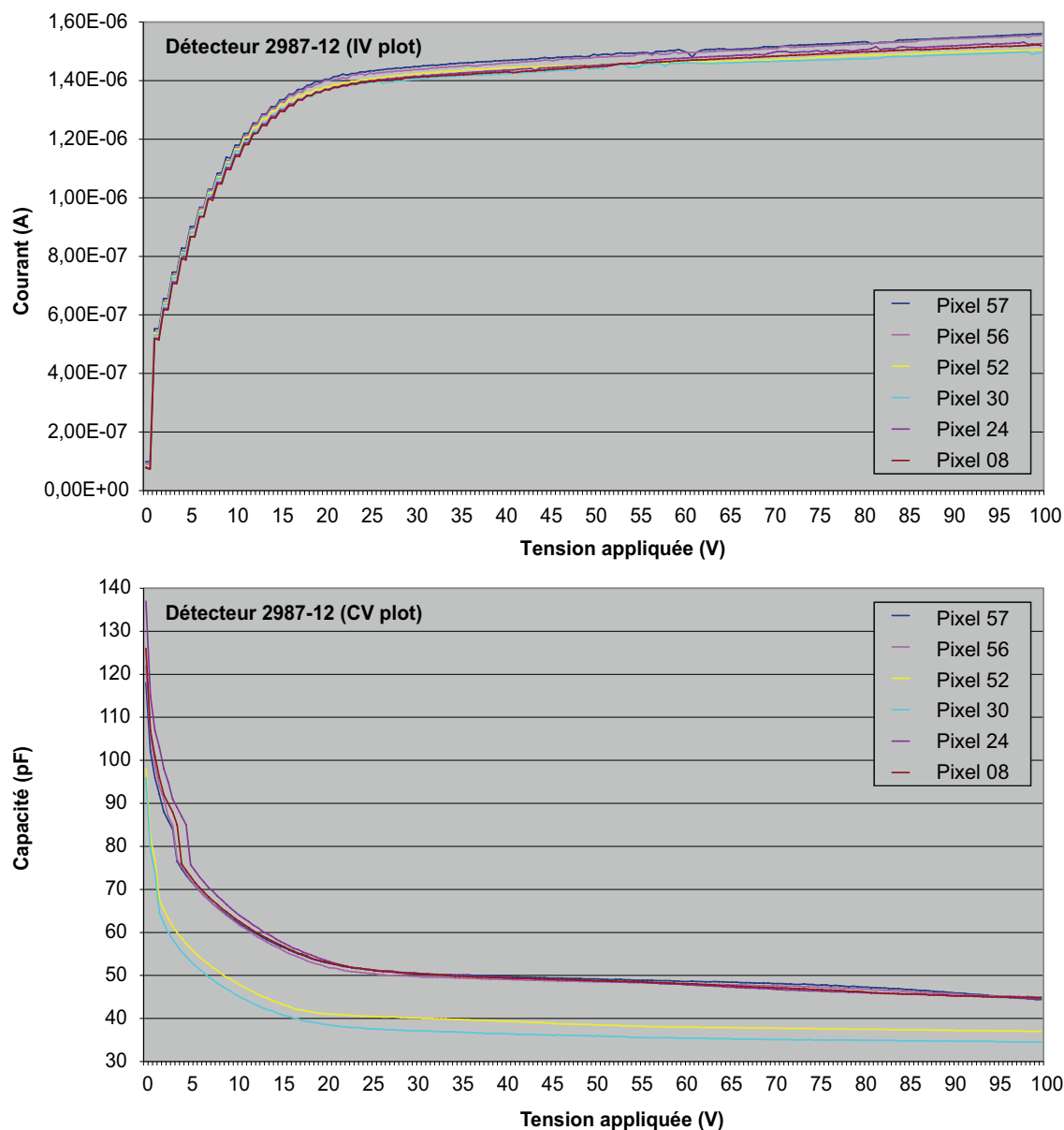


FIGURE 7.9 – Évolution avec la tension de déplétion à température ambiante des courants et des capacités des différents pixels mesurés par C. Mathieu à l'IPHC pour le détecteur 2D₁₂.

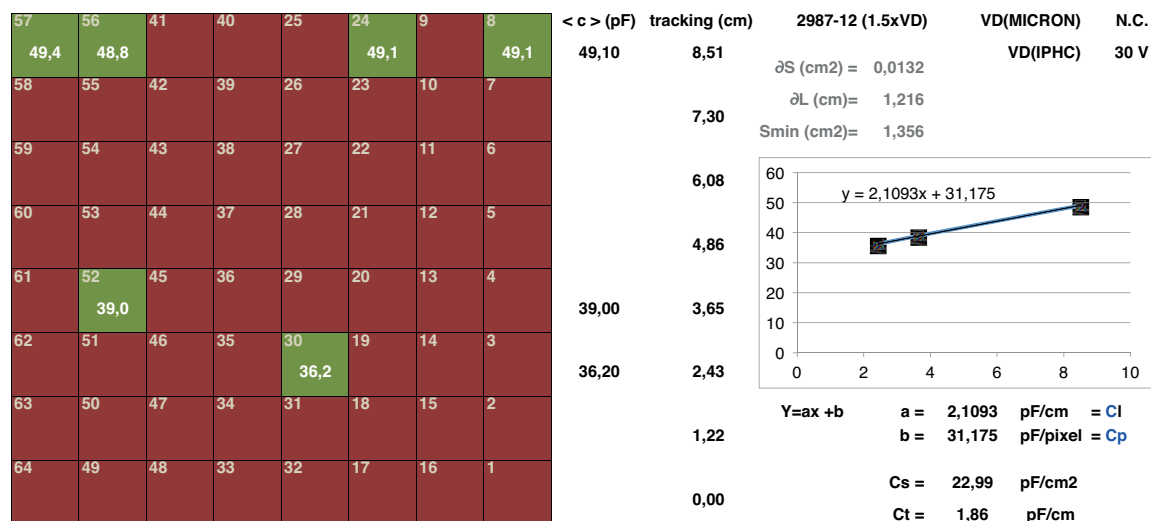


FIGURE 7.10 – À gauche les pixels non fonctionnels (en rouge) et les pixels fonctionnels (en vert) avec leur capacité mesurée. À droite, évolution de la capacité des pixels en fonction de la longueur de tracking pour le détecteur 2D₁₂.

cependant que le courant continue à augmenter après un net changement de pente. Nous avons estimé une tension de déplétion de l'ordre de 25 V pour ce détecteur mais avons retenu la valeur de 30 V du fait de la dérive observée. Les capacités des pixels quant à elles diminuent avec la déplétion pour arriver à leur valeur nominale à la tension de déplétion. Ces mesures sont faites en ne polarisant que le pixel mesuré. Ainsi, les transitoires de déplétion diffèrent du fait de la différence de géométrie d'un pixel à l'autre. Au-delà de la tension de déplétion, ces deux courbes présentent de légères dérives sans effets forts jusqu'à 100 V. Nous avons décidé de ne pas aller au-delà de cette valeur.

Les capacités de l'ensemble des pixels fonctionnels ayant été mesurées dans cette phase (à température ambiante), il a été possible d'étudier l'influence du tracking sur la capacité mesurée. En effet, MICRON nous avait annoncé pour un détecteur de 1 mm d'épaisseur une capacité surfacique de 17 pF/cm² et une capacité linéique de l'ordre de 1 pF/cm de tracking. Ramené à une épaisseur² de 675 μm, on devrait avoir une capacité surfacique de 25 pF/cm² et une capacité linéique de l'ordre de 1,5 pF/cm de tracking.

Comme on peut le voir sur la figure 7.10, prise à 1,5 × Vd, nous avons tracé la capacité moyenne par rang de pixels en fonction de la longueur de tracking qui dépend de la position du pixel dans la colonne (les pixels proches des connecteurs ont des strips plus courts et donc une capacité plus faible). On voit sur la partie droite de la figure 7.10 une évolution linéaire de cette capacité avec la longueur de tracking. Grâce à un ajustement de ces points

2. La capacité d'un condensateur étant le rapport de sa surface S à son épaisseur e multipliée par la permittivité du diélectrique ϵ : $C = \epsilon \times S/e$, le même pixel sur un détecteur plus fin aura une valeur de capacité plus élevée.

par une fonction affine $C_{tot} = C_l \cdot L + C_p$ avec C_{tot} la capacité mesurée, C_p l'ordonnée à l'origine correspondant à la capacité surfacique d'un pixel et C_l le coefficient directeur de la droite lié : à la capacité linéique de tracking du strip (que nous noterons C_t) et à la réduction de surface des pixels augmentant de rang en rang pour faire place au tracking.

Connaissant la capacité surfacique d'un pixel C_p on remonte aisément à la capacité surfacique C_s du détecteur. Connaissant C_s et l'incrément surfacique des pixels d'un rang à l'autre ($\delta S = 1,32 \text{ mm}^2$), on peut soustraire cette contribution à C_l pour obtenir C_t . En tenant compte de l'ensemble de ces données, on obtient pour le détecteur 2D₁₂ une capacité surfacique de 23 pF/cm^2 et une capacité linéique de l'ordre de $1,9 \text{ pF/cm}$ de tracking. On a clairement pour ce détecteur une bonne valeur pour la capacité surfacique et une valeur de capacité linéique compatible avec les données du constructeur.

En outre, il faut se souvenir que ce détecteur nous a été donné comme non fonctionnel et plutôt voir au travers de ces chiffres une très bonne première valeur et une confirmation de nos capacités d'étude qu'on pourra appliquer aux détecteurs suivants.

7.2.3 Point de fonctionnement

Ce qui est appelé point de fonctionnement est le couple de valeur de tension et de température appliqué à notre détecteur. Abaisser la température va permettre d'abaisser le courant de fuite et donc d'améliorer la résolution. De même, il est conseillé de travailler à une fois et demi la tension de déplétion (V_d) afin que le détecteur soit suffisamment déplété et donc que les charges soient correctement collectées.

Pour cette phase d'étude, il faut donc disposer d'un banc de test permettant à la fois de refroidir le détecteur, travailler sous vide et à l'abri de la lumière et sortir les signaux tout en restant à des niveaux de bruits extrêmement bas. Le banc de test réalisé à l'IPHC est présenté au chapitre précédent. Après une phase de validation de ce banc de tests S³ par

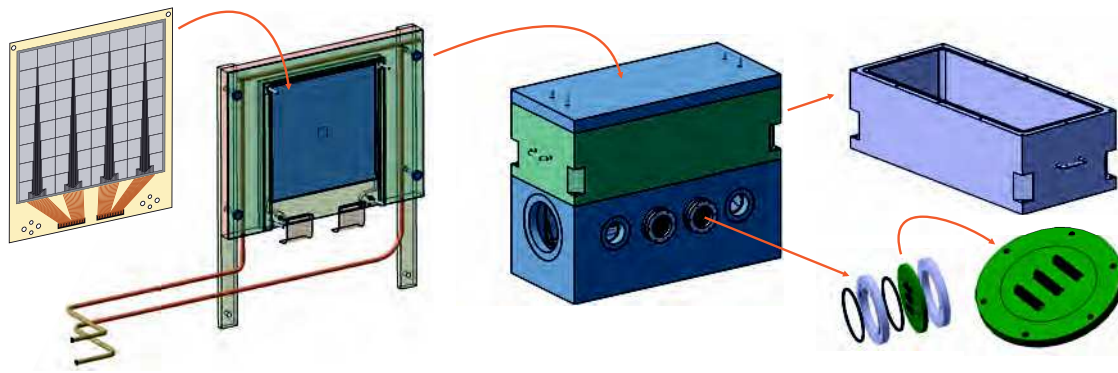


FIGURE 7.11 – Vue schématique du système de plaque cuivre froid permettant le refroidissement du détecteur en géométrie "2D" au sein de la chambre à vide du banc de test S³ à l'IPHC. On y observe également les deux passages de signaux vers l'extérieur de la chambre basés sur un circuit en PCB épais développé pour cette chambre.

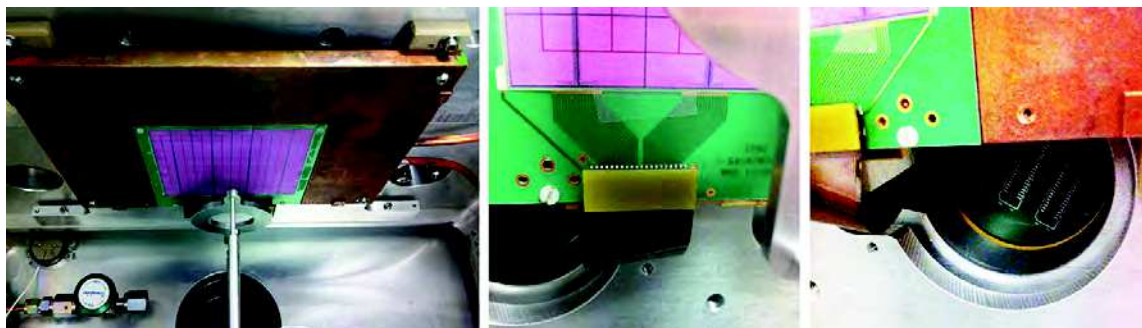


FIGURE 7.12 – Alignement de la table XY sur un cadre 2D factice sur lequel les centres de pixels ont été repérés (à gauche). Au centre et à droite, on peut voir les tests de validation des connectiques internes à l'aide des limandes Kapton et des passages de signaux en PCB épais développés pour ce banc de test. Chacun de ces passages peut recevoir jusqu'à 3 limandes kapton. En pratique un seul connecteur est utilisé par passage.

C. Mathieu et Fabien Déchery avec des détecteurs mis à disposition par Victor Chepigin de Dubna, nous l'avons modifié afin d'accueillir le détecteur prototype Tunnel sur leur cadre "2D". Une vue schématique du montage de ce détecteur sur le banc de test est donnée sur la figure 7.11 à partir des images CAO de Valéria Zetter.

Nous avons ainsi pu commencer les tests et valider la connectique interne du banc de test avec le détecteur 2D₁₂. Tout un travail a été réalisé par C. Mathieu sur la connectique et l'alignement des sources sur les pixels en géométrie "2D". On peut voir sur la figure 7.12 l'alignement des sources sur un cadre factice de même géométrie où les centres des pixels ont été repérés et les essais de connectique avec les limandes kapton. Tout comme c'était déjà le cas pour le DSSD, nous utilisons des connecteurs SAMTEC pour les détecteurs Tunnel et pour ces passages à vide. On voit notamment bien sur la figure de droite la faible longueur de cette limande et les contraintes de montage sur le passage de signaux de l'intérieur vers l'extérieur de la chambre développé spécifiquement pour cette chambre en PCB épais.

En effet, il était moins risqué de faire toutes ces opérations délicates avec un détecteur qui ne permettait pas d'atteindre les objectifs de ces prototypes. Nous avons préféré réserver le 2D₅ pour la validation de la lithographie et des regroupements de pixels. Ce détecteur nous a donc été très utile pour valider toutes nos procédures en conditions réelles et valider toutes les questions de centrage, de montage et de connectique sur le banc de test S³ à l'IPHC. On voit sur la figure 7.13 le premier montage du détecteur 2D₁₂ dans le banc de test.

Une fois monté et connecté, comme nous le verrons dans les paragraphes qui suivent, nous avons pu réaliser des tests relativement avancés et obtenir de très bons résultats avec les pixels fonctionnels de 2D₁₂. Cela a nécessité une diminution drastique du niveau de bruit de fond au niveau du banc de test, comme cela a déjà été discuté.



FIGURE 7.13 – Premier montage du détecteur 2D₁₂ sur la plaque froid à gauche. Au centre, positionnement de la plaque dans la chambre à vide du banc de test S³. À droite détecteur monté et connecté. Notons l'usage de connecteurs SAMTEC à 40 broches.

7.2.3.1 Influence de la température

Nous pouvons voir sur la figure 7.14 l'influence de la température sur la résolution du pixel numéro 57 (choisi dans un coin pour plus de facilité à polariser ses voisins). Cette étude a été réalisée à plusieurs tensions de polarisation différentes. La tension utilisée pour la figure 7.14 est de 75 V, soit $2,5 \times V_d$. Nous pouvons voir une rapide augmentation de la résolution liée à l'augmentation exponentielle du nombre de porteurs dans le silicium au-dessus de 20 °C.

Par ailleurs, dès que l'on descend en dessous de 20 °C, on améliore la résolution, mais de façon nettement moins prononcée. On est sur un plateau légèrement descendant, ce qui nous amène à vouloir travailler à la plus basse température possible. Nous avons donc choisi de travailler à -40 °C.

Cette figure doit bien évidemment être corrélée avec l'évolution du courant de fuite dans le pixel utilisé. La concentration des porteurs de charge dans un semi-conducteur n_i étant proportionnel à l'exponentielle du rapport de l'énergie du gap E_g à l'énergie thermique kT ³, on s'attend à ce que le courant de fuite augmente exponentiellement avec la température⁴. On peut effectivement observer sur la figure 7.15 l'augmentation exponentielle du courant avec la température.

7.2.3.2 Influence de la tension de polarisation

Nous voyons sur la figure 7.16 l'influence de la tension de polarisation sur la résolution du pixel 57. À nouveau, nous avons réalisé cette étude à plusieurs températures. Nous pouvons voir sur la figure 7.16 réalisée à une température de -40 °C un plateau en résolution atteint dès que l'on passe V_d . Ce plateau présente un léger creux aux alentours de 70 V, correspondant à environ $2,5 V_d$. Nous avons donc choisi de travailler à 75 V.

3. $n_i(T) = AT^{3/2} \exp(-E_g/2kT)$.

4. Dans du silicium à température ambiante ($kT \sim 0,025$ eV) on a une concentration de porteurs de l'ordre de 10^{10} porteurs par cm^3 . L'énergie du gap E_{gap} quant à elle est de 1,1 eV à 300K et l'énergie moyenne ω_{Si} nécessaire à créer une paire électron-trou est de 3,62 eV.

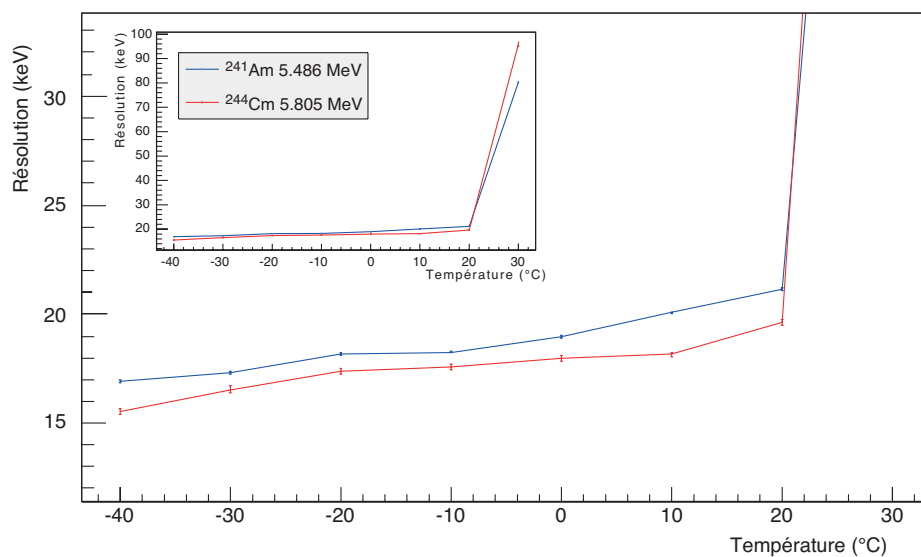


FIGURE 7.14 – Influence de la température sur les résolutions observées avec le détecteur 2D₁₂ pour une tension appliquée de 75 V.

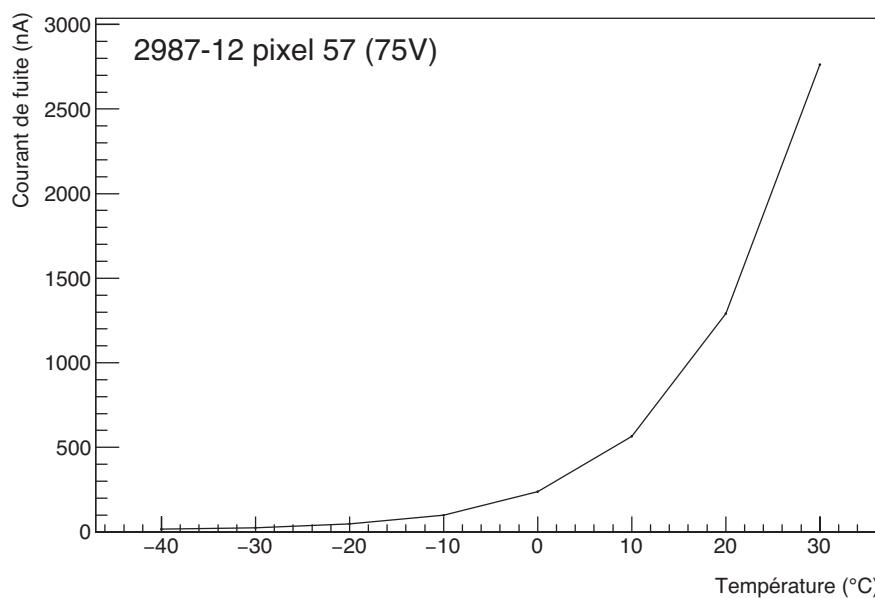


FIGURE 7.15 – Influence de la température sur le courant de fuite mesurée avec le détecteur 2D₁₂ pour une tension appliquée de 75 V.

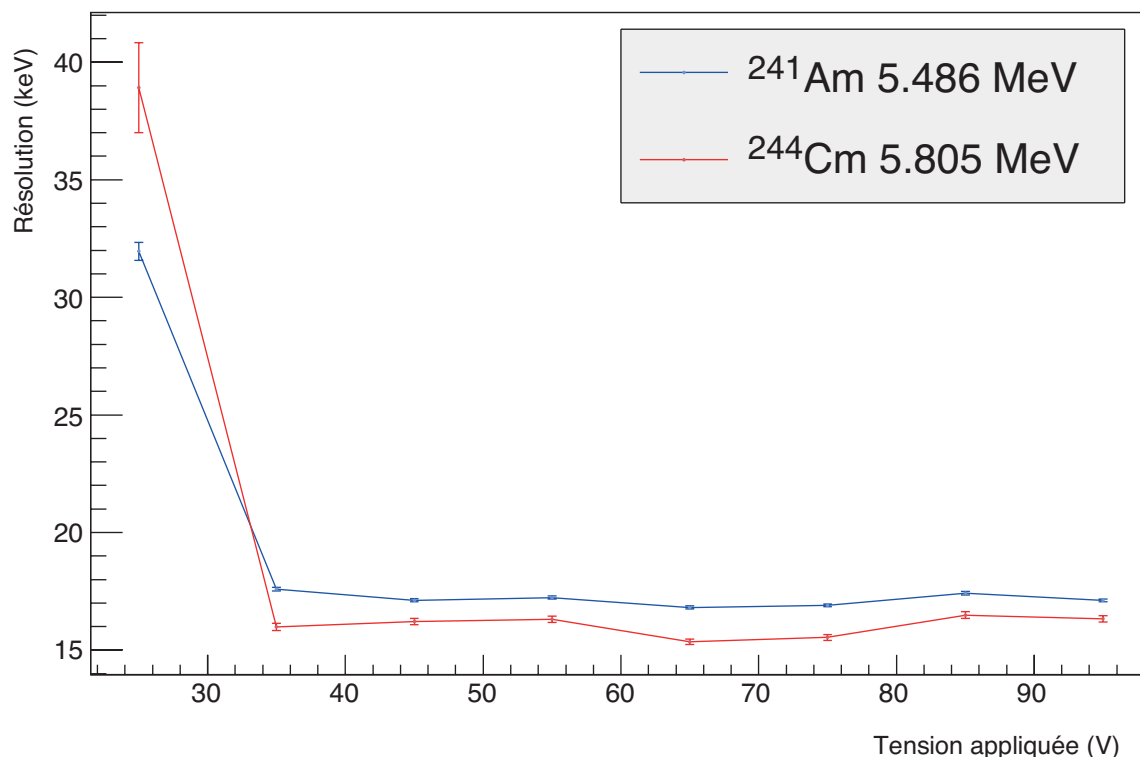


FIGURE 7.16 – Influence de la tension de polarisation sur les résolutions observées avec le détecteur 2D₁₂ à une température de -40 °C.

On observe par ailleurs le fait que, contrairement à notre attente, la résolution pour le pic principal de l'²⁴¹Am présente une résolution légèrement plus mauvaise que celle du pic principal de ²⁴⁴Cm qui est pourtant à plus haute énergie! Les ajustements ainsi que les étalonnages ont été réalisés par Pierre Brionnet avec une fonction gaussienne à fenêtre asymétrique, qui donnait un meilleur ajustement de la pleine et mi-hauteur qu'un ajustement gaussien à fenêtre symétrique et qu'un ajustement avec un "squew-gaussien" (Gaussienne avec une traîne exponentielle côté basse énergie), ces derniers n'atteignent la pleine hauteur de l'histogramme, ils ne fournissent donc pas la vraie valeur à mi-hauteur.

Cette figure doit également être corrélée avec l'évolution du courant de fuite dans le pixel utilisé. MICRON nous a fourni du silicium de ultra haute résistivité (15-30 kΩ.cm)⁵, nous devrions donc d'après la proposition commerciale avoir des courants totaux à Vd de l'ordre de 1 à 3 μA et des courants par pixel de l'ordre de 10 à 30 nA/cm² à température ambiante.

La diode, polarisée en inverse, est sur son plateau de fonctionnement. Tant que le cou-

5. Pour le silicium, on trouve des wafers avec des résistivités allant de 5 à 15 kΩ.cm. Des wafers d'ultra haute résistivité (15-30 kΩ.cm) existent également mais sont relativement rares et onéreux en 6 pouces.

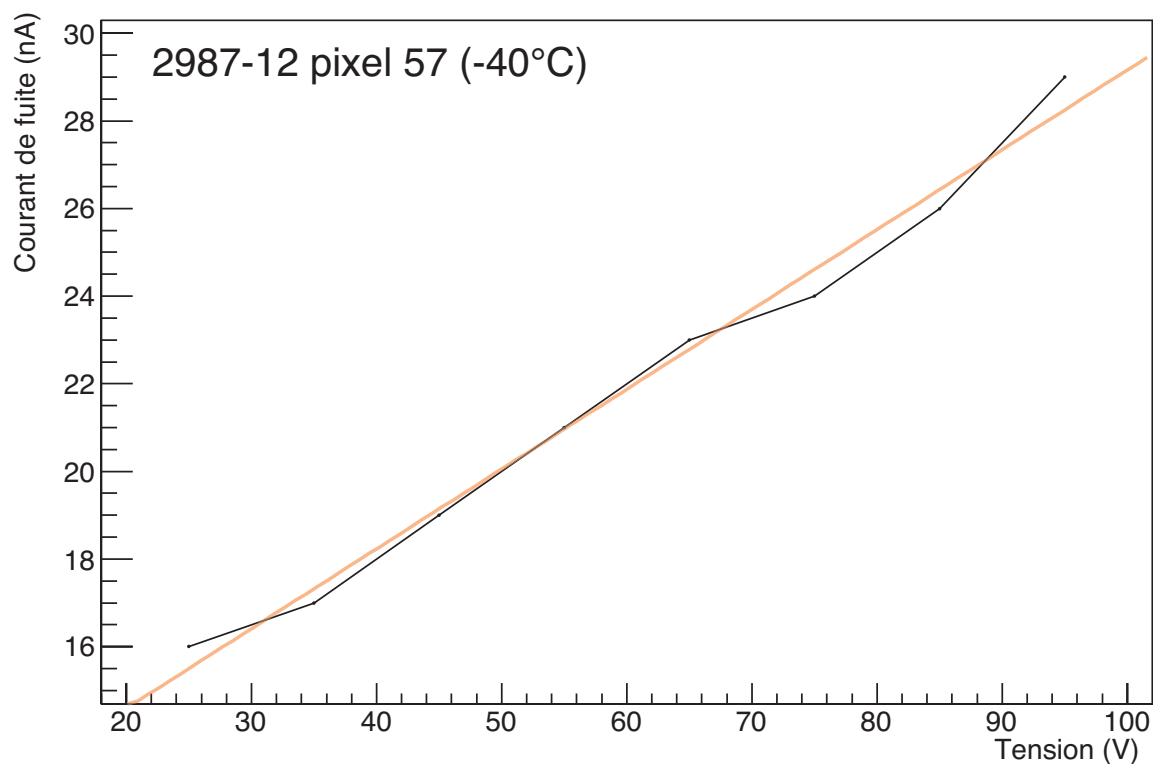


FIGURE 7.17 – Influence de la tension de polarisation sur le courant de fuite observée avec le détecteur 2D₁₂ à une température de -40 °C. En rouge l'ajustement linéaire des données expérimentales en noir.

rant induit produit une influence thermique négligeable sur le silicium, le courant devrait relativement peu varier, mais on a bien évidemment des courants de fuite notamment surfaciques qui augmentent linéairement avec la température. On peut effectivement observer sur la figure 7.17 l'augmentation quasi-linéaire du courant avec la tension appliquée sur le détecteur. Un ajustement linéaire nous donne une pente de $0,182 \pm 0,008$ V/nA et une ordonnée à l'origine de $11,0 \pm 0,5$ nA. Ces chiffres ne permettent pas de remonter à la résistivité du silicium qui n'est plus intrinsèque étant donné que celui-ci a été dopé de manière à faire la diode.

7.2.4 Spectres α et électrons de référence

Une fois le point de fonctionnement (-40 °C et 75 V) défini dans le paragraphe 7.2.3, nous pouvons établir un spectre de référence pour le pixel numéro 57 et ce pour différentes sources (α et électrons).

Avec la tri-source α décrite dans le paragraphe 6.2.4 nous avons pu obtenir le spectre de la figure 7.18. Nous pouvons y voir trois ensembles de pics correspondant respectivement

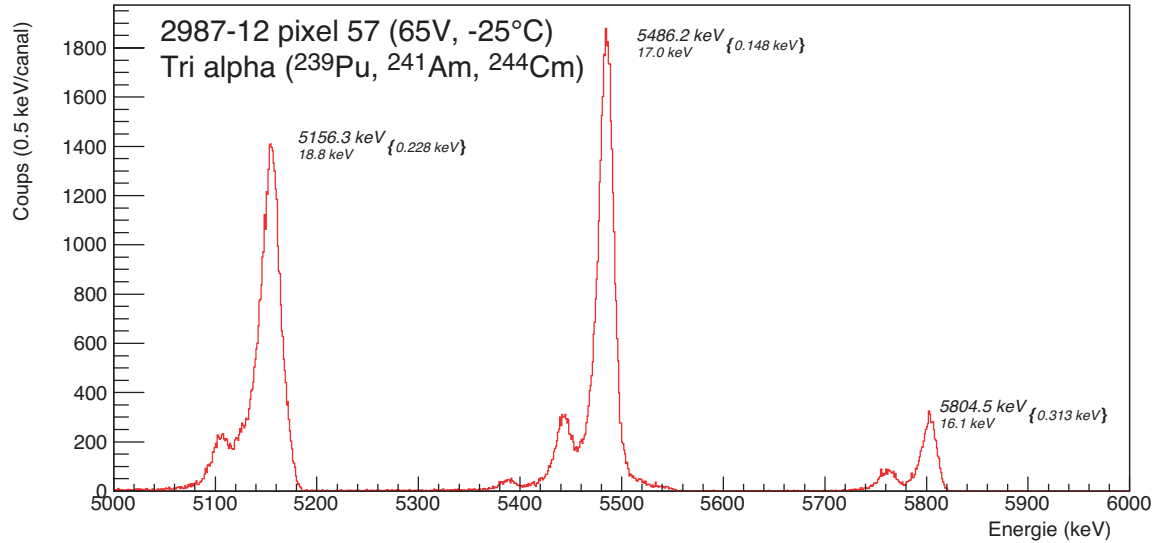


FIGURE 7.18 – Spectre obtenu avec une tri source α avec le détecteur 2D₁₂ sur le pixel 57, à -25 °C et 65 V. Les résolutions sont données en largeur à mi hauteur (FWHM).

au plutonium-239, à l'américium-241 et au curium-244. Le pic principal du plutonium-239 est plus large que les pics principaux des deux autres radioéléments. En fait, ce pic est un doublet de pics séparés de 13 keV⁶. Nous avons obtenu une résolution de $17,0 \pm 0,2$ keV sur le pic principal de l'américium-241 à 5,486 MeV, soit une résolution de 0,31 %. Les pics à 5,486 et 5,443 MeV sont bien séparés. Les deux pics du curium-244 à 5,763 et 5,805 MeV sont eux aussi bien séparés et on a même une résolution de $16,1 \pm 0,3$ keV soit 0,28 %!

Avec la source bismuth-207 décrite dans le paragraphe 6.2.4 nous avons pu obtenir le spectre de la figure 7.19. Elle présente quatre raies sur un fond continu. Le bismuth-207 décroît par capture électronique vers le plomb-207 et les électrons sont issus de la conversion électronique des transitions à 569,6 keV et à 1063,6 keV.

Le fond continu à basse énergie est également présent lorsque la source de bismuth n'est pas positionnée en face du collimateur. Il est dû aux diffusions multiples des électrons qui peuvent donc se retrouver sur le pixel étudié après une ou plusieurs diffusions sur les éléments environnants. Pour l'éviter, il faudrait utiliser un collimateur plus large, mais aussi plus lourd, ce que nous avons choisi de ne pas faire pour rester dans la gamme de fonctionnement de notre table XY⁷.

Seuls les pics correspondant à une conversion électronique sur un électron K du plomb⁸ donnent une distribution fine. C'est le cas des transitions à 481 keV ($569,6 \text{ keV} - E_K(\text{Pb})$) et à 975 keV ($1063,6 \text{ keV} - E_K(\text{Pb})$) qui présentent respectivement des résolutions de

6. 5,143 et 5,156 MeV.

7. Pour ces contraintes de masse nous n'utilisons que des collimateurs en aluminium.

8. $E_K(\text{Pb})=88,005 \text{ keV}$.

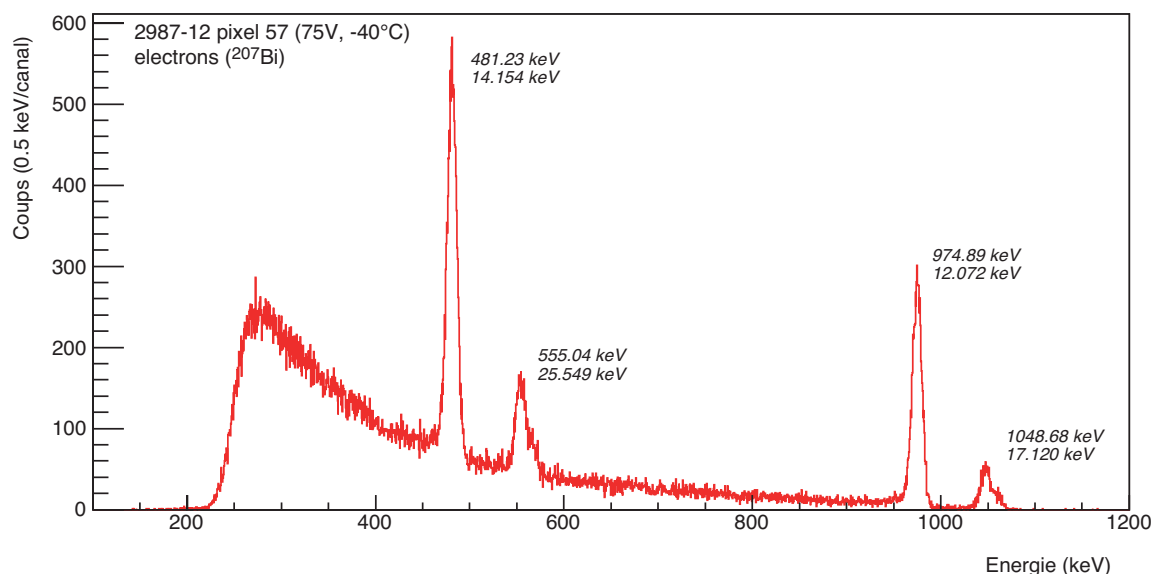


FIGURE 7.19 – Spectre obtenu avec une source électron de Bismuth avec le détecteur 2D₁₂ sur le pixel 57, à -40 °C et 75 V. Les résolutions sont données en FWHM.

14,2 keV (2,9 %) et 12,1 keV (1,2 %). Relativement à ce que nous obtenons sur les spectres α , ces résolutions sont moins bonnes, mais, les amplitudes des signaux sont également nettement plus faibles avec un bruit similaire.

Les pics à 554,5 (569,6 keV - $E_L(\text{Pb})$) et à 1048,9 (1063,6 keV - $E_L(\text{Pb})$) étant liés à des électrons de la couche L sont des multiplets du fait des 3 couches L du plomb⁹. Cela n'a pas de sens d'étudier les résolutions de ces deux pics.

7.2.5 Influence du positionnement des préamplificateurs

Une des questions importantes de S³ était "doit-on mettre les préamplificateurs à l'intérieur ou à l'extérieur de la chambre à vide". Les discussions sur ce point étaient alimentées par des retours d'expériences tendant à démontrer que l'on peut obtenir d'aussi bonnes résolutions avec un préamplificateur dans la chambre et au dehors.

En pratique, la différence de comportement tient principalement à trois influences :

- celle de la capacité ajoutée par la longueur des câbles et le passage du signaux vers l'extérieur,
- les questions de fiabilité à longue échelle temporelle des connecteurs additionnels et
- les problématiques de compatibilité électromagnétique.

Ces trois points nous feraient intuitivement tendre vers une solution avec les préamplificateurs à l'intérieur. Il faut cependant rappeler que si l'on met les préamplificateurs au plus près du détecteur, on se heurte aussi à la problématique de l'encombrement lié à un

9. $E_{L1}(\text{Pb})=15,861$ keV, $E_{L2}(\text{Pb})=15,200$ keV, $E_{L3}(\text{Pb})=13,035$ keV.



FIGURE 7.20 – À gauche on peut observer sur le détecteur 2D₁₂ une salissure qui semble perler en périphérie du silicium. À sa droite, le même détecteur après nettoyage. Les manipulations des détecteurs se font avec des gants pour éviter toute salissure. À droite, on peut observer l'étuve servant au nettoyage et la loupe binoculaire servant à inspecter le détecteur et à vérifier l'intégrité des bonds après nettoyage.

grand nombre de voies à disposer au plus près des détecteurs et à celui du contrôle de la température.

Dans SIRIUS, l'ensemble détecteurs silicium est au centre d'un ensemble de détecteurs germanium qui doivent d'une part être au plus près du DSSD et n'avoir que très peu de rétrodiffusions de photons par la matière environnante. Or le DSSD correspond à 256 voies d'électronique et le Tunnel à une centaine de voies! Ceci pose clairement une contrainte forte sur ce choix de positionnement.

Pour ce qui est de la température des préamplificateurs, comme elle a une influence directe sur leur gain, toute fluctuation affectera directement la résolution de détection. Il est en général mieux pour l'électronique de fonctionner à température ambiante. Nous pouvons certes tenter une régulation externe comme nous le faisons pour la température des détecteurs. C'est réalisable mais cela induit de nouvelles contraintes mécaniques.

Nous avons donc procédé pour S³ à la comparaison de deux solutions impliquant le même détecteur face à la même source α et équipé du même préamplificateur monté soit à l'extérieur, soit à l'intérieur de la chambre. Nous avons démontré que, du moment qu'une bonne compatibilité électromagnétique (CEM) est assurée, on obtient les mêmes résolutions avec le préamplificateur sous vide au plus près du détecteur qu'avec le préamplificateur à l'air. Il s'est avéré dans cette étude que le point limitant était la CEM. L'ensemble des valeurs présentées dans ce chapitre sont des valeurs issues de mesures avec le préamplificateur à l'extérieur de la chambre.

7.2.6 Influence de la qualité du collage du silicium

Un des problèmes qui nous a ralenti est lié à l'observation de la dégradation progressive de la résolution en source α . Nous avons un soucis connu au niveau du pompage sur le banc de test. Il avait été identifié dans les phases d'études préliminaire avec ce banc; en effet, la pompe turbomoléculaire était au départ pompée par une pompe à huile, ce qui

risquait de nous faire des remontées d'huile dans la chambre. Ce pompage primaire a donc été remplacé par des pompes sèches et l'ensemble du banc nettoyé en cuve à ultrasons et étuvé. Cependant, le problème a continué à se manifester. On voit sur la figure 7.20 à gauche un dépôt qui semble perler en périphérie du détecteur silicium et que nous avons pu enlever en suivant le protocole de nettoyage préconisé par MICRON.

Nous avons fini par mettre en cause le collage du détecteur silicium. En effet, il s'est avéré après discussion avec MICRON que le protocole de collage permettant à la colle utilisée de ne pas dégazer n'avait pas été respecté. Cet effet de dégazage s'est estompé avec le temps. Le point important est que MICRON ait pris en compte ce retour d'expérience dans le collage des détecteurs suivants.

7.3 Prototype "2D" MICRON 2987-5

Le second détecteur livré par le fournisseur est le prototype 2987-5 (que nous appelons D₅). Si ce dernier ne possède que neuf pixels non fonctionnels il possède en revanche un courant de fuite élevé (proche de 5 μ A pour le détecteur polarisé à température ambiante) ainsi qu'une tension de déplétion VD assez élevée aussi (56 V). C'est pourquoi lui non plus n'est pas considéré comme parfaitement fonctionnel par MICRON.

7.3.1 Données du fabricant

Lors de l'envoi de ce détecteur, MICRON nous a communiqué l'épaisseur du détecteur 670 μ m, celle de la zone morte (type 9.5G, < 50 nm), la tension de déplétion (qui est de 56 V), les courbes courant en fonction de la tension I(V) pour l'ensemble des pixels visible sur le haut de la figure 7.21 et les courants mesurés à la tension de déplétion et à VD + 30 V à température ambiante sur le bas de la figure 7.21.

On constate un courant de fuite à déplétion de l'ordre de 5 μ A, ce qui est relativement élevé. Nous pouvons également voir sur cette dernière figure neuf pixels non fonctionnels (les pads 9, 11, 15, 18, 25, 26, 54, 59 et 63) pour lesquels le courant de fuite de l'appareil est relevé, induisant des creux dans la courbe de droite de la figure 7.21. Pour les pixels fonctionnels, les courants de fuite relevés par pads sont tous autour de 70 à 80 nA à température ambiante.

Comme pour le détecteur 2D₁₂, le fournisseur n'a pas voulu prendre le risque de brancher des connecteurs du fait de la fragilité constatée sur les cadres de test. Nous ne disposons donc pas non plus de spectres constructeur pour ce détecteur.

7.3.2 Tests réception

C. Mathieu a réalisé les tests de réception pour ce détecteur dans les mêmes conditions que le détecteur 2D₁₂. Ainsi, il a réalisé les opérations suivantes afin de le caractériser :

- inspection visuelle et vérification des contacts,
- mesure du courant en fonction de la tension I(V) pixel par pixel,
- mesure de la capacité à 0 V et en fonction de la tension C(V) pixel par pixel.

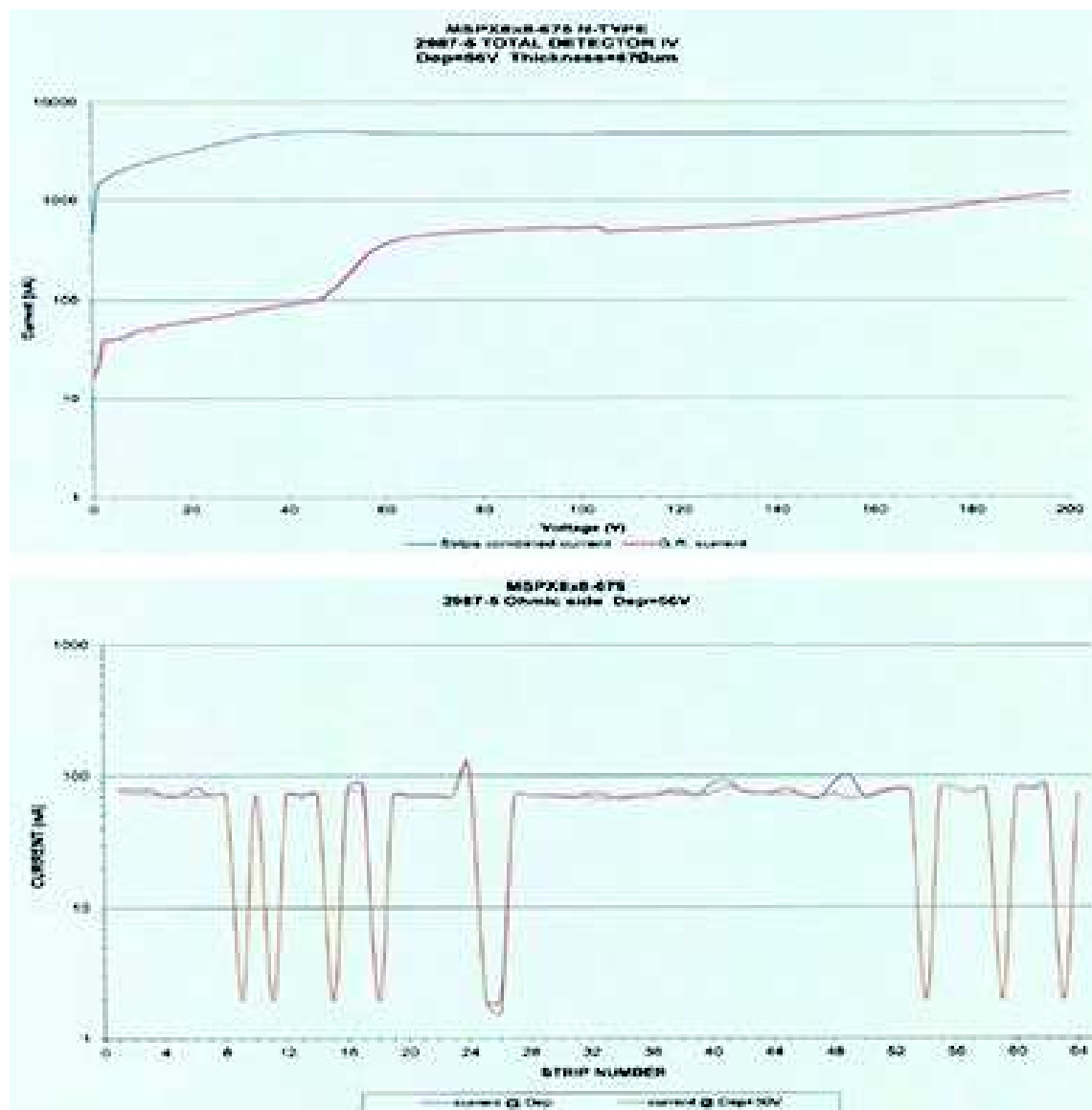


FIGURE 7.21 – Courbe de courant de fuite en fonction de la tension appliquée (en haut) et valeurs des capacités pour les pixels fonctionnels (en bas) pour le détecteur 2D₅ à V_d et $V_d + 30$ V.

L'ensemble des pixels ont été testés et analysés. On peut voir une partie de ces résultats sur la figure 7.22. On y observe l'augmentation du courant de fuite avec la tension appliquée, cette augmentation arrivant à saturation à la tension de déplétion. À partir de ces courbes, nous avons estimé une tension de déplétion de l'ordre de 50 V pour ce détecteur et avons retenu la valeur de 54 V donnée par MICRON.

Les capacités des pixels quant à elles diminuent avec la déplétion pour arriver à leur valeur nominale à la tension de déplétion. Comme ces mesures sont faites en ne polarisant que le pixel mesuré, le transitoire de déplétion diffère d'un pixel à l'autre du fait de la différence de géométrie des différents pixels. Au-delà de la tension de déplétion, ces deux courbes ne

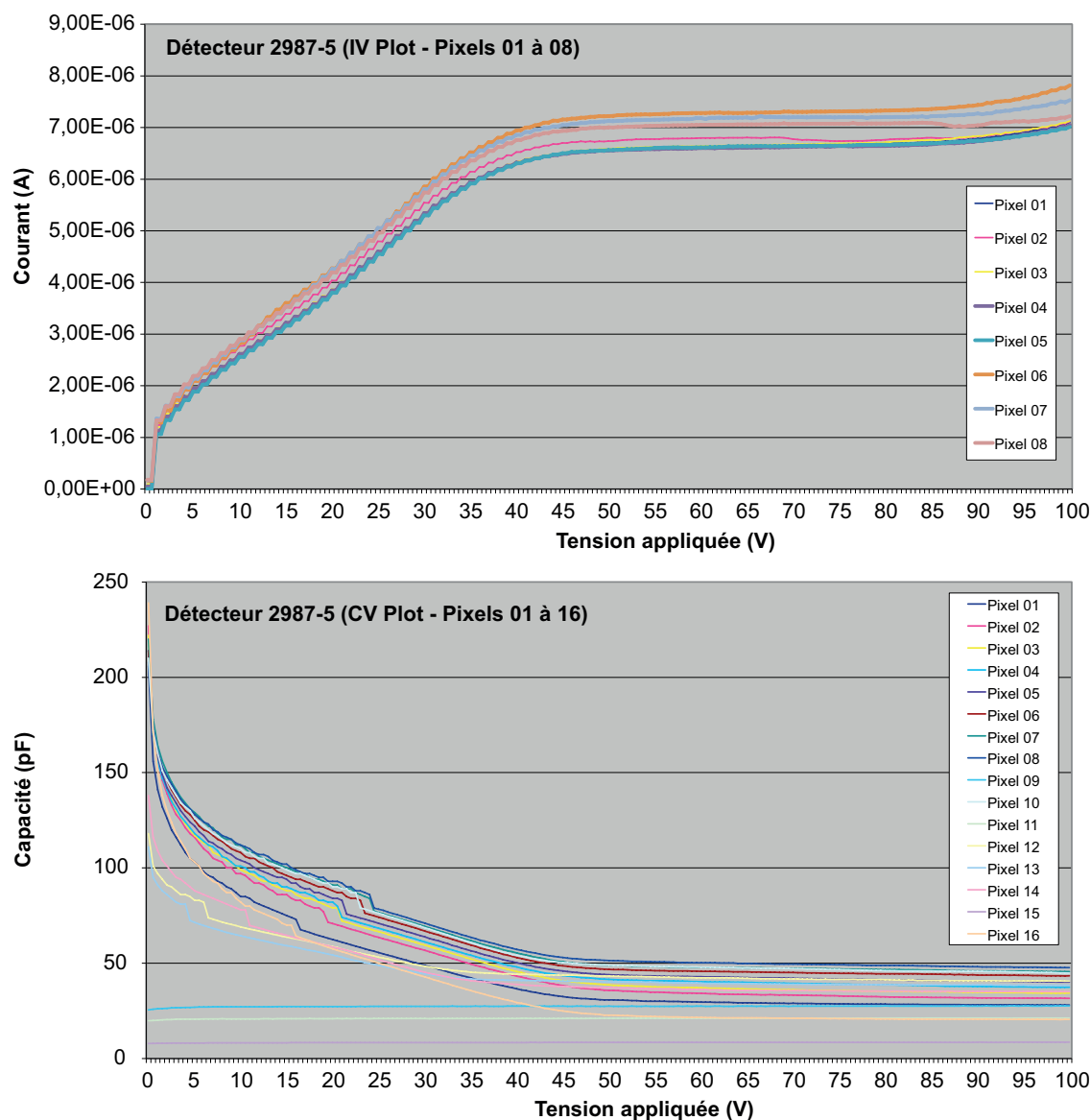


FIGURE 7.22 – Évolution avec la tension de déplétion à température ambiante des courants et des capacités de différents pixels mesurées par C. Mathieu à l'IPHC pour le détecteur 2D₅.

présentent pas de dérive contrairement au 2D₁₂. On a bien le plateau de fonctionnement attendu. Au-delà de 85 V, on constate cependant une augmentation du courant de fuite. Nous avons décidé de ne pas aller au-delà de cette valeur.

Comme c'était le cas pour les tests de réception du détecteur 2D₁₂, C. Mathieu a mesuré la capacité de chaque pixel du détecteur 2D₅ à différentes tensions. Nous avons pu en extraire à V_D et à $1,5 \times V_D$ la distribution des capacités mesurées. Les résultats à $1,5 \times V_D$ sont visibles sur la figure 7.23. On remarque tout de suite que seuls sept pixels sont non fonctionnels sur ce tracé. Les pixels 54 et 59 ont par la suite fonctionné correctement, le problème provenait d'un mauvais contact au niveau des broches.

Comme nous l'avons fait pour le détecteur 2D₁₂ nous avons tracé la capacité moyenne par rangée de pixels en fonction de la longueur de tracking qui dépend de la position du pixel dans la colonne. On voit sur la partie droite de la figure 7.23 une évolution linéaire du même type que celle observée pour le détecteur 2D₁₂. Notons qu'avec le détecteur 2D₅, qui ne possède aucune rangée entièrement défectueuse, nous avons plus de points pour cette étude que pour le détecteur 2D₁₂.

Grâce à un ajustement de ces points par une fonction affine et une soustraction de la composante surfacique liée au tracking similaire à celle effectuée pour le détecteur 2D₁₂, on obtient une capacité surfacique de 16,9 pF/cm² et une capacité linéique de 2,1 pF/cm de tracking. La capacité surfacique est cette fois bien meilleure que celle qu'avait annoncé MICRON (25 pF/cm²), ce qui nous permet d'attendre de très bons résultats. Par contre, la capacité de tracking légèrement supérieure à la valeur annoncée de 1,5 pF/cm, tout en restant compatible avec cette dernière sachant qu'un ordre de grandeur à un seul chiffre significatif nous était donné.

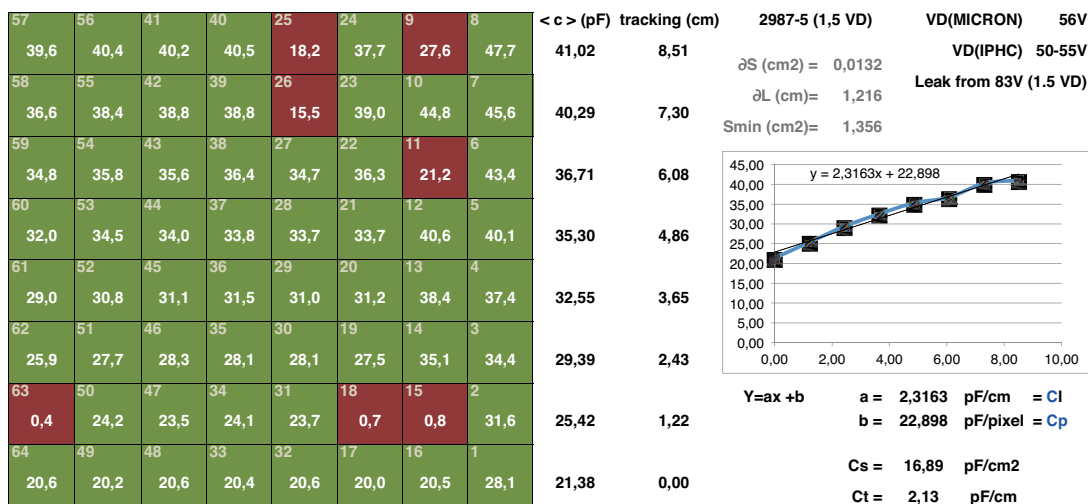


FIGURE 7.23 – À gauche les pixels non fonctionnels (en rouge) et les pixels fonctionnels (en vert) avec leur capacité mesurée. À droite, évolution de la capacité des pixels en fonction de la longueur de tracking pour le détecteur 2D₅.

7.3.3 Point de fonctionnement

Comme pour le détecteur 2D₁₂ dans la section 7.2.3, nous avons pu déterminer le point de fonctionnement optimal du détecteur 2D₅.

7.3.3.1 Influence de la température

Nous pouvons voir sur la figure 7.24 l'influence de la température sur la résolution du pixel 57. Nous avons réalisé cette étude pour différentes tensions de polarisation. Nous observons un plateau descendant, comme pour le 2D₁₂, cette fois à partir de -10° C avec très peu d'influence en dessous de -20 °C et toujours une forte influence de la température au-delà de 0°C cette fois. Nous avons donc choisi de travailler à -30 °C.

Comme nous l'avions fait pour le détecteur 2D₁₂, nous pouvons corréler cette figure avec l'évolution du courant de fuite dans le pixel utilisé. On peut à nouveau observer sur la figure 7.25 l'augmentation exponentielle du courant avec la température.

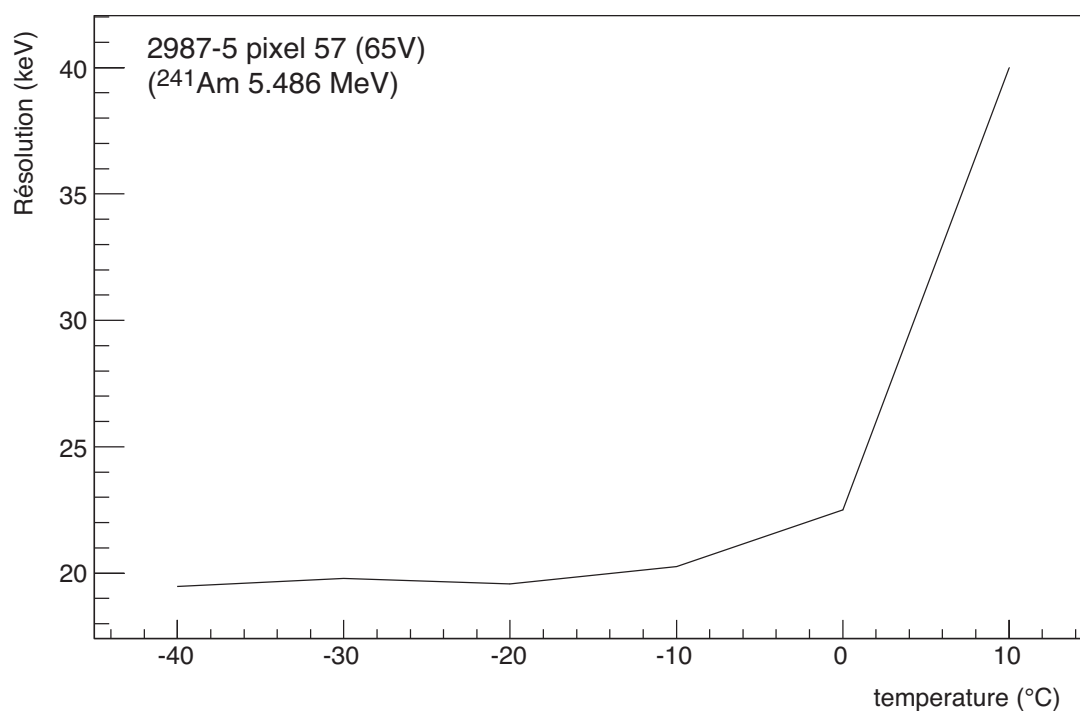


FIGURE 7.24 – Influence de la température sur les résolutions observées avec le détecteur 2D₅ pour une tension appliquée de 65 V.

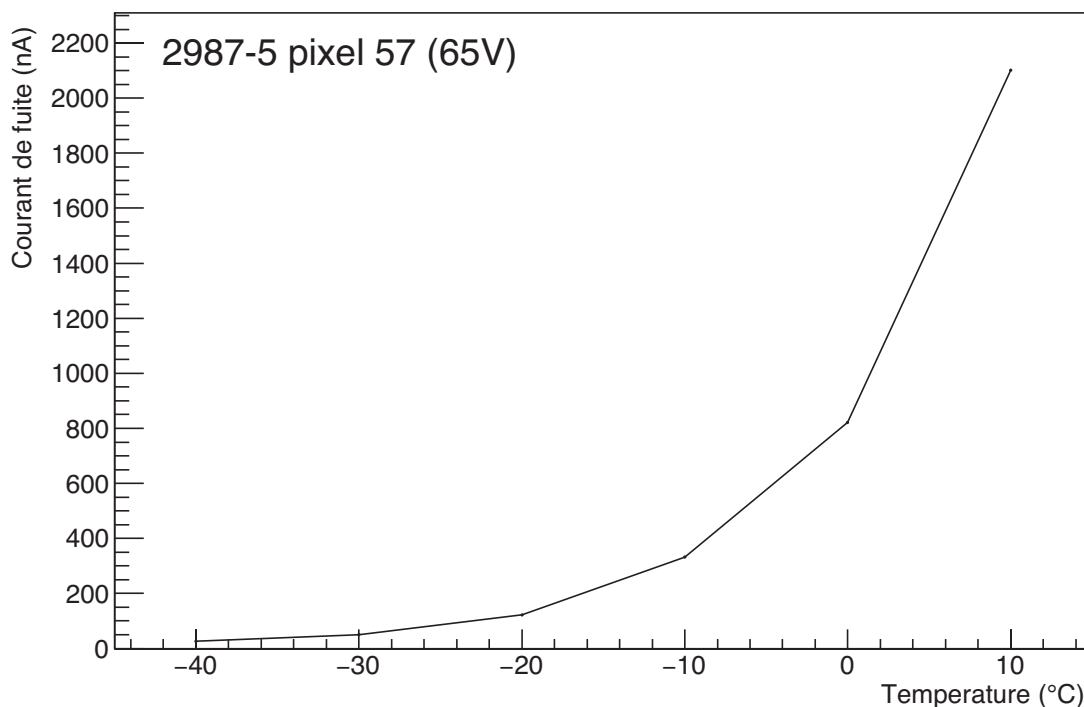


FIGURE 7.25 – Influence de la température sur le courant de fuite mesurée avec le détecteur 2D₅ pour une tension appliquée de 75 V.

7.3.3.2 Influence de la tension de polarisation

Nous voyons sur la figure 7.26 l'influence de la tension de polarisation sur la résolution du pixel 57. Nous avons réalisé cette étude pour plusieurs températures, mais la figure 7.26 est prise à -30 °C. Comme attendu, en dessous de la tension de déplétion (56 V) la résolution n'est pas très bonne, le détecteur n'étant pas entièrement déplété. Elle s'améliore avec la tension appliquée et ce, jusqu'à $V_d = 56V$. Au-delà de 75 V la résolution se dégrade à nouveau probablement en raison d'effets liés à l'augmentation du courant de fuite.

Cette figure doit donc être corrélée avec l'évolution du courant de fuite dans le pixel utilisé. On peut cette fois observer sur la figure 7.27 l'augmentation exponentielle et non quasi-linéaire du courant avec la tension appliquée sur le détecteur. Il semble donc ici que le courant induit ne produit pas une influence thermique négligeable sur le silicium.

Il faut toutefois constater que le niveau de courant est à la fois inférieur à celui observé sur la figure 7.25 et nettement supérieur à celui observé sur la figure 7.17 où on restait dans la gamme de la dizaine de nA alors que pour le détecteur 2D₅ la plus faible valeur est déjà à 70 nA !

Vu les courbes des figure 7.26 et figure 7.27, nous avons choisi de travailler à 65 V.

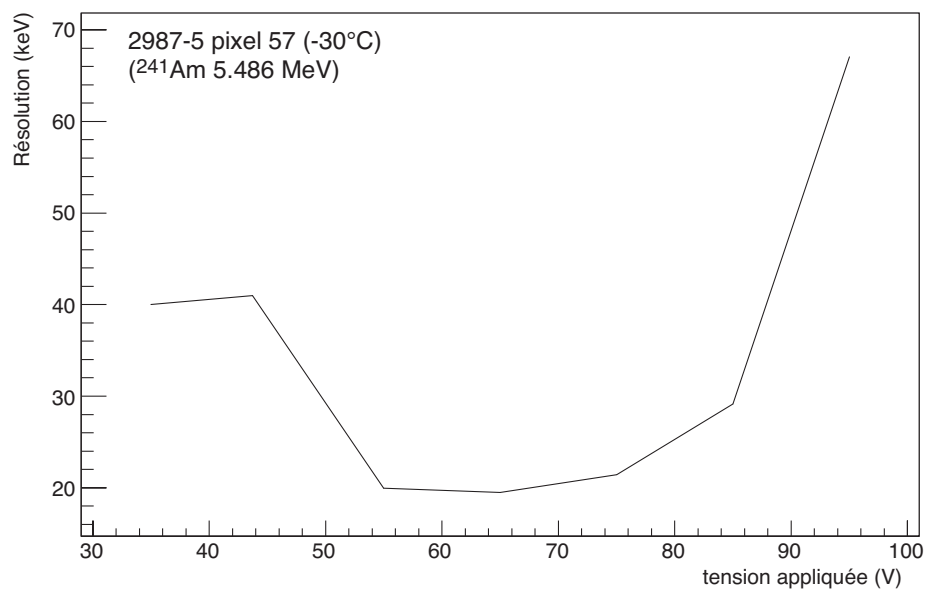


FIGURE 7.26 – Influence de la tension de polarisation sur les résolutions observées avec le détecteur 2D₅ à une température de -30 °C.

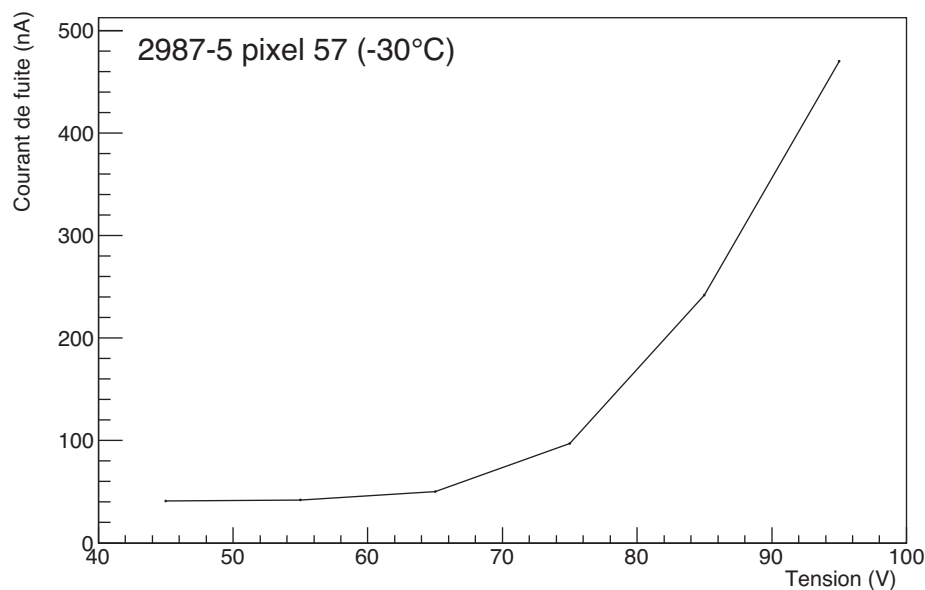


FIGURE 7.27 – Influence de la tension sur le courant de fuite observé avec le détecteur 2D₅ à une température de -40 °C.

7.3.4 spectres α et électron de référence

Maintenant que nous avons notre point de fonctionnement (-30 °C et 65 V cf. paragraphe 7.3.3), nous pouvons établir des spectres de références pour le pixel numéro 57. Avec la tri-source α décrite dans le paragraphe 6.2.4 nous avons pu obtenir le spectre de la figure 7.28. Comme attendu, nous observons un spectre similaire à celui de la figure 7.18. Nous avons obtenu une résolution de 17,6 keV sur le pic principal de l'américium-241 à 5,486 MeV, soit une résolution de 0,32 %. Les pics à 5,486 et 5,443 MeV sont bien séparés et on voit bien la plus grande largeur du pic principal du plutonium-239 qui est un doublet. Les deux pics du curium-244 à 5,763 et 5,805 MeV sont eux aussi bien séparés. Les résolutions sont d'aussi bonnes qualités que pour le détecteur 2D₁₂.

Avec la source bismuth-207 décrite dans le paragraphe 6.2.4 nous avons pu obtenir le spectre de la figure 7.29 qui est également assez similaire à celui obtenu pour le détecteur 2D₁₂. Nous pouvons y observer les quatre pics principaux de cette source d'électrons et nous obtenons des résolutions de 15,5 keV et 13,4 keV pour les électrons de 480 keV et de 975 keV respectivement. Ces résolutions sont un peu moins bonnes que celles obtenues pour le détecteur 2D₁₂.

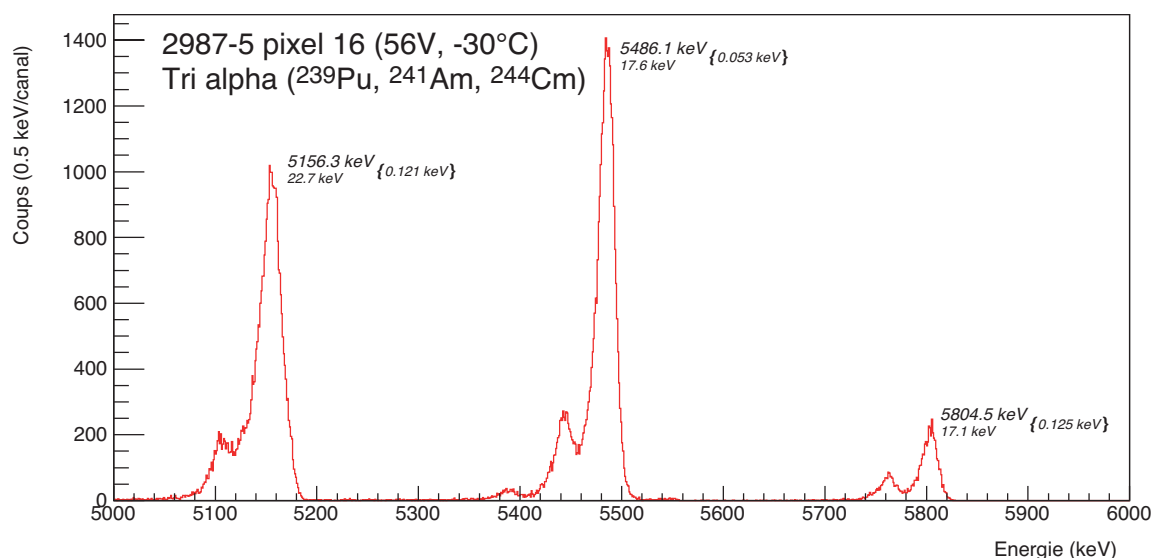


FIGURE 7.28 – Spectre obtenu avec une tri source α avec le détecteur 2D₅ sur le pixel 57, à -30 °C et 56 V. Les résolutions sont données en FWHM.

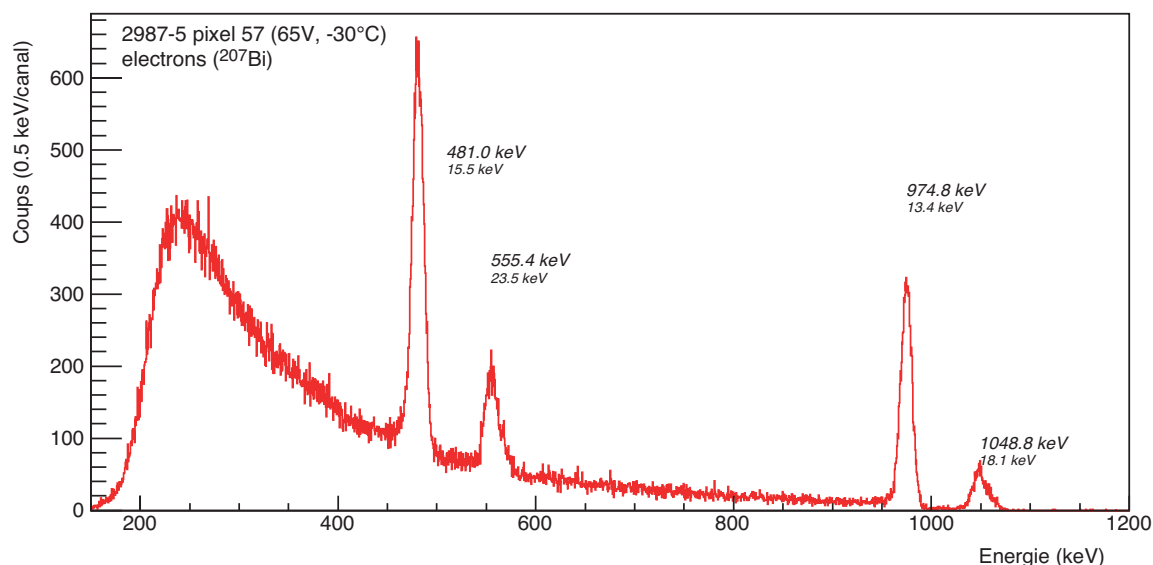


FIGURE 7.29 – Spectre obtenu avec une source électron de bismuth avec le détecteur 2D₅ sur le pixel 57, à -30 °C et 65 V. Les résolutions sont données en FWHM.

7.4 Études globales

7.4.1 Comparaison de préamplificateurs

Pour chacun des deux détecteurs (2D₁₂ et 2D₅) nous nous sommes placés au point de fonctionnement et nous avons réalisé plusieurs séries de mesures sur un même pixel en

Référence PA	Temps de décrois.	Gain	Résol. ²⁴¹ Am	Résol. ²⁴⁴ Cm
CR-110 v2.1	10 μ s	3,92 V/pC	17,57 $\pm$ 0,06 keV	16,96 $\pm$ 0,13 keV
CR-110 v2.1	20 μ s	3,92 V/pC	17,99 $\pm$ 0,05 keV	17,22 $\pm$ 0,11 keV
CR-110 v2.1	30 μ s	3,92 V/pC	18,39 $\pm$ 0,05 keV	17,16 $\pm$ 0,12 keV
CR-110 v2.1	40 μ s	3,92 V/pC	26,60 $\pm$ 0,14 keV	Non mesuré
CR-110 v2.1	50 μ s	3,92 V/pC	17,40 $\pm$ 0,05 keV	16,15 $\pm$ 0,12 keV
CR-110 v2.0	50 μ s	3,92 V/pC	20,60 $\pm$ 0,08 keV	20,10 $\pm$ 0,17 keV
CR-110 v2.0	50 μ s	1,40 V/pC	19,80 $\pm$ 0,06 keV	19,00 $\pm$ 0,14 keV

TABLE 7.1 – Comparaison des résolutions obtenues sur le pic à 5,486 MeV de l'²⁴¹Am et du pic à 5,805 MeV du ²⁴⁴Cm avec les différents préamplificateurs testés sur le pixel 57 du détecteur 2D₁₂. Notons que les CR110 v2.1 ont un temps de montée de 0,17 $\times$ Cd+3ns et les CR110 v2.0 un temps de montée de 0,40 $\times$ Cd+7ns. La capacité du pixel 57 est Cd = 49,4 pF, ce qui donne respectivement des temps de montée de 11,4 ns et 26,8 ns.

changeant de préamplificateur entre chaque série. Nous avons bien fait attention à prendre un temps d'attente d'une demi-heure entre chaque série pour laisser le préamplificateur se mettre en température. Nous pouvons voir dans le tableau 7.1 les résolutions obtenues. Nous pouvons constater le peu d'influence du préamplificateur sur la résolution, la seule valeur élevée (à 40 μ s de temps de décroissance) étant due à un problème de contact lors du branchement du préamplificateur. Il n'y a pas de variation systématique avec le temps de décroissance choisie. Les différences entre ces chiffres ne sont pas significatives.

On note toutefois que le choix d'un temps de montée rapide n'affecte pas non plus les résultats justifiant ce choix fort utile pour les études de forme d'impulsions. Pour les tests précédents avec les boîtiers préamplificateur, nous fonctionnions avec le préamplificateur CR110 v2.1 rapide haut gain (3,92 V/pC) avec un temps de décroissance de 50 μ s, pour ceux avec la carte multi-préamplificateurs nous utiliserons 24 préamplificateurs rapides haut gain avec un temps de décroissances de 30 μ s.

7.4.2 Mapping des 64 pixels

Le scan complet du prototype 2D₅ a été réalisé grâce à la carte multi-préamplificateurs conçue et réalisée par C. Mathieu. Comme nous pouvions mesurer le signal sur 24 pixels à la fois, trois séries de mesures et moins d'une journée nous ont été nécessaires pour obtenir les résolutions pour tous les pixels fonctionnels du détecteur. Les valeurs mesurées pour ces résolutions sont détaillées dans le tableau C.1 dans l'annexe C et représentées sur la figure 7.30.

Pour cette manipulation, il fallait avoir le recul nécessaire pour que la source irradie tout le détecteur. J'ai enlevé le système de support de source et le collimateur associé et fixé la source directement sur la table XY au fond de la chambre. De plus, les cartes TNT2D n'ayant que quatre entrées nous avons utilisé six cartes TNT2D en parallèle. Nous les avons gérées de façon globale avec le logiciel DTUC (au lieu de TUC). Ceci nous a permis d'avoir un démarrage unique de toutes les voies et de disposer dans les données de toutes les traces en parallèle. Il a fallu également adapter nos logiciels de lecture et d'analyse de données, ce qui a été fait par P. Brionnet, dont la thèse reprend la suite de mon travail sur S³, à partir d'une base établie par F. Déchery.

Les résultats présentés sur la figure 7.30 sont très prometteurs. Le moins bon des pixels est à 24,2 keV et le meilleur à 16,5 keV avec une moyenne à 18,2 keV. On observe une certaine fluctuation autour de cette moyenne, mais il est difficile de la lier à la modulation des capacités au sein des quatre groupes de 16 pixels. On a indiqué en pointillé ce que serait la modulation en chevron d'un bruit capacitif. Nous n'obtenons pas de corrélation claire.

Sur la figure 7.31 on a tracé le comportement attendu si la modulation était entièrement liée à un bruit capacitif (a) ou si cet effet ne devenait visible qu'au-delà d'un certain seuil en résolution. Il est difficile de conclure sur ce détecteur d'autant plus qu'on semble voir une dérive gauche droite sur la courbe 7.30. Il faut ici rappeler que ce détecteur a un courant élevé, relativement à ce qui est attendu pour les détecteurs suivants et que la moyenne de ces mesures tombe sur la spécification pour SIRIUS qui était d'être inférieur à 20 keV et de tendre vers mieux que 18 keV si possible avec l'électronique externe à la chambre.

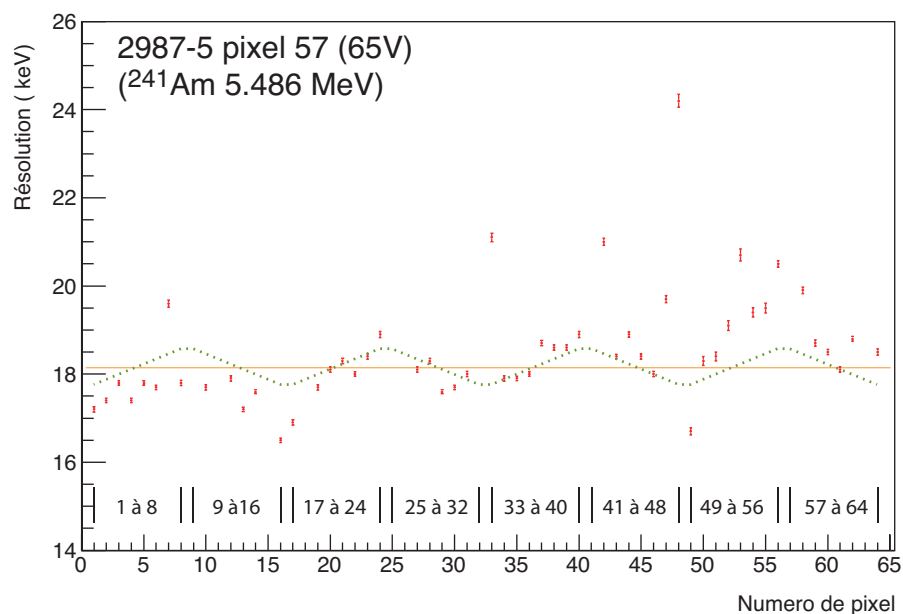


FIGURE 7.30 – Tracé des résolutions du détecteur 2D₅ pixel par pixel. On devine quatre sous structures liée aux 4 blocs de 16 pixels et une modulation en "chevron" liée à l'influence de la longueur de tracking dans ces blocs.

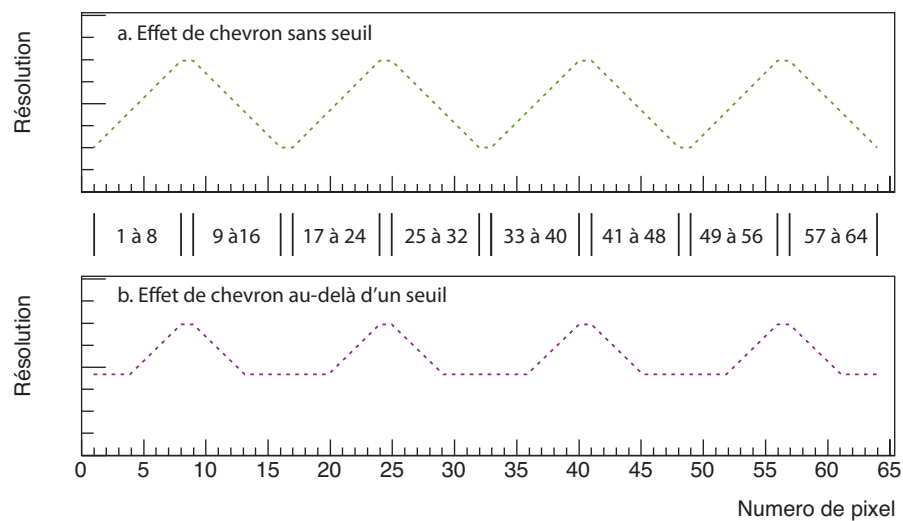


FIGURE 7.31 – Illustration de l'influence du bruit capacitif sur la résolution dans le cas où il influe de façon visible (a) pour tous les pixels (b) uniquement au-delà d'un certain seuil.

7.4.3 Étude en fonction de la capacité

Un des objectifs des prototypes de détecteur Tunnel est d'étudier les possibilités de regroupements de pixels. Ces derniers peuvent être réalisés par soudure de plusieurs pixels sur la même entrée de préamplificateur ou par un système d'interconnexions dans un circuit imprimé. En pratique, nous avons fait les deux.

Dans un premier temps, pour réaliser les premières mesures il a fallu que j'apprenne à souder avec grande précision les câbles coaxiaux des préamplificateurs sur la plaquette de branchement. En effet, Laurent Arnold qui effectuait jusque là ces opérations délicates avec grande précision et beaucoup de bonne humeur allait partir en retraite. Une fois cette opération maîtrisée, j'ai dé-soudé et re-soudé sous loupe binoculaire les bons pixels sur la petite plaquette PCB du boîtier préamplificateur se branchant sur le passage à vide. J'ai choisi de me brancher sur la colonne de pixel de 41 à 48 car c'est la seule colonne entièrement fonctionnelle possédant ses rangées voisines entièrement fonctionnelles. Ainsi, sur la plaquette j'ai pu souder ensemble (deux par deux) les pixels des deux colonnes, puis quatre par quatre et enfin six par six. Ceci nous a permis de réaliser la figure 7.32 donnant l'évolution de la résolution en fonction de la capacité pour une gamme de capacité allant de 20 à 240 pF. Les regroupements utilisés sont mentionnés à côté des points de mesure.

Nous pouvons constater que la résolution augmente comme attendu avec la capacité. En effet, sur les spécifications du préamplificateur, CREMAT indique une pente de bruit

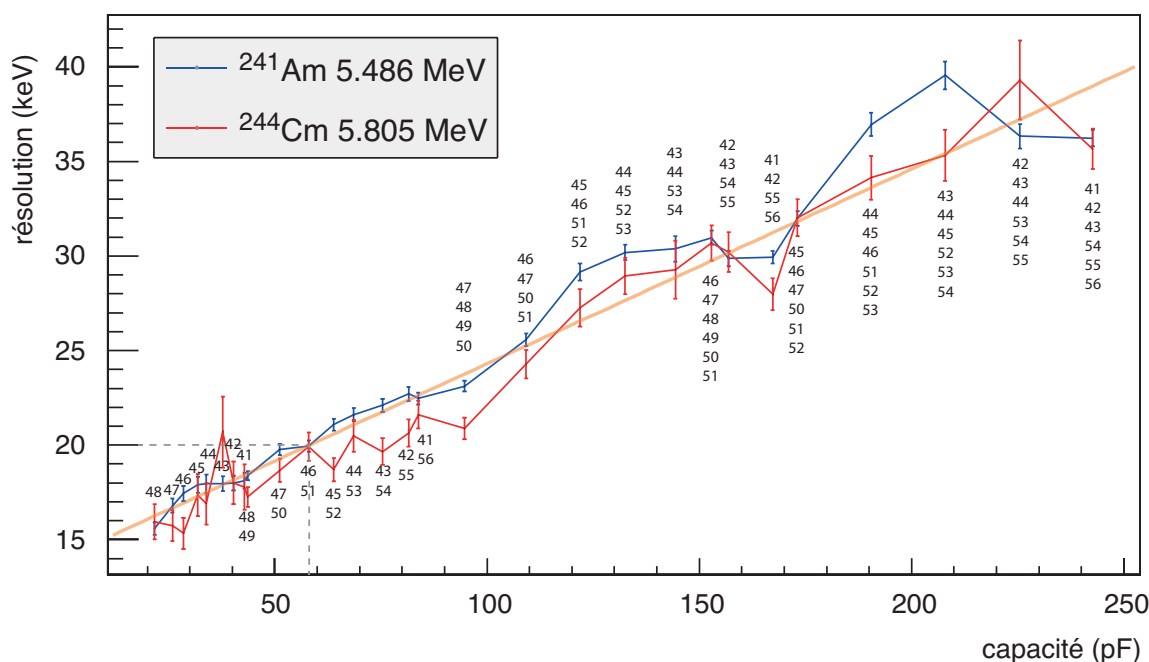


FIGURE 7.32 – Évolution de la résolution en fonction de la capacité pour différents pixels et regroupements de pixels sur le détecteur 2D₅ à -30 °C et 65 V.

de charge (ENC) correspondant à 3,8 électrons RMS par pF de capacité. Par contre, on n'observe pas de plateau à basse capacité, pour les valeurs où ce bruit est négligeable par rapport aux autres contributions.

En effet, on peut considérer que ce bruit devient négligeable en dessous d'une certaine valeur de capacité que nous noterons C_{max} . On considère ce bruit négligeable s'il a une influence sur la résolution inférieure à 10 % soit 1,5 keV, avec une énergie de création de paires de 3,62 eV par paire on obtient une fluctuation maximale sur le nombre d'électrons de 380 paires. Avec la pente ENC de notre préamplificateur, on obtient une limite C_{max} à 100 pF. Cette contrainte de résolution sur les capacités sera appelée "règles des 100 pF" dans la suite de ce document.

Cette valeur de 100 pF pour 1 keV de résolution nous indique un pente bien plus faible que celle mesurée qui est de 0,12 keV/pF ou encore 33 electrons/pF. Le détecteur a un courant relativement important, ce qui pourrait expliquer ces effets. Sur la figure 7.32, on a également reporté la limite à 20 keV qui correspondrait pour ce détecteur à une capacité regroupée de l'ordre de 60 pF. La règle des 100 pF appliquée à ce détecteur ne permettrait donc pas d'atteindre l'objectif en résolution de SIRIUS, mais sera probablement le cas sur les suivants.

Notons que cette règle des 100 pF nous aurait été extrêmement utile dans la phase initiale de design des détecteurs Tunnel. En effet, elle nous impose des pixels ou strips de surface inférieure à 4 cm² (on a 25 pF/cm² pour un détecteur de 675 μ m). Elle aurait de fait éliminé la solution à 8×8 strips. Avec un détecteur de 100 cm² il faudrait 25 strips par face pour répondre au critère de bruit capacitif ou alors un détecteur plus épais. En effet, avec 1 mm d'épaisseur, on arrive à 17 pF/cm², et on pourrait répondre à la règle des 100 pF avec 17 strips par face.

La solution proposée pour SIRIUS trouve finalement ici une belle justification. En effet,

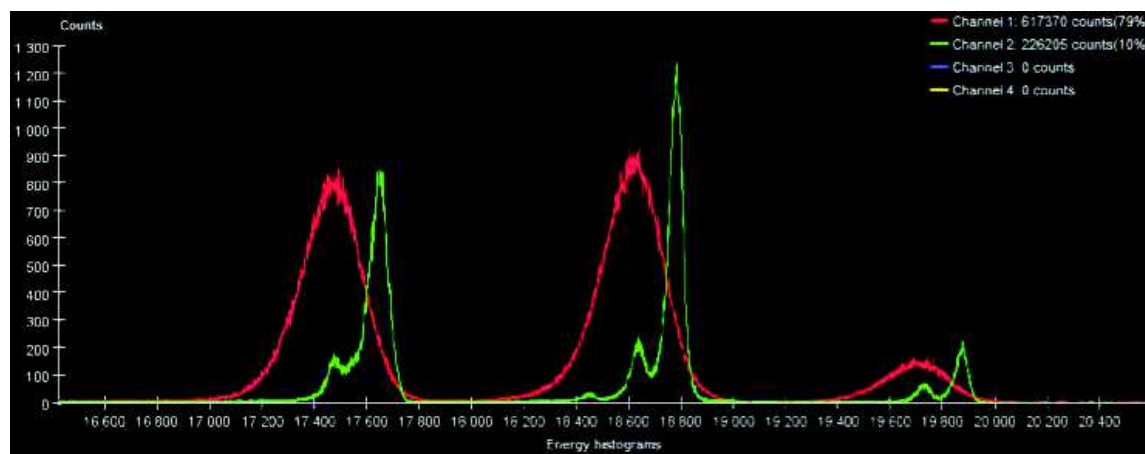


FIGURE 7.33 – Comparaison du spectre α obtenu avec un pixel côté ohmique en vert et le grand pixel côté jonction en rouge pour le détecteur 2D₁₂.

les solutions à strip étant double face, elles demandent plus de voies électroniques selon la règle des 100 pF qu'une solution simple face. En effet, seule la solution simple face répond au critère souhaité qui est d'avoir environ 24 voies électroniques par détecteur Tunnel. Par contre, dans une telle solution, vu la surface du grand pixel unique côté jonction, le signal sur le grand pixel présente de facto une résolution déplorable ! On peut en effet, voir sur la figure 7.33 un spectre de notre source tri- α avec un pixel côté ohmique en vert et le grand pixel côté jonction en rouge. Si la résolution côté ohmique permet de bien séparer les pics. On voit bien que ce n'est absolument pas le cas côté jonction.

Pour cette solution basée sur des stripy-pads, il faut également tenir compte dans les regroupements de pixels du côté ohmique des capacités des strips. De plus, pour des contraintes liées à la reconstruction d'événements, nous avons intérêt à limiter les gros regroupements des pixels proches du DSSD. Il s'agit des pixels avec les capacités les plus importantes (du fait de leur grandes longueurs de tracking), ce qui est plutôt arrangeant. Plusieurs solutions de regroupements de pixels ont été étudiées.

7.4.4 Analyses de formes d'impulsions

En conditions d'expérience, les particules α et les électrons de conversion sont émis par un noyau implanté dans le détecteur DSSD comme cela est illustré sur la partie de gauche de la figure 7.34. Dans ce cas, la particule α ne déposera dans le détecteur Tunnel que la part d'énergie restante une fois sortie du DSSD et une fois la zone morte du Tunnel passée. Nous avons souligné l'importance de cette nouvelle génération de détecteurs sans zone morte dans le chapitre 5.

Comme on peut le voir sur la partie droite de la figure 7.34, ces particules α partageant leur énergie entre le DSSD et le détecteur Tunnel, elles se retrouvent sur une droite anti-diagonale sur le tracé de l'énergie dans le DSSD en fonction de l'énergie dans le Tunnel. Ce type de graphe 2D permet partiellement de séparer les électrons des particules α . En effet, les électrons ayant un parcours plus long dans le silicium que les particules α , la perte dans le DSSD est négligeable.

Un des objectifs de SIRIUS est de pouvoir faire la différence avec les détecteurs Tunnel entre une particule α s'échappant du DSSD et déposant le reste de son énergie dans le détecteur Tunnel et un signal lié à un électron qui tomberait dans la même gamme d'amplitude que celui lié au reliquat d'énergie de la particule α . En pratique, à nombre de charges équivalent déposé par une particule α et un électron, les densités linéiques de paires créées ne sont pas les mêmes. On doit donc être capable, sur la base d'analyse de forme d'impulsion, de faire la différence entre ces deux événements en analysant les fronts de montées des signaux.

7.4.4.1 Analyses de fronts de montée

Si ces analyses sont réalisables, l'orientation du détecteur est primordiale, étant donné que selon qu'une particule dépose son énergie du côté jonction ou du côté ohmique ce n'est pas le même porteur de charge qui aura le plus long parcours et qui contribuera le plus au signal. Ainsi une des orientations aura tendance à diminuer les différences de

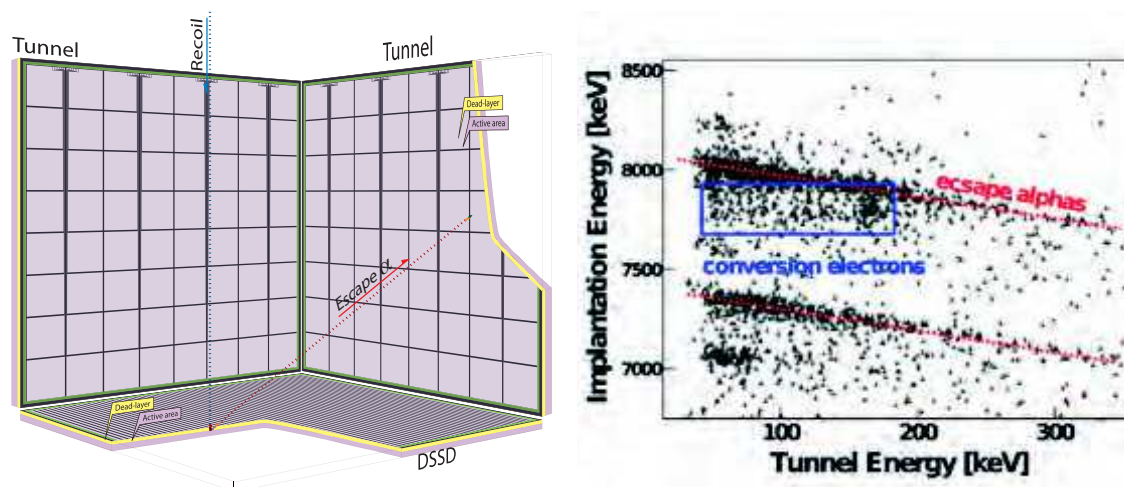


FIGURE 7.34 – À gauche, illustration de l'implantation d'un noyau de recul suivie de l'émission, lors de sa décroissance, d'une particule α . Cette dernière s'échappant du DSSD finit sa course dans le détecteur Tunnel. À droite, courbe expérimentale correspondante à l'énergie d'implantation dans le DSSD corrélée à l'énergie déposée dans le Tunnel. On voit bien des lignes diagonales correspondant à un partage de l'énergie des particules α entre le DSSD et le détecteur Tunnel, ainsi qu'en dehors de ces diagonales l'énergie des électrons de conversions observés en coïncidence avec les particules α [Hau14].

temps de parcours tandis que l'autre les amplifie. Une première approche consiste déjà à comparer les fronts de montées pour des électrons et α émis côté ohmique ou côté jonction du détecteur, en prenant toujours le signal sur un même pixel côté ohmique.

Dans un semi-conducteur, les trous sont attirés par la face dopée p+ (jonction dans la cas du wafer de type n de SIRIUS) et les électrons vont vers la face dopée n+ (ohmique dans notre cas). Leur vitesse est le produit de la mobilité par le champ électrique appliqué. Or, la mobilité des électrons dans du silicium à température ambiante¹⁰ est de $1350 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ alors que celle des trous n'est que de $480 \text{ cm}^2/\text{V.s}$. Les électrons et les trous ne se déplaçant pas à la même vitesse dans un semi-conducteur, il fallait donc être capable de faire cette expérience non seulement pour prouver sa faisabilité, mais aussi afin de déterminer comment orienter les détecteurs Tunnel, c'est-à-dire mettre le côté ohmique ou le côté jonction du côté intérieur de la boîte silicium de SIRIUS.

Pour cela, nous avons pris les traces d' α et d'électrons enregistrées en configuration banc de test "classique". Il s'agit de la configuration décrite dans le chapitre précédent avec les sources sur leur support arrosant le détecteur 2D₅ côté ohmique. Si nous superposons ces

10. Ces valeurs de mobilité μ dépendent de la température, du champ électrique appliqué, du dopage et de l'orientation cristalline du détecteur. Dans le cadre de S³, nous travaillons avec des champs électriques inférieurs à 1000 V/cm , une orientation cristalline (1, 0, 0) et des températures suffisamment élevées, ce qui nous permet de n'être pas trop loin des valeurs de mobilité indiquées ici.

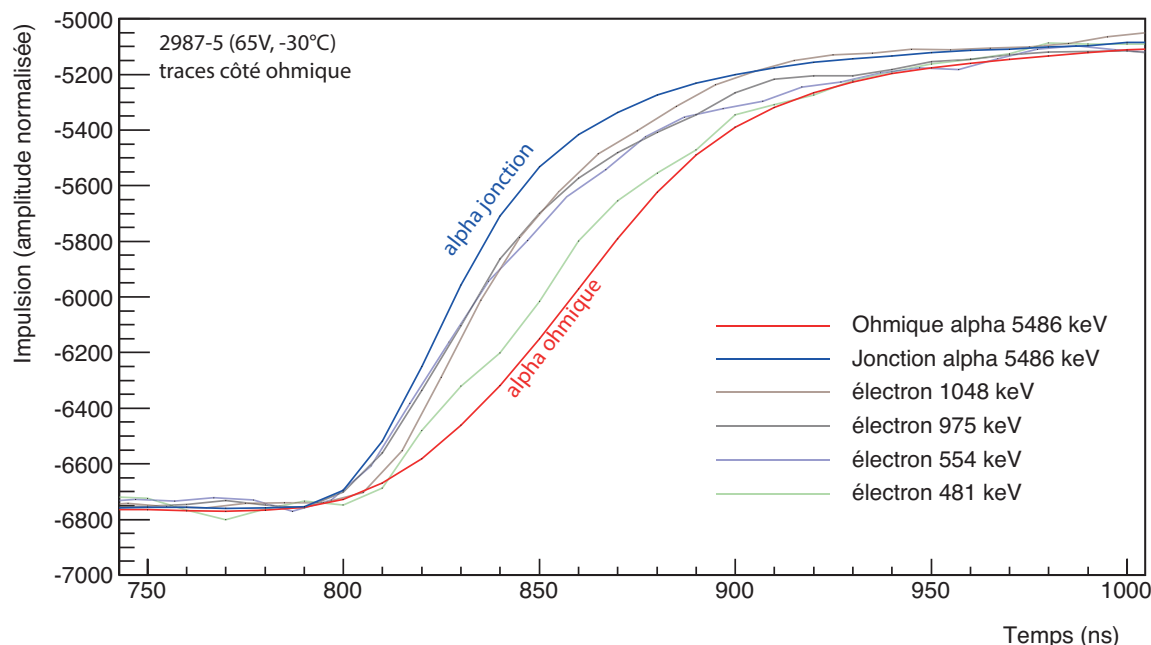


FIGURE 7.35 – Traces normalisées d' α et d'électrons prises du côté ohmique du détecteur 2D₅ à -30 °C et 65 V. À noter en bleu une trace d' α prise côté jonction pour comparer.

traces nous obtenons la figure 7.35. Ensuite, nous avons pris les traces d' α et d'électrons avec les sources du côté jonction du détecteur 2D₅. Les résultats sont visibles en figure 7.36. Pour prendre ces mesures, nous avons fait faire à l'atelier mécanique une fine pièce de métal permettant de glisser une source derrière le détecteur et arroser ce dernier du côté jonction¹¹. Sur ces deux figures, nous avons systématiquement reporté la trace α correspondant au côté opposé à celui correspondant aux traces électrons. On constate dans un premier temps que les traces α ohmique et jonction sont bien séparées.

Dans un second temps, on constate également que ces traces α ohmique et jonction encadrent les traces liées aux électrons et que l'on sépare bien les traces α et électron. On s'attendait à ces résultats et ils représentent une très bonne nouvelle pour les questions d'analyse de formes d'impulsion (PSA¹²).

Dans un troisième temps, on constate que la dispersion des traces des électrons est plus importante si l'on positionne la face ohmique en face de la source (figure 7.35). En effet, nous pouvons voir que les traces électrons prises avec la source du côté jonction (figure 7.36) sont très proches de la trace α prise côté jonction contrairement à celles prises côté ohmique (figure 7.35).

Par conséquent, ceci indique clairement que nous avons intérêt pour notre projet à

11. Il faut noter que les deux faces ont des implantations du type 9.5G dites "zero zones mortes".

12. PSA : Pulse Shape Analysis.

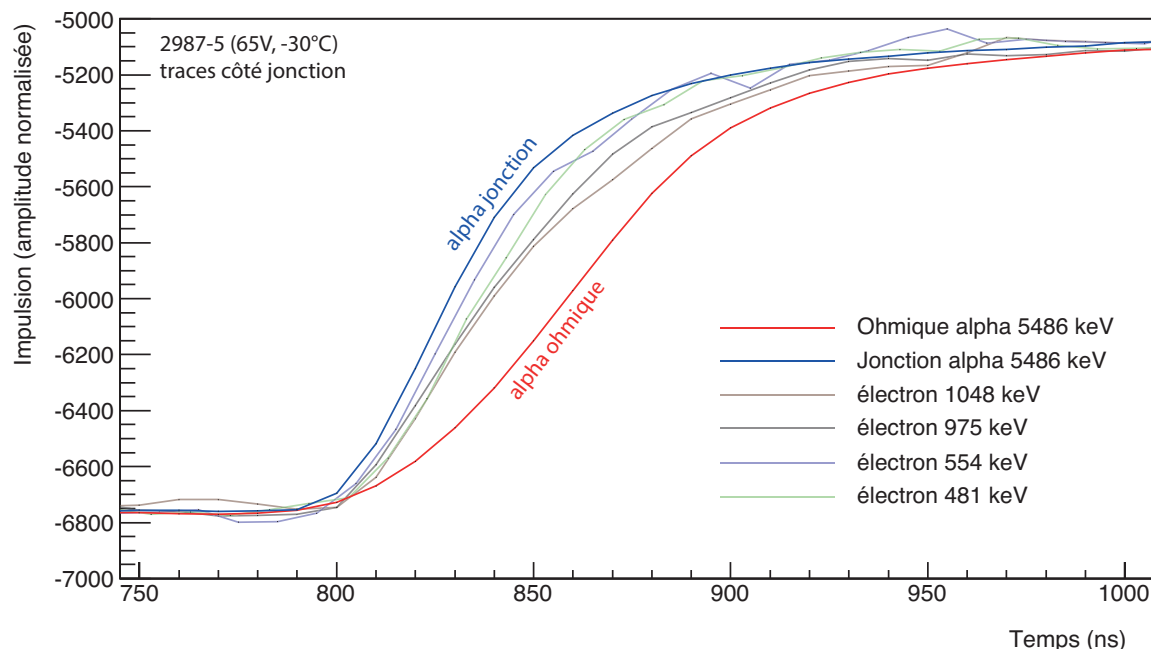


FIGURE 7.36 – Traces normalisées d' α et d'électrons prises du côté jonction du détecteur 2D₅ à -30 °C et 65 V. À noter en rouge une trace d' α prise côté ohmique pour comparer.

orienter les détecteurs Tunnel de manière à ce qu'ils aient la face ohmique à l'intérieur de la boîte silicium SIRIUS. Je rappelle que la face ohmique est celle ayant tous les pixels étant donné que nous avons fait une lithographie "n on n" sur ce silicium. Il serait donc intéressant de discuter une solution du type "p on p" avec MICRON qui permettrait d'éviter les implantations entre les pixels.

7.4.4.2 Analyses de forme d'impulsion

En plus de ces comparaisons visuelles de signaux pour des particules α et pour des électrons sur la base de fronts de montées, on peut entrer dans une analyse de formes d'impulsion quantitative afin de pouvoir amener les arguments physiques permettant de discriminer, signal après signal, entre le signal d'un électron ou d'une particule α .

En source c'est aisé du fait de la différence d'amplitude significative. En expérience, la particule α ayant perdu une partie de son énergie dans le DSSD, son signal peut se retrouver dans les gammes d'amplitude des électrons et un simple seuil ne permet donc pas de discriminer.

Pour simuler ces conditions, nous avons interposé entre la source α et le détecteur une feuille de mylar de 28 μm permettant de ramener les signaux liés aux particules α l'ayant traversée dans une gamme d'amplitude de notre source d'électrons. De fait les pics de notre tri-source α ne sont plus aussi bien résolus et sont représentés par trois distributions

relativement larges. F. Déchery a pris cette analyse de PSA en charge. Elle donnera lieu à une publication [Dec15b]. Comme on peut le voir sur la figure 7.37, les distributions des spectres se recouvrent bien.

J'ai pris un jeu de données (spectres bruts et traces avec le pixel 57 du détecteur 2D₁₂ à 65 V et à -35 °C) électrons et α dégradés avec les sources du côté ohmique et du côté jonction du détecteur. Comme illustré sur la figure 7.37, F. Déchery a extrait de chaque trace :

- l'amplitude maximale Q_{max} de la trace,
- le temps t_{10} de passage à 10 % de l'amplitude maximale,
- le temps t_{90} de passage à 90 % de l'amplitude maximale,
- le courant maximum I_{max} et
- l'amplitude A_J du trapèze Jordanov correspondant.

pour analyser ces données en terme de PSA.

Il a ainsi pu positionner l'ensemble de ces traces dans les matrices à deux dimensions $[t_{10}, A_J]$, $[t_{90}-t_{10}, A_J]$, $[t_{90}-t_{10}, I_{max}]$ et $[t_{90}-t_{10}, I_{max}/A_J]$. Comme on peut le voir sur la figure 7.38, l'ensemble de ces espaces permet de séparer plus ou moins bien les distributions correspondant aux électrons et aux α . Il est difficile à l'œil de voir quelle est le meilleur espace pour effectuer un contour de séparation.

Dans chacun de ces espaces bidimensionnels, on peut faire un contour de sélection qui sépare la distribution des particules α de celle des électrons. On voit ces contours sur les quatre espaces de la figure 7.38. Comme ces distributions se recouvrent, il y aura dans la sélection une certaine proportion de l'ensemble des particules α et un certains nombre d'électrons se faisant passer pour des α . Le tableau 7.2 regroupe les statistiques des sélections effectuées sur le meilleur contour possible dans chacun des espaces bidimensionnels.

Après une colonne permettant d'identifier l'espace concerné par la ligne de donnée, la deuxième colonne indique la proportion de l'ensemble des particules α qui est sélectionnée par le contour. La seconde colonne indique, en % de l'ensemble des évènements de la sé-

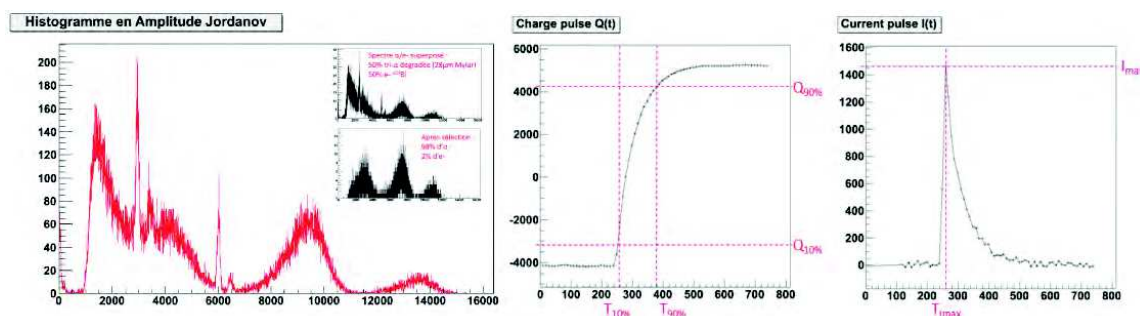


FIGURE 7.37 – Superposition du spectre électrons avec le spectre de particules α d'énergie dégradée (à gauche). Trace avec les variables définies sur la charge (au centre) et sur sa dérivée, le courant (à droite). En insert exemple de spectres α /électrons séparés de sélections 2D [Dec15b, Dec15d].

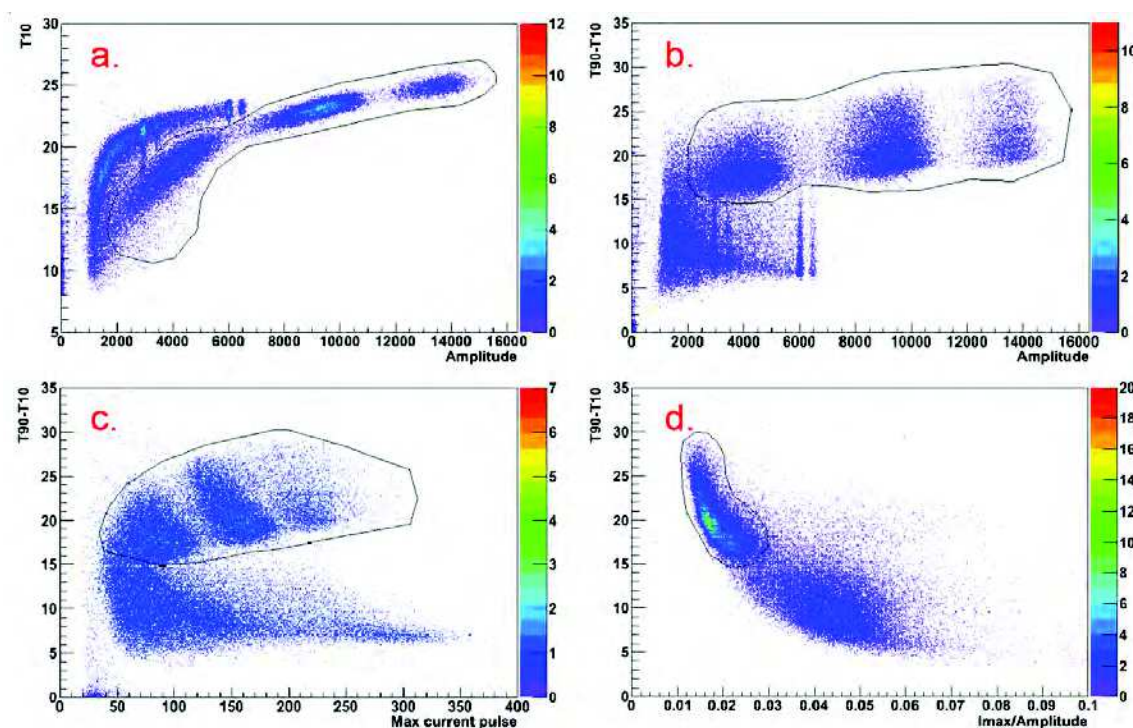


FIGURE 7.38 – Tracés 2D des données électrons et α dégradés avec les tracés en fonction de l'amplitude (a) $[t_{10}, A_J]$, (b) $[t_{90}-t_{10}, A_J]$, (c) le tracé $[t_{90}-t_{10}, I_{max}]$, et (d) le tracé $[t_{90}-t_{10}, I_{max}/A_J]$. On voit leur capacité relative de séparation des distributions liées aux électrons et aux α dégradés [Dec15b, Dec15d].

lection, la proportion de vrais α . La troisième colonne indique le nombre d'électrons dans la sélection en proportion du nombre total d'électrons dans le jeu de données. La dernière colonne donne un facteur de mérite le ratio entre la proportion d' α retrouvé et la proportion d'électrons contaminants (ratio de la colonne 2 et 4). Plus ce facteur est grand, plus l'espace est sélectif.

Espace bidimensionnel	Proportion d' α retrouvés	Vrais α dans la sélection	Proportion d' e^- contaminants	Facteur de mérite
a. $[t_{10}, A_J]$	96,3 %	89,1 %	6,1 %	15
b. $[t_{90}-t_{10}, A_J]$	90,0 %	93,0 %	3,5 %	25
c. $[t_{90}-t_{10}, I_{max}]$	90,3 %	96,7 %	1,6 %	56
d. $[t_{90}-t_{10}, I_{max}/A_J]$	83,4 %	98,3 %	0,8 %	109

TABLE 7.2 – Tableau comparatif des qualités de discrimination offertes par les différents espaces bidimensionnels [Dec15b, Dec15d].

On constate dans le tableau 7.2 que c'est l'espace bidimensionnel $[t_{90}-t_{10}, I_{max}/A_J]$ qui est le plus sélectif entre les distributions liées aux électrons et celles liées aux particules α dégradées. Les spectres correspondant à cette sélection sont reportés en encart de la figure 7.37. Dans la situation réaliste S³-SIRIUS, la sélectivité sera probablement meilleure étant donné que le fond d'électrons lié aux diffusions multiples sera moins important étant donné que les angles solides correspondant aux surfaces actives seront plus grands en géométrie Tunnel. Ce travail sera repris sur le détecteur de pré-série et publié [Dec15b].

7.5 Conclusion sur le prototype

Les deux détecteurs prototypes 2D₁₂ et 2D₅, bien que non pleinement fonctionnels, nous ont permis à la fois de valider et améliorer le banc de test S³-SIRIUS de Strasbourg et de faire les validations physiques nécessaires au passage à la phase suivante du projet. Nous avons ainsi pu démontrer leurs très bonnes caractéristiques en terme de spectroscopie α avec des résolutions de l'ordre de 17 keV pour des α de près de 6 MeV, ce qui est parfaitement dans les objectifs de SIRIUS. Les caractéristiques en électrons sont bonnes aussi, bien que nettement moins que ce que nous attendions, c'est-à-dire environs 6 keV de résolution à 500 keV. Pour les électrons, nous sommes au double des spécifications, mais il faut noter que le courant de fuite des détecteurs peut fortement jouer et que ces détecteurs ne sont pas au niveau de qualité des suivants. Ces résultats de spectroscopie sont donc très encourageants.

Ces détecteurs ont également permis de démontrer qu'il était équivalent pour la spectroscopie α de mettre le préamplificateur dans la chambre et à l'extérieur de la chambre, tout en mettant en lumière la nécessité impérieuse d'arriver à un niveau suffisant de compatibilité électromagnétique sur l'ensemble de la chaîne électronique.

Par ailleurs, nous avons pu démontrer notre capacité à caractériser les capacités surfaciques et linéiques de tracking. Il a été possible de montrer que ces deux détecteurs se positionnent très bien en terme de capacité surfacique avec des capacités C_S de 23 et 17 pF/cm² là où MICRON nous annonçait 25 pF/cm² et des capacités de tracking C_t de 1,9 et 2,1 pF/cm là où MICRON nous annonçait 1,5 pF/cm. Ces résultats sont excellents et de très bonne augure pour la suite du projet.

Ces études de capacités, nous ont également permis de valider le concept de regroupement de pixels et de considérer qu'il ne sera très probablement pas nécessaire de refaire un design spécifique à pixels regroupés avant de passer à la production en série de ces détecteurs. L'ensemble de ces résultats devra naturellement être validé par le détecteur de pré-série à venir discuté dans le chapitre suivant.

Plus important encore, nous avons pu démontrer la capacité de ces détecteurs à différencier, à amplitude équivalente, les signaux liés à une particule α ou à un électron. Cela a donné lieu à une étude d'analyse de formes d'impulsions faite par F. Déchery qui donnera prochainement lieu à un article dédié. Nous avons également pu déterminer quelle orientation du détecteur nous permettra de mieux différencier ces α des électrons et déterminer qu'il fallait mettre le côté ohmique (côté des pixels) à l'intérieur de SIRIUS, faisant face au DSSD.

Ces détecteurs ont mis en évidence que la solution céramique pour les supports de

détecteurs n'était pas la mieux adaptée pour la version 3D avec le côté ohmique à l'intérieur. Ils ont donné une solide base de décision pour le design des détecteurs pré-série. Ils nous ont également permis d'acquérir un savoir faire pour leur manipulation, les procédures de nettoyage de ces détecteurs et de mettre en place tout ce qui est nécessaire pour les prochains détecteurs, les détecteurs de pré-série discutés dans le chapitre suivant. Grâce à ces études et à l'optimisation du banc de test, nous pouvons à présent scanner entièrement les détecteurs et obtenir les meilleurs spectres possibles, et ce, dans un temps tout à fait raisonnable.

Chapitre 8

Le détecteur Tunnel de S³-SIRIUS version "3D"

Sommaire

8.1	Retour d'expérience de la phase 2D	166
8.1.1	Étude thermique	166
8.1.2	Orientation du silicium	167
8.2	Le concept 3D	168
8.2.1	Solution en aluminium sérigraphié	168
8.2.2	Solution 3D aluminium hybride	170
8.2.3	Boîtes de stockage et transport	173
8.2.4	Adaptation du banc de test	174
8.2.5	Solution pour le regroupement de pixels	174
8.3	Concept mécanique 3D	175
8.4	Détecteur 3D MICRON 2987-17	176
8.4.1	Données du fabricant	176
8.4.2	Tests de réception	179
8.4.3	Point de fonctionnement	181
8.4.4	Spectre α de référence	182
8.5	Étude globale	183
8.5.1	Mapping des 64 pixels	183
8.5.2	Évolution des capacités	184
8.6	Conclusion sur le détecteur de pré-série	185

8.1 Retour d'expérience de la phase 2D

Les prototypes de détecteur Tunnel décrits dans le chapitre précédent ont permis de valider le concept envisagé pour le Tunnel de S³-SIRIUS. Ils ont en outre présenté de très bonnes caractéristiques en terme de résolution pour les particules α . La version 2D de notre détecteur Tunnel a permis à Fabien Déchery de mettre en évidence la capacité de ces détecteurs à discriminer des signaux issus de particules α échappées d'un DSSD et de signaux induits par des électrons. Ce point important donnera lieu prochainement à une publication dédiée [Dec15b], que je co-signerais, basée sur les résultats similaires obtenus à partir du détecteur 3D.

Ces détecteurs nous ont également permis de valider le banc de tests S³-SIRIUS à l'IPHC. Nous avons acquis une expertise certaine pour les différentes manipulations liées à ce détecteur. Avec notre banc de tests, il est donc possible de caractériser un détecteur en jouant sur sa tension de polarisation et sa température avec un niveau de bruit extrêmement faible.

Fort de notre retour d'expérience et en prévision de la phase suivante, un certain nombre de modifications ont été apportées tant pour le détecteur que pour notre banc de test. En effet, comme nous l'avons mentionné dans la conclusion du chapitre 7, ces prototypes nous ont permis de mettre en lumière certaines limitations liées au choix du support en céramique. Fort de cette expérience, nous avons pu itérer notre concept de détecteur Tunnel vers sa version quasi-finale 3D qui sera présentée dans les paragraphes suivants.

La version 2D de notre détecteur Tunnel m'a également permis de travailler avec Pierre Brionnet qui a débuté sa thèse de doctorat avec Olivier Dorvaux. Cela m'a permis de passer progressivement la main, afin qu'il puisse poursuivre ces études avancées de notre détecteur Tunnel. Ainsi, je ne reporterai dans ce mémoire que les travaux liés à la maturation du concept de Tunnel 3D et les premiers résultats suivant la réception du détecteur de pré-série. Les études avancées concernant ce détecteur 3D seront détaillées dans la thèse de P. Brionnet [Bri17]. Ces résultats donneront lieu d'ici la fin de l'année à une publication dédiée [Fau15] basée sur les résultats obtenus à partir du détecteur 3D.

8.1.1 Étude thermique

Un des retours d'expérience de la phase 2D est qu'il faut absolument refroidir le silicium pour limiter le courant et avoir de bonnes résolutions. Avec un détecteur de bonne qualité, c'est-à-dire ayant un courant de fuite relativement faible, on devrait trouver une température optimale de fonctionnement aux environs de 0°C. Pour les détecteurs prototype Tunnel, nous avons vu qu'il fallait descendre plus bas en température. Il faut donc être capable de le faire sur le banc de test comme sur le montage SIRIUS final. C'est pour ces raisons que nous avons choisi de ne pas utiliser de cadres en PCB-FR4¹.

Une simulation de comportement thermique basé sur notre concept mécanique 3D que l'on peut voir sur l'image de gauche de la figure 8.1 a été effectuée par Gérard Gaudiot. Il a imposé aux pieds des détecteurs Tunnel une température de -30°C et une dissipation thermique de 10 mW par détecteur silicium. Avec des supports entièrement PCB, comme

1. PCB sur un substrat isolant en FR4 (tissu de verre et de résine époxy).

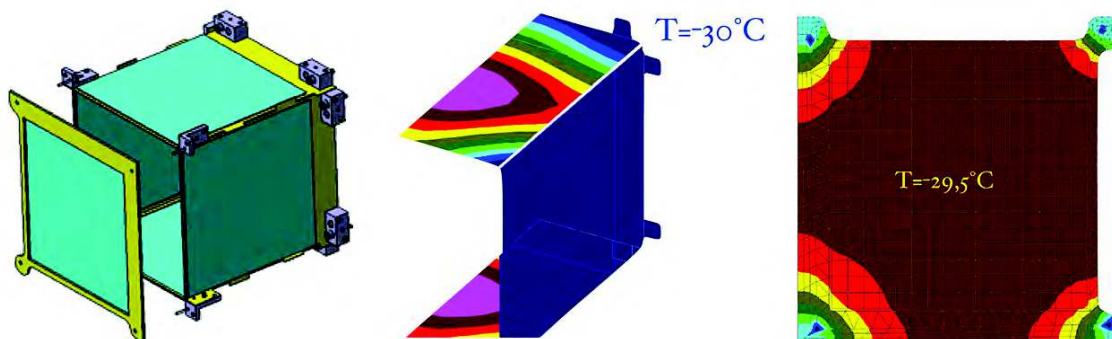


FIGURE 8.1 – Vue du concept 3D tel que nous l'avons envisagé pour la solution céramique (à gauche) et résultat de l'étude thermique sur ce modèle (au centre et à droite).

ceux utilisés pour MUSETT, la température d'équilibre au milieu du DSSD est de $-16,5^{\circ}\text{C}$. Par contre, comme on peut le voir sur la figure 8.1, avec une solution en céramique comme celle utilisée dans la phase 2D, la température d'équilibre descend à $-29,5^{\circ}\text{C}$, soit un peu plus demi degré d'écart sur l'ensemble de la boîte silicium. Une solution avec des cadres entièrement en aluminium est encore meilleure et présente à l'équilibre une température de $-29,8^{\circ}\text{C}$ au centre du DSSD.

Certes les solutions PCB permettent bien de refroidir l'ensemble de silicium mais avec des gradients importants et des durées de transitoires plus longues. Avec une solution aluminium, même si le courant de fuite augmente dans un des détecteurs silicium induisant une surchauffe localisée, l'usage d'aluminium laisse une marge significative en terme de refroidissement pour limiter les effets de cette chauffe et l'isoler. Il faut noter que le coefficient de dilatation thermique du silicium monocristallin étant de $23.10^{-6}/^{\circ}\text{K}$, le PCB a un coefficient 10 fois inférieur avec $3.10^{-6}/^{\circ}\text{K}$, la céramique (Al_2O_3) quant à elle est à $7.10^{-6}/^{\circ}\text{K}$. À nouveau, la solution aluminium avec ses $15.10^{-6}/^{\circ}\text{K}$ se retrouve au plus près des valeurs pour le silicium et présente donc le moins de contraintes mécaniques thermo-induites.

8.1.2 Orientation du silicium

Une des contraintes majeures pour la réalisation du support 3D est l'orientation du silicium Tunnel dans le montage 3D. Comme nous l'avons discuté dans le chapitre 7, le fait de placer la face ohmique à l'intérieur de la boîte silicium, face au DSSD, permet d'apporter une meilleure discrimination entre α et électrons. Ceci conduit à placer les 64 pixels à l'intérieur de la boîte de détecteurs silicium. Cependant, la connectique correspondante devrait se trouver à l'extérieur de la boîte pour éviter toute interaction avec les noyaux de recul.

Ces résultats ont été présentés en management board de SIRIUS le 6 octobre 2014 au GANIL. Nous avons à l'époque écarté la solution céramique et avons deux solutions de cadres aluminium à l'étude : la solution de sérigraphie sur substrat métallique isolé (SMI)

et une solution hybride Aluminium-PCB, les deux sont présentées dans la section suivante. Le choix d'orientation du silicium a été validé sous réserve de la validation des solutions techniques proposées.

8.2 Le concept 3D

Comme cela était discuté dans le chapitre 4, nous avons coupé notre projet d'étude de silicium Tunnel en deux phases : la phase prototype dite "2D" et la phase pré-série dite "3D". Nous souhaitions dans un premier temps, pour la phase prototype, disposer d'un silicium sur un support en céramique pouvant être monté en géométrie 3D. Comme nous l'avons discuté dans le chapitre 7, le fournisseur MICRON n'a pas pu nous délivrer ce détecteur sur un support céramique 3D. Nous avons alors opté pour une version plus robuste en géométrie 2D. C'est finalement l'IPHC qui a fourni à MICRON les supports céramiques 2D qui ont accueilli les détecteurs prototypes Tunnel.

La solution céramique utilisée pour la phase 2D n'a pas été retenue pour la phase 3D du fait de sa fragilité, de son coût et de sa complexité de mise en œuvre. Par ailleurs, nous avons déjà identifié au moment de ce choix deux solutions aluminium relativement simples à mettre en œuvre. Ces solutions sont présentées dans les paragraphes qui suivent.

8.2.1 Solution en aluminium sérigraphié

En parallèle à l'étude des détecteurs prototypes Tunnel, nous avons poursuivi les investigations des différentes solutions possibles pour le support final dédié à la géométrie 3D. Nous avons notamment étudié la possibilité d'utiliser une sérigraphie sur plaque aluminium isolée basée sur la technologie de sérigraphie sur substrat métallique isolé (SMI). Emmanuel Gamelin a mis à jour une nouvelle version informatique du concept 3D en conséquence et



FIGURE 8.2 – Prototype de support aluminium sérigraphié 2D. À gauche la plaque de 9 supports telle que reçue du fournisseur. Au centre plaque sérigraphiée découpée, lamée et anodisée (vue côté jonction). À droite, le même support avec le silicium de test mécanique (vu côté ohmique).

Marie-Hélène Sigward a fait une recherche de fournisseurs pour une solution SMI. Parmi les sociétés contactées, seule la société ELVIA a accepté de faire un SMI double face. Par ailleurs, cette société maîtrisait ces techniques tant sur un support cuivre qu'un support aluminium. Bien que le cuivre présente un intérêt thermique évident, ses caractéristiques mécaniques n'ont pas permis de le retenir. Nous avons donc opté pour une solution sérigraphie sur aluminium. Cette société a donc été sollicitée pour la réalisation d'un prototype 2D aluminium. On peut voir la plaque sérigraphiée sur la partie gauche de la figure 8.2. Avec une plaque, on dispose de 9 cadres, ce qui positionne cette solution assez bas en coût.

Une fois cette plaque sérigraphiée, Eddy Dangelser a procédé pour nous à des essais de découpes et de lamages. Ces derniers se sont avérés particulièrement délicats du fait de la présence d'une couche d'isolant. Une fois le bon matériau de fraise déterminé le problème a été réglé, même si ces opérations restent délicates. Il a donc été possible de réaliser les découpes souhaitées validant ainsi cette solution d'un point de vue mécanique.

Afin d'éviter tout problème de court-circuit au niveau du lamage permettant d'insérer de silicium dans le support, nous avons décidé de passiver ce cadre avant d'y insérer le détecteur. Nous avons confié cette opération à l'entreprise ALOXAN qui avait déjà travaillé avec l'atelier de mécanique. Ce traitement est réalisé après sérigraphie et découpe. Nous avons donc bien veillé à protéger les pistes par un adhésif thermorésistant lors du passage dans les différents bains de passivation. La couche d'oxyde obtenue est de 22 à 25 μm .

Le résultat obtenu était extrêmement prometteur bien que cette solution ait le défaut de ne pas permettre de réaliser des trous métallisés pour le passage de signaux de la face avant à la face arrière. Pour mémoire, ceux-ci étaient réalisés grâce à des vias traversant le substrat de céramique dans la solution céramique 2D. Pour contourner ce problème, Marie-Hélène Sigward avait prévu dans le routage de sa solution SMI-2D des trous qui, une fois la plaque passivée, permettaient de passer de la face avant à la face arrière un certain nombre de signaux par des fils isolés [Sig14]. On les voit bien sur l'image centrale de la figure 8.2. Pour résumer, les avantages de cette solution SMI double face sont :

- la possibilité de réaliser un cadre 2D et/ou 3D,
- une bonne conductivité thermique (même avec la couche passivée isolante),
- une dilatation thermique compatible avec le silicium,
- la possibilité de réaliser un lamage pour loger le silicium,
- un faible dégazage,
- un faible prix (100 euros par support),

et les inconvénients sont les suivants :

- la conductibilité électrique du substrat nécessite une passivation des faces internes,
- l'usinage délicat (ce point est plus lié à la finesse de la pièce qu'au choix du substrat ou de la technique),
- la difficulté de réalisation de vias entre faces.
- le problème de couplage capacitif entre les voies.

Le prototype 2D a également servi à faire une validation mécanique des découpes au format 3D. À nouveau, les découpes se sont avérées relativement délicates, mais E. Dangelser a réussi à faire un prototype satisfaisant, validant ainsi cette technique comme solution possible pour la version 3D. On peut le voir sur la partie droite de la figure 8.3.

C'est finalement d'un point de vue électronique que cette solution a été écartée. En



FIGURE 8.3 – À gauche la plaque SMI en cours de découpe sur la fraiseuse numérique. On notera que vu la finesse de la pièce, une pièce de support a été réalisée. Au centre plaque SMI avec connecteurs en tests de positionnement dans le banc de test. À droite, résultat d'un essai de découpe 3D sur un cadre SMI 2D. On y a monté le détecteur silicium de test mécanique.

effet, du fait de la faible épaisseur d'isolant ($100\text{ }\mu\text{m}$) entre la sérigraphie et la plaque d'aluminium à la masse, cette solution induit un couplage capacitif relativement important entre les différentes voies électroniques.

8.2.2 Solution 3D aluminium hybride

Le gros avantage d'une solution à substrat isolant comme les PCB en FR4 tient au fait qu'on peut faire aisément des vias et choisir de quel côté on souhaite avoir les connecteurs. L'avantage d'une solution à cadre aluminium tient aux bonnes caractéristiques thermiques et à sa bonne tenue mécanique. Nous avons vu qu'il fallait une solution permettant un grand nombre de vias, un bon refroidissement et de bonnes caractéristiques mécaniques. Il fallait donc allier ces deux principes. C'est tout naturellement que nous nous sommes tournés vers une solution hybride alliant les avantages de l'aluminium passivé et ceux des supports PCB isolants.

Rémi Baumann qui a été en charge de cette R&D a proposé une solution hybride où un circuit PCB-FR4 vient s'insérer dans un lamage d'un cadre aluminium passivé. À nouveau, nous sommes passés par une phase de validation de la faisabilité de ce grand lamage. Cette phase de prototypes mécaniques nous a fait apparaître un certain nombre de faiblesses mécaniques liées aux positionnements des deux ouvertures prévues pour réaliser les bondings des plans de champ et anneaux de gardes du côté ohmique. Nous les avons déplacés et avons finalement obtenu une version parfaitement compatible avec le cahier des charges.

Après cette phase de validation mécanique au niveau de l'atelier par E. Dangelser et du bureau d'études par E. Gamelin, nous avons fait réaliser des cadres que nous avons envoyés en passivation. En parallèle, R. Baumann a effectué le routage de la carte PCB et nous avons

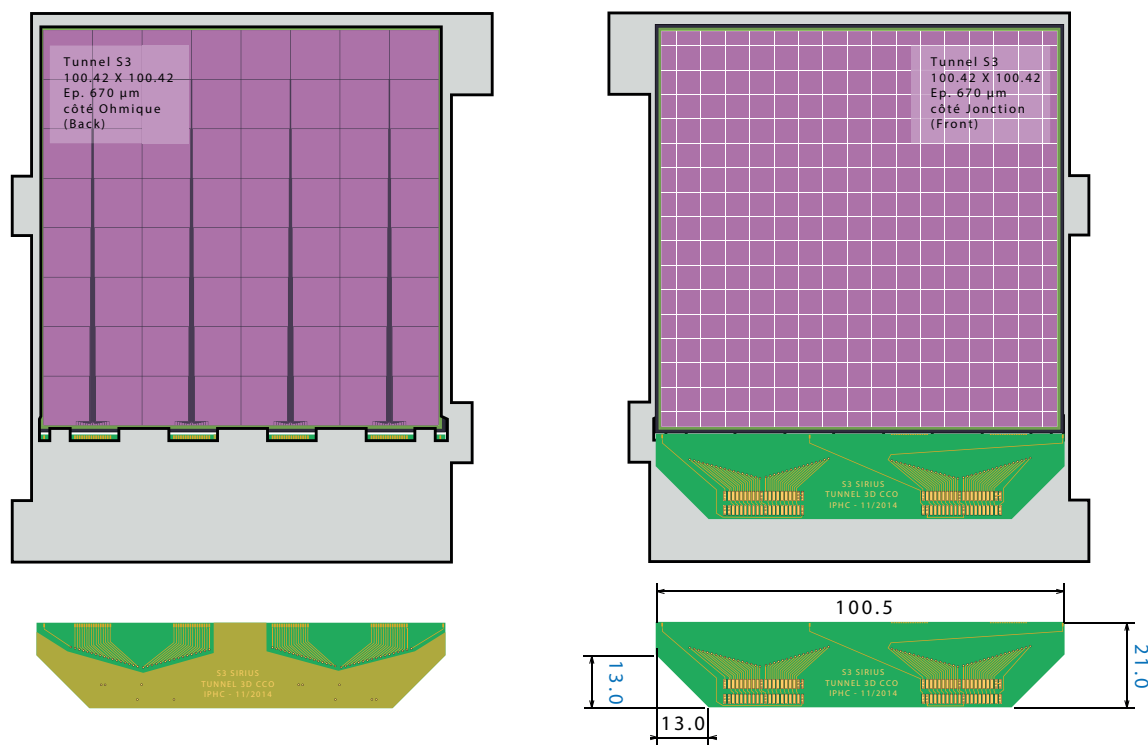


FIGURE 8.4 – Vue conceptuelle de la solution hybride aluminium/PCB-FR4. Le support aluminium reçoit dans le lamage dédié, le circuit PCB-FR4 et le détecteur silicium.

fait réaliser le prototype correspondant. On peut voir le prototype de ce cadre à différentes étapes de tests sur la figure 8.5. Après validation de ce prototype, de son insertion et collage dans le cadre aluminium anodisé, nous sommes partis pour une production de série de ces cadres hybrides.

La finesse de ses cadres nécessite des précautions particulières au moment de leur manipulation. Afin de garantir la préservation de la géométrie lors des opérations de collage du circuit PCB-FR4 et du détecteur silicium, nous avons réalisé une plaque de manipulation qui fixe la géométrie et la planéité du cadre. Une fois le détecteur collé sur le cadre, cet ensemble présente une très bonne tenue mécanique. Cependant, la fragilité liée au détecteur silicium fait que ces manipulations restent délicates et doivent n'être confiées qu'à des personnes habilitées.

Afin de garantir une bonne connexion de masse, la face interne du lamage dédié à recevoir le circuit PCB-FR4 a été protégée durant les phases d'anodisation du cadre. On la voit plus brillante sur l'image de gauche de la figure 8.5. En outre, un trou taraudé a été réalisé dans le cadre afin de garantir un bon contact lors des opérations d'anodisation et un bon contact de masse à long terme entre ce cadre et le circuit PCB. En effet, le collage du circuit PCB-FR4 a été réalisé avec une colle chargée à l'argent à faible dégazage. Même

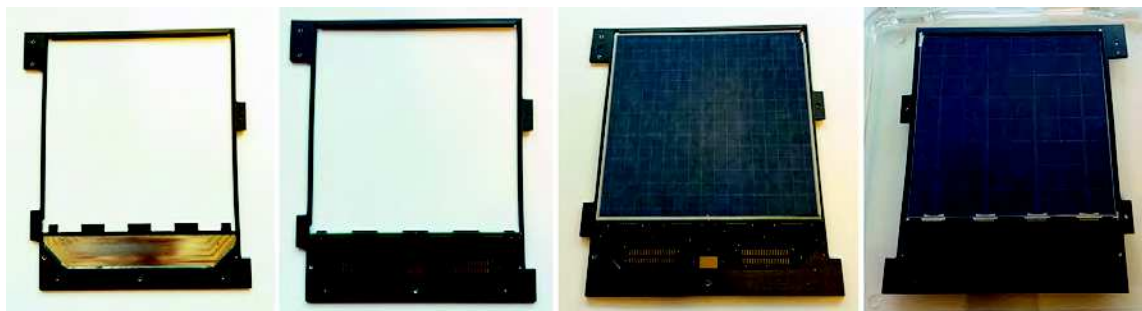


FIGURE 8.5 – Vues du prototype du cadre hybride. À gauche, le cadre vide revenu d'ano-disation et le même cadre avec le PCB-FR4. Sur la droite, le même cadre avec le silicium mécanique pour essais de montage.

si nous avons déterminé, en contact direct avec un conseiller EPOTEK, quelle est la colle la mieux adaptée à nos contraintes techniques, nous avons fini par avoir une réaction à dynamique très lente entre l'argent de la colle et l'aluminium du support. On s'attend donc à ce que la qualité du contact de masse du collage se dégrade lentement mais sûrement, aussi bien fait soit-il. Nous avons confié les opérations de collage circuit PCB-FR4 et de soudure de connecteurs SAMTEC sur ces derniers au service de micro-technique de l'IPHC qui les a réalisées avec précision et professionnalisme.

Pour résumer, les avantages de cette solution hybride sont :

- possibilité de réaliser un cadre 2D et/ou 3D,
- compatible avec une solution ohmique à l'intérieur aussi bien que ohmique à l'exté-

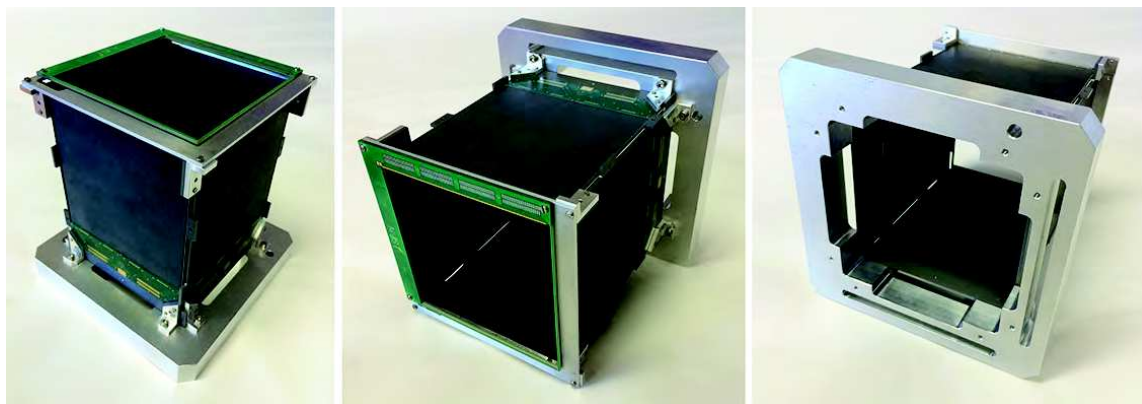


FIGURE 8.6 – Vue de la maquette 3D avec des cadres hybrides. Un cadre vide de DSSD MUSETT a été placé sur son support d'adaptation pour son positionnement sur les détecteurs Tunnel. Dans cette maquette des plaques de graphite remplacent le silicium.

- rieur,
- une bonne conductivité thermique (même avec la couche passivée isolante),
 - une dilatation thermique compatible avec le silicium,
 - la possibilité de réaliser un lamage pour loger le silicium,
 - un faible dégazage,
 - un faible prix (40 euros par support),
- et les inconvénients sont les suivants :
- la conductibilité électrique du cadre aluminium nécessite une passivation des faces internes,
 - l'usinage délicat du fait de la finesse de la pièce,
 - dégradation lente du contact de masse entre PCB-FR4 et le cadre alu (compensé par une vis et un pad de contact en or sur le PCB-FR4).

8.2.3 Boîtes de stockage et transport

Nous avons dans la phase 2D choisi des boîtes à tambour comme boîte de transport pour nos cadres, les détecteurs montés revenant dans une boîte dédiée réalisée par MICRON. Comme nous avons réalisés intégralement les cadres 3D, il était plus fiable de confier au même bureau d'études la réalisation des boîtes de transport des détecteurs sur ces nouveaux cadres.

C'est Valéria Zetter qui a été en charge de la conception de ces boîtes au bureau d'études. Nous avons donc réalisé cette étude de boîtes de transport et transmis à MICRON le schéma correspondant pour validation. Une fois l'ensemble validé nous avons expédié, comme on peut le voir sur la figure 8.7, quatre cadres dans quatre boîtes individuelles à MICRON, accompagnées de la plaque de manipulation garantissant la préservation de la géométrie des cadres.

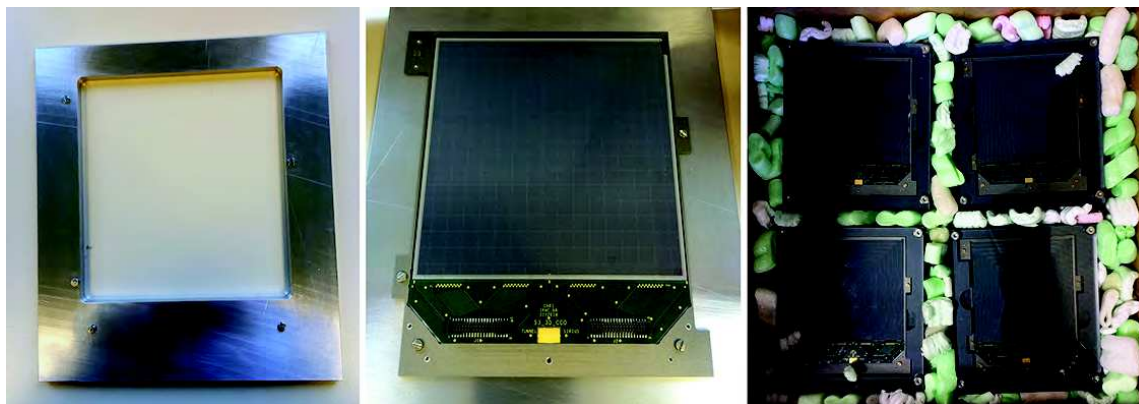


FIGURE 8.7 – À gauche, la plaque de manipulation. Au centre, le détecteur fixé sur la platine de manipulation. À droite, quatre cadres montés dans leur boîte de transport prêt à l'expédition.

8.2.4 Adaptation du banc de test

La géométrie des détecteurs 3D étant différente de celle des détecteurs 2D, il a fallu adapter la plaque froid du banc de test afin qu'elle puisse accueillir les nouveaux détecteurs 3D. Or, nous souhaitons qu'elle puisse toujours accueillir les détecteurs de 2D. Nous avons donc choisi de développer un concept plaque-mère et plaque-fille. Nous nous sommes basés sur les développements effectués par V. Zetter pour les boîtes de transport et avons réalisé un support en cuivre sans fond permettant de placer la source indifféremment sur la face avant ou la face arrière du détecteur accueilli par cette plaque. Ces plaques filles, munies d'une plaque de plexiglas par face, peuvent servir de boîte de transport pour les détecteurs.

Cette plaque vient se fixer sur l'ancienne plaque froid (dite plaque-mère) dans laquelle un lamage a été réalisé de manière à accueillir une plaque fille. Une plaque fille a été réalisée pour chacun des types de détecteurs. Nous pouvons ainsi aisément passer d'un type de détecteurs à l'autre en gardant la même qualité de fonctionnement. On peut voir quelques exemples de montage sur la figure 8.8.

Lors de son positionnement sur la plaque mère, on choisira l'orientation de la plaque fille selon que l'on souhaite avoir le côté jonction ou le côté comique face à la source.

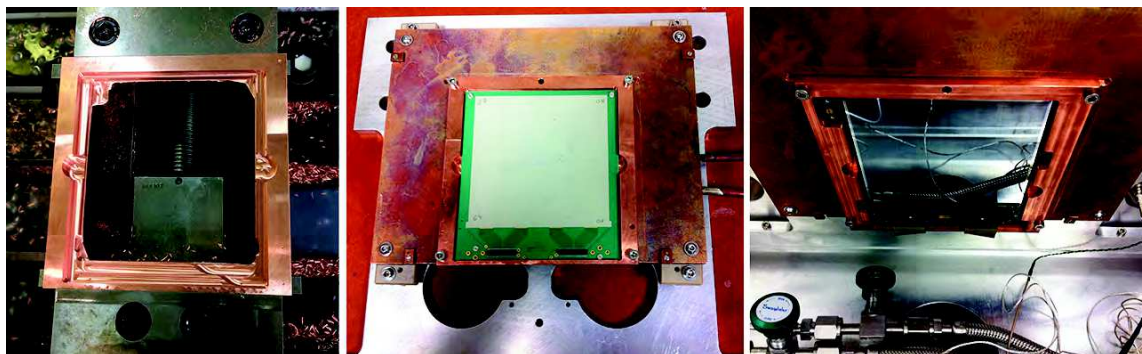


FIGURE 8.8 – À gauche une plaque fille en cours de réalisation en mécanique. Au centre une plaque fille dédiée au détecteur 2D en test sur la plaque mère avec un le prototype de positionnement SMI. À droite la plaque fille dédiée au détecteur 3D dans la chambre montée sur la plaque mère avec le détecteur de pré-série.

8.2.5 Solution pour le regroupement de pixels

Un des objectifs du prototype de détecteur Tunnel est de valider le concept de regroupement des pixels. Pour cela, il faut que la résolution obtenue avec les regroupements de pixels envisagés pour réduire de $64+1$ pixels² à $24+1$ voies électroniques reste dans le domaine fixé par le cahier des charges de SIRIUS.

2. On compte le grand pixel côté jonction à part, d'où le "+1".



FIGURE 8.9 – Vue des cartes de regroupement de pixels et de leur usage.

Nous avons vu dans le chapitre 7 l'évolution de la résolution obtenue par regroupement de pixels en fonction de la capacité correspondante. Les résultats y étaient prometteurs : la limite à 20 keV de résolution était atteinte sur la figure 7.32 avec une capacité regroupée de l'ordre de 60 pF. Une étude dédiée reste nécessaire avec le détecteur de pré-série pour lequel on attend encore de meilleures performances.

Nous avons proposé dans le chapitre 5 différentes solutions de regroupement de pixels permettant d'obtenir 24+1 voies. Cédric Mathieu a proposé d'effectuer les regroupements correspondant au sein d'une mini carte PCB-FR4 qui se monte directement sur le connecteur. Ces cartes que l'on peut voir sur la figure 8.9 sont munies d'un connecteur mâle d'un côté et d'un connecteur femelle de l'autre. On les connecte directement sur le détecteur, en amont de la limande kapton, comme on peut le voir sur la figure 8.9. Laurent Arnold a effectué le routage des différentes cartes nécessaire au test des solutions de regroupement préconisées dans le chapitre 5. Elles seront testées avec le détecteur de pré-série.

8.3 Concept mécanique 3D

La validation du cadre 3D est naturellement passée par une phase de mise à jour de son intégration dans le projet global. C'est E. Gamelin qui a fait cette validation en itérant à chaque fois la version 3D du projet. On peut observer la version finale de ce montage 3D dans la figure 8.10. Elle intègre également le résultat des discussions concernant le positionnement des préamplificateurs et des passages de signaux.

Pour leur montage en géométrie 3D, les cadres de détecteurs Tunnel sont équipés au niveau des pieds et de l'oreille droite de pièces aluminium dédiées. On peut les observer sur les figures 8.6 et 8.10. Il résulte de ce design une solution qui présente très peu de matière pouvant diffuser les électrons et les photons dans le voisinage des détecteurs d'implantation. On s'attend à de très bonnes performances de cet ensemble.

Cette figure permet notamment de voir la dernière version du système de refroidissement pour l'ensemble des détecteurs silicium. Dans les versions antérieures, on amenait le fluide de refroidissement au cœur de la pièce froide dans laquelle un passage avait préalablement été réalisé. Cette solution présentait un risque de fuite du fluide cryogénique liée à de potentielles variations de dilatation de ces pièces. Il nécessitait donc une maquette de validation du

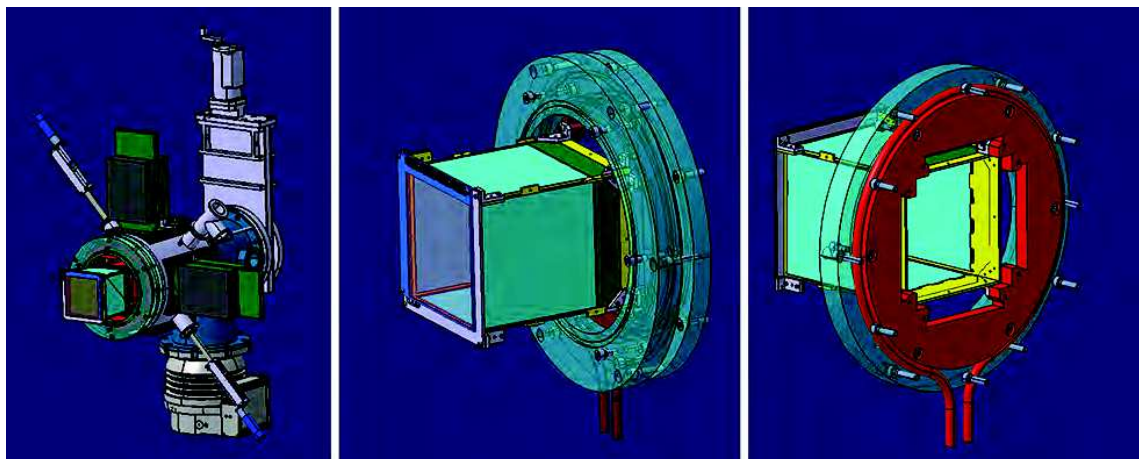


FIGURE 8.10 – Dernière version du concept mécanique de SIRIUS. Vue d'ensemble à gauche. Boîte de détecteurs silicium vue de l'extérieur au centre et vu de "l'intérieur" à droite. On notera l'élégance et la simplicité de la solution trouvée pour refroidir le silicium. Le serpentin de fluide régulateur passe à l'extérieur et sera isolé.

concept pour écarter ce risque du projet. Nous avons finalement choisi de faire circuler le fluide cryogénique en périphérie de la pièce froide. Le serpentin en cuivre y sera brasé. Une fois monté, l'ensemble sera isolé afin d'éviter les effets de givre.

Avec cette version, l'ensemble des points à risque de SIRIUS a été passé en revue garantissant ainsi la faisabilité du projet. À ce point d'avancement, on peut considérer que la phase de recherche et développement se termine avec l'étude de ce détecteur de pré-série. Les prochaines évolutions se feront dans la phase de production qui nécessitera probablement un certain nombre d'ajustements.

8.4 Détecteur 3D MICRON 2987-17

Le troisième détecteur livré par MICRON est le détecteur de pré-série 2987-17, que nous appellerons 3D₁₇ par la suite. Pour ce détecteur, l'ensemble des pixels est fonctionnel. MICRON nous a indiqué que, dans le processus d'assemblage de cette série de détecteurs, un second détecteur d'aussi bonne qualité avait été réalisé et était disponible pour le projet. Comme on peut le voir sur la figure 8.11, ce détecteur a été monté sur le cadre hybride fourni par l'IPHC.

8.4.1 Données du fabricant

Le fournisseur MICRON a pu faire des tests bien plus poussés avec ce détecteur que sur les 2 précédents pour lesquels il avait un doute au niveau de la solidité de la connectique et avait donc préféré rester prudent en nous laissant le soin de connecter ce détecteur.

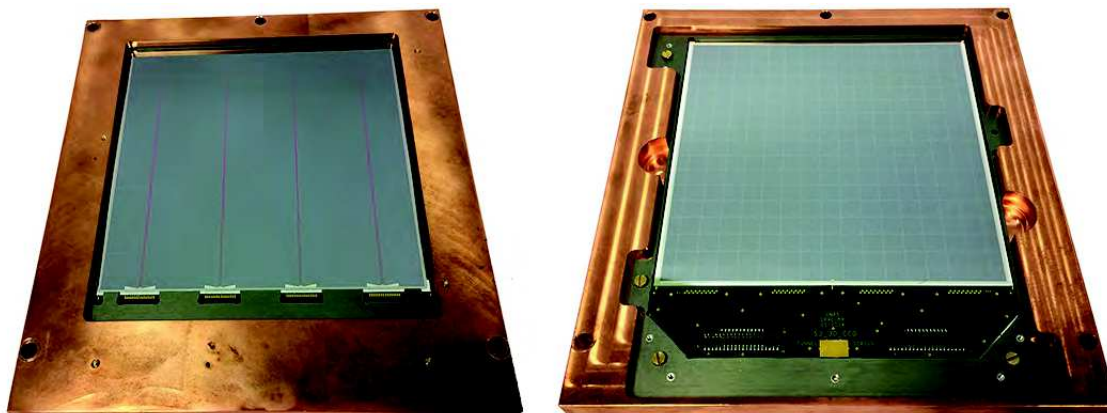


FIGURE 8.11 – Vues du détecteur 3D₁₇ fixé dans le cadre cuivre "fil" lui étant dédié avec à gauche face ohmique vers le haut où l'on peut deviner les bonds, à droite la face jonction vers le haut où on voit la carte PCB et les vias.

Nous disposons cette fois-ci d'un ensemble complet de documents de réception. Le wafer silicium est à nouveau de type n. Son épaisseur est de 669 μm . Comme on peut le voir sur le graphe de gauche de la figure 8.12 qui représente le courant sommé de l'ensemble des pixels ainsi que le courant des anneaux de garde entourant ses pixels, sa tension de déplétion est de 24 V. À cette tension, la somme des courants s'établit à environ 500 nA (à température ambiante). On note sur cette figure une très légère dérive du courant avec la tension appliquée. L'évolution du courant de l'anneau de garde nous indique qu'on a probablement intérêt à travailler au-delà d'une tension de polarisation de 35 V.

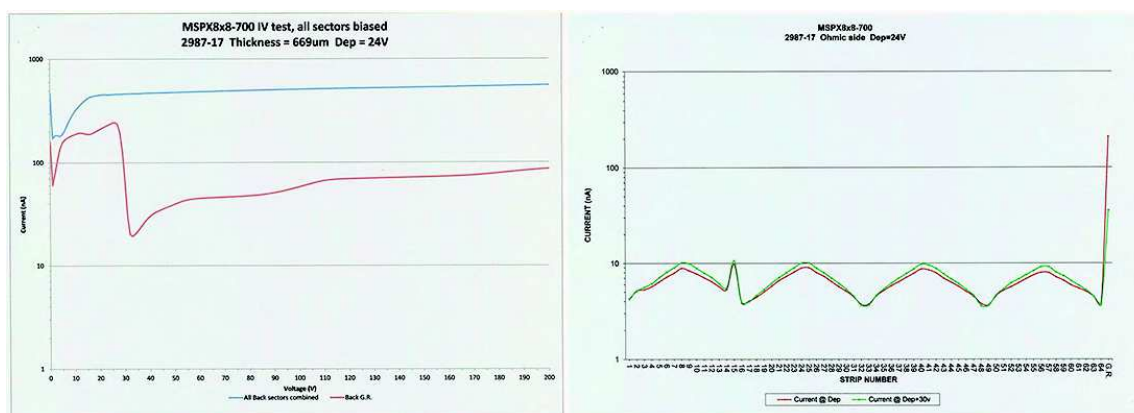


FIGURE 8.12 – Graphe représentant les courants du détecteur 3D₁₇ à gauche en fonction de la tension de polarisation et à droite pixel par pixel, à la tension de déplétion et à $V_d + 30\text{V}$.

Le graphe de droite de la figure 8.12 présente, à la tension de déplétion et à V_d+30V , le courant de chacun des pixels. On y observe quatre structures en chevron liées à la variation de capacité au sein des quatre groupes de 16 pixels constituant le détecteur. À température ambiante, ces courants sont compris entre 4 et 10 nA sur l'ensemble des pixels, ce qui laisse présager d'excellentes résolutions.

Outre les courbes courant-tension et courant par pixel, MICRON nous a également fourni un spectre visible en figure 8.13. Ce spectre est réalisé avec une source d'américium-241. On y observe deux pics principaux, un pour la face avant et un pour la face arrière étant donné que les signaux côté ohmique et côté jonction ont été superposés. La résolution du système de détection ne permet pas de séparer la sous-structure liée à l'américium. On notera qu'il n'y a pas de différence significative de résolution entre la face avant (grand pixel) et la face arrière (64 pixels). Ceci est probablement dû à des questions d'alignements de gains des 64 pixels.

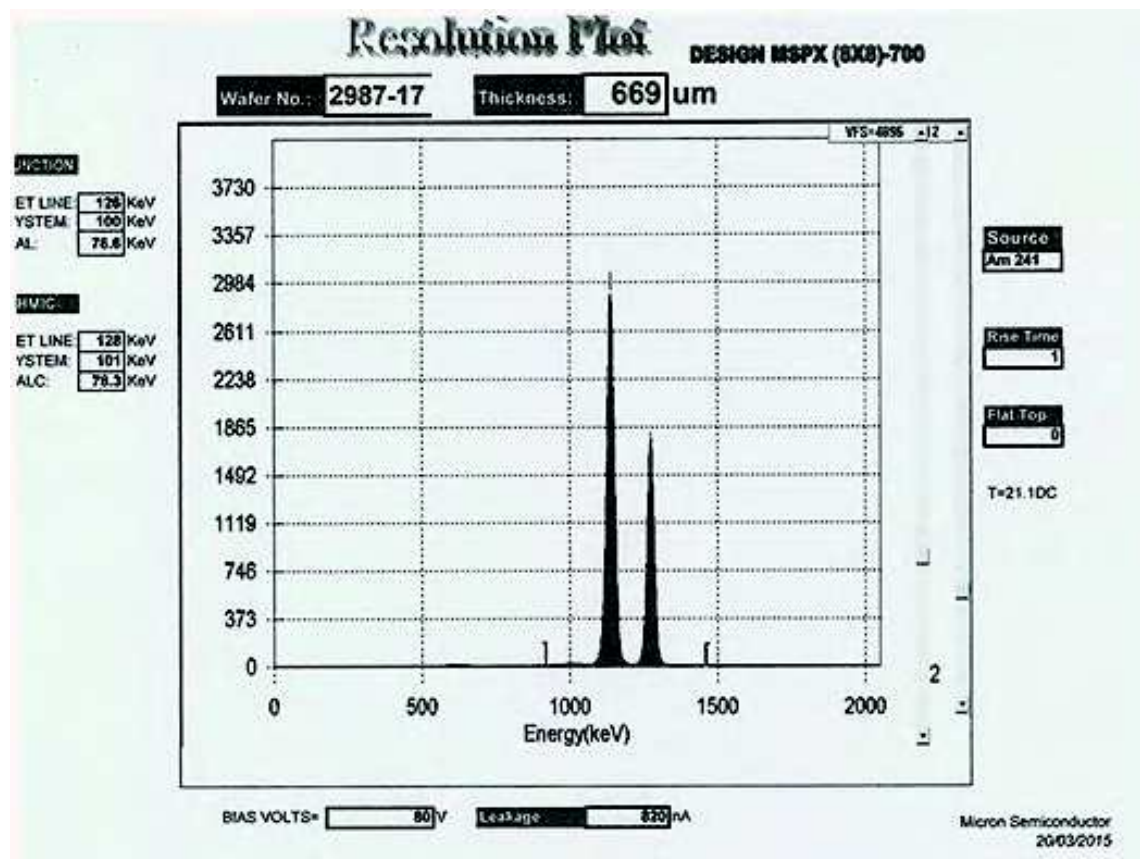


FIGURE 8.13 – Spectre de réception du détecteur 3D₁₇ réalisé avec une source d'²⁴¹Am à 21°C et 80 V avec un courant de fuite total de 820 nA. Les spectres de la face ohmique et jonction ont été superposés d'où les deux pics.

8.4.2 Tests de réception

Comme cela a été fait pour les détecteurs 2D₁₂ et 2D₅, (cf. chapitre 7), C. Mathieu a réalisé les tests de réception en salle blanche. Il a commencé par une inspection visuelle. Cette dernière a montré une légère déformation du cadre apparue au moment du collage du détecteur. Elle reste dans les spécifications, mais aurait pu être évitée étant donné que nous avons fourni à MICRON une platine de manipulation destinée à garantir la géométrie du détecteur. Ce point sera vu avec le fournisseur lors de notre passage dans leurs locaux.

Après cette inspection visuelle, il a procédé à une inspection des contacts, et à la mesure de l'évolution des courants et capacités en fonction de la tension de polarisation. Les résultats ont été regroupés sur la figure 8.14 présentant les courbes courant-tension et sur la figure 8.15 représentant les courbes capacité-tension.

L'ensemble des courbes courant-tension présente une inflexion suivie d'une lente dérive. Par contre, tous les pixels n'ont pas l'inflexion à la même tension de polarisation. À une tension de 15V on a passé l'inflexion pour l'ensemble des pixels. Certains pixels présentent une seconde inflexion à 65V. Les pixels concernés par cette double inflexion présentent les plus faibles courants, donc en principe les meilleures résolutions. On note que, pixel par pixel, ces courants sont inférieurs au nano-ampère à température ambiante!

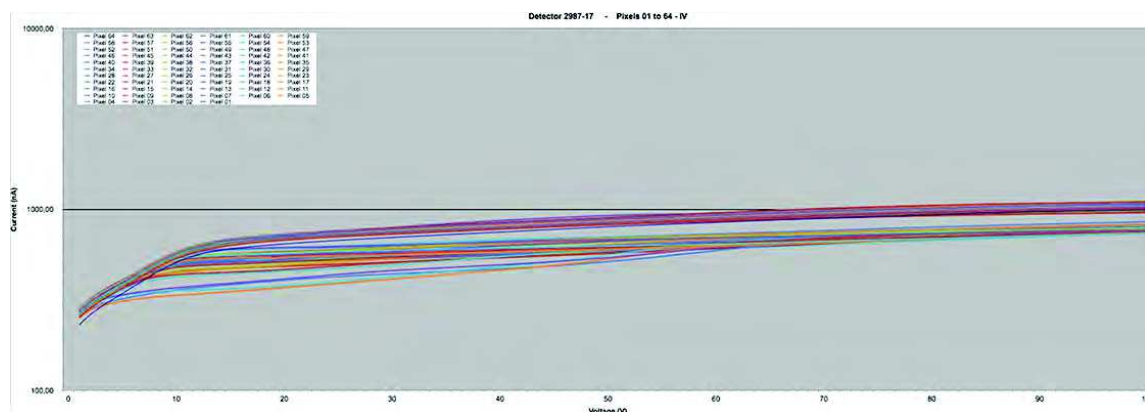


FIGURE 8.14 – Évolution du courant en fonction de la tension de déplétion pour le détecteur 3D₁₇.

Les courbes capacité-tension représentées sur la figure 8.15 indiquent une tension de déplétion aux alentours de 22V. Au-delà de cette tension les capacités ne varient quasiment pas. Si on étudie la phase transitoire, on constate que les pixels de plus grande capacité arrivent plus tard à déplétion que les pixels de plus faible capacité.

Comme nous l'avons fait pour les détecteurs 2D₁₂ et 2D₅, nous avons tracé la capacité moyenne mesurée sur le détecteur 3D₁₇ par rangée de pixels en fonction de la longueur de tracking. On observe sur la partie droite de la figure 8.16 une évolution linéaire du même type que celle observée pour les détecteurs 2D₁₂ et 2D₅. Sur la partie droite de cette figure, on peut voir que la dispersion autour de ces valeurs moyennes est relativement faible, signe

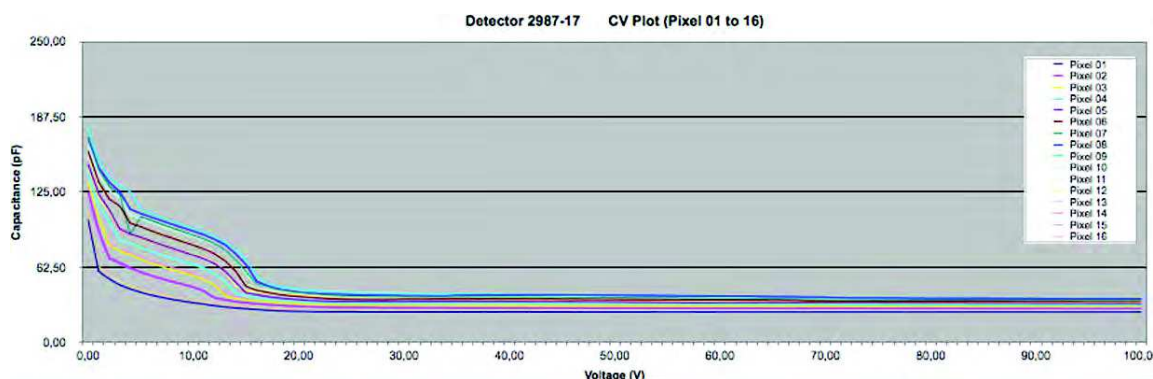


FIGURE 8.15 – Évolution de la capacité en fonction de la tension de déplétion pour le détecteur 3D₁₇.

d'un détecteur de bonne qualité.

De cette étude, nous pouvons déduire une capacité surfacique C_S de 19,7 pF/cm² et une capacité linéique C_t de 1,2 pF/cm. Comparées aux valeurs attendues compte tenu de l'épaisseur du silicium ($C_S(669\mu\text{m})=25,4$ pF/cm², $C_t(669\mu\text{m})=1,5$ pF/cm) ces résultats sont très bons et laissent présager un comportement en pixels regroupés meilleur que celui observé avec le détecteur 2D₅ dans le chapitre 7.

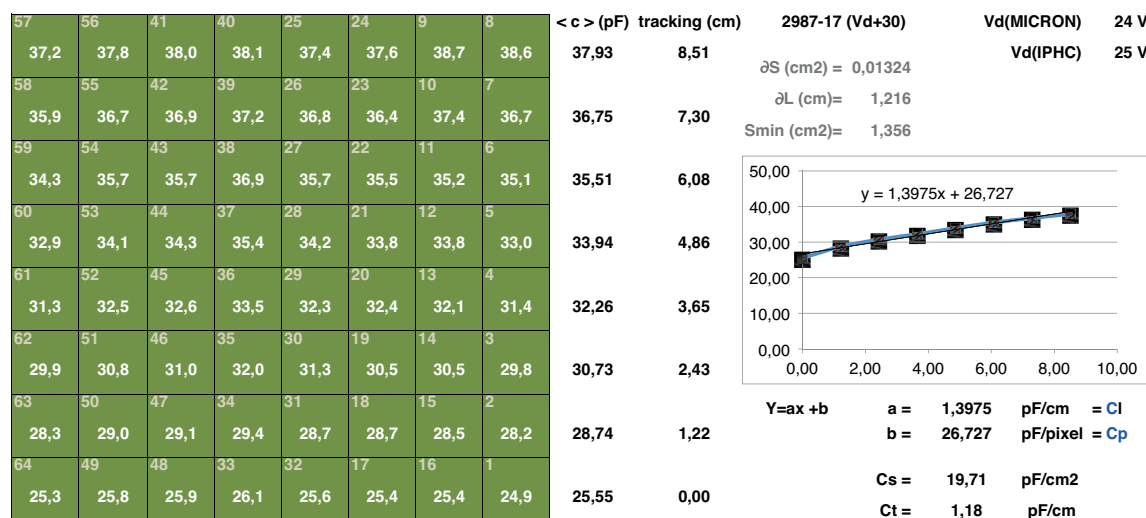


FIGURE 8.16 – À gauche les pixels non fonctionnels (en rouge) et les pixels fonctionnels (en vert) avec leur capacité mesurée. À droite, évolution de la capacité des pixels en fonction de la longueur de tracking pour le détecteur 3D₁₇.

8.4.3 Point de fonctionnement

Comme nous l'avons fait pour les détecteurs 2D₁₂ et 2D₅ dans le chapitre 7, nous avons réalisé des mesures de variation de la résolution sur un spectre α obtenu avec une source d'américium-241 en fonction de la tension de polarisation et de la température afin de déterminer un point de fonctionnement.

Concernant le comportement en température, nous pouvons voir sur la figure 8.17 que le détecteur 3D₁₇ présente une résolution à peine au-dessus de 15 keV à température ambiante, ce qui est excellent et doit être souligné. Nous avons à faire à un très bon détecteur. Sur cette figure on constate également que la résolution s'améliore bien lorsqu'on abaisse la température jusqu'à 5 °C. À cette température, on arrive à une résolution de 14,2 keV, ce qui est remarquable. En deçà de cette température, on n'observe pas d'amélioration. On observe juste l'influence des fluctuations statistiques d'une mesure à l'autre.

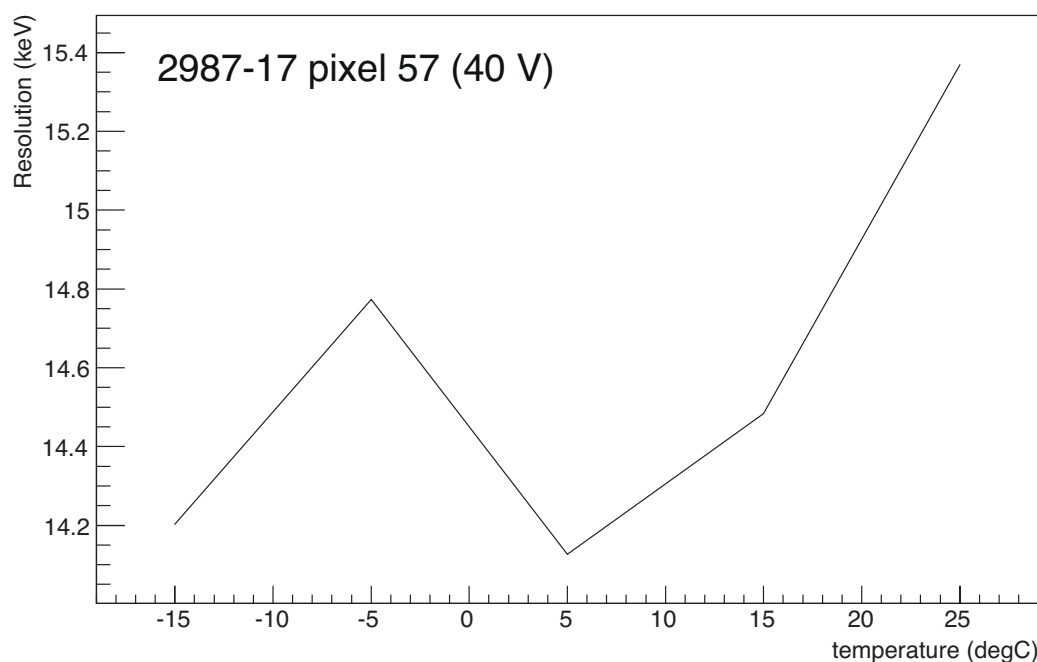


FIGURE 8.17 – Résolution du pic à 5,486 MeV de l'américium-241 en fonction de la température à une tension de polarisation de 40 V.

L'évolution de la résolution en fonction de la tension de polarisation à une température de -5 °C est représentée sur la figure 8.18. On n'y constate que la résolution s'améliore significativement jusqu'à une tension de polarisation de 30 V pour laquelle on a une résolution de 14,6 keV. Au-delà de cette tension, le gain en résolution est plus marginal. À nouveau, on observe l'influence des fluctuations statistiques d'une mesure à l'autre.

Nous avons donc constaté qu'au-dessus de la tension de déplétion et en dessous de la température de 5 °C, les résolutions mesurées sont inférieures à 15 keV et équivalentes

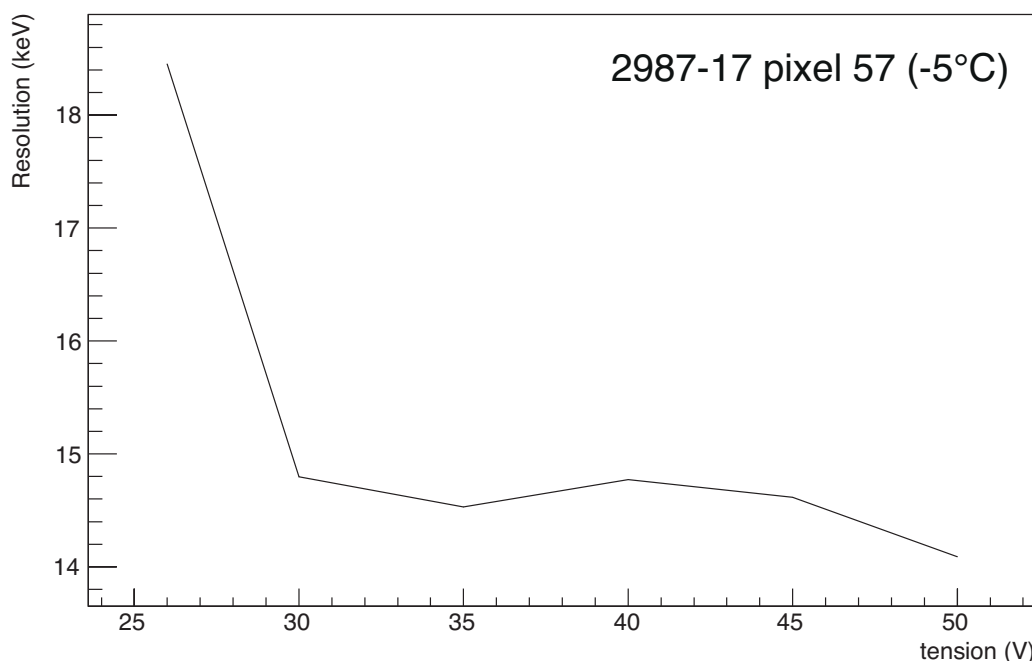


FIGURE 8.18 – Résolution du pic à 5,486 MeV de l'americium-241 en fonction de la tension à une température de -5°C.

(au dixième de keV près). Même si on peut avoir l'impression de grandes variations, on ne varie que de quelques dixièmes de keV ! C'est pourquoi nous avons arbitrairement choisi de travailler à 40 V et -5 °C.

Ce résultat nous donne une première bonne approche de ce détecteur qui nous a permis de le caractériser. En pratique, comme nous disposons de détecteur 100 % fonctionnel, il faut faire cette étude pour l'ensemble des pixels et dans un espace à deux dimensions (tension, température) afin de déterminer le meilleur point de fonctionnement pour le détecteur. Cette approche sera reprise en ce sens par P. Brionnet dans le cadre des études avancées de ce détecteur.

8.4.4 Spectre α de référence

Une fois le point de fonctionnement défini (-5 °C et 40 V), nous pouvons établir un spectre de référence pour le détecteur 3D₁₇ avec notre tri-source α décrite dans le paragraphe 6.2.4. Nous pouvons le voir sur la figure 8.19. Vu la résolution obtenue, nous pouvons nettement voir que le pic principal du plutonium-239 est un doublet séparé³ d'à peine moins que la résolution de ce détecteur ! Sur le pic principal de l'américium-241 (à 5,486 MeV) nous avons obtenu une résolution de 14,4 keV, soit une résolution de 0,26 %. Il est nette-

3. 5,143 et 5,156 MeV.

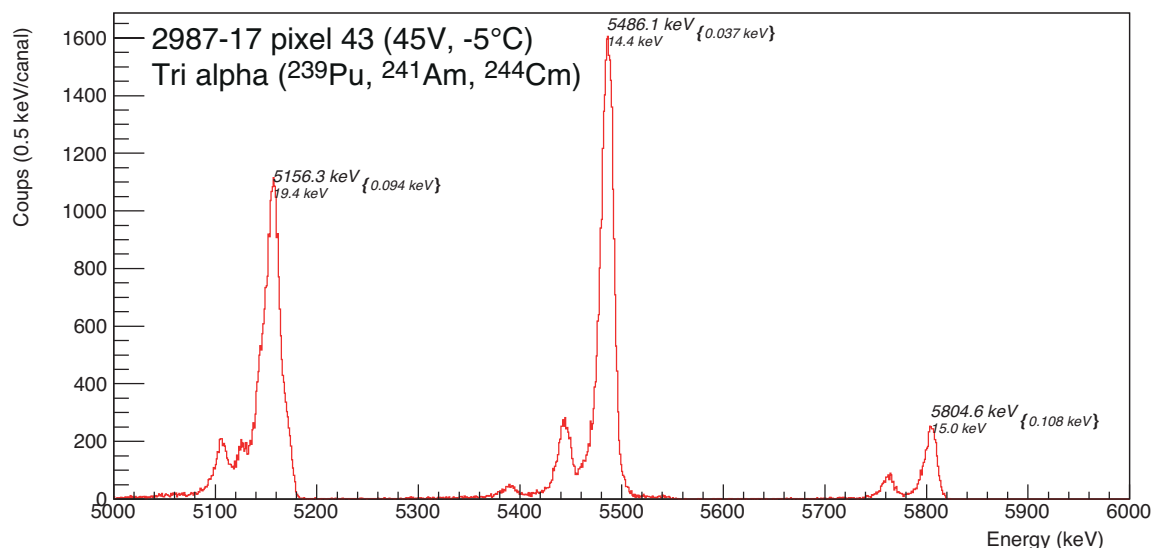


FIGURE 8.19 – Spectre obtenu avec une tri source α avec le détecteur 3D₁₇ sur le pixel 43, à -5 °C et 43 V.

ment séparé du pic à 5,443 MeV. Les deux pics du curium-244 à 5,763 et 5,805 MeV sont eux aussi bien séparés et on a une résolution de $15,0 \pm 0,1$ keV soit 0,26 % !

8.5 Étude globale

8.5.1 Mapping des 64 pixels

Une fois le point de fonctionnement établi, nous pouvons nous y placer pour réaliser un scan complet de tous les pixels du détecteur 3D₁₇. Ce scan est effectué avec le banc de test et l'électronique décrits dans le chapitre 6. Comme nous disposons de 25 voies d'électronique, nous avons réalisé ce scan en 3 blocs. Les résultats sont présentés sur la figure 8.20 et dans un tableau récapitulatif en annexe C. Nous avons volontairement gardé exactement la même échelle de tracé que sur la figure 7.30. Non seulement la moyenne des résolutions est passée d'un peu plus de 18 keV à 16,4 keV, mais on semble également avoir une dispersion un peu plus faible. Par contre, on ne retrouve pas la structure à quatre chevrons observé sur les courants (figure 8.12 à droite) même si les 16 premiers pixels semblent indiquer ce chevron. Les valeurs de résolution ne semblent donc pas fortement corrélées à la capacité de pixels.

Quatre pixels ont une résolution supérieure à 20 keV et nécessiteront une étude plus poussée.

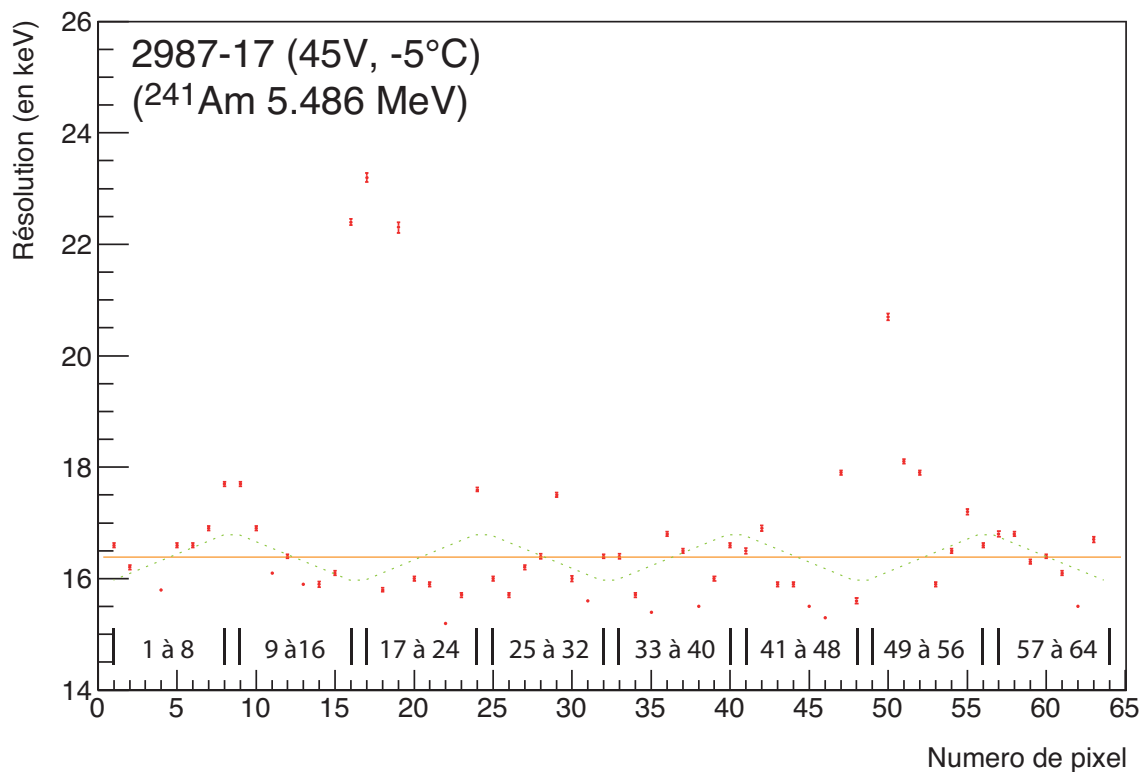


FIGURE 8.20 – Résolution du pic à 5,486 keV de l'americium-241 pour tous les pixels du détecteur 3D₁₇ au point de fonctionnement.

8.5.2 Évolution des capacités

Sur la base de nos mesures de capacités effectuées par Cédric Mathieu en fonction de la tension de polarisation (à température ambiante) pour tous les pixels du détecteur

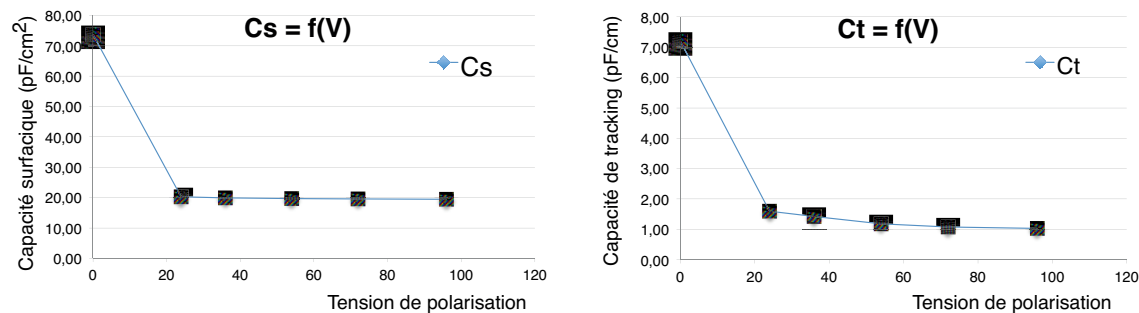


FIGURE 8.21 – Evolution avec la tension de polarisation des capacité surfaciques C_S et de tracking C_t avec tous les pixels du détecteur 3D₁₇ à température ambiante.

3D₁₇ nous avons pu extraire l'évolution de la capacité surfacique C_S et de tracking C_t . Les résultats sont présentés sur la figure 8.21. On constate une forte diminution de ces capacités jusqu'à la tension de déplétion (24 V). Au-delà, la variation de la capacité surfacique C_S est imperceptible. Par contre on voit une très faible variation de la capacité de tracking qui semble arriver sur une valeur asymptotique avoisinant le 1 pF/cm.

8.6 Conclusion sur le détecteur de pré-série

J'ai présenté dans ce chapitre les premiers résultats du détecteur de pré-série. Ce détecteur 100 % fonctionnel présente des courants très bas, relativement à ce que nous avons pour les détecteurs prototypes 2D. D'emblée, nous avons à température ambiante une résolution inférieure à 16 keV sur le pic à 5,486 de l'americium-241 pour le pixel 43 qui nous a servi de référence.

L'étude des résolutions a confirmé ces premières impressions avec une résolution moyenne sur l'ensemble des pixels de 16,4 keV, ce détecteur semble extrêmement prometteur.

Ces résultats préliminaires obtenus avec ce détecteur valident d'une part le choix de cadre qui s'est avéré judicieux mais surtout le concept de détecteur Tunnel stripy-pad.

Il s'agit maintenant de poursuivre cette étude sur l'ensemble du détecteur, en pixels individuels et en regroupements de pixels, en α et en électrons. Fort de ces résultats nous avons prévu un retour d'expérience avec MICRON pour éclaircir certains points, voir les possibles améliorations et surtout discuter de la version finale pour la commande des détecteurs de série. C'est un beau travail exaltant qui reviendra à P. Brionnet !

Conclusions et perspectives

Le tableau de Mendeleïev a été un véritable révélateur scientifique et a permis de prédire l'existence de certains éléments comme le germanium. Ces dernières décennies, les "cases vides" ont été comblées et, comme nous l'avons vu dans le début de ce mémoire, ce tableau a pu être étendu grâce aux accélérateurs et aux réactions de fusion-évaporation. Dans un premier temps, entre 1940 et 1952, la capture neutronique était suffisante, puis sa limite atteinte il a fallu dans un second temps, entre 1952 et 1974, faire appel à la fusion froide. Une fois les limites de cette méthode atteintes, c'est par la fusion chaude que les derniers éléments superlourds ont été synthétisés. Comme je l'ai montré dans le premier chapitre, avec les éléments 118 et 113, nous sommes à nouveau arrivés aux limites des techniques actuelles.

Le travail réalisé sur le ^{50}Ti auquel j'ai participé activement, permet d'envisager prochainement, avec nos collaborateurs japonais de RIKEN à Tokyo, une expérience dédiée à l'élément 118 pour lequel à ce jour seuls quatre atomes ont été observés à Dubna. Nous devrions également faire tourner la même expérience avec nos collaborateurs du FLNR Dubna. Cette dernière expérience devrait se prolonger par une expérience dédiée à l'élément 120, noyau qui n'a à ce jour pas été observé. De plus, les développements sur le vanadium et sur le chrome devraient également prochainement porter leurs fruits et ouvrir la voie à des expériences visant les éléments $Z=119$ et 120 à RIKEN dans le futur.

Grâce aux avancées en termes de cibles rotatives, d'électronique digitale et d'intensité de faisceau, et de nouveaux projets tels que la SHE factory ¹ au JINR Dubna ou SPIRAL2-S³-SIRIUS au GANIL nous allons pouvoir repousser ces limites, avec pour objectif d'ajouter plusieurs cases au tableau périodique en commençant par l'élément $Z=120$ et surtout avoir de nouvelles informations spectroscopiques sur les éléments les plus lourds.

Le Super Séparateur Spectromètre S³, sur lequel nous nous sommes penchés plus particulièrement dans ce travail, permettra d'étendre nos connaissances de la charte des nucléides non seulement dans le domaine des noyaux super lourds, mais aussi du côté des noyaux $N=Z$. Les contraintes techniques liées à ces deux domaines sont bien différentes (en terme de taux de comptage par exemple : très faible dans le premier cas, élevé dans le second). Avec S³, dont nous avons détaillé le programme de physique dans le deuxième chapitre, nous serons bien armés pour faire face à l'ensemble de ces contraintes.

1. Super Heavy Element factory ou usine d'éléments super lourds.

Ainsi, le système de détection au plan focal SIRIUS devra être à la pointe de la technologie. Pour ce faire, nous nous sommes appuyés sur une expertise existante, au sein de la collaboration internationale avec les groupes travaillant au GANIL sur LISE et VAMOS avec les détecteurs MUSETTE, collaboration dont est issu le détecteur d'implantation DSSD de S^3 -SIRIUS, sur RITU à Jyväskylä mais aussi sur la collaboration franco-russe GABRIELA/SHELS grâce à laquelle le détecteur germanium clover de l'ANR CLODETTE a pu être financé.

Les détecteurs trackers pour S^3 , qui permettront de suivre la trajectoire et donner le temps de vol des noyaux de recul, sont basés sur une expertise existant déjà au GANIL et ont nécessité une R&D afin de réduire l'épaisseur des feuilles utilisées et l'encombrement des détecteurs trackers. L'électronique de S^3 a donné lieu à plusieurs développements dans la collaboration notamment autour des cartes digitales NUMEXO2 et de préamplificateurs développés par le GANIL conjointement avec le CSNSM pour les détecteurs silicium Tunnel et des ASIC² développés par le CEA pour le DSSD avec ses 128×128 strips. Dans ce projet, l'IPHC est en charge des détecteurs Tunnel de nouvelle génération sans zone morte et à 64 pixels, de l'étude des regroupements de pixels et de l'intégration de cet ensemble de silicium de grande taille ($10 \times 10 \text{ cm}^2$) et de l'ensemble de SIRIUS.

Comme nous avons pu le voir dans ce mémoire, ces détecteurs Tunnel et leurs cadres sont le fruit de nombreuses réflexions entraînant plusieurs innovations technologiques. Pour les supports des détecteurs Tunnels, des solutions dites 2D en céramique puis aluminium ont été étudiées avant de passer à une phase 3D hybride aluminium-PCB. Pour les détecteurs proprement dits, les innovations concernent principalement deux axes. Nous avons pu illustrer dans le chapitre cinq l'importance d'avoir des zones mortes les plus fines possible. Les récentes améliorations des process chez notre fournisseur MICRON lui ont permis de réaliser des détecteurs sans zone morte, c'est-à-dire dont l'épaisseur est maintenant inférieure à 50 nm. Le projet S^3 bénéficie de cette nouvelle technologie tant pour les DSSD basés sur le design MUSETTE que pour les détecteurs Tunnel. Le nouveau concept de "stripy-pad" qui consiste à ajouter un strip métallique qui passe entre les pads pour sortir leurs signaux évite une double métallisation et les zones mortes y étant liées. Elle révolutionne la technique des détecteurs à PAD et constitue une des réussites du projet.

Ce mémoire est principalement dédié à ce détecteur Tunnel avec une pixelisation initiale (64+1 pixels) qui sera ramenée par regroupements de pixels à 24+1 pixels. Son étude a été menée au travers de simulations GEANT4 et de tests expérimentaux permettant de valider le nouveau concept et trouver une réduction optimale du nombre de pixels.

Un premier volet d'étude a donc été mené par des simulations effectuées grâce au code GEANT4. Elles ont étudié l'influence des zones mortes et confirmé l'importance d'obtenir la plus faible épaisseur possible. Ces simulations ont également guidé nos pas pour l'intégration mécanique de l'ensemble des siliciums de SIRIUS. La finesse de la mécanique des supports a en effet posé la question d'un décalage des Tunnel par rapport au DSSD afin de renforcer les cadres. Une optimisation de l'efficacité α et électron a montré que nous pouvions accepter un décalage allant jusqu'à 5 mm. Enfin, ces simulations ont été extrêmement utiles dans

2. ASIC : Application-Specific Integrated Circuit, circuit intégré dédié à une application spécifique.

l'étude des différentes solutions proposées pour les regroupements de pixels.

En parallèle, un banc de test a été mis en place à l'IPHC pour permettre les tests des détecteurs prototypes et pré-série dans des conditions de bruit les plus faibles possibles. Il procure au détecteur une électronique digitale TNT2D, une compatibilité électromagnétique renforcée, une boîte permettant de tester différents préamplificateurs, un environnement sous vide, un système de refroidissement, des sources sur une table $XY\theta$ permettant de sélectionner la source voulue et la positionner sans avoir à ouvrir la chambre à vide. Dans un premier temps cet équipement a été validé avec un détecteur connu et il a ensuite été utilisé avec les détecteurs de S^3 . Une comparaison de différents préamplificateurs y a également été réalisée afin de déterminer le préamplificateur optimal pour notre étude. Les détecteurs achetés à MICRON ont pu y être testés avec succès. Ce banc de test est un des éléments clef de ce travail et, tout naturellement, un chapitre y a été dédié.

La compagnie MICRON nous a fourni quatre détecteurs : un détecteur non monté pour tests mécaniques, deux détecteurs prototypes et un détecteur de pré-série. Les deux prototypes $2D_{12}$ et $2D_5$ sont considérés par le fournisseur comme non fonctionnels voire mécaniques à cause de leur courant de fuite élevé et la présence de pixels défectueux. Comme nous le voyons dans le chapitre sept, ils nous ont permis d'améliorer et de valider notre banc de test et le concept de stripy-pad. Le troisième, $3D_{17}$ est le détecteur pré-série dit "3D" considéré par MICRON comme parfaitement fonctionnel. Pour chacun de ces détecteurs nous avons pu réaliser les caractérisations classiques courant-tension et capacité-tension. Puis, après avoir établi un point de fonctionnement optimal en température et tension de polarisation, détecteur par détecteur, nous avons pu établir des spectres α et électron de référence excellents pour le détecteur de pré-série $3D_{17}$ et très bons pour les prototypes $2D_{12}$ et $2D_5$. Ceci est d'autant plus remarquable que les détecteurs 2D étaient considérés comme non fonctionnels !

En plus de cette étude de base, nous avons procédé à des études avancées détaillées en fin de chapitre sept et huit. Nous avons ainsi établi l'orientation permettant de différencier de manière optimale les signaux dus aux particules α de ceux des électrons. La face ohmique, qui porte la lithographie des 64 pixels, sera à l'intérieur de la boîte de silicium, faisant face au DSSD. Nous avons également pu mener une étude d'analyse de formes d'impulsions qui a permis de montrer notre capacité à discriminer, événement par événement, les particules α et les électrons. L'évolution de la résolution en fonction de la capacité a été étudiée et une première étude des regroupements "bruts" de pixels a été faite, validant définitivement le concept stripy-pad.

Les résultats de cette thèse constituent une étape importante pour le projet S^3 -SIRIUS. Ils peuvent naturellement être prolongés. Les simulations GEANT4 pourraient s'étendre plus au niveau de l'étude des électrons, au niveau de l'étude des détecteurs germaniums et au niveau de la mise en place d'une correction des effets de zones mortes dans la reconstruction des particules α . En outre, des simulations TCAD³ permettraient de mieux comprendre le

3. Technology Computer Aided Design

fonctionnement du silicium et seraient très utiles aux discussions avec le fournisseur.

Le détecteur pré-série 3D₁₇ a été livré au printemps 2015. Les résultats liés à ce détecteur présentés dans le chapitre huit ne représentent qu'une première phase d'étude. Pierre Brionnet les prolongera dans le cadre de sa thèse. Des études d'autres modes de polarisations, des études avec d'autres préamplificateurs, et notamment le préamplificateur GANIL, des analyses de PSA, de partage de charges entre deux pixels, de regroupements de pixels y seront ajoutés, prolongeant les résultats de cette thèse.

Les détecteurs Tunnel de série seront également commandés prochainement après une discussion avec le fournisseur MICRON, notamment pour obtenir des zones mortes de moins de 10 nm. Ils permettront le montage réel en 3D de quatre détecteurs Tunnel et un DSSD et des tests en situation réelle. Cette thèse s'arrête peu avant le démarrage de S³, mais je n'ai nul doute que les résultats et découvertes que permettront l'association S³-SIRIUS seront nombreux et remarquables.

Annexe A

Annexe A

Le lecteur trouvera dans cette annexe les résumé des objectifs scientifiques des lettres d'intention pour S³. Pour plus de détail, l'ensemble des lettres d'intentions pour S³ est disponible sur le site web du GANIL à l'adresse :

<http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2/instrumentation/s3/working-documents/loi-day-1-experiments>

Collisions ion rapide-ion lent - Projet FISIC

Il s'agit du projet FISIC décrit dans le paragraphe 2.3.3.1 [Lam10]

Production et spectroscopie des éléments lourds et superlourds en utilisant S³ et le LINAC

Avec comme thèmes :

- Noyaux pauvres en neutrons autour de Z=92 et N=126,
- Études de l'isomérisme-K dans la région Z= 100-110,
- Études des isotopes riches en neutrons produits par réactions asymétriques,
- Production d'élément superlourds avec Z=104-108-112 avec une cible d'uranium.

La première expérience tentée devrait être l'étude des isomères-K du ²⁵⁴No et lancera toutes les études décrites dans le chapitre 1 pour le domaine des noyaux superlourds [Gre10].

Spectroscopie par ionisation laser résonnante en source de l' ⁹⁴Ag

Les isomères de l'⁹⁴Ag sont particuliers. Le premier est de bas spin ($J^\pi=7^+$) et décroît par β ou β -retardée-proton. Le second est de haut spin ($J^\pi=21^+$), de haute énergie (6,7 MeV), a une durée de vie de 390 ms et décroît par β , β -retardée-proton, émission d'un proton ou plus étonnant par émission de deux protons nécessitant confirmation. L'expérience devrait fournir des observations par spectroscopie laser afin de mesurer la structure hyperfine des ^{96,94}Ag. Cette méthode fournira un faisceau d'⁹⁴Ag riche en isomères qui sera envoyé vers DESIR [Dar10].

Spectroscopie par ionisation laser résonnante en source d'isotopes légers ($A=101-107$) de l'étain

Il s'agit de mesurer de façon systématique, par spectroscopie laser, la structure hyper fine dans les isotopes $^{101-107}\text{Sn}$ pour en extraire les spins des états fondamentaux [Dar10b].

Spectroscopie par ionisation laser résonnante en source de $Z \geq 92$

La spectroscopie laser se fait de deux façons : en source (ions illuminés proches du point de production) permettant une grande sensibilité et donc moins d'ions. De façon colinéaire (sortis du bruit de fond puis illuminés) amenant un grand pouvoir de résolution. En pratique, ces deux méthodes sont complémentaires. Il est en principe prévu de commencer par la spectroscopie en source pour collecter les premières données. Les ions sont excités par laser puis on observe leur décroissance. Les précédentes expériences ont été réalisées avec des cibles d'uranium, la solution pour étudier la zone de noyaux plus lourds (Z allant de 92 à 100) est donc naturellement de les produire par fusion-évaporation, les sélectionner avec S^3 puis la spectroscopie laser avec la cellule gazeuse au plan focal [Dar10c].

États particules individuelles et interaction proton-neutron dans la région de ^{100}Sn

Il s'agit d'étudier les états de particules individuelles et les interactions neutrons-protons pour les noyaux proches de ^{100}Sn (paramètres importants pour les calcul LSSM¹). Deux types d'expériences en particulier seront observées : la décroissance β et la spectroscopie en source. Les candidats sont les noyaux d'étain auxquels un proton a été enlevé, donc $^{100,99,98}\text{In}$. Les mesures de leurs états excités et des motifs dans les décroissances β donneront des informations sur les éléments de matrice TBME² et sur les fonctions d'onde des noyaux fils [Cac10].

Spectroscopie γ de faisceaux de noyaux riches en neutrons étudiés avec PARIS au plan focal intermédiaire de S^3

Cette expérience utilise des réactions profondément inélastiques ou de quasi-fission pour produire un faisceau secondaire de noyaux riches en neutrons. Faisceau utilisé au plan focal intermédiaire de S^3 pour des réactions secondaires (élastiques, transferts, fusions-évaporations,...) afin de peupler les états excités de noyaux encore plus riches en neutrons, identifiés grâce à la seconde partie de S^3 . Les décroissances seront ensuite étudiées avec PARIS au plan focal intermédiaire [Ste10].

1. LSSM : Large Scale Shell Model.

2. TBME : Two Body Matrix Element.

Structure en couches, symétrie d'isospin et changements de formes dans les noyaux $N=Z$

- Excitation coulombienne de ^{104}Sn : sondage à large échelle des calculs du modèle en couches,
- Excitation coulombienne des bandes $T=1$ des noyaux pairs-pairs ^{62}Ga , ^{66}As et ^{70}Br .

La question est celle de la stabilité des couches nucléaires loin de la vallée de stabilité. La première approche est la mesure des éléments des transitions électromagnétiques $B(E2)$ pour des noyaux proches des fermetures de couches puis de les comparer avec les prédictions théoriques. La région intéressante est celle autour de ^{100}Sn ($N=Z=50$) avec une double fermeture. Les écarts mesures-prédictions pour $^{110,108,106}\text{Sn}$ font de ^{104}Sn un premier candidat [Ang10].

Moments quadrupolaires des états isomériques utilisant la technique des feuilles inclinées à S^3

Expérience utilisant le mécanisme des feuilles inclinées pour mesurer les moments quadrupolaires dans des noyaux exotiques. Il s'agit de la seule méthode pour déterminer la parité des états isomériques à courtes durées de vies, donnée cruciale pour l'étude des coexistences et changements de forme. La région visée est celle des noyaux $N=Z$ [Geo10].

Étude précise des décroissances β super permises des noyaux lourds pairs-pairs $N=Z$

Le but est d'étudier avec une grande précision les décroissances β super permises de noyaux impairs-impairs lourds vers $N=Z$. Le premier but est d'obtenir des nouvelles données pour tester l'hypothèse CVC³ et l'unitarité de la condition de la matrice CKM. La zone ciblée est celle des noyaux au-delà de ^{62}Ga , avec la mesure des propriétés de décroissance (rapport d'embranchement et temps de demie-vie) par spectroscopie γ , spectroscopie des électrons de conversion et des scintillateurs ou détecteurs à gaz pour le temps de demie-vie. Les candidats sont ^{66}As , ^{70}Br , ^{78}Y voire ^{98}In [Bla10].

Usine ^{100}Sn : études des structures des noyaux dans la région de ^{100}Sn

^{100}Sn est un noyau doublement magique, proche de la ligne de stabilité proton et donc important pour comprendre la structure nucléaire loin de la stabilité. Dans cette proposition d'expérience, deux domaines d'études seront détaillés : la décroissance par particule(s) chargée(s) et les énergies de particules seules plus les interactions nucléon-nucléon. Il existe un îlot de décroissance α dont il serait intéressant de trouver la chaîne α super permise : ^{108}Xe - ^{104}Te - ^{100}Sn , d'étudier la décroissance β de ^{100}Sn ainsi que les décroissances exotiques (nouvelle α , proton, deux-protons) entre ^{100}Sn et ^{116}Ba . Ces données sont intéressantes pour l'astrophysique et la compréhension des processus-rp [Sew10].

3. CVC : Conserved Vector Current.

Spectroscopie détaillée des noyaux riches en protons autour de $Z=82$ par étiquetage recul-décroissance et émission de protons des états isomériques

La radioactivité proton directe est un phénomène rare qui permet d'étudier la structure de noyaux au-delà de la ligne de stabilité proton. Dans la région $50 < Z < 82$ plusieurs cas ont été observés mais des états excités isomériques restent rares et limités aux noyaux impairs-impairs. Les sections efficaces de productions petites (de l'ordre du microbarn) pour les noyaux de la ligne de stabilité proton imposent d'utiliser SPIRAL2 pour peupler suffisamment d'états isomériques et étudier leur décroissance γ pendant que les décroissances protons permettront d'étudier les noyaux fils [Pet10].

Évolution de la sous-couche des $Z=40$ en approchant de la limite de stabilité proton/spectroscopie laser des isotopes pauvres en neutrons du Zirconium avec SPIRAL2

Il s'agit d'étudier les changements de formes (pour $N \simeq Z$, $A \simeq 80$ et de ^{80}Zr à ^{100}Sn) en ajoutant ou supprimant quelques nucléons. Ces noyaux offrent l'opportunité d'étudier la coexistence/compétition de plusieurs formes et les effets d'appariement. La contribution à l'astrophysique de ces études sera très importante. En effet, ces noyaux sont des points d'arrêt dans le processus de capture de proton rapide car ils ont un temps de demie-vie long (quelques secondes) et la capture de proton est entravée. Le ^{80}Zr ($N=Z=40$) est le noyau le plus déformé dans la nature ($\beta \simeq 0,4$) mais difficile à produire (d'où la nécessité d'utiliser S^3 et SPIRAL2) [Bas10].

Spectroscopie γ de faisceaux de noyaux riches en neutrons étudiés avec EXOGAM2 et PARIS au plan focal intermédiaire de S^3

Il s'agit de la mise à jour de la Lettre d'intention 7 avec l'ensemble de détecteurs germanium EXOGAM2 combiné avec PARIS [Ste10c].

Annexe B

Annexe B

Dans cette annexe est présenté l'article présenté à la conférence "Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications" en 2013 (ou ANNIMA 2013)

Full Simulation of the New Generation Windowless Large Area Silicon-Box for SIRIUS-S³

H. Faure, F. Déchery, B. Gall, F. Le Blanc and A. Drouart for the SIRIUS-S³ collaboration

The SPIRAL2 installation is being built in order to study rare elements through the production of radioactive isotopes. Its injector, a superconducting linear accelerator (LINAC) is designed to provide very high intensity (up to $\sim 10^{14}$ particles/s) beams of deuterons and stable ions between carbon and uranium. The “Super Separator Spectrometer” (S³) was designed to separate and mass-analyse recoils from the various induced fusion-evaporation reactions in order to enable nuclear structure studies of proton-rich rare isotopes around ^{100}Sn and in the region of the Super Heavy Elements. A new optimized focal plane detection system called SIRIUS for “Spectroscopy and Identification of Rare Isotopes Using S³” is developed to within the SIRIUS collaboration. The new generation windowless large area silicon-box developed in this framework is discussed in this article. We present the simulations done in order to determine the best geometry and layout for this large area silicon detector assembly.

Keywords: Windowless silicon detectors, GEANT4 Simulations, Super Heavy Elements, SIRIUS, S³, SPIRAL2.

I. INTRODUCTION

TAKING advantage of the SPIRAL2 LINAC [1] beam intensity, the S³ project [2, 3, 4] opens new opportunities for the synthesis and spectroscopy of rare isotopes, like Super Heavy Elements (SHE) and exotic nuclei around ^{100}Sn , characterised by very low production cross sections ($\sim$ picobarn). The S³ separator will enable various studies [5, 6] covering a wide range of nuclear reactions: fusion-evaporation, multi-nucleon transfer, deep-inelastic and ion-ion interactions. The synthesis and study of SHE by fusion evaporation is one of the most technologically challenging and constraining experimental program on the development of S³ and its focal plane detection system SIRIUS [7].

Complementary optic, atomic and nuclear problematics are inherent to the S³-SIRIUS coupling, and the detection system optimisation has to be considered in a higher order multipolar field simulation framework. In addition, progresses in detector technology now enables large area windowless silicon detectors with negligible entrance dead-layers to be produced. This article summarizes the simulations performed in order to

take advantage of this technology from the point of view of detection efficiency, energy resolution and detection power.

II. PHYSICS FOR SUPER HEAVY ELEMENTS

A. The S³ Project

The S³ project is the fruit of a worldwide collaboration (28 laboratories, 16 Letters of Intent (LoI) signed by 156 physicists), gathered around physical motivations, with letters of intent and innovative technological developments. It has been funded by the French government as « Excellence Equipment » (EQUIPEX) up to 8 millions euros, and is under construction at GANIL Caen (France). The first beam should be provided around 2015. Six laboratories are involved in its technological developments: GANIL, CEA/Irfu, CNRS/IPNO, CNRS/IPHC, CNRS/CSNSM and INSP. The physics program follows 3 main research axes:

- Production and spectroscopy of superheavy elements ($Z \geq 104$) by fusion-evaporation reactions, ground states properties and isomeric states studies,
- Production and spectroscopy of neutron- and proton-rich isotopes close to the drip lines, produced by multi-nucleons transfer and deep inelastic reactions,
- Studies of ion-ion atomic interactions in the intermediate energy regime where the energy deposited in materials are maximal. This latter point corresponds to a clean plasma condition and the measurement of electronic transfers cross sections is one of the key to understand inertial fusion.

B. The Quest of Superheavy Elements (SHE)

Synthesis and spectroscopy of the heaviest nuclei is one of the most constraining physical program acting on the development S³-SIRIUS. SHE are produced by fusion-evaporation reactions: the fusion of a projectile and a target nucleus generates an excited compound nucleus that first undergoes by emission of light particles (neutrons, protons or alphas) and then gamma-rays (prompt or delayed) characteristic of the underlying nuclear structure. Cross-sections for SHE synthesis are typically very low as compared to the contaminant production and a recoil separator with very high rejection ($1/10^{14}$) is necessary. S³ is precisely designed to make best use of unprecedented high beam intensity delivered by the SPIRAL2 LINAC. Various studies are planned:

- synthesis of new SHE with $Z > 118$,
- spectroscopy up to $Z=110$,
- study of collectivity around ^{254}No and ^{270}Hs ,

Manuscript received June 6, 2013.

H. Faure, F. Déchery, B. Gall and F. Le Blanc are with the UMR 7178, Institut Pluridisciplinaire Hubert-Curie, CNRS-IN2P3/Université de Strasbourg, 23 rue du Loess, 67037 Strasbourg cedex 2, France (contact: benoit.gall@iphc.cnrs.fr).

F. Déchery was and A. Drouart is with CEA-DSM/Irfu/SPhN, 91191 Gif/Yvette Cedex, France.

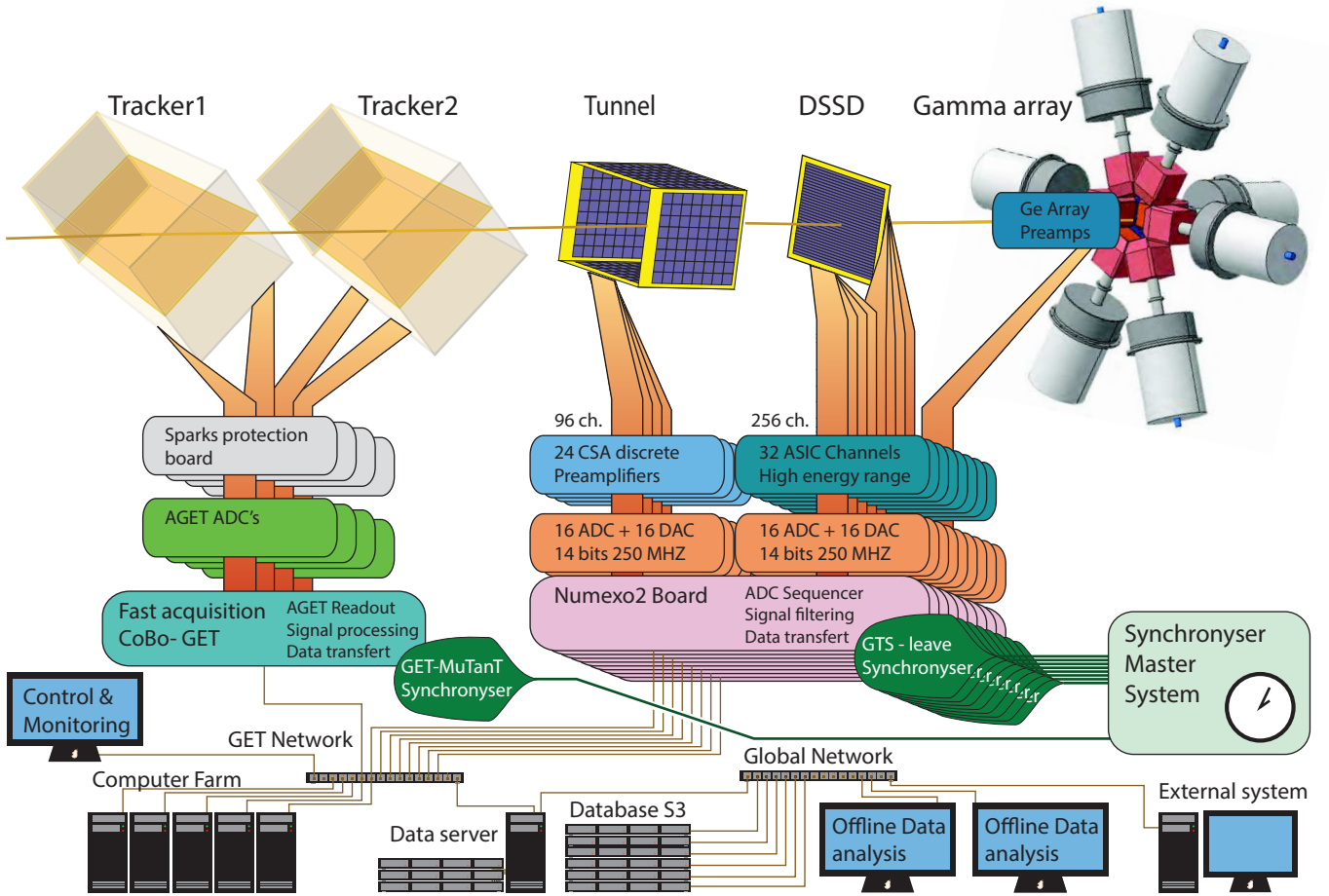


Figure 1: SIRIUS detection system layout at focal plane of S^3

- study of K-isomerism in SHE,
- synthesis of neutron-poor SHE by cold fusion and neutron-rich by hot fusion,
- systematic cross section measurement to improve knowledge in fusion-evaporation reactions,
- ground states properties measurement, including mass, charge and radii.

III. SIRIUS

A dedicated and optimized focal plan detection system called SIRIUS for “Spectroscopy and Identification of Rare Isotopes Using S^3 ” [7] is under construction. This detection system is constituted of a recoil tracking systems measuring the Time of Flight (ToF), a silicon-box decay station surrounded by a Clover Ge detector array (see Fig. 1).

The tracking system is based on two Secondary electron emission Detectors (SeD) and provides a time of flight measurement and the reconstructed position at the m/q dispersive plane in order to deduce the mass information.

The silicon-box is a close packed assembly of $10 \times 10 \text{ cm}^2$ windowless silicon detectors. As illustrated in Fig. 2, the recoil of interest is implanted in the Double-sided Silicon Strip Detector (DSSD). The high granularity (128 strips on each side) will be needed mainly for studies around ^{100}Sn where implantation rates will be higher than 100 Hz.

The recoiling nucleus of interest is shallowly implanted in the DSSD (a few μm). Since the detector is considerably thicker than the range for alpha particles emitted in subsequent radioactive decay, their full energy detection efficiency in the DSSD is close to 55%. Alpha and beta particles may also escape in backward directions. A significant part of these emissions are detected by a box (“Tunnel”) of four $10 \times 10 \text{ cm}$ silicon detectors leading to a total full energy detection efficiency close to 75 % for 8 MeV alpha particles.

Since escaping particles leave energy in DSSD and in Tunnel, one may reconstruct with much better resolution the total energy if the energy losses in both the DSSD and the Tunnel dead layers are both negligible. The use of the new windowless technology for these silicon detectors, as well as the influence of their relative positioning will be discussed in the following paragraphs.

For the prototype version of the Tunnel detector a new concept of Stripy-pads was proposed [7] where the signals of each of the 64 pads are driven to front end electronics through a strip, avoiding extra dead layers.

Gamma-ray detection will be done by surrounding the silicon box by a germanium array which will be composed of a dedicated clover detector (called “Back”) in close geometry behind the DSSD, and a ring of EXOGAM Clover detectors [8] surrounding this assembly. Since the Back clover will account for most of the gamma-ray detection efficiency, the

Ge array geometry will be optimized as soon as the final geometry of the Back detector is decided.

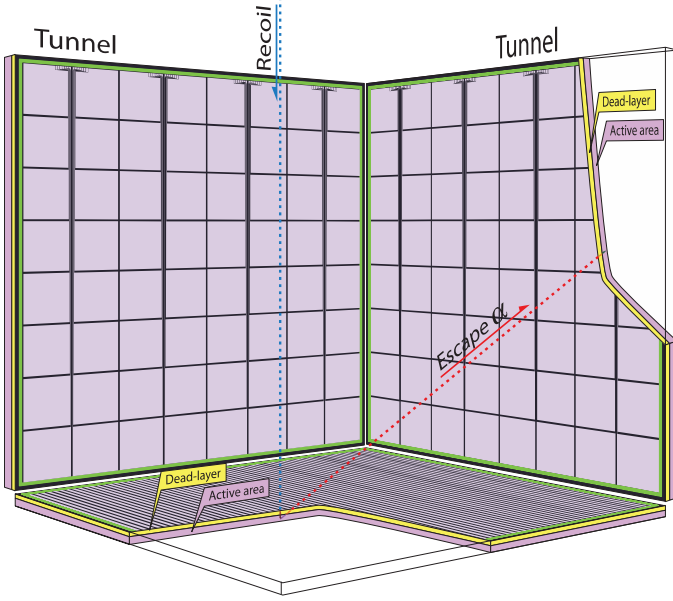


Figure 2: Illustration of an alpha decay escape, emitted from the implanted recoil position in the DSSD detector. Part of energy losses will take place in the dead layers of both DSSD and Tunnel silicon detectors. Thickness of the active (purple) and dead (yellow) layers are only figurative.

IV. SIMULATIONS

A. From Target to Implantation Detector

The implantation profile in silicon detectors at the final focal plane strongly depends on the upstream beam line from the target point through the full optical structure. Beam-target interactions have been modelled in order to have realistic kinematic distributions at the spectrometer entrance for simulations of key experiments [9, 10]. The S3Fusion code [9, 11] was originally developed for fusion-evaporation experiments at nuclear barrier energy by simulating emittances for superheavy elements, scattered beam and backscattered target nuclei. Further developments, including 4-body relativistic reactions, permit us to simulate kinematics for transfer (beam-like and target-like) or fission products using cross sections and yields from GRASING [12] and SPY [13] codes respectively.

A set of quadrivectors at the target entrance is randomly generated from a LINAC “output” distribution. For a given fusion-evaporation channel, a measured or theoretical excitation function was used to get statistical distribution of recoiling nuclei for given target thicknesses. The kinematic dispersion induced by the evaporation of light particle (neutron, proton, alpha) on the reaction products is threatened using a Maxwellian energy distribution assumption. The multi-scattering processes in the target and stripper - energy loss, straggling and angular deflexions - use various empirical parameterizations [14, 15, 16] covering a wide range of beam-target-energy configurations. All kinematic effects induced by different target materials are statistically added to each ion by change of the orientation and length of its initial quadrivector. The ion energy at the target exit is used to determine charge

states distributions at the exit of the equilibrium stripper foil calculated by means of various parameterizations [17, 18, 19, 20].

Using the simulated kinematical distribution of the nuclei of interest, we tune the S^3 optical layout which includes 3 magnetic dipoles and one electrostatic dipole. Seven superconducting multipolar triplets and one at room temperature focus the recoils to keep the transmission as high as possible. The latter triplet at the target position is open to ensure a 99.99% beam rejection. Each multipole is composed by quadrupolar, sextupolar and octupolar fields, except the open one which include 3 quadrupoles only. OPERA3D [21] simulations were performed for each optical element by CEA/SACM collaborators, with the generation of 3D field maps from a given current in all multipolar coils. A high order fine tuning of these 70 electromagnetic fields is done using the TraceWin code [22, 23] to maximize the mass resolution and/or the transmission of recoils up to the SIRIUS implantation and decay station.

Different TraceWin compatible detector modules were developed in order to take into account the effects of the detection system configuration. The whole simulation framework has been used to quantify the influence of detectors resolutions and positioning on optical performances, and to optimise the detection configuration for the different physics cases. The ion distributions projected in SIRIUS includes all the effects, from the target to the final focal plane, through all the realistic multipolar field maps.

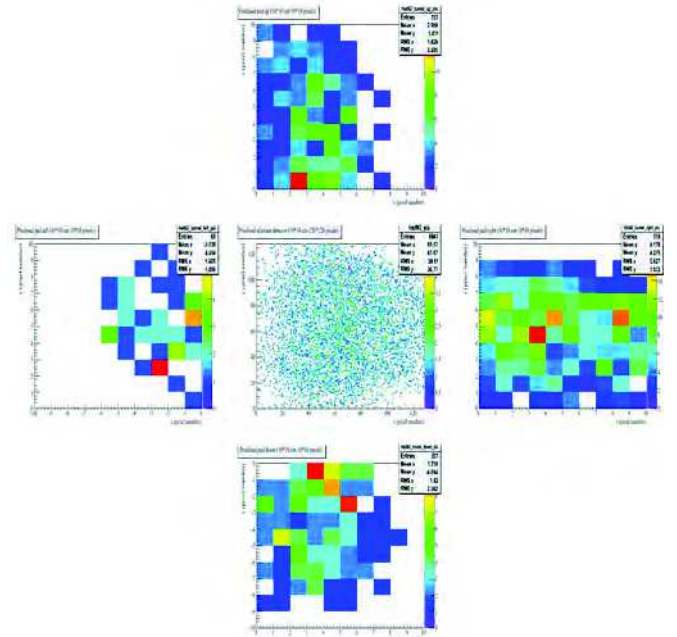


Figure 3: Direct implantation distribution of recoiling nuclei in the S^3 DSSD (middle) and Tunnel (surrounding) given by transport simulations in [9, 10].

These upstream kinematics distributions bring, for different physics cases, precise informations from the S^3 transmission. Recoil distributions, implanted on DSSD impacting on the surrounding tunnel detectors, have been simulated (see Fig. 3). Therefore these realistic recoil implantation distribution profiles (X,Y,Z) could be used as starting points for the

simulations done in order to optimize the SIRIUS silicon-box detection efficiency.

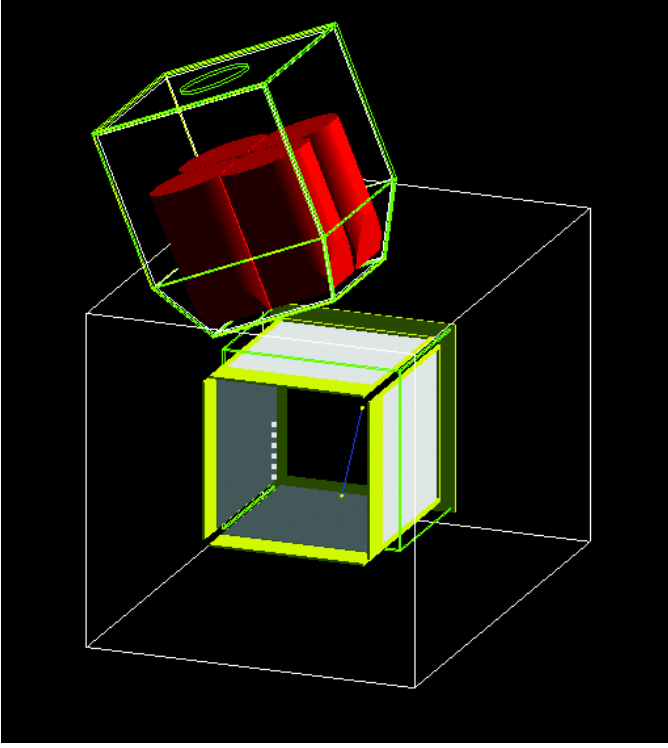


Figure 4: Geometry used for SIRIUS silicon-box as defined in GEANT4 [24].

B. SIRIUS Silicon Array Representation

After its implantation in the DSSD, the nuclei of interest can decay with spontaneous fission, alpha decay or beta decay. Gamma-rays and electrons are usually following this decay process.

Energy signals corresponding to this decay process are very important to identify the implanted nuclei as well as to study its decay path. This technique is called Recoil Decay Tagging (RDT). Additional filtering is usually provided using the Time of Flight signal in combination. Decay through alpha emission process is very powerful to assign a transition to a known nucleus as well as to provide information about single particle states in the daughter nucleus.

This selection method is far from 100% efficient since the alpha particle is not only emitted “forward” in the DSSD (~50% probability) where its full energy will be detected. It can escape at “backward” angles. The SIRIUS collaboration has chosen to use a 10 x 10 cm² Tunnel silicon detector in order to recover part of these latter alpha particles. We can see on Fig. 7 the detection efficiency in tunnel detectors is around 24 % for 8 MeV alphas and for 100 keV electrons.

A model of the SIRIUS decay spectroscopy station was done using the GEANT4 [24] simulation tools. In a first approach, and for computing time reasons, only the DSSD, the four Tunnel silicon detectors and one germanium clover were simulated. Each silicon detector is defined with two volumes: a 0.675mm thick active zone and a dead layer zone with thickness adjusted between 20 and 200 nm depending on the simulation purpose. In attempt to be as realistic as possible,

silicon detector supports in ceramics are also included in simulations.

For the following results, 10000 nuclei have been sent through the separator. Only 85,77% of them reach the focal plane and are implanted in SIRIUS, giving us the implantation distribution discussed in section IV.A. Then, with GEANT4, we emit for each implantation’s point ten particles (alpha or electrons) in a 4 π solid angle. In a first approach, the DSSD is considered as one pixel since implantation coordinates are well known, and the Tunnel detectors are divided in 64 pixels as it can be seen in Fig. 2. Energy deposited in each volume is then recorded and treated with ROOT [25] depending on simulation purpose (dead-layers thickness influence, energy reconstruction for escape alpha particles, pixel grouping).

C. Dead Layers Influence on Escaped α Particles Detection

Dead-layer are usually a few hundreds of nanometers thick. Improvement of implantation technologies enables now to reach dead-layers thinner than 50 nm. This has mainly an influence on escape alpha particles that have to cross - usually in diagonal direction - the DSSD dead layer and the Tunnel one. Strong angular effects may occur depending on initial coordinates at DSSD escape and of tunnel entrance pixel row. To study this effect, we follow the alpha particle track and energy losses in four different zones, each one corresponding to a logical volume in GEANT4: first active silicon (Si) in the DSSD, then dead layer in the DSSD, dead layer in the tunnel and finally active Si in the tunnel (see Fig. 2).

Even if we access in the simulations to all these energies, only the energy lost in the active zones will be detected. All those signals could eventually be summed for escape alpha energy reconstruction but the corresponding FWHM is usually so bad that it cannot be efficiently used and summed to the DSSD alpha spectrum. Note that these latter can also be summed with a subsequent electron emission in coincidence if there is one.

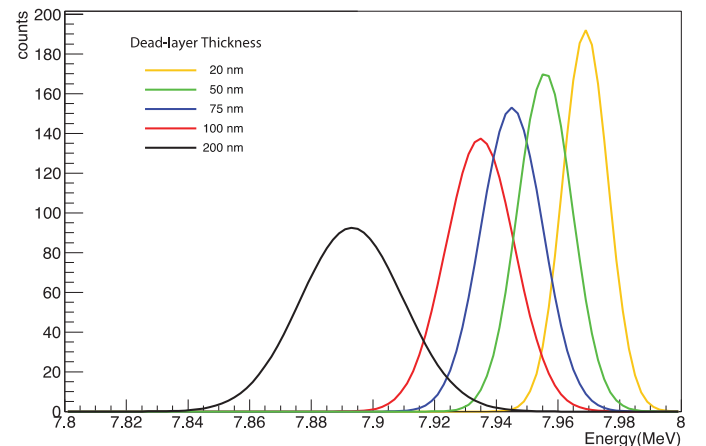


Figure 5: Full-Energy distributions of 8 MeV alphas emitted from DSSD center and detected in a Tunnel detector for dead-layer thicknesses ranging from 0 to 200 nm. The Tunnel detector is taken as a single pixel and FWHM corresponds only to geometric effects.

The new windowless technology represent a great hope for the escape alpha energy reconstruction. This fact motivated a dedicated simulation study presented here. For a given DSSD

(with a given dead layer of 50 nm), we can study the dead layer thickness influence for one tunnel detector (see Fig. 5).

For this simulation, 8 MeV alpha particles are supposed to be emitted from the centrum of the DSSD. Energy is measured in the Tunnel considered as one big pixel for several thicknesses of the dead layer ranging from 20 to 200 nm. Energy loss come from the dead-layers and energy dispersion is due to the pixel solid angle. As expected, the larger is the crossed dead layer thickness the bigger is the energy loss (mean value) and spread (FWHM).

For a better understanding of this resolution degradation effect, we can split this information row by row on real tunnel detector pixels. Since the Tunnel has 64 pixels, distributed in 8 lines and 8 rows, we can see on Fig. 6 FWHM distributions on these 8 rows for dead-layers ranging from 20 to 200 nm.

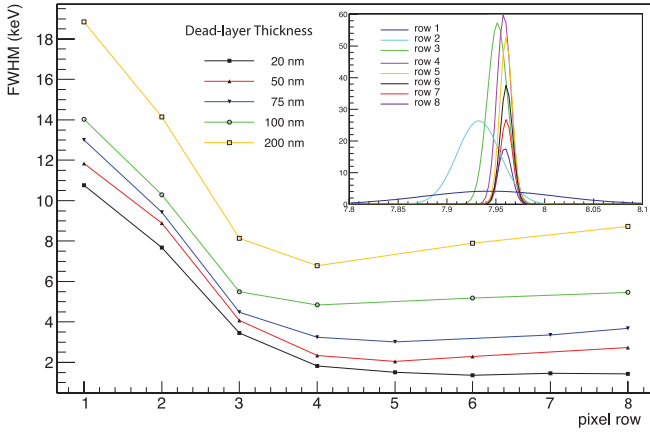


Figure 6: Evolution of an 8 MeV alpha Full Width Half Maximum as a function of pixel row hit in tunnel. The inset illustrates the FWHM evolutions as well as the induced mean-energy loss.

An implantation depth of 5 μm was taken in this simulation. The row of pixel on tunnel detectors closest to the DSSD (row #1), has for any dead-layer thickness 10 times larger FWHM than the other rows. This is explained by the grazing angle of the escaping alphas leading to the highest energy lost in the DSSD dead layer. For this calculation DSSD was supposed to be windowless and its dead layer was taken at 50 nm. Concerning the other rows (#2 to #8), the energy spread contribution to the FWHM (around 1.5 keV) only results from the pixel angular acceptance and becomes negligible for windowless detectors (dead layers < 50 nm) as compared to the expected alpha resolution at this energy (16 keV at 8 MeV).

D. Influence of Detectors Relative Positions on Escaped α Particles and Electron Detection

If we want to meet SIRIUS specifications, the huge induced energy dispersion (FWHM) in the first rows of Fig. 6 induces bad resolution when adding all the Tunnel row events together. According to these plots we may have a clear interest in moving the 4 Tunnel detectors together a little away from the DSSD in the upstream direction (x shift). Starting from an extremely close-packed DSSD-Tunnel configuration with a DSSD-Tunnel distance of 325 μm , we studied the effect on efficiency of x shift. In addition we studied the effect of lateral extension of the Tunnel array, all tunnels moved out in y or z

directions from the same lateral shift (see Fig. 7). Optimal solution is searched by moving Tunnels detectors a few millimeters upstream and/or laterally. For a better understanding, study is performed for shifts from a few millimeters up to 2 centimeters. Both shifts may give more space for the mechanical structure holding the silicon detectors and improve cooling and mechanical properties.

Efficiency losses are shown on Fig. 7a in the case of 8 MeV alpha particles and Fig. 7b in the case of 100 keV electrons. In both cases, particles are emitted from a realistic recoil implantation profile in the DSSD (cf. Fig. 3). Values for zero shift corresponds to close-packed geometry. As expected, the system is much more sensitive to a lateral shift that to an upstream shift. The four tunnel detectors should therefore be as close as possible together. One can note that such a shift would also possibly affect the gamma efficiency of the surrounding Clover ring. On the other hand, an upstream shift of a few millimeters will not have a big effect on alpha and electron efficiency.

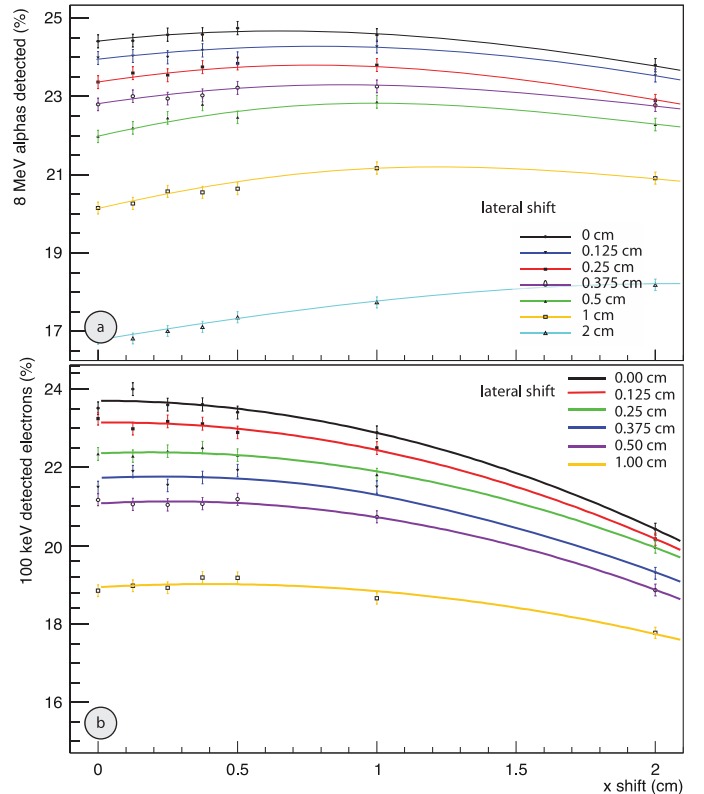


Figure 7: Evolution of detection efficiency with tunnel displacement parallel to beam (x shift) and Tunnel lateral extension (lateral shift) for 8 MeV α particles (a) and 100 keV electrons (b).

E. Electrons

Due to the high-Z value of the heavy elements, low-energy transitions have quite large conversion coefficients. Several electrons may be emitted in coincidence resulting in an electron shower. Measured energy in the DSSD depends on the number of electrons emitted forward and on summation effects of various atomic processes like Auger and Coster

Krönig electrons and X-rays. Electrons may even be summed to the alpha decay signal if detected at the same time [26].

One of the major roles of the tunnel detector is the detection of the escaping electrons. Since the electron stopping power is quite low compared to that of alpha particles, SIRIUS is designed to be able to discriminate them by pulse shape analysis. Specific front-end electronics and silicon developments are done within the SIRIUS collaboration for this purpose. Moreover, the recoil being implanted a few micrometers from the surface, there is seldom enough energy to pass the DSSD energy threshold for a “backward” emission. Therefore, no energy reconstruction is performed for electrons.

The energy of these conversion electrons ranges from 40 keV (usually below detection threshold) to 300 keV. Electrons emitted from a cascade of transitions are summed up in a shower in the DSSD. On the contrary, Tunnel detectors benefit from their angular dispersion and detect single electrons. Corresponding detection efficiency was studied as a function of the axial shift. One can see on Fig. 8 that the higher the electron energy, the higher the sensitivity to the axial shift of the Tunnel detector. A huge efficiency difference can be observed on this energy range. Moreover, the zero shift efficiency at 300 keV is around 30 %, while it is around 24 % for 100 keV electrons, in agreement with previous simulations performed in the collaboration [27]. This is due to deflection effects occurring in the escape process.

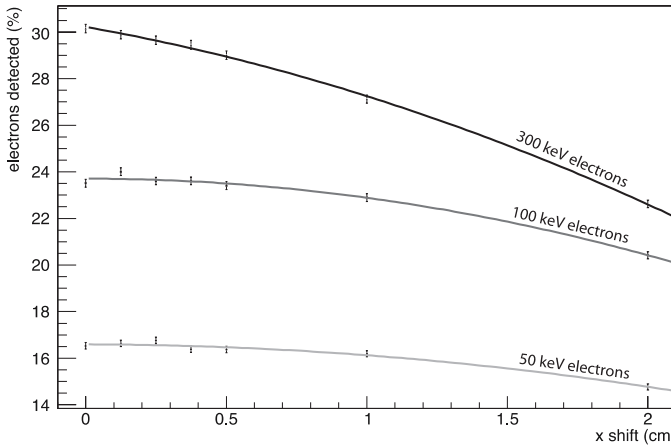


Figure 8: Evolution of 300, 100 and 50 keV electron detection efficiency with tunnel recoil parallel to beam (x shift).

F. Detection Limit and Escaped α Particles Detection

The SIRIUS detection system for S^3 is fully optimized to push the detection limit to reactions with lower cross sections. Under these extremely low statistics conditions it is important to keep the energy resolution as good as possible. To illustrate importance of energy resolution we did reproduce with several resolutions the alpha signal from the ^{246}Fm prompt spectroscopy study that established the lowest cross section record for prompt spectroscopy of heavy elements [28]. In this experiment, a ten hits alpha peak was observed over a background with mean value around three hits.

Thus, histograms were simulated with two components: a random noise at the average level of three counts and a 10 counts Gaussian peak at 8 MeV for the signal of interest. The resolutions used (15.2, 14.1 and 11.1 keV) correspond only to solid angle effects in individual pixels for 0, 1 and 2 cm upstream shift respectively. Data from different pixels were added after energy calibration. Results displayed on Fig. 9 illustrate the impact of resolution on detection limits.

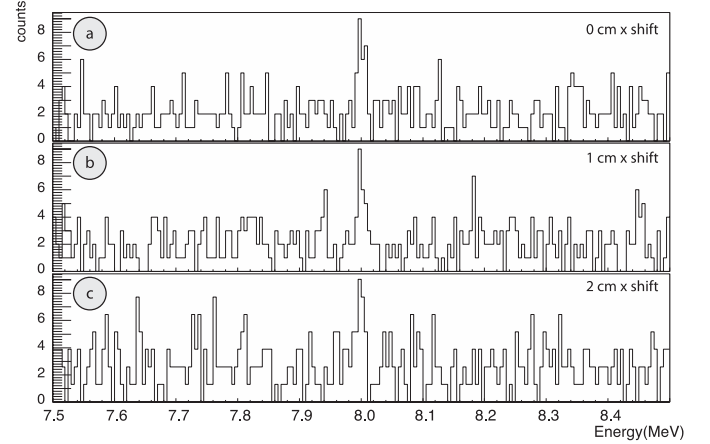


Figure 9: Illustration of the influence of the resolution on detection power by plotting three different resolutions for a 10 counts peak over a 3 counts mean value white noise for an upstream shift of 0 cm (a) 1 cm (b) and 2 cm (c).

One first clearly sees that a random accumulation of data from noise generates spurious peaks. A real peak can only be considered if it clearly emerges from background fluctuations. In such extremely low cross-section studies, the better the resolution, the highest the chances to observe the expected transition.

Fig. 6 clearly established that the first row of pixels from the Tunnel detectors contributes significantly to increase the alpha line width and the possibility of shifting the Tunnel upstream was discussed in section IV.D. Such a shift induces better resolution. In order to study influence of such a shift, the ratio of signal to signal plus noise was studied within the present low cross-section framework and concludes that there is no significant detection power interest in such a shift.

Another solution to correct this first row resolution deterioration is to consider in the first row spectrum of a Tunnel detectors only events originating from DSSD locations close to the considered Tunnel element.

V. CONCLUSION AND PERSPECTIVES

Simulations performed in order to the optimize geometry of the SIRIUS silicon detector array were discussed in this contribution. The influence of dead layer study is first presented and underlines the impact of the first row of pixels on the energy resolution of Tunnel detectors. Depending on the experiment kinematics, implantation depth may be quite different and this effect will be more or less important. Further studies with implantation depth lower than 5 μm will be done.

Another level of details should be added to be as realistic as possible. For instance, we can add a threshold effect for the electron detection as soon as atomic effects such as Auger and

Coster-Krönig electrons are implemented in the code. It is also planned to use different realistic decay path scenarios to generate realistic electron showers. In parallel, this GEANT4 simulation could also be coupled to electronics realistic simulations through the ISE-TCAD tool [29]. This will enable the study of electrons and alpha discrimination through pulse shape analysis and allow the comparison with the measurements from the prototype silicon detector.

These studies are still ongoing. The best possible silicon detector assembly will push the limits of detection and widen our spectroscopic knowledge on the extreme limits of the nuclear chart.

ACKNOWLEDGMENT

Authors would like to thank O. Dorvaux, K. Hauschild, A. Lopez-Martens, J. Piot, J. Rubert and the S³-SIRIUS collaborators for fruitful discussions. Part of this work (FD) is done under the Strasbourg University “idex” excellence program framework. S³ project is founded by French national research agency (ANR) under the contract number ANR-10-EQPX-46-01.

REFERENCES

- [1] Spiral2 White Book Ganil (2006), see also <http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2>
- [2] A. Drouart et al., “Super Separator Spectrometer for the LINAG heavy ions beams”, International Journal of Modern Physics E, 18 2160 (2009) <http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/S0218301309014482>
- [3] A. Drouart et al., Nucl. Phys. A834, 747c (2010), <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947410001363>
- [4] S3 status report, porte parole H. Savajols (2009) http://pro.ganil-spiral2.eu/events/sp2/spiral2week-2009/presentations/sc-sac/s3-status-report/at_download/file <http://www.actaphys.uj.edu.pl/vol42/pdf/v42p0597.pdf>
- [5] Spiral2 Letter of Intent “S³: The Super Separator Spectrometer for LINAG beams” (2006) http://irfu.cea.fr/Phoceca/file.php?class=std&file=Ast/file_943_28_.pdf
- [6] Lettres d'intention S³ et expériences “Day-1” <http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2/instrumentation/s3/workingdocuments/loi-day-1-experiments>
- [7] B.J.P. Gall et al., “Pushing the Limits of Spectroscopy with S³”, Acta Physica Polonica B Vol. 42 (2011) 597
- [8] GAMMASP2 “High-resolution gamma-ray spectroscopy at SPIRAL 2 (AGATA - EXOGAM2)”, J. Gerl, W. Korten, B. Wadsworth (2006) http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2/letters-of-intent/loi-for-spiral2/letters-of-intent-list/texts-of-loi-for-spiral2/7.-high-resolution-gamma-ray-spectroscopy-at-spiral2-agata-exogam2/at_download/file
- [9] F. Déchery, “Simulation Optiques pour le projet S³ - Super Spectromètre Séparateur - et première spectroscopie prompte gamma-électron en coïncidence d'un noyau transurinium : le ²⁵¹Md”, PhD thesis (2012)
- [10] F. Déchery and A. Drouart “Optical simulations for the S³ focal plane detection system SIRIUS”, to be published
- [11] F. Déchery and A. Drouart, “S3Fusion: modelisation of beam-target interactions at fusion barrier energy”, to be published.
- [12] A. Winther, Nuclear Physic A 572, (1994) 191. <http://www.sciencedirect.com.gate4.inist.fr/science/article/pii/0375947494904308>
- [13] S. Panebianco et al., Physical Review C 86, 064601 (2012) <http://prc.aps.org/abstract/PRC/v86/i6/e064601>
- [14] F. Hubert, R. Bimbot, H. Gauvin, “Range and Stopping Power Tables for 2.5-100 MeV/nucleon heavy ions in solids”, Atomic Data and Nuclear Data Tables 46, pp. 1-213 (1990) <http://web-docs.gsi.de/~wolle/LINKS/PAPERS/nucl-data-tables46.pdf>
- [15] L.C. Northcliffe and R.F. Schilling, “Range and stopping-power tables for heavy ions”, Nuclear Data Table A7, 233-463 (1970) <http://web-docs.gsi.de/~wolle/LINKS/PAPERS/nucl-data-tables7.pdf>
- [16] L. Meyer, “Plural and multiple scattering of low-energy heavy particles in solids”, Physica Status Solidi (b), Volume 44, Issue 1, pages 253-268 (1971) <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/pssb.2220440127/abstract>
- [17] V.S. Nikolaev and I.S. Dmitriev, “On the equilibrium charge distribution in heavy element ion beams”, Physics Letters A, Volume 28, Issue 4, Pages 277-278 (1968) <http://www.sciencedirect.com.gate4.inist.fr/science/article/pii/037596016890282X>
- [18] K. Shima et al., “Equilibrium charge fractions of ions of Z = 4-92 emerging from a carbon foil”, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Volume 51, Issue 2, Pages 173-241 (1992) <http://www.sciencedirect.com.gate4.inist.fr/science/article/pii/0092640X9290001X>
- [19] R.N. Sagaidak and A.V. Yeremin, “On ionic charge distributions of heavy evaporation residues passing through a carbon foil”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volume 93, Issue 1, Pages 103-106 (1994) <http://www.sciencedirect.com.gate4.inist.fr/science/article/pii/0168583X9495464X>
- [20] G. Schiwietz et P. Grande, “Improved charge-state formulas”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Volumes 175-177, Pages 125-131 (2001) <http://www.sciencedirect.com.gate4.inist.fr/science/article/pii/S0168583X00005838>
- [21] Opera-3d Design Software by Cobham <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/~sakemi/OPERA/ref-3d.pdf>
- [22] D. Uriot et al., TraceWin code <http://irfu.cea.fr/Sacm/logiciels>
- [23] Romuald Duperrier et al., “CEA Saclay Codes Review for High Intensities Linacs Computations”, Computational Science — ICCS 2002, Lecture Notes in Computer Science, Volume 2331, pp 411-418 (2002) http://link.springer.com.gate4.inist.fr/chapter/10.1007/3-540-47789-6_43
- [24] S. Agostinelli, et al., Nucl Instrum. Methods Phys. Res. A506, 250 (2003); J. Alison et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 53, 270 (2006) <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>
- [25] R. Brun and F. Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 389 (1997) 81-86. <http://root.cern.ch/>
- [26] Ch. Theisen et al., “Internal conversion and summing effects in heavy-nuclei spectroscopy”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 589 (2008) 230-242, <http://dx.doi.org.gate4.inist.fr/10.1016/j.nima.2008.02.044>
- [27] K. Hauschild, Report to S3 Detector Working Group in2p3-00431873 <http://hal.in2p3.fr/in2p3-00431873/fr/>
- [28] J. Piot, “Sur la route de l'îlot de stabilité superlourd. Spectroscopie prompt des noyaux ²⁴⁶Fm et ²⁵⁶Rf”, PhD Thesis (2010), http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/61/72/90/PDF/These_julienPiot.pdf
- [29] G. Deptuch “The use of ISE-TCAD package for simulation” Vertex 2004, Como, 13-18 sept 2004, http://www.synopsys.com/Tools/TCAD/CapsuleModule/sentaurus_ds.pdf

Annexe C

Annexe C

Dans cette annexe sont présentés les deux tableau résumant les résolutions des pixels des détecteurs 2D₅ C.1 et 3D₁₇ C.2 obtenus à leurs points de fonctionnement.

N° Pixel	Résolution Am	Résolution Cm	N° Pixel	Résolution Am	Résolution Cm
Pixel 1	17.2 ± 0.06 keV	18.8 ± 0.20 keV	Pixel 33	21.1 ± 0.10 keV	20.8 ± 0.25 keV
Pixel 2	17.4 ± 0.05 keV	18.2 ± 0.16 keV	Pixel 34	17.9 ± 0.06 keV	18.7 ± 0.16 keV
Pixel 3	17.8 ± 0.05 keV	18.8 ± 0.16 keV	Pixel 35	17.9 ± 0.05 keV	18.2 ± 0.15 keV
Pixel 4	17.4 ± 0.05 keV	18.1 ± 0.15 keV	Pixel 36	18.0 ± 0.05 keV	18.8 ± 0.16 keV
Pixel 5	17.8 ± 0.05 keV	18.8 ± 0.17 keV	Pixel 37	18.7 ± 0.06 keV	19.8 ± 0.17 keV
Pixel 6	17.7 ± 0.05 keV	18.5 ± 0.17 keV	Pixel 38	18.6 ± 0.06 keV	19.6 ± 0.17 keV
Pixel 7	19.6 ± 0.08 keV	20.6 ± 0.24 keV	Pixel 39	18.6 ± 0.06 keV	19.5 ± 0.17 keV
Pixel 8	17.8 ± 0.06 keV	18.8 ± 0.18 keV	Pixel 40	18.9 ± 0.07 keV	20.8 ± 0.23 keV
Pixel 9	Non Fonctionnel	Non Fonctionnel	Pixel 41	Problème Mesure	Problème Mesure
Pixel 10	17.7 ± 0.06 keV	18.8 ± 0.17 keV	Pixel 42	21.0 ± 0.08 keV	20.9 ± 0.22 keV
Pixel 11	Non Fonctionnel	Non Fonctionnel	Pixel 43	18.4 ± 0.05 keV	19.4 ± 0.16 keV
Pixel 12	17.9 ± 0.06 keV	19.0 ± 0.17 keV	Pixel 44	18.9 ± 0.06 keV	19.9 ± 0.18 keV
Pixel 13	17.2 ± 0.05 keV	17.8 ± 0.14 keV	Pixel 45	18.4 ± 0.06 keV	18.4 ± 0.15 keV
Pixel 14	17.6 ± 0.05 keV	17.7 ± 0.14 keV	Pixel 46	18.0 ± 0.06 keV	18.9 ± 0.16 keV
Pixel 15	Non Fonctionnel	Non Fonctionnel	Pixel 47	19.7 ± 0.08 keV	20.3 ± 0.22 keV
Pixel 16	16.5 ± 0.05 keV	17.6 ± 0.16 keV	Pixel 48	24.2 ± 0.15 keV	26.2 ± 0.49 keV
Pixel 17	16.9 ± 0.06 keV	17.5 ± 0.16 keV	Pixel 49	16.7 ± 0.08 keV	Problème de Fit
Pixel 18	Non Fonctionnel	Non Fonctionnel	Pixel 50	18.3 ± 0.10 keV	17.4 ± 0.22 keV
Pixel 19	17.7 ± 0.06 keV	18.4 ± 0.17 keV	Pixel 51	18.4 ± 0.10 keV	Problème de Fit
Pixel 20	18.1 ± 0.06 keV	18.1 ± 0.15 keV	Pixel 52	19.1 ± 0.11 keV	19.0 ± 0.27 keV
Pixel 21	18.3 ± 0.06 keV	18.8 ± 0.16 keV	Pixel 53	20.7 ± 0.14 keV	Problème de Fit
Pixel 22	18.0 ± 0.05 keV	19.5 ± 0.18 keV	Pixel 54	19.4 ± 0.11 keV	18.9 ± 0.26 keV
Pixel 23	18.4 ± 0.06 keV	18.9 ± 0.17 keV	Pixel 55	19.5 ± 0.11 keV	18.9 ± 0.26 keV
Pixel 24	18.9 ± 0.07 keV	20.1 ± 0.22 keV	Pixel 56	20.5 ± 0.08 keV	19.4 ± 0.18 keV
Pixel 25	Non Fonctionnel	Non Fonctionnel	Pixel 57	Problème Mesure	Problème Mesure
Pixel 26	Non Fonctionnel	Non Fonctionnel	Pixel 58	19.9 ± 0.08 keV	19.7 ± 0.20 keV
Pixel 27	18.1 ± 0.06 keV	19.4 ± 0.18 keV	Pixel 59	18.7 ± 0.07 keV	19.5 ± 0.20 keV
Pixel 28	18.3 ± 0.06 keV	18.6 ± 0.16 keV	Pixel 60	18.5 ± 0.06 keV	19.2 ± 0.17 keV
Pixel 29	17.6 ± 0.05 keV	18.5 ± 0.17 keV	Pixel 61	18.1 ± 0.06 keV	19.0 ± 0.17 keV
Pixel 30	17.7 ± 0.05 keV	19.1 ± 0.17 keV	Pixel 62	18.8 ± 0.06 keV	19.4 ± 0.17 keV
Pixel 31	18.0 ± 0.06 keV	19.0 ± 0.18 keV	Pixel 63	Non Fonctionnel	Non Fonctionnel
Pixel 32	Problème Mesure	Problème Mesure	Pixel 64	18.5 ± 0.07 keV	19.1 ± 0.20 keV

TABLE C.1 – Résumé des résolutions du détecteur 2D₅ pixel par pixel.

N° Pixel	Résolution Am	Résolution Cm	N° Pixel	Résolution Am	Résolution Cm
Pixel 1	16.6 ± 0.04 keV	16.3 ± 0.11 keV	Pixel 33	16.4 ± 0.05 keV	16.2 ± 0.12 keV
Pixel 2	16.2 ± 0.04 keV	16.0 ± 0.10 keV	Pixel 34	15.7 ± 0.04 keV	15.3 ± 0.09 keV
Pixel 3	30.4 ± 0.27 keV	27.0 ± 0.51 keV	Pixel 35	15.4 ± 0.03 keV	15.5 ± 0.09 keV
Pixel 4	15.8 ± 0.03 keV	15.5 ± 0.08 keV	Pixel 36	16.8 ± 0.04 keV	16.7 ± 0.11 keV
Pixel 5	16.6 ± 0.04 keV	16.8 ± 0.10 keV	Pixel 37	16.5 ± 0.04 keV	16.6 ± 0.10 keV
Pixel 6	16.6 ± 0.04 keV	17.0 ± 0.10 keV	Pixel 38	15.5 ± 0.03 keV	15.2 ± 0.08 keV
Pixel 7	16.9 ± 0.04 keV	16.8 ± 0.10 keV	Pixel 39	16.0 ± 0.04 keV	16.3 ± 0.10 keV
Pixel 8	17.7 ± 0.04 keV	17.8 ± 0.09 keV	Pixel 40	16.6 ± 0.04 keV	16.2 ± 0.10 keV
Pixel 9	17.7 ± 0.04 keV	18.1 ± 0.10 keV	Pixel 41	16.5 ± 0.05 keV	16.2 ± 0.10 keV
Pixel 10	16.9 ± 0.04 keV	16.8 ± 0.10 keV	Pixel 42	16.9 ± 0.05 keV	17.5 ± 0.13 keV
Pixel 11	16.1 ± 0.03 keV	16.2 ± 0.09 keV	Pixel 43	15.9 ± 0.04 keV	15.5 ± 0.09 keV
Pixel 12	16.4 ± 0.04 keV	16.1 ± 0.09 keV	Pixel 44	15.9 ± 0.04 keV	15.4 ± 0.09 keV
Pixel 13	15.9 ± 0.03 keV	15.3 ± 0.08 keV	Pixel 45	15.5 ± 0.03 keV	15.1 ± 0.09 keV
Pixel 14	15.9 ± 0.05 keV	15.7 ± 0.09 keV	Pixel 46	15.3 ± 0.03 keV	15.7 ± 0.09 keV
Pixel 15	16.1 ± 0.04 keV	15.9 ± 0.10 keV	Pixel 47	17.9 ± 0.04 keV	18.1 ± 0.11 keV
Pixel 16	22.4 ± 0.06 keV	21.6 ± 0.14 keV	Pixel 48	15.6 ± 0.05 keV	15.5 ± 0.12 keV
Pixel 17	23.2 ± 0.08 keV	22.4 ± 0.19 keV	Pixel 49	PM ¹	PM ¹
Pixel 18	15.8 ± 0.04 keV	16.0 ± 0.10 keV	Pixel 50	20.7 ± 0.06 keV	20.2 ± 0.15 keV
Pixel 19	22.3 ± 0.10 keV	21.6 ± 0.25 keV	Pixel 51	18.1 ± 0.04 keV	17.7 ± 0.10 keV
Pixel 20	16.0 ± 0.04 keV	15.9 ± 0.15 keV	Pixel 52	17.9 ± 0.04 keV	17.3 ± 0.09 keV
Pixel 21	15.9 ± 0.04 keV	15.8 ± 0.09 keV	Pixel 53	15.9 ± 0.04 keV	15.6 ± 0.09 keV
Pixel 22	15.2 ± 0.03 keV	15.5 ± 0.08 keV	Pixel 54	16.5 ± 0.04 keV	16.2 ± 0.09 keV
Pixel 23	15.7 ± 0.04 keV	15.7 ± 0.09 keV	Pixel 55	17.2 ± 0.05 keV	17.5 ± 0.13 keV
Pixel 24	17.6 ± 0.04 keV	17.1 ± 0.09 keV	Pixel 56	16.6 ± 0.04 keV	16.4 ± 0.10 keV
Pixel 25	16.0 ± 0.04 keV	16.1 ± 0.09 keV	Pixel 57	16.8 ± 0.05 keV	16.6 ± 0.11 keV
Pixel 26	15.7 ± 0.04 keV	16.2 ± 0.10 keV	Pixel 58	16.8 ± 0.04 keV	16.9 ± 0.11 keV
Pixel 27	16.2 ± 0.04 keV	16.2 ± 0.11 keV	Pixel 59	16.3 ± 0.04 keV	16.0 ± 0.10 keV
Pixel 28	16.4 ± 0.05 keV	16.4 ± 0.12 keV	Pixel 60	16.4 ± 0.04 keV	16.5 ± 0.11 keV
Pixel 29	17.5 ± 0.04 keV	17.5 ± 0.09 keV	Pixel 61	16.1 ± 0.04 keV	16.1 ± 0.10 keV
Pixel 30	16.0 ± 0.05 keV	16.0 ± 0.10 keV	Pixel 62	15.5 ± 0.03 keV	15.3 ± 0.08 keV
Pixel 31	15.6 ± 0.03 keV	15.5 ± 0.08 keV	Pixel 63	16.7 ± 0.05 keV	16.6 ± 0.13 keV
Pixel 32	16.4 ± 0.04 keV	16.5 ± 0.10 keV	Pixel 64	16.5 ± 0.05 keV	16.7 ± 0.12 keV

TABLE C.2 – Résumé des résolutions du détecteur 3D₁₇ pixel par pixel.

1. PM : Problème durant la mesure

Bibliographie

- [Ago06] S. Agostinelli, et al., Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. A506, 250 (2003); J. Alison et al., IEEE Trans, Nucl. Sci. 53, 270 (2006) <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>
- [Ang10] G. de Angelis, B. Wadsworth et al., LoI Day 1 - 8 : "Shell structure, Isospin symmetry and shape changes in N=Z nuclei : Coulomb excitation of ^{104}Sn : probing large scale shell model calculation Coulomb excitations of the T=1 bands of the odd-odd ^{62}Ga , ^{66}As and ^{70}Br nuclei".
- [Ara14] A. Lopez Martens "CLODETTE : CLOver DETection system for Transfermium Elements" S³ workshop, GANIL 26-28 mars 2014.
- [Arn06] L. Arnold, R. Baumann, E. Chambit, M. Filliger, C. Fuchs, C. Kieber, D. Klein, P. Medina, C. Parisel, M. Richer, C. Santos, and C. Weber. "TNT digital pulse processor". IEEE Trans. on Nucl. Sci., 53(3) :723, Juin 2006.
- [Bal08] D. Balabanski and D. Bucurescu on behalf of the AGATA collaboration, "AGATA Physics Case" (2008).
- [Bas10] B. Bastin et al., LoI Day 1 - 13 : "Evolution of the Z=40 sub-shell while approaching the π -dripline / Laser spectroscopy of neutron-deficient zirconium isotopes with SPIRAL2".
- [Ben01] M. Bender et al., Phys. Lett. B515 (2001) 42-48.
- [Ben13] M. Bender et al., J. Phys. Conf. Ser. 420 (2013) 012002.
- [Ber68] G. Bertolini and A. Coche, "Semiconductor detectors" (1968) North-Holland.
- [Bla08] B. Blank 2008 Rep. Prog. Phys. 71 046301.
- [Bla08b] B. Blank, M.J. Borge, Prog. Part. Nucl. Phys. 60(2008)403.
- [Bla10] B. Blank et al., LoI Day 1 - 10 : "Precision study of the superallowed beta decay of heavy odd-odd N=Z nuclei".
- [BM60] A. Bohr & B. Mottelson Nuclear Spectroscopy Fay Ajzenberg-Selove (1960) 1020.
- [BM69] A. Bohr & B. R. Mottelson "Nuclear Structure" W.A. Benjamin, INC. (1969).
- [Bri17] P. Brionnet, thèse de l'Université de Strasbourg, Soutenance prévue en 2017.
- [Cac10] L. Caceres, F. Azaiez et al., LoI Day 1 - 6 : "Single proton states and proton-neutron interaction in ^{100}Sn ".

- [Dar10] I. G. Darby et al., LoI Day 1 - 3 : "In-source resonant laser ion spectroscopy of ^{94}Ag ".
- [Dar10b] I. G. Darby et al., LoI Day 1 - 4 : "In-source resonant laser ion spectroscopy of the light Sn isotopes $A = 101-107$ ".
- [Dar10c] I. G. Darby et al., LoI Day 1 - 5 : "In source resonant laser ion spectroscopy of $Z \geq 92$ ".
- [Dec12] F. Déchery. "Simulations optiques pour le projet S3 - Super Spectromètre Séparateur - & Première spectroscopie prompte γ - e^- en coïncidence d'un noyau transfermium : le $^{251}_{101}\text{Md}$ ", *Thèse de doctorat*, DSM/Irfu, CEA/Saclay F - 91191 Gif-sur-Yvette Cédex, France, 2012.
- [Dec15] F. Déchery et al., Eur. Phys. J. A (2015) 51 : 66, DOI : 10.1140/epja/i2015-15066-3.
- [Dec15b] F. Déchery et al., à soumettre à Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A.
- [Dec15c] F. Déchery, communication privée.
- [Dec15d] F. Déchery, SIRIUS Kick-Off Meeting, Orsay 2-3 juin 2015.
- [DES] <http://www.cenbg.in2p3.fr/desir/IMG/pdf/DESIR-Technical-ProposalV090105.pdf>
- [Dro07] A. Drouart et al., "Very Large emissive foil detectors for the tracking of low-energy heavy ions", Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, Volume 579, 1090-1095 (2007).
- [Duc99] G. Duchêne et al. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 432 (1999) 90-110.
- [Erl12] Erler J. et al. Nature 486(2012)509-512.
- [Eva55] R. D. Evans "The atomic Nucleus" ed. Mc Graw-Hill 1953.
- [EXO00] The EXOGAM Array : A radioactive Beam Gamma-Ray Spectrometer. J.Simpson, F. Azaiez, G. deFrance, J. Fouan, J. Gerl, R. Julin, W.Korten, P.J.Nolan, B.M. Nyako, G. Sletten, P.M. Walker and the EXOGAM Collaboration. Acta Phys. Hung., New Series, Heavy Ion Physics 11 (2000) 159-188.
- [Fan47] U. Fano, Phys. Rev. 72 (1947)26.
- [Fau13] H. Faure et al., H. Faure et al., 3rd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and Their Applications, ANIMMA 2013.
- [Fau15] H. Faure et al., à soumettre à NIM A.
- [For14] U. Forsberg et al., INPC Florence 2013 Eur. Phys. Journ. Web of Conf. 66 (2014) 02036.
- [Gal13] B. J.P. Gall & P.T. Greenlees, Nucl. Phys. News 23 #3 (2013) 27-31.
- [GAN] <http://www.ganil-spiral2.eu/images-presentation/shema/rendu-niveaux-17-12-08-legendes.jpg>.
- [GANb] <http://www.ganil-spiral2.eu/>.
- [Gan15] P. Gangnant SIRIUS Kick-Off Meeting, Orsay 2-3 juin 2015

-
- [Geo10] G. Georgiev, M. Hass et al., LoI Day 1 - 9 : "Quadrupole Moments of isomeric states using the Tilted-foils Technique at S3".
- [Ger06] High-resolution γ -ray spectroscopy at SPIRAL 2 (AGATA - EXOGAM2), J. Gerl, W. Korten, B. Wadsworth (2006).
- [Gin16] "Caractérisation de détecteurs multi-segmentés au Germanium ultra pur", *Thèse de doctorat*, Université de Strasbourg, IPHC/DRS UMR7178, 23 rue du Loess, 67037 Strasbourg, France, 2016.
- [Gre10] P. T. Greenlees et al., LoI Day 1 - 2 : "Production and spectroscopy of heavy and superheavy elements using S3 and LINAG".
- [Gre11] P.T. Greenlees et al., Phys. Rev. Lett. 109 (2012) 012501.
- [Her11] R.D. Herzberg & D.M. Cox, Radiochim. Acta 99, (2011)441-457.
- [Hau06] K. Hauschild, A.V. Yeremin, O. Dorvaux, A. Lopez-Martens, A.V. Belozarov, CH Briançon, M.L. Chelnokov, V.I. Chepigin, S.A. Garci-Santamiria, V.A. Gorschkov, F. Hanappe, A.P.Kabachenko, A. Korichi, O.N. Malyshev, Yu. Ts. Ognessian, A.G. Popeko, N. Rowley, A.V. Shutov, L. Stuttgé and A.I. Svirikhin "GABRIELA : A new detector array for γ -ray and conversion electron spectroscopy of transfermium elements". Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A560 : 388-394, February 2006.
- [Hau08] K. Hauschild, "Preliminary simulations for the focal plan detection system of S3, version 1.0", SPIRAL2 Collaboration(s), in2p3-00431873 (2008).
- [Hau12] K. Hauschild, présentation au workshop de la détection au plan focal de S3 , Strasbourg 25-27 septembre 2012.
- [Hau14] Communication privée (2014).
- [Hof09] S. Hofmann et al., 2009 Probing shell effects at $Z = 120$ and $N = 184$ GSI Scientific Report 2008, GSI Report 2009-1 131.
- [Hof12] S. Hofmann et al., 2012 Attempts for the synthesis of new elements at SHIP GSI Scientific Report 2011, GSI Report 2012-1 205.
- [Jor94] V.T. Jordanov and G.F. Knoll. Digital synthesis of pulse shapes in real time for high resolution radiation spectroscopy. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, 345 :337-345, Janvier 1994.
- [Kit71] Kittel C. "Introduction to Solid State Physics"
- [Kha07] F. Khalfallah, Thèse de l'Université de Strasbourg, ULP 5425, IPHC 2007.
- [Kho08] A. Khouaja, Poster au workshop Gammapool, 27-30 mai 2008 IN2P3 Paris.
- [Kno99] G. Knoll "Radiation Detection and Measurement" *John Wiley and Sons*, 1999.
- [Kon15] F.G. Kondev et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables Volumes 103-104, Pages 1-106 (May-July 2015).
- [Kra88] K.S. Krane. Introductory Nuclear Physics. *John Wiley and Sons*, 1988.
- [Lam10] E. Lamour et al., LoI Day 1 - 1 : "Fast ion-slow ion collisions?FISIC project".
- [Mat65] J. H. E. Mattauch et al., Nucl.Phys. 67 (1965)1.
-

- [MIC10] Catalogue Micron, www.picronsemiconductor.co.uk
- [Mor12] Morita K. et al., Journal of the Physical Society of Japan 81 (2012) 103201.
- [Oga04] Yu. Ts. Oganessian et al. Phys. Rev. C 69, 021601(R).
- [Oga04b] Yu. Ts. Oganessian et al., Phys. Rev. C 70 (2004) 064609
- [Oga06] Yu. Ts. Oganessian et al., Phys. Rev. Lett. 74, 044602 (2006).
- [Oga09] Yu. Ts. Oganessian et al., 2009 Attempt to produce element 120 in the $^{244}\text{Pu} + ^{58}\text{Fe}$ reaction Phys. Rev. C 79 024603.
- [Oga12] Yu. Ts. Oganessian et al., Phys. Rev. Lett. 108, 022502 (2012).
- [Oga12b] Yu. Ts. Oganessian et al., Phys. Rev. Lett. 109, 162501 (2012).
- [Pan09] J. Pancin et al., "Secondary electrons detectors for beam tracking : micromegas and wire chamber" Journal of Instrumentation, Volume 4, P12012 (2009).
- [Pap10] P. Papadakis, "Combining in-beam gamma-ray and conversion electron spectroscopy : the SAGE spectrometer", *Thèse de doctorat*, University of Liverpool (2010).
- [Pap11] P. Papadakis et al., Journal of Physics Conference Series 312 (2011) 052017.
- [Pau95] E.S. Paul, P.J. Woods, T. Davinson, R.D. Page, P.J. Seliin, C.W. Beausang, R.M. Clark, R.A. Cunningham, S.A. Forbes, D.B. Fossan, A. Gizon, J. Gizon, K. Hauschild, I.M. Hibbert, A.N. James, D.R. LaFosse, I. Lazarus, H. Scnare, J. Simpson, R. Wadsworth and M.P. Waring. "In-beam γ -ray spectroscopy above ^{100}Sn using the new technique of recoil decay tagging", Phys. Lett. C, 51, 1, 78-87, 1995.
- [Pet10] C. Petrache et al., LoI Day 1 - 12 : "Detailed spectroscopy of proton-rich nuclei around N=82 through recoil decay-tagging and proton emission from isomeric states".
- [Pio10] J. Piot. "Sur la route de l'îlot de stabilité superlourd. Spectroscopie prompt des noyaux ^{246}Fm et ^{256}Rf ", *Thèse de doctorat*, Université de Strasbourg, IPHC/DRS UMR7178, 23 rue du Loess, 67037 Strasbourg, France, 2010.
- [Ric10] M. Richer. TNT USB Controler, <http://www.iphc.cnrs.fr/-tuc-.html>. Site Web IPHC.
- [Ric10b] M. Richer. DTUC, <http://www.iphc.cnrs.fr/-dtuc-.html>. Site Web IPHC.
- [Rud15] D. Rudolf. "Alpha-photon Decay Spectroscopy Approaching the island of Stability" TAN15 25-29 mai 2015 Urabandai, Fukushima, Japon.
- [Sch86] K.-H Schmidt, R.S. Simon, J.-G Keller, F.P. Heßberger, G. Münzenberg, B. Quint, H.-G. Clerc, W. Schwab, U. Gollerthan and C.-C. Sahm. "Gamma-spectroscopic investigations in the radiative fusion reaction $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{ZrZr}$ ", Phys. Lett. B, 168, 1-2, 39-42, 1986.
- [Sew10] D. Seweryniak et al., LoI Day 1 - 11 : " ^{100}Sn factory ? studies of the structure of nuclei in the ^{100}Sn region".
- [Sig14] M.H. Sigward, Rapport de collaboration S³-SIRIUS.

- [Sim06] J. Simpson, "The AGATA project", Journal of Physics : Conference Series Volume 41, Page 72 (2006).
- [Sim10] J. Simson et al., "The EXOGAM Array : A Radioactive Beam Gamma-Ray Spectrometer", APH N.S., Heavy Ion Physics, Volume 11, Page 159 (2000).
- [Ste10] I. Stefan, B. Fornal et al., LoI Day 1 - 7 : "In-beam gamma spectroscopy of neutron-rich nuclei studied with PARIS at the intermediate focal plane of S3".
- [Ste10b] I. Stefan, B. Fornal et al., LoI Day 1 - 7 : "In-Beam gamma spectroscopy of neutron-rich nuclei studied with PARIS at the intermediate focal plan of S3".
- [Ste10c] I. Stefan et al., LoI Day 1 - 14 : "In-beam gamma spectroscopy of neutron-rich nuclei studied with EXOGAM2 and PARIS at the intermediate focal plane of S3".
- [Sto12] Ch. Stodel et al., "Targets for S3 at SPIRAL2" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 613, Issue 3, p.480-485 (2012).
- [The14] Ch. Theisen NIM A747(2014) 69-80
- [The14b] Ch. Theisen "MUSETT & DSSDs" S³ workshop, GANIL 26-28 mars 2014.
- [Tow08] I. S. Towner and J. C. Hardy, Phys. Rev. C 77, 025501 (2008) and earlier references therein.
- [Zag13] V.I. Zagrebaev et al., Journal of Physics- Conference Series 420 (2013) 012001.

Hugo FAURE

Développement et validation d'un nouveau détecteur silicium de grande taille pour SIRIUS-S³

Mots-clefs : Détecteur silicium, SPIRAL2, S³, SIRIUS, simulations GEANT4, spectroscopie alpha, spectroscopie électron.

Le projet SPIRAL2 permettra de produire au GANIL des faisceaux radioactifs et stables très intenses. Repoussant les limites actuelles de nos connaissances, il constitue une opportunité pour de nombreux domaines de la physique nucléaire. Le Super Séparateur Spectromètre S³ et son système de détection au plan focal SIRIUS ont été conçus afin de tirer le meilleur parti de ces faisceaux stables intenses notamment au profit des recherches sur les éléments N=Z proches de l'étain-100 et des noyaux super lourds.

Ce travail de thèse porte sur les détecteurs silicium Tunnel de SIRIUS, avec d'un côté des simulations GEANT4 de l'ensemble de SIRIUS et d'un autre côté son pendant expérimental avec l'étude des prototypes des Tunnel de SIRIUS. Les simulations ont permis, outre la caractérisation de l'efficacité de détection et des limites induites en terme de conception mécanique, de mettre en lumière le bond en avant permis par l'avènement de détecteurs silicium presque sans zones mortes. La partie dédiée aux manipulations commence par la présentation du banc de test mis en place à l'IPHC pour recevoir et tester les détecteurs prototypes et pré-série. Le détecteur Tunnel est également présenté dans son contexte scientifique et technique. Les études des prototypes de détecteurs Tunnel et les résultats obtenus sont détaillés. Enfin, l'évolution vers les détecteurs de série est présentée sur la base des améliorations réalisées et constatées pour le détecteur de pré-série.

Development and validation of a new large-size silicon detector for SIRIUS-S³

Keywords : Silicon detector, SPIRAL2, S³, SIRIUS, GEANT4 simulations, Alpha spectroscopy, Electron spectroscopy.

The SPIRAL2 project will enable the production at GANIL of very intense radioactive and stable beams. Pushing the present-day limits of knowledge, it represents an opportunity for several fields of nuclear physics. The Super Separator Spectrometer S³ associated to its focal-plane detection system SIRIUS will take the best benefit possible of these intense stable beams especially for researches on the N=Z nuclei close to Tin-100 and on the super heavy elements.

This thesis is dedicated to the SIRIUS Tunnel silicon detectors, with GEANT4 simulations and their corresponding experimental study of the SIRIUS Tunnel detectors prototypes. In addition to the detection efficiency characterization and the setting of corresponding limits on mechanical conceptual drawings, the simulations have enabled to shed light on the major step forward brought by zero dead-layer silicon detectors. The section dedicated to the manipulations starts with the presentation of the test bench set up at IPHC in order to test the prototypes and pre-series detectors. The Tunnel detector is also presented in its scientific and technical context. The Tunnel detector prototypes studies and the results obtained are detailed. Finally, the evolution toward series detectors is presented on the basis of the improvements done with the pre-series detector.