



**HAL**  
open science

**Développement du détecteur CryoCube pour la  
recherche de nouvelle physique dans le secteur des  
neutrinos avec l'expérience Ricochet à l'Institut Laue  
Langevin**  
Jules Colas

► **To cite this version:**

Jules Colas. Développement du détecteur CryoCube pour la recherche de nouvelle physique dans le secteur des neutrinos avec l'expérience Ricochet à l'Institut Laue Langevin. Autre [cond-mat.other]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2023. Français. NNT : 2023LYO10238 . tel-04682128

**HAL Id: tel-04682128**

**<https://theses.hal.science/tel-04682128v1>**

Submitted on 30 Aug 2024

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

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

**THESE de DOCTORAT DE  
L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1**

**Ecole Doctorale N° 2023LYO10238  
ED 52 PHAST**

**Discipline** : Physique et Astrophysique

Soutenue publiquement le 22/11/2023, par :  
**Jules Colas**

---

**Développement du détecteur CryoCube  
pour la recherche de nouvelle physique  
dans le secteur des neutrinos avec  
l'expérience Ricochet à l'Institut  
Laue Langevin**

---

Devant le jury composé de :

Dr. Anne Ealet	Directrice de recherche, IP2I Lyon	Présidente
Dr. Thierry Lasserre	Directeur de recherche, CEA-IRFU Saclay	Rapporteur
Dr. Christine Marquet	Directrice de recherche, LP2I Bordeaux	Rapporteuse
Pr. Corinne Augier	Professeur des Universités, UCBL Lyon 1	Examinatrice
Dr. Alessandro Monfardini	Directeur de recherche, Institut Néel	Examineur
Dr. Claudia Nones	Directrice de recherche, CEA-IRFU Saclay	Examinatrice
Dr. Marco Vignati	Associate professor, INFN Roma	Examineur
Dr. Julien Billard	Chargé de recherche, IP2I Lyon	Directeur de thèse



“Un savant dans son laboratoire n’est pas seulement un technicien : c’est aussi un enfant placé en face des phénomènes naturels qui l’impressionnent comme un conte de fées.”

Marie Curie, 1933

Date de soumission : 25 janvier 2024

## RÉSUMÉ

La diffusion cohérente élastique neutrino-noyau ( $CE\nu NS$ ) est un processus physique au cours duquel un neutrino transfère une partie de son énergie au noyau d'un atome de façon cohérente. En mesurant l'énergie de recul du noyau atomique avec un détecteur à très faible seuil de détection, il est possible de contraindre efficacement un certain nombre de modèles de physique au-delà du modèle standard faisant apparaître des distorsions dans le spectre d'énergie de recul aux plus basses énergies. L'objectif scientifique principal de l'expérience **RICOCHET** consiste à mesurer ce dernier avec la plus grande précision, afin d'observer d'éventuels signes de nouvelle physique. Pour ce faire, l'expérience, qui comportera deux détecteurs principaux : le **Q-Array** et le **CRYOCUBE**, sera installée à l'Institut Laue Langevin (ILL). Il s'agit d'un réacteur nucléaire de recherche produisant un flux de neutrinos important de l'ordre de  $10^{12}$  neutrinos par  $\text{cm}^2$  et par seconde à une distance du coeur du réacteur de 8.8 m. Dans ce manuscrit, nous étudierons principalement le mini-**CRYOCUBE** et ses spécificités ainsi que ses premiers résultats qui montrent que le détecteur a atteint une résolution en énergie de 30.8 eV (RMS) avec une stabilité compatible avec le cahier des charges du **CRYOCUBE**. Nous verrons quelles sont les techniques envisagées pour atteindre une résolution d'au moins 20 eV (RMS) par canal de mesure (chaleur, ionisation) pour ce détecteur. Une partie importante du travail présenté consiste en l'optimisation et le développement de nouveaux algorithmes de traitement des données brutes pour extraire des données réduites, permettant la réalisation d'analyses de physique de précision. Nous verrons comment la librairie **MPS** permet de traiter et de simuler ces données brutes. Finalement, nous discuterons d'un projet d'ouverture. Le **WIFI-KID** est un prototype de détecteur instrumenté par senseur à inductance cinétique en couche mince, qui est un senseur de température supraconducteur très facilement multiplexable, offrant une solution technique pertinente pour la réalisation de futures expériences de recherche d'événements rares (détection directe de matière noire,  $CE\nu NS$ ). La résolution ligne de base (RMS) de ce prototype a été améliorée d'un facteur trois, passant de  $\sim 2$  keV à 0.7 keV au cours de cette thèse.

## SUMMARY

Coherent elastic neutrino-nucleus scattering ( $CE\nu NS$ ) is a physical process in which a neutrino coherently transfers part of its energy to the nucleus of an atom. By measuring the recoil energy of the atomic nucleus using a detector with a very low detection threshold, it is possible to effectively constrain a number of physics models beyond the Standard Model, showing distortions in the recoil energy spectrum at the lowest energies. The main scientific objective of the RICOCHET experiment is to measure the latter with the utmost precision, in order to observe any signs of new physics. To this end, the RICOCHET experiment, which will host two main detectors: the Q-Array and the CRYOCUBE, will be installed at the Institut Laue Langevin (ILL). This is a nuclear research reactor producing a high neutrino flux of the order of 10 neutrinos per  $\text{cm}^2$  per second at a distance of 8.8 m from the reactor core. In this manuscript, we will focus on the mini-CRYOCUBE and its specific features, as well as initial results showing that the detector has achieved an energy resolution of 30.8 eVee (RMS) with a stability compatible with the CRYOCUBE specifications. We will then examine the techniques being considered to achieve a resolution of at least 20 eV per measuring channel (heat, ionization) for this detector. An important part of the work presented consists in optimizing and developing new algorithms to process raw data and extract reduced data required for precision physics analysis. Finally, we will discuss an innovative project. The WIFI-KID is a prototype detector equipped with a thin-film kinetic inductance sensor, a superconducting temperature sensor that can be easily multiplexed. It offers a relevant technical solution for future rare-event experiments (dark matter direct detection,  $CE\nu NS$ ). The baseline energy resolution (RMS) of this prototype has been improved by a factor of three, from factor of three, from  $\sim 2$  keV to 0.7 keV during the course of this thesis.

## REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier l'ensemble des personnes qui m'ont entouré pendant ces trois années et demi de thèse. Chacune d'elle a contribué, plus ou moins directement, à l'aboutissement de ce travail.

Je voudrais commencer par remercier le groupe MANOIR, les permanents et les moins permanents pour votre compagnie, vos connaissances transmises et cette agréable ambiance de travail. En particulier mon directeur de thèse, Julien, pour avoir été à l'écoute et m'avoir fait confiance dans la réalisation des tâches qui m'étaient assignées. Je pense aussi à Alex pour nos discussions passionnées et nos sorties au bar, (l'autre) Jules pour nos discussions interminables qui m'ont fait arriver en retard un nombre incalculable de fois. Un grand merci à Corinne, pour tes relectures assidues et tout ce que tu apportes au groupe. Merci à Martino pour tes retours pertinents sur mon manuscrit et nos échanges autour du WIFI-KID.

Ensuite je tiens à remercier les membres de mon jury de thèse qui ont accepté de consacrer du temps à la lecture de ce document afin d'évaluer mon travail. Un remerciement particulier à Marco qui a été volontaire pour examiner une thèse dans une langue étrangère.

Je souhaite remercier tous mes amis, sans les citer pour ne pas faire de jaloux, qui ont été présents pour me faire oublier les difficultés que représente la réalisation d'une thèse de doctorat.

Enfin, je remercie ma famille, Papilou et Mamilou pour votre soutien inconditionnel, Maman pour tes relectures acharnées et tout ce que tu (as) fais pour moi, Papa pour ton soutien malgré un domaine inconnu pour toi et tes encouragements, Anaïs pour notre relation apaisée et ton soutien (et pour ma nièce, Ellie), Zoé pour ton énergie dans la vie qui bouscule ton vieux frère et Angèle pour tout ce que tu as enduré en partageant ton quotidien avec un thésard, pour tout ce que tu as fait pour m'aider, pour tout.

Tous, je vous remercie sincèrement, s'il faut tout un village pour élever un enfant, il faut un entourage bienveillant pour écrire une thèse et grâce à vous, j'ai été bien entouré.

Merci.

# Contents

Introduction générale	1
1 Introduction à la physique du $CE\nu NS$	3
1.1 Le $CE\nu NS$	3
1.1.1 Historique	3
1.1.2 Section efficace d'interaction	9
1.2 Les sources de neutrino	12
1.2.1 Neutrinos solaires	13
1.2.2 Capture électronique	14
1.2.3 Pion au repos	15
1.2.4 Réacteur nucléaire à fission	16
1.3 Nouvelle physique	18
1.3.1 Énergie de recul	18
1.3.2 Modèles de nouvelle physique	19
1.3.3 Angle de Weinberg	22
1.4 État de l'art	23
1.4.1 Tour d'horizon	23
1.4.2 Première détection avec COHERENT	24
1.4.3 La mesure de charge dans le germanium	26
1.4.4 Les détecteurs cryogéniques	28
1.5 Conclusion	30
2 Mesurer le $CE\nu NS$ avec RICOCHET	31
2.1 RICOCHET à l'ILL	31
2.1.1 Le site H7 de l'ILL	31
2.1.2 Flux de neutrinos	32
2.1.3 Origine des bruits de fond	35
2.1.4 Blindage passif externe	38
2.1.5 Blindage passif interne	39
2.1.6 Vêto muon	41
2.1.7 Bilan des bruits de fond	41
2.1.8 Événements non-ionisants	43
2.1.9 Blindage magnétique	45



2.1.10	Vibrations	46
2.1.11	Sources de calibrations	47
2.1.12	Recherche de nouvelle physique avec RICOCHET	50
2.2	Mise en service de RICOCHET à l'IP2I	52
2.2.1	Cryogénie	53
2.2.2	Montage et intégration des détecteurs	56
2.2.3	Gestion des données	57
2.3	Conclusion	60
3	Le CRYOCUBE	63
3.1	Cahier des charges	63
3.2	Signal chaleur	65
3.2.1	Senseur thermique Ge-NTD	65
3.2.2	Modèle thermique	67
3.2.3	Performances et vibrations	69
3.3	Signal d'ionisation	71
3.3.1	Théorème de Shockley-Ramo	71
3.3.2	Matrices de capacité électrique	73
3.3.3	Optimisation des électrodes	74
3.3.4	Rapport d'ionisation et discrimination	77
3.4	Le mini-CRYOCUBE	79
3.4.1	Segmentation	81
3.4.2	Étapes de développement	82
3.5	Résultats préliminaires de RICOCHET à l'IP2I	82
3.5.1	Électronique RICOCHET	83
3.5.2	Mesures chaleur/ionisation	84
3.6	Conclusion	85
4	La librairie MPS	89
4.1	Motivation et présentation	89
4.2	MPS Processing	90
4.2.1	Combinaison des voies	90
4.2.2	Sous-échantillonnage	91
4.2.3	Pré-filtrage	93
4.2.4	Estimation du bruit électronique	94
4.2.5	Détection des impulsions	101
4.2.6	Estimateur d'énergie	106
4.2.7	Décorrélacion et traitement différentiel	109
4.2.8	Conclusion	111

4.3	MPS Simulation . . . . .	112
4.3.1	Génération d'impulsions . . . . .	112
4.3.2	Génération de bruit électronique . . . . .	116
4.3.3	Étude des performances . . . . .	117
4.3.4	Conclusion . . . . .	120
4.4	MPS Template . . . . .	121
4.4.1	Algorithme de sélection . . . . .	122
4.4.2	Algorithmes d'ajustement . . . . .	124
4.5	MPS Efficiency . . . . .	129
4.6	Conclusion . . . . .	131
5	Phénoménologie des pré-amplificateurs HEMT . . . . .	133
5.1	Rappels d'électronique . . . . .	133
5.1.1	Dipôles passifs et notion d'impédance électrique . . . . .	133
5.1.2	Le théorème de Millman généralisé . . . . .	134
5.1.3	Le filtrage passif . . . . .	135
5.2	L'amplificateur source commune . . . . .	136
5.2.1	Modèle petits signaux . . . . .	137
5.3	Pré-amplificateur HEMT ionisation . . . . .	140
5.3.1	Le modèle planaire : mono-voie . . . . .	140
5.3.2	Le modèle planaire : deux voies . . . . .	145
5.3.3	Le modèle FID : quatre voies . . . . .	148
5.4	Optimisation de la résolution . . . . .	151
5.4.1	Balayages de paramètres . . . . .	152
5.4.2	Comparaisons des types de détecteur . . . . .	156
5.4.3	Le traitement différentiel . . . . .	158
5.4.4	Performances ultimes . . . . .	159
5.4.5	Résolution temporelle . . . . .	162
5.5	Étude du couplage inter-voies . . . . .	163
5.5.1	Cohérence des bruits électroniques . . . . .	163
5.5.2	Répartition du signal . . . . .	165
5.6	Conclusion . . . . .	169
6	Analyse de données HEMT ionisation . . . . .	171
6.1	Amplificateur de charge HEMT à 10 mK . . . . .	171
6.1.1	Détecteurs et configuration . . . . .	171
6.1.2	Résolutions . . . . .	176
6.1.3	Cohérence . . . . .	180
6.2	Performances du mini-CRYOCUBE . . . . .	182
6.2.1	Détecteurs et configuration . . . . .	182

6.2.2	Résolution et bruit électronique . . . . .	186
6.3	Réduction de la capacité parasite . . . . .	190
6.3.1	Stratégie expérimentale . . . . .	191
6.3.2	Mesures cryogéniques . . . . .	195
6.4	Conclusion . . . . .	203
7	Le projet de détecteur WIFI-KID . . . . .	205
7.1	Introduction . . . . .	205
7.2	Rappels sur la supraconductivité . . . . .	206
7.2.1	Modèle de Drude . . . . .	206
7.2.2	Modèle de London . . . . .	207
7.2.3	Modèle à deux fluides . . . . .	208
7.2.4	Théories de Pippard et Mattis-Bardeen . . . . .	210
7.2.5	Inductance cinétique . . . . .	211
7.3	Réponse électrique . . . . .	212
7.3.1	Impédance de surface . . . . .	212
7.3.2	Matrice S et fonction de transfert . . . . .	213
7.3.3	Résonateur et facteur de qualité . . . . .	215
7.3.4	Fonction de transfert d'un KID . . . . .	216
7.3.5	Simulation de la réponse d'un résonateur . . . . .	218
7.3.6	Multiplexage . . . . .	219
7.4	Dispositif expérimental . . . . .	220
7.4.1	Processus d'absorption d'énergie . . . . .	221
7.4.2	Support mécanique . . . . .	223
7.4.3	Électronique et traitement des données . . . . .	225
7.5	Résultats expérimentaux . . . . .	226
7.5.1	Calibration . . . . .	227
7.5.2	Décalage en fréquence et facteurs de qualité . . . . .	229
7.5.3	Dynamique du détecteur . . . . .	230
7.5.4	Spectres en énergie . . . . .	234
7.6	Conclusions . . . . .	236
8	Conclusions . . . . .	239
8.1	Bilan général . . . . .	239
8.2	Perspectives . . . . .	241
	Bibliography . . . . .	243

# Introduction générale

Le 15 Octobre 1973, Daniel Z. Freedman, un physicien théoricien travaillant sur le modèle standard de la physique des particules, écrivait un premier article sur une hypothétique interaction cohérente élastique entre un neutrino et un noyau atomique (ou  $CE\nu NS$ ). Dans cet article, le physicien souligne l'intérêt qu'aurait la découverte d'un tel processus pour faire évoluer notre connaissance des lois fondamentales et il écrit : "Our suggestion may be an act of hubris, because the inevitable constraints of interaction rate, resolution, and background pose grave experimental difficulties for elastic neutrino-nucleus scattering." Ce qui se traduit par le fait qu'il serait orgueilleux de chercher à mesurer ce processus compte tenu des difficultés expérimentales inhérentes à cette mesure. Loin de se décourager, la communauté scientifique a fait évoluer les techniques et la qualité des expériences, tout en accumulant des connaissances nouvelles, jusqu'à être finalement capable de mesurer ce processus en 2017. Il aura fallu plus de quarante années de recherche et développement. Aujourd'hui, une dizaine d'expériences tente de mesurer ce processus à des énergies encore insondées. Une déviation des mesures par rapport au modèle standard de la physique des particules pourrait révéler des mécanismes fondamentaux encore inconnus aujourd'hui, impactant significativement notre compréhension de l'univers. C'est dans ce cadre, très expérimental, mais dont la portée est fondamentale, que s'inscrit cette thèse de doctorat. Nous nous intéresserons, en détail, à l'expérience RICOCHET et son détecteur CRYOCUBE. Ce document est composé de huit chapitres. Ces derniers condensent trois années de travail sur différents aspects du projet RICOCHET qui vise à mesurer avec précision le spectre  $CE\nu NS$  d'anti-neutrinos de réacteur nucléaire. Dans le chapitre 1 nous discuterons de la physique du neutrino et en particulier du  $CE\nu NS$ , ce qui nous amènera à conclure sur un état de l'art expérimental dans le domaine. Nous verrons ensuite, dans le chapitre 2, la stratégie de détection mise en oeuvre pour l'expérience RICOCHET : les caractéristiques du site, le flux de neutrinos attendu, les bruits de fond expérimentaux ainsi que la projection des performances des détecteurs. Notamment, un de ces détecteurs appelé CRYOCUBE, sur lequel cette thèse va se concentrer, sera décrit et expliqué en détail dans le chapitre 3. Nous verrons alors le principe de fonctionnement des détecteurs cryogéniques semi-conducteurs, segmentés, et instrumentés d'un senseur thermique et d'un senseur de charges électriques. Ce qui nous conduira à aborder la librairie MPS au chapitre 4, qui permet de traiter et d'analyser les données brutes issues des différentes voies du CRYOCUBE. Nous verrons également comment le traitement a été optimisé pour les signaux de ce détecteur. Cette librairie est la pierre angulaire de l'analyse de données et intègre des fonctionnalités essentielles pour estimer l'énergie des événements dans le détecteur avec la meilleure précision mais aussi pour estimer l'erreur associée au traitement réalisé. Le chapitre 5 portera sur la modélisation électronique de

l'amplificateur de charge utilisé pour la mesure d'ionisation des éléments du CRYOCUBE. Nous verrons comment traiter la transmission des bruits entre les voies d'ionisation d'un détecteur ainsi que le processus d'optimisation des composants de l'amplificateur pour atteindre les objectifs de performance du CRYOCUBE. Nous verrons en particulier que plusieurs configurations sont compatibles avec une résolution de 20 eVee (RMS) sur la voie de mesure ionisation. Le chapitre 6 permettra ensuite d'amener une discussion sur les résultats expérimentaux associés au modèle de l'amplificateur de charge ainsi que les techniques mises en oeuvre pour améliorer la résolution en énergie. Nous verrons en particulier que le mini-CRYOCUBE a atteint une résolution d'ionisation de l'ordre de 30-40 eVee (RMS) sur trois détecteurs simultanément pendant plusieurs centaines d'heures. Nous ferons un bilan sur les futurs développements pour améliorer la résolution en énergie et la discrimination du bruit de fond par le détecteur, avec l'ajout de quartz pour réduire la capacité électrique parasite. Dans le chapitre 7 nous aborderons une technologie de senseur totalement différente de ce qui a été présenté jusque là pour le CRYOCUBE. Le WIFI-KID est un projet exploratoire basé sur les détecteurs à inductance cinétique qui présentent un potentiel pour le développement de futures expériences. Nous aborderons les fondamentaux de ces détecteurs avant de discuter de résultats expérimentaux et des développements futurs par rapport à une utilisation en détection directe d'événements rares. Enfin, le dernier chapitre 8 résumera globalement l'ensemble des résultats importants présentés dans chaque chapitre pour mettre en avant les avancées réalisées ainsi que les futurs travaux.

# 1 Introduction à la physique du $CE\nu NS$

Dans ce chapitre nous verrons ce qu'est le processus de diffusion cohérente élastique neutrino-noyau (noté  $CE\nu NS$  et prononcé "censse" ou "sevensse") et son intérêt pour la recherche de nouvelle physique avec RICOCHET. Nous discuterons des différentes sources de neutrinos, ainsi que leurs processus physiques sous-jacents, pertinentes pour la détection de ce processus. Nous verrons alors quelles sont les déviations du spectre  $CE\nu NS$  attendues pour différents modèles de nouvelle physique, ce qui nous amènera finalement à réaliser un état de l'art des différentes expériences de  $CE\nu NS$ . Nous y discuterons des résultats récents des expériences CONUS et  $\nu GeN$ , puis nous détaillerons les expériences cryogéniques concurrentes à l'expérience RICOCHET: MI $\nu$ ER et  $\nu$ -CLEUS.

## 1.1 Le $CE\nu NS$

La diffusion cohérente élastique neutrino-noyau est un processus dans lequel un neutrino interagit avec un noyau atomique sans changer sa saveur ni sa masse. Dans ce chapitre je rappellerai brièvement l'histoire des neutrinos qui mènera à la première prédiction du  $CE\nu NS$  par Freedman en 1973 [82]. Nous verrons ensuite les sources de neutrinos les plus pertinentes par rapport au  $CE\nu NS$  et comment obtenir le spectre en énergie de recul attendu pour un détecteur en connaissant la source des neutrinos et le matériau cible. Enfin, nous discuterons de l'intérêt de ce processus en tant que sonde du modèle standard dans le secteur électro-faible.

### 1.1.1 Historique

Le neutrino est une particule subatomique électriquement neutre qui interagit faiblement avec la matière. Dans le cadre du modèle standard de la physique des particules, il fait partie des leptons et il est une particule fondamentale, c'est-à-dire qu'elle n'a pas de constituants internes. La faible capacité d'interaction des neutrinos avec la matière réside dans le fait que ce dernier n'est sensible qu'à deux interactions : la gravitation et la force nucléaire faible. On ne considérera que le canal de détection qui se produit à travers l'interaction faible étant donné que le signal issu de la gravitation est négligeable. Wolfgang Pauli fut le premier scientifique, en 1930, à proposer l'existence de cette particule dans le cadre de son étude de la désintégration  $\beta^-$ . Cette désintégration se caractérise par la conversion d'un neutron en proton par l'intermédiaire de la force nucléaire faible. Lors de cette conversion, un proton et un électron sont émis. La mesure du spectre d'émission de cette réaction montre un spectre continu, ce qui indique que le bilan énergétique de la réaction n'est pas respecté : de l'énergie est perdue quelque part. Pauli proposa donc l'existence d'une particule neutre et très

petite, de masse au moins inférieure au centième de la masse du proton, qu'il nomma "neutron". La particule que nous appelons aujourd'hui "neutron" n'avait alors pas encore été découverte, il le sera deux ans plus tard par James Chadwick [60]. Le neutron moderne était baptisé et le nom "neutron" n'était plus disponible pour coïncider avec le concept de particule de Pauli. C'est donc à la suite de cette découverte que le physicien Edoardo Amaldi s'est mis à utiliser le terme "neutrino" avec Enrico Fermi pour, justement, le distinguer du neutron. Le neutrino fut alors définitivement baptisé lorsque ce nom fut utilisé par Enrico Fermi aux conférences de Paris et Solvay, respectivement en 1932 et 1933.

La première détection expérimentale de l'existence du neutrino n'a été réalisée qu'en 1956 par Frederick Reines et Clyde Cowan en mettant en oeuvre la première expérience de détection de neutrinos de réacteur nucléaire. L'expérience de Cowan-Reines s'est d'abord déroulée à l'Institut de technologie de Hanford (maintenant connu sous le nom de Pacific Northwest National Laboratory) à Hanford, Washington, où un réacteur nucléaire était en fonctionnement. Mais l'absence de protection contre les rayons cosmiques les a contraints à déménager au réacteur Savannah River, près d'Augusta dans l'état de Georgie. L'expérience était positionnée à 11 m du réacteur et profitait d'un enfouissement de 12 m offrant ainsi une protection non négligeable contre les rayons cosmiques. Se placer à proximité d'un réacteur permet de profiter de la grande quantité de réactions de désintégration bêta de certains isotopes radioactifs, produisant un flux intense d'anti-neutrinos électroniques de l'ordre de  $5 \times 10^{13}$  neutrinos par centimètre carré et par seconde. Leur détecteur est constitué de 200 L d'eau pure dans laquelle 40 kg de chlorure de cadmium ( $\text{CdCl}_2$ ) ont été dissous. Ce matériau est très efficace pour absorber les neutrons produits lors du processus d'interaction IBD<sup>1</sup> entre les neutrinos et le détecteur. Lors d'une absorption, le  $^{108}\text{Cd}$  est transmuté en  $^{109}\text{Cd}$  qui émet un photon gamma ( $\gamma$ ) lors de sa désexcitation. Ces photons sont alors détectés par des photo-multiplicateurs à tube placés directement contre les réservoirs d'eau. Même avec une telle masse de détecteur et un flux aussi important, l'expérience n'a pu mesurer que trois neutrinos par heure. Cowan et Reines ont publié leurs travaux en 1956 [67]. Deux autres découvertes ont suivi. Le neutrino muonique  $\nu_\mu$  fut découvert en 1962 par Lederman, Schwartz et Steinberger au laboratoire de Brookhaven aux États-Unis. Plus de quinze ans plus tard, en 1978, l'existence d'un neutrino tauique  $\nu_\tau$  est proposée par Perl [144]. En 1990 il est démontré par le LEP au CERN qu'il ne peut exister que trois familles de neutrinos légers et c'est seulement en l'an 2000 que le premier neutrino tauique est découvert par l'expérience DONUT à Fermilab aux États-Unis [109, 110].

Le modèle standard de la physique des particules décrit précisément le comportement des constituants élémentaires de la matière, les interactions entre particules et leurs désintégrations. Il comporte deux catégories de fermions, qui sont des particules de spin 1/2 : les quarks ( $u, d, s, c, b, t$ ) et les leptons ( $e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ), ainsi que les anti-particules associées. Quarks et leptons sont classifiés en trois générations de sorte que chaque génération inclut : un quark de charge  $\frac{2e}{3}$ , avec  $e$  la charge élémentaire, ( $u, c, t$ ), un quark de charge électrique  $-\frac{e}{3}$  ( $d, s, b$ ), un lepton de charge  $-e$  ( $e, \mu, \tau$ ) ainsi qu'un lepton neutre, le neutrino, associé ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ). Ces trois générations sont représentées par

---

1. décrit juste après dans cette section

les trois premières colonnes du tableau des particules présenté sur la figure 1.1. Le modèle standard permet la description de trois des quatre interactions fondamentales, que sont la gravitation (non incluse dans le modèle standard), la force nucléaire faible, la force nucléaire forte et l'interaction électromagnétique. Dans ce cadre théorique, la manifestation de ces forces fondamentales intervient par l'échange de bosons médiateurs : on trouve notamment le photon pour l'interaction électromagnétique, les gluons pour la force nucléaire forte, et les bosons massifs de l'interaction faible, neutre  $Z^0$ , et chargés,  $W^+$  et  $W^-$ . Un boson supplémentaire, le boson de Higgs, découvert en 2012 au LHC<sup>2</sup> permet de donner une masse aux bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$  et aux fermions (quarks et leptons) chargés.

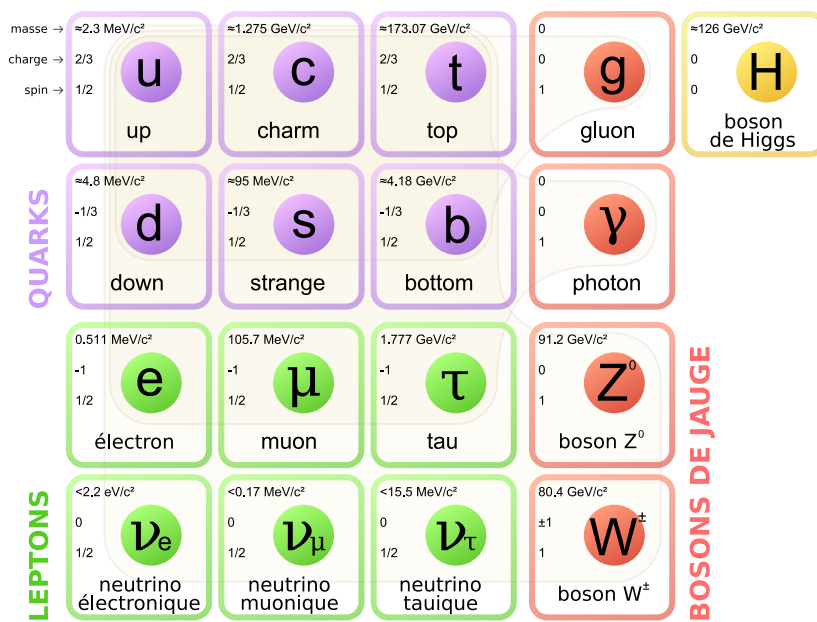


Figure 1.1 – Représentation des particules fondamentales selon le modèle standard de la physique des particules. Image tirée de Wikipédia.

Malgré leur place bien trouvée dans le modèle standard de la physique des particules, un certain nombre de questions autour du neutrino restent ouvertes. On peut citer le problème de la masse des neutrinos, qui dans la plus simple expression du modèle standard, doit être nulle, or l'expérience nous a montré que la masse des neutrinos est non nulle puisque différents processus d'oscillations entre différentes saveurs de neutrinos lors de leur propagation dans le vide ou la matière, ont été observés. Ces oscillations sont dues à un phénomène quantique : la superposition des états propres de saveur des neutrinos et de leurs états propres de masse, qui se propagent. La première observation des oscillations de neutrinos atmosphériques a été réalisée par l'expérience Super-Kamiokande, sous le mont Ikeno au Japon [38]. Cette observation implique une nécessaire correction au modèle standard pour expliquer le processus qui donne sa masse aux neutrinos. C'est une première indication vers des modèles de physique au-delà du modèle standard. L'ordre des masses entre les différentes

2. L'accélérateur de particules situé entre la France et la Suisse appelé Large Hadron Collider, en particulier les expériences ALICE et CMS.



saveurs n'est pas connu, ni même les valeurs absolues de chacune des masses des trois saveurs de neutrinos, ce qui empêche de connaître précisément le contenu en masse-énergie de l'univers. Nous verrons d'autres exemples dans la suite de ce chapitre. De par le grand intérêt qu'ils suscitent, les neutrinos sont étudiés extensivement à travers le monde au moyen de techniques diverses. Parmi ces techniques de détection, qui reposent souvent sur le même processus d'interaction sous-jacent (diffusion neutrino-lepton chargé,  $CE\nu NS$  ou IBD), on peut citer les principales :

- les **radiations Cherenkov** sont des photons produits lorsque des neutrinos très énergétiques interagissent avec de l'eau ou de la glace et produisent des particules chargées se déplaçant plus rapidement que la vitesse de la lumière dans le milieu de propagation. Ce concept est utilisé par les expériences Super-Kamiokande [85] et IceCube [2] notamment.
- la **scintillation** apparaît quand un neutrino interagit avec un matériau cible et produit des particules chargées qui à leur tour vont exciter ou ioniser les atomes du milieu. En se recombinant, ces derniers émettent alors ce que l'on nomme de la lumière de scintillation, qui peut être détectée à l'aide de photo-multiplicateurs. L'expérience KamLAND [4] utilise ce principe.
- la **désintégration bêta inverse** ou IBD (Inverse Beta Decay), est le processus nucléaire selon lequel un neutrino électronique est absorbé par un proton pour donner un neutron et un positron. Pour détecter la présence d'un neutrino, on peut rechercher directement le positron, ou bien les deux photons gamma émis à 180 degrés l'un par rapport à l'autre au moment de son annihilation avec un électron. On peut également détecter le neutron, ou plutôt les photons gamma produits par capture neutronique proche du lieu de l'interaction IBD du neutrino. Ce principe est celui utilisé dans l'expérience de Cowan-Reines. Le processus IBD présente un seuil d'interaction des neutrinos (une énergie minimale) de 1.8 MeV (courbe orange de la figure 1.2).
- la **diffusion cohérente élastique neutrino-électron** ( $CE\nu ES$ ) est un processus très rare dans lequel le neutrino incident induit un recul électronique dans un matériau, suite à une interaction faible entre l'électron et le neutrino. Les expériences MINERvA [17] et MicroBooNE [100] étudient ce processus.
- la **diffusion cohérente élastique neutrino-noyau** ( $CE\nu NS$ ) est le processus qui nous intéresse dans cette thèse et que nous allons détailler maintenant.

Parmi toutes les interactions décrites ci-dessus, le  $CE\nu NS$  est le processus le plus probable à faible énergie de neutrino, comme le montrent les simulations de la figure 1.2. On voit que la section efficace d'interaction entre un neutrino et une cible en germanium est la plus grande pour le  $CE\nu NS$  (lignes pointillées verte et ligne continue bleue). Le processus IBD, en orange, se trouve atténué de plus d'un ordre de grandeur en comparaison. Ce processus possède un seuil à 1.8 MeV en-dessous duquel aucun neutrino ne peut interagir. Ensuite, on trouve le processus de diffusion neutrino-électron qui est presque cinq ordres de grandeur plus faible que le  $CE\nu NS$ .

Le processus de diffusion cohérente élastique neutrino-noyau désigne une réaction, insensible à la saveur du neutrino ou de l'anti-neutrino incident, dans laquelle un neutrino transfère une partie

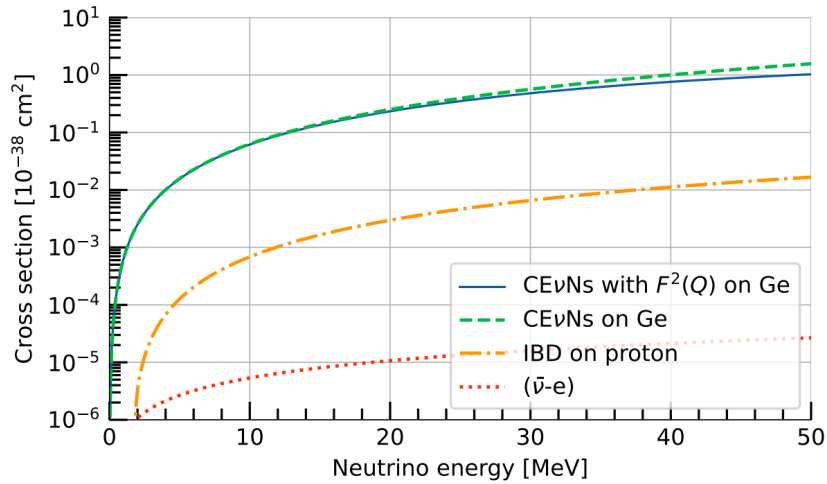


Figure 1.2 – Section efficace totale en fonction de l'énergie du neutrino pour différents processus d'interaction. Image tirée de [81]. La grandeur  $F^2(q)$  est le facteur de forme nucléaire et sera décrit dans la section 1.1.2. On notera que la section efficace de la diffusion neutrino-électron (pointillés rouges) ne présente pas de seuil en énergie et que le seuil apparent n'est qu'un effet d'affichage.

de son énergie cinétique à l'ensemble du noyau atomique. La quantité d'énergie transmise au noyau est appelée "énergie de recul"  $E_R$ . La réaction est dite élastique et cohérente parce qu'aucune autre particule n'est créée lors de l'interaction et le noyau est perçu par le neutrino comme une seule entité<sup>3</sup>. Un noyau atomique est certes composé de nucléons, mais ces derniers agiront comme une seule particule à faible moment transféré. Le diagramme de Feynman de l'interaction est représenté sur la figure 1.3 et montre une image de l'interaction telle que décrite dans le cadre du modèle standard. Dans ce type de représentation, le temps s'écoule de gauche à droite et l'espace défile de bas en haut. Le boson médiateur de l'interaction est le boson  $Z^0$ .

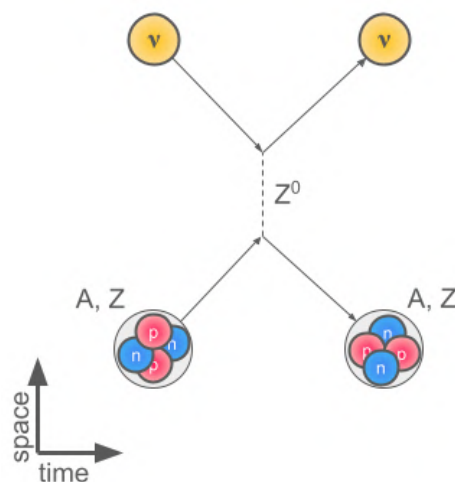


Figure 1.3 – Illustration du CEvNS sous la forme d'un diagramme de Feynman.

3. La longueur d'onde de de Broglie associée à l'interaction est de l'ordre de grandeur du noyau atomique

La mesure du  $CE\nu NS$  et sa compréhension fine, tout comme le développement des techniques de détection, jouent un rôle fondamental majeur. D'abord, le  $CE\nu NS$  est impliqué dans la quête expérimentale menée depuis plus de quarante années pour détecter de façon directe la matière noire. En effet, il se trouve que les neutrinos issus du soleil peuvent imiter des particules de matière noire, de type WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*) et constituent un bruit de fond irréductible [48], qu'il est nécessaire de comprendre et caractériser précisément. La figure 1.4, tirée du rapport APPEC 2022, montre en orange le plancher neutrino induit par les événements  $CE\nu NS$  des neutrinos solaires. La zone verte est la région de l'espace des paramètres rejetée par les expériences. Ces dernières sont annotées à côté de leurs contours d'exclusion. Nous pouvons voir que pour une masse de WIMP proche de  $10 \text{ GeV}/c^2$  les expériences commencent à être sensibles à ce bruit de fond et il faudra bientôt tenir compte des propriétés précises du  $CE\nu NS$  dans les analyses des recherches de matière noire de type WIMP. Le  $CE\nu NS$  apporte également des informations essentielles pour la compréhension des neutrinos eux-même dans le cadre du modèle standard et au-delà. En astrophysique par exemple, une meilleure compréhension des neutrinos et du  $CE\nu NS$  pourrait fournir des éléments de compréhension sur l'asymétrie matière/anti-matière et les supernovae, grandes productrices de neutrinos.

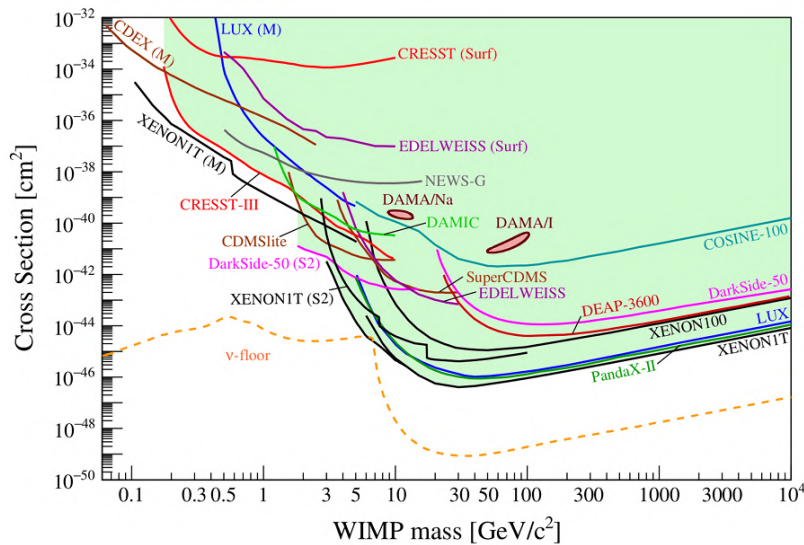


Figure 1.4 – Contours d'exclusion des expériences de détection directe de matière noire dans le plan section efficace en fonction de la masse de la particule de matière noire (WIMP, pour *weakly interacting particle*). La zone verte correspond à l'espace des paramètres exclus expérimentalement. En orange pointillés sur la partie basse de la figure on voit le fond neutrino (ou plancher neutrino) produit par le soleil et interagissant dans les détecteurs par le processus de  $CE\nu NS$ . Image tirée du rapport APPEC 2022 [47].

Le  $CE\nu NS$  pourrait également se décliner sous forme d'applications pratiques, avec un rôle dans la non-prolifération des armes atomiques. En effet, de par la faible section efficace des neutrinos, il n'est pas possible d'empêcher leur émission lors d'une réaction de fission et il serait possible, sur le

principe, de contrôler le combustible d'une centrale de façon non-invasive. Mais bien que prometteuses, ces applications se heurtent à des défis technologiques majeurs. Aujourd'hui, la détection du CEνNS à proximité d'un réacteur nucléaire n'est pas démontrée et la grande complexité nécessaire juste pour être capable de voir le processus est telle qu'il faudra encore de nombreuses années de développements techniques afin que ces applications se réalisent.

### 1.1.2 Section efficace d'interaction

En physique des particules, la section efficace d'interaction est une grandeur physique qui caractérise la probabilité d'interaction d'une particule dans le cadre d'une réaction donnée. Elle est homogène à une surface. Plus cette surface est grande, plus l'interaction possède une forte probabilité d'interaction. Pour un (anti-)neutrino interagissant avec un noyau atomique, en supposant une interaction cohérente et élastique, la section efficace différentielle s'exprime selon la relation (1.1).

$$\frac{d\sigma_{\nu N}}{dE_R} = \underbrace{\frac{G_f^2}{4\pi} Q_W^2 m_A}_{\text{théorie électrofaible}} \underbrace{\left(1 - \frac{m_A E_R}{2E_\nu^2}\right)}_{\text{cinématique}} \underbrace{F^2(q)}_{\text{facteur de forme}} \quad (1.1)$$

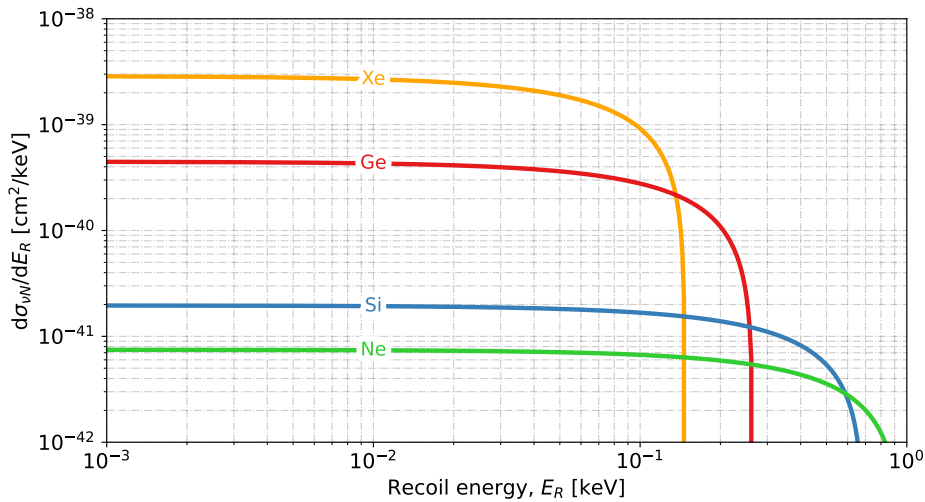


Figure 1.5 – Représentation de la section efficace différentielle du CEνNS dans le cadre du modèle standard, donnée par l'équation (1.1), en supposant un facteur de forme de Helm pour différents noyaux.

Le facteur de forme nucléaire  $F$  est communément exprimé en fonction du moment transféré  $q$ , qui dépend de la masse du noyau  $m_A$  et de l'énergie de recul  $E_R$ . Il s'exprime selon la relation (1.2).

$$q = \sqrt{2m_A E_R} \quad (1.2)$$

La section efficace totale est l'intégrale de la section efficace différentielle sur l'ensemble des énergies de recul du noyau  $E_R$  possibles. La section efficace différentielle dépend de l'énergie du neutrino incident  $E_\nu$ , de la masse du noyau cible  $m_A$  ainsi que de trois autres termes : la constante de

couplage de Fermi, l'hypercharge nucléaire faible et le facteur de forme nucléaire, que nous allons détailler maintenant.

La constante de couplage de Fermi, notée  $G_f$ , exprime l'intensité de l'interaction de Fermi (voir sa théorie de la désintégration  $\beta$ ). Sa valeur numérique est  $G_f/(\hbar c)^3 = 1.1663787 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  [167]. Elle a été obtenue en mesurant le temps de vie du muon, car il se trouve que son temps de vie est inversement proportionnel à  $G_f^2$ . Son expression formelle, dans le cadre du modèle standard, est donnée par l'équation (1.3).

$$G_f = \frac{\sqrt{2}}{8} \left( \frac{g_W}{m_W c^2} \right)^2 (\hbar c)^3 \quad (1.3)$$

où  $g_W$  est la constante de couplage de l'interaction faible (valant approximativement 0.65),  $m_W$  est la masse du boson  $W$  (un médiateur de l'interaction faible),  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $\hbar$  la constante Planck réduite ( $\hbar = h/2\pi$ ).

L'hypercharge nucléaire faible  $Q_W$  est un nombre quantique lié à la théorie électrofaible. Son expression dans le cas du CE $\nu$ NS est donnée par l'équation (1.4) qui fait intervenir le nombre de neutrons dans le noyau ( $N$ ), son nombre de protons ( $Z$ ) ainsi que l'angle de mélange électrofaible (ou angle de Weinberg)  $\theta_W$ . Ce paramètre provient de la théorie de l'interaction électro-faible (unification de la théorie de l'électromagnétisme et de l'interaction faible) de Weinberg-Salam.

$$Q_W = N - Z(1 - 4 \sin^2 \theta_W) \quad (1.4)$$

$Q_W$  dépend du nombre de protons ( $Z$ ) et de neutrons ( $N$ ), cependant sachant que  $\sin^2(\theta_W) \simeq 0.231$  [56], la contribution des protons à l'hypercharge nucléaire faible  $Q_W$  est négligeable. Il en résulte que l'hypercharge est proportionnelle au nombre de neutrons.

Enfin, le facteur de forme nucléaire  $F$  est une fonction de l'énergie de recul  $E_R$  qui traduit la perte de cohérence de l'interaction. L'expression du facteur de forme est donnée, dans le cas d'une distribution de charges sphérique, par la relation (1.5).

$$F(q^2) = \frac{4\pi}{Qq} \int r \rho(r) \sin(q \cdot r) dr \quad (1.5)$$

Avec  $Q$  la charge totale de la distribution,  $\rho(r)$  la distribution de charge radiale et  $q$  le moment transféré. Il a été montré que le facteur de forme peut s'écrire en fonction de la densité de neutrons ( $\rho_n$ ) et de la densité de protons ( $\rho_p$ ) selon la relation (1.6) [161].

$$F(q^2) = \frac{1}{Q_W} \int [\rho_n(r) - (1 - 4 \sin^2 \theta_W) \rho_p(r)] \frac{\sin(q \cdot r)}{q \cdot r} r^2 dr \quad (1.6)$$

Or, nous venons de voir que l'effet des protons est supprimé car  $1 - 4 \sin^2(\theta_W) \sim 0$ . C'est pourquoi on ne considérera que la densité de neutrons (c'est-à-dire  $\rho = \rho_n$ ). Dans le cas d'une distribution de neutrons de type sphère dure, la distribution de charge est définie par

$$\rho = \frac{Q}{4\pi \frac{R_0^3}{3}} \quad (1.7)$$

Le paramètre  $R_0$  correspond au rayon de la sphère dure. L'expression (1.5) devient (1.8) :

$$\begin{aligned} F(q^2) &= \frac{3}{qR_0^3} \int_0^{R_0} r \sin(q \cdot r) dr \\ &= \frac{3}{qR_0^3} \left[ \frac{\sin(q \cdot r)}{q^2} - r \frac{\cos(q \cdot r)}{q} \right]_0^{R_0} \\ &= \frac{3}{qR_0} \left[ \frac{\sin(qR_0) - qR_0 \cos(qR_0)}{(qR_0)^2} \right] \\ &= \frac{3j_1(qR_0)}{qR_0} \end{aligned} \quad (1.8)$$

où  $j_1$  est une fonction de Bessel sphérique.

L'hypothèse de la sphère dure ne permet pas de reproduire les observations expérimentales, mais constitue une porte d'entrée vers l'élaboration de modèles plus élaborés. Il existe deux facteurs de forme plus complexes couramment utilisés dans les analyses des expériences de matière noire et par l'expérience de CEvNS nommée COHERENT, respectivement les facteurs de forme de Helm et de Klein-Nystrand. Le facteur de forme de Helm [96] est obtenu en appliquant un lissage gaussien à la distribution de sphère dure. Deux paramètres sont introduits, le rayon de diffusion  $R_0$  équivalent au rayon de la sphère dure et  $s$  l'épaisseur de peau, donc l'intensité du lissage. Son expression est donnée par la relation (1.9).

$$F(q^2) = \underbrace{\frac{3j_1(qR_0)}{qR_0}}_{\text{sphère dure}} \underbrace{\exp\left(-\frac{q^2 s^2}{2}\right)}_{\text{lissage gaussien}} \quad (\text{Helm}) \quad (1.9)$$

Le facteur de forme de Klein-Nystrand [107] est obtenu de façon similaire, mais en supposant un lissage selon un potentiel de Yukawa, voir l'équation (1.10).

$$F(q^2) = \underbrace{\frac{3j_1(qR_0)}{qR_0}}_{\text{sphère dure}} \underbrace{\frac{1}{1 + q^2 a_k}}_{\text{potentiel de Yukawa}} \quad (\text{Klein-Nystrand}) \quad (1.10)$$

Le facteur de forme, de Helm ou de Klein-Nystrand, est égal à 1 lorsque le moment transféré  $q$  est faible. L'interaction est purement cohérente. Lorsque le moment transféré augmente et devient

grand, c'est-à-dire que sa longueur d'onde de de Broglie associée devient semblable à la taille d'un nucléon, la cohérence de l'interaction est partiellement perdue. A très fort moment transféré, la cohérence doit être nulle car l'interaction devient inélastique et donc  $F = 0$ . Le choix du facteur de forme est un paramètre d'analyse à optimiser mais compte tenu des faibles moments transférés attendus dans RICOCHET, son impact reste limité. La représentation de ces deux facteurs de forme est donnée par la figure 1.6.

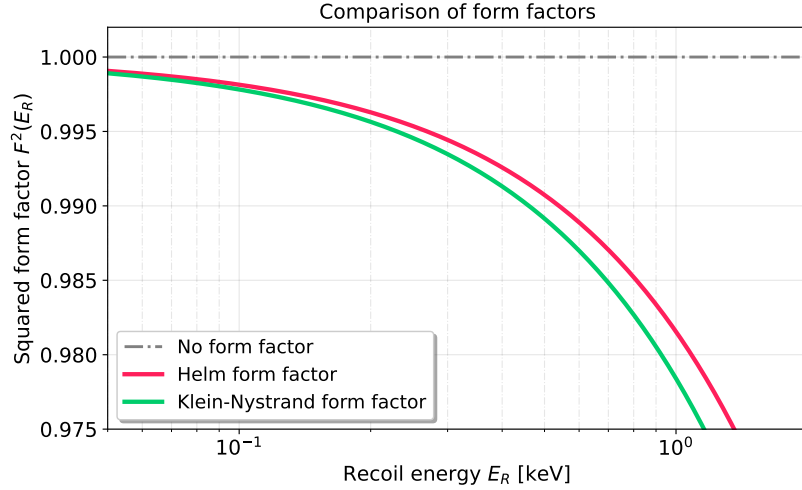


Figure 1.6 – Comparaison des facteurs de forme de Helm (rouge) et de Klein-Nystrand (vert) pour une cible de germanium (Ge).

Pour revenir à l'équation (1.1), la cinématique de l'interaction définit les énergies de recul  $E_R$  possibles. Cette dernière impose une énergie de recul maximale donnée par l'équation (1.11) :

$$E_R^{\max} = \frac{2E_\nu^2}{m_A + 2E_\nu} \quad (1.11)$$

On montre alors, en supposant  $F = 1$ , que la section efficace totale, obtenue en intégrant l'expression (1.1) sur les énergies de recul, est proportionnelle au carré du nombre de neutrons  $N$  dans le noyau cible [160]. On observe également une dépendance quadratique de la section efficace totale avec l'énergie du neutrino, voir l'équation (1.12).

$$\sigma = \frac{G_f^2 N^2}{4\pi} E_\nu^2 \quad (1.12)$$

Nous allons présenter maintenant quelques sources de neutrino, et les énergies  $E_\nu$  accessibles ainsi que les flux atteignables.

## 1.2 Les sources de neutrino

Les propriétés des sources de neutrino jouent un rôle central dans la réalisation des expériences de CE $\nu$ NS. Il existe un nombre important de processus permettant de produire des neutrinos, néan-

moins tous ces processus n'ont pas les mêmes caractéristiques d'énergie, de type (anti-neutrino / neutrino), de saveur ( $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$ ) ou de flux. C'est ce que nous allons voir maintenant en détaillant une liste représentative des sources de neutrino utilisées ou envisagées pour des expériences CE $\nu$ NS. Il existe d'autres sources pertinentes pour l'étude de phénomènes physiques, tels que les géo-neutrinos [80, 113], les neutrinos de supernovae [37, 63], les neutrinos atmosphériques [93, 127, 154], les neutrinos d'accélérateurs [112] et le fond cosmologique de neutrinos [24].

### 1.2.1 Neutrinos solaires

Au coeur des étoiles se produisent des réactions de fusion nucléaire. Lors de ces réactions, des neutrinos de faible énergie (quelques MeV) sont émis. La 1.7 montre la chaîne de désintégration "p-p", principale chaîne de désintégration à l'origine des neutrinos solaires, elle fait intervenir cinq réactions de production de neutrinos: la fusion de deux protons (p-p), la fusion de deux protons et d'un électron (p-e-p), la fusion hélium-proton (He-p), la production de lithium-7 et la production de béryllium-8. Le spectre en énergie de neutrinos correspondant à ces réactions dans un détecteur de germanium est présenté sur la figure 1.9.

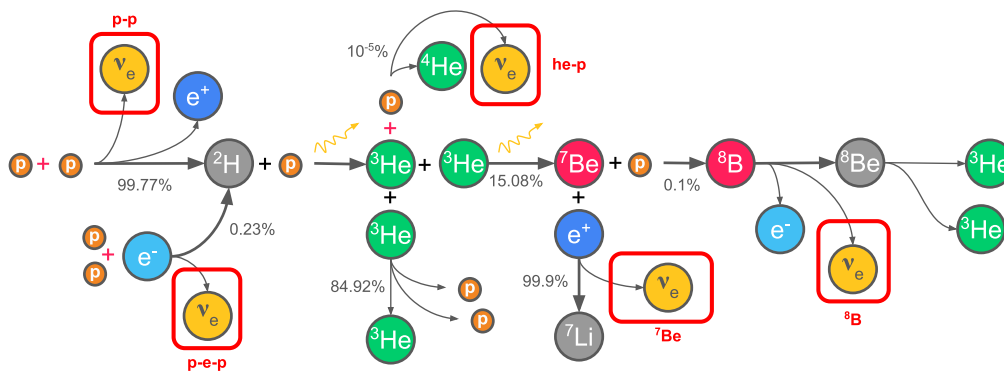


Figure 1.7 – Chaîne de désintégrations radioactives "p-p". Les neutrinos produits sont indiqués en jaune. Les flèches ondulées indiquent une perte d'énergie radiative. La chaîne "p-p" est à l'origine de 99% du flux total de neutrinos solaires.

Le cycle "CNO", représenté dans la figure 1.8, est le deuxième phénomène responsable des neutrinos solaires, il représente environ 1% du flux total de ces derniers.

La figure 1.9 présente les spectres de neutrinos des différentes réactions du cycle CNO et des réactions de fusion de protons p-p, p-e-p et He-p. On voit que l'énergie des neutrinos maximale émise par le cycle CNO est de l'ordre du MeV, tandis que le  $^8\text{B}$  émet des neutrinos d'énergie jusqu'à dix fois plus grande. Les neutrinos de la réaction p-p sont d'énergie inférieure au MeV. Globalement la gamme d'énergie des neutrinos produits évolue de quelques keV à 20 MeV, ce qui en fait des neutrinos de relativement faible énergie.

On notera que la plupart des réactions engendrant des neutrinos sont des réactions de désintégration bêta. Ces dernières sont des désintégrations à trois corps, ce qui induit un spectre continu. Sauf pour la capture électronique du  $^7\text{Be}$  qui produit un spectre discret avec deux raies, une à 386.3 keV



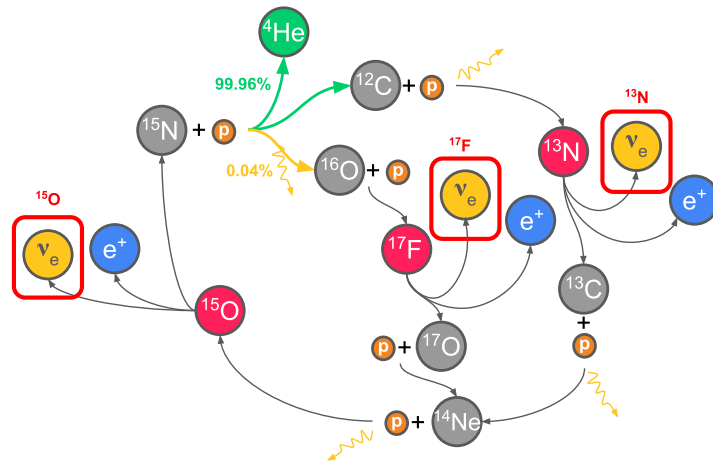


Figure 1.8 – Schéma de la chaîne de réaction CNO qui représente  $\sim 1\%$  du flux total de neutrinos émis par le soleil.

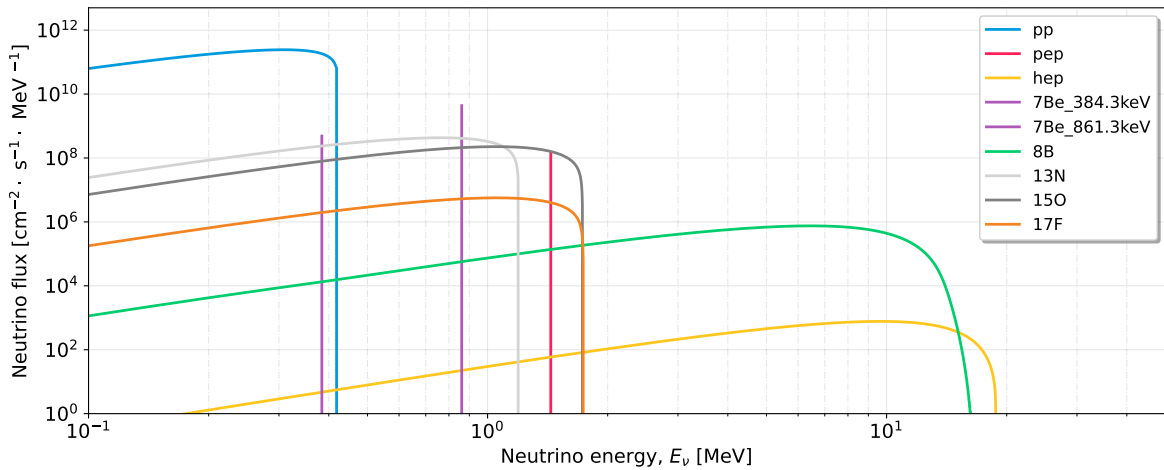


Figure 1.9 – Spectre d'émission des différentes réactions au spectre de neutrinos solaires total normalisé par rapport à un observateur terrestre. Données tirées de [49].

et une autre à 861.3 keV (en violet) et la fusion de deux protons avec un électron (p-e-p) qui produit une raie à 1.5 MeV (en rouge).

## 1.2.2 Capture électronique

La réaction de capture électronique est illustrée sur la figure 1.10, elle consiste en la capture d'un électron par un noyau, l'électron étant issu du cortège électronique de l'atome associé. Un proton du noyau se transforme alors en neutron au moment de l'absorption de l'électron, ce qui induit l'émission d'un neutrino électronique.

Un intérêt significatif de ce type de source est que le processus d'émission ne contient que deux corps, le noyau transmuté et le neutrino, ce qui implique un spectre mono-énergétique pour l'énergie du neutrino émis. Deux isotopes intéressants ont été listés dans le tableau 1.1 pour comparaison.

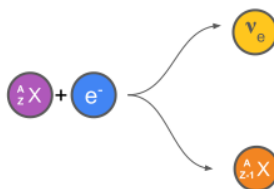


Figure 1.10 – Réaction de capture électronique. Un électron est capturé par un noyau atomique, un proton de ce dernier est transformé en neutron, engendrant l'émission d'un neutrino électronique, en plus du noyau transmuté.

Isotope	Énergie [MeV]	$T_{1/2}$ [jours]
$^{51}\text{Cr}$	0.75	26
$^{37}\text{Ar}$	0.8	35

Table 1.1 – Tableau comparatif de deux isotopes utilisables pour la réalisation d'une source de neutrinos par capture électronique ( $T_{1/2}$  est la période radioactive de l'isotope).

La réalisation d'une source de  $^{51}\text{Cr}$  pour la production de neutrinos est détaillée dans un papier du projet BEST en 2022 [69], bien que ce genre de source soit utilisé depuis 1995 dans l'expérience GALLEX [27]. On notera que l'énergie des neutrinos émis est très faible, inférieure au MeV pour les deux isotopes présentés. La principale limitation à la mise en oeuvre de ces sources repose dans la difficulté de fabrication de ces dernières. Prenons le cas du  $^{51}\text{Cr}$ , il faut d'abord enrichir du  $^{50}\text{Cr}$  par centrifugation gazeuse de façon à produire un métal de  $^{50}\text{Cr}$ . Ce dernier est alors exposé au flux de neutrons (thermiques) d'un réacteur de plus de  $5 \times 10^{13}$  neutrons par centimètre carré et par seconde pendant presque 30 jours. Il faut ensuite déplacer la source, de son point d'irradiation au site expérimental, ce qui n'est pas chose aisée compte tenu des règles de sûreté nucléaire à respecter et des contraintes administratives et logistiques soulevées.

### 1.2.3 Pion au repos

La technique dite du "pion au repos" permet de générer des neutrinos à partir de la désintégration d'un pion  $\pi^+$  en un positron, un neutrino électronique et deux (anti-)neutrinos muoniques. L'énergie des neutrinos émis (voir partie droite de la figure 1.11) se trouve être de l'ordre de la dizaine de MeV. Avec des spectres continus pour les  $\nu_e$  et  $\bar{\nu}_\mu$  et mono-énergétique pour les  $\nu_\mu$ .

La production des pions  $\pi^+$  se fait par collision d'un proton d'énergie de l'ordre du GeV, sur une cible de mercure (Hg). Des pions  $\pi^+$  et  $\pi^-$  sont alors produits, mais seul le pion  $\pi^+$  ne sera pas capturé par la cible de mercure et aura le temps de se relaxer en émettant un  $\mu^+$  et un neutrino  $\nu_\mu$  mono-énergétique. Le  $\mu^+$  se désintègre alors en un positron  $e^+$ , un anti-neutrino  $\bar{\nu}_\mu$  et un neutrino électronique  $\nu_e$ .

Les protons sont envoyés sur la cible de mercure liquide à un taux de 60 Hz, la durée de l'impulsion des protons est de 380 ns (FWHM) et l'énergie du faisceau de protons est comprise entre 0.9 et 1.3 GeV. Ceci permet de produire un flux de (anti-)neutrinos (toutes saveurs confondues) de  $470 \times 10^5$

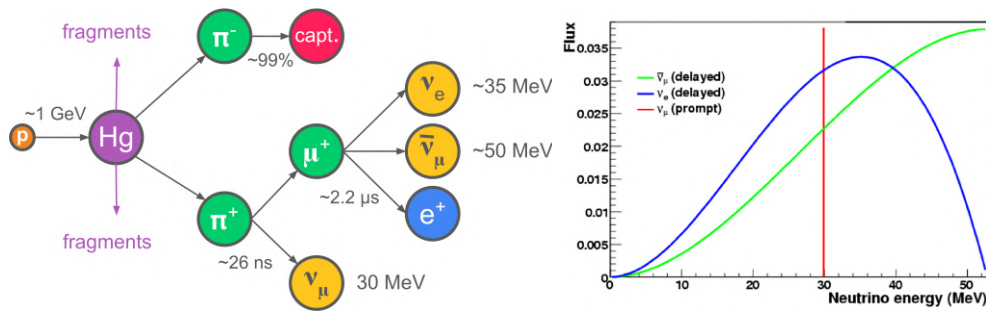


Figure 1.11 – **A gauche** : processus de production de (anti-)neutrinos à l'aide d'une source à spallation (technique dite du "pion au repos"). **A droite** : spectre d'émission des neutrinos émis par la source à spallation. Illustration tirée d'une présentation de Kate Scholberg (collaboration COHERENT).

$\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  à 20 m de la source. Ce très faible flux en comparaison du flux obtenu à proximité d'un réacteur nucléaire, de l'ordre de  $\sim 10^{12} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , est compensé par la connaissance des instants d'arrivée supposés des neutrinos. Cette information permet de rejeter tous les événements qui ne sont pas compatibles avec des neutrinos, ce qui permet d'augmenter fortement le rapport signal/bruit avec un facteur de rejet du bruit de fond de quelques  $\times 10^{-4}$  (si le bruit de fond n'est pas corrélé avec le faisceau).

Le fait d'avoir une source modulée permet également de comparer les impulsions avec et sans signal, et donc de plus facilement caractériser le bruit de fond, moyennant la compréhension et la quantification du bruit de fond induit au moment de la collision p-Hg.

L'énergie relativement importante des neutrinos de source à spallation, demande des seuils de détection moins contraignants que pour les neutrinos de réacteur que nous verrons juste après, de l'ordre de  $\sim 5 \text{ keV}$  contre  $\sim 50 - 100 \text{ eV}$ . Malgré le faible flux, la section efficace avec les détecteurs est relativement grande grâce à la dépendance en énergie de cette dernière, atteignant  $\sim 5 \times 10^{-39} \text{ cm}^2$  à 30 MeV contre  $\sim 1 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$  pour un neutrino de 4 MeV. En contrepartie, l'énergie plus élevée des neutrinos entraîne une diminution de la sensibilité de l'expérience aux signes de nouvelle physique.

### 1.2.4 Réacteur nucléaire à fission

Les réacteurs nucléaires sont les sources de neutrinos d'origine anthropique les plus intenses. Lors de la réaction de fission nucléaire, plus de 99.9% des neutrinos (des anti-neutrinos électroniques pour être précis) sont émis par les produits de fission des isotopes de l'uranium  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  et du plutonium  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$ . On estime le nombre de fissions par seconde comme étant de l'ordre de  $\mathcal{O}(10^{20})$  avec pour chaque fission la production de 6 neutrinos en moyenne. Les réactions associées à la fission des isotopes de l'uranium sont données dans le schéma de la figure 1.12.

En regardant ces réactions nucléaires, on comprend que la composition du combustible évolue en fonction de l'avancement du temps, c'est ce qu'on appelle le "burn-up". A titre quantitatif, pour

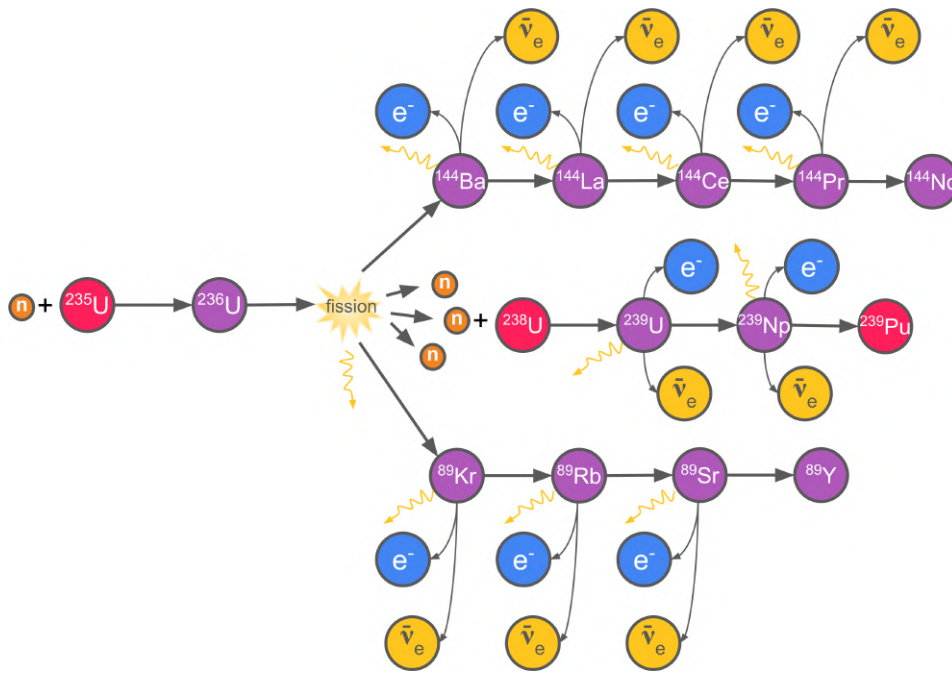


Figure 1.12 – Réaction en chaîne de la fission d’un atome d’uranium 235 provoquée par la capture d’un neutron thermique. Le processus de production de plutonium 239 à partir d’ $^{238}\text{U}$  est également représenté. Le  $^{239}\text{Pu}$  est ensuite à l’origine du  $^{240}\text{Pu}$  et du  $^{241}\text{Pu}$  qu’il forme par captures électroniques successives.

un réacteur de production d’électricité standard, au début de la réaction 74% de l’énergie provient de la fission du  $^{235}\text{U}$  contre seulement 16% pour le  $^{239}\text{Pu}$  et 3% pour le  $^{238}\text{U}$ . On note la fraction de fission d’un élément  $i$ ,  $\alpha_i$ , qui représente la proportion de l’élément de fission par rapport aux autres produits de fission mis en jeu. A la fin du burn-up ( $\sim \mathcal{O}(100)$  jours), on trouve des valeurs de l’ordre de 46% ( $^{235}\text{U}$ ), 38% ( $^{239}\text{Pu}$ ) et 10% ( $^{238}\text{U}$ ). Le sous-produit de réaction le plus important à prendre en compte est le  $^{239}\text{Pu}$ . Le flux d’anti-neutrinos électroniques total est obtenu en ajoutant les spectres d’émission bêta de chaque sous-produit de réaction en normalisant par rapport à la fraction de contribution à l’énergie de fission de l’isotope parent. On trouve ainsi le spectre présenté sur la figure 1.13.

La région du spectre inférieure au seuil de la réaction IBD n’a pas encore été mesurée expérimentalement et constitue une source d’erreur systématique dans la détermination du spectre de recul  $\text{CE}\nu\text{NS}$ . Néanmoins, les produits de fission produisent peu de neutrinos dans la région d’intérêt ( $E_R \geq 50$  eV). C’est ce qui explique que l’incertitude liée au flux de neutrinos de réacteur se traduit par une incertitude sur le spectre  $\text{CE}\nu\text{NS}$  de quelques % pour les expériences à très bas seuil (comme  $\nu$ -CLEUS et RICOCHET).

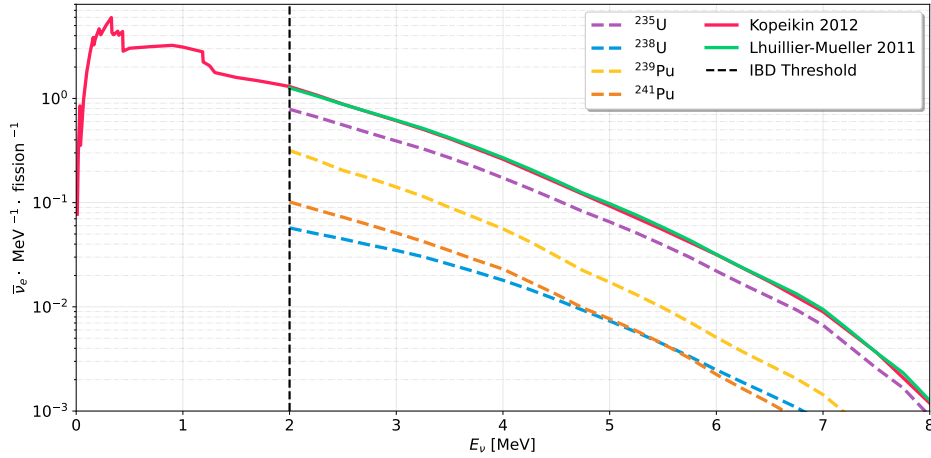


Figure 1.13 – Flux d’anti-neutrinos de réacteur en dessous du seuil IBD (en rouge) [111] et au dessus du seuil IBD (modèle de Kopeikin) selon le modèle de Lhuillier-Mueller [135]. Les contributions des différents isotopes qui composent la courbe verte sont représentées en traits pointillés colorés.

## 1.3 Nouvelle physique

La mise en évidence de lois encore inconnues, que l’on nomme aujourd’hui “nouvelle physique” requiert une extrême précision dans la mesure. Nous verrons comment est obtenue la grandeur mesurée, celle qui nous permet d’inférer des hypothèses par rapport à l’expression de la section efficace différentielle. Nous discuterons ensuite des paramètres du modèle standard qu’il est possible de mesurer et l’implication que pourraient avoir de telles mesures.

### 1.3.1 Énergie de recul

La grandeur accessible pour l’expérimentateur est l’énergie de recul déposée par le neutrino incident. L’idée est que, connaissant les propriétés de flux et d’énergie de la source de neutrinos, il est possible de déduire le nombre d’événements mesurés comme ayant une énergie comprise entre deux bornes. En d’autres termes, le spectre d’énergie de recul nucléaire permet de faire le lien entre la section efficace et l’énergie mesurée dans le détecteur. Il est obtenue en convoluant flux de neutrinos incidents avec la section efficace différentielle présentée plus haut (voir l’équation (1.1)). On notera le flux de neutrinos  $\Phi(E_\nu)$ . Formellement, on obtient la relation (1.13) où  $\mathcal{N}$  représente le nombre de noyaux cibles par unité de masse. L’intégration se fait à partir de l’énergie de neutrino minimale qui peut induire un recul nucléaire :  $E_\nu^{\min} = \sqrt{m_N E_R/2}$ . On notera  $E_\nu$  l’énergie du neutrino,  $E_R$  l’énergie de recul nucléaire et  $d\sigma_{\nu N}/dE_R$  la section efficace différentielle.

$$\frac{dR}{dE_R} = \mathcal{N} \cdot \int_{E_\nu^{\min}} \Phi(E_\nu) \cdot \frac{d\sigma_{\nu N}(E_\nu, E_R)}{dE_R} dE_\nu \quad (1.13)$$

Cette équation montre que le signal mesuré est directement proportionnel au flux de neutrinos, une source deux fois plus intense doublera le nombre d’événements CE $\nu$ NS. La section efficace différentielle permet ainsi de faire le lien entre les mesures et la grandeur sondée. On voit égale-

ment qu'une bonne connaissance du flux de neutrinos est nécessaire pour estimer correctement les paramètres de  $\sigma_{\nu N}$ . Une source parfaitement connue, comme une source de capture électronique mono-énergétique, amènera à des systématiques liées à l'interprétation des données fortement réduites. Il y a un compromis à faire entre la connaissance de la source et l'intensité du flux par rapport aux performances des détecteurs. Par exemple, la figure 1.14 montre le spectre CE $\nu$ NS en énergie de recul attendu pour différents matériaux cibles et différentes sources de neutrinos.

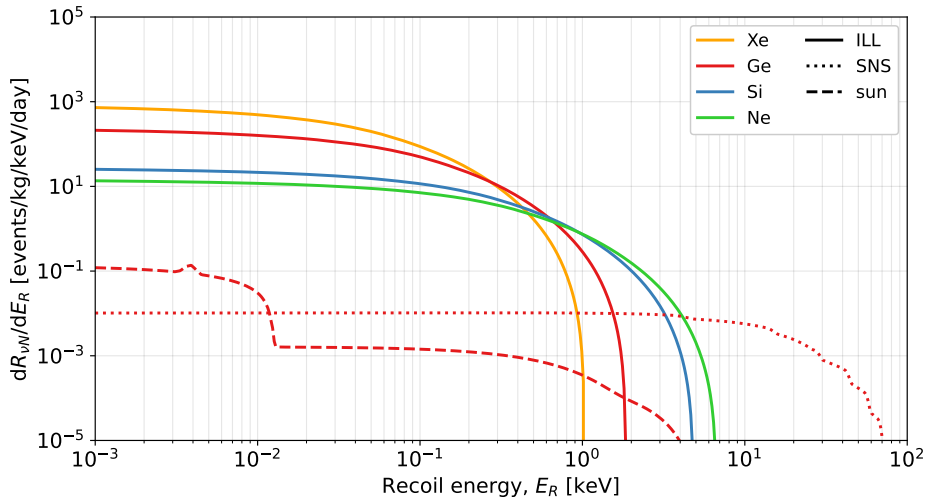


Figure 1.14 – Spectre de reculs nucléaires attendu selon le modèle standard de la physique des particules. Chaque couleur correspond à une cible de détection différente : le xénon en orange, le germanium en rouge, le silicium en bleu et le néon en vert. Le spectre attendu sur le site de l'expérience RICOCHET à l'ILL est indiqué en trait plein. Les spectres obtenus avec une cible en germanium, si l'expérience avait lieu à la source de spallation d'Oak Ridge et le signal attendu d'origine solaire, sont représentés respectivement en traits pointillé et en tirets. Le pic à  $\sim 4$  eV sur le spectre des neutrinos solaires correspond à une erreur numérique liée à la prise en compte de la raie  ${}^7\text{Be}$ .

Cette figure nous montre que les réacteurs nucléaires sont des sources très intéressantes de neutrinos car le taux d'événements est plus de deux ordres de grandeur plus grand que le spectre qu'on obtiendrait à Oak Ridge ou avec des neutrinos solaires. La collaboration COHERENT, dont nous parlerons plus loin, a mesuré le CE $\nu$ NS à la source à spallation d'Oak Ridge en profitant de la connaissance de l'instant d'arrivée des neutrinos, ce qui a permis de rejeter le bruit de fond suffisamment pour être en mesure de voir le signal. Ceci n'est pas possible avec les neutrinos solaires par exemple. L'énergie de recul maximum atteignable avec un réacteur nucléaire est de l'ordre du keV (entre 1 et 10 keV), ce qui est peu et demande des seuils de détection très faibles en énergie.

### 1.3.2 Modèles de nouvelle physique

Le CE $\nu$ NS est une sonde pour la découverte potentielle de physique au-delà du modèle standard de la physique des particules [50]. Dans cette partie nous allons voir comment les modèles de nouvelle physique impactent le taux d'événements mesuré et les modifications qu'ils ajoutent à l'expression de la section efficace différentielle d'interaction du CE $\nu$ NS. Parmi ces modèles, on peut citer :

- **Un moment magnétique anormal du neutrino** - Les neutrinos massifs de Dirac devraient avoir un moment magnétique extrêmement faible. Mais des contributions de nouvelle physique pourraient augmenter sa valeur jusqu'à des niveaux mesurables, ce qui ajoute une déviation à basse énergie du spectre de recul attendu (voir la référence [16] pour une revue plus détaillée). La section efficace différentielle associée au moment magnétique du neutrino est donnée par l'équation 1.14 [170].

$$\frac{d\sigma_{\nu N}^{\text{mag.}}}{dE_R} = \frac{\pi\alpha^2\mu_\nu^2 Z^2}{m_e^2} \left( \frac{1}{E_R} - \frac{1}{E_\nu} + \frac{E_R}{4E_\nu^2} \right) F^2(q) \quad (1.14)$$

Dans le cas d'un neutrino de Dirac, l'extension minimale du modèle standard implique un faible, mais non négligeable, moment magnétique du neutrino d'environ  $10^{-19}\mu_B$  (magnéton de Bohr). Cette limite théorique est quelques ordres de grandeur en-dessous de la limite expérimentale obtenue par l'expérience GEMMA de  $\mu_\nu < 2.9 \times 10^{-11}\mu_B$  (90% C.L.) [43]. Cependant, dans certaines extensions du modèle standard plus générales, comme de la nouvelle physique à l'échelle du TeV, le moment magnétique peut être aussi grand que  $10^{-15}\mu_B$  et  $10^{-12}\mu_B$  pour des neutrinos de Dirac et Majorana respectivement [120]. En mesurant les distortions spectrales en dessous de 100 eV pour contraindre la valeur du moment magnétique du neutrino, il serait possible de mettre en évidence l'existence, sans ambiguïté, de nouvelle physique mais aussi de déterminer la nature (de Dirac ou de Majorana) du neutrino, ce qui aurait un impact majeur sur la physique du neutrino. L'objectif de RICOCHET est de mettre une limite à l'aide de la mesure du spectre CE $\nu$ NS aussi faible que  $\mu_\nu \sim 10^{-12}\mu_B$  (90% C.L.).

- **Interactions non standards (NSI)** - Le couplage entre les neutrinos et les quarks peuvent différer de la prédiction du modèle standard, ce qui affecterait la normalisation total du spectre CE $\nu$ NS. Le contexte des NSI [41, 158] permet de contraindre les interactions de neutrinos sans dépendre d'un médiateur ou d'une structure de couplage spécifique. Il est également possible de ré-interpréter les limites NSI en terme de contraintes sur les leptosquarks lourds [153]. Les interactions non standards vont impacter l'expression de la charge faible  $Q_W$  :

$$\begin{aligned} Q_{\text{NSI}} = & 4(A - Z)\left(-\frac{1}{2} + \epsilon_u^e + 2\epsilon_d^e\right) + Z\left(\frac{1}{2} - 2\sin^2(\theta_W) + 2\epsilon_u^e + \epsilon_d^e\right) \\ & + 4(A - Z)\left(-\frac{1}{2} + \epsilon_u^\mu + 2\epsilon_d^\mu\right) + Z\left(\frac{1}{2} - 2\sin^2(\theta_W) + 2\epsilon_u^\mu + \epsilon_d^\mu\right) \\ & + 4(A - Z)\left(-\frac{1}{2} + \epsilon_u^\tau + 2\epsilon_d^\tau\right) + Z\left(\frac{1}{2} - 2\sin^2(\theta_W) + 2\epsilon_u^\tau + \epsilon_d^\tau\right) \end{aligned} \quad (1.15)$$

Avec  $\epsilon_i^j$  les termes de couplage entre leptons ( $e, \mu, \tau$ ) et quarks up ( $u$ ) et down ( $d$ ). Ce qui amène à l'expression de la section efficace différentielle suivante :

$$\frac{d\sigma_{\nu N}^{\text{NSI}}}{dE_R} = \frac{G_f^2}{4\pi} \cdot Q_{\text{NSI}} \cdot m_N \left( 1 - \frac{q^2}{4E_\nu^2} \right) F^2(q) \quad (1.16)$$

- **Nouveau(x) médiateur(s)** - Nous pouvons imaginer qu'il existe d'autres médiateurs, encore inconnus, dans le modèle standard. Dans le cadre des modèles simplifiés (Simplified Models) couramment utilisés pour interpréter les expériences de détection directe de matière noire [3], cette approche requiert de considérer l'existence d'un médiateur spécifique (boson vecteur, scalaire ou tenseur). Cette approche permet d'explorer les contraintes imposées par les modifications de la forme du spectre de recul CE $\nu$ NS. Nous verrons sur la figure 1.15 que l'existence d'un boson vecteur  $Z'$  peut induire une suppression dans le spectre (liée à un phénomène de résonance). Les sections efficaces différentielles associées à l'existence de nouveaux médiateurs sont données par les expressions suivantes [50] :

$$\frac{d\sigma_{\nu N}^S}{dE_R} = (g_S^2(14 \cdot A + 1.1 \cdot Z))^2 \cdot \frac{E_R}{4\pi} \cdot \frac{m_N^2}{E_\nu^2(q^2 + m_S^2)^2} \cdot F^2(q) \quad (\text{Scalaire}) \quad (1.17)$$

$$\frac{d\sigma_{\nu N}^V}{dE_R} = \frac{G_f^2}{4\pi} \left( Q_W - 3Ag_V^2 \frac{\sqrt{2}}{G_f \cdot q^2 + m_V^2} \right)^2 m_N \left( 1 - \frac{q^2}{4E_\nu^2} \right) \cdot F^2(q) \quad (\text{Vecteur}) \quad (1.18)$$

$$\frac{d\sigma_{\nu N}^T}{dE_R} = (g_T^2(-0.08A + 0.93Z))^2 m_N \frac{4E_\nu^2 - m_N E_R}{2\pi E_\nu^2(q^2 + m_T^2)^2} \cdot F^2(q) \quad (\text{Tenseur}) \quad (1.19)$$

avec  $m_S$ ,  $m_V$  et  $m_T$  les masses des différents médiateurs et  $g_S$ ,  $g_V$  et  $g_T$  les constantes de couplage associées.

- **Neutrino stérile** - Sur le principe, il est possible d'utiliser les futures mesures de CE $\nu$ NS pour contraindre les oscillations entre neutrinos actifs et stériles [26]. En supposant une masse de neutrino stérile permettant d'expliquer l'anomalie observée par certaines expériences, par exemple LSND [12] ( $\Delta m_{41}^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ ), et en supposant une énergie typique de neutrino autour de  $\sim 5 \text{ MeV}$ , la longueur d'onde de l'oscillation actif-stérile est de l'ordre de 5 m. Utiliser des mesures à différentes distances de la source permettrait de mesurer cette oscillation (voir les expériences  $\nu$ -GeN et MI $\nu$ ER présentées plus loin). Pour une position fixe, l'effet d'une telle oscillation n'apparaîtrait que comme une variation de quelques % du spectre, qu'il serait difficile de distinguer des erreurs systématiques.



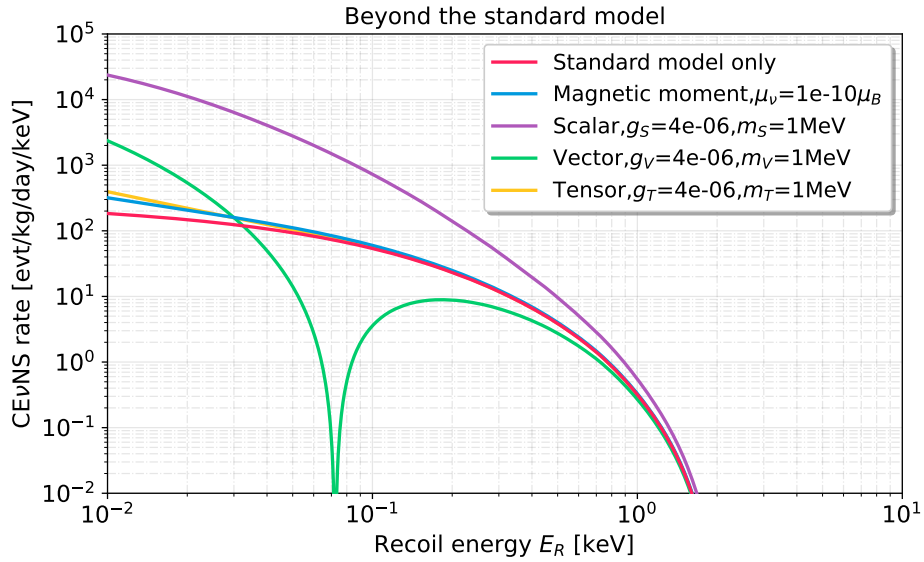


Figure 1.15 – Spectre CE $\nu$ NS en énergie de recul pour différents modèles de physique. La prédiction du modèle standard de la physique des particules est donnée en rouge, l’effet d’un moment magnétique anormal en bleu, l’existence de nouveaux médiateurs en violet, vert et jaune. Le spectre attendu dans le cas de l’existence d’un neutrino stérile n’est pas représenté sur cette figure.

### 1.3.3 Angle de Weinberg

L’expression de la section efficace différentielle du processus CE $\nu$ NS fait intervenir un paramètre fondamental du modèle standard : l’angle de Weinberg  $\theta_W$ , habituellement exprimé comme  $\sin^2(\theta_W)$ . Il détermine la force relative entre un courant neutre de la force faible (weak neutral current) et l’interaction électromagnétique. Il est donc possible de réaliser un test de précision du modèle standard en mesurant le spectre de recul CE $\nu$ NS.

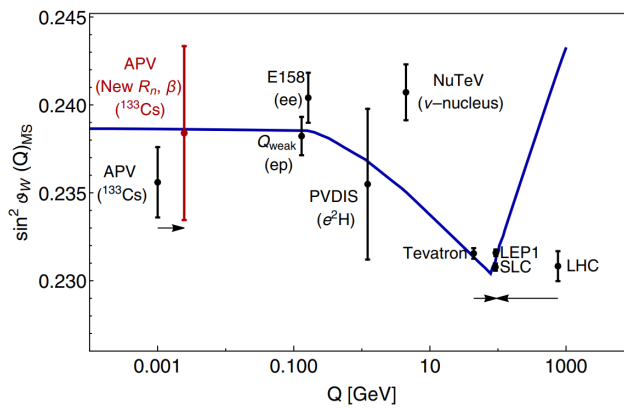


Figure 1.16 – Mesures de l’angle de Weinberg en fonction du moment transféré  $q$ . En bleu on a la prédiction du modèle standard. Les points expérimentaux sont en noir, sauf le point rouge qui est obtenu à partir des données CE $\nu$ NS de COHERENT (CsI) et de l’expérience APV. Les points de mesures en noir, obtenus par les expériences APV, Tevatron et LHC sont déplacés par souci de visibilité. Image tirée de [57].

## 1.4 État de l'art

Le fort potentiel des centrales nucléaires comme sources de neutrino a conduit une petite dizaine d'expériences  $CE\nu NS$  à s'installer à proximité d'un coeur de réacteur à travers le monde. Les expériences que j'ai pu identifier sont représentées sur la figure 1.17 et un petit descriptif de chacune d'elles est donné dans la table 1.2.

### 1.4.1 Tour d'horizon

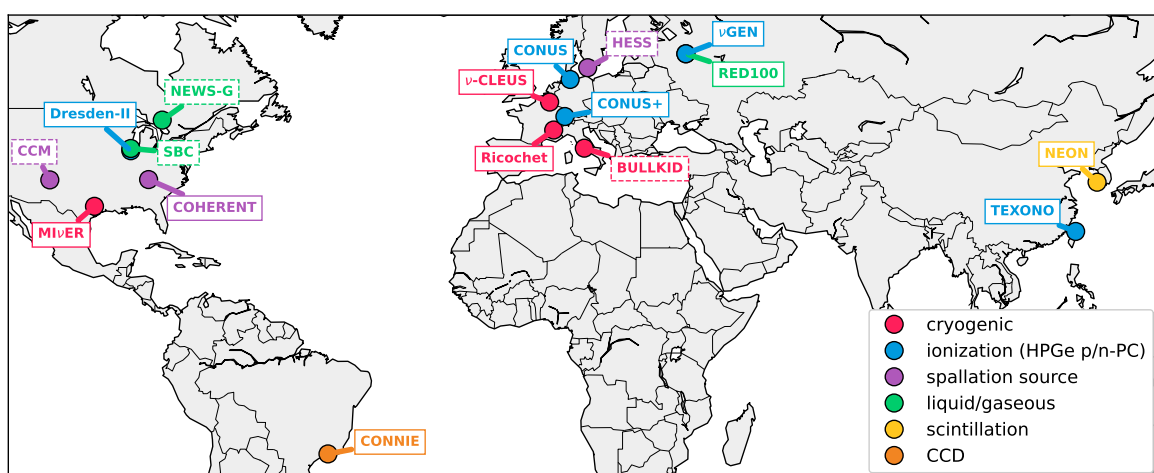


Figure 1.17 – Principales expériences  $CE\nu NS$  dans le monde actuellement (2023). En rouge les expériences cryogéniques, en bleu les expériences de mesure de charge. Les expériences à source de spallation sont affichées en violet. Les détecteurs gazeux et liquides sont en vert. NEON (scintillateur solide) et CONNIE (CCD) sont représentés respectivement en jaune et orange. Les expériences en construction et/ou en recherche de site expérimental sont représentées en pointillés. Liste potentiellement non exhaustive.

Au vu du nombre d'expériences de  $CE\nu NS$  on peut s'attendre à des résultats scientifiques montrant des déviations (ou non) du modèle standard à basse énergie d'ici quelques années seulement. La compétition et la coopération à l'oeuvre entre toutes ces collaborations et avec les expériences de matière noire comme EDELWEISS favorisent les développements rapides et les avancées technologiques novatrices. Parmi ces expériences on trouve celle pour laquelle j'ai travaillé au cours de ma thèse : l'expérience RICOCHET.

Il n'est pas envisageable de traiter l'entièreté des expériences  $CE\nu NS$ , néanmoins il est important de donner une vision du cadre international dans lequel se déroule l'aventure du  $CE\nu NS$ .

Expérience	flux [ $\nu \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	d [m]	détecteur	masse	T	seuil $\sim 5\sigma$
CONUS	$2.3 \times 10^{13}$	17	HPGe p-PC	3.74 kg	85 K	0.2 keVee
CONUS +	$1.45 \times 10^{13}$	20.7	HPGe p-PC	3.74 kg	85 K	$\emptyset$
TEXONO	$6.35 \times 10^{12}$	28	HPGe p-PC	1.5, 1 kg	77 K	0.2 keVee
$\nu$ -GEN	$4 \times 10^{13}$	11	HPGe	1.4 kg	77 K	215 eVee
Dresden-II	$8.1 \times 10^{13}$	$\emptyset$	HPGe p-PC	2.924 kg	320 K	0.2 keVee
RICOCHET	$1.1 \times 10^{12}$	8.8	Ge	0.6 kg	10 mK	100 eV
$\nu$ -CLEUS	$1.7 \times 10^{12}$	72-102	CaWO <sub>4</sub> , Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	10 g	10 mK	50 eV
MI $\nu$ ER	(variable)	$\sim 2$	HV-Ge/Si	$\sim 1$ kg	10 mK	$\sim 100$ eV
BULLKID	$\emptyset$	$\emptyset$	KID Ge/Si	$\sim 1$ kg	10 mK	200 eV
RED-100	$1.35 \times 10^{13}$	19	LXe	$\sim 100$ kg	160 K	$\emptyset$
SBC	$\emptyset$	3	LAr	10 kg	300 K	$\emptyset$
NEWS-G	$\emptyset$	$\emptyset$	Ar + 2% CH <sub>4</sub>	$\emptyset$	$\emptyset$	$\emptyset$
CONNIE	$7.8 \times 10^{12}$	30	Skipper-CCD	0.4 g	77 K	20 eVee
NEON	$7.1 \times 10^{12}$	$\emptyset$	NaI(Tl)	16.7 kg	$\sim 300$ K	$\emptyset$

Table 1.2 – Présentation d'expériences CE $\nu$ NS associées à un réacteur nucléaire. Les expériences sont regroupées par technologie de capteur. L'expérience RICOCHET est la seule à proposer un détecteur cryogénique capable de discriminer reculs nucléaires et électroniques. L'unité d'énergie utilisée pour le seuil est soit l'électron-volt (eV), soit l'électron-volt équivalent électron (eVee), cette dernière correspondant à une énergie en équivalent électron.

J'ai donc décidé de présenter quatre expériences qui me semblent les plus pertinentes par rapport à l'avancement du projet et aux travaux présentés dans cette thèse. Nous verrons d'abord l'expérience COHERENT, qui est en fait un observatoire de neutrinos qui sont obtenus à l'aide d'une source à spallation par la technique dite du "Pion au repos" (voir la section 1.2.3). Nous parlerons ensuite de CONUS, une expérience de mesure de charge (ionisation) à l'aide d'un détecteur en germanium ultra-pur HP-Ge, enfin je présenterai les expériences MI $\nu$ NER et  $\nu$ -CLEUS, principales concurrentes de RICOCHET de par leur très bas seuil, mais qui optent pour une stratégie expérimentale différente.

#### 1.4.2 Première détection avec COHERENT

La collaboration COHERENT a construit un observatoire à neutrinos issus d'une source à spallation, qui s'impose comme un pôle expérimental majeur dans le monde de la physique du CE $\nu$ NS. Cet observatoire est en constante évolution depuis la première mise en évidence du CE $\nu$ NS à l'aide d'un détecteur d'iodure de sodium (CsI) de 14.6 kg [13].

Un des objectifs scientifiques principaux de COHERENT est de mesurer la dépendance quadratique de la section efficace avec le nombre de neutrons. Pour cette raison plusieurs matériaux sont étudiés :

- **CsI** - Détecteur de 14.6 kg ayant permis la première détection du CE $\nu$ NS tout en étant le plus petit détecteur de neutrinos opérationnel au monde. Le détecteur a été démonté en 2019.

- **LAr** - Le projet CENNS-10, totalisant une masse de 24 kg d'argon liquide, a permis la détection du  $CE\nu NS$  et a ouvert la voie à la génération suivante, le détecteur COH-Ar-750 (ou CENNS 750), de technologie similaire mais contenant une masse fiducielle de 610 kg. La collaboration COHERENT vise, à terme, le déploiement d'un détecteur encore plus massif, de l'ordre de la tonne ou la dizaine de tonnes. Ce dernier projet n'est pas encore défini et s'appuiera sur les résultats de CENNS-750.
- **NaI[Tl]** - Le détecteur de 185 kg aujourd'hui a été mis en service en 2016 tout en ayant une augmentation de sa taille à intervalle de temps régulier, l'objectif étant d'atteindre une masse totale de l'ordre de la tonne tout en maintenant le bruit de fond le plus faible possible.
- **Ge** - Le détecteur de 18 kg de type HPGe p-PC est en cours d'installation dans l'allée des neutrinos d'Oak Ridge.

Tous ces détecteurs sont installés, pendant leur durée d'exploitation, dans "l'allée des neutrinos" du laboratoire d'Oak Ridge représenté sur la figure 1.18. Seules les expériences les plus récentes sont représentées.

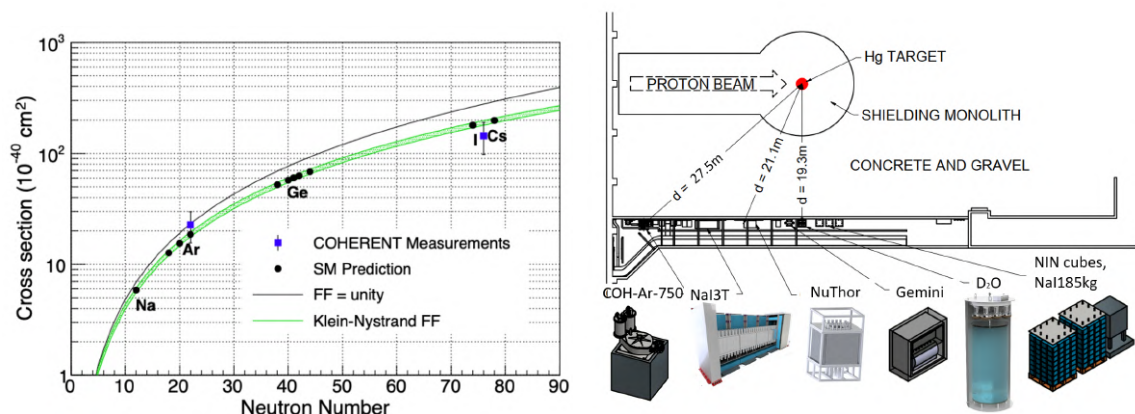


Figure 1.18 – **A gauche** : évolution de la section efficace totale en fonction du nombre de neutrons, prédictions du modèle standard en noir et mesures de COHERENT en bleu (image tirée de [13]).

**A droite** : allée des neutrinos du Oak Ridge Spallation Neutron Source et détecteurs développés par la collaboration COHERENT. Les neutrinos sont produits par la désintégration de pions induits par la collision proton-Hg.

En plus d'une diversité de cibles importante, COHERENT met en oeuvre des solutions de quantification et caractérisation des bruits de fond comme les NIN (Neutrino Induced Neutron) produits dans le plomb ou le fer. Le bruit de fond neutrons est étudié à l'aide d'un détecteur dédié (MARS Neutron Detector). Le détecteur NuThor quant à lui est utilisé pour étudier les fissions nucléaires induites par les neutrinos, phénomène prédit depuis 50 ans mais jamais observé. On notera également la présence du détecteur  $D_2O$  (encore en préparation) destiné à mesurer très précisément le flux de neutrinos produit par la source à spallation d'Oak Ridge.

### 1.4.3 La mesure de charge dans le germanium

#### 1.4.3.1 CONUS à Brokdorf

CONUS est une expérience de mesure de charge à l'aide d'un détecteur de type "point-contact high purity Ge" abrégé en "HPGe p-PC" de 3.72 kg porté autour de 77 K et opéré dans un blindage présent sur la figure 1.19 (gauche). L'expérience était située à 17 m du réacteur Allemand de Brokdorf d'une puissance de 3.9 GW thermique. La localisation de l'expérience par rapport au coeur du réacteur est présentée sur la partie droite de la figure 1.19. Le flux de neutrinos attendu est de  $2.3 \times 10^{13}$  neutrinos par centimètre carré et par seconde. La piscine de combustible offre une protection de 24 m équivalent eau contre les rayons cosmiques.

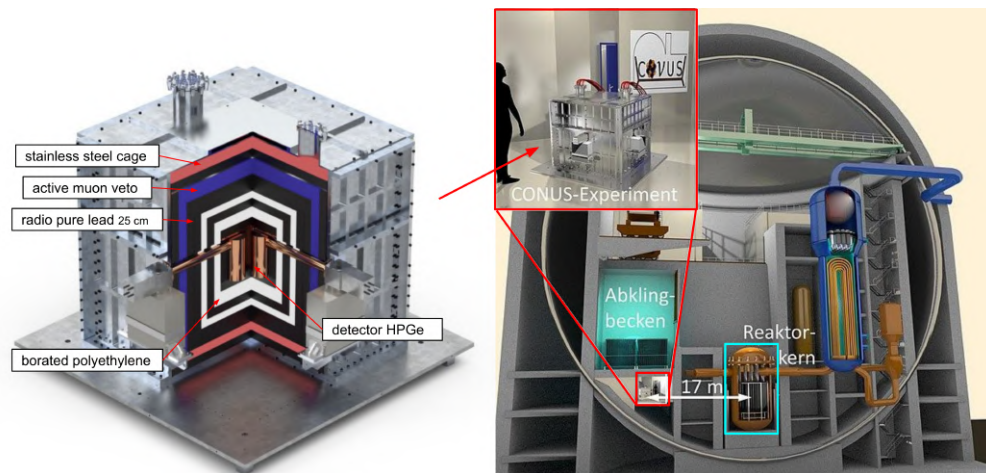


Figure 1.19 – **A gauche** : schéma de principe de l'installation des blindages autour des détecteurs de CONUS à Brokdorf. **A droite** : position de l'expérience à 17 m du coeur du réacteur.

Les résultats principaux de CONUS, après cinq années d'opération du détecteur entre 2018 et 2022, ont permis de mettre une contrainte importante sur le spectre  $CE\nu NS$  mais la sensibilité de l'expérience est un facteur deux trop faible pour détecter le signal  $CE\nu NS$  [52]. La politique énergétique Allemande a conduit à la fermeture de toutes les centrales nucléaires du pays, dont Brokdorf, ce qui a signé la fin de l'expérience CONUS. La collaboration travaille actuellement sur la nouvelle phase de cette expérience prometteuse, CONUS+, qui est en préparation pour être installée auprès du réacteur nucléaire de Leibstadt en Suisse.

#### 1.4.3.2 $\nu GeN$ à Kalinin

$\nu GeN$  est une expérience similaire à CONUS en terme de stratégie de détection (HPGe p-PC) et de blindages (passif : plomb et polyéthylène, active : véto muon). La différence majeure réside dans la plateforme mobile de  $\nu GeN$  (voir la partie centrale de la figure 1.20). Celle-ci permet de faire varier la distance détecteur/réacteur de 12.5 m à 11.09 m. Cette possibilité de modifier l'intensité du flux permet de mieux contrôler les erreurs systématiques liées à l'expérience. Le flux de neutrinos, produit par les quatre unités de 1 GW de la centrale de Kalinin, est deux fois plus important que

pour CONUS, atteignant  $4 \times 10^{13}$  neutrinos par centimètre carré et par seconde. L'enfouissement procuré par le bâtiment du réacteur est de 50 mètres équivalent eau. La masse de germanium est de 1.4 kg (contre 3.7 kg pour CONUS).

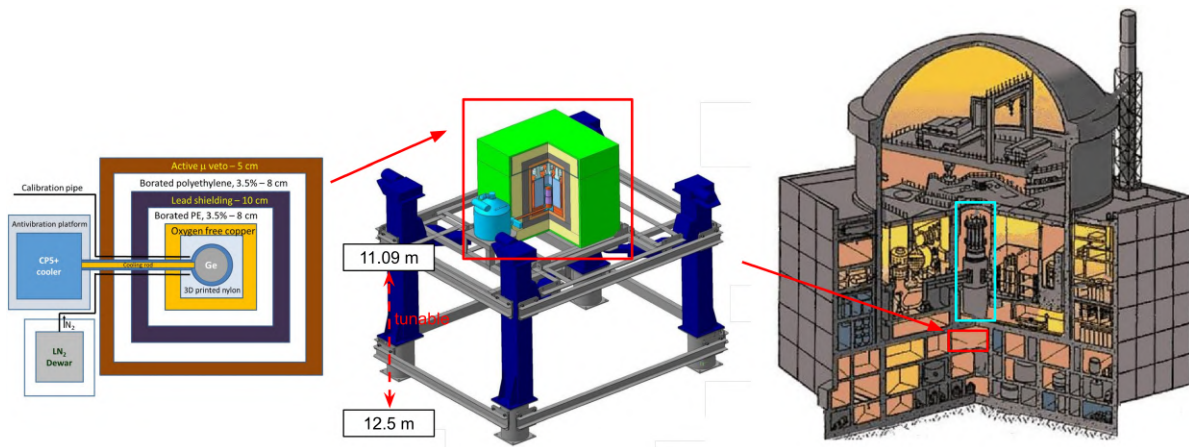


Figure 1.20 – **A gauche** : différents éléments du détecteur et des blindages de  $\nu$ GeN. Au milieu : l'expérience est positionnée sur une plateforme mobile qui permet de modifier la distance entre le coeur du réacteur et le détecteur. **A droite** : localisation du détecteur par rapport au coeur du réacteur de la centrale nucléaire de Kalinin (Russie).

$\nu$ GeN est actuellement en opération en Russie avec plus de 1200 kg.jour de données enregistrées. Le système de levage pour modifier la distance détecteur/réacteur est opérationnel depuis septembre 2022. L'optimisation des paramètres expérimentaux est encore en cours. Les premiers résultats n'ont pas permis de mettre en évidence une différence entre les taux d'événements en condition de réacteur éteint ou allumé (voir la figure 1.21). Comme pour CONUS, la sensibilité de l'expérience est deux ou trois fois trop faible [15].

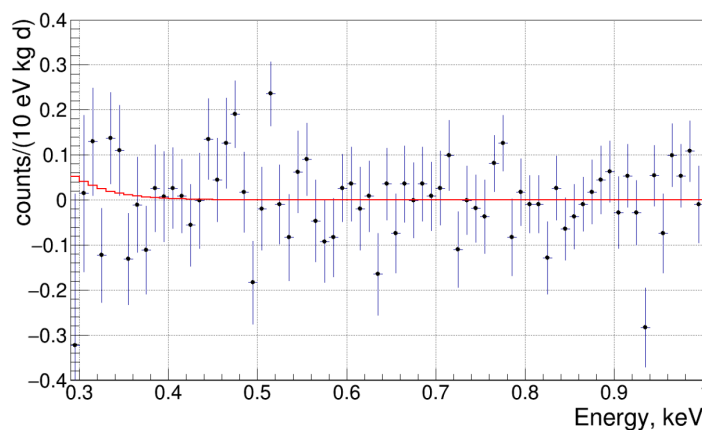


Figure 1.21 – Résidus de la différence du spectre en énergie de  $\nu$ GeN en dessous de 1 keV entre les données obtenues lorsque le réacteur est allumé et éteint. En rouge on trouve la représentation du spectre CE $\nu$ NS attendu selon le modèle standard.

### 1.4.4 Les détecteurs cryogéniques

Afin d'obtenir les seuils de détection les plus bas possibles, plusieurs collaborations misent sur les détecteurs cryogéniques. En abaissant la température de détecteur à l'extrême ( $T = \mathcal{O}(10)$  mK) il est possible d'atteindre des seuils de détection de l'ordre de ( $\mathcal{O}(10)$  eV), ce qui offre une grande sensibilité aux modèles de nouvelle physique. Actuellement trois projets sont en cours de réalisation,  $MI\nu ER$ ,  $\nu$ -CLEUS et RICOCHET. L'expérience RICOCHET, au coeur de cette thèse, sera détaillée dans le chapitre 2, nous allons donc aborder ici seulement  $MI\nu ER$  et  $\nu$ -CLEUS.

#### 1.4.4.1 $MI\nu ER$

$MI\nu ER$  est une expérience prévue auprès du réacteur de recherche TRIGA (catégorie de petit réacteur nucléaire de recherche) à l'université Texas A&M (Texas, États-Unis). Ce réacteur de 1 MW possède une particularité qui fait de  $MI\nu ER$  la seule expérience cryogénique capable de modifier la distance entre le coeur du réacteur et le détecteur ( $\nu GeN$  n'est pas un détecteur cryogénique). Cette particularité permet d'obtenir une meilleure connaissance des systématiques liées au flux du réacteur (comme  $\nu$ -GeN) ainsi qu'une meilleure sensibilité à l'existence d'un neutrino stérile. Le détecteur peut être positionné à une distance comprise entre 1 m et 10 m du coeur du réacteur. Le blindage présenté sur la partie droite de la figure 1.22 permet, d'après des mesures et des simulations, d'estimer un bruit de fond radiogénique (dont l'origine est le réacteur) proche de 100 evt/kg/jour entre 10 et 1000 eV d'énergie de recul nucléaire, avec un taux d'événements total compatible avec les performances de l'électronique d'acquisition [11].

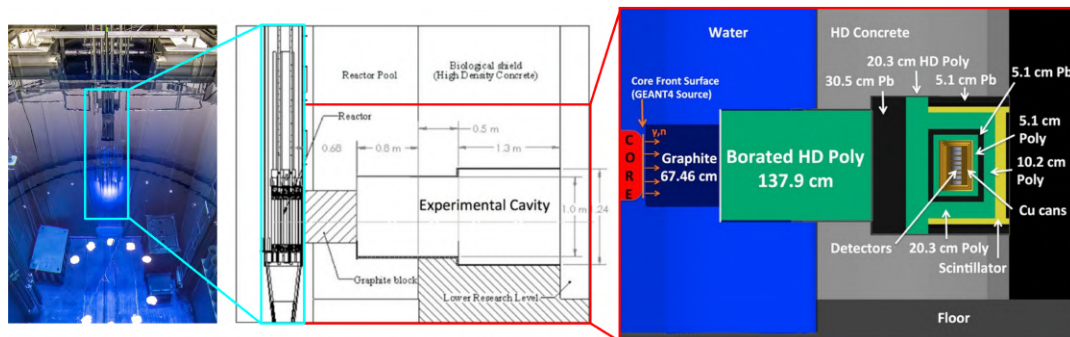


Figure 1.22 – **A gauche** : photographie du coeur du réacteur TRIGA de Texas A&M. Au centre : schéma de l'emplacement de l'expérience par rapport au coeur du réacteur d'une puissance thermique de 1 MW. **A droite** : schéma du blindage passif mis en oeuvre à base de polyéthylène (vert), de cuivre (jaune) et de plomb (noir).

Dans ce blindage, les membres de  $MI\nu ER$  veulent déployer des détecteurs en germanium ou silicium initialement développés par la collaboration (super-)CDMS pour la détection directe de matière noire. Ces derniers sont de différents types, mais consistent tous en un cristal de semi-conducteur (Si ou Ge) instrumenté par des senseurs de chaleur (TES) et/ou des senseurs de charges (électrodes). La définition précise du détecteur final de  $MI\nu ER$  n'est pas connue, ce qui laisse entendre qu'il faut voir  $MI\nu ER$  comme une plate-forme de développement de détecteurs sur site de

réacteur optimisés pour la mesure du  $CE\nu NS$ . Une phase expérimentale de  $MI\nu ER$  est prévue au réacteur South Texas Project d'une puissance de 3 GW (Snowmass 2021).

#### 1.4.4.2 $\nu$ -CLEUS

$\nu$ -CLEUS est une expérience cryogénique prévue pour s'installer sur le site VNS ("Very Near Site") de la centrale nucléaire Chooz dans le nord de la France. Le VNS est un site expérimental situé respectivement à 102 et 72 m de distance des unités B-2 et B-1 de la centrale. Le schéma d'implantation de l'expérience sur le site expérimental est présenté sur la figure 1.23.

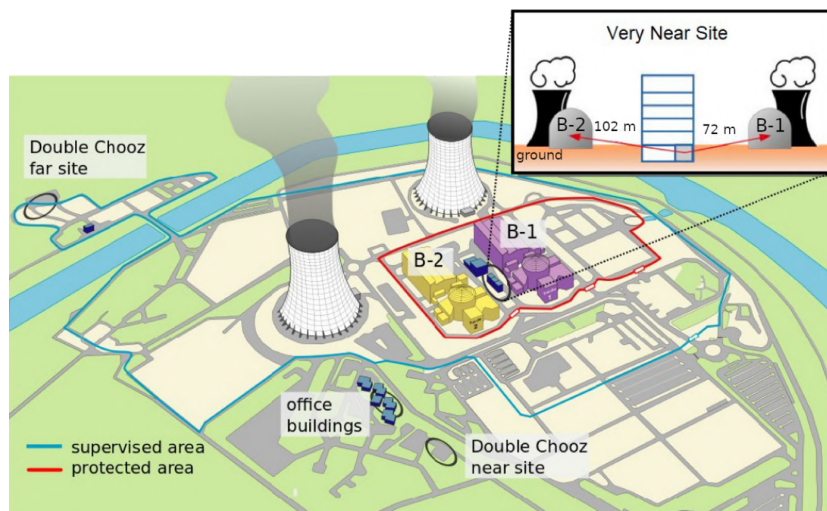


Figure 1.23 – Schéma d'implantation de  $\nu$ -CLEUS sur le site de la centrale nucléaire de Chooz (France) entre les deux unités de réacteur B-1 et B-2. Le site expérimental de  $\nu$ -CLEUS est appelé VNS (Very Near Site). Il est localisé dans la zone d'accès protégé de la centrale (en rouge). Crédit : nucleus-experiment.org.

La stratégie de  $\nu$ -CLEUS est basée sur le principe des poupées russes. Le principe est de mettre un système de rejet du fond extrêmement performant. Ce dernier est basé, comme pour les autres expériences, sur un blindage passif (plomb et polyéthylène) avec un module de rejet actif des événements muons (le veto muon). Ici en revanche, on trouve également un blindage "boron carbide" ( $B_4C$ ) passif qui possède une bonne capacité d'absorption des neutrons ainsi que deux détecteurs actifs à basse température : le veto cryogénique externe et le veto cryogénique interne. L'empilement des couches de détecteur est détaillé dans la figure 1.24. La masse totale du détecteur pour la première phase de  $\nu$ -CLEUS est de 10 g. Chaque cristal est équipé d'un capteur thermique de type TES ("Transition Edge Sensor"). Les TES sont des capteurs supraconducteurs qui sont opérés très proches de leur température de transition supraconductrice car la variation de résistivité en fonction de la température est très grande. Les TES sont des capteurs très sensibles, permettant d'atteindre des résolutions inférieures ou égales à  $\mathcal{O}(10)$  eV (RMS).



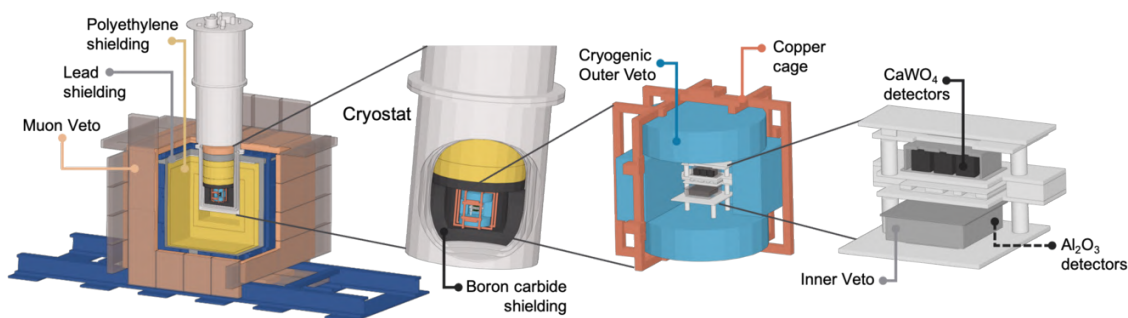


Figure 1.24 – **De gauche à droite** : blindage passif (bleu et jaune) et veto muon (rose saumon) intégrés autour du cryostat (blanc). Positionnement des détecteurs dans le cryostat. Système de fixation du veto cryogénique externe (bleu clair). Positionnement des cristaux de  $\text{CaWO}_4$  (cible utile) et  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (contrôle du fond) par rapport au veto cryogénique interne. Crédit : nucleus-experiment.org.

## 1.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons vu que le neutrino était entouré d'un nombre important de mystères. Sa nature, de Dirac ou de Majorana, n'est pas connue, ni les masses des neutrinos en fonction de leur saveur. Le neutrino trouve sa place dans le modèle standard de la physique des particules, mais ses propriétés ne s'expliquent pas avec ce dernier, ce qui fait du neutrino une particule essentielle à étudier car elle pourrait ouvrir la voie vers la découverte d'une physique aujourd'hui inconnue. Les implications fondamentales engendrées par une connaissance précise des neutrinos sont particulièrement vastes, des plus petites échelles (physique des particules) aux plus grandes (cosmologie). Les neutrinos interagissent avec la matière par interaction faible et il se trouve que le processus dominant, à basse énergie, d'interaction d'un neutrino avec la matière est la diffusion élastique cohérente neutrino-noyau. Le CEνNS se trouve être une sonde directe pour étudier les interactions de neutrinos avec la matière à des échelles d'énergie encore inexplorées. L'importance scientifique du sujet a entraîné un vaste élan expérimental à travers le monde. Une variété importante de détecteurs, tant en terme de technologie de détection qu'en terme de sources et de programmes scientifiques, est en cours de mise en oeuvre. Les expériences sont complémentaires et permettront, ensemble, d'obtenir une partie des réponses soulevées par les neutrinos. Les expériences CONUS et  $\nu\text{GeN}$  sont les premières à s'être approchées de la découverte du CEνNS de réacteur, d'un facteur deux à trois seulement<sup>4</sup>. L'expérience RICOCHET, en cours d'installation, complétera ce panel d'expériences avec une approche unique basée sur la double mesure chaleur/ionisation cryogénique dont nous parlerons en détails au chapitre 3, qui porte sur le détecteur CRYOCUBE.

4. en supposant un rapport d'ionisation de Lindhard, voir le chapitre 3

## 2 Mesurer le CE $\nu$ NS avec RICOCHET

### 2.1 RICOCHET à l'ILL

RICOCHET est une collaboration d'une cinquantaine de physiciens, ingénieurs et techniciens en France, aux Etats-Unis et en Russie. L'objectif de RICOCHET est de réaliser une mesure de précision, à basse énergie, du CE $\nu$ NS afin de chercher des signes de nouvelle physique dans le secteur électro-faible. Pour atteindre ses objectifs scientifiques, RICOCHET devra remplir les critères suivants :

- **Site du réacteur** - Flux de neutrinos important,  $\phi \sim 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , et contrôlé ( $\delta\phi/\phi \sim 3\%$ ). Faible niveau de bruits de fond lié aux rayonnements cosmiques (cosmogénique) et au fonctionnement du réacteur (réactogénique).
- **Environnement expérimental** - Faible niveau de vibrations ( $\sim \mu\text{g} / \sqrt{\text{Hz}}$ ) [141], de bruits électroniques et un bruit de fond radioactif de l'ordre de 100 DRU de reculs électroniques et 5 DRU de reculs nucléaires<sup>1</sup>.
- **Performances des détecteurs** - Faible seuil en énergie ( $\sim 50 \text{ eV}$ ). Fort rejet du fond gamma ( $10^3$ ). Masse de l'ordre du kilogramme pour atteindre un taux d'événements CE $\nu$ NS  $> 10$  événements par jour.

Nous allons voir, dans ce chapitre, comment les spécifications qui viennent d'être présentées se traduisent en solutions techniques.

#### 2.1.1 Le site H7 de l'ILL

L'expérience RICOCHET sera déployée sur le site expérimental H7 de l'ILL qui fait environ 3 m de large, 6 m de long et 3.5 m de hauteur. Il est localisé sous le canal d'eau permettant le transfert de combustible jusqu'au coeur du réacteur. Ce dernier offre un enfouissement de 15 mètres équivalents eau (m.w.e.), qui permet une réduction d'un facteur quatre du flux de muons cosmiques. L'implantation de l'expérience est montrée sur la figure 2.1 (gauche). Une potence de levage, en orange sur le schéma, permettra la mise en place des éléments du cryostat et le déplacement de la source de calibration Deutérium-Tritium, ou DT, (en vert clair) à proximité des détecteurs. RICOCHET est voisine des expériences des sites D19 et IN20 et est simplement isolée par des murs en plâtre, polyéthylène et carbure de bore (B<sub>4</sub>C), efficaces pour bloquer la propagation des neutrons et des gammas. La figure 2.1 (droite) montre l'état d'avancement de l'installation de RICOCHET à l'ILL en mars 2023 (voir section 2.1.4).

---

1. 1 DRU = 1 événement par kg, par keV et par jour

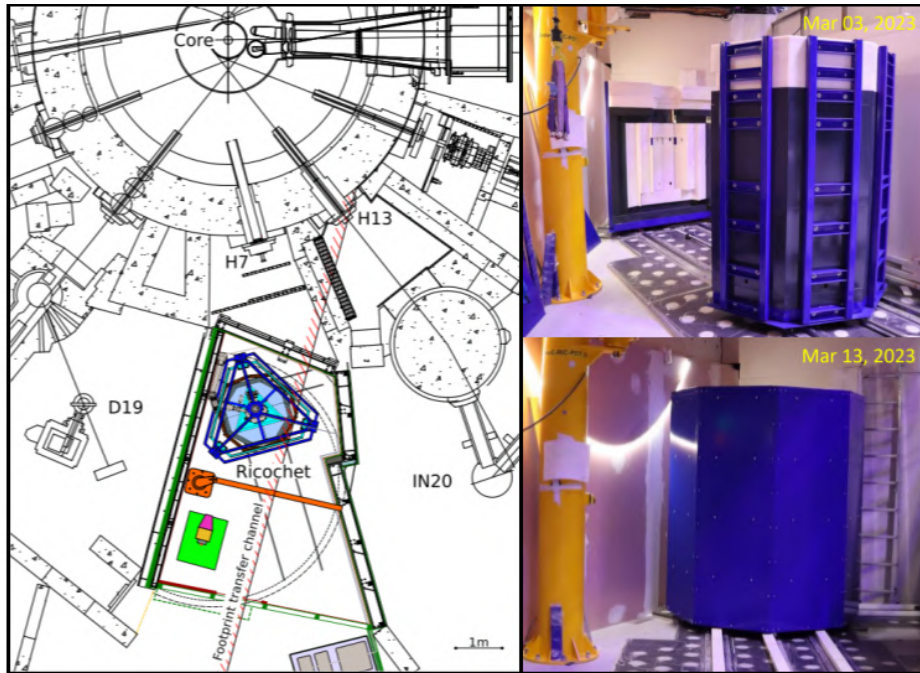


Figure 2.1 – **A gauche** : schéma d’implantation de RICOCHET sur le site H7 de l’ILL. **A droite** : photographies du blindage externe ouvert (haut) et fermé (bas) sur le site H7 en Mars 2023.

Les travaux d’installation de RICOCHET sont encore en cours, avec notamment la réalisation et l’équipement des locaux techniques de cryogénie et d’acquisition/supervision, ainsi que la préparation du montage du cryostat à l’intérieur du blindage, qui commencera début décembre 2023. Nous pouvons souligner que ce site expérimental a déjà été occupé par l’expérience STEREO de fin 2016 à fin 2020 afin d’étudier l’existence d’un neutrino stérile [21, 23]. Les travaux de caractérisation du site expérimental en terme de bruits de fond et de flux de neutrinos menés par STEREO sont directement réutilisables pour l’expérience RICOCHET. RICOCHET est une plate-forme d’observation d’anti-neutrinos de réacteur qui accueillera deux technologies de détecteurs cryogéniques complémentaires : le Q-Array, un détecteur supraconducteur [61, 146], et le CRYOCUBE, un détecteur semi-conducteur. Cette thèse porte principalement sur le CRYOCUBE, qui sera décrit en détails au chapitre 3.

### 2.1.2 Flux de neutrinos

Le réacteur nucléaire de l’ILL est exclusivement utilisé pour la recherche scientifique. Il fonctionne en continu par cycles de 50 jours et fournit une puissance thermique nominale de  $P_{th} = 58.3$  MW. Son coeur est constitué d’un unique élément combustible en uranium de 10 kg, enrichi ( $^{235}\text{U}$  est l’isotope dominant), et refroidi à l’eau lourde. Ce réacteur produit le flux de neutrons le plus intense au monde, avec  $1.5 \times 10^{15}$  neutrons par  $\text{cm}^2$  et par seconde. Au niveau du volume expérimental de RICOCHET, à une distance  $d = 8.8$  m du coeur du réacteur, le flux de neutrinos attendu est de  $1.1 \times 10^{12}$  neutrinos par  $\text{cm}^2$  et par seconde. Le spectre en énergie des neutrinos produits par le réacteur est donné par des mesures et simulations de STEREO [22], ainsi que par le modèle de

Huber-Mueller [99, 135], en considérant les isotopes de fissions adaptés ainsi que leur fraction de fission respective, notée  $\alpha_i$ . Ces spectres sont visibles sur la figure 2.2 en violet et en vert pour les données de STEREO et en rouge pour le modèle de Huber-Mueller.

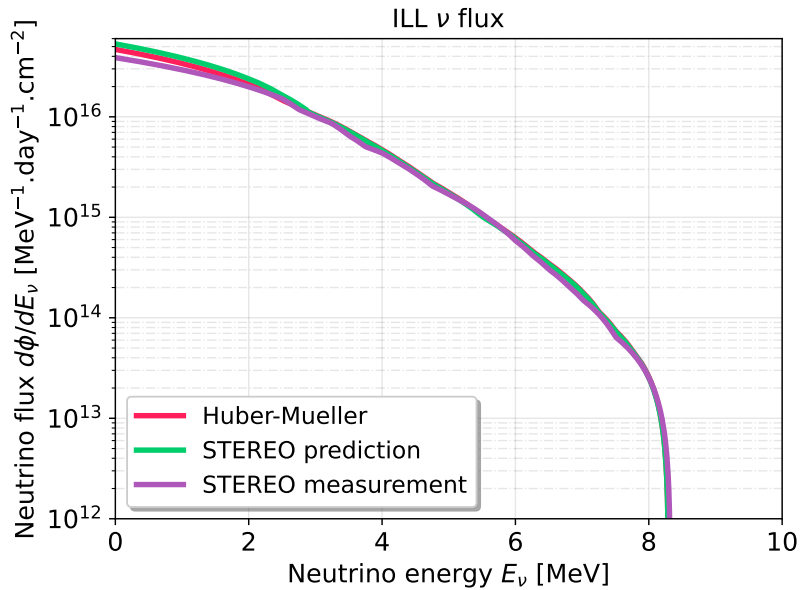


Figure 2.2 – Flux de neutrinos attendu à l'emplacement de RICOCHET, à 8.8 m du coeur du réacteur. Comparaison du modèle théorique de Huber-Mueller (rouge) aux données et simulations de STEREO (vert et violet).

En intégrant le flux de neutrinos<sup>2</sup> on trouve des taux d'événements de 12.8 et 11.2 événements par jour et par kilogramme, avec un seuil de détection en énergie de 50 eV en énergie de recul nucléaire, pour des cristaux de Ge et Zn.

On notera toutefois que des incertitudes systématiques sont associées aux flux d'anti-neutrinos du réacteur. Ces dernières impactent l'incertitude associée à la mesure du  $\text{CE}\nu\text{NS}$  et nécessitent d'être estimées précisément pour atteindre les objectifs scientifiques de RICOCHET et réaliser une mesure de précision de l'ordre du pourcent du spectre  $\text{CE}\nu\text{NS}$ . Le tableau 2.1 présente les incertitudes systématiques associées aux paramètres liés au flux de neutrinos et la répercussion de ces incertitudes sur le spectre  $\text{CE}\nu\text{NS}$ . La puissance thermique du coeur du réacteur,  $P_{\text{th}}$ , ainsi que la distance  $d$  entre le coeur et l'expérience RICOCHET, ont préalablement été mesurées pour le site de l'ILL [18]. L'incertitude associée à la quantité d'énergie libérée par événement de fission dans le coeur du réacteur a été calculée comme étant comprise entre 0.2% et 0.5% pour les isotopes de fission de réacteurs nucléaires commerciaux, avec une incertitude de 0.2% pour  $^{235}\text{U}$  spécifiquement [164]. Dans le cas de l'ILL, l'incertitude peut être différente, néanmoins nous pouvons considérer une valeur raisonnable de 0.3% en attendant des mesures expérimentales additionnelles. Les incertitudes sur les fractions de fission, dont nous avons parlé au chapitre 1 dans la section qui porte sur les réacteurs

2. anti-neutrinos électroniques serait plus juste, mais le  $\text{CE}\nu\text{NS}$  est une interaction de courant neutre donc tous les (anti-)neutrinos sont équivalents.

nucléaires comme source de neutrinos, sont attendues pour être de l'ordre de 1% pour l'uranium-235 ( $^{235}\text{U}$ ) et de 5-10% pour les autres produits de fission. Puisque que  $^{235}\text{U}$  est l'isotope dominant dans le réacteur, une incertitude de 10% sur  $\alpha_i$  amènera à une incertitude faible, de l'ordre de 1%, sur le taux d'événements CE $\nu$ NS total (en considérant tous les produits de fission), comme décrit par une étude sur les mesures IBD [142]. La prédiction du spectre de fission,  $S_i$ , doit être réalisée différemment selon que l'énergie est inférieure ou supérieure au seuil IBD de 1.8 MeV. En dessous de 1.8 MeV, il n'existe pas de mesure expérimentale du flux de neutrinos de réacteur, ce qui implique que le flux doit être estimé en sommant l'intégralité des produits de fission dans le réacteur. Ce type de calcul peut être réalisé en utilisant le spectre obtenu à partir d'un logiciel de calcul de spectre comme BESTIOLE avec l'évaluation des rendements de fissions cumulés [135]. L'incertitude sur ces calculs se trouve être entre 5 et 10%. Pour les énergies supérieures à 1.8 MeV, le flux d'anti-neutrinos peut être contraint par des mesures IBD. Pour RICOCHET en particulier, nous utilisons les mesures de STEREO. L'incertitude associée à cette mesure est comprise entre 2 et 3% [142].

Paramètre	Incertitudes	
	Sur le paramètre	Sur le CE $\nu$ NS
$P_{\text{th}}$	1.4%	1.4%
$d$	0.3%	0.6%
$E/\text{fission}$	$\sim 0.3\%$	$\sim 0.3\%$
$\alpha_i$	$\leq 1\%$ ( $^{235}\text{U}$ ) $\approx 5\text{-}10\%$ ( $^{238}\text{Pu}$ , $^{241}\text{Pu}$ )	$\ll 0.5\%$
$S_i$	2-3% (conversion) 5-10% (somme)	2-3%
$\sigma_{\nu-N}$	0.5% (lié à $\theta_W$ )	

Table 2.1 – Estimation des incertitudes systématiques sur le taux d'événements CE $\nu$ NS liées aux incertitudes sur les paramètres du flux d'anti-neutrinos.  $P_{\text{th}}$  est la puissance thermique du réacteur,  $d$  la distance détecteur-coeur du réacteur,  $E/\text{fission}$  l'énergie libérée par fission nucléaire,  $\alpha_i$  les coefficients de fraction de fission pour les différents isotopes,  $S_i$  le spectre de fission associé à l'isotope et  $\sigma_{\nu-N}$  la section efficace du CE $\nu$ NS.

L'incertitude totale sur le taux d'événements CE $\nu$ NS induite par l'incertitude sur le spectre de fission  $S_i$  est dépendante de l'énergie, ce qui implique qu'il est nécessaire de la combiner avec la section efficace du CE $\nu$ NS,  $\sigma_{\nu-N}$ , pour le matériau cible considéré. L'incertitude totale sur le spectre CE $\nu$ NS est obtenue en convoluant la matrice de covariance du spectre de fission avec la section efficace du CE $\nu$ NS. Les neutrinos d'énergie supérieure à 1.8 MeV induisent des reculs nucléaires de l'ordre de 100 eV. Une incertitude de 2-3% se traduira alors par une incertitude de 2-3% également sur le spectre CE $\nu$ NS (en considérant un seuil en énergie de 50 eV). Pour les neutrinos d'énergie inférieure au seuil IBD, il se trouve que malgré une incertitude plus importante (5-10%), l'incertitude totale sur le CE $\nu$ NS est inférieure au %. En effet, même si 69% des neutrinos ont une énergie inférieure à 1.8 MeV, la section efficace d'interaction CE $\nu$ NS est tellement faible que seule une infime partie de ces neutrinos sera détectée. Par exemple, en considérant un seuil de détection de 0 eV et une incertitude de 10% sur le flux de neutrinos en dessous de 1.8 MeV, on trouve un impact sur le taux

CE $\nu$ NS de 1.7%, car 17% des événements CE $\nu$ NS proviennent des neutrinos d'énergie plus petite que 1.8 MeV. En supposant un seuil en énergie de 50 eV, l'incertitude propagée au taux d'événements CE $\nu$ NS est de 0.2% seulement. Ce qui montre bien que malgré une incertitude importante sur le flux à basse énergie, cette incertitude ne sera pas la contribution principale à l'incertitude sur le taux d'événements CE $\nu$ NS. En conclusion, on attend pour RICOCHET à l'ILL une incertitude sur le spectre CE $\nu$ NS de l'ordre de 2-3% provenant principalement des produits de fission pour des neutrinos d'énergie supérieure à 1.8 MeV et de l'incertitude sur la puissance du réacteur.

### 2.1.3 Origine des bruits de fond

Les détecteurs de RICOCHET sont exposés à différents flux de particules diverses, des photons  $X$  ou  $\gamma$ , des électrons  $\beta$  ou des neutrons principalement. Les électrons et les photons vont principalement engendrer des reculs électroniques dans le détecteur de par leur grande section efficace d'interaction avec les électrons alors que les neutrons vont entraîner des reculs nucléaires. La longueur de pénétration des électrons  $\beta$  et des photons de basse énergie ( $X$ ) est relativement faible ( $< \text{mm}$ ) dans les détecteurs de RICOCHET, en germanium et en zinc. Dans RICOCHET, on distingue trois catégories de neutrons : les neutrons thermiques dont l'énergie est de l'ordre de  $k_B T$ , les neutrons épithermiques qui ont une énergie entre 1 eV et 1 MeV et les neutrons rapides dont l'énergie est supérieure à 1 MeV. Lors de leur propagation, les neutrons perdent leur énergie par collisions élastiques dans la matière jusqu'à atteindre un niveau d'énergie de l'ordre de  $k_B T$ , on parle de la thermalisation des neutrons. La section efficace de la capture neutronique évolue en  $1/E$ , donc un neutron thermique est plus facile à capturer à l'aide d'un blindage passif qu'un neutron rapide. Les neutrons induisent principalement des reculs nucléaires dans le détecteur, ce qui implique qu'un neutron n'est pas distinguable d'un événement CE $\nu$ NS car tous deux se traduisent en reculs nucléaires. Les neutrons constituent donc un bruit de fond particulièrement problématique pour mesurer le spectre de recul nucléaire du CE $\nu$ NS de réacteur. Nous verrons, dans le chapitre 3, la stratégie de RICOCHET pour rejeter les reculs électroniques grâce à la mesure du rapport d'ionisation, ainsi que l'utilisation de détecteurs avec fiducialisation (FID38) pour le rejet des événements de surface ( $X$  et  $\beta$ ). Nous pouvons distinguer trois origines des particules constituant le bruit de fond de nos détecteurs dont nous allons discuter maintenant.

**Le bruit de fond réactogénique** : le réacteur et les expériences environnantes (IN20 et D19) produisent un flux important de photons  $\gamma$  de haute énergie et de neutrons thermiques et rapides. Pour limiter ce flux au niveau des détecteurs, il est indispensable de mettre en oeuvre un blindage passif. Le polyéthylène est utilisé pour thermaliser les neutrons rapides, c'est-à-dire leur faire perdre de l'énergie cinétique, principalement par collisions élastiques. Le bore, quant à lui, ajouté au polyéthylène, permet de stopper les neutrons thermiques par capture neutronique. L'ajout de plomb au blindage permet de limiter le flux de photons  $\gamma$ . La simulation du bruit de fond réactogénique, lorsque les expériences des sites IN20 et D19 sont en opération, s'appuie sur les mesures réalisées par la collaboration STEREO à l'aide de détecteurs HPGe sur le site H7 que l'expérience occupait

précédemment [18]. Les neutrons réactogéniques ont été simulés en considérant le spectre en énergie des neutrons à la sortie du bouchon de la ligne du faisceau de neutrons du site H7, tel que calculé par la collaboration STEREO à l'aide d'une simulation MCNP<sup>3</sup> [18]. Ces neutrons ont une énergie maximum de 6 MeV. La simulation du spectre de neutrons rapides du bouchon H13 (voir la figure 2.1) est en préparation. Bien qu'on attende un flux de neutrons important en provenance du réacteur, leur faible énergie, de l'ordre de 10 MeV au maximum, les rend faciles à stopper à l'aide d'une géométrie de blindage adaptée.

**Le bruit de fond cosmogénique :** les rayons cosmiques génèrent un grand nombre de particules à haute énergie, telles que des muons, des neutrons et des photons  $\gamma$ . Les muons peuvent induire des neutrons secondaires produits par une réaction de spallation à l'intérieur même des matériaux du blindage tels que le plomb. Le canal d'eau situé au dessus du site H7, dont la délimitation est représentée par les rayures rouges sur la figure 2.1 (gauche), offre une protection non négligeable de 15 m.w.e., qui permet d'atténuer le flux de muons d'un facteur quatre environ. Il est possible d'estimer le bruit de fond cosmogénique durant les périodes de réacteur éteint ("OFF"). Cependant, la soustraction de ce fond des données mesurées lors d'une période de réacteur allumé ("ON") n'est possible que si le rapport signal sur bruit est suffisamment grand. En plus du blindage passif, un véto muon est utilisé dans RICOCHET afin de rejeter les événements détectés en coïncidence avec la détection d'un muon. La librairie CRY a été utilisée pour générer les gerbes de particules produites par les rayons cosmiques au-dessus du bâtiment du réacteur de l'ILL. La propagation des ces particules a ensuite été réalisée en utilisant le logiciel GEANT4, à travers le bâtiment du réacteur (en béton) jusqu'au lieu expérimental, telle qu'elle avait été effectuée pour l'expérience STEREO. Les simulations numériques ont permis d'optimiser le blindage pour obtenir une configuration compatible avec les objectifs de RICOCHET. La figure 2.3 (gauche) montre le bruit de fond neutron cosmogénique (réacteur OFF) mesuré à l'aide d'un détecteur <sup>3</sup>He sur le site H7 pendant 40.7 jours de prise de données. Le bruit de fond intrinsèque du détecteur est soustrait au spectre mesuré pour obtenir l'histogramme en rouge. Pour estimer le bruit de fond intrinsèque du détecteur, il faut opérer ce dernier dans un environnement dépourvu au maximum de muons. Nous avons donc réalisé des mesures au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) localisé près de 1800 m sous la montagne (4800 m.w.e.), dans le tunnel du Fréjus. La simulation numérique du bruit de fond est représentée par l'histogramme en bleu et montre un bon accord avec les mesures expérimentales.

Le bruit de fond réactogénique, quant à lui, a été mesuré pendant 46.3 jours sur le site H7 de l'ILL alors que le réacteur était allumé et fournissait une puissance thermique moyenne de 42 MW. Le bruit de fond intrinsèque du détecteur et le bruit de fond cosmogénique sont rejetés en soustrayant les mesures réacteur OFF aux mesures réacteur ON. On obtient alors l'histogramme en rouge sur la figure 2.3 (à droite). La simulation correspondante est représentée en bleu. Cette fois on observe un écart important des mesures par rapport à la simulation, de sorte que notre modèle sur-estime le fond de neutron mesuré d'un facteur deux à trois [39]. Ces bruits de fond seront mesurés à nouveau avec les détecteurs Q-Array et CRYOCUBE de RICOCHET lors de la mise en fonctionnement

---

3. Monte Carlo N-Particle Transport Code

de RICOCHET à l'ILL. Nous verrons alors précisément les niveaux atteints. La synthèse des spectres et des taux d'événements des bruits de fond sera discutée à la section 2.1.7.

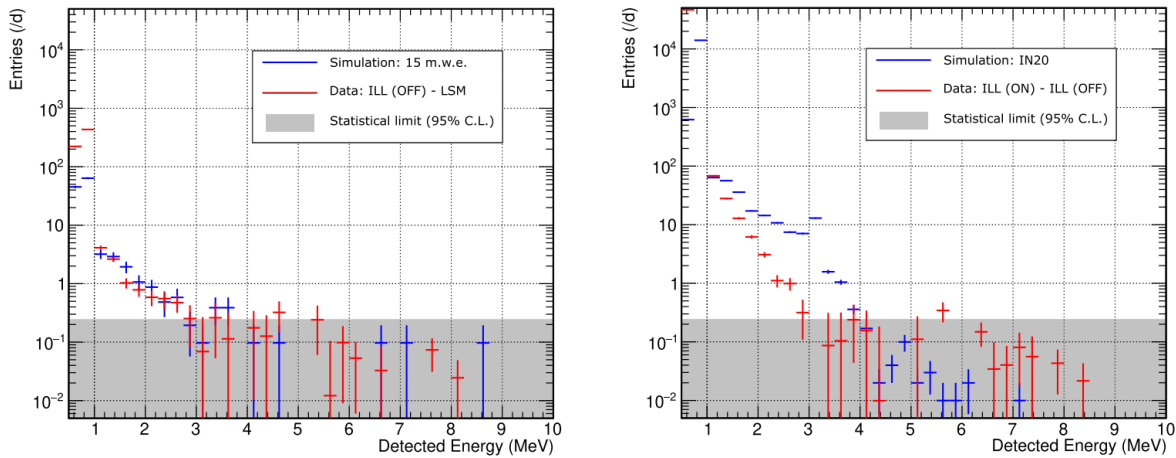


Figure 2.3 – **A gauche** : comparaison entre le spectre en énergie mesuré à l'aide d'un compteur  $^3\text{He}$  opéré pendant 40.7 jours au niveau du site H7 auquel on a soustrait la radioactivité propre du détecteur en soustrayant le spectre mesuré au LSM (en rouge) et la simulation correspondante (en bleu). **A droite** : comparaison de mesures réalisées avec un détecteur  $^3\text{He}$  opéré pendant 46.3 jours pour une puissance moyenne  $\bar{P}_{\text{th}} = 42 \text{ MW}$  auxquelles on a soustrait le bruit de fond cosmogénique (figure de gauche), en rouge, et la simulation correspondante (bleu). Image tirée de [39].

**Le bruit de fond radiogénique** : les matériaux à proximité des détecteurs sont naturellement exposés à des éléments radioactifs issus des chaînes de désintégration radioactive du  $^{238}\text{U}$  et du  $^{232}\text{Th}$ , qui produisent des  $\gamma$ , des  $\beta$  et des particules  $\alpha$  (noyau d'hélium). Ces particules  $\alpha$  peuvent alors générer des neutrons par les réactions  $(\alpha, n)$ . La caractérisation de ce bruit de fond est encore en cours car la géométrie finale du CRYOCUBE n'est pas entièrement définie et l'évolution des détecteurs entraîne une modification des matériaux qui les entourent. L'étude de la radioactivité des matériaux à proximité des détecteurs est encore en cours de réalisation, puisque tous les choix techniques n'ont pas encore été validés expérimentalement. La radioactivité d'un matériau spécifique, correspondant à un fournisseur donné, est parfois déjà disponible dans les bases de données dédiées à la radiopureté (<https://www.radiopurity.org/> par exemple), mais tous les matériaux et fournisseurs ne sont pas présents. De plus, les processus de fabrication jouent un rôle dans la potentielle contamination des matériaux par des isotopes issus des chaînes de désintégration de l'uranium ou du thorium. Afin de quantifier précisément ces contaminations, chaque matériau positionné dans l'environnement des détecteurs doit être mesuré. Ces mesures sont réalisées sur des échantillons des matériaux d'intérêt, à l'aide d'un détecteur HPGe (GENTIANE) dédié à la caractérisation de radio-isotopes et localisé au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) [33]. Les données sont ensuite traitées et comparées à des simulations GEANT4, fournissant des limites ou des mesures sur les activités des différents radio-isotopes présents dans les matériaux. Le bilan actuel (mais incomplet) présenté sur la figure 2.4 permet de se faire une idée des éléments les plus critiques pour respecter l'objectif d'un environnement faiblement radioactif ( $< 100 \text{ DRU}$ ). On notera que le fond radiogénique induit principalement



des reculs électroniques dans le détecteur. Des neutrons pourraient être produits lors de réactions ( $\alpha, n$ ) mais le taux d'événements simulé est de l'ordre de  $10^{-2}$  DRU. Un bilan détaillé sera réalisé lorsque les choix techniques associés au Q-Array et au CRYOCUBE seront figés.

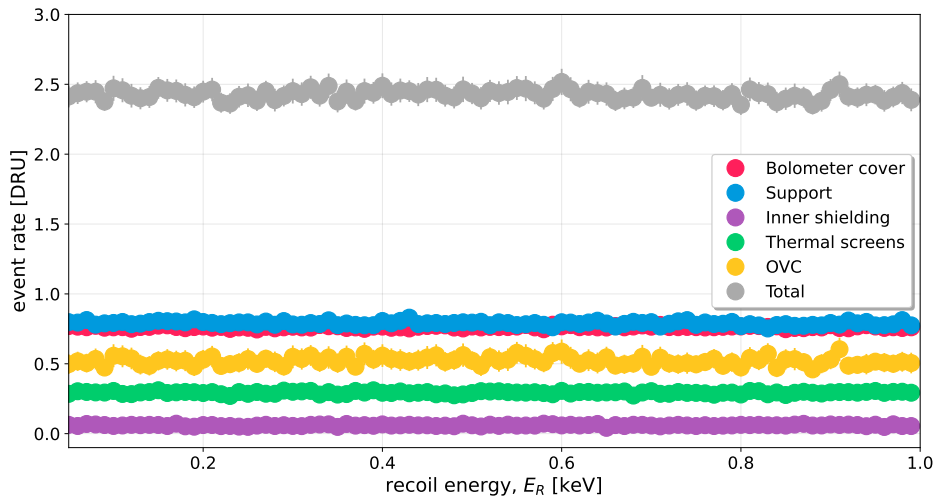


Figure 2.4 – Spectre en énergie des différentes contributions au bruit de fond radiogénique des éléments à proximité des détecteurs. Seuls les reculs électroniques sont représentés. La plage en énergie est comprise entre 50 eV et 1 keV et la taille des bins en énergie est de 10 eV.

Les taux d'événements attendus en fonction de l'énergie de recul, obtenus par la simulation, sont présentés figure 2.4. On traite séparément les éléments liés aux détecteurs (en rouge et bleu), qui représentent la majorité du taux d'événements, et les éléments du cryostat, dont l'OVC (la cloche métallique qui permet d'assurer la mise sous vide), le blindage interne PE/Cu (violet) et les écrans thermiques d'isolation en cuivre (vert). La proximité avec le détecteur ainsi que la masse du matériau étudié sont les deux paramètres principaux (en dehors de la composition des matériaux) qui influent sur le taux d'événements mesuré.

### 2.1.4 Blindage passif externe

Le blindage de RICOCHET est divisé en trois parties montées sur rails afin de permettre un accès aisé au cryostat. Sa géométrie a été optimisée à l'aide de simulations GEANT4, combinées au logiciel CRY pour la simulation de muons cosmiques.

Afin de réduire au maximum les bruits de fond, le blindage de RICOCHET est constitué d'un empilement de plusieurs couches de plomb et de polyéthylène situées tout autour du cryostat. On trouve au centre une couche de 32 cm d'épaisseur en polyéthylène boré à 3% (2 tonnes) pour limiter au maximum le flux de neutrons dans les détecteurs. Une couche additionnelle de polyéthylène est présente sur la partie supérieure du blindage pour offrir une atténuation supplémentaire spécifique pour les neutrons cosmogéniques. La géométrie du blindage en polyéthylène (PE) est indiquée sur la figure 2.5.

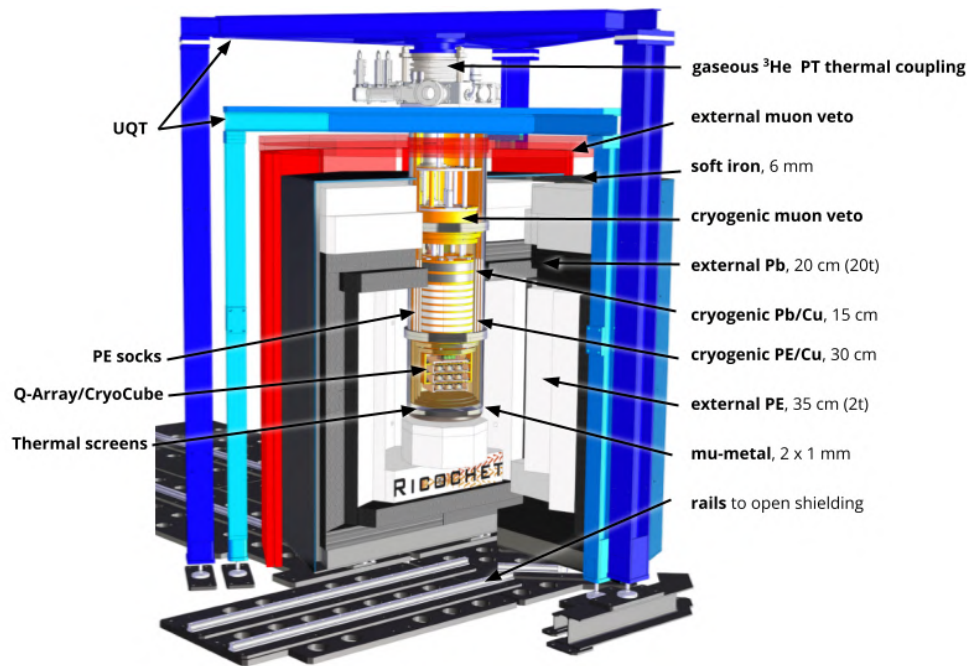


Figure 2.5 – Description des différents éléments de RICOCHET et en particulier les différentes couches de blindage autour du cryostat.

Les rayonnements  $\gamma$  sont stoppés par une couche de plomb de 20 cm d'épaisseur, indiquée sur la figure 2.1 (droite), totalisant une masse de 20 tonnes. La section efficace d'interaction de ces rayonnements avec le plomb est très importante et ce matériau présente un intérêt en terme de radiopureté. On distingue le plomb selon quatre catégories de radioactivité : le plomb standard récent peut atteindre une activité de plusieurs centaines de Becquerel (désintégrations par seconde) par kilogramme, à cause du  $^{210}\text{Pb}$  et d'autres isotopes radioactifs issus de la chaîne de désintégration de l'uranium naturellement présents ou introduits lors de la fabrication des pièces de plomb (la demi-vie du  $^{210}\text{Pb}$  est de  $\sim 22$  ans, plus le plomb est ancien, moins il sera radioactif). Si le plomb possède une activité inférieure à 50 Bq/kg et supérieure à  $\sim 10$  Bq/kg on parle de plomb FA, pour faible activité. Autour de 5 Bq/kg le plomb est désigné comme TFA, très faible activité. Le plomb ancien, présent dans les toitures de monuments, comme le château de Versailles, la cathédrale Notre-Dame de Paris (avant son incendie), possède une activité encore plus faible, autour de 100 mBq/kg. Enfin, le plomb le moins radioactif est le plomb archéologique, provenant de l'époque Romaine principalement. Il est utilisé dans l'expérience EDELWEISS pour son activité de seulement  $\sim 100 \mu\text{Bq/kg}$ . Dans RICOCHET, le plomb du blindage est un mélange de FA (couches externes) et de TFA (couches internes). L'utilisation de plomb de meilleure qualité radiogénique n'est pas nécessaire car le fond radiogénique du blindage n'est pas le fond dominant de l'expérience (voir la figure 2.4).

### 2.1.5 Blindage passif interne

Le blindage interne cryogénique est placé à 1 K, à l'intérieur du cryostat et au-dessus des détecteurs, afin de couvrir complètement le volume expérimental. Il est composé d'un ensemble de couches de

plomb, d'épaisseur totale 8.5 cm, et d'un ensemble de couches de polyéthylène, d'épaisseur totale 21 cm. L'ensemble est segmenté, avec une alternance de couches de cuivre de 1 cm d'épaisseur chacune, afin de permettre une bonne thermalisation (voir figure 2.6). Le lien mécanique entre les couches de cuivre et polyéthylène est réalisé par de nombreuses vis, écrous et rondelles Belleville. Ces dernières permettent de maintenir une tension mécanique pour compenser la dilatation thermique différente entre les matériaux lors du cyclage thermique. La figure 2.6 montre le montage des différentes couches du blindage en bas à gauche. Juste au-dessus nous pouvons voir le positionnement des rondelles Belleville utilisées pour maintenir le polyéthylène sous tension mécanique lors de la descente en température. A droite, on voit le même blindage installé dans le cryostat et ancré à l'étage 1 K<sup>4</sup>. La première mise en froid du blindage a duré deux semaines et aucun signe alarmant n'a été détecté. Pourtant, lors de l'ouverture du cryostat, nous avons observé que le polyéthylène n'avait pas résisté au cyclage thermique (avant-dernière photographie sur la figure 2.6). La raison de cette rupture du matériau est en cours d'étude et pourrait provenir d'un serrage trop fort, de 35 N.m par vis, qui aurait fait céder le polyéthylène lors de son refroidissement. Pour résoudre le problème, une seconde version du blindage interne est en cours de montage à l'IP2I, comme présentée sur la photographie la plus à droite de la figure 2.6. On voit que ce nouveau prototype est équipé de barres verticales en cuivre pour améliorer la conductivité thermique en contournant complètement le polyéthylène (qui n'est pas installé sur la photographie). Les couches de polyéthylène ont été retravaillées pour ne pas subir de contraintes de cisaillement lors de la dilatation thermique de ce matériau par rapport au cuivre. Cette nouvelle version de blindage interne est prévue d'être installée dans le cryostat avant décembre 2023.

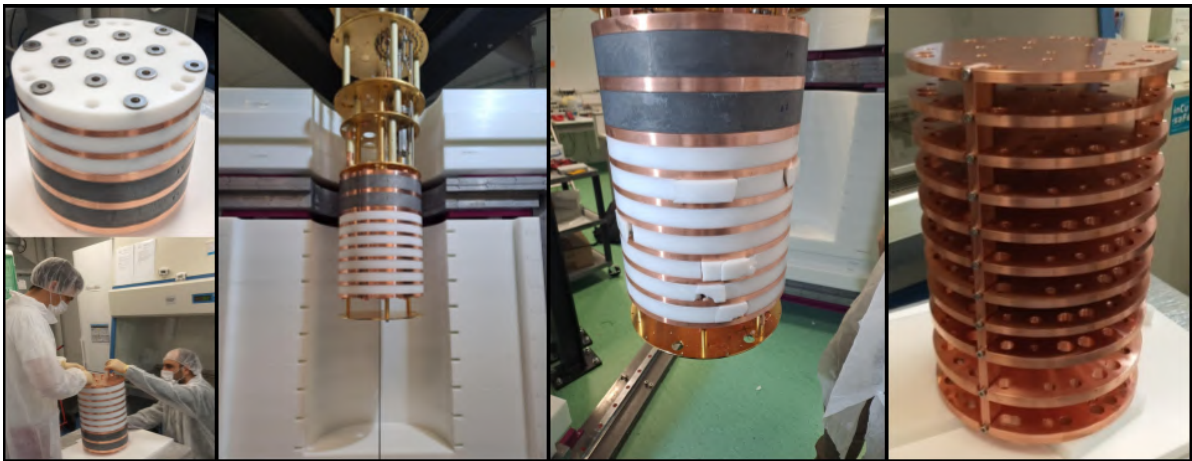


Figure 2.6 – Blindage interne (cryogénique) de RICOCHET, installé dans le cryostat RICOCHET à l'IP2I à une température de 1 K. **De gauche à droite** : montage du blindage interne en salle propre, blindage installé dans le cryostat RICOCHET à l'IP2I, fracture du polyéthylène lors du premier cyclage thermique (descente de la température à 1 K puis remontée à 300 K) du blindage interne, et seconde version du blindage interne en cours de construction.

4. Le blindage externe présent sur cette photographie est le blindage de la plateforme CryoRED de l'IP2I.

### 2.1.6 Vêto muon

Afin d'augmenter le rejet du bruit de fond cosmogénique, RICOCHET possède un système de détection des muons cosmiques appelé vêto muon. Il se décompose en deux éléments que nous allons présenter : le vêto muon externe et le vêto muon cryogénique.

Le vêto muon externe permet, par coïncidence temporelle, de rejeter les neutrons induits par les rayonnements cosmiques. Il s'agit d'un détecteur de muons composé de couches de scintillateurs plastiques en plaques de 3 cm d'épaisseur, avec deux de ces plaques superposées l'une sur l'autre. Ces plaques ont été récupérées de l'expérience GERDA [8], puis testées et validées au LPSC (Laboratoire de Particules Subatomique et Cosmologie) de Grenoble. Trente-quatre panneaux, présentant un volume de scintillateur de  $200 \times 50 \times 3$  cm, ont été récupérés. Ils sont visibles à gauche sur la figure 2.7. Dix d'entre eux ont été recoupés pour la réalisation du toit du vêto, qui doit laisser passer le cryostat (flèche rouge à gauche). Le signal lumineux est capté à l'aide de tubes photomultiplicateurs Hamamatsu R960 qui possèdent une photocathode à la surface de détection effective de  $10 \text{ mm}^2$  et un gain de  $10^6$ . Les photomultiplicateurs sont ensuite placés dans une protection en mu-métal puis dans un boîtier imprimé en 3D en matière plastique (PLA ou ABS), qui sera positionné à l'intérieur du cadre en aluminium des panneaux scintillants. Le principe de fonctionnement du vêto muon consiste simplement à mesurer la lumière de scintillation produite par les particules cosmiques et d'appliquer des coupures de coïncidence entre les panneaux pour rejeter les muons. L'efficacité de détection des muons est estimée autour de 96%. Compte tenu de la localisation du site expérimental, on s'attend à un taux de déclenchement induit par les muons compris entre 400 et 500 Hz. Ce taux important est contrôlable grâce à la bonne résolution temporelle des détecteurs ( $\sim 100 \mu\text{s}$ ). Le temps mort des détecteurs, induit par le vêto muon, est supposé inférieur à 30% [49].

Le vêto muon cryogénique permet quant à lui d'augmenter la couverture du muon vêto externe, qui doit laisser passer le cryostat à travers son toit. L'intégration du vêto cryogénique dans le cryostat est représentée sur la figure 2.7 (droite). Le matériau scintillant, EJ-204, découpé en deux plaques superposées, est maintenu par trois plaques de cuivre pour permettre une bonne thermalisation et la connexion mécanique du détecteur de muons sur l'étage 4 K du cryostat. Quatre fibres optiques (Kuraray Y11 wavelength shifting fiber) par étage de scintillation, permettent ensuite d'amener les photons jusqu'aux deux senseurs SiPM (photomultiplicateur semi-conducteur en silicium) Hamamatsu S13360-3075CS positionnés sur l'étage 50 K du cryostat. Un circuit imprimé accueillera les deux SiPM et permettra de réaliser une interface à l'aide de connecteurs BNC pour la lecture du vêto muon cryogénique.

### 2.1.7 Bilan des bruits de fond

Cette section synthétise l'ensemble des bruits de fond réactogénique, cosmogénique et radio-génique que nous avons décrit précédemment. Le tableau 2.2 donne les taux d'événements simulés

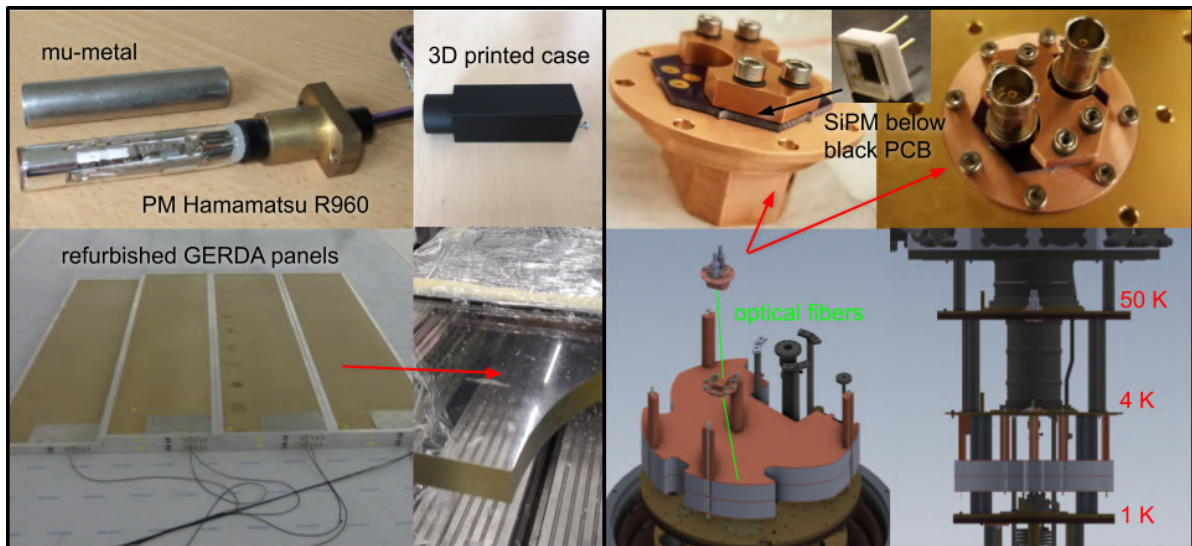


Figure 2.7 – **A gauche** : éléments du veto muon externe dont le tube photomultiplicateur, son blindage en mu-métal et le boîtier imprimé en 3D, ainsi que les panneaux récupérés de l'expérience GERDA et reconditionnés. **A droite** : éléments et intégration du veto muon cryogénique dans le cryostat entre les étages 50 K (SiPM) et 4 K (scintillateurs).

en reculs électroniques et nucléaires entre 50 eV et 1 keV, selon l'origine du bruit de fond et pour trois configurations de blindage différentes : pas de blindage du tout, seulement le blindage passif interne et externe, et pour finir la configuration complète avec les véto muons externe et cryogénique, ainsi que les blindages passifs externe et interne (Pb/PE et Pb/PE/Cu). On constate que le bruit de fond réactogénique est totalement dominant lorsqu'il n'y a aucun système de blindage, avec plus de  $4 \times 10^3$  DRU de reculs électroniques et presque  $54 \times 10^3$  DRU en reculs nucléaires (contre moins de deux mille DRU de cosmogéniques au total). Cependant, le fond réactogénique est très fortement atténué par la présence du blindage interne, divisant par 240 les reculs électroniques et par plus de 22 000 les reculs nucléaires. L'atténuation du fond cosmogénique par le blindage interne est moins marqué car les muons peuvent induire des  $\gamma$  ou des neutrons directement dans le blindage, le rendant de fait moins efficace. Cette atténuation est le rôle des véto muons, qui permettent de passer de 183 et 42 DRU de reculs électroniques et nucléaires, à seulement 1.6 et 7 DRU respectivement lorsque le veto muon est dans sa configuration complète. On notera également qu'une coupure de coïncidence entre les détecteurs internes du CRYOCUBE est appliquée, un neutrino ne pouvant pas interagir simultanément dans plusieurs détecteurs<sup>5</sup>.

Nous pouvons voir que les objectifs de RICOCHET, de moins de 100 DRU de reculs électroniques et de moins de 13 DRU de reculs nucléaires, sont parfaitement atteignables compte tenu du résultat de la simulation, qui donne un taux d'événements total de  $20 \pm 2$  DRU de reculs électroniques et de  $9 \pm 1$  DRU de reculs nucléaires. La figure 2.8 nous montre la dépendance en énergie de ces différents bruits de fond, auxquels nous avons ajouté le bruit de fond radiogénique (vert). On notera que ce

5. La probabilité que cet événement se produise n'est pas nulle mais de l'ordre de 10%.

**Taux d'événements entre 50 eV et 1 keV [evts.kg<sup>-1</sup>.jour<sup>-1</sup>]**

<b>Reculs électroniques</b>				
	<b>Cosmogénique</b>	<b>Réactogénique</b>	<b>Total</b>	<b>Objectif</b>
Pas de blindage	260 ± 5	4365 ± 301	4625 ± 301	
Blindage seul	183 ± 6	18 ± 2	201 ± 6	
Blindage et véto muon complet	1.6 ± 0.6	18 ± 2	20 ± 2	< 100
<b>Reculs nucléaires</b>				
	<b>Cosmogénique</b>	<b>Réactogénique</b>	<b>Total</b>	<b>Objectif</b>
Pas de blindage	1554 ± 12	53853 ± 544	55407 ± 545	
Blindage seul	42 ± 3	2.4 ± 0.3	44 ± 3	
Blindage et véto muon complet	7 ± 2	2.4 ± 0.3	9 ± 1	< 13

Table 2.2 – Tableau des taux d'événements simulés pour RICOCHET sur le site H7 de l'ILL pour différentes configurations de blindage et de véto muon. Les chiffres sont obtenus en supposant une efficacité de 100% du véto muon. Les bruits de fond radiogéniques ne sont pas dans ce tableau car ils sont encore en cours d'estimation.

fond est à l'étude afin d'être connu précisément, mais il ne représente pas le bruit de fond dominant dans le détecteur.

Bien qu'il soit essentiel de les comprendre, les identifier et les rejeter, les trois bruits de fond discutés jusqu'à présent sont spécifiques d'interactions dans le détecteur. D'autres phénomènes, qui ne sont pas des interactions de particules, peuvent perturber et dégrader les performances des détecteurs de RICOCHET.

### 2.1.8 Événements non-ionisants

Les événements non-ionisants sont des interactions qui constituent un bruit de fond à basse énergie. Bien qu'encore mal compris, ce bruit de fond est observé par l'ensemble des expériences à faible seuil, de détection directe de matière noire ou de CE $\nu$ NS [9]. L'expérience EDELWEISS a montré deux caractéristiques de ce bruit : 1) le taux d'événements non-ionisants décroît avec le temps et augmente à nouveau à chaque remontée en température. 2) le nombre d'événements "non-ionisants" associé à la production d'une charge dans le détecteur est de 0.04% entre 0.8 keV et 2 keV [28].

La figure 2.9, tirée de EXCESS [9], montre les spectres en énergie mesurés par différentes expériences de détection de matière noire ou de particules à basse énergie. On observe une remontée exponentielle du bruit de fond à basse énergie sur toutes les données présentées. Ces dernières correspondent à une grande diversité de techniques (détecteurs CCD, bolomètres semi-conducteurs, détecteurs scintillants) et de matériaux (Ge, Si, Saphir, CaWO<sub>3</sub>). Le taux d'événements n'est pas le même en fonction des expériences et varie de 10 DRU à 10<sup>6</sup> DRU. L'augmentation exponentielle, plus ou moins rapide, du bruit de fond à basse énergie pose un véritable obstacle à la réduction du seuil des détecteurs. Un nombre important d'études et de projets sont à l'étude pour réduire l'impact de ce bruit de fond et comprendre son origine, comme par exemple la réalisation d'un détecteur ca-

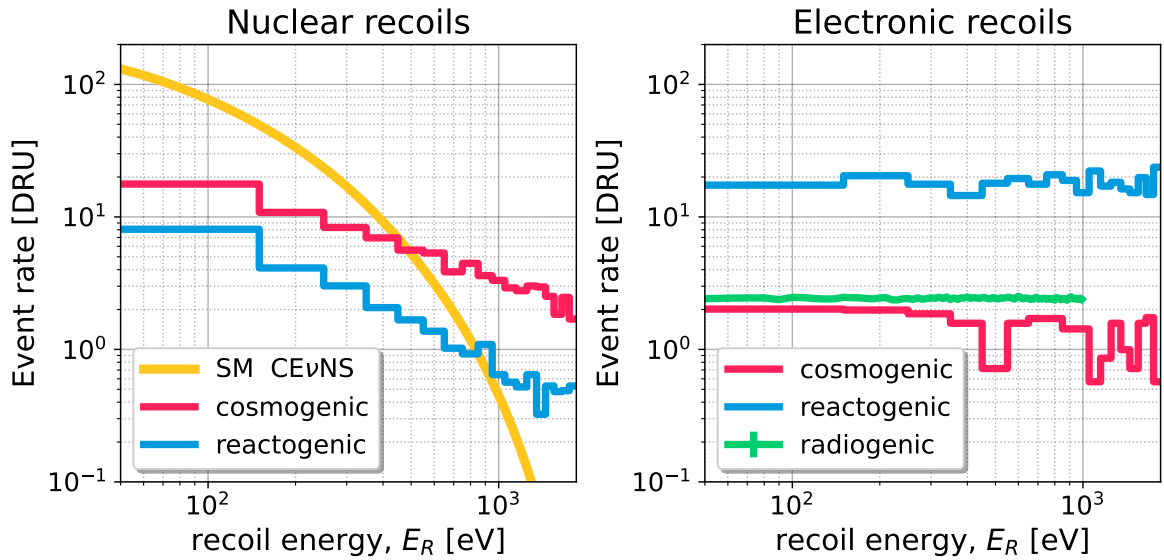


Figure 2.8 – Spectre d’événements en DRU en fonction de l’énergie pour les bruits de fond cosmogénique (rouge), réactogénique (bleu), radiogénique (vert) et pour le signal  $CE\nu NS$  du modèle standard (jaune). On considère que la coupure du véto muon est appliquée. **A gauche** : reculs nucléaires. **A droite** : reculs électroniques.

pable d’identifier la présence de charges électriques avec une précision à la paire  $e^-/h^+$  unique pour rejeter les événements non-ionisants [118].

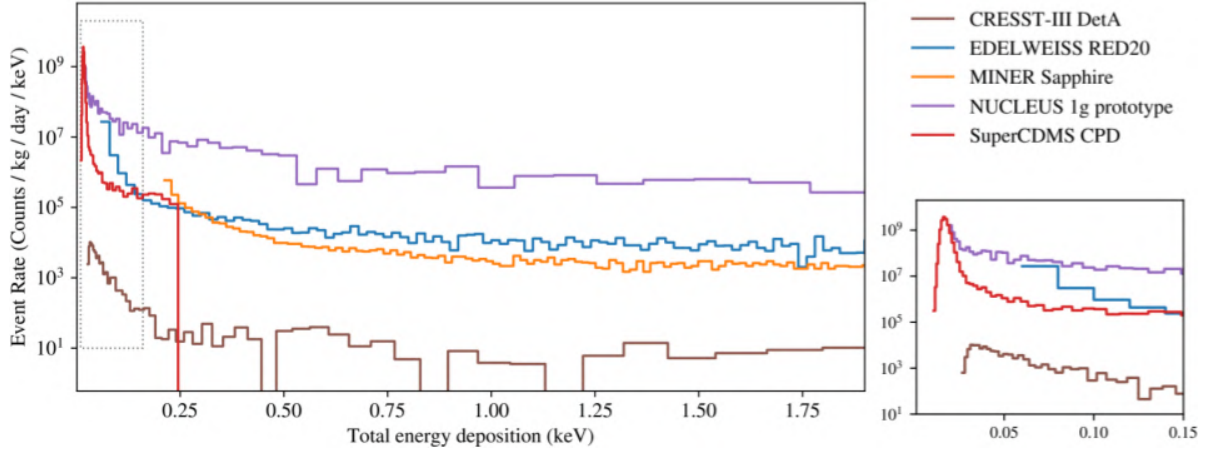


Figure 2.9 – Spectre d’énergie totale pour différentes expériences de détection à faible énergie (différentes couleurs). On observe une remontée exponentielle du bruit de fond à basse énergie sur toutes les données expérimentales. Figure extraite de [9].

Dans RICOCHET, aucune étude n’a été réalisée pour limiter ce bruit de fond car si la résolution en ionisation est suffisamment bonne, le seuil de discrimination avec les reculs nucléaires sera suffisamment bas pour ne pas impacter trop fortement les performances des détecteurs. Un projet d’atténuation de ces événements est en cours de réflexion, il consisterait à utiliser un vibreur piézo-électrique à froid pour exciter mécaniquement les détecteurs et forcer ainsi leur relaxation rapide. Il

est en effet connu que l'application de vibrations permet de relâcher les contraintes mécaniques liées à un système de faille ou de fracture de matériau [116].

### 2.1.9 Blindage magnétique

Le site IN20, représenté sur le plan situé à gauche de la figure 2.1, héberge une expérience qui utilise un électro-aimant capable de fournir un champ magnétique de 15 Tesla. Ce champ magnétique se traduit par une perturbation pouvant atteindre 1 mT au centre du cryostat. Une telle perturbation reste bien supérieure au champ magnétique terrestre, qui est compris entre  $25 \times 10^{-3}$  et  $65 \times 10^{-3}$  mT à la surface de la terre. Or, l'électronique de lecture du détecteur Q-Array fait intervenir des SQUID<sup>6</sup> qui sont simplement des magnétomètres extrêmement sensibles et qui requièrent un blindage magnétique le plus efficace possible. Pour cette raison on trouve une couche de 5 mm de fer doux tout autour de la partie externe du blindage passif ainsi que deux couches de 1 mm de mu-métal entre les écrans thermiques du cryostat. Le fer doux est du fer très pur auquel on ajoute du silicium. Ce matériau couramment utilisé dans les transformateurs linéaires, permet de concentrer les lignes de champ magnétique afin de diminuer la valeur du champ au centre du blindage. Le mu-métal, un alliage de nickel et de fer (et parfois de cuivre ou de molybdène), possède une très grande perméabilité magnétique  $\mu_r$  comprise entre  $20 \times 10^3$  et  $100 \times 10^3$ . A titre de comparaison, la perméabilité magnétique relative du fer doux est de  $\mu_r = 4 \times 10^3$ .

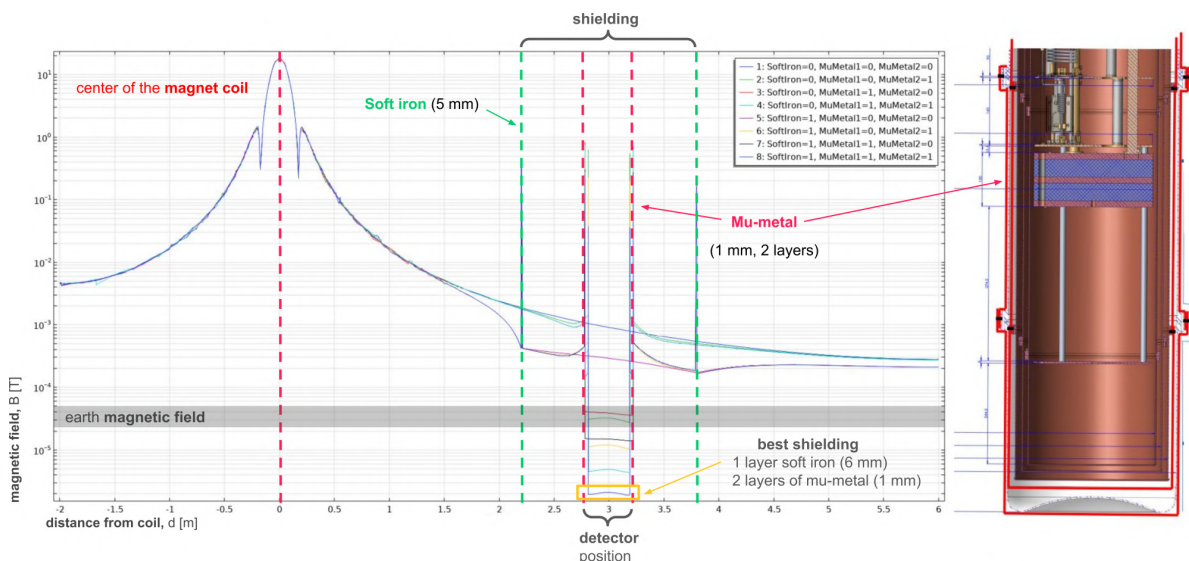


Figure 2.10 – **A gauche** : simulation du champ magnétique induit par l'aimant de l'expérience du site IN20 représentée à gauche pour différentes configurations de blindage : sans rien, avec blindage de fer doux (6 mm) autour du blindage passif ou alors avec couches de mu-métal (1 mm par couche, une ou deux couches). **A droite** : schéma du blindage en mu-métal autour du cryostat.

La valeur du champ magnétique obtenue par simulation électrostatique, à gauche sur la figure 2.10, montre qu'une bobine (d'aimant) positionnée à 3 m des détecteurs et produisant un champ

6. Superconducting Quantum Interference Device



de 15 Tesla, induit un champ magnétique un ordre de grandeur supérieur au champ terrestre au niveau des détecteurs. Dans cette simulation on considère le blindage suivant : fer doux (5 mm), mu-métal (1 mm), mu-métal (1 mm) et on regarde l'effet de la présence ou de l'absence de chacun de ces éléments<sup>7</sup>. La simulation montre qu'il est nécessaire d'utiliser du mu-métal à l'intérieur du cryostat pour abaisser le champ magnétique résiduel à une valeur inférieure à celle du champ magnétique terrestre. Avec la solution fer doux et deux couches de mu-métal, on devrait avoir un champ magnétique dix fois plus faible que le champ magnétique terrestre, soit de  $\sim 3 \times 10^{-5}$  T, au niveau des détecteurs, ce qui permettra une configuration optimale de fonctionnement.

### 2.1.10 Vibrations

Les détecteurs cryogéniques sont très sensibles aux vibrations et pour cette raison une technologie de cryostat à faible niveau de vibrations a été choisie pour RICOCHET. Ce système sera détaillé lors de la présentation du cryostat à la section 2.2.1. Le support du cryostat est exposé aux vibrations du sol du site H7 ainsi qu'aux ondes acoustiques présentes. Les mesures de vibrations ont montré un excès au dessus de  $\sim 50$  Hz qui doit être atténué d'un ou deux ordres de grandeur pour obtenir un fonctionnement optimal des détecteurs. Des mesures préliminaires ont montré qu'il était possible d'atteindre cet objectif en isolant le support du cryostat, en le faisant reposer sur un matériau amortissant tels que les panneaux FABCEL<sup>®</sup> qui sont disponibles dans le commerce. La figure 2.11 montre le niveau de vibrations, en  $g/\sqrt{\text{Hz}}$ , en fonction de la fréquence, en Hertz. A gauche on peut observer le niveau de vibrations directement au niveau du sol de l'IP2I (en bleu) et au niveau du site H7 côté réacteur (orange), côté IN20 (rouge) et côté D19 (vert). L'ajout de la plaque amortissante permet de fortement réduire le bruit de vibration au-dessus de 50 Hz, tel qu'on peut le voir sur la figure 2.11 (droite). On observe néanmoins une augmentation raisonnable du niveau de vibrations autour de 25 Hz. Le niveau sonore, quant à lui, sera atténué par les cloisons de la zone H7 ainsi que le blindage de RICOCHET.

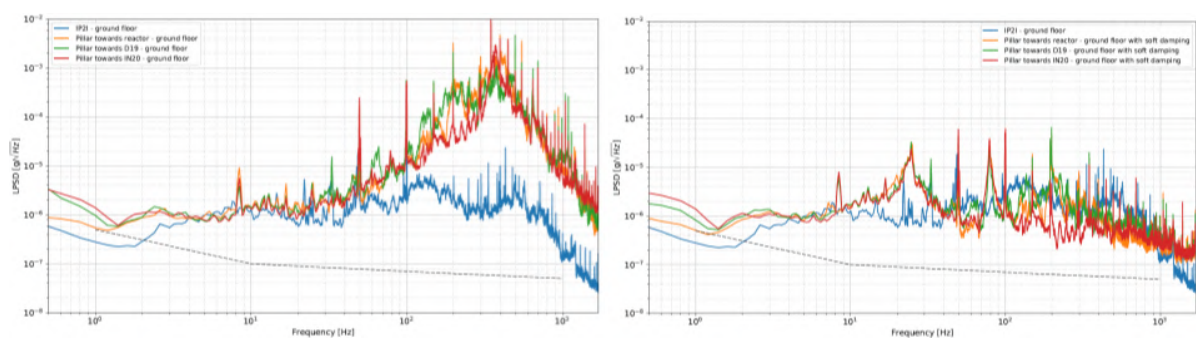


Figure 2.11 – Niveau de vibrations en  $g/\sqrt{\text{Hz}}$  en fonction de la fréquence pour différents sites de mesure : IP2I (bleu), H7 (orange), D19 (vert) et IN20 (rouge). L'axe des ordonnées s'étend de  $10^{-8}$  à  $10^{-2}$   $g/\sqrt{\text{Hz}}$ . L'axe des abscisses s'étend de 0.5 Hz à 2 kHz. **A gauche** : mesures sans aucun matériau amortissant. **A droite** : ajout d'une plaque amortissante FABCEL<sup>®</sup>.

7. Par exemple fer + une couche de mu-métal, ou deux couches de mu-métal seule, etc ...

### 2.1.11 Sources de calibrations

Les sources de calibration sont essentielles pour une mesure de précision du CE $\nu$ NS. Elles permettent de connaître la réponse du détecteur à un type d'excitation spécifique. La connaissance de la réponse du CRYOCUBE à des reculs nucléaires et des reculs électroniques de moins de un keV est requise pour trois raisons : 1) discriminer le plus efficacement possible les reculs électroniques et les reculs nucléaires ; 2) déterminer, avec la plus grande précision, l'énergie déposée par les événements CE $\nu$ NS jusqu'au seuil de détection ( $\sim 50$  eVnr, soit 50 eV d'énergie de recul nucléaire) ; 3) et estimer avec précision les efficacités de détection des reculs nucléaires. Il est donc nécessaire de disposer de plusieurs techniques de calibration complémentaires pour réduire les incertitudes associées. Nous allons présenter trois sources de calibration envisagées pour RICOCHET : l'activation interne du cristal de germanium qui produit des reculs électroniques mono-énergétiques à 160 eV, 1.3 keV et 10.37 keV ; une source D-T de neutrons qui induit des reculs nucléaires à basse énergie, mono-énergétiques et pulsés ; et un laser infrarouge guidé par fibre optique jusqu'aux détecteurs.

#### 2.1.11.1 Activation du $^{71}\text{Ge}$

La réaction d'activation du germanium intervient lorsque du Ge est exposé à un flux important de neutrons thermiques. Avant leur installation dans le cryostat, les détecteurs peuvent être exposés pendant une certaine durée<sup>8</sup> à une source de neutrons, telle qu'une source Américium-Béryllium (AmBe) par exemple. Lors de cette exposition, des neutrons sont capturés et le noyau  $^{71}\text{Ge}$  formé subit une réaction de capture électronique depuis les couches électroniques K/L/M, ce qui produit des photons  $X$  mono-énergétiques à 10.37 keV, 1.30 keV et 160 eV [35]. En plus d'être mono-énergétiques, ces photons  $X$  sont uniformément répartis dans le volume du cristal de germanium, ce qui permet d'estimer efficacement la réponse du détecteur et de le calibrer précisément. La demi-vie du  $^{71}\text{Ge}$  est de 11.5 jours environ [94], ce qui permet de calibrer le détecteur une fois stabilisé en température, puis de profiter de la réduction du temps mort induit par la diminution de l'activité dans le détecteur. Cette réduction du temps mort entraîne directement une amélioration de l'efficacité de détection des événements d'intérêt, dans notre cas il s'agit des anti-neutrinos du réacteur de l'ILL. On peut noter que les photons  $X$  n'induisent que des reculs électroniques dans le détecteur et ne peuvent pas être utilisés pour étudier la réponse du détecteur à des reculs nucléaires précisément.

#### 2.1.11.2 Générateur Deutérium-Tritium

Pour offrir la possibilité de calibrer la réponse des détecteurs de RICOCHET à un recul nucléaire, une source de neutrons de basse énergie, mono-énergétique et pulsée, par réaction Deutérium-Tritium (DT) est en cours de conception. La fusion d'un noyau de deutérium ( $\text{D}, {}^2_1\text{H}^1$ ) avec un noyau de tritium ( $\text{T}, {}^3_1\text{H}^2$ ) entraîne la production d'un noyau d'hélium-4 ( ${}^4\text{He}$ ) et d'un neutron avec une én-

---

8. typiquement de l'ordre de 24 h.

ergie cinétique d'approximativement 14.1 MeV. L'équation de la réaction est donnée par la relation (2.1).



Le concept de base a été développé par E. Rutherford et son équipe au début des années 1930 au Cavendish Laboratory. Un système actuel consiste en un tube à neutrons composé lui-même de trois éléments placés dans une chambre à vide : une source d'ions, des éléments d'optique ionique et un matériau cible. La source d'ions permet de produire des atomes de deutérium chargés, qui sont extraits à l'aide d'un champ électrique jusqu'à la zone d'accélération qui les envoie vers le matériau cible, souvent un métal en couche mince qui contient du tritium. Des matériaux peuvent être ajoutés pour modifier les propriétés spatiales et spectrales du flux de neutrons généré. Les neutrons sont produits de façon périodique définie par la période et la forme du champ d'extraction des ions. La période typique est de quelques dizaines d'impulsions de neutrons en sortie du générateur par seconde. Le modèle de générateur envisagé pour RICOCHET est présenté sur la figure 2.12 à gauche. Le tube à neutrons est représenté par le rectangle blanc annoté 'DT Generator', les neutrons en sortie diffusent à travers deux matériaux en bleu et rouge (Al/F, Fe) avant d'atteindre les détecteurs (carrés au centre). Les blindages en polyéthylène boré, de la source neutrons et des détecteurs, ainsi que le blindage en plomb des détecteurs, sont représentés respectivement en vert et en gris.

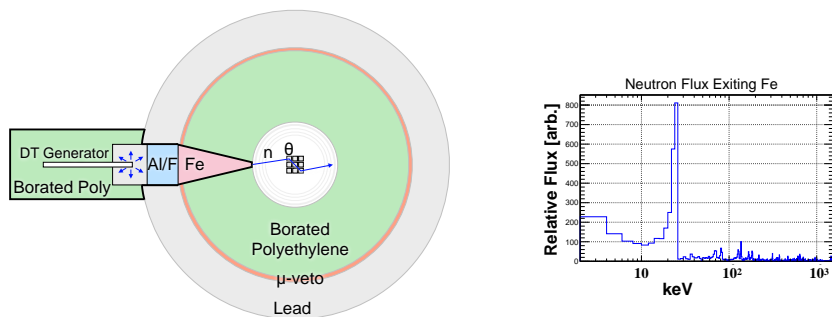


Figure 2.12 – **A gauche** : schéma de l'utilisation de la source deutérium-tritium pour calibrer le détecteur au centre. La position du veto muon (marron) n'est pas conforme à l'expérience RICOCHET. Il faut considérer ce schéma seulement à titre illustratif. **A droite** : spectre d'émission de la source neutrons.

Le flux de neutrons en sortie est donné dans la partie droite de cette figure. L'ajout du Al/F et du Fe permet d'obtenir une raie mono-énergétique autour de 24 keV, avec un continuum en dessous de 10 keV. Comme dit plus haut, en plus d'être quasi-mono-énergétique, ces neutrons sont pulsés. Cela permet ainsi de s'affranchir des bruits de fond ambiants lors de la calibration, et notamment du fond non-ionisant lors de la mesure du rapport d'ionisation  $Q$  à très basse énergie. Les reculs nucléaires induits dans le germanium par les neutrons de 24 keV couvrent toute la région d'intérêt pour le CE $\nu$ NS, de 0 à 1.2 keV.

### 2.1.11.3 Calibration laser

La source de calibration par fibre optique et diode laser, présentée dans la figure 2.13, est développée pour le projet CRYOSEL [118] et pour RICOCHET. Avec ce système, il est possible de contrôler l'énergie déposée par le laser pour sonder des énergies spécifiques. Les instants d'arrivée des impulsions laser sont connus, ce qui permet de les sélectionner spécifiquement. La longueur d'onde du faisceau est modifiable à température ambiante en changeant de modèle de diode laser directement sur le système. Les inconvénients de cette source de calibration est qu'elle fait intervenir des photons, qui vont interagir de façons différentes en cas de recul électronique ou de recul nucléaire [117]. On notera toutefois que les instants d'émission des impulsions sont connus, ce qui permet d'étudier très précisément la résolution temporelle du détecteur, qui est essentielle pour l'application de la coupure d'événements associée au véto muon. Il est également possible, avec cette source, de régénérer l'état de charge des détecteurs semi-conducteurs qui se dégrade avec le temps [33]. En effet, petit à petit, des électrons et/ou des trous  $e^-/h^+$  sont piégés dans des défauts cristallins, ce qui produit un contre-champ électrique résultant en un champ de Ramo modifié et donc d'une collection de charge dégradée (voir la section 3.3.1). Plusieurs solutions peuvent être appliquées, une fois les électrodes mises à la masse, pour régénérer l'état de charge du détecteur et le remettre en état de fonctionnement optimal, comme une source radioactive suffisamment énergétique et active ( $^{60}\text{Co}$ ). Le système de calibration laser peut fonctionner en continu et envoyer un flux de photons suffisants pour régénérer l'état de charge du détecteur, ce qui permettrait d'optimiser les périodes de régénération afin de gagner en temps d'opération des détecteurs. C'est un système de calibration multi-fonction très complémentaire de la source de neutrons pulsés pour la calibration des reculs nucléaires, et l'activation du germanium, pour étudier le volume utile de détection et la réponse du détecteur aux reculs électroniques.

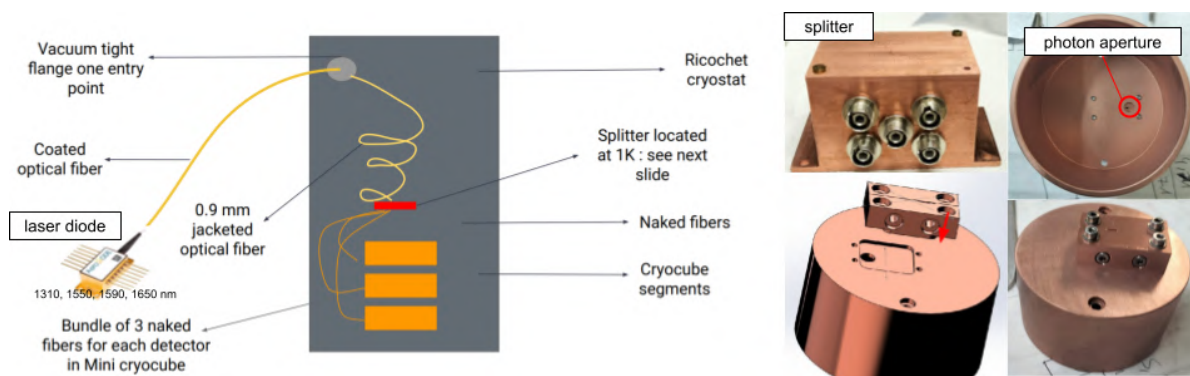


Figure 2.13 – **A gauche** : schéma du système de preuve de concept de la calibration/régénération à l'aide d'une diode laser guidée par fibre optique. **A droite** : séparateur de signal pour répartir la lumière sur plusieurs détecteurs. Modèle numérique et photographie du système de connexion, étanche aux infra-rouges.

La longueur d'onde du laser peut être modifiée simplement en remplaçant la diode laser. Les longueurs d'ondes accessibles sont  $\lambda = 1310, 1550, 1590, 1650$  nm, ce qui permet de sonder le

crystal du détecteur plus ou moins profondément, de 0.4 cm pour  $\lambda = 1450$  nm à plus de 20 cm pour  $\lambda = 1650$  nm [124].

### 2.1.12 Recherche de nouvelle physique avec RICOCHET

Les projections présentées dans cette section sont calculées selon une analyse fréquentiste de vraisemblance profilée où l'on assume une incertitude systématique de 5% sur tous les bruits de fond et une efficacité de détection de 70%, principalement due au temps mort induit par le veto muon. Les incertitudes systématiques associées au signal ne sont pas considérées dans cette analyse préliminaire. La figure 2.14 montre la signification (à gauche) de détection du signal  $CE\nu NS$  en fonction du temps et la précision (à droite) de la mesure. Les périodes de réacteur ON sont représentées en gris clair. Le reste du temps le réacteur est éteint.

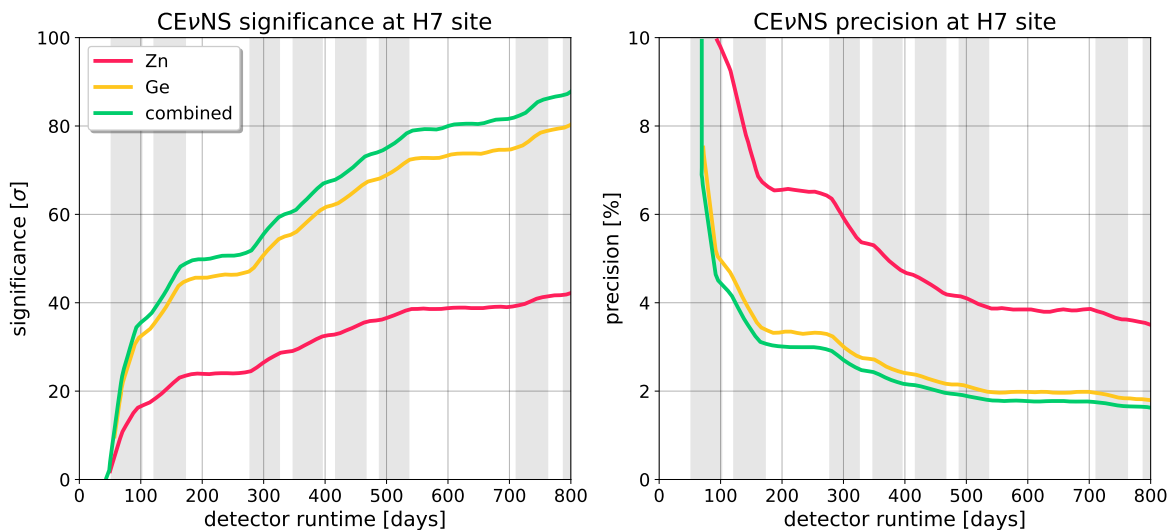


Figure 2.14 – Significande de détection du  $CE\nu NS$  (**gauche**) et précision (**droite**) en fonction de l'exposition. La signification et la précision médiane sont représentées pour la découverte du  $CE\nu NS$  lorsque la cible de détection utilisée est du Germanium (orange), du Zinc (rouge) ou une combinaison des deux (vert). Les régions grises représentent les périodes de réacteur ON (réacteur allumé). Il s'agit d'un planning de cycle de réacteur donné à titre illustratif. Image extraites de [49].

La figure 2.15 (gauche) présente la limite supérieure, à 90% C.L., sur le couplage d'un nouveau boson  $Z'$  (voir la section 1.3.2) que l'expérience RICOCHET cherche à atteindre. Contrairement aux expériences sur cibles fixes (APEX [7]) ou aux expériences de collisionneur de particules (recherches de di-électrons) au LHC [1, 105], les expériences de  $CE\nu NS$  présentent la capacité de pouvoir chercher un boson  $Z'$  de masse arbitraire. Comme la contrainte sur le couplage du  $Z'$  évolue selon l'exposition à la puissance  $\frac{1}{4}$ , si le bruit de fond n'est pas limitant, l'avantage de RICOCHET est son faible seuil (50 eV) et sa capacité à rejeter les bruits de fond (reculs électroniques, événements de surface, ...), ce qui doit permettre à cette expérience d'améliorer la limite obtenue par COHERENT [13] de deux ordres de grandeur.

L'expérience RICOCHET est également prometteuse pour l'étude des interactions non-standards (NSI). La figure 2.15 (droite), montre le contour autorisé à 90% C.L. obtenu par différentes expériences comme CHARM [76], LHC mono-jet [84], COHERENT [13] et le contour attendu pour RICOCHET. Le résultat pour RICOCHET est présenté en fonction des cibles de détection mises en oeuvre : pour le CRYOCUBE (Ge, en bleu), pour le Q-Array (Zn, orange/jaune) ou pour la combinaison des deux (rouge). A cause d'interférences entre les couplages, la contrainte NSI obtenue à partir du CE $\nu$ NS entraîne deux régions permises (superposées pour COHERENT). On remarquera que l'utilisation de Ge et de Zn permet de lever la dégénérescence entre les quarks up et down lors du couplage entre quarks et neutrinos électroniques. Mettre une contrainte NSI à partir d'une interaction de courant neutre, comme attendu avec RICOCHET, sera utile pour aider les expériences dont l'objectif est l'étude de la hiérarchie des masses de neutrinos telles que DUNE [6]. L'objectif de RICOCHET est d'améliorer la contrainte NSI de deux ordres de grandeur en seulement un an de prise de données.

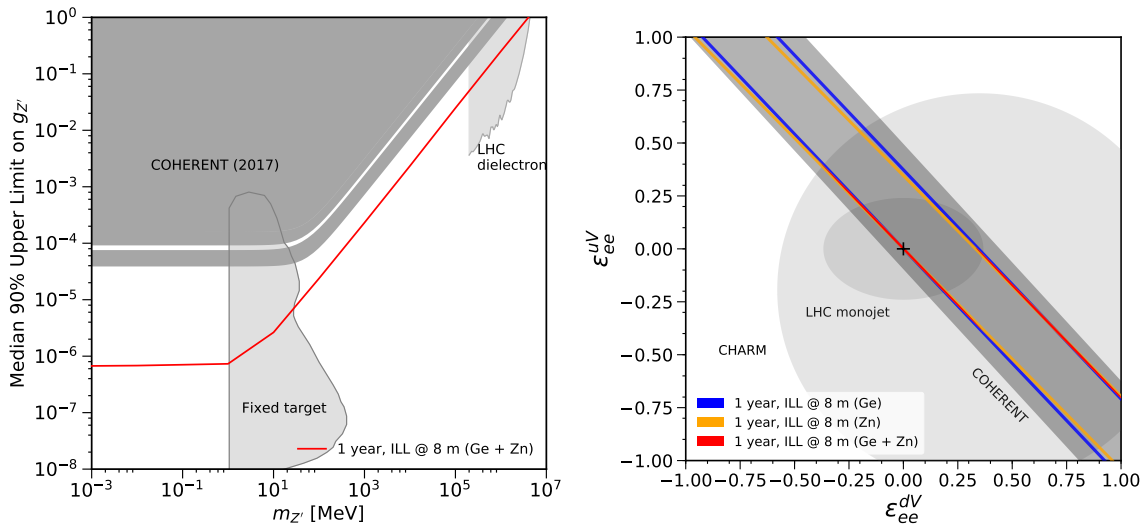


Figure 2.15 – Projection de la sensibilité de RICOCHET en supposant un seuil de détection en énergie de 50 eV et un facteur de rejet du fond électromagnétique de  $10^3$ . **A gauche** : contraintes sur la recherche de  $Z'$  où l'on a supposé un couplage unifié des quarks  $g_Z$  en fonction de la masse du médiateur  $m_{Z'}$ . Le contour présenté correspond à la limite supérieure à 90% C.L. du couplage du  $Z'$ . Les contraintes de APEX [7], LHC di-électron [1, 105] et COHERENT [13] sont également représentées sous la forme de contours gris. **A droite** : contraintes sur l'interaction neutrino-quark non standard dans le secteur neutrino-électron (limite à 90% C.L. des régions permises) on note  $\epsilon_{ee}^{u\nu}$  et  $\epsilon_{ee}^{dV}$  et termes de couplage neutrino-quark up et down respectivement. On représente également les contraintes expérimentales de LHC mono-jet [84], CHARM [76], COHERENT [13]. La croix correspond au modèle standard. Image tirée de [49].

## 2.2 Mise en service de RICOCHET à l'IP2I

Avant son installation sur le site expérimental de l'ILL, l'expérience est d'abord montée sur la plateforme en technique d'instrumentation cryogénique CryoRED du laboratoire de l'IP2I. C'est une unité mixte de recherche (UMR 5822) entre le CNRS et l'université Claude Bernard Lyon 1 à Villeurbanne, qui accueille le groupe MANOIR (expériences de détection directe de matière noire avec EDELWEISS puis TESSERACT, expérience CE $\nu$ NS avec RICOCHET). Le rôle de ce premier déploiement est de mettre en pratique les solutions d'installation à l'ILL dans un environnement moins strict et de valider les différentes solutions techniques envisagées pour respecter les spécifications du projet. Parmi elles on peut citer, de façon non exhaustive, la puissance de refroidissement du cryostat, l'intégration mécanique du blindage passif interne et la validation de l'électronique et du câblage (apport de puissance thermique). La gestion des données expérimentales et des données de suivi de l'environnement et de la cryogénie a également pu être mise en place à l'IP2I et au centre de calcul de l'IN2P3 (CCIN2P3). L'objectif est de simplifier la mise en place à l'ILL et d'être prêt à traiter les données de l'expérience le plus efficacement possible pour profiter au mieux du temps de réacteur dispensé par l'ILL début 2024. La plateforme CryoRED est localisée au sous-sol du bâtiment Haefely dont des photographies sont présentées sur la figure 2.16. On y voit les deux cryostats ainsi que la salle propre utilisée pour le montage des détecteurs.

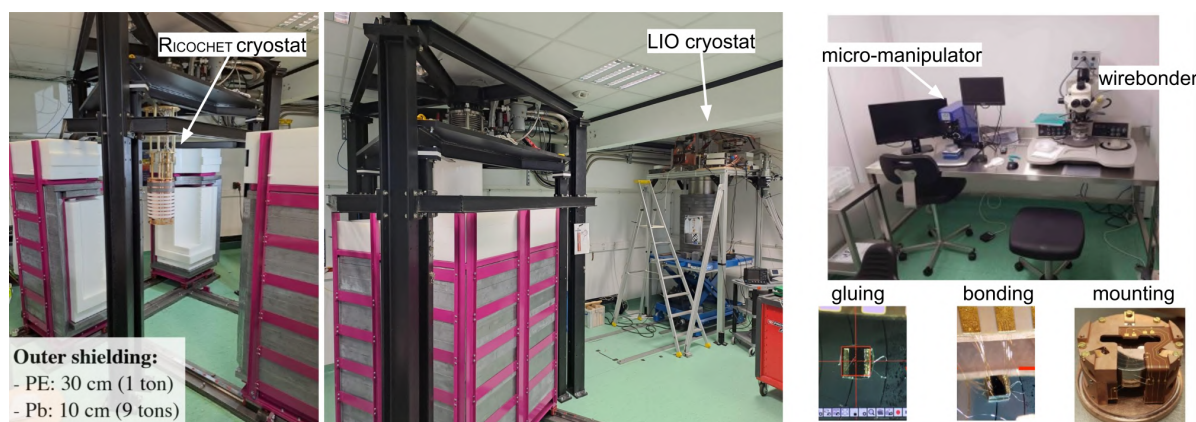


Figure 2.16 – plateforme CryoRED. **A gauche** : cryostat de l'expérience RICOCHET installé avec un blindage spécialement conçu pour le site de l'IP2I. Le blindage est ouvert grâce aux rails sur lesquels il repose. **Au centre** : vue des deux cryostats de la zone expérimentale, le cryostat RICOCHET avec son blindage fermé à gauche et le cryostat LIO avec son blindage de plomb beaucoup plus petit (2 tonnes) positionné grâce à une plateforme élévatrice (en bleu). **A droite** : intérieur de la salle propre de montage des détecteurs et étapes de montage réalisées à l'IP2I. Photographie en gros plan de l'étape de collage du senseur thermique Ge-NTD, de la réalisation de microsoudures pour le connecter électriquement au circuit électrique et thermiquement au cryostat. On voit aussi la photographie d'un détecteur monté dans son support anti-vibrations.

### 2.2.1 Cryogénie

La plateforme CryoRED dispose de deux cryostats à dilution  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  à tube à gaz pulsé (CryoCooler) leur permettant d'atteindre une température minimale de 10 mK. Il s'agit de deux modèles HEXA-DRY M de la marque française CryoConcept<sup>®</sup> qui propose un système de découplage entre la tête froide du tube à gaz pulsé et le circuit de dilution. Ce découplage mécanique, qui permet de réduire les vibrations induites par le tube à gaz pulsé, est réalisé par la présence de deux châssis de référence, en bleu et en cyan sur la figure 2.5 (annotée "UQT") et visibles sur la figure 2.16, [141]. Le châssis externe (bleu foncé) supporte le tube à gaz pulsé ainsi que la ligne d'injection de l'hélium, c'est là qu'il y a le plus de vibrations induites par le fonctionnement du tube à gaz pulsé. En effet, un PTR<sup>9</sup> fonctionne à partir d'un cycle de compression/décompression d'hélium<sup>10</sup> à travers un milieu poreux. La puissance de réfrigération est produite par le phénomène de Joule-Thompson car le PT est isolé de l'environnement extérieur et l'expansion du gaz se fait de manière adiabatique. Les modèles de tubes à gaz pulsé installés dans les cryostats de l'IP2I sont du type des PT415-PT420 de CryoMech<sup>®</sup> et permettent d'atteindre une température de la tête froide comprise entre 2.8 et 4.2 K. Leur rôle est d'atteindre la température de liquéfaction de l'hélium (4 K) afin de pouvoir déclencher le cycle de dilution  $^3\text{He}/^4\text{He}$  qui permettra de passer de quelques Kelvins à une température de 10 mK, avec une puissance de refroidissement de 10  $\mu\text{W}$  à 20 mK pour les HEXA-DRY M (une courbe de refroidissement typique est donnée sur la figure 2.19 à gauche).

Le second châssis du système UQT, en bleu clair/cyan sur la figure 2.5 et à gauche sur la figure 2.16, maintient le système de dilution  $^3\text{He}/^4\text{He}$ . Des blocs amortisseurs sont installés entre les barres verticales et le plateau triangulaire (plots en plastique blanc sur la figure 2.16). Ainsi, le couplage mécanique entre les deux châssis est très faible et les vibrations sont atténuées dans le volume expérimental. Le couplage thermique se fait à l'aide d'un gaz d'échange composé d'un mélange d'hélium-3 et d'hélium-4, issu du fluide cryogénique permettant la mise en froid du cryostat. Ce gaz permet au tube à gaz pulsé de refroidir le circuit de dilution pour permettre le cycle cryogénique  $^3\text{He}/^4\text{He}$ . La figure 2.17 montre les différents éléments d'un cryostat à dilution équipé d'un PTR pour le pré-refroidissement et les différents étages de température d'un tel cryostat.

Le processus de réfrigération utilise un mélange d'hélium-3 et d'hélium-4. Lorsque ces éléments sont refroidis à 870 mK, le mélange est soumis à une séparation de phase spontanée qui entraîne la formation d'une phase riche en  $^3\text{He}$  (la phase concentrée) et une phase pauvre en  $^3\text{He}$  (la phase diluée). A très basse température, la phase concentrée est principalement de l'hélium-3 pur, alors que la phase diluée est composée de moins de 10% de  $^3\text{He}$  contre plus de 90% de  $^4\text{He}$ . L'hélium-3 est injecté dans le cryostat à une pression de quelques centaines de mbar et il est refroidi par la tête froide du tube à gaz pulsé jusqu'à une température de 4.2 K au maximum. Lors de cet échange thermique, l'hélium-3 est liquéfié et la chaleur latente de condensation est dissipée. Il entre ensuite dans l'impédance principale, un capillaire avec une forte impédance hydrodynamique, puis est refroidi

9. Pulse Tube Refrigerator, parfois appelé pulse tube cryocooler ou simplement PT.

10. Les variations de pression peuvent aller de 10 à 30 bars. On devine donc que le PT induit des vibrations non négligeables dans le cryostat.



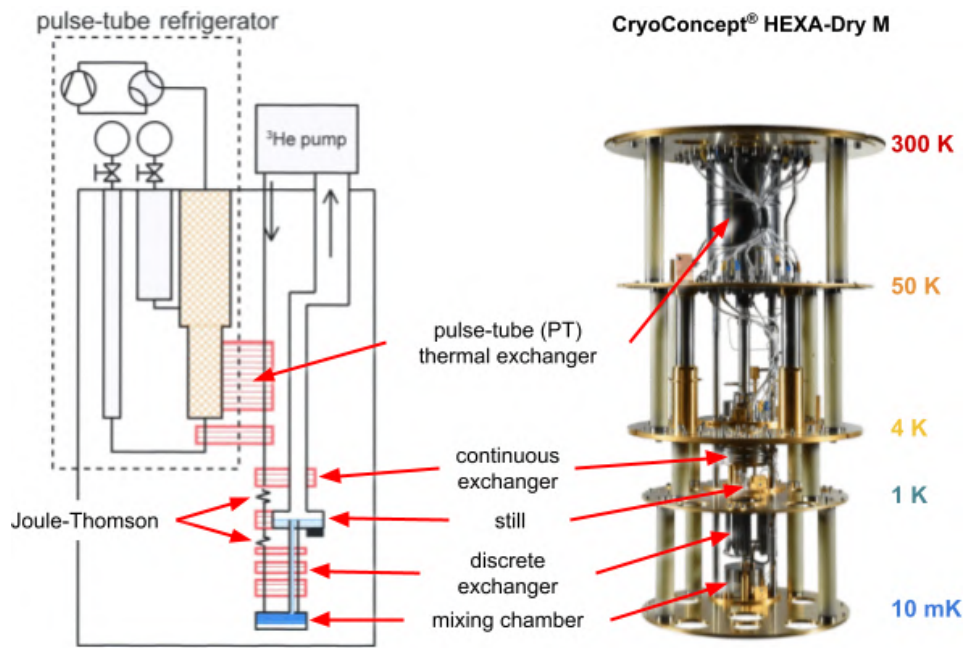


Figure 2.17 – **A gauche** : schéma avec légende d'un cryostat à dilution en circuit fermé d'hélium et équipé d'un tube à gaz pulsé. **A droite** : dilution d'un cryostat HEXA-DRY M. Le schéma de dilution provient de Wikipédia.

par le bouilleur (ou still) jusqu'à 500-700 mK. L'hélium-3 continue son chemin dans un échangeur thermique à contre-flux (échangeur discret) où il est refroidi par l'hélium-3 ressortant de la chambre à mélange. Enfin, l'hélium-3 liquide arrive au niveau de la chambre à mélange, la zone la plus froide du cryostat. A l'intérieur de cette dernière, on trouve les deux phases du mélange  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ , concentrées et diluées, en équilibre et séparées par une interface de phase. Lorsqu'il traverse la chambre à mélange, l'hélium-3 est dilué en passant de la phase concentrée à diluée. L'énergie nécessaire à la dilution de la phase d'hélium-3 est le processus qui fournit la puissance de réfrigération du cryostat. Le processus consistant à déplacer de l' $^3\text{He}$  à travers l'interface de phase diluée/concentrée est endothermique et extrait de la chaleur de l'environnement de la chambre à mélange. L'hélium-3 ressort ensuite de la chambre à mélange dans une phase diluée. Du côté de la phase diluée, l'hélium-3 traverse l'hélium-4, superfluide. En remontant le circuit de dilution, l'hélium-3 est utilisé pour refroidir le flux d'hélium descendant vers la chambre à mélange puis arrive dans le bouilleur (still). La pression est alors relativement faible ( $< 0.1$  bar) de par le pompage du circuit de dilution par les pompes situées en dehors du cryostat, à 300 K. La vapeur formée dans le bouilleur est principalement de l'hélium-3 pur car l'hélium-4 possède une pression partielle plus faible à 500-700 mK. Le bouilleur possède un chauffage afin de contrôler le flux, constant, de  $^3\text{He}$ . Le compresseur permet de refermer la boucle en comprimant à nouveau l'hélium-3 à quelques centaines de millibar, puis le réinjecte dans le circuit.

En pratique, la mise en froid du cryostat se déroule selon les étapes suivantes :

1. Installation des détecteurs et validation
2. Fermeture des écrans thermiques
  - 10 mK - 1 K - 4 K - 50 K - 300 K, OVC
3. Pompage du volume du cryostat jusqu'à une pression interne  $\sim 10^{-5}$  mbar à 300 K.
  - Figure 2.18 à gauche, en cyan
  - pompe primaire PPa  $\rightarrow$  valve 30  $\rightarrow$  valve 31  $\rightarrow$  pompe turbo Ta  $\rightarrow$  OVC
4. Circulation du mélange  $^3\text{He}/^4\text{He}$  dans le circuit d'injection rapide pour refroidir le circuit de dilution principal. (**pré-refroidissement**)
  - Figure 2.18 à gauche, en vert
  - chambre à mélange MC  $\leftarrow$  valve 22  $\leftarrow$  valve 6  $\leftarrow$  valve 5  $\leftarrow$  compresseur Cp  $\leftarrow$  valve 28
5. Circulation du mélange dans la ligne d'injection principale qui entraîne la condensation/dilution du mélange et la réaction endothermique recherchée au niveau de la chambre à mélange. (**condensation/dilution**)
  - Figure 2.18 à droite, en vert
  - chambre à mélange MC  $\leftarrow$  valve 7  $\leftarrow$  valve 25  $\leftarrow$  valve 5  $\leftarrow$  compresseur Cp  $\leftarrow$  valve 3  $\leftarrow$  pompe primaire PPd  $\leftarrow$  valve 2  $\leftarrow$  pompe turbo Td  $\leftarrow$  valve 1

On distingue deux étapes d'opération du cryostat, le pré-refroidissement et la condensation/dilution, respectivement à gauche et à droite sur la figure 2.18.

La figure 2.19 montre, à gauche, l'évolution des températures des différents étages du cryostat lors d'une mise en froid : 50 K en rouge, 4 K en jaune, 1 K en vert et la boîte à mélange en bleu. À droite, nous voyons l'évolution des pressions K3 (rouge) et P1 (vert) qui correspondent aux pressions d'entrée et de sortie du circuit de dilution (voir 2.18). Les périodes d'avant lancement, de pré-refroidissement et de dilution (opération standard) sont représentées par des fonds gris, jaune et vert. On voit que la période de pré-refroidissement dure 76.15 h alors que la condensation ne prend que quelques heures avant d'atteindre sa température de base (environ 15 mK).

Les deux cryostats de la plateforme CryoRED, le cryostat LIO et le cryostat de RICOCHET, sont utilisés en parallèle pour le développement du CRYOCUBE. Le cryostat LIO est installé depuis 2015 et a été utilisé pour plus de 113 mises en froid. Il est le premier cryostat expérimental de CryoConcept proposant le système de découplage mécanique UQT [141], qui a été développé pour devenir le système commercial utilisé aujourd'hui sur le cryostat RICOCHET. Le cryostat LIO est partagé entre des projets de développement de détecteurs pour la matière noire [117, 118] et les besoins de RICOCHET (caractérisation de l'électronique et des détecteurs). Il dispose d'un blindage en plomb de deux tonnes (10 cm d'épaisseur) placé sur une table élévatrice (en bleu sur la figure 2.16). Le site expérimental de CryoRED profite d'un enfouissement équivalent de 3 m.w.e contre les rayonnements cosmiques [39].

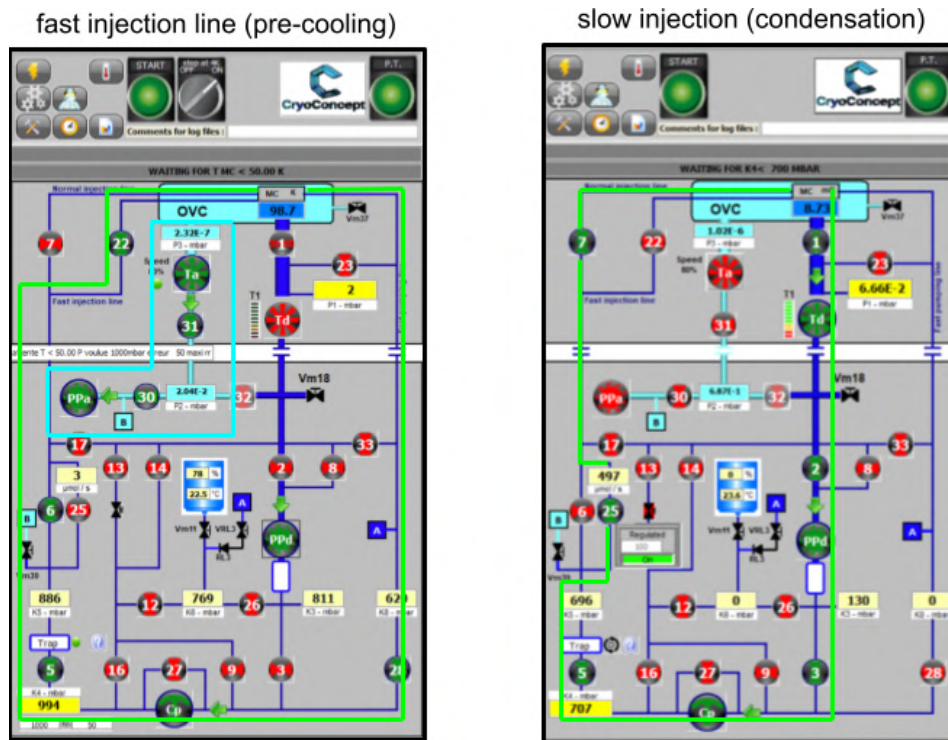


Figure 2.18 – Captures d’écran du logiciel de contrôle du cryostat (à gauche le pré-refroidissement et à droite la condensation). On voit les éléments du circuit de vide et de circulation des fluides cryogéniques ainsi que les vannes automatiques en rouge (fermé/éteint) et en vert (ouvert/allumé). Le circuit de vide est entouré en cyan dans la capture de gauche. Le circuit emprunté par le mélange d’hélium est représenté en vert clair sur les deux captures d’écran.

### 2.2.2 Montage et intégration des détecteurs

En plus de cette installation cryogénique, la plateforme possède une salle propre, équipée d’un plafond soufflant, pour le montage et le stockage des détecteurs, que nous verrons au chapitre 3 suivant. Cette pièce, à droite sur la figure 2.16, contient un établi de montage, des dessiccateurs sous flux d’azote pour le stockage des détecteurs, ainsi qu’un micro-manipulateur JFP Microtechnic (modèle MPS) et une microsouduse (wirebonder) manuelle de la série 4500 de Kulicke & Soffa. Ces appareils servent respectivement au collage des composants sur le détecteur (Ge-NTD sur le cristal, résistances sur le circuit imprimé) et pour la réalisation de microsoudures entre certains éléments afin de créer des connexions électriques avec les électrodes et le Ge-NTD notamment.

La plateforme CryoRED se trouve être un lieu de recherche et développement intense pour RICOCHET car c’est ici que le CRYOCUBE est conçu, étape par étape, en tirant les conclusions des expériences précédentes pour arriver aux performances du détecteur spécifiées par le cahier des charges de l’expérience. Les détecteurs sont ensuite connectés à un système d’acquisition compatible et les données sont enregistrées sur un serveur d’acquisition positionné dans le local technique et permettant de répliquer l’installation prévue à l’ILL. Ce dispositif permet de préparer la gestion des données et le suivi des détecteurs qui sont des aspects cruciaux pour le suivi opérationnel sur le site du réacteur et pour valider toutes les contraintes de réseau et de droits d’accès, en particulier afin d’être en

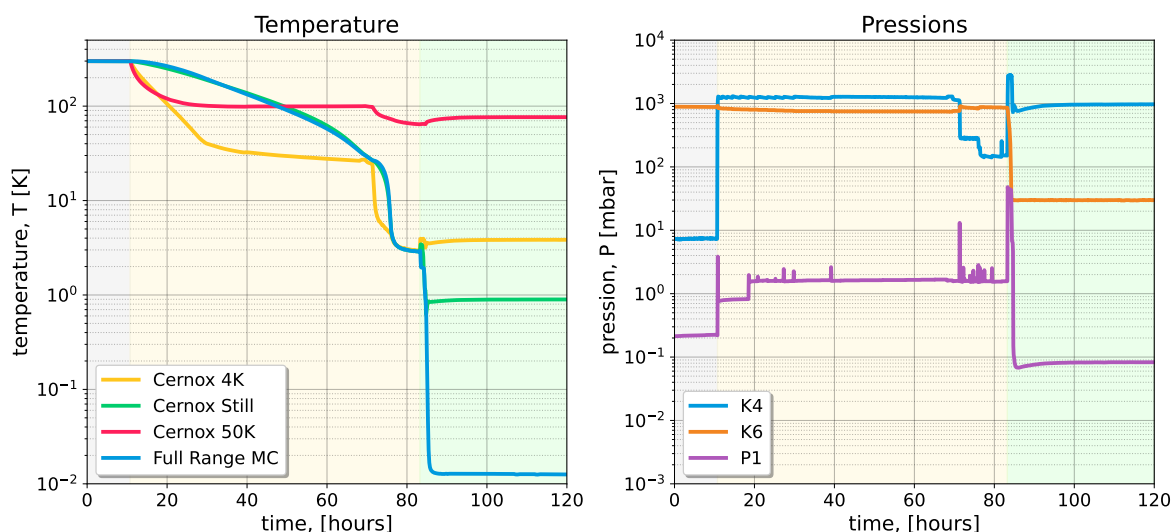


Figure 2.19 – **A gauche** : évolution de la température des différents étages du cryostat (50 K en rouge, 4 K en orange, 1 K en vert et la chambre à mélange en bleu) lors des différentes phases de la mise en froid du RUN010 (voir section 3.5): avant le lancement du pré-refroidissement (zone grise, avant  $t = 10$  h), pendant le pré-refroidissement (zone jaune,  $10 < t < 82$  h), pendant la condensation/dilution (zone verte,  $t > 82$  h). **A droite** : évolution des pressions K4 (pression d'injection), K6 (pression du réservoir d'hélium), et P1 (pression en sortie du circuit de dilution). L'emplacement des senseurs de pression dans le circuit est donné sur la figure 2.18.

mesure de déployer les forces suffisantes pour l'analyse des données au moment de la mise en service à l'ILL. Il faut également être capable de suivre l'état du cryostat à l'échelle de temps de la minute pour prévenir tout dysfonctionnement majeur.

### 2.2.3 Gestion des données

La gestion des données expérimentales est un aspect à ne pas négliger dans la mise en oeuvre d'une expérience de détection de particules. Lors de la mise en service du cryostat de RICOCHET à l'IP2I, nous avons mis en place un système de suivi du cryostat avec l'outil de création de panneaux de supervision Grafana [114] qui permet de visualiser très efficacement un ensemble d'informations temporelles sur le cryostat et l'environnement. Les différentes températures et pressions du cryostat ainsi que des mesures de l'environnement, on parle de variables de supervision, sont stockées sur une base de données utilisée comme source pour produire les panneaux de suivi Grafana. Ces informations peuvent ensuite être facilement récupérées pour les besoins d'analyses de physique de plus haut niveau. Les données des détecteurs ne sont pas traitées de la même manière à cause du volume qu'elles représentent, tandis que les variables de supervision ne représentent que quelques méga-octets par jour. La même taille de données correspond à quelques minutes d'acquisition de données d'un détecteur. Le traitement des données d'un détecteur est abordé avec précision dans le chapitre 4. Dans cette section, nous considérerons exclusivement les données du CRYOCUBE, un des détecteurs de RICOCHET qui sera présenté au chapitre 3.

## 2.2.3.1 Réseau et transfert

Nous définissons la quantité de données prises sur la durée d'un cycle réacteur  $\Delta T$  de 50 jours<sup>11</sup> de 24 h,  $D$ , par la relation (2.2) qui fait intervenir le nombre de canaux de mesure par sous-détecteur du CRYOCUBE, noté  $n_c$ . Ce dernier vaut 3 pour un détecteur PL38 et 5 pour un détecteur FID38 (voir le chapitre 3 pour plus d'informations). Le nombre de sous-détecteurs du CRYOCUBE,  $n_d$  est compris entre 1 et 27. La fréquence d'échantillonnage,  $f_s$ , est comprise entre 10 et 100 kHz. La taille du point de donnée en bit,  $b$ , dépend du convertisseur analogique numérique, on considérera une taille de données de 32 bits. On définit également  $\eta$ , la fraction de temps d'activité du détecteur, pour rendre compte des périodes d'installation et des périodes où les données ne sont pas sauvegardées sur des disques durs.

$$D = n_c \cdot n_d \cdot f_s \cdot \Delta T \cdot b \cdot \eta \quad (2.2)$$

configuration	$n_c$	$n_d$	$D$ [To]
PL38 (100%)	3	18	68.12
PL38 (50%) / FID38 (50%)	3 / 5	9 / 9	90.82
FID38 (100%)	5	18	113.5
FID38 (100%)	5	27	170.3

Table 2.3 – Quantité de données produites par an, en supposant un temps de disponibilité des détecteurs de 100% et en considérant différents scénarios de répartition des détecteurs entre les géométries PL38 et FID38. On suppose les valeurs des paramètres suivants :  $f_s = 10$  kHz,  $\Delta T = 1$  an,  $b = 32$  bits et  $\eta = 1$  (détecteurs opérationnels 100% du temps).

Le tableau 2.3 présente différents scénarios pour estimer la quantité de données produites par le CRYOCUBE en fonction de la répartition des géométries PL38 et FID38 et du nombre de détecteurs total. La fréquence d'acquisition du système est de 10 kHz et les échantillons sont stockés sur 32 bits. D'après les estimations obtenues, le CRYOCUBE produira au maximum 200 To/an. Le transfert des données, du site expérimental de l'ILL vers le centre de calcul de l'IN2P3 (CCIN2P3) se fait selon la représentation de la figure 2.20. La nature des protocoles utilisés restera confidentielle par rapport à la politique de sécurité de l'ILL et l'ASN<sup>12</sup>, mais on notera que le LPSC permet de faire la passerelle entre le réseau de l'ILL et le réseau RENATER, utilisé notamment par le CERN pour le transfert des données des expériences telles qu'ALICE ou CMS.

Une fois au centre de calcul de l'IN2P3, les données sont analysées avec MPS et BALT, des bibliothèques Python développées pour RICOCHET. Les tâches de traitement des données sont effectuées avec l'ordonnanceur SLURM sur des machines de calcul dédiées. Tous les codes, les fichiers de configuration et les documentations, sont référencés sur un dépôt git hébergé sur une instance gitlab

11. Des données seront enregistrées pendant les périodes ON et OFF pour la soustraction du bruit de fond.

12. Agence de Sûreté Nucléaire



Figure 2.20 – Représentation du flux de données simplifié entre le site expérimental de l'ILL et le site de traitement des données, le centre de calcul de l'IN2P3.

administrée par le CCIN2P3. L'accès aux données pour les membres de la collaboration est possible grâce à iRODS, un utilitaire de gestion de données massives.

### 2.2.3.2 Système de supervision

La visualisation et la gestion des données retournées par le système cryogénique et l'environnement réacteur est essentielle pour obtenir facilement les grandeurs pertinentes pour l'analyse physique des données. Par exemple on peut citer de manière non exhaustive, les températures dans le cryostat et sur les détecteurs, la puissance du réacteur nucléaire ou encore la pression atmosphérique. Il est également important d'avoir un retour rapide sur les performances des détecteurs afin d'identifier d'éventuels dysfonctionnements, ce qui nécessite un traitement préalable. Pour ce faire nous avons mis en place, avec l'aide précieuse du service informatique de l'IP2I, un site internet de supervision, permettant d'avoir une vue et des outils (avec la base de donnée associée) de gestion des données. Le site est conçu de façon à avoir accès aux données expérimentales et permet la réalisation d'interfaces de visualisation ou de soumission de tâches de traitement auprès de l'ordonnanceur SLURM du centre de calcul de l'IN2P3 (CCIN2P3) situé sur le campus de la Doua. Par exemple, un outil de visualisation, permettant d'effectuer des contrôles de la qualité des données, a été réalisé. Une capture d'écran (figure 2.21) montre une partie de cet outil. On y voit des paramètres de contrôle interactifs à gauche, et deux graphiques montrant des variables issues du premier traitement avec MPS Processing, dont le fonctionnement est détaillé au chapitre 4. L'interactivité permet une visualisation multi-échelle efficace pour identifier des structures anormales, signe d'un éventuel problème expérimental.

L'outil Grafana [114] permet une gestion très intuitive des variables temporelles, comme toutes les variables associées au système cryogénique. Une capture d'écran d'un panneau de visualisation des données de température des détecteurs dans le cryostat est présentée sur la figure 2.21 à droite. La température, en rouge, évolue en fonction du temps. Certains panneaux de supervision permettent d'afficher les dates de début et de fin de prises de données directement sur la courbe d'évolution des

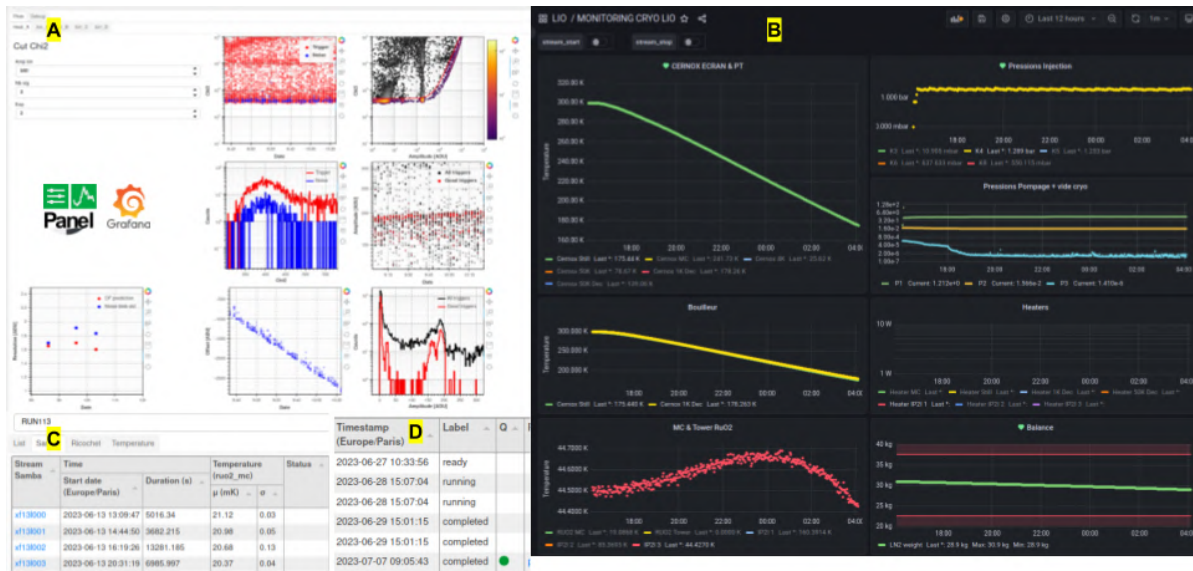


Figure 2.21 – Captures d'écran de différentes pages du site internet de supervision du cryostat et des données des détecteurs et logos de Grafana et Panel, deux des outils numériques utilisés pour sa réalisation. De gauche à droite, de haut en bas : **A)** panneau de contrôle des performances d'un détecteur montrant le spectre en énergie (histogramme rouge en bas à droite) et d'autres informations pertinentes pour la prise de décision. **B)** Capture d'écran du panneau de supervision Grafana associé au cryostat LIO et accessible depuis le site web de supervision. **C)** Tableau récapitulatif de toutes les acquisitions réalisées et les paramètres expérimentaux associés. **D)** Il est possible d'accéder au suivi de l'historique de traitement de chaque acquisition de donnée, avec l'état de succès du traitement numérique (de 0%, échec total, à 100%, succès total).

températures et pressions, rendant la recherche d'un jeu de données par rapport à des conditions expérimentales, très simple.

## 2.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons vu que l'ensemble des divers blindages de RICOCHET ont été optimisés par rapport aux caractéristiques du site H7 de l'ILL et du type de mesure recherchée (reculs nucléaires). La définition du blindage passif a été possible à l'aide de CRY et GEANT4, appuyé par des campagnes de mesures avec des capteurs de neutrons  $^3\text{He}$ . Le bruit de fond de recul nucléaire, lorsque tous les blindages et les techniques de rejet sont appliqués, est du même ordre de grandeur,  $\sim 10 \text{ evt.kg}^{-1}.\text{jour}^{-1}$ , que le signal CE $\nu$ NS entre 50 eV et 1 keV d'énergie de recul, entraînant un rapport signal sur bruit proche de l'unité.

Le contrôle des erreurs systématiques est indispensable pour atteindre une sensibilité à la nouvelle physique suffisante. Les incertitudes associées à la connaissance du flux de neutrinos du réacteur entraînent une erreur systématique de quelques pourcents sur le spectre d'énergie de recul CE $\nu$ NS. Une part non négligeable, mais non quantifiée, de sources d'incertitudes provient de la caractérisation de la réponse du détecteur aux reculs nucléaires et électroniques. Pour cette raison, plusieurs systèmes de calibrations sont envisagés pour contraindre la réponse du détecteur le plus précisément

possible. Toutes ces mesures sont nécessaires pour optimiser la sensibilité de RICOCHET aux modèles de nouvelle physique. Nous avons vu que les projections de RICOCHET sont très compétitives avec les mesures de COHERENT, apportant une amélioration espérée de deux ordres de grandeur sur la limite NSI et sur le couplage d'un nouveau boson  $Z'$ .

La mise en place d'une telle expérience dans un environnement aussi strict et contraignant que l'enceinte d'un coeur de réacteur demande une grande anticipation. Dans l'optique d'anticiper l'installation de RICOCHET à l'ILL et d'équiper le cryostat, la collaboration a installé le cryostat à l'IP2I de Lyon afin de le préparer à accueillir les détecteurs de RICOCHET, d'installer le câblage électrique, les blindages cryogéniques (blindage interne et veto muon cryogénique), mais aussi de caractériser la puissance thermique disponible. Le traitement des données et leur gestion est également un point qui a pu être exploré et défriché à l'IP2I où une réplique du système de suivi de RICOCHET à l'ILL a été mise en place. Pour conclure, l'expérience RICOCHET est en cours de préparation en vue d'une installation à l'ILL début 2024. Pour ce faire il a été nécessaire d'effectuer une étape sur la plateforme CryoRED de l'IP2I. Le démontage à l'IP2I/remontage à l'ILL du cryostat et des blindages interviendra courant novembre 2023.





# 3 Le CRYOCUBE

## 3.1 Cahier des charges

Nous commençons par définir les besoins d'une expérience de mesure de précision du  $CE\nu NS$  de neutrinos de réacteur, ces derniers permettant de fixer le contexte dans le cadre duquel les développements techniques présentés aux chapitres ultérieurs s'inscrivent. Le détecteur idéal (et réalisable) doit présenter les caractéristiques suivantes :

1. **Seuil en énergie de  $\mathcal{O}(10)$  eV** - Le potentiel de découverte de nouvelle physique croît exponentiellement avec l'abaissement du seuil. Les technologies cryogéniques semblent donc tout à fait indiquées car elle ont déjà démontré ce genre de performances lors des développements technologiques réalisés pour la détection directe de matière noire.
2. **Rejet du bruit de fond** - Il est nécessaire de réduire le bruit de fond au maximum pour obtenir la mesure la plus précise du  $CE\nu NS$ . Pour ce faire il existe plusieurs techniques dont la détection des événements de surface (probablement des électrons), déjà démontrée par EDELWEISS [30, 31, 55], et la mesure du rapport d'ionisation (discrimination entre recul nucléaire et recul électronique), principe utilisé notamment par EDELWEISS et CDMS [10, 32]. Notre objectif est d'atteindre un facteur de rejet de  $10^3$  entre les reculs électroniques et les reculs nucléaires, dans la région d'intérêt, entre 50 eV et 1 keV d'énergie de recul.
3. **Masse de l'ordre de  $\mathcal{O}(1)$  kg** - Le nombre de cibles est un paramètre essentiel pour augmenter la probabilité d'interaction du neutrino avec le détecteur. Une masse  $m \sim \mathcal{O}(1)$  kg permet d'atteindre une dizaine d'événements  $CE\nu NS$  par jour, ce qui est raisonnable pour réaliser la mesure avec une erreur statistique de 1% au bout d'un an de prise de données.
4. **Résolution en temps à  $\mathcal{O}(100)\mu s$**  - La synchronisation des détecteurs avec les systèmes de veto muon et veto cryogénique requiert une précision temporelle de l'ordre de  $\mathcal{O}(100)\mu s$ , pour être en mesure de rejeter les événements parasites induits par les muons cosmiques sans trop impacter la sensibilité aux événements  $CE\nu NS$  par l'augmentation du temps mort.
5. **Matériaux cibles** - L'utilisation de cibles différentes, comme le silicium pour le CRYOCUBE et le zinc (Zn) ou l'aluminium (Al) pour le Q-Array, permettrait de diminuer certaines erreurs systématiques, de mesurer la dépendance au nombre de neutrons de la section efficace sur de nouveaux noyaux (complémentaire à COHERENT). L'utilisation de plusieurs noyaux cibles avec le même flux de neutrinos permettrait également de tester précisément certains modèles de nouvelle physique (NSI par exemple), comme présenté au chapitre 2.

Les bolomètres cryogéniques semi-conducteurs du CRYOCUBE sont composés d'un cristal de germanium ou de silicium<sup>1</sup> faiblement lié à un bain thermique et instrumenté d'un senseur thermique et d'électrodes pour la mesure des charges. Le principe consiste à mesurer l'infime variation de température induite par l'interaction d'une particule dans le cristal. L'énergie déposée lors de cette interaction se caractérise par le recul cinématique du noyau ou d'un électron du cortège électronique. Dans le premier cas on parle de recul nucléaire, dans le second de recul électronique. Ces vibrations finissent pas entraîner une hausse de la température du cristal. L'élévation de température d'un matériau  $\delta T$  associée à un dépôt d'énergie  $\delta E$  dépend de la capacité thermique du matériau, de sa masse  $M$  et de sa chaleur spécifique  $c_{\text{th}}$ , et est donnée par l'équation (3.1) :

$$\delta T = \frac{\delta E}{M c_{\text{th}}} \quad (3.1)$$

Tous les matériaux possèdent une capacité thermique,  $c_{\text{th}}$ , pouvant s'exprimer comme la somme d'une capacité thermique d'électrons  $c_e \propto T$  et d'une capacité thermique de phonons  $c_p \propto T^3$  selon l'équation (3.2).

$$c_{\text{th}} = \alpha c_e + \beta c_p \quad (3.2)$$

Les matériaux conducteurs (métaux, ...) sont dominés par  $c_e$  tandis que les isolants (semi-conducteurs, ...) sont dominés par  $c_p$ . La capacité thermique massique (anciennement appelée chaleur spécifique) d'un matériau est sa capacité thermique rapportée à la masse du matériau. La capacité thermique est simplement la quantité de chaleur qu'il faut apporter pour augmenter la température du matériau de 1 K. Plus cette capacité est faible, plus il est facile d'augmenter la température du matériau, ce qui se traduit par une augmentation du signal de température, mesurée plus grande, pour un même dépôt d'énergie initial. C'est pour cette raison que les détecteurs cryogéniques présentent des seuils en énergie très faibles ( $\mathcal{O}(10)$  eV) et sont adaptés pour une mesure de précision du CE $\nu$ NS. La température du cristal, après avoir augmenté juste après le dépôt d'énergie de recul, retrouve son niveau de base grâce à la faible connexion thermique entre le cristal et le cryostat, utilisé comme réservoir de température au sens thermodynamique. Le schéma de principe d'un bolomètre, tel que ceux utilisés dans le CRYOCUBE, est présenté sur la figure 3.1. Lorsqu'une particule incidente interagit avec un atome dans un cristal semi-conducteur, la température de celui-ci augmente et des paires électron-trou ( $e^-/h^+$ ) sont produites. Ces dernières sont mesurées en appliquant un champ électrique dans le cristal à l'aide d'électrodes en aluminium évaporées et lithographiées sur ses surfaces. La chaleur est mesurée à l'aide d'un senseur thermique. Dans RICOCHET, deux technologies de senseurs thermiques sont utilisés, les TES<sup>2</sup> pour le Q-Array et les Ge-NTD pour le CRYOCUBE. On peut remarquer que le temps nécessaire au cristal pour atteindre à nouveau sa température de base après une interaction de particule est défini par le rapport de la capacité thermique massique

---

1. Le silicium est envisagé dans un second temps

2. Transition Edge Sensor

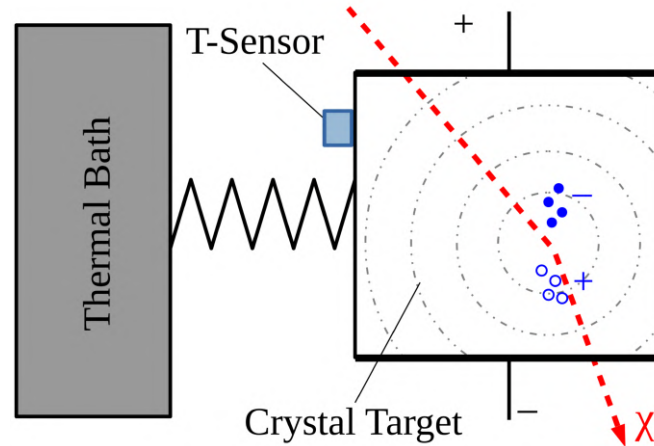


Figure 3.1 – Schéma du principe de fonctionnement d'un bolomètre cryogénique avec double mesure chaleur/ionisation. Image extraite de [47].

( $C_{th} = Mc_{th}$ ) de la cible cristalline et de la conductance du lien thermique entre le cristal et le bain thermique  $G$ , selon l'équation 3.3.

$$\tau = C_{th}/G \quad (3.3)$$

Ce temps doit être suffisamment lent pour intégrer une quantité maximale de phonons. Dans le cas contraire, le signal mesuré n'est plus représentatif de l'énergie de recul, on parle de désaccord de bande-passante (bandwidth mismatch) [151].

## 3.2 Signal chaleur

### 3.2.1 Senseur thermique Ge-NTD

Le senseur thermique Ge-NTD est un petit bloc parallélépipède rectangle de germanium, de 1 mm d'épaisseur et quelques millimètres de côté, qui a été dopé par irradiation de neutrons thermiques. Le dopage est produit uniformément dans le matériau lors de la réaction de capture neutronique de certains isotopes présents dans le cristal [172]. Lorsqu'un matériau semi-conducteur, tel que le Ge, est dopé avec des atomes accepteurs et/ou donneurs à une concentration suffisamment élevée, la conduction électrique à basse température est dominée par le variable range hopping<sup>3</sup> [98]. Dans ce régime de conduction, la résistivité électrique présente une dépendance exponentielle avec la température, rendant le Ge-NTD très sensible aux variations de températures. L'expression formelle de la résistivité électrique du Ge-NTD,  $R$ , s'écrit en fonction de la température  $T$  (des électrons) et de deux paramètres caractéristiques du Ge-NTD,  $R_0$  et  $T_0$  selon l'équation (3.4). On voit, sur la figure 3.2 qui montre la dépendance en température d'un Ge-NTD mesurée expérimentalement, que pour deux Ge-NTD différents, on trouve deux jeux de paramètres  $R_0/T_0$  différents. On voit également qu'aux températures de fonctionnement des détecteurs cryogéniques,  $T \sim 10\text{mK}$ , la ré-

3. modèle de physique de la matière condensée qui décrit le mécanisme de conduction électrique observé dans les systèmes non cristallins

sistance du senseur peut dépasser largement  $1\text{ M}\Omega$ . Les senseurs Ge-NTD permettent de mesurer des variations de températures de l'ordre du  $\mu\text{K}$ .

$$R(T) = R_0 \exp \sqrt{\frac{T_0}{T}} \quad (3.4)$$

Il existe une certaine variabilité dans la résistivité des senseurs Ge-NTD, illustrée par les  $R(T)$  de deux détecteurs, RED21 et RED51, opérés au cours du RUN65, sur la figure 3.2 ci-après.

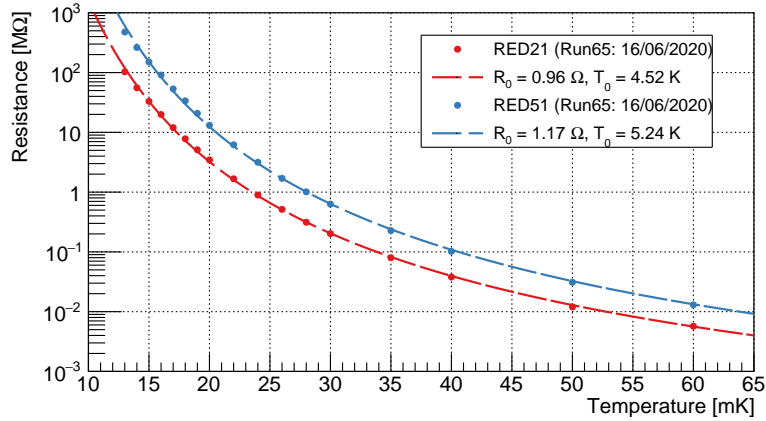


Figure 3.2 – Évolution de la résistance du Ge-NTD de deux détecteurs, RED21 (en rouge) et RED51 (en bleu), en fonction de la température. Les courbes des ajustements de l'équation (3.4) sont représentées par les courbes discontinues.

La température peut être mesurée en injectant un courant de polarisation constant,  $I_p$ , à travers le Ge-NTD. Ainsi, lorsque la température augmente, la résistance du senseur diminue, et la tension aux bornes du Ge-NTD diminue :  $V_{\text{NTD}}(T) = I_p R(T)$ . Le senseur retourne ensuite à son état d'équilibre opérationnel par sa boucle de rétroaction électro-thermique. Lorsque  $I_p$  est maintenu constant et qu'une particule interagit,  $R$  diminue, et  $P_{\text{NTD}} = I_p^2 R(T)$  diminue. Or, si la puissance diminue, la température diminue, ce qui implique la convergence du senseur à son point d'équilibre opérationnel (rétroaction négative). Dans la situation où le senseur est polarisé en tension constante  $U_p$  (avec le courant électrique  $I_p$  variable), la puissance thermique dissipée par le Ge-NTD est donnée par  $P_{\text{NTD}} = U_p^2 / R(T)$ . Dans cette configuration, si la température augmente,  $R$  diminue et donc  $P_{\text{NTD}}$  augmente. Or, si la puissance thermique augmente, alors que  $R$  continue de diminuer, le senseur diverge (rétroaction positive). C'est pour cette raison que les NTD sont polarisés en courant et non en tension (contrairement aux TES basse impédance).

Les étapes d'intégration du senseur sur le cristal de germanium sont représentées sur la figure 3.3 où l'on voit de gauche à droite : 1) le cristal de germanium avec son électrode évaporée (détecteur de type PL38). L'emplacement du Ge-NTD est délimité par une grille (carré sombre sur la face supérieure). 2) le collage du Ge-NTD à l'aide d'une colle époxy (Araldite®) et d'un micro-manipulateur MicroTechnic JFP. Afin de prévenir un contact électrique entre le Ge-NTD et le cristal de Ge, deux fils en téflon de quelques dizaines de microns de diamètre sont placés dans la goutte de

colle. Ainsi, lorsque la pression du micromanipulateur est appliquée, une distance minimale de colle garantit l'absence de court-circuit. 3) la connexion électrique et thermique du senseur au cryostat à travers le support du détecteur, par microsoudure de trois fils d'or de  $25\ \mu\text{m}$  de diamètre pour chaque électrode du Ge-NTD. Les Ge-NTD de RICOCHET font  $2\ \text{mm} \times 2\ \text{mm}$  de côté et ont été obtenus par la découpe et le reconditionnement des Ge-NTD de EDELWEISS [36]. Si un senseur Ge-NTD, installé dans un détecteur, ne remplit pas les critères de performances pour être intégré au CRYOCUBE à l'ILL, il peut être décollé du cristal en utilisant un dissolvant, le dichlorométhane ( $\text{CH}_2\text{Cl}_2$ ), qui n'a pas d'impact sur les électrodes et la surface du germanium.

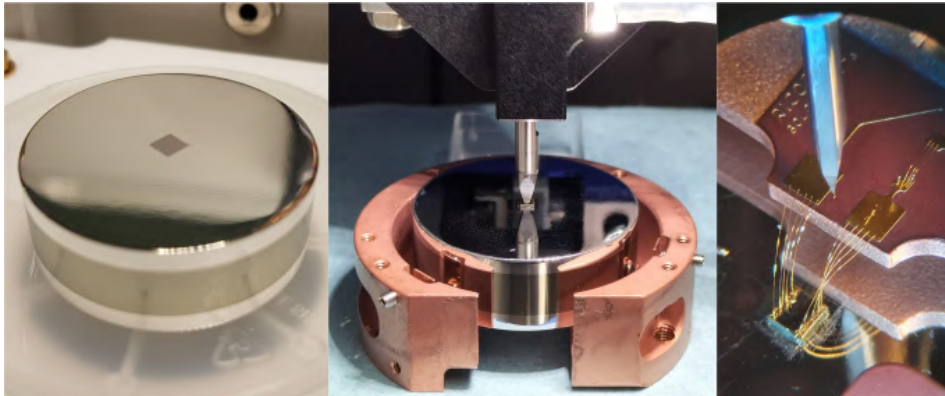


Figure 3.3 – **De gauche à droite** : cristal équipé d'électrodes planaires (type PL38), collage du Ge-NTD avec colle epoxy (Araldite® et micro-manipulateur) et microsoudures en or du Ge-NTD sur le circuit imprimé de lecture faisant le lien thermique entre le senseur et le cryostat.

### 3.2.2 Modèle thermique

Le modèle thermique, développé pour modéliser le système thermique formé par un bolomètre composé d'un cristal et d'un senseur thermique Ge-NTD, opéré dans un cryostat à 10-20 mK, est présenté sur la figure 3.4 (droite).

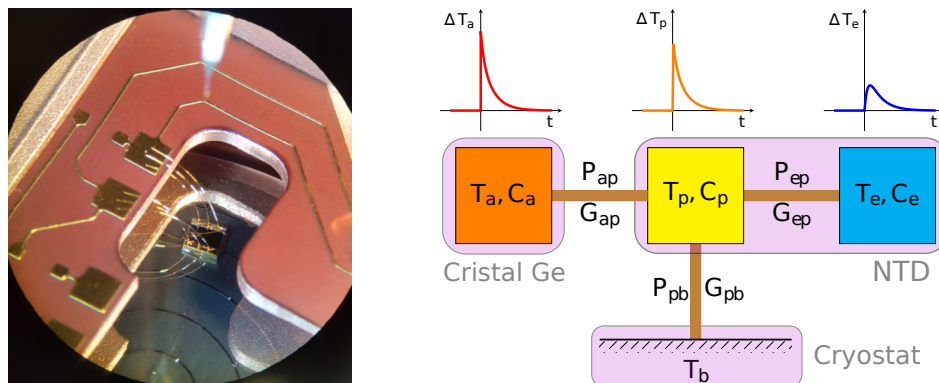


Figure 3.4 – **A gauche** : Ge-NTD collé sur un cristal de Ge avec des électrodes de type FID38. Les microsoudures en or ( $\phi = 25\ \mu\text{m}$ ) font le lien thermique entre le Ge-NTD et le cryostat, par l'intermédiaire du support en cuivre. **A droite** : schéma bloc du modèle thermique considéré pour estimer les performances attendues (niveau de bruit, signal, ...).

Ce modèle est composé de trois bains thermiques connectés entre eux par des liens thermiques caractérisés par leur conductivité thermique  $G$  en  $\text{W.K}^{-1}$ , qui permet le transfert de puissance  $P$  entre les bains.

1. **Orange** : le cristal de germanium, utilisé comme un absorbeur de particules ( $T_a, C_a$ )
2. **Jaune** : système de phonons à l'intérieur du Ge-NTD ( $T_p, C_p$ )
3. **Bleu** : système d'électrons à l'intérieur du Ge-NTD ( $T_e, C_e$ )
4. Le cryostat est un thermostat de température fixe  $T_b$ , sa capacité thermique est infinie.

Le courant de polarisation du Ge-NTD,  $I_p$ , apporte une puissance thermique  $P_{\text{NTD}}$  directement au bain d'électrons (bleu), qui permet de découpler les bains et de faire la mesure de température.

Les autres puissances thermiques du modèle, à températures cryogéniques ( $< 4$  K), sont modélisées par la formule de conduction non-linéaire pour les processus non-diffusifs [86]. La puissance thermique d'un bain thermique "A" vers un bain thermique "B" s'exprime par l'équation (3.5).

$$P_{AB} = G_{AB}(T_B^n - T_A^n) \quad (3.5)$$

avec  $G_{AB}$  la conductance du lien thermique et  $n$  un exposant. Ces deux paramètres dépendent de l'interface entre les bains thermiques et sont généralement estimés expérimentalement.

Le cristal de germanium (absorbeur) est caractérisé par sa température ( $T_a$ ) et sa capacité thermique ( $C_a$ ). Il est lié au système de phonons du Ge-NTD ( $T_p, C_p$ ) par un lien thermique (conductivité  $G_{ap}$ ). On notera  $P_{ap}$  la puissance thermique transférée entre le cristal et le senseur. Le Ge-NTD possède un système de phonons mais également des électrons qui constituent un second bain thermique ( $T_e, C_e$ ) lié au bain thermique associé aux phonons par un lien  $G_{ep}$  (et une puissance thermique  $P_{ep}$ ), où  $G_{ep}$  représente la constante de couplage électron-phonon par unité de volume. La puissance thermique transmise entre les phonons et les électrons du senseur thermique est donnée par l'équation (3.6)

$$P_{ep} = V_s G_{ep}(T_e^n - T_p^n) \quad (3.6)$$

où  $V_s$  est le volume du Ge-NTD. La valeur de l'exposant  $n$  dépend du matériau et vaut approximativement 6 pour le Ge. Le transfert thermique entre le Ge-NTD et le cristal de Ge s'exprime alors selon l'équation (3.7), où  $S_{\text{NTD}}$  est la surface du NTD en contact avec la colle permettant de le lier au cristal et  $G_{ap}$  est la conductance thermique de la colle.

$$P_{ap} = S_{\text{NTD}} G_{ap}(T_p - T_a) \quad (3.7)$$

Enfin, le Ge-NTD est ramené à sa température de base  $T_b$  par un lien thermique ( $P_{pb}, G_{pb}$ ) entre le bain thermique de phonons et le cryostat. Le lien thermique est réalisé par des "pads" en or (couche fine métallisée), visibles sur la figure 3.4 (gauche) à l'extrémité des microsoudures, de surface  $S_{\text{Au}} = 2 \times 2 \text{mm}^2$ . La contribution dominante au lien thermique est la résistance de Kapitza, exprimée en

conductance par unité de surface,  $G_k$ . Le transfert de puissance est donné par l'équation (3.8) avec l'exposant  $m = 4$ .

$$P_{ab} = S_{\text{Au}} G_k (T_a^m - T_b^m) \quad (3.8)$$

Les transferts de puissance dépendent à la fois des couplages entre les bains thermiques et de la température de ces derniers, ce qui implique que les variations de températures des différents éléments du système thermique sont régies par un système d'équations différentielles couplées [49]. Si le système d'équations ne peut pas être résolu analytiquement, ce qui est le cas pour le modèle thermique des bolomètres du CRYOCUBE, il est possible d'utiliser des outils d'intégration numérique pour obtenir la forme des impulsions de température au niveau des différents bains. Les impulsions de température du cristal, des phonons et des électrons, sont représentées en rouge, orange et bleu, au-dessus du bain thermique correspondant sur la figure 3.4. La montée rapide de la température du cristal caractérise la thermalisation, rapide elle aussi, des phonons dans le cristal (voir la discussion de la section 7.4.1). Du fait du faible lien thermique avec le cryostat, la température s'élève également rapidement dans le Ge-NTD. La courbe bleue, qui est associée aux électrons, nous intéresse particulièrement car elle régit la valeur de la résistance  $R(T_e)$  du Ge-NTD. On remarque que la montée de la variation de température est plus lente que pour les deux autres bains thermiques, à cause du couplage électron-phonon. Le temps de décroissance est imposé par le faible lien thermique avec le cryostat. Ce modèle thermique permet d'optimiser les différents liens thermiques pour améliorer les performances du détecteur et comprendre la forme des impulsions de température mesurées [49]. La tour suspendue permet quant à elle de fortement atténuer les vibrations au niveau du cristal induites par le système cryogénique [125]. On notera que la tour suspendue est nécessaire car le détecteur RED20, un bolomètre en germanium de 33.4 g sans électrodes utilisé pour une étude de matière noire en surface [29], n'est pas installé dans le support anti-vibrations de RICOCHET présenté (en violet) sur la figure 3.6. Les vibrations sont mesurées comme un bruit sur le signal chaleur qui dégrade la résolution en énergie du détecteur. Opéré à une température régulée de 17 mK et avec un Ge-NTD polarisé à 1 nA (sa résistance est de 3.4 M $\Omega$ ), une résolution ligne de base de 17.7 eV (RMS) a été atteinte par RED20, améliorant la résolution d'un facteur 2 à 3 par rapport à son opération sans tour suspendue. Le dispositif expérimental et le spectre en énergie obtenu sont présentés sur la figure 3.5.

### 3.2.3 Performances et vibrations

Les électrodes du Ge-NTD correspondent à une surface de 2 mm<sup>2</sup>, ce qui représente un lien thermique de 2.1 nW/K. Ce lien thermique est sous-dominant par rapport au couplage électron-phonon de 6.7 nW/K, assurant au détecteur de correctement intégrer toute la chaleur du signal [151].

La réduction des vibrations est un vecteur majeur pour l'amélioration de la résolution en énergie de la voie de mesure du signal chaleur. Or, la solution d'une tour suspendue présentée sur la partie gauche de la figure 3.5, certes efficace, impose un temps de thermalisation fortement allongé. Le



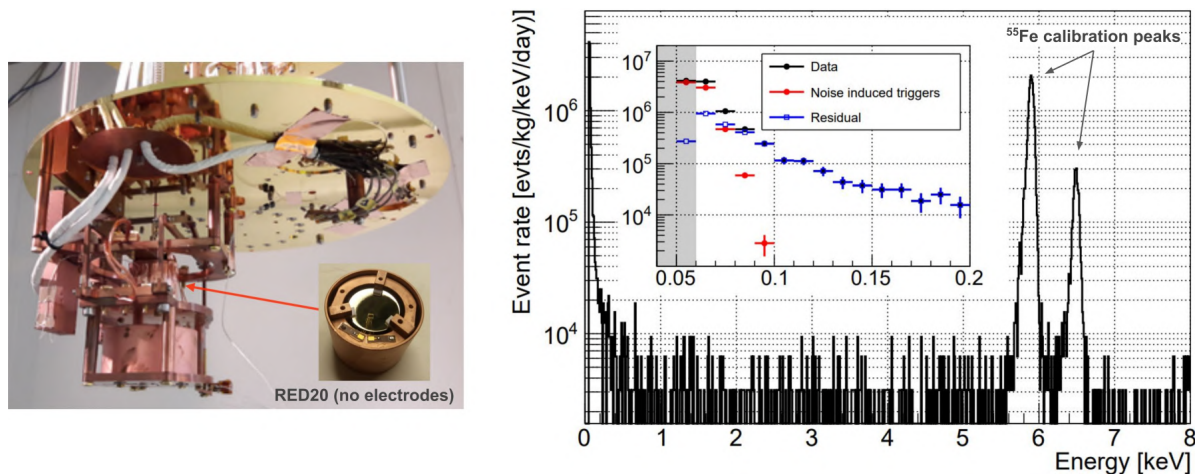


Figure 3.5 – **A gauche** : détecteur RED20 de 32 g en Ge, sans électrode, et équipé d'un Ge-NTD, installé sur une tour suspendue par un ressort [125] pour atténuer les vibrations liées au cryostat. **A droite** : spectre en énergie obtenu avec ce détecteur. La source de calibration utilisée est une source de  $^{55}\text{Fe}$  qui produit un doublet de rayons X (raies  $K_\alpha$  et  $K_\beta$ ) à 5.9 et 6.5 keV. L'encart montre la contribution des événements associés au bruit (noise induced trigger en rouge) dans le taux d'événements total mesuré (en noir). En bleu on trouve la différence entre les données (noir) et cette contribution en rouge. La résolution ligne de base du détecteur est de 17.7 eV (RMS)[34]. Images extraites de [34]

spectre en énergie obtenu lors d'une étude matière noire de surface avec un détecteur sans électrode (RED20) est présenté sur la partie droite de la figure 3.5. De plus, la raideur du ressort optimale dépend de la masse des détecteurs à suspendre. Or, cette charge peut varier d'une expérience à l'autre. Enfin, c'est une solution difficile à intégrer dans une expérience comme RICOCHET où se trouvent un grand nombre d'éléments dans le cryostat. Pour cette raison, un travail de conception d'un support de cristal anti-vibrations a été lancé. Cette conception a mené au dessin d'une géométrie dans laquelle le cristal est tenu par neuf billes en saphir. Six d'entre elles (trois latérales et trois sur la face plane supérieure) sont maintenues en contact à l'aide d'une lamelle en alliage de bronze, percée à un diamètre inférieur au diamètre équatorial des billes pour retenir celles-ci. L'élasticité de la lamelle de bronze permet de compenser la dilatation thermique relative des différents matériaux du support tout en assurant une certaine élasticité à froid. Les trois billes inférieures forment un plan de référence et ne sont pas amorties. Il en résulte un système de maintien relativement élastique et dont la compression latérale et verticale est réglable. Nous voyons sur la figure 3.6 (à droite), le gain apporté par le nouveau support (violet, photographie du bas) par rapport à l'ancien support (orange, photographie du haut). L'ancien support possédait des lamelles d'alliage de bronze et de billes en saphir pour maintenir le cristal uniquement sur sa face supérieure, ce qui n'était pas optimal, en particulier pour contrôler la force de serrage à froid. Avec le nouveau support nous observons, sur la figure 3.6, une atténuation de deux ordres de grandeur du bruit de vibration à 1 Hz. Ces résultats ont été reproduits sur trois autres détecteurs et ont ainsi validé cette stratégie de mitigation des vibrations.

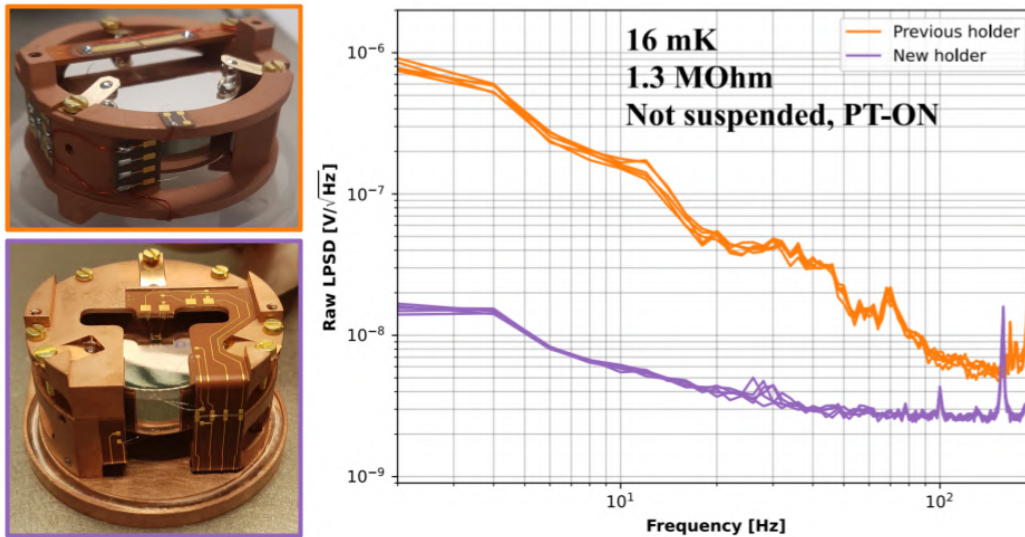


Figure 3.6 – **A gauche** : photographie du même détecteur de type PL38 avec l'ancien support (en haut, encadré orange) et le nouveau support (en bas, encadré violet). **A droite** : densité spectrale de puissance linéaire (LPSD) en fonction de la fréquence pour l'ancien support (orange) et le nouveau support (violet) obtenues dans des conditions expérimentales similaires.

Les avantages d'individualiser, par détecteur, le système de réduction des vibrations présente de nombreux avantages. Comme par exemple le temps de thermalisation des détecteurs qui est plus rapide avec ces supports qu'avec la tour suspendue, ou le fait que la raideur de l'amortisseur ne dépend pas du nombre de détecteurs et offre ainsi une très grande reproductibilité dans le montage et les performances anti-vibrations. Il réduit aussi le nombre d'interfaces de contact et donc la conductivité thermique particulièrement importante pour le détecteur CRYOCUBE pour lequel une dissipation de  $1 \mu\text{W}$  à 10 mK est attendu (voir la section 3.4). La résolution attendue des bolomètres du CRYOCUBE de RICOCHET est de l'ordre de  $\mathcal{O}(10)$  eV. Il a été montré, avec RED20 qu'une telle résolution est atteignable avec des solutions techniques semblables à celles envisagées par RICOCHET. La sélection et la caractérisation des détecteurs permet de sélectionner les senseurs Ge-NTD les plus performants.

## 3.3 Signal d'ionisation

### 3.3.1 Théorème de Shockley-Ramo

La mesure de charge est réalisée en appliquant un champ électrique dans le cristal au moyen de plusieurs électrodes à sa surface. L'image que l'on se fait, à tort, du processus de détection, est que les charges sont attirées au niveau des électrodes par le champ électrique et y induisent un courant électrique. En réalité ce n'est pas l'absorption de la charge par le métal qui crée le signal mais son

déplacement dans le champ électrique. Le courant instantané induit par un déplacement d'électrons,  $I$ , est décrit par le théorème de Shockley-Ramo [152, 163] :

$$I = \pm e \cdot (\vec{E} \cdot \vec{v}) \quad (3.9)$$

où  $e = 1.602176634 \cdot 10^{-19}$  A.s est la charge élémentaire,  $\vec{E}$  la valeur du champ électrique de polarisation des électrodes (à la position de l'électron) et  $\vec{v}$  la vitesse de l'électron. Dans RICOCHET, l'électronique de lecture possède une réponse électrique de l'ordre de  $10 \mu\text{s}$  alors que l'évolution du courant instantané (produit lors du déplacement des charges) est d'environ  $33 \mu\text{s}$ . Le courant instantané est codé dans le temps de montée des impulsions, mais la charge totale est mesurée par l'intégrale du courant  $I$ . Le théorème de Shockley-Ramo intégré s'écrit alors comme l'équation (3.10) et l'on note  $Q$  la charge électrique correspondante à une électrode  $k$  du circuit engendrée par un déplacement de charge d'une position initiale  $\vec{x}_1$  vers une position finale  $\vec{x}_2$ . Le potentiel de Ramo vu par l'électrode  $k$  est noté  $V_k(\vec{x})$ :

$$Q_k = \int I = \pm e [V_k(\vec{x}_2) - V_k(\vec{x}_1)] \quad (3.10)$$

Dans cette expression, le symbole  $V_k$  désigne le potentiel (ou champ) de Ramo de l'électrode  $k$ , qui se calcule pour chaque électrode en imposant son potentiel à 1 V et en mettant le potentiel de tous les autres conducteurs à 0 V. La charge mesurée,  $Q_k$ , ne dépend pas de la trajectoire des charges mais uniquement de la différence du champ de Ramo entre leur position initiale ( $\vec{x}_1$ ) et leur position finale ( $\vec{x}_2$ ).

Supposons qu'un événement dans le détecteur produise  $N$  paires  $e^-/h^+$  à la position  $\vec{x}_0$ , la charge mesurée par une électrode  $k$  est donnée par l'équation (3.11) :

$$\begin{aligned} Q_k &= \int I = -e \sum_n^N [V_k(\vec{x}_{1,n}) - V_k(\vec{x}_0)] + e \sum_n^N [V_k(\vec{x}_{2,n}) - V_k(\vec{x}_0)] \\ Q_k &= \int I = e \sum_n^N [V_k(\vec{x}_{2,n}) - V_k(\vec{x}_{1,n})] \end{aligned} \quad (3.11)$$

Dans cette notation  $\vec{x}_{i,n}$  représente la position du  $n$ -ième électron ( $i = 1$ ) ou du  $n$ -ième trou ( $i = 2$ ) à la fin de leur déplacement. Si l'on suppose que toutes les charges voient le même potentiel de Ramo associé à l'électrode  $k$ ,  $V_k$ , alors le courant intégré est proportionnel au nombre d'électrons-trous créés, ce qui permet d'estimer l'énergie déposée. En effet, la production d'une paire  $e^-/h^+$  dans le germanium demande une énergie de 3 eV. Lorsque des charges sont stoppées dans leur déplacement, à cause de pièges ou d'écrantage électrostatique entre les charges, la charge observée sur les électrodes sera modifiée, amenant à une reconstruction erronée de l'événement qui a produit les charges initiales. Or, il n'est pas possible d'obtenir un champ parfaitement uniforme. On définit alors la notion

de volume fiduciel et de qualité de collecte de charge. Le volume fiduciel est défini comme le volume interne au cristal de germanium dans lequel le champ électrique est suffisamment uniforme pour collecter complètement les charges. La qualité de collecte de charge correspond au rapport des événements détectés avec une collecte incomplète divisée par le nombre d'événements détectés avec collecte de charge complète. Nous verrons que les deux géométries de bolomètres du CRYOCUBE, PL38 et FID38, qui seront présentées à la section 3.3.3, fournissent des performances de qualité de collecte de charge différentes.

### 3.3.2 Matrices de capacité électrique

En considérant le modèle de condensateur plan constitué de deux conducteurs de surface  $S$  séparés d'une distance  $d$  par un matériau de permittivité électrique  $\epsilon_r \epsilon_0$ , la capacité électrique associée est donnée par la relation (3.12). On note  $\epsilon_r$  la permittivité relative du matériau et  $\epsilon_0 \simeq 8.854 \times 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$  la permittivité diélectrique du vide.

$$C = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{S}{d} \quad (3.12)$$

Un détecteur PL38 peut être modélisé approximativement comme un condensateur plan de surface  $S = \pi(\phi/2)^2$ , avec  $\phi = 30 \text{ mm}$  le diamètre du cristal, espacé d'une distance de  $d = 10 \text{ mm}$ , l'épaisseur du cristal. La permittivité diélectrique du germanium est  $\epsilon_r = 16.2$ , ce qui donne  $C \simeq 10.13 \text{ pF}$ . Cette valeur de capacité est compatible avec une résolution ionisation de 20 eVee (voir le chapitre 5). La capacité  $C$  définit la quantité de charge  $Q$  (et  $-Q$ ) requise sur les deux plaques conductrices, pour induire une différence de potentiel  $\delta V$  selon l'équation (3.13).

$$C = \frac{Q}{\delta V} \quad (3.13)$$

Le calcul de la capacité électrique est plus complexe lorsqu'on considère la géométrie exacte des détecteurs. Il faut tenir compte du support du détecteur comme référence de tension (masse électrique) et des différentes électrodes, spécialement pour les détecteurs avec fiducialisation (FID38). On définit alors le vecteur de charge pour chaque électrode  $\vec{Q}$  et le vecteur de potentiels électriques  $\vec{V}$ , qui sont reliés par une matrice de capacité, notée  $C$  et appelée *matrice de capacité de Maxwell*.

$$\vec{Q} = C\vec{V} \quad \text{avec} \quad C_{ij} = \frac{\partial Q_i}{\partial V_j} \quad (3.14)$$

On préférera cependant la *matrice de capacité mutuelle*  $C^m$  [132]. Ses éléments s'obtiennent à partir de la matrice de capacité de Maxwell selon la relation (3.15).

$$\begin{cases} C_{ii} = \sum_j C_{ij}^m & \forall i \\ C_{ij} = -C_{ij}^m & \forall (i, j), i \neq j \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} C_{ii}^m = \sum_j C_{ij} & \forall i \\ C_{ij}^m = -C_{ij} & \forall (i, j), i \neq j \end{cases} \quad (3.15)$$

Le lien entre les éléments de matrice et leur signification en terme de couplage capacitif est illustré par la figure 3.7, où l'on voit la matrice de capacité mutuelle d'un système à quatre électrodes (numérotées de 1 à 4), d'un point de vue schématique à gauche et matriciel à droite.

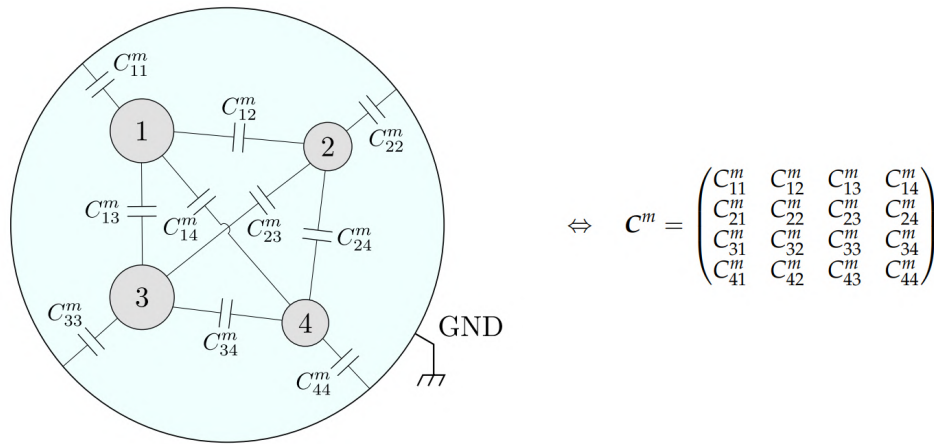


Figure 3.7 – Représentation graphique des éléments de la matrice de capacité mutuelle entre quatre éléments.  
Image extraite de [132]

L'obtention des valeurs des éléments de matrice de capacité mutuelle peut se faire à l'aide d'une simulation électrostatique du cristal dans son support comme nous allons le voir.

### 3.3.3 Optimisation des électrodes

Les électrodes sont réalisées en aluminium de quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur par des procédés de dépôt de couche mince et de photolithographie. Le cristal de germanium est d'abord traité par bombardement d'ions afin de retirer la fine couche d'oxyde à sa surface, qui est ensuite traitée pour devenir du germanium amorphe, isolant électrique. C'est sur cette couche amorphe que l'aluminium est déposé. La géométrie des électrodes des détecteurs RED a été optimisée par D. Misiak [132] à l'aide du logiciel de simulation COMSOL MultiPhysics®. Plus précisément, il a optimisé les dimensions des différentes longueurs des paramètres qui définissent la géométrie des deux types de détecteurs du CRYOCUBE : les détecteurs plans PL38 et les détecteurs avec fiducialisation FID38, dont les caractéristiques géométriques sont présentées sur la figure 3.8.

Le logiciel COMSOL MultiPhysics® a également permis de calculer les valeurs des matrices de capacité mutuelle pour les géométries d'électrodes PL38 et FID38. Les valeurs obtenues sont données par l'équation (3.16).

$$C_{\text{PL38}}^m = \begin{pmatrix} 4.06 & 10.86 \\ 10.86 & 4.06 \end{pmatrix} \text{pF} \quad C_{\text{FID38}}^m = \begin{pmatrix} 1.46 & 10.19 & 4.02 & 2.58 \\ 10.19 & 1.18 & 2.58 & 1.98 \\ 4.02 & 2.58 & 1.46 & 10.19 \\ 2.58 & 1.98 & 10.19 & 1.18 \end{pmatrix} \text{pF} \quad (3.16)$$

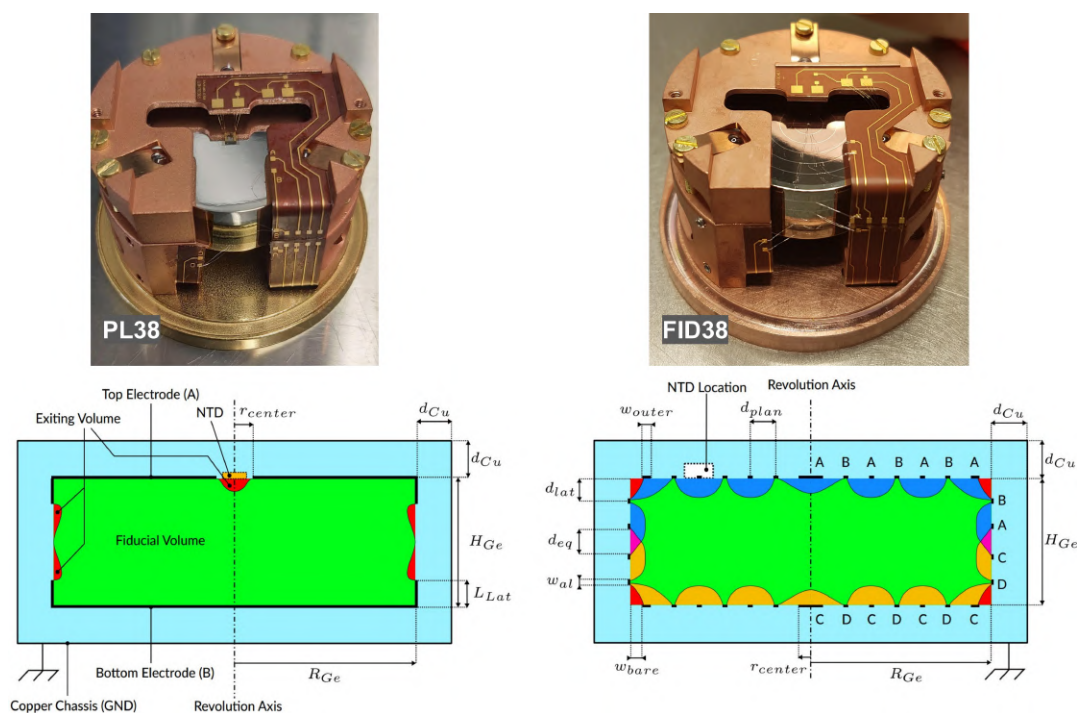


Figure 3.8 – **En haut** : photographie de deux détecteurs RED, un planaire optimisé (PL38) à gauche et un détecteur avec fiducialisation optimisé à droite (FID38). **En bas** schéma de vue en coupe du cristal dans son support, avec le volume fiduciel en vert, le vide entre le cristal et le support en bleu clair. **A gauche** : pour un détecteur planaire (PL38). **A droite** : pour un détecteur avec fiducialisation et ses quatre électrodes A,B,C et D. Les électrodes veto A et C permettent de créer les volumes de détection bleus et jaunes pour rejeter les événements de surface.

On remarque que la valeur de la capacité entre les deux électrodes du détecteur PL38 est très proche de la valeur calculée à l'aide du modèle très simplifié de deux électrodes planes (10.19 pF contre 10.13 pF précédemment), ce qui valide les simulations réalisées. Les termes diagonaux de ces matrices de capacité mutuelle sont les termes les plus faibles et correspondent à la capacité entre chaque électrode et le support en cuivre (masse électrique).

Le signal électrique mesuré lors de la collecte d'une charge électrique  $Q$  par une électrode est donné par le rapport  $\delta V = Q/C$ . Donc plus la capacité est faible, plus la tension, image du signal d'ionisation, sera importante. Or, le câblage qui permet d'amener les signaux du détecteur jusqu'aux amplificateurs contribue également à la capacité totale. On estime que les câbles EDELWEISS utilisés dans le cryostat LIO, d'une longueur d'environ 2 m, ajoutent environ 125 pF de capacité électrique de câblage [132]. La stratégie de RICOCHET consiste à diminuer la contribution du câblage en amenant le premier amplificateur à seulement 5 cm du détecteur, mais aussi en améliorant l'isolation des conducteurs électriques entre les électrodes et l'amplificateur, comme nous le verrons aux chapitres 5 et 6. Le tableau 3.1 compare les caractéristiques principales des détecteurs PL38 et FID38. La capacité de rejet des événements de surface, permise par la géométrie FID38, apporte en contrepartie un volume fiduciel (le volume de détection utile) dégradé de 30% par rapport à la géométrie PL38. Cette dégradation s'associe à un champ électrique dans le matériau plus faible et surtout moins uniforme, ce qui peut impacter significativement l'efficacité de collection de charges. La géométrie

Caractéristique	PL38	FID38
Volume fiduciel [%]	99.2	70
champ électrique [V/cm]	> 0.9	> 0.2
rejet de surface	Non	Oui
capacité électrique [pF]	10.86	10.19

Table 3.1 – Comparaison des géométries PL38 et FID38 en terme de caractéristiques liées aux performances des détecteurs.

plus fine des électrodes du FID38 induit une capacité électrique légèrement plus faible que pour le PL38. Nous verrons au chapitre 5 que les détecteurs FID38 possèdent a priori une résolution ionisation meilleure que les PL38, à capacité parasite de câblage équivalente. Les valeurs optimisées des grandeurs géométriques associées au dessin des électrodes des géométries PL38 et FID38 sont données dans le tableau 3.2. Les performances des détecteurs planaires PL38 avec un amplificateur source commune à base de HEMT sont présentées au chapitre 6, les modèles théoriques de l'électronique froide des PL38 et FID38 sont présentés au chapitre 5.

Nom du paramètre	Symbole	Valeur
<b>Paramètres communs PL38 et FID38</b>		
Hauteur du cristal de Ge	$H_{Ge}$	10 mm
Rayon du cristal de Ge	$R_{Ge}$	15 mm
Distance cristal/support en cuivre	$d_{Cu}$	3 mm
Épaisseur d'électrode	$h_{Al}$	50 nm
Tension de polarisation (électrodes B-D)	$V_{bias}$	2 V
Facteur de symétrie de la tension de polarisation	$S_{bias}$	0.5
<b>Paramètres spécifiques PL38</b>		
Rayon d'ouverture dans l'électrode pour le NTD	$r_{center}$	1.5 mm
Longueur de recouvrement latéral	$L_{lat}$	2 mm
<b>Paramètres spécifiques FID38</b>		
Largeur des électrodes annulaires	$w_{Al}$	80 $\mu$ m
Rayon de l'électrode centrale	$r_{center}$	0.25 mm
Largeur de Ge à nue sur les arrêtes	$w_{bare}$	0.3 mm
Largeur de l'électrode véto la plus externe	$w_{outer}$	0.08 mm
Nombre d'anneaux d'électrodes de collecte (B, D)	$n_{plan}$	7
Nombre d'anneaux d'électrodes de véto (A, C)	$n_{lat}$	2
Distance entre les électrodes sur les faces planes	$d_{plan}$	1.98 mm
Distance entre les électrodes sur les faces latérales	$d_{lat}$	2.40 mm
Distance équatoriale	$d_{eq}$	2 mm
Rapport de tension électrodes véto / électrodes de collecte	$R_{veto}$	-0.25

Table 3.2 – Valeur des paramètres optimisés pour les détecteurs planaires et avec fiducialisation. On notera les formes optimisées de ces types de détecteurs, PL38 et FID38 respectivement. Les valeurs optimales ont été obtenues par simulation électrostatique [132]. Le schéma de ces deux géométries est donné dans la figure 3.8.

### 3.3.4 Rapport d'ionisation et discrimination

L'énergie d'ionisation  $E_{\text{ion}}$ , associée au dépôt d'énergie d'une particule incidente, est donnée par le nombre  $N_p$  de paires ( $e^-/h^+$ ) multiplié par l'énergie moyenne de création de paire,  $\epsilon_{eh}$ , qui vaut 3.0 eV pour le germanium. Le nombre de paires créées est simplement la charge totale mesurée,  $Q = C \cdot \delta V$ , divisée par la charge électrique d'une seule charge,  $e$ . L'énergie d'ionisation s'exprime en fonction de la variation de tension mesurée  $\delta V$  et de la capacité du circuit  $C$  selon l'équation (3.17).

$$E_{\text{ion}} = N_p \cdot \epsilon_{eh} = \frac{C \cdot \delta V}{e} \cdot \epsilon_{eh} \quad (3.17)$$

L'énergie d'ionisation est donc directement proportionnelle à la tension mesurée. L'optimisation des composants électriques du circuit d'amplification, pour la mesure de charge, sera présentée au chapitre 5.

L'effet Neganov-Trofimov-Luke (NTL) [123, 137] intervient lorsque des charges se déplacent dans un champ électrique et produisent un travail. Il en résulte des phonons secondaires, les phonons NTL. Cet effet peut être vu comme un équivalent de l'effet joule : plus le champ électrique dans le cristal est important, plus la production de phonons est grande. L'équation (3.18) montre la relation entre la tension de polarisation  $V_{\text{bias}}$ , l'énergie de création de paire  $\epsilon_{eh} \simeq 3$  eV, l'énergie d'ionisation  $E_{\text{ion}}$  et l'énergie liée au travail des charges dans le semi-conducteur  $E_{\text{NTL}}$ . On notera que dans l'équation (3.18), par convention, la charge  $e$  est absorbée par  $\epsilon_{eh}$  ( $\epsilon_{eh} \simeq 3$  eV/ $e$ ).

$$E_{\text{NTL}} = N_p \cdot e \cdot V_{\text{bias}} = E_{\text{ion}} \frac{V_{\text{bias}}}{\epsilon_{eh}} \quad (3.18)$$

Le signal chaleur se décompose alors en deux contributions, l'énergie de recul  $E_R$  transportée par les phonons produits lors de l'impact, et l'énergie  $E_{\text{NTL}}$ , transportée par les phonons secondaires issus de l'effet NTL, selon la relation (3.19).

$$\begin{aligned} E_{\text{heat}} &= E_R + E_{\text{NTL}} \\ &= E_R \left( 1 + \frac{E_{\text{ion}} V_{\text{bias}}}{E_R \epsilon_{eh}} \right) \\ &= E_R \left( 1 + Q(E_R) \frac{V_{\text{bias}}}{\epsilon_{eh}} \right) \end{aligned} \quad (3.19)$$

On introduit alors le rapport d'ionisation, ou quenching,  $Q^4$ . Cette relation montre que si la tension de polarisation  $V_{\text{bias}} \gg \epsilon_{eh}/Q$ , l'énergie de chaleur est totalement dominée par les phonons NTL et il en résulte que l'énergie de chaleur est proportionnelle à l'énergie d'ionisation. Dans le cas où la tension de polarisation  $V_{\text{bias}}$  est nulle, l'énergie de chaleur est simplement égale à l'énergie

---

4. le quenching est souvent noté  $Q$ , mais pour éviter une confusion avec la charge électrique, on choisira  $Q$



de recul  $E_R$ . Nous pouvons noter que la valeur du rapport d'ionisation  $\mathcal{Q}$  dépend de la nature de l'interaction :

- **Recul électronique** - Pour les reculs électroniques, on définit  $\mathcal{Q} = 1$ . Les reculs électroniques sont produits principalement par les photons  $\gamma$  et  $X$ .
- **Recul nucléaire** - Les reculs nucléaires induisent un rapport d'ionisation  $\mathcal{Q} < 1$  qui dépend de l'énergie de recul  $E_R$ . Le modèle le plus communément considéré est le modèle de Lindhard, voir l'équation (3.20). Pour le germanium,  $Z = 32$  et  $A = 72.64$

$$\mathcal{Q}(E_R) = \frac{k \cdot g(E_R)}{1 + k \cdot g(E_R)} \quad (3.20)$$

$$k = 0.133 \cdot Z^{\frac{2}{3}} \cdot A^{-\frac{1}{2}}$$

$$g = 3 \cdot u^{0.15} + 0.7 \cdot u^{0.6} + u$$

$$u = 11.5 \cdot E_R \cdot Z^{-\frac{7}{3}}$$

- **Fond non ionisant** - Le bruit de fond d'événements non-ionisants correspond à  $\mathcal{Q} = 0$ . Ce bruit de fond est observé par l'ensemble des expériences de matière noire et de CE $\nu$ NS comme un excès exponentiel à basse énergie (voir la figure 2.9).

Le passage d'une représentation des données en énergie  $E_{\text{ion}}(E_{\text{heat}})$  en rapport d'ionisation  $\mathcal{Q}(E_R)$  se fait selon l'équation (3.21).

$$\begin{cases} E_{\text{heat}} &= E_R \left(1 + \mathcal{Q} \frac{V_{\text{bias}}}{\epsilon_{eh}}\right) \\ E_{\text{ion}} &= \mathcal{Q} \cdot E_R \end{cases} \equiv \begin{cases} \mathcal{Q} &= E_{\text{ion}} \left(E_{\text{heat}} - E_{\text{ion}} \frac{V_{\text{bias}}}{\epsilon_{eh}}\right)^{-1} \\ E_R &= E_{\text{heat}} - E_{\text{ion}} \frac{V_{\text{bias}}}{\epsilon_{eh}} \end{cases} \quad (3.21)$$

L'expérience EDELWEISS-III a utilisé la différence de rapport d'ionisation entre des reculs électroniques et des reculs nucléaires. La figure 3.9 montre l'énergie d'ionisation (en eV équivalent électron) en fonction de l'énergie de recul  $E_R$  mesurée pour des reculs électroniques, produits par les  $X$  produits par la capture électronique du  $^{71}\text{Ge}$ , en bleu, et pour des reculs nucléaires, induits par les neutrons d'une source américium-béryllium (AmBe), en rouge. Le détecteur utilisé était un équivalent du PL38 de RICOCHET mais sur un cristal de germanium de 820 g. On distingue clairement les raies à 1.3 keV et 10.37 keV de l'activation du  $^{71}\text{Ge}$  et les neutrons de la source d'AmBe.

Le rapport d'ionisation des reculs nucléaires est encore mal connu en dessous de 1 keV alors que la connaissance de ce dernier est primordiale pour identifier les reculs nucléaires avec une erreur systématique la plus faible possible. L'état de l'art actuel des mesures du rapport d'ionisation  $\mathcal{Q}$  pour des neutrons dans le germanium fait ressortir une tension. Cette dernière est illustrée avec la figure 3.10 qui montre les derniers résultats de mesure du rapport d'ionisation dans le germanium par les expériences CONUS [53] et Dresden-II [64]. Les résultats de CONUS, figure 3.10 à gauche, ont été obtenus pour différentes énergies de neutrons incidents allant de  $249 \pm 2$  keV à  $790 \pm 11$  keV. Les valeurs de rapport d'ionisation obtenues sont compatibles avec le modèle de Lindhard (équation (3.20)) jusqu'à des énergies inférieures au keV. On notera que le rapport d'ionisation est de l'ordre

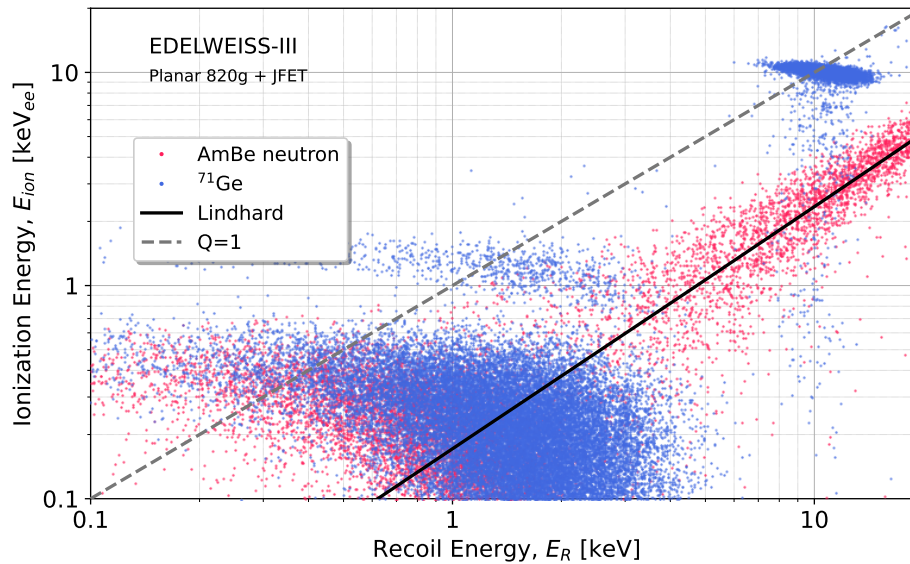


Figure 3.9 – Energie d’ionisation en fonction de l’énergie de recul pour des reculs électroniques (bleu) et des reculs nucléaires (rouge). Produits respectivement par l’activation du  $^{71}\text{Ge}$  et une source radioactive (AmBe). Le détecteur utilisé est un détecteur planaire de 820 g associé à une électronique JFET. La résolution ligne de base du détecteur est de 239 eVee (RMS) sur la voie ionisation et de 159 eVee (RMS) sur la voie chaleur.

de 0.17 pour un recul nucléaire de 1 keV.

Les résultats de Dresden-II, figure 3.10 à droite, sont hautement incompatibles avec la mesure de CONUS. Le rapport d’ionisation estimé selon les méthodes présentées par l’auteur augmente en dessous de 1 keV, passant de 0.17 à 0.35 lorsque l’énergie de recul nucléaire passe de 1 keV à 500 eV (points rouges). Une telle augmentation du rapport d’ionisation à basse énergie augmenterait la capacité de rejet du bruit de fond du CRYOCUBE et abaisserait le seuil de détection des événements ionisation-seule. Néanmoins il est nécessaire d’attendre des mesures complémentaires afin de s’assurer de la reproductibilité de ces résultats.

### 3.4 Le mini-CRYOCUBE

Le détecteur CRYOCUBE est un ensemble de détecteurs à 10 mK et de circuits imprimés électroniques à 1 K. Pour réduire au maximum la capacité parasite induite par le câble qui relie le détecteur à l’électronique, il a été décidé de réduire autant que possible la longueur du câble. Le mini-CRYOCUBE est un démonstrateur technique des solutions envisagées pour le CRYOCUBE. La figure 3.11 montre deux photographies annotées du mini-CRYOCUBE.

Il consiste en deux étages de cuivre, recouverts d’une fine couche d’or pour améliorer la conduction thermique d’interface, l’un accueille trois détecteurs RED, de type PL38 ou FID38, et l’autre étage accueille les amplificateurs électroniques. La distance entre l’étage 1 K et l’étage 10 mK est de 5 cm. Les pièces de structure, permettant de lier les deux étages, doivent respecter certains critères. D’abord la structure doit être rigide pour éviter la formation de vibrations à basse fréquence, partic-

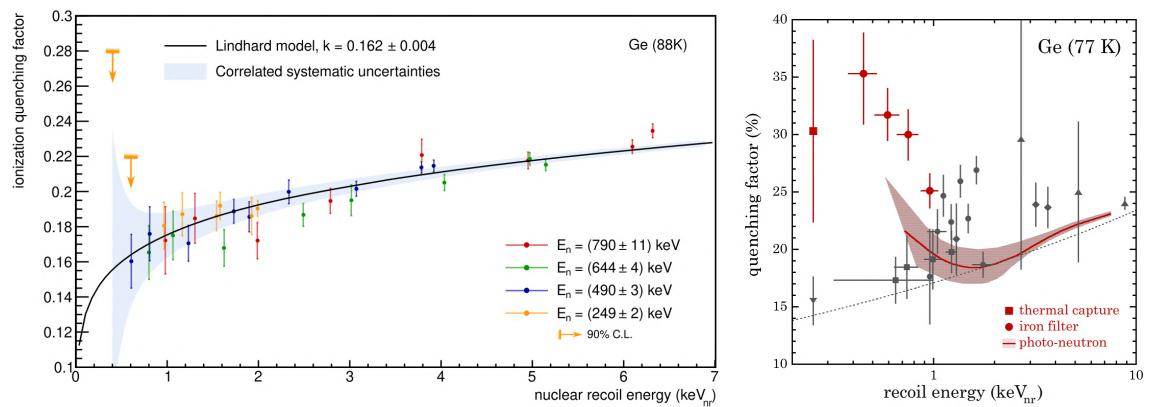


Figure 3.10 – Mesure du rapport d'ionisation, ou quenching,  $Q$  pour des reculs nucléaires dans le germanium. **A gauche** : résultats expérimentaux obtenus par la collaboration CONUS pour différentes énergies de neutron incidents (différentes couleurs) [53]. Le modèle de Lindhard pour  $k = 0.162 \pm 0.004$  est représenté par une ligne noire continue. **A droite** : résultats expérimentaux obtenus par les membres de l'expérience Dresden-II (en rouge) [64], comparés à des mesures d'autres expériences (en gris), la ligne pointillée noire représente le modèle de Lindhard pour  $k = 0.157$ .

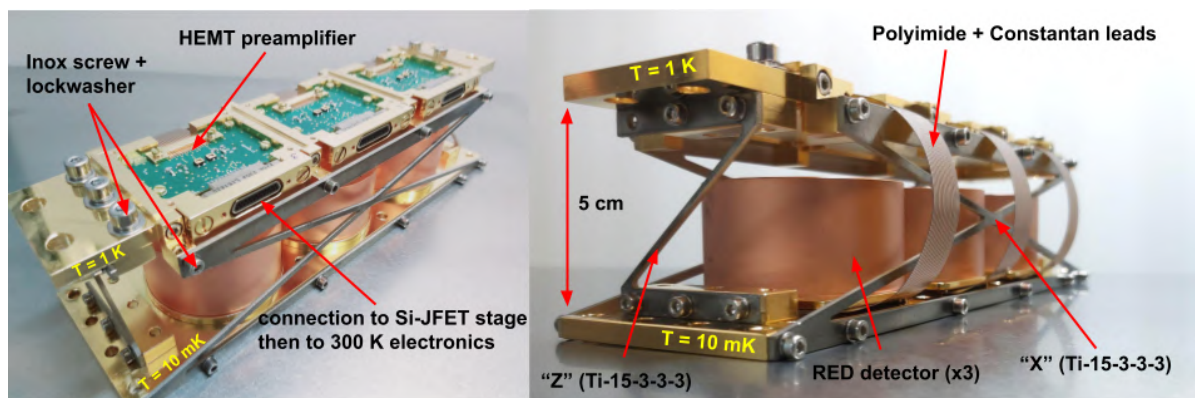


Figure 3.11 – Photographies du mini-CRYOCUBE. **A gauche** : positionnement des amplificateurs de charge HEMT au-dessus des détecteurs. Pour assurer une rigidité mécanique malgré la contraction thermique différentielle des matériaux, toutes les vis, en inox, sont associées à une rondelle déformée, appelée *lockwasher* mais semblable à une rondelle Belleville. On voit également le connecteur vers l'amplificateur de la voie chaleur (Si-JFET à 50 K), puis vers la boîte bolomètre, en dehors du cryostat, à 300 K. **A droite** : vue de profil du mini-CRYOCUBE où l'on voit les "X" et "Z" en timétal (Ti-15-3-3-3) ainsi que les circuits imprimés, de type kaptons, en polyimide avec des pistes en constantan (alliage de cuivre et de nickel). Les détecteurs RED sont cachés par le couvercle anti-infrarouge cylindrique en cuivre. Trois d'entre eux sont installés dans le mini-CRYOCUBE.

ulièrement problématiques pour la mesure chaleur (voir section 3.2.3). Le matériau doit également isoler thermiquement les deux étages de façon efficace, pour éviter que la puissance thermique parasite apportée par l'étage 1 K sur l'étage 10 mK ne dégrade les performances du détecteur. Compte tenu du modèle de cryostat utilisé dans RICOCHET, il faut limiter la puissance thermique telle que  $P_{th} \leq 1 \mu\text{W}$ . Pour ce faire nous avons réalisé des pièces de connexion en forme de "X" et de "Z"

pour maximiser la distance de conduction thermique et donc réduire le gradient de température entre les deux étages. Les connexions thermiques entre les deux étages se font donc soit par ces pièces, soit par les circuits imprimés flexibles, en polyimide, sur lesquels des conducteurs en constantan (un alliage de cuivre et de nickel) connectent électriquement le détecteur aux amplificateurs. Les pièces rigides sont réalisées en timétal (Ti-15-3-3-3) qui présente une conductivité thermique faible, de  $52.8 \text{ mW.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et une grande rigidité. A titre de comparaison, le tableau 3.3 donne la conductivité thermique d'une liste de matériaux utilisés pour la fabrication du mini-CRYOCUBE.

Matériaux	Conductivité thermique [ $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ]
Cu	131
Au	18
Quartz	10
Saphir	1.35
Ti-15-3-3-3	$52.8 \times 10^{-3}$
Constantan	$36.8 \times 10^{-3}$
Laiton	$\simeq 30 \times 10^{-3}$
Inox 304	$19.0 \times 10^{-3}$
Epoxy (Araldite®)	$\simeq 8 \times 10^{-3}$
Polyimide	$0.92 \times 10^{-3}$

Table 3.3 – Conductivité thermique des matériaux utilisés (ou prévus d'être utilisés) dans le mini-CRYOCUBE à 1 K. Pour le cuivre, on considère du  $\text{CuC}_2$  avec un rapport de résistivité résiduelle (RRR) de 100.

### 3.4.1 Segmentation

Le CRYOCUBE est composé de sous-éléments, les détecteurs RED. Ils sont composés de cristaux de germanium ultra purs, HPGe de type N, présentant un taux de défaut inférieur à  $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ <sup>5</sup>, de dimensions  $\phi = 30 \text{ mm}$  et  $h = 10 \text{ mm}$ , fabriqués par Mirion Technologies. Il ont une masse entre 38 et 42 g<sup>6</sup> et sont placés dans un support en cuivre sur lequel un circuit imprimé flexible est collé. Ce dernier permet de connecter les senseurs du cristal avec le reste du circuit. La masse  $M$  des éléments du détecteur segmenté impacte la résolution en énergie, comme le montre la partie gauche de la figure 3.12, selon une loi en  $M$  ou en  $\sqrt{M}$  en fonction des régimes d'opération des senseurs (détection de phonons thermiques ou athermiques). La masse des cristaux des détecteurs RED a été optimisée en considérant le taux d'événement  $\text{CE}\nu\text{NS}$ , par cristal, en fonction de la masse du détecteur. Sur la partie droite de la figure 3.12, nous voyons que la masse optimale se trouve être autour de 30-40 g. Pour comprendre pourquoi on observe cet optimum nous pouvons remarquer que le taux de  $\text{CE}\nu\text{NS}$  augmente avec la masse, mais que le seuil de détection augmente également. Au-delà de 100 g par cristal l'augmentation de la masse ne suffit pas à compenser la perte de seuil. En dessous de 10 g, le seuil est suffisamment bas pour ne pas limiter le taux d'événement. Entre 10 et 100

5. un échantillon de  $1 \text{ cm}^3$  de germanium pur à 300 K contient environ  $4.2 \times 10^{22}$  atomes

6. le diamètre est légèrement supérieur à 30 mm pour garantir  $M \geq 38 \text{ g}$

g on se trouve donc dans une région de transition d'un régime à l'autre qui se trouve être optimale. Choisir une masse de 40 g permet d'optimiser le taux d'événements  $CE\nu NS$  et rend possible la réalisation d'un détecteur de neutrinos de 1 kg. Un détecteur de cette taille rend possible la gestion du veto muon, une masse plus importante impliquerait un détecteur plus lent<sup>7</sup>.

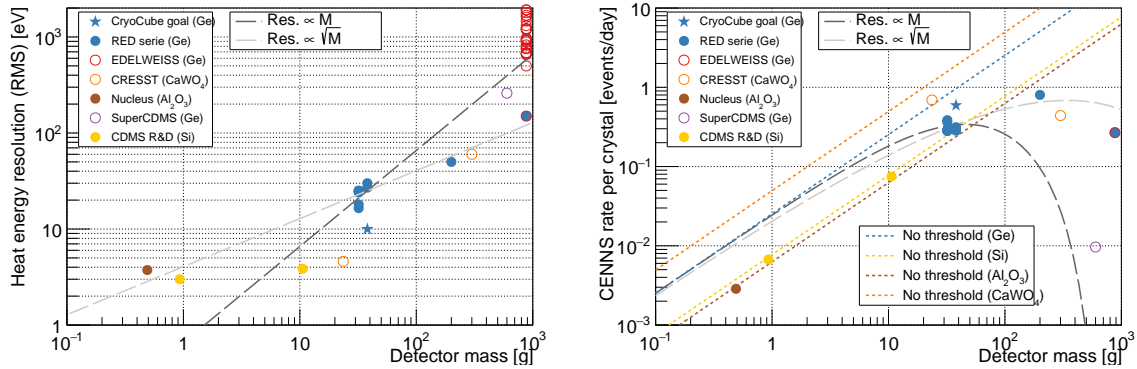


Figure 3.12 – **A gauche** : résolution en énergie chaleur (RMS) en fonction de la masse du cristal cible. **A droite** : taux d'événements  $CE\nu NS$  en fonction de la masse du cristal cible en considérant un seuil en énergie dépendant de la résolution. Image tirée de [49].

### 3.4.2 Étapes de développement

Les étapes de développement du CRYOCUBE sont présentées sur la figure 3.13. Les détecteurs RED sont les blocs élémentaires du CRYOCUBE. Ces derniers peuvent être placés trois par trois dans un mini-CRYOCUBE dont les performances seront détaillées au chapitre 6. Les futures étapes, à neuf, dix-huit et potentiellement vingt-sept détecteurs RED sont représentées à droite de la figure sous la forme de modélisations numériques. L'objectif est d'augmenter le nombre de détecteurs sans augmenter d'autant la charge thermique pour ne pas réchauffer les détecteurs ou surcharger le cryostat.

## 3.5 Résultats préliminaires de RICOCHET à l'IP2I

Dans cette section nous aborderons les derniers résultats de RICOCHET à l'IP2I. L'installation du cryostat RICOCHET a été réalisée entre octobre et novembre 2022, après un délai important lié à un problème de livraison, début octobre 2021, qui a engendré une fuite du circuit de dilution. Une phase de test et de validation des performances cryogéniques, effectuée entre novembre et juin 2022, a montré que le cryostat (à vide) descend à une température de 8 mK et présente un niveau de vibrations de l'ordre du  $\mu g/\sqrt{Hz}$ . La première mise en froid avec des détecteurs, et une électronique chaleur/ionisation opérationnelle, a eu lieu en juillet 2023 lors du RUN010, les résultats obtenus seront présentés et discutés à la fin de cette section.

7. on rappelle le taux de déclenchement du veto muon : 400-500 Hz

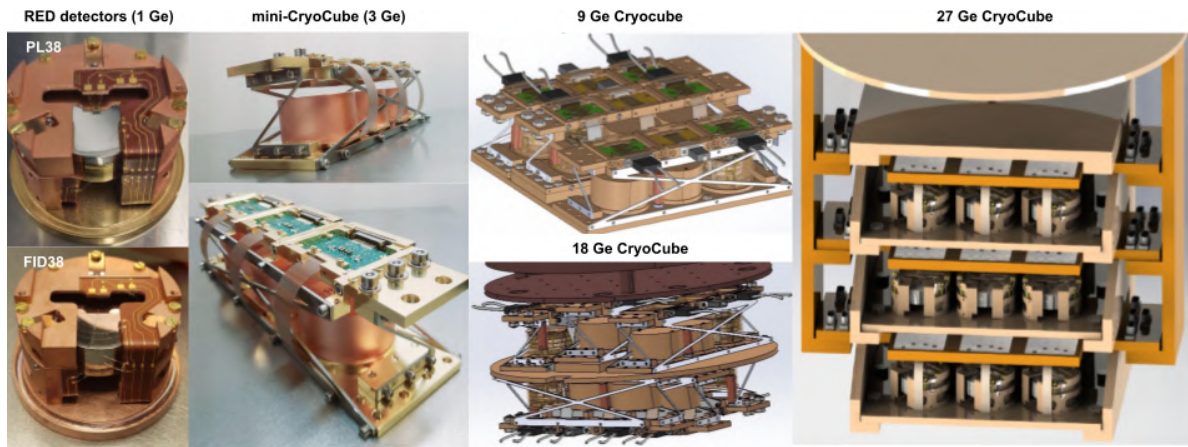


Figure 3.13 – Différentes étapes de la réalisation du CRYOCUBE dans sa forme complète. **De gauche à droite** : détecteurs RED permettant de valider les performances des senseurs. Ensuite le mini-CRYOCUBE a permis de valider les solutions thermiques pour faire cohabiter les étages 1 K et 10 mK du cryostat à 5 cm d'écart. Les futures étapes sont l'assemblage de trois mini-CRYOCUBE pour former un étage à neuf détecteurs. Cet étage sera ensuite dupliqué et adapté pour atteindre jusqu'à 27 détecteurs (en Ge, puis Si dans un second temps).

### 3.5.1 Électronique RICOCHET

L'électronique de RICOCHET est répartie sur les étages, 10 mK (détecteurs, production du signal), 1 K (amplificateur de charge HEMT), 50 K découplé (amplificateur du signal chaleur, Si-JFET) et 300 K (connexion de la carte d'électronique sur une flasque du cryostat). Les cartes d'électronique à 300 K sont appelées les "boîtes bolomètres". Une seule carte permet de contrôler un détecteur, PL38 ou FID38, en terme de points de fonctionnement des HEMT et des Si-JFET mais aussi en terme de polarisation du Ge-NTD et des électrodes. Les signaux pré-amplifiés arrivent en entrée de la carte analogique, figure 3.14 (gauche), qui les transmet à la carte numérique, équipée d'un processeur FPGA Cyclone® V5, qui permet de les numériser et de les transmettre sur le réseau Ethernet grâce à une sortie optique. Les données peuvent alors être récupérées sur le réseau et sauvegardées sur des disques durs avant leur transfert au Centre de Calcul de l'IN2P3 pour être traitées.

Deux amplificateurs de charges, V1 et V2, sont actuellement en cours de test et validation afin de choisir la topologie d'amplificateur la plus performante pour les besoins de RICOCHET. Ces amplificateurs étaient nécessaires, bien que nous ayons obtenu de très bonnes résolutions avec un montage source commune (voir le chapitre 6). En effet, la puissance dissipée par les amplificateurs bouclés est plus faible que pour le montage source commune, qui n'était pas extrapolable, en l'état, à plus de 20 détecteurs. Ensuite, le gain du montage source commune n'est pas connu exactement et demande des mesures dédiées ce qui complexifie grandement l'interprétation des résultats. Avec les nouvelles topologies d'amplificateurs, le gain est connu parfaitement. Enfin, les nouveaux amplificateurs sont conçus pour ne pas être sensibles à l'effet Miller, un effet qui impacte les performances du système d'amplification. La figure 3.14 montre une photographie d'une carte d'acquisition prototype développée pour RICOCHET et montée sur le cryostat LIO lors de ses premiers tests.

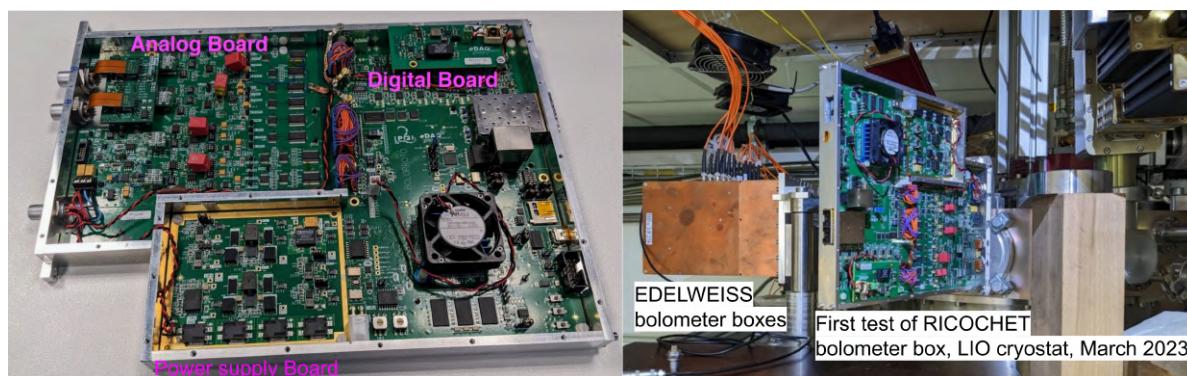


Figure 3.14 – **A gauche** : photographie du prototype de carte électronique pour la lecture des bolomètres de RICOCHET. **A droite** : premier test du prototype, installé sur le cryostat LIO à côté des boîtes de lecture utilisées pour EDELWEISS.

### 3.5.2 Mesures chaleur/ionisation

L'arrivée récente des cartes électroniques (boîtes bolomètres) de RICOCHET a permis de réaliser les premières mesures de détecteurs dans le cryostat RICOCHET à l'IP2I au cours du RUN010. Un mini-CRYOCUBE de trois détecteurs en germanium a ainsi été installé dans le cryostat (voir la figure 3.15). La carte électronique de RICOCHET (en haut à gauche, figure 3.15) intègre un amplificateur de charge basé sur des transistors HEMT ainsi qu'un amplificateur de chaleur basé sur des transistors bi-FET (Si-JFET). Avant leur installation dans le cryostat, les détecteurs sont exposés à une source de neutrons pour profiter des raies de calibration produites par activation du  $^{71}\text{Ge}$ . Le blindage interne PE/Cu n'était pas installé pour ces mesures car l'ajout de ce dernier allonge le temps de thermalisation et nous voulions tester l'électronique d'acquisition et déterminer les performances du mini-CRYOCUBE avec l'électronique RICOCHET. Ses performances avec un amplificateur HEMT source commune seront présentées au chapitre 5.

La figure 3.16 montre les premiers résultats chaleur/ionisation obtenus avec la carte d'acquisition de RICOCHET développée par le service eDAQ de l'IP2I et par le service électronique de l'institut Néel. Il s'agit de résultats préliminaires qui sont encore en cours d'analyse fine, les valeurs présentées ici pourraient différer des chiffres donnés dans une éventuelle future publication. L'énergie d'ionisation  $E_{\text{ion}}$  est représentée en fonction de l'énergie de recul  $E_R$  pour des reculs électroniques (bleu) et pour des reculs nucléaires (rouge). Les premiers sont issus d'un jeu de données de calibration par activation du  $^{71}\text{Ge}$ , les seconds proviennent d'un jeu de données avec la présence d'une source de neutrons (AmBe). Cette figure 3.16 se compare directement à la figure 3.9 qui montre des données équivalentes obtenues avec un détecteur de l'expérience EDELWEISS. On voit que le seuil de détection passe de 4.5 keV avec EDELWEISS à 300 eV avec RICOCHET avec des seuils en énergie d'ionisation correspondants de 700 eVee et 160 eVee. Ce qui représente une amélioration d'un facteur 15 pour le seuil de détection et d'un facteur 4 pour le seuil d'ionisation. Une telle diminution du seuil de détection ouvre la voie à une nouvelle ère dans l'étude des interactions de particules à basse énergie, en particulier grâce à la discrimination entre reculs électroniques (ER) et nucléaires (NR) permise par ce détecteur. Sont représentées également, sur la figure 3.16, les courbes corre-

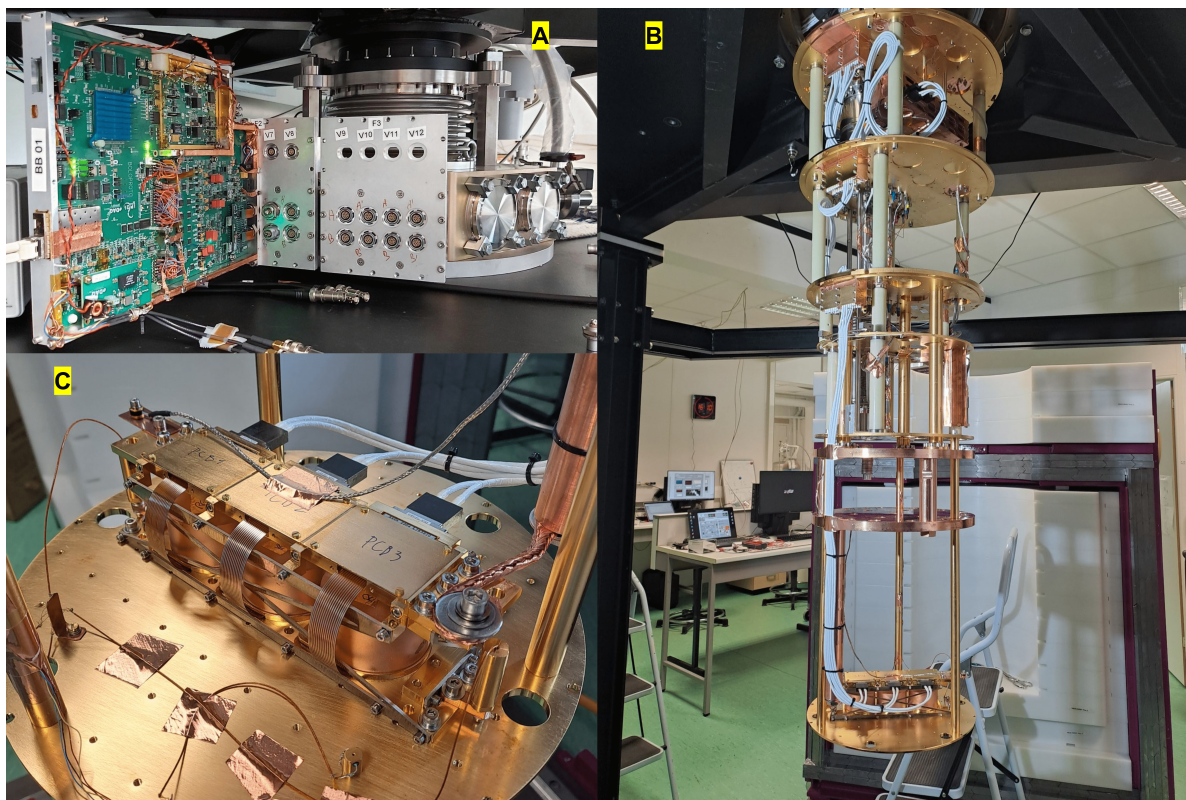


Figure 3.15 – **A** : carte électronique d'acquisition et de pilotage des détecteurs appelée "boîte bolomètre" de RICOCHET connectée au cryostat. **B-C** : photographies du cryostat RICOCHET ouvert, avec un mini-CRYOCUBE installé à 10 mK et connecté aux amplificateurs Si-JFET par les câbles blancs. Ces derniers sont interfacés avec la carte d'acquisition. Il s'agit de la première mise en froid de RICOCHET (à l'IP2I) avec des détecteurs. L'amplification des signaux d'ionisation se déroule au niveau de l'étage 1 K du mini-CRYOCUBE, celle des signaux chaleur intervient autour de 100 K au niveau des Si-JFET, découplés thermiquement de l'étage 50 K du cryostat.

spondantes au modèle de Lindhard (trait noir continu) et à un rapport d'ionisation  $Q = 1$  (tirets gris). La résolution ligne de base du détecteur est de 47 eVee (RMS) sur la voie ionisation et est de 37 eVee (RMS) sur la voie chaleur, ce qui représente seulement un facteur deux moins bien que l'objectif de RICOCHET de 20 eVee (RMS) sur chaque voie de mesure. Certaines pistes d'améliorations pour atteindre ces objectifs sont discutées aux chapitres 5 et 6. Ce résultat récompense plusieurs années de développement des composants mécaniques (cryogéniques), électroniques et informatiques de RICOCHET et constitue la première démonstration de la capacité de discrimination ER/NR du détecteur en dessous de 1 keV. Ce qui fait du RUN010 une étape majeure dans l'avancement de l'expérience RICOCHET à l'ILL.

### 3.6 Conclusion

Les bolomètres semi-conducteurs pour la double mesure chaleur/ionisation représentent une technologie de détection prometteuse pour le CEνNS avec RICOCHET de par leur faible seuil intrinsèque lié à la forte diminution de la capacité thermique à très basse température ( $\sim 10$  mK). Le



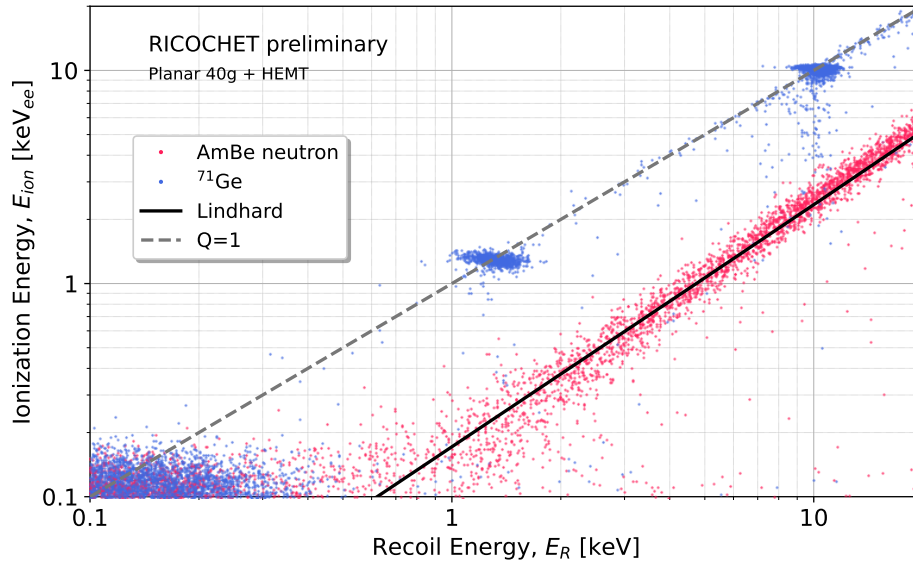


Figure 3.16 – Énergie d’ionisation  $E_{ion}$  en fonction de l’énergie de recul  $E_R$  pour des reculs électroniques ( $^{71}\text{Ge}$ ), en bleu, et des reculs nucléaires (neutrons de la source AmBe), en rouge. Les modèles de Lindhard et du rapport d’ionisation des reculs électroniques sont représentés en noir et en tirets gris. La résolution ligne de base du détecteur est de 47 eV<sub>ee</sub> (RMS) sur la voie ionisation et de 37 eV<sub>ee</sub> (RMS) sur la voie chaleur.

CRYOCUBE de RICOCHET sera composé d’un assemblage de 27 bolomètres au maximum. Nous avons discuté du choix de la taille de ces bolomètres et de l’intérêt de la segmentation pour maintenir un seuil en énergie faible, tout en augmentant la masse de détection, ce qui a permis d’optimiser le taux d’événements CE $\nu$ NS par bolomètre. La mesure du signal chaleur est réalisée à l’aide d’un senseur Ge-NTD qui a déjà démontré une résolution en énergie ligne de base de moins de 20 eV<sub>nr</sub> (RMS). Les électrodes, pour la mesure du signal d’ionisation, ont été optimisées à l’aide d’outils de simulation numérique selon deux géométries : PL38 et FID38. La géométrie PL38 est une géométrie simple de deux électrodes planes, on parle de détecteur planaire. L’avantage de cette géométrie est un grand volume fiduciel et une excellente stabilité de la collecte de charge. La géométrie FID38 permet le rejet des événements de surface en créant un champ transverse dans les premiers millimètres sur chaque face du cristal. Cette discrimination se fait au détriment de la stabilité de la collecte de charge et par un volume fiduciel réduit. Ces deux géométries sont envisagées pour la mesure du CE $\nu$ NS, et chacune d’elles est étudiée à cet effet. La mesure de la chaleur et de l’ionisation offre également la capacité de déterminer la nature d’une interaction, événement par événement, grâce au rapport d’ionisation. Ce dernier reste encore relativement peu connu en dessous de 1 keV et des mesures récentes se trouvent en contradiction, bien que la majorité des mesures semble quand même accréditer le modèle de Lindhard. Les premiers résultats préliminaires de RICOCHET à l’IP2I en chaleur et ionisation, obtenus avec l’arrivée des premières cartes électroniques intégrées de RICOCHET (les boîtes bolomètres), montrent une discrimination claire entre les reculs électroniques et les reculs nucléaires même en dessous de 1 keV. La forme de la bande de reculs nucléaires obtenue à l’aide d’une calibration avec une source radioactive de AmBe est en accord avec le modèle de Lindhard, bien que ces résultats

demandent à être plus finement analysés. En définitive, le CRYOCUBE s'appuie sur une technologie initialement développée par EDELWEISS et optimisée pour le CE $\nu$ NS (taille des cristaux, forme des électrodes, ...), dont les premiers résultats sont très prometteurs quant à la faisabilité des objectifs scientifiques de RICOCHET d'atteindre des résolutions ligne de base de l'ordre de 20 eV (RMS) pour l'ionisation et 10 eV (RMS) pour la chaleur, puisque les premières mesures ont montré respectivement des résolutions ligne de base de 47 eV et 37 eV (RMS), soit à seulement un facteur 2-3 des objectifs. Ces premiers résultats du CRYOCUBE ouvrent la voie à une nouvelle ère d'exploration des interactions de particules, à basse énergie, grâce à la discrimination entre les reculs électroniques et nucléaires dix fois meilleure que l'expérience EDELWEISS. L'obtention de telles performances a été rendue possible (en partie) par les travaux qui seront présentés dans les chapitres 4, 5 et 6.



# 4 La librairie MPS

## 4.1 Motivation et présentation

L'analyse des données de bolomètres semi-conducteurs avec double mesure chaleur-ionisation requiert un grand nombre de fonctionnalités. Avant mon arrivée dans le groupe MANOIR de l'IP2I, tout le traitement des données permettant l'estimation du spectre en énergie et des distributions de temps d'arrivée était réalisé par le logiciel NEPAL (New Edelweis Processing and Analysis Library) développé en C++ et ROOT par J. Billard. Ce logiciel a permis d'obtenir un grand nombre de résultats scientifiques comme la limite matière noire EDELWEISS-Surf [29], l'analyse migdal avec capteur NbSi [28] ou encore la première limite de photon noir [35] et a permis la caractérisation des détecteurs d'EDELWEISS. Les besoins de RICOCHET sont cependant plus exigeants en terme de fréquence d'échantillonnage et de fonctionnalités (gestion des bruits communs, combinaison des voies, etc...). C'est pourquoi j'ai développé au cours de ma thèse un nouveau logiciel de traitement de données pour RICOCHET basé sur le retour d'expérience de NEPAL.

Nous avons choisi de développer MPS en Python 3 [168] car c'est un langage interprété et multi-plateforme qui permet de profiter d'un ensemble d'outils et de bibliothèques pour le traitement des données et la gestion du code. Parmi eux, on peut citer les environnements virtuels avec Anaconda [25] contenant toutes les dépendances nécessaires et facilitant le déploiement de MPS. On peut aussi mentionner l'utilisation de bibliothèques comme Numpy [95] et Scipy [169] pour le calcul scientifique, Numba [115] pour l'optimisation numérique et Zarr [130] pour le stockage de données structurées et compressées.

La librairie MPS [62], pour Multi-channel Processing and Simulation, est un ensemble de fonctionnalités pour le traitement de données par ajustement automatique d'impulsion et pour la simulation de données brutes. On trouve notamment le sous-module MPS Processing pour estimer le spectre d'énergie de recul à partir des données brutes et extraire de ces dernières ce que l'on appelle des quantités réduites, permettant l'analyse ultérieure de ces données. Le module MPS Simulation est utilisé pour générer des données brutes à partir d'un modèle de bruit électronique et d'un modèle d'impulsion. Le module MPS Template sert pour l'extraction d'un modèle d'impulsion à partir de données brutes et MPS Efficiency a été conçu pour estimer l'efficacité du traitement des données en analysant le taux de survie d'impulsions artificiellement ajoutées à des données brutes. Les sorties de chacun de ces modules peuvent être utilisées pour des analyses physiques. La structure générale de MPS est présentée sur la figure 4.1.

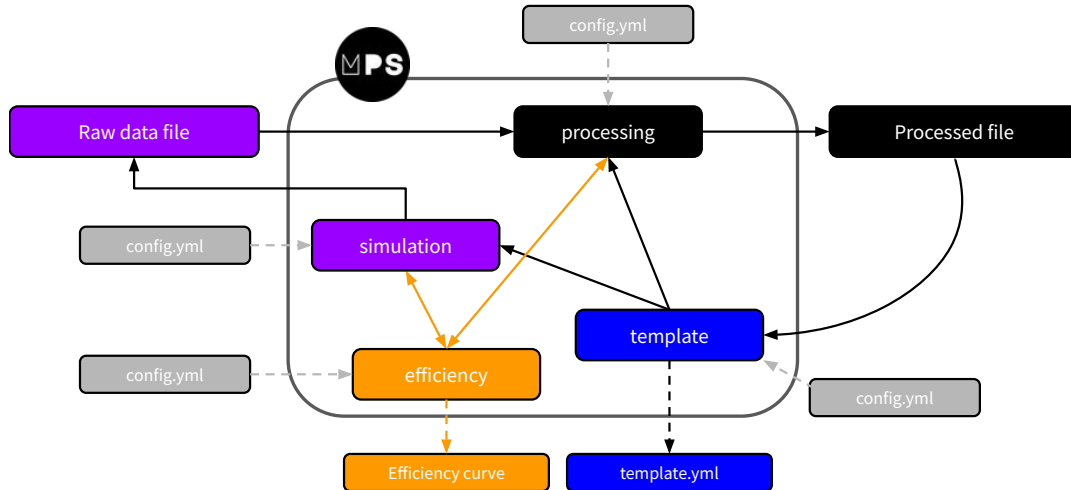


Figure 4.1 – Présentation de MPS dans son ensemble : ses modules internes et ses différentes entrées/sorties.

Sur cette figure on voit les liens entre les différents modules, ainsi que les connexions avec les fichiers de configuration, un par module, et les fichiers de sortie. Dans la suite de ce chapitre nous détaillerons chaque module en expliquant leur fonctionnement et leurs performances.

## 4.2 MPS Processing

Le module principal de MPS est celui qui est utilisé pour obtenir les fichiers traités qui contiennent les informations nécessaires aux analyses physiques (calibrations, spectres en énergie, niveaux de bruit, etc...). Son fonctionnement général est présenté sur la figure 4.2.

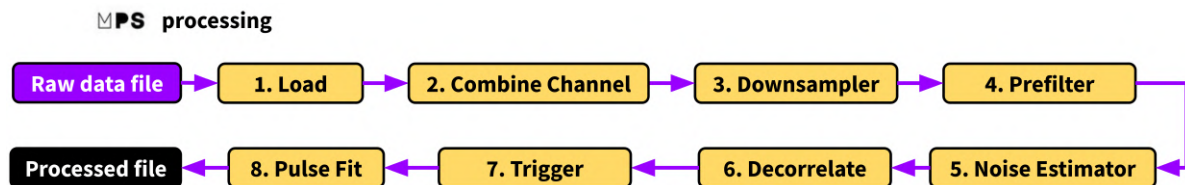


Figure 4.2 – Présentation des 8 fonctions internes de MPS Processing et leur enchaînement temporel.

Dans cette section, nous discuterons en détail de chacune des étapes dans l'ordre naturel de la chaîne de traitement.

### 4.2.1 Combinaison des voies

Après chargement des données ("1. Load" sur la figure 4.2), la première étape est la combinaison des voies ("2. Combine Channel" sur la figure 4.2). Cette étape permet d'appliquer des gains par voie pour travailler en Volts plutôt qu'en ADU ou pour uniformiser l'amplitude des différentes voies de

mesure par exemple. Il est également possible de combiner plusieurs voies entre elles, pour traiter directement une combinaison de voies.

La manière dont est faite cette opération consiste à définir un signal de mesure  $m$  contenant plusieurs voies de mesure. Dans le cas d'un détecteur FID38 par exemple, on aurait une voie chaleur  $H_A$  et quatre voies ionisation  $I_A, I_B, I_C$  et  $I_D$  telles que le signal mesuré total  $\vec{m}$  s'exprime en fonction des mesures par voies  $H_A$  et  $I_{A/B/C/D}$  comme un vecteur :

$$\vec{m}(t) = \begin{bmatrix} H_A(t) \\ I_A(t) \\ I_B(t) \\ I_C(t) \\ I_D(t) \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

Le vecteur obtenu après combinaison des voies est noté  $\vec{m}'$ . Ce dernier est défini à partir du vecteur de mesure total  $\vec{m}$  et d'une matrice de gains  $G$ .

$$\vec{m}'(t) = \begin{bmatrix} g_H & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & g_{AA} & g_{AB} & g_{AC} & g_{AD} \\ 0 & g_{BA} & g_{BB} & g_{BC} & g_{BD} \\ 0 & g_{CA} & g_{CB} & g_{CC} & g_{CD} \\ 0 & g_{DA} & g_{DB} & g_{DC} & g_{DD} \end{bmatrix} \vec{m}(t) = G \cdot \vec{m}(t) \quad (4.2)$$

En général on ne souhaite pas combiner la voie chaleur avec les voies ionisation, c'est pour cette raison qu'il n'y a qu'un facteur de gain pour  $H_A$ . Il reste possible de mettre des combinaisons entre chaleur et ionisation mais par simplicité nous ne discuterons que des combinaisons entre les voies d'ionisation dans la suite de l'explication de cette fonctionnalité.

La matrice  $G$  est définie intégralement dans la configuration de MPS processing et prend trois formes typiques pour la combinaison des voies ionisation. Elles sont présentées dans le tableau 4.1 ci-dessous.

Nous verrons dans le chapitre 5 l'intérêt des mesures différentielles. Ce qu'il faut retenir à ce point est la flexibilité offerte par cette étape de combinaison de voies pour choisir les grandeurs sur lesquelles seront appliquées les méthodes dont nous allons discuter ensuite.

### 4.2.2 Sous-échantillonnage

La troisième étape du traitement ("3. Downsampler", figure 4.2) consiste à appliquer, si nécessaire, un sous-échantillonnage qui permet de réduire la taille des données à traiter et donc de gagner en vitesse d'exécution. La réduction du nombre d'échantillons se fait en appliquant un filtre anti-

Identité	Uniformisation	Diff. FID38 RICOCHET	Diff. FID800 EDELWEISS
$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} a & 0 & 0 & 0 \\ 0 & b & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \frac{3}{4} & -\frac{1}{4} & -\frac{1}{4} & -\frac{1}{4} \\ -\frac{1}{4} & \frac{3}{4} & -\frac{1}{4} & -\frac{1}{4} \\ -\frac{1}{4} & -\frac{1}{4} & \frac{3}{4} & -\frac{1}{4} \\ -\frac{1}{4} & -\frac{1}{4} & -\frac{1}{4} & \frac{3}{4} \end{bmatrix}$
$\begin{bmatrix} I_A \\ I_B \\ I_C \\ I_D \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} a.I_A \\ b.I_B \\ c.I_C \\ d.I_D \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} I_A - I_C \\ I_B - I_D \\ I_A + I_B + I_C + I_D \\ I_A + I_B - I_C - I_D \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \frac{3}{4}I_A - \frac{1}{4}(I_B + I_C + I_D) \\ \frac{3}{4}I_B - \frac{1}{4}(I_A + I_C + I_D) \\ \frac{3}{4}I_C - \frac{1}{4}(I_A + I_B + I_D) \\ \frac{3}{4}I_D - \frac{1}{4}(I_A + I_B + I_C) \end{bmatrix}$
		Diff. PL38 RICOCHET	
		$\begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$	
		$\begin{bmatrix} I_A - I_B \\ I_A + I_B \end{bmatrix}$	

Table 4.1 – Tableau des matrices de gain,  $G$ , typiques appliquées aux voies ionisation lors de la combinaison des voies, deuxième étape de MPS Processing. La voie chaleur est simplement multipliée par une constante, 1 ou  $g_H$ . Le signal obtenu est donné de manière explicite sous chaque matrice. Le cas du traitement différentiel avec un détecteur planaire (PL38) est également donné, sachant que ce type de détecteur ne possède que deux voies ionisation.

repliement numérique avant d'appliquer une décimation<sup>1</sup>. Le filtre anti-repliement est nécessaire pour éviter le repliement spectral [162], qui risquerait de biaiser l'estimation de la densité spectrale de puissance du signal étudié. Comme nous le verrons par la suite, une bonne estimation spectrale est essentielle pour les algorithmes utilisés dans MPS mais aussi pour la physique qui est déduite des résultats de MPS.

Dans MPS processing, cette fonctionnalité est assurée par la fonction *decimate* du module *signal* de la librairie *Scipy*. Le filtre appliqué est un filtre de Chebyshev de type I et d'ordre 4 ou 8. Les filtres de ce type ont la particularité de ne pas avoir un gain constant dans la bande passante mais ont une coupure plus forte que les filtres de Butterworth. En pratique, ce filtre a été testé avec succès sur nos données expérimentales et simulées (cf Fig. 4.3). Il s'avère que la variation du gain dans la bande passante du filtre de Chebyshev est telle que nous pouvons la négliger totalement.

Sur cette figure, on voit que les densités spectrales de puissance se superposent à basses fréquences, ce qui traduit qu'il n'y a pas de repliement spectral et donc que l'algorithme de sous-échantillonnage utilisé dans MPS n'induit pas de biais lors de l'estimation de la densité spectrale de puissance d'un bruit sous-échantillonné. Le facteur de réduction  $q$  est défini comme le rapport des fréquences

1. opération qui consiste à ne sélectionner que 1 valeur toutes les  $N$  valeurs d'un vecteur.  $N$  étant l'ordre de décimation.

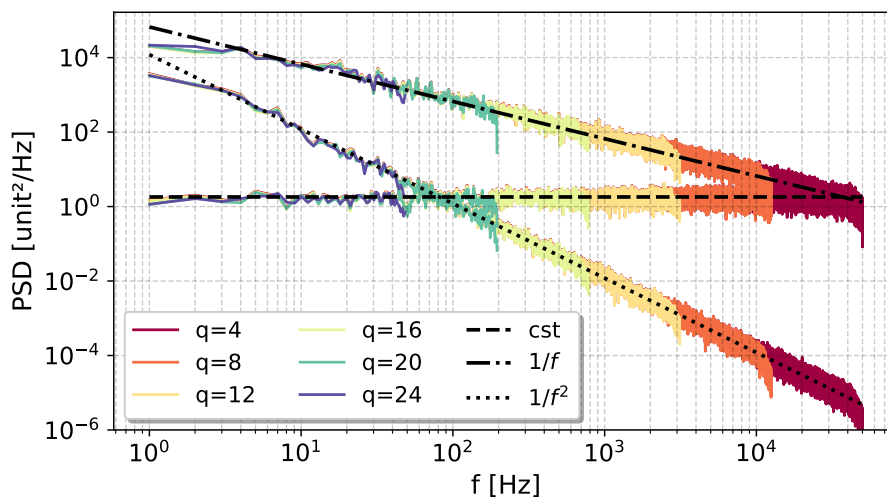


Figure 4.3 – Sous-échantillonnage pour plusieurs facteurs de réduction  $q$ , défini comme le rapport des fréquences d'échantillonnage de départ ( $f_s^{\text{in}} = 100$  kHz) et d'arrivée ( $f_{\text{out}_s} = f_{\text{in}_s}/q$ ). La taille de la fenêtre sur laquelle est calculée la densité spectrale est  $t_w=1$  s pour une durée totale de 100 s. L'ordre du filtre anti-repliement vaut 4.

d'échantillonnage de départ ( $f_s^{\text{in}} = 100$  KHz) et d'arrivée ( $f_{\text{out}_s} = f_{\text{in}_s}/q$ ). Pour obtenir des facteurs de réduction importants,  $q > 10$ , sans subir les instabilités numériques liées à des erreurs de quantification des coefficients du filtre, on peut mettre en oeuvre une méthode qui consiste à utiliser des cascades de filtres d'ordre 2 ou simplement à appliquer un sous-échantillonnage d'ordre  $\approx 4$  de façon itérative jusqu'à obtenir le facteur de réduction  $q$  désiré.

### 4.2.3 Pré-filtrage

Le pré-filtrage ("4. Prefilter", figure 4.2) consiste simplement à appliquer un filtre linéaire passe-haut d'ordre paramétrable, comme représenté sur la figure 4.4. Typiquement on choisit un ordre 1 ou 2. L'intérêt de cette technique est de pouvoir traiter des signaux constants par morceaux, comme ceux que l'on aurait dans la configuration *cryocube* des pré-amplificateurs HEMT présentée au chapitre 5. Dans cette configuration, les signaux ionisation sont constants par morceaux et ne décroissent pas avec le temps. Or l'ajustement des impulsions tel qu'il est réalisé dans MPS s'appuie sur une représentation fréquentielle. De ce fait, avoir un signal qui ne redescend pas à zéro avant la fin de la fenêtre d'analyse entraîne une fuite de fréquences qui biaise les algorithmes et la reconstruction de l'amplitude des impulsions. Le filtre passe-haut appliqué est de type Butterworth. Son ordre est paramétrable (typiquement 1 ou 2) mais sa fréquence de coupure est choisie pour forcer l'impulsion à revenir à 0 à la fin de la fenêtre de traitement des données. Plus précisément, pour une fenêtre de traitement de  $n_w$  points obtenus en échantillonnant à une fréquence  $f_s$ , la fréquence de coupure du filtre doit être égale à  $f_c = 2f_s/n_w$ . On remarque que la grandeur pertinente pour définir cette



coupure est simplement la durée de la fenêtre  $t_w = n_w/f_s$ . Ainsi, par défaut, on applique un filtre passe-haut de fréquence de coupure  $f_c$  donnée par l'équation suivante :

$$f_c = \frac{2}{t_w} \quad (4.3)$$

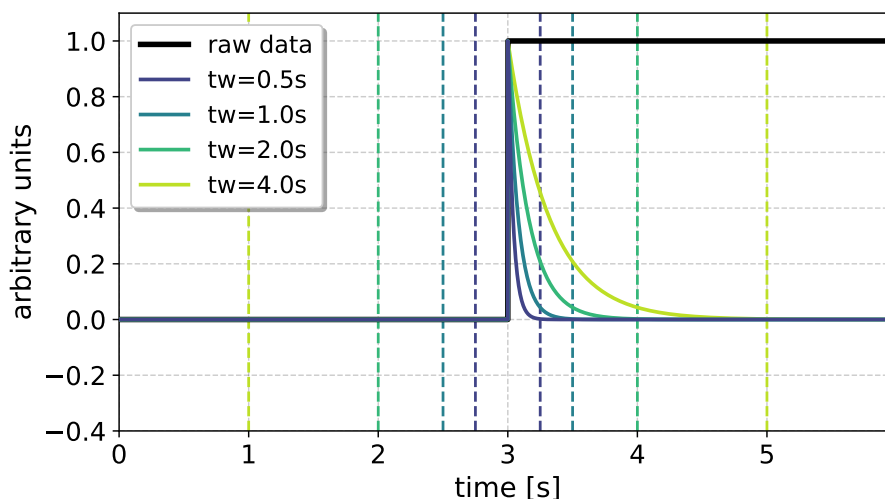


Figure 4.4 – Illustration de l'application d'un filtre passe-haut à une impulsion de type heaviside (noir) générée à  $f_s = 100$  kHz. Les lignes de couleur correspondent à l'application du filtre passe-haut d'ordre 1 pour différentes tailles de fenêtre  $t_w$ . Les bordures de ces dernières sont illustrées par les traits en tirets verticaux.

L'effet de l'ordre de ce filtre a été étudié sur des données expérimentales. La conclusion qui en a été tirée est que l'utilisation d'un tel filtre permet d'améliorer la résolution en énergie, mais que les performances se dégradent avec l'ordre du filtre. Le choix optimal est donc d'utiliser un filtre d'ordre 1, voire 2 éventuellement, mais qu'aller au-delà dégrade la résolution. Cette dégradation peut se comprendre par la dispersion en phase induite par ce filtre. Chaque fréquence ne va pas être impactée par le même retard et lorsque l'ordre du filtre devient grand, une partie de l'information des impulsions est étalée au-delà de la fenêtre d'analyse et certaines contributions en fréquence deviennent comparables au bruit. Il en résulte un rapport signal sur bruit dégradé.

#### 4.2.4 Estimation du bruit électronique

L'estimation du bruit électronique ("5. Noise Estimator", figure 4.2) est l'élément essentiel d'un bon traitement de données : une sur-estimation ou sous-estimation de ce dernier peut entraîner des biais importants dans la reconstruction des amplitudes des impulsions. Pour les expériences souterraines, comme EDELWEISS, le taux d'événements par rapport au bruit est tel qu'une sélection aléatoire de portions de signal donne en majorité des portions de bruit. Dans le cas de RICOCHET, et suivant les conditions expérimentales d'expériences souterraines (taux d'événements lié à des sources de calibration), il faut arriver à extraire la densité spectrale du bruit dans des conditions où le taux

d'événements peut être important  $\mathcal{O}(1)$  Hz.

Pour parvenir à extraire une densité spectrale de puissance correcte, il est nécessaire d'identifier des portions de données ne contenant que le bruit électronique typique. Mon objectif était de proposer un algorithme nécessitant un minimum de paramètres, rapide et efficace. La stratégie que j'ai développée consiste à utiliser un modèle d'impulsion comme référence. Ce modèle doit être assez proche du signal recherché pour permettre une bonne identification des traces de bruit qui sont, par définition, les traces qui ressemblent le moins au signal. Or, une mesure de la similarité de deux signaux est donnée par l'inter-corrélation de ces deux signaux  $x, y$ , notée  $\gamma_{x,y}$  et définie par l'équation (4.4). On notera  $\mathcal{F}$  l'opération de transformée de Fourier.

$$\gamma_{m,P}(t) = \mathcal{F}^{-1}(\mathcal{F}(m)\mathcal{F}(P)^*) \quad (4.4)$$

On va donc calculer  $\gamma_{m,P}$ , avec  $m$  le signal mesuré (contenant bruit et information utile) et  $P$  le modèle d'impulsion recherché dans nos données, sur toute la durée de  $m$ . Le résultat est un signal plus lisse que l'original avec des pics symétriques là où il y a une forte ressemblance entre  $P$  et  $m$ . On va alors définir un vecteur booléen de même taille que  $\gamma_{m,P}$ , noté  $N$ , que l'on appellera  $m_b$  pour "masque booléen". On définira également  $i_s$  le vecteur d'indices  $i$  tel que  $\gamma_{m,P}$  soit trié par ordre décroissant et par extension  $\gamma_{m,P}^s = \gamma_{m,P}(i_s)$ . Enfin, on notera  $i_0$  le vecteur des positions de sortie pour lesquelles la probabilité de présence d'un signal d'intérêt est la plus grande. Pour remplir le vecteur  $i_0$ , on utilise l'algorithme de présélection présenté sur la figure 4.5.

La position des traces de bruit  $p_s$  ainsi obtenue permet d'extraire une collection de traces, classées par ordre décroissant de probabilité de présence de signal d'intérêt. Le rôle de cette présélection est d'identifier les impulsions pour avoir ensuite la meilleure discrimination signal/bruit au moment de la sélection finale. Cette dernière requiert un paramètre externe, noté  $n_f$  pour "fraction de bruit" ou "noise fraction" en anglais. Il correspond au nombre de traces de bruit (de la taille de la fenêtre d'analyse,  $n_w = t_w f_s$ ) par durée totale d'acquisition. Par exemple, pour une mesure de durée totale  $N_t = 1$ h traitée avec une fenêtre  $t_w = 1$  s, si l'on fixe  $n_f = 10\%$  alors le nombre de traces sélectionnées  $n_{\text{exp}}$  sera égal à 360 :

$$n_{\text{exp}} = N_t/t_w * n_f \quad (4.5)$$

Le choix de  $n_f$  est arbitraire et repose sur une appréciation individuelle de la quantité de bruit présent dans les données. Néanmoins, comme nous le verrons par la suite, une valeur de 10% pour  $n_f$  permet d'estimer avec une bonne précision la densité spectrale de puissance dans la plupart des situations expérimentales que l'on s'attend à rencontrer avec RICOCHET. La réduction de la taille de la fenêtre  $t_w$  offre un moyen intéressant d'augmenter la fiabilité statistique de l'estimation spectrale. Une valeur deux fois plus petite induira deux fois plus de traces dans la sélection. Néanmoins, la durée  $t_w$  détermine la plus basse fréquence mesurable. On ne peut pas observer les fréquences dont la période associée est plus lente que la fenêtre d'observation. Une fenêtre plus courte facilite également l'estimation du bruit, car il est plus facile d'identifier des petites portions de mesure sans

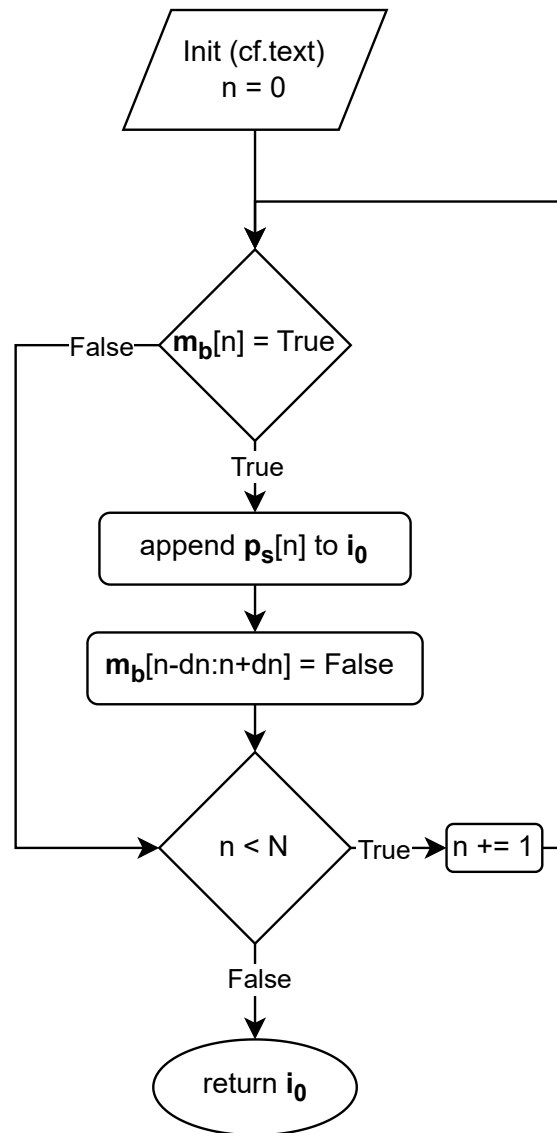


Figure 4.5 – Algorithme de la présélection des traces pour l’estimation spectrale du bruit. Cette étape consiste à extraire une collection de traces qui seront utilisées par l’algorithme de sélection finale.

impulsion, que des grandes, quand le taux moyen d’événements est grand. Il y a donc un compromis à faire entre la réduction des fluctuations statistiques et l’estimation spectrale à basse fréquence ou dans des situations de rapport signal/bruit très désavantageuses (expérience en surface sans blindage, calibration avec source intense, etc...).

L’étape suivante est décrite par l’algorithme 4.6. Le principe de cette présélection est de définir des coupures qualité basées sur des critères pertinents pour l’exclusion des impulsions. Ces critères peuvent varier selon les situations mais typiquement on souhaite rejeter les traces saturées. Dans les exemples qui suivent il s’agit de la seule coupure qualité appliquée. On peut également ajouter une coupure  $\chi^2$ , ou une coupure de similarité à la moyenne, pour rejeter les traces dont la transformée de Fourier normalisée comme un spectre d’amplitude qui sont trop éloignées de la densité spectrale totale. Cette coupure de similarité (équation (4.47)), utilisée dans MPS Template, sera présentée

en section 4.4. Sur la figure 4.6, on note le masque booléen représentatif des coupures qualité  $m_q$ . Le principe de l'algorithme de sélection est de sélectionner le seuil  $s$  optimal tel que le nombre total d'événements sélectionnés converge vers le nombre de traces attendues. La valeur du seuil  $s$  dépend du percentile  $c$  qui est incrémenté d'une quantité  $d$ , positive ou négative, à chaque itération. Le seuil  $s$  est défini par rapport au signal de corrélation  $\gamma_{m,P}^s$ , puis un masque de sélection par rapport à ce seuil est déterminé en utilisant les amplitudes maximales définies à partir de l'algorithme 4.5 selon :

$$a_{\max} = \gamma_{m,P}(p_s) \quad (4.6)$$

La condition  $a_{\max} < s$  garantit que la corrélation maximale entre le modèle d'impulsion  $P$  et la mesure  $m$  ne dépasse pas  $s$  sur toute la trace de taille  $n_w$ . Il suffit donc de ne garder que les traces pour lesquelles  $a_{\max}$  respecte cette condition et de définir le masque booléen de sélection de seuil  $m_s$ . Ensuite on fait un "ET" logique entre les masques  $m_q$  et  $m_s$  pour obtenir le masque total qui tient compte des coupures qualité,  $m_{\text{tot}}$ . Notons que si la quantité  $d$  cesse d'évoluer ( $|d| \leq 8\%$  par exemple) ou si l'on a atteint un nombre d'itérations maximum ( $i > i_{\max}$ ), on arrête l'algorithme dans son état actuel. Ceci permet d'éviter d'osciller autour d'une valeur cible et de se retrouver coincé dans un état bi-stable de l'algorithme. On peut également arrêter l'algorithme quand  $c > 100$  et  $d > 0$  car il s'agit d'une situation dans laquelle on prend " $c$ " pourcent des traces (donc toutes les traces) et on demande à en prendre d'autres, ce qui n'est pas possible. La valeur de l'incrément  $d$  dépend d'un percentile initial arbitrairement défini à 70% et d'un taux d'amortissement  $t$  qui permet de régler la taille des pas à chaque itération. L'idée est d'avoir des pas dont l'amplitude décroît avec le nombre d'itérations et qui est directement proportionnel à l'écart (relatif) entre le nombre de traces sélectionnées et le nombre de traces attendues. Enfin, on retourne le vecteur d'indice des positions sélectionnées  $p_s$  dont ont été enlevées les traces qui ne respectaient pas les conditions contenues dans  $m_{\text{tot}}$ .

Une fois les traces de bruit les plus probables sélectionnées, on peut calculer leur densité spectrale de puissance à l'aide de la méthode dite des périodogrammes de Welch [173]. Elle consiste à découper un signal en portions de taille fixe  $n_w$ , de calculer la transformée de Fourier de chacune des traces, dont on prend le carré du module pour obtenir les périodogrammes associés, et de les moyenner. Le découpage d'un signal en portions plus petites permet de réduire la variance de chaque point en fréquence, mais implique une résolution fréquentielle dégradée. La réduction de la variance de chaque point repose sur l'ergodicité des signaux analysés qui implique une équivalence entre moyenne temporelle et moyenne d'ensemble, sur plusieurs réalisations. Dans la méthode de Welch, chaque trace en temps est pondérée par une fonction de fenêtrage (hanning, hamming, cosine, tuckey, etc...) et les traces peuvent se recouvrir partiellement. Le fenêtrage permet de garantir que chaque périodogramme revient à zéro à ses extrémités (dans l'espace temporel), ce qui évite le phénomène de fuite de fréquence. Le recouvrement permet d'augmenter le nombre de traces sélectionnées, spécifiquement quand la taille des données est limitée. La méthode de Bartlett peut être vue comme un cas particulier de la méthode de Welch. Il s'agit de la même procédure mais il n'y a

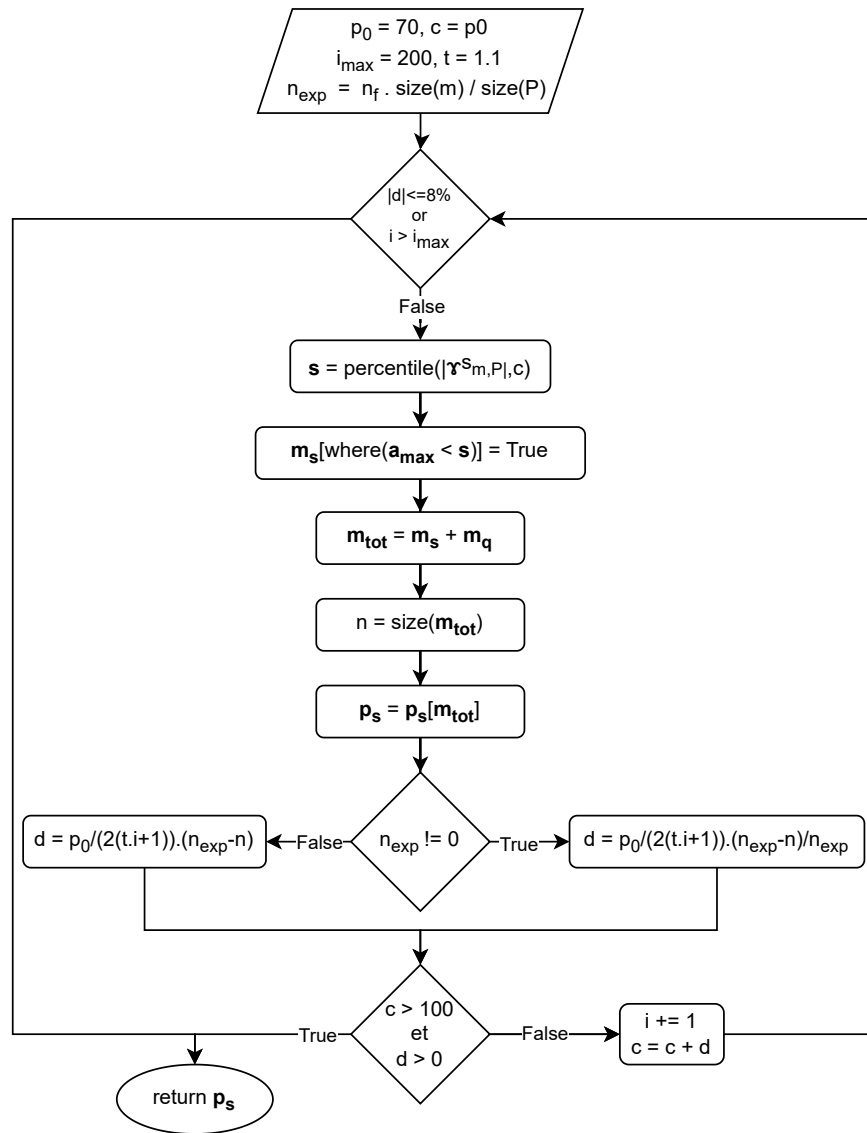


Figure 4.6 – Algorithme légèrement simplifié de la sélection finale des indices de traces de bruit pour l'estimation de la densité spectrale de puissance du bruit électronique.

pas de fenêtrage ni de recouvrement.

Dans l'estimation de bruit de MPS Processing, on utilise un estimateur de la moyenne des périodogrammes basé sur la médiane et non l'opérateur moyenne. Cette approche est utilisée pour l'estimation spectrale des expériences d'ondes gravitationnelles [19]. Le choix de la médiane repose sur le fait que cette dernière, par construction, est moins sensible aux valeurs extrêmes. Mais il ne suffit pas de calculer la médiane des périodogrammes, il faut construire un estimateur de moyenne basé sur la médiane. Une manière de faire est de calculer le biais de l'opération médiane pour l'estimation de la

moyenne et de corriger par ce biais pour obtenir un estimateur non biaisé de la moyenne. On peut montrer que le biais de cet estimateur sur une population de taille  $N$  est donnée par l'équation (4.7).

$$\alpha = \sum_{l=1}^N \frac{(-1)^{l+1}}{l} \quad (4.7)$$

L'utilisation de cet estimateur rend l'estimation de bruit plus robuste, en particulier si une trace indésirable est sélectionnée dans la collection de périodogramme. Pour étudier les performances de ces algorithmes, présentées sur les figures 4.5 et 4.6, nous pouvons définir une grandeur  $\eta$  représentant la qualité de l'estimation du bruit par rapport au bruit injecté. Il ne s'agit pas d'une mesure absolue de l'efficacité car cette dernière dépend d'un très grand nombre de paramètres, et en particulier du contenu des données. Comme paramètres, on peut citer le taux d'événements (d'impulsions)  $p_r$ , l'énergie de recul des événements,  $E_R$ , le type de bruit électronique et la taille de la fenêtre d'analyse  $t_w$ . Ici nous nous intéresserons à trois situations correspondant à des événements de type chaleur-seule avec un taux variable entre 0 et 5 coups par seconde. Deux jeux de données de 800 s ont été générés par MPS Simulation à une fréquence de 20 kHz, le gain de la voie est de 23.4 nV/ADU et le bruit blanc ajouté aux impulsions est un bruit blanc centré gaussien d'écart-type 100 nV. Le premier jeu contient des impulsions caractéristiques d'une voie chaleur pour une énergie de recul de 10 keV, le second pour une énergie de 1 keV. Le premier jeu de données, celui qui contient les événements de 10 keV, est ensuite analysé avec deux durées de fenêtre d'analyse  $t_w = 1$  s et  $t_w = 0.5$  s. La grandeur  $\eta$  est donnée par la relation suivante :

$$\eta = \frac{1}{\frac{1}{N} \sum_{f=0}^{N-1} \frac{J_m[f]}{J_0[f]}} \quad (4.8)$$

avec  $J_m$  la densité spectrale mesurée et  $J_0$  la densité spectrale de puissance attendue définie comme étant égale à  $J_m$  quand le taux d'impulsions  $p_r$  est nul en prenant un maximum de traces ( $n_f \approx 1$ ). On remarque que cet indicateur vaut 1 pour une bonne estimation et tend vers 0 lorsque cette dernière se dégrade, c'est-à-dire quand  $J_m > J_0$ . La figure 4.8 montre l'évolution de ce paramètre,  $\eta$ , en fonction du taux d'événements et du paramètre  $n_f$  de l'algorithme présenté. Il symbolise la fraction de bruit attendue et est le paramètre de contrôle principal de cette méthode. Pour évaluer ce critère de performances en utilisant l'estimateur de bruit de MPS Processing, j'ai utilisé MPS Simulation (voir section 4.3) pour produire deux jeux de données présentés partiellement dans la figure 4.7. Les paramètres de simulation sont résumés dans le tableau 4.2 ci-dessous. La distribution en énergie des impulsions est mono-énergétique. Pour les deux ensembles de valeurs de configuration de simulation, on fait varier le taux d'événement entre 0 et 5 coups par seconde par pas de 0.1 coup par seconde.

Les cartes de  $\eta$  en fonction de la fraction de bruit  $n_f$  et du taux d'impulsions  $p_r$  présentées sur la figure 4.8 montrent deux résultats. D'abord, une réduction de  $t_w$  permet d'estimer correctement la densité spectrale du bruit pour des  $p_r$  plus élevés. Ensuite, pour une fraction de bruit à 0.1 (10%),

Type d'événement	$E_R$ [keV]	Bruit électronique	Sensi. [nV/keV]	Gain [nV/ADU]	$f_s$ [kHz]
chaleur-seule	10	Blanc : $\sigma = 4.27$	1000	23.4	20
chaleur-seule	1	Blanc : $\sigma = 4.27$	1000	23.4	20

Table 4.2 – Paramètres d'entrée de MPS Simulation pour la génération des jeux de données de test pour l'estimateur de bruit.

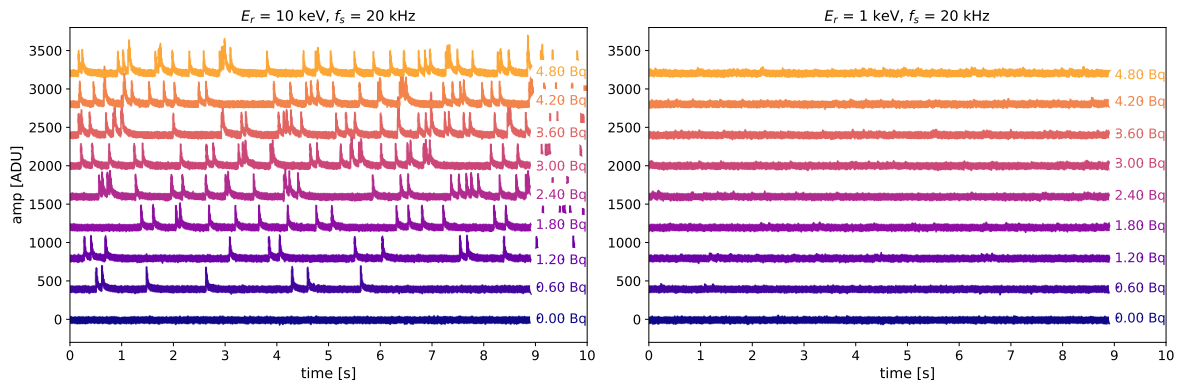


Figure 4.7 – Données simulées à l'aide de MPS Simulation, en utilisant les paramètres du tableau 4.2, pour l'étude des performances de l'algorithme d'estimation de bruit proposé. La forme de l'impulsion est donnée par l'équation (4.43) dont les paramètres ont été ajustés à partir de mesures expérimentales.

le seuil  $\delta$  tel que  $\eta < 90\%$  passe de  $p_r \approx 4.5$  à  $\approx 2$  coups par seconde pour une taille de fenêtre passant de  $t_w = 0.5 \text{ s}$  à  $t_w = 1 \text{ s}$ .

L'étape suivante ("6. Decorrelation", sur la figure 4.2) de décorrélation est utilisée deux fois dans MPS, après l'estimation du bruit, et lors de l'étape "8. Pulse fit" (figure 4.2). Elle ne sera présentée qu'une seule fois, en section 4.2.7.

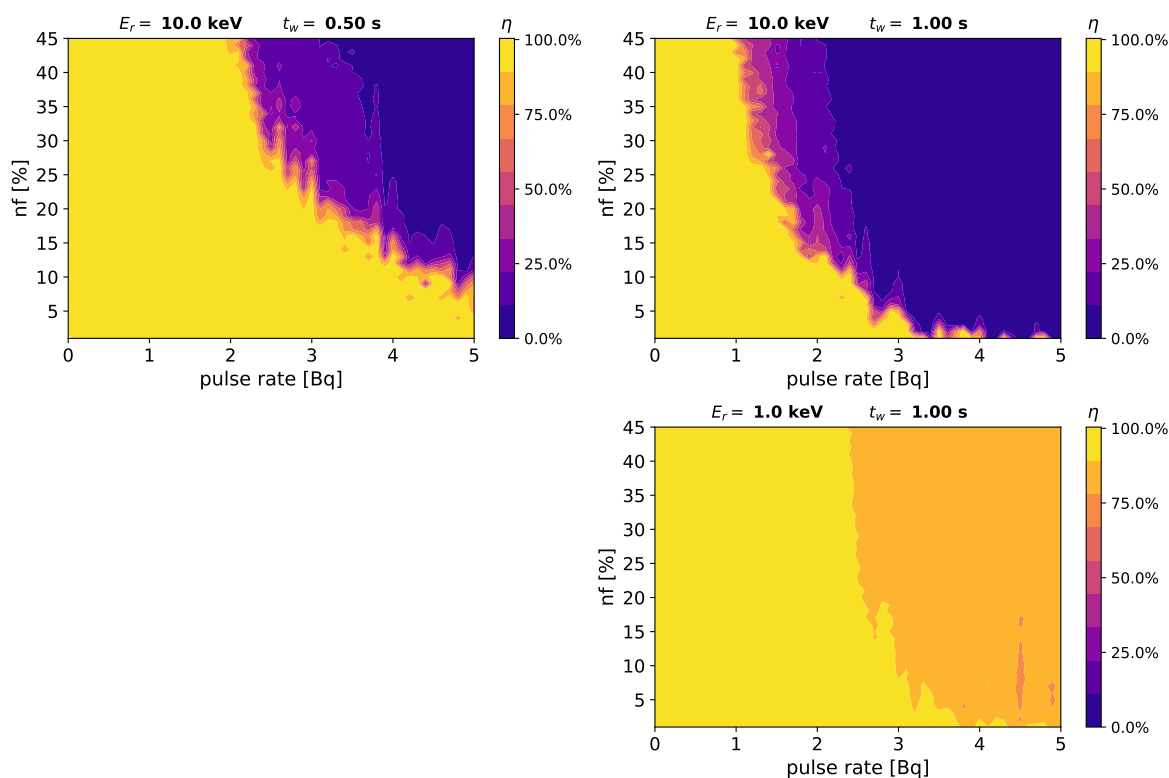


Figure 4.8 – Critère de performances  $\eta$  (compris entre 0 et 100%) en fonction du taux de bruit  $n_f$  (c'est le paramètre de réglage de la sensibilité de la détection de bruit) et du taux d'impulsions dans les données simulées  $p_r$  pour trois conditions différentes. **De gauche à droite** : ( $E_R=10$  keV,  $t_w=0.5$  s), ( $E_R=10$  keV,  $t_w=1$  s), ( $E_R=1$  keV,  $t_w=1$  s).

### 4.2.5 Détection des impulsions

Nous verrons que le cadre du filtrage linéaire, dans lequel chaque fréquence d'un signal est indépendante des autres, permet de définir une fonction de transfert qui optimise le rapport signal/bruit des impulsions recherchées dans nos données. C'est ce qu'on appelle du filtrage optimal, plus précisément du filtrage adapté développé dans les années 1950/1960 pour l'étude des signaux radars et sonars [140, 175] et déjà couramment utilisé pour le traitement des données de détecteurs semi-conducteurs depuis les années 1980 [88].

La méthode présentée ici, qui correspond à l'étape "7. Trigger" de la figure 4.2, s'appuie largement sur le travail présenté par [73] sur une stratégie de détection d'impulsions à très bas seuil. Définir un seuil de détection d'impulsions est une problématique qui a été adressée par [126]. Cependant, pour fixer la valeur de seuil optimale il est nécessaire de connaître le niveau de bruit présent dans les données. Or, ce n'est pas toujours possible de le connaître *a priori*. On utilise ici un seuil de déclenchement de zéro, qui permet d'être très conservateur sur le nombre d'événements sélectionnés et de réaliser des analyses au plus proche du seuil de bruit du détecteur.



La fonction de transfert du filtre adapté, notée  $h$ , s'obtient en maximisant le rapport signal sur bruit (S/B) pour le modèle de dégradation considéré, dans notre cas un modèle de bruit additif :

$$m(t) = p(t) + b(t) \quad (4.9)$$

$$y(t) = (h * m)(t) = (h * p)(t) + (h * b)(t) \quad (4.10)$$

$$y(t) = y_p(t) + y_b(t) \quad (4.11)$$

Dans cette notation,  $m$  est le signal mesuré,  $p$  est le signal "utile" et  $b$  un bruit additif. Ce bruit est défini par un processus aléatoire stationnaire. Le signal filtré se trouve être la somme du signal utile filtré ( $y_p$ ) et du bruit filtré ( $y_b$ ). On peut ensuite définir la transformée de Fourier  $\mathcal{F}(y(t)) \rightarrow Y(f)$  qui est l'opération mathématique permettant de passer d'une représentation temporelle à fréquentielle. Les versions discrètes de cette opération et de son inverse utilisées dans MPS sont données par l'équation (4.13).

$$\mathcal{F}(y)[k] = Y[k] = \sum_{n=0}^{N-1} e^{-2\pi j \frac{kn}{N}} y[n] \quad (4.12)$$

$$y[n] = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} e^{2\pi j \frac{kn}{N}} Y[k] \quad (4.13)$$

On peut ensuite donner les signaux filtrés du bruit et du signal  $y_b$  et  $y_p$ , respectivement, dans le domaine fréquentiel :

$$y_p[n] = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} e^{2\pi j \frac{kn}{N}} H[k] P[k] \quad (4.14)$$

$$y_b[n] = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} e^{2\pi j \frac{kn}{N}} H[k] B[k] \quad (4.15)$$

Le théorème de Wiener-Kintchine, qui dit que la densité spectrale de puissance du bruit  $J$ , en  $V^2/\text{Hz}$ , est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation, permet d'exprimer la puissance moyenne du bruit :

$$\mathbb{E}(|y_b[n]|^2) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} |H[k]|^2 J[k] \quad (4.16)$$

Le rapport S/B, un scalaire qui décrit le rapport de puissance du signal sur la puissance moyenne du bruit, s'exprime alors selon la relation (4.17) suivante. On notera que la valeur de ce rapport dépend de la phase du signal, décrite par la variable  $i_0$ .

$$(S/B)_{i_0} = \frac{|y_p[i_0]|^2}{\mathbb{E}(|y_b|^2)} = \frac{1}{N} \frac{|\sum_{k=0}^{N-1} e^{2\pi j \frac{ki_0}{N}} H[k] P[k]|^2}{\sum_{k=0}^{N-1} |H[k]|^2 J[k]} \quad (4.17)$$

On peut ensuite utiliser l'inégalité de Cauchy-Schwartz, donnée par l'équation (4.18), pour réécrire le numérateur et y faire apparaître la densité spectrale de puissance  $J$ .

$$\left| \int_{-\infty}^{\infty} A(x)B(x)dx \right|^2 \leq \int_{-\infty}^{\infty} |A(x)|^2 dx \int_{-\infty}^{\infty} |B(x)|^2 dx \quad (4.18)$$

Pour ce faire, on définit  $A[k] = H[k]J^{\frac{1}{2}}[k]e^{2\pi j \frac{ki_0}{N}}$  et  $B[k] = J[k]^{-\frac{1}{2}}P[k]$  et on obtient une expression pour le maximum du rapport signal sur bruit :

$$(S/B)_{i_0} \leq \frac{1}{N} \frac{\sum_{k=0}^{N-1} |H[k]J^{\frac{1}{2}}[k]e^{2\pi j \frac{ki_0}{N}}|^2 \cdot \sum_{k=0}^{N-1} |J[k]^{-\frac{1}{2}}P[k]|^2}{\sum_{k=0}^{N-1} |H[k]|^2 J[k]} \quad (4.19)$$

$$(S/B)_{i_0} \leq \frac{1}{N} \frac{\sum_{k=0}^{N-1} |H[k]|^2 J[k] \cdot \sum_{k=0}^{N-1} \frac{|P[k]|^2}{J[k]}}{\sum_{k=0}^{N-1} |H[k]|^2 J[k]} \quad (4.20)$$

$$(S/B)_{i_0} \leq \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \frac{|P[k]|^2}{J[k]} \quad (4.21)$$

L'égalité (4.22) permet de maximiser le rapport signal sur bruit :

$$\frac{|\sum_{k=0}^{N-1} e^{2\pi j \frac{ki_0}{N}} H[k] P[k]|^2}{\sum_{k=0}^{N-1} |H[k]|^2 J[k]} = \sum_{k=0}^{N-1} \frac{|P[k]|^2}{J[k]} \quad (4.22)$$

Cette équation est satisfaite si on choisit la fonction de transfert  $H$  afin qu'elle respecte la relation (4.23) suivante.

$$H = c \frac{P^*}{J} \quad (4.23)$$

Cette expression fait intervenir une constante de normalisation arbitraire complexe  $c$ . L'expression utilisée dans MPS Processing est donnée par l'équation (4.24).

$$c = \underbrace{\sqrt{\frac{S_2}{2f_s}}}_{\text{normalisation TF}} \cdot \underbrace{\left( \sum \frac{|P|^2}{J} \right)^{-1}}_{\text{amplitude de l'impulsion}} \cdot \underbrace{e^{2\pi j i_0 \frac{k}{N}}}_{\text{délai de détection}} \quad (4.24)$$

Le premier terme, en bleu, sert à correctement normaliser la transformée de Fourier  $P$  par rapport à la densité spectrale de puissance  $J$  calculée avec la méthode de Welch. Ce coefficient dépend

de la fréquence d'échantillonnage et du fenêtrage utilisé dans la méthode de Welch. L'effet du fenêtrage est décrit par le coefficient  $S_2 = \sum_{i=1}^{n_w} w_i^2$ , qui fait intervenir les poids des échantillons de la fenêtre d'analyse  $w_i \leq 1$ . Le fenêtrage, par exemple *banning* ou *hamming*, consiste à appliquer un poids à chaque échantillon d'une fenêtre d'observation pour forcer les extrémités du signal à zéro. En effet, le calcul de la transformée de Fourier implique que les signaux sont périodiques. Or, si les deux extrémités du signal ne se rejoignent pas, on se retrouve à ajouter artificiellement l'équivalent d'un échelon abrupt dans nos données, qui se traduira par un terme parasite en  $1/f$ . Il peut aussi en résulter ce qu'on appelle de façon générique une fuite de fréquence qui peut entraîner un élargissement des raies spectrales ou un changement de forme du spectre. Dans le cas d'un fenêtrage *boxcar* ( $w_i = 1 \forall i$ ), on a  $S_2 = n_w$ , pour les autres types de fenêtrage, on a nécessairement  $S_2 < n_w$ .

Le deuxième terme, en rouge, permet simplement de garantir la conservation de l'amplitude entre le domaine temporel et le domaine du filtre adapté. Ainsi, une impulsion faisant 100 ADU dans les données expérimentales sera également à 100 ADU après application du filtre adapté.

Enfin, le dernier terme, en vert, est un terme de phase qui permet de choisir la caractéristique de l'impulsion recherchée : son sommet ou son instant d'arrivée. En général, on choisit  $i_0$  comme étant l'indice du début de l'impulsion modèle (analytique) dans la fenêtre d'analyse.

Ce filtre peut être appliqué à un segment du signal mesuré  $m$  en passant dans l'espace fréquentiel puis en effectuant l'opération inverse selon l'équation (4.25).

$$\vec{y}_{[n]} = \mathcal{F}^{-1} \left( c \frac{P^*}{J} \cdot \mathcal{F}(m_{[n]}) \right) \quad (4.25)$$

Néanmoins son application sur des données expérimentales, pour lesquelles la taille de  $m$  est supérieure à la taille du modèle d'impulsion  $p$ , nécessite un algorithme spécifique. Il faut éviter les effets de bord lors de la convolution du filtre avec les données. Pour ce faire j'ai implémenté la méthode décrite dans le papier de la référence [73].

Une fois ce signal  $y$  obtenu pour l'intégralité des données brutes  $m$ , un algorithme de détection de pics est nécessaire pour automatiquement détecter les impulsions mises en avant par le filtre adapté. L'algorithme utilisé est inspiré des travaux de la référence [35] qui se trouvent présentés ci-dessous dans l'algorithme de la figure 4.9. Cet algorithme fonctionne pour détecter des impulsions positives, négatives, ou des impulsions positives et négatives. On notera ces modes de fonctionnement "+", "-" et "both". Le tableau 4.3 ci-dessous résume les modifications à faire sur l'algorithme présenté pour passer d'un mode à l'autre.

Name	positive (+)	negative (-)	both
$p$	$\text{argsort}(y)$	$\text{argsort}(-y)$	$\text{argsort}( y )$
criteria	$a > \text{threshold}$	$a < \text{threshold}$	$ a  > \text{threshold}$

Table 4.3 – Modifications à effectuer sur le paramètre interne  $p$  et la condition d'arrêt *criteria* pour passer d'un mode de détection d'impulsions strictement positives ('+'), négatives ('-') ou positives et négatives ('both').

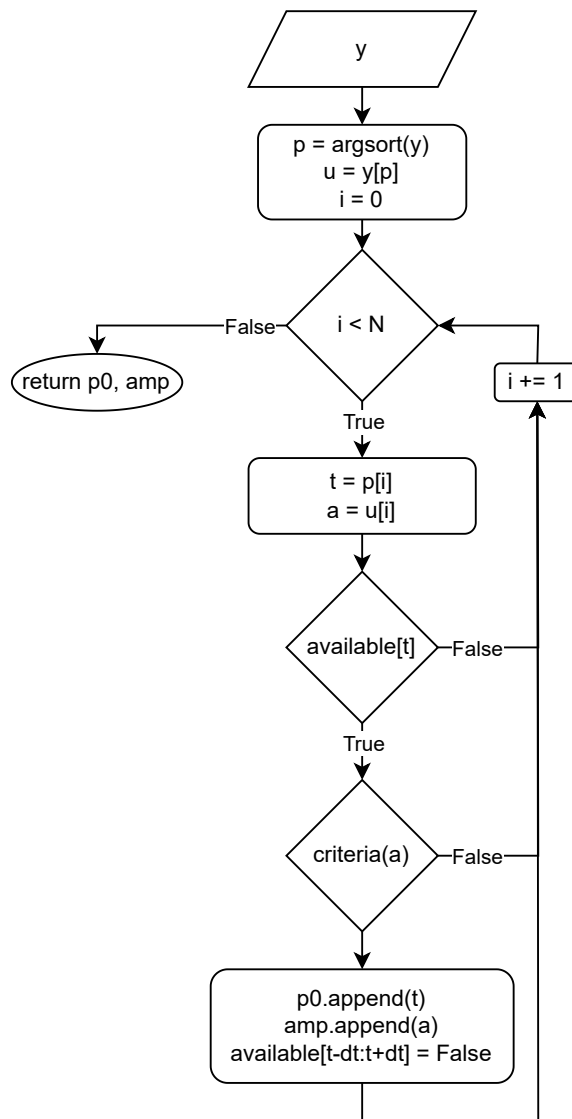


Figure 4.9 – Algorithme de sélection des positions et amplitudes des impulsions à partir d'un signal de filtre adapté  $y$ .

L'idée générale de cet algorithme est de partir d'un signal trié par ordre d'importance, de définir un masque booléen de la taille de ce signal ( $N$ ) que l'on note "available". On parcourt ensuite le signal trié et si la position courante dans ce signal est disponible ("available[t] = True"), alors on vérifie que l'amplitude respecte le critère de seuil ("criteria(a) = True"). Ce seuil de détection est un paramètre défini par l'utilisateur.

Le résultat obtenu dans un cas d'illustration avec des impulsions de type chaleur correspondant à 1 coup par seconde d'activité avec un bruit blanc de  $6 \text{ mV}^2/\text{Hz}$  est présenté sur la figure 4.10.

Sur cette figure, on peut observer le signal brut en noir et le résultat du filtrage adapté en bleu. L'algorithme de détection d'impulsions présenté juste avant est appliqué au signal bleu de la figure 4.10 et est configuré pour une détection d'impulsions positives et négatives avec un seuil de détection représenté par deux lignes horizontales jaunes en tirets. Les impulsions générées dans les don-

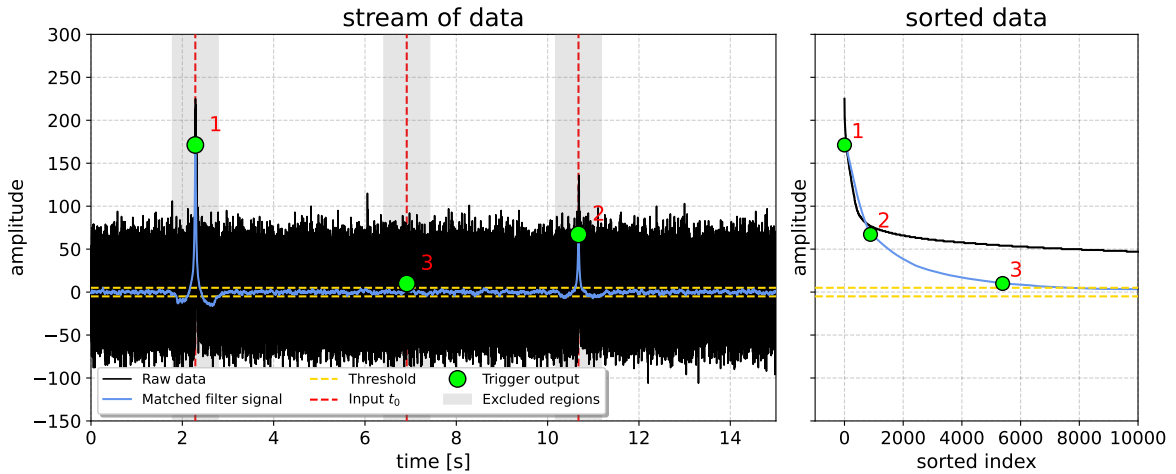


Figure 4.10 – Détection d’impulsions chaleur dans un bruit blanc de  $6 \times 10^{-3} \text{ V}^2/\text{Hz}$ . Taux d’événement de 1 Hz et énergie des impulsions uniformes entre 20 eV et 2 keV. Extrait de 15 secondes issu d’une simulation à 20 kHz générée par MPS Simulation (voir détails dans le texte).

nées avec MPS Simulation sont représentées par des lignes verticales en tirets rouges et la sortie de l’algorithme de détection est représentée par un point vert à côté duquel on a renseigné l’ordre de détection des impulsions en rouge. La zone grise autour de chaque détection correspond à la zone d’exclusion qui permet de ne pas détecter les lobes négatifs induits par l’application du filtre adapté. On peut voir que ces lobes dépassent le seuil négatif et pourraient déclencher de fausses détections. Enfin, dans le panneau de droite de la figure 4.10, on a les mêmes signaux représentés dans l’espace des valeurs ordonnées par importance, en noir le signal brut et en bleu le signal filtré. Sur ces deux panneaux, on voit clairement l’importance du filtrage adapté pour détecter des impulsions de faible amplitude grâce à la maximisation du rapport signal sur bruit.

#### 4.2.6 Estimateur d’énergie

Pour ajuster les impulsions et extraire à la fois l’amplitude et la position de chacune des impulsions présente dans les données (étape "7. Pulse fit", figure 4.2), on minimise une fonction représentative de l’erreur entre le modèle d’impulsion ajusté en temps et en amplitude avec les données. La méthode utilisée dans MPS est une approche par minimisation de  $\chi^2$ . Cette approche statistique permet d’obtenir une mesure de cet écart à partir d’un vecteur de données, d’un modèle d’impulsion et de l’estimation de la densité spectrale du bruit.

De manière formelle l’expression du  $\chi^2$ , dans notre cas multi-dimensionnel, peut s’écrire sous la forme vectorielle de l’équation 4.26, avec  $\theta$  les paramètres de forme d’impulsion obtenus par l’ajustement d’un pulse expérimental comme expliqué dans la section 4.4,  $t_0$  la position relative de l’impulsion ajustée par rapport à la fenêtre d’analyse,  $P$  le vecteur des fonctions d’impulsion pour chaque canal d’acquisition,  $J$  la densité spectrale du bruit ligne de base estimé selon la méthode présentée dans la section précédente 4.2.4.  $\vec{D}$  est le vecteur de données de taille  $N_w \times N_c$  avec  $N_w$  la taille des fenêtres

d'analyse et  $N_c$  le nombre de canaux dans les données du détecteur. Enfin,  $\vec{a}$  désigne le vecteur d'amplitude des impulsions pour un événement spécifique.

$$\chi^2(\vec{a}; t_0) = \sum_f \left[ \vec{D} - \vec{a} \vec{P}(\vec{\theta}; t_0) \right]^\dagger J^{-1} \left[ \vec{D} - \vec{a} \vec{P}(\vec{\theta}; t_0) \right] \quad (4.26)$$

Le vecteur d'amplitude optimal  $\vec{\hat{a}}$  est déterminé en minimisant la fonction de  $\chi^2$  :

$$\frac{\partial \chi^2(\vec{\hat{a}}; t_0)}{\partial \vec{a}} = 0 \quad (4.27)$$

Considérons le cas d'un détecteur à deux voies ( $i, j$ ) uniquement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi^2}{\partial a_i} &= \sum_f -P_i^\dagger J_{ii}^{-1} (D_i - a_i P_i) - (D_i - a_i P_i)^\dagger J_{ii}^{-1} P_i - P_i^\dagger J_{ij}^{-1} (Y_j - a_j P_j) - (Y_j - a_j P_j)^\dagger J_{ji}^{-1} P_i \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial a_j} &= \sum_f -P_j^\dagger J_{jj}^{-1} (Y_j - a_j P_j) - (Y_j - a_j P_j)^\dagger J_{jj}^{-1} P_j - P_j^\dagger J_{ji}^{-1} (D_i - a_i P_i) - (D_i - a_i P_i)^\dagger J_{ij}^{-1} P_j \end{aligned}$$

On peut alors regrouper les termes pour isoler la contribution des mesures  $\vec{D}$  dans le terme de droite. On notera que  $A^\dagger B + AB^\dagger = 2\Re(A^\dagger B)$ .

$$\begin{aligned} \sum_f a_i J_{ii}^{-1} \Re(P_i^\dagger P_i) + a_j J_{ij}^{-1} \Re(P_i^\dagger P_j) &= \sum_f J_{ii}^{-1} \Re(P_i^\dagger D_i) + J_{ij}^{-1} \Re(P_i^\dagger D_j) \\ \sum_f a_j J_{jj}^{-1} \Re(P_j^\dagger P_j) + a_i J_{ji}^{-1} \Re(P_j^\dagger P_i) &= \sum_f J_{jj}^{-1} \Re(P_j^\dagger D_j) + J_{ji}^{-1} \Re(P_j^\dagger D_i) \end{aligned}$$

On remarque alors qu'il est possible d'utiliser une forme matricielle pour écrire ce système d'équations :

$$\begin{bmatrix} \sum_f J_{ii}^{-1} \Re(P_i^\dagger P_i) & \sum_f J_{ij}^{-1} \Re(P_i^\dagger P_j) \\ \sum_f J_{ji}^{-1} \Re(P_j^\dagger P_i) & \sum_f J_{jj}^{-1} \Re(P_j^\dagger P_j) \end{bmatrix} \vec{a} = \begin{bmatrix} \sum_f J_{ii}^{-1} \Re(P_i^\dagger D_i) + J_{ij}^{-1} \Re(P_i^\dagger D_j) \\ \sum_f J_{jj}^{-1} \Re(P_j^\dagger D_j) + J_{ji}^{-1} \Re(P_j^\dagger D_i) \end{bmatrix} \quad (4.28)$$

Ce qui conduit à l'expression suivante pour le vecteur d'amplitude optimale :

$$\vec{\hat{a}} = \begin{bmatrix} \sum_f J_{ii}^{-1} \Re(P_i^\dagger P_i) & \sum_f J_{ij}^{-1} \Re(P_i^\dagger P_j) \\ \sum_f J_{ji}^{-1} \Re(P_j^\dagger P_i) & \sum_f J_{jj}^{-1} \Re(P_j^\dagger P_j) \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \sum_f J_{ii}^{-1} \Re(P_i^\dagger D_i) + J_{ij}^{-1} \Re(P_i^\dagger D_j) \\ \sum_f J_{jj}^{-1} \Re(P_j^\dagger D_j) + J_{ji}^{-1} \Re(P_j^\dagger D_i) \end{bmatrix} \quad (4.29)$$

$$\vec{\hat{a}} = M^{-1} \vec{K} \quad (4.30)$$

Pour traiter le cas à  $n$ -dimensions, on peut aisément identifier la forme de la matrice à inverser, notée  $M$  et du vecteur de lien aux données  $\vec{K}$  :

$$M_{ij} = \sum_f J_{ij}^{-1} \Re(P_i^\dagger P_j) \quad (4.31)$$

$$K_i = \sum_{k=1}^n \sum_f J_{ik}^{-1} \Re(P_i^\dagger D_k) \quad (4.32)$$

L'expression ainsi obtenue montre que pour obtenir le vecteur d'amplitude optimal, au sens du  $\chi^2$  minimal, il convient d'inverser une matrice  $M$  qui dépend seulement de la matrice de bruit  $J$  et du vecteur de modèles d'impulsions  $\vec{P}$ . Le modèle d'impulsion de la voie  $i$ , noté  $P_i$ , est une fonction qui dépend d'un vecteur de paramètres de forme  $\vec{\theta}$ , propre à chaque voie de mesure : comme nous l'avons vu précédemment, les impulsions issues d'une voie chaleur sont très différentes des impulsions issues des voies d'ionisation. L'amplitude de ces dernières dépend également d'un paramètre de positionnement noté  $t_0$  qui caractérise l'instant d'arrivée d'une impulsion par rapport à la grille d'échantillonnage du système d'acquisition, qui lui est commun à chaque voie. On suppose que le transport de charges et de phonons (chaleur) se fait bien plus rapidement que la fréquence d'échantillonnage et que ces deux signaux arrivent simultanément sur les électrodes et le senseur thermique. La qualité de l'ajustement du modèle des impulsions des différentes voies, chacune à l'amplitude optimale donnée par l'équation (4.30) est obtenue à partir de l'expression du  $\chi^2$  (équation 4.26). On peut remarquer que si l'ajustement est bon, cette équation se réduit en :

$$\chi^2(\vec{a}; \hat{t}_0) = \sum_f \sum_c \frac{\tilde{J}_c}{J_c} \quad (4.33)$$

$$\text{Avec : } \tilde{J}_c = \vec{D}_c - \vec{a} \vec{P}_c(\vec{\theta}; \hat{t}_0) \quad (4.34)$$

où  $c$  désigne un canal du détecteur et  $\tilde{J}_c$  le bruit résiduel du canal  $c$  après soustraction de l'impulsion ajustée (amplitude, temps d'arrivée et forme optimisés). Si l'ajustement est parfait,  $\tilde{J}_c = J_c, \forall c$ , on trouve alors que :

$$\chi^2(\vec{a}; \hat{t}_0) = \sum_f \sum_c 1 = n_c n_f \quad (4.35)$$

où  $n_c$  désigne le nombre de canaux ajustés et  $n_f$  le nombre de pas en fréquence ("bins") considérés dans l'ajustement. La quantité  $n_c n_f$  est souvent appelée "nombre de degrés de liberté" et notée "ndof".

On notera que cette expression de l'amplitude optimale tient compte des bruit corrélés entre voies. Cependant, expérimentalement, il n'est pas rare d'observer des instabilités numériques au moment de l'inversion de la matrice  $J$ . En effet, l'inversion d'une matrice mal conditionnée amène bien sou-

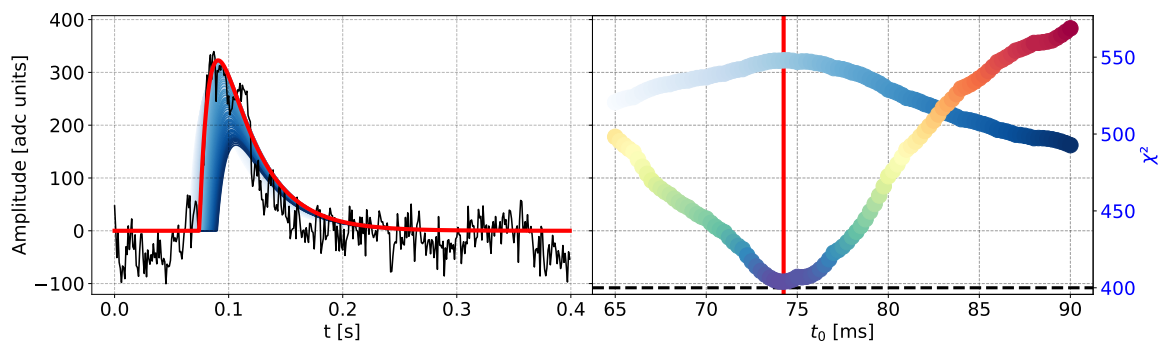


Figure 4.11 – Illustration du balayage en  $t_0$  pour l'ajustement du modèle d'impulsion. **A gauche** : balayage dans l'espace temporel, le meilleur ajustement est en rouge. **A droite** : critère de minimisation (le  $\chi^2$ ) et l'amplitude (mêmes couleurs que dans l'espace temporel). Le meilleur ajustement correspond au  $\chi^2$  minimal. La valeur attendue du  $\chi^2$  est représentée en tirets noirs.

vent à un résultat erroné. C'est pour cela qu'il a fallu développer une autre stratégie de mitigation des bruit corrélés que nous appellerons la décorrélation présentée dans la sous-section suivante 4.2.7.

#### 4.2.7 Décorrélation et traitement différentiel

Le traitement de la différence des signaux ionisation, motivée par l'étude phénoménologique des pré-amplificateurs HEMT (cf. chapitre 5), est une fonctionnalité permise par la combinaison des voies (voire partie 4.2.1). Pour un détecteur planaire avec deux voies ionisation, la matrice différentielle transforme les deux voies de mesures  $B$  et  $D$  en deux voies  $B - D$  et  $B + D$ . Par l'asymétrie de charge entre électron et trou,  $B - D$  contient la somme du signal  $B$  et  $D$  tandis que  $B + D$  peut être vu comme une mesure du bruit total sur  $B$  et  $D$ . On se retrouve alors avec une voie de signal et une voie de bruit, et l'idée de la décorrélation est d'utiliser la mesure de bruit  $B + D$  pour débruiter  $B - D$ . Dans cette partie nous verrons le principe de la décorrélation entre deux canaux de mesure et le traitement différentiel + décorrélation qui est appliqué sur les données pour obtenir la meilleure résolution possible.

La suppression du parasitage d'une voie à l'autre permet de mitiger le bruit électronique commun entre ces dernières et d'ainsi améliorer le rapport signal/bruit et les performances, en particulier la résolution ligne de base. Obtenir une résolution ligne de base la plus faible possible est essentiel pour permettre à RICOCHET d'avoir la plus grande sensibilité aux modèles de nouvelle physique. L'implémentation de la soustraction de bruit commun s'appuie grandement sur les travaux de la référence [20].

Dans ce travail nous distinguerons deux approches de décorrélation, basées chacune sur un modèle de corrélation de signaux différents. Le premier cas est une corrélation asymétrique d'une voie de mesure de bruit environnemental par exemple (typ.  $B + D$ ) avec une voie d'intérêt (typ.  $B - D$ ). Le second est un modèle de corrélation symétrique dans lequel deux signaux d'intérêt vont tous deux



se perturber de par un bruit environnemental propre à chacun, ce qui correspond à décorréler  $B$  à partir de  $D$  et  $D$  à partir de  $B$ . Ces modèles sont présentés graphiquement sur la figure 4.12. Dans ce schéma, les signaux d'intérêt sont notés  $U_x$  et les signaux mesurés  $V_x$ . La fonction de couplage entre une mesure et un signal d'intérêt est notée  $H_{xy}$ .

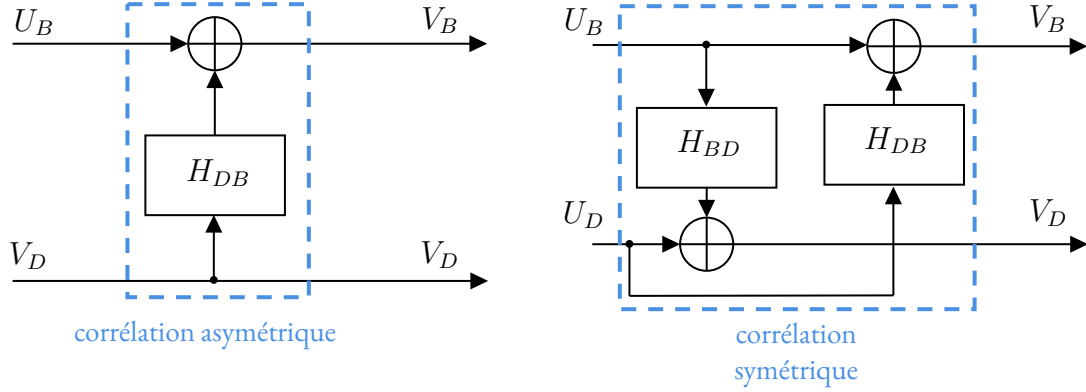


Figure 4.12 – Schéma de principe des deux modèles de corrélations inter-voies considérés dans MPS. **A gauche** : modèle simple avec une voie d'intérêt ( $U_B$ ) perturbée par un bruit d'environnement ( $V_D$ ). **A droite** : modèle de perturbation symétrique où l'on a deux voies d'intérêt  $U_B, U_D$  qui se perturbent mutuellement.

Estimer le signal d'intérêt  $U_B$  en mesurant  $V_B$  et  $V_D$  est le but de la simple décorrélation qui consiste à débruiter une voie (ici la voie  $B$ ) en prenant en considération la cohérence du bruit entre les deux voies. L'estimé du signal d'intérêt est noté  $\hat{U}_B$  et découle directement du modèle de corrélation (figure 4.12, gauche) selon l'équation (4.36) :

$$\hat{U}_B(f) = V_B(f) - H_{DB}(f)V_D(f) \quad (4.36)$$

Pour trouver la fonction  $H_{DB}$ , on cherche à minimiser l'énergie de  $\hat{U}_B$  par rapport à  $H_{DB}$ . L'énergie du signal  $\hat{U}_B$  est donnée par sa densité spectrale de puissance (équation (4.37)) :

$$\begin{aligned} \hat{U}_B^* \hat{U}_B &= (V_B - H_{DB}V_D)^*(V_B - H_{DB}V_D) \\ &= V_B^*V_B - H_{DB}V_B^*V_D - H_{DB}^*V_D^*V_B + H_{DB}^*H_{DB}V_D^*V_D \\ &= |V_B|^2 - 2\Re(H_{DB}V_B^*V_D) + |H_{DB}V_D|^2 \end{aligned} \quad (4.37)$$

On différencie par rapport à  $H_{DB}$  pour obtenir l'équation (4.38) :

$$\frac{\partial}{\partial H_{DB}} \hat{U}_B^* \hat{U}_B = -2\Re(V_B^*V_D) + 2H_{DB}|V_D|^2 = 0 \quad (4.38)$$

Ce qui donne finalement l'expression de la fonction de décorrélation  $H_{DB}$  avec l'équation (4.39) :

$$H_{DB}(f) = \frac{\Re(V_B^*(f)V_D(f))}{|V_D(f)|^2} \quad (4.39)$$

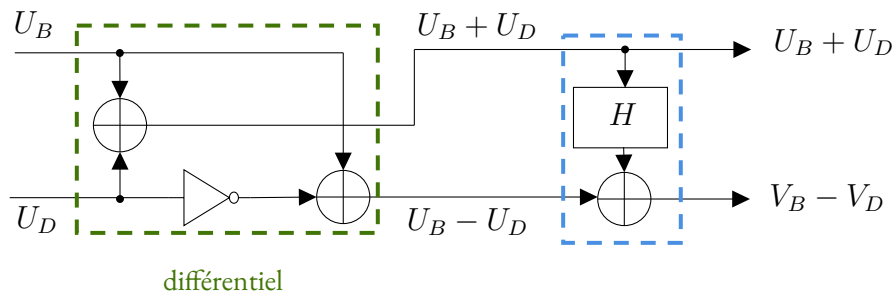


Figure 4.13 – Schéma de principe du modèle de signaux considéré par le traitement *différentiel, décorrélation asymétrique* dans lequel on travaille avec la charge totale ( $U_B - U_D$ ) et le bruit résiduel ( $U_B + U_D$ ) qui sera utilisé comme canal parasite pour la décorrélation asymétrique.

La décorrélation symétrique consiste à appliquer ce traitement sur les deux voies à décorrélérer pour estimer ainsi  $H_{DB}$  et  $H_{BD}$  et en déduire  $U_B$  et  $U_D$  à partir de  $V_B$  et  $V_D$ . L'idée d'appliquer la même méthode deux fois est de permettre la prise en compte d'un parasitage non symétrique entre les voies, c'est-à-dire considérer un couplage directionnel qui serait différent entre  $B \rightarrow D$  et  $D \rightarrow B$ .

En pratique la décorrélation symétrique est utilisée lorsqu'on mesure deux voies qui ne sont pas combinées (typiquement deux voies ionisation) tandis que la décorrélation asymétrique présente un intérêt lorsqu'un traitement différentiel est effectué. Le cas d'un traitement différentiel avec décorrélation est présenté de manière schématique sur la figure 4.13.

Sur cette figure on peut voir la partie "différentiel" encadrée en vert et la partie "décorrélation" en bleu. L'idée générale est de transformer les deux voies ionisation  $B$  et  $D$  par exemple, qui contiennent toutes deux bruit et signal, en deux signaux composites  $U_B + U_D$ , ne contenant que du bruit, et  $U_B - U_D$ , contenant un signal amplifié d'un facteur deux et du bruit. On s'attend à observer sur  $U_B - U_D$  la même densité spectrale de bruit que sur  $U_B + U_D$  de par la nature aléatoire du bruit. Ainsi la décorrélation asymétrique fait totalement sens : elle permet d'atténuer l'effet du bruit total commun dans un signal composite  $U_B - U_D$  pour lequel les impulsions présentes sont déjà amplifiées. Cette combinaison semble la plus intéressante pour augmenter le rapport signal sur bruit et donc améliorer la résolution en énergie. Les performances de cette approche seront discutées dans le chapitre 6 sur l'analyse des données HEMT.

#### 4.2.8 Conclusion

Pour conclure cette section, nous avons vu le fonctionnement de MPS Processing et des algorithmes mis en oeuvre. Par rapport à NEPAL, l'ancien logiciel de traitement des données, MPS a donné des résultats jusqu'à 30% plus performants en terme de résolution en énergie, en comparant les résultats avec les mêmes paramètres de configuration (autant que possible) sur les mêmes données expérimentales. Ces résultats ont été obtenus dans le cadre de la validation de MPS.

Dans un cadre international, MPS suit les mêmes méthodes qui sont employées pour les expériences cryogéniques de détection directe de matière noire (CDMS, EDELWEISS, CRESST), mais aussi et surtout les techniques mises en oeuvre pour la détection d'ondes gravitationnelles au sein des collabo-

ration LIGO et VIRGO. MPS reprend donc l'état de l'art en la matière, adapté aux besoins spécifiques de RICOCHET et intégré dans un code modulable pour s'adapter aux besoins futurs des expériences de détection de particules.

La validation fonctionnelle de MPS Processing s'est faite en comparant les performances sur des données expérimentales, mais avoir un outil pour générer des données brutes est très important pour étudier finement le comportement des algorithmes et pour optimiser leur fonctionnement et la valeur des paramètres de configuration. C'est le rôle de MPS Simulation que nous allons voir maintenant.

### 4.3 MPS Simulation

Comme dit précédemment, l'objectif de ce module de MPS est de générer des données brutes. Ces données doivent reproduire autant que possible la physique du détecteur et le comportement de l'électronique de lecture. Le travail présenté ici ne prend pas en considération l'intégralité des propriétés du détecteur et décrit de façon idéalisée le bruit électronique. Par exemple, la collection de charge incomplète du détecteur n'est pas prise en compte tout comme les bruits électroniques liés à l'environnement (bruits microphoniques induits par des vibrations par exemple). Néanmoins, la version du module présentée ici permet de précisément estimer l'efficacité de MPS Processing, décrit en détail à la section 4.2 précédente. Un travail est en cours pour rendre plus réaliste la simulation en intégrant les phénomènes décrits plus haut mais aussi en injectant les impulsions correspondantes aux bruits de fond de l'expérience comme les particules gamma et les neutrons, ainsi que le signal CE $\nu$ NS attendu. L'idée, à terme, est d'estimer l'efficacité de toute la chaîne de traitement et d'analyse des données de RICOCHET, en particulier du CRYOCUBE, et de poser les bases d'un simulateur de données génériques pour de futures expériences de neutrino ou de détection directe de matière noire comme le programme TESSERACT.

La simulation de données brutes peut se décomposer en deux étapes indépendantes. La première est la génération des impulsions dans le signal. La forme des impulsions reflète la réponse du détecteur à un dépôt d'énergie. L'amplitude relative des signaux chaleur et ionisation donne des indicateurs de la physique du détecteur et permet l'identification des particules comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 3.

La seconde étape est la génération du bruit électronique. Cette dernière est plus complexe à réaliser car il faut utiliser des algorithmes permettant de générer des bruits colorés, c'est-à-dire non "blancs", sur de "longues" durées, au moins 1 h, à 100 kHz par fichier, sans discontinuité dans les données.

Dans les deux sous-sections 4.3.1 et 4.3.1.1 suivantes nous verrons chacun de ces points.

#### 4.3.1 Génération d'impulsions

La génération des impulsions se fait en prenant en compte l'effet Luke-Neganov-Trofimov [123, 137] et le rapport d'ionisation, ou quenching,  $Q$ , du germanium donné par la formule de Lindhard

[119] et vérifié par la collaboration CONUS jusqu'au keV [53]. Le rapport entre l'énergie de recul  $E_R$ , le quenching et l'énergie (donc l'amplitude des impulsions) chaleur et ionisation s'écrit comme suit :

$$E_{\text{ion}} = E_R Q$$

$$E_{\text{chal}} = E_R \left(1 + Q \frac{e \cdot V_{\text{bias}}}{\epsilon_{ch}}\right)$$

où  $e$  est la charge élémentaire,  $V_{\text{bias}}$  la tension de polarisation du détecteur et  $\epsilon_{ch}$  l'énergie de création de paires du germanium qui vaut 3 eV. La valeur de  $Q$  dépend de la nature de l'événement qui est intervenu dans le détecteur. Les trois types d'événements qui nous intéressent sont présentés dans la table 4.4.

	ER	NR	HO
Quenching	$Q = 1$	$Q = 0.1 - 0.3$ [119]	$Q = 0$

Table 4.4 – Valeurs du quenching  $Q$  pour trois types d'événements : les reculs électroniques (ER), les reculs nucléaires (NR) et les événements de type chaleur-seule (HO).

L'illustration de ces trois types d'événements est donnée par la figure 4.14 où l'on voit de gauche à droite une impulsion de recul électronique, de recul nucléaire et de chaleur-seule, tous trois correspondant à une même énergie de recul.

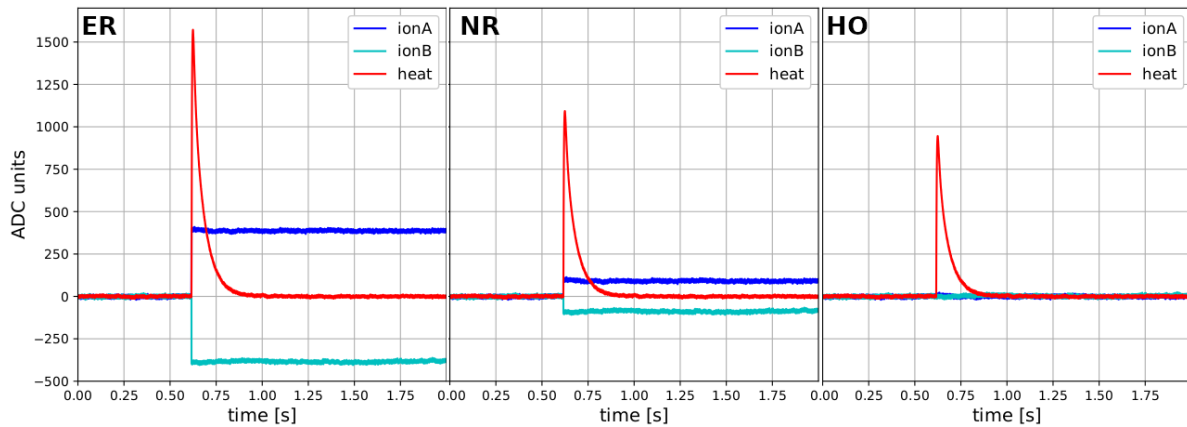


Figure 4.14 – Illustration de la simulation de trois types d'impulsion à  $f_s = 100$  kHz pour une énergie de recul de 10 keV, avec un modèle d'impulsion chaleur décrit par l'équation (4.43) et un modèle d'impulsion ionisation de type heaviside. Le détecteur considéré est un planaire en germanium opéré à 2 V de tension de polarisation. Les sensibilités chaleur et ionisation sont respectivement  $1 \mu\text{V}/\text{keV}$  et  $1.2 \mu\text{V}/\text{keV}$  auxquelles sont associés leurs gains respectifs de 9.8 nV/ADU et 78.5 nV/ADU. **De gauche à droite** : un recul électronique, un recul nucléaire et un événement chaleur-seule.

### 4.3.1.1 Forme des impulsions

La forme des impulsions à simuler dépend de la technologie de capteur, qui peut être différente sur chaque canal de mesure. C'est la situation dans laquelle on se trouve avec le CRYOCUBE qui possède un NTD-Ge pour la mesure de chaleur et des électrodes pour la mesure de charge. L'électronique joue également un rôle non négligeable : en fonction de l'architecture du pré-amplificateur utilisé, de la valeur des composants, on peut obtenir des formes très différentes allant de l'impulsion à une ou plusieurs exponentielles à une fonction heaviside.

Le module MPS simulation est capable de générer des impulsions à partir de n'importe quelle fonction préalablement définie par l'utilisateur. Une liste, non exhaustive, est donnée ci-dessous pour les configurations typiques.

Pour la mesure d'ionisation, la forme dépend des valeurs des composants, comme nous le verrons au chapitre 5. Il faut donc distinguer plusieurs cas :

Dans le cas d'EDELWEISS ou de RICOCHET avec des relais, il n'y a plus de relaxation exponentielle et on se retrouve avec une impulsion qui n'a plus de paramètres de forme car il s'agit d'un échelon de type heaviside.

$$p(t) = \mathcal{H}(t; t_0) := \begin{cases} 1 & \text{si } t \geq t_0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (4.40)$$

La forme d'impulsion théorique pour un préamplificateur de charge HEMT avec résistances de polarisation et de remise à zéro (*feed-back*) est donnée par la formule :

$$p(t) = \mathcal{H}(t; t_0) e^{-\frac{t-t_0}{\tau_0}} \quad (4.41)$$

Dans cette formule on suppose que le temps de montée est plus faible que le pas d'échantillonnage et que l'on n'est pas limité par la bande passante de l'électronique. Dans le cas contraire, il faut ajouter un temps de montée exponentiel. Mais dans le cas particulier présenté par cette équation, un seul paramètre permet de décrire la forme de l'impulsion, le temps de décroissance  $\tau_0$ .

Enfin, pour un troisième type de capteur, que nous verrons dans le chapitre 7, les détecteurs à inductance cinétique, un ou deux temps de décroissance exponentiels sont nécessaires :

$$p(t) = a_0 \mathcal{H}(t; t_0) \left( e^{-\frac{t-t_0}{a_1}} - \frac{a_2}{a_0} e^{-\frac{t-t_0}{a_3}} \right) \quad (4.42)$$

Pour la mesure de chaleur dans EDELWEISS et RICOCHET à l'aide d'un capteur NTD-Ge, la forme d'impulsion théorique utilisée pour reproduire les impulsions expérimentales est donnée par l'expression suivante :

$$p(t) = \mathcal{H}(t; t_0) \sum_{i=1}^3 a_i \frac{\tau_i}{\tau_i - \tau_{th}} e^{-\frac{t-t_0}{\tau_i}} \left( 1 - \frac{\tau_i - \tau_{th}}{\tau_i \tau_{th}} \right) \quad (4.43)$$

Cette forme analytique est motivée par le modèle thermique associé au détecteur [49] où chaque lien entre les bains thermiques va donner lieu à une constante de relaxation exponentielle. C'est pour cette raison que ce modèle d'impulsion est une somme de relaxations exponentielles  $\tau_i$  et d'un temps

de montée également exponentiel  $\tau_{th}$ . A ces fonctions peuvent être ajoutés des filtres divers pour prendre en compte plus finement l'effet de l'électronique d'acquisition ou des effets de modulation liés à la méthode de lecture des voies de mesure. Une fois la forme des impulsions définie, il faut les répartir dans les données.

#### 4.3.1.2 Répartition des impulsions

L'intégralité des formes d'impulsion vues précédemment ne se termine jamais. Les exponentielles vont tendre vers zéro rapidement mais n'ont, en théorie, pas de fin. Les impulsions en créneau heaviside n'ont également pas de fin définie. L'ajout de ces deux catégories d'impulsion se fait avec deux approches différentes. Commençons par discuter du cas, plus commun, des impulsions exponentielles.

L'idée pour ajouter des impulsions avec une ou plusieurs décroissances exponentielles est de déterminer une durée à partir de laquelle l'impulsion en question se compare au bruit de quantification numérique. Or, cette durée dépend de l'amplitude de l'impulsion en question. En effet, si l'on fixe une valeur de seuil constante, ce seuil sera dépassé plus loin pour une impulsion plus énergétique. C'est pourquoi la durée maximale de l'impulsion est définie comme la durée à partir de laquelle l'impulsion passe en dessous d'un seuil  $\delta$  lorsque cette dernière correspond à l'énergie maximale présente dans les données simulées  $a^{\max}$ . On notera  $N^{\max}$  le nombre de points nécessaires pour garantir que ce critère de sélection soit respecté.

Pour tenir compte du fait qu'une impulsion puisse arriver entre deux points d'échantillonnage, il faut générer une matrice d'impulsion avec  $n_p$  impulsions évaluées pour des  $t_0$  compris entre 0 et  $1/f_s$ .

Ensuite, il faut tirer aléatoirement les positions (indices) auxquelles on va ajouter des impulsions. Le nombre total d'impulsions à ajouter est calculé à partir du taux d'événements renseigné dans le fichier de configuration, un taux d'impulsions de 1 par seconde va simuler une activité de 1 Bq. Sur une durée de 1000 s on aura en moyenne 1000 impulsions réparties sur des échantillons uniformément distribués en temps. Pour chaque position ainsi déterminée, on va ensuite refaire un tirage aléatoire uniforme entre 0 et  $n_p$ , noté  $n$ , pour sélectionner la forme exacte de l'impulsion, préalablement calculée dans la matrice d'impulsion, afin d'avoir des  $t_0$  simulés qui ne soient pas systématiquement en phase avec la fréquence d'échantillonnage. Cela permettra d'évaluer la capacité de MPS à identifier les  $t_0$  avec une précision supérieure à la précision de l'échantillonnage.

Enfin il suffit d'ajouter chacune des impulsions ainsi déterminée pour produire le signal total.

Pour les impulsions de type heaviside, la stratégie est différente. Cette fois, la stratégie est de parcourir le vecteur de données et d'ajouter l'amplitude de l'impulsion sur tout le reste du vecteur à chaque fois que  $t > t_0 + \frac{n/n_p}{f_s}$ , ce qui est plus efficace et rapide à simuler.

Une acquisition de durée finie pour un détecteur est appelé "stream" au sein de la collaboration RICOCHET, ce "stream" ne contenant que les impulsions simulées, il faut ensuite ajouter le bruit élec-

tronique pour produire un signal d'acquisition réaliste. C'est ce que nous allons voir maintenant.

### 4.3.2 Génération de bruit électronique

La génération de bruits non blancs, donc colorés, a été largement étudiée par le passé. Ces bruits permettent de reproduire empiriquement les effets d'un très grand nombre de phénomènes électriques et électromagnétiques sur la chaîne d'acquisition et ils s'écrivent en toute généralité comme des bruits dont la densité spectrale de puissance évolue en  $\frac{1}{f^\gamma}$  avec  $\gamma$  un exposant dont la valeur définit la couleur du bruit.

Un bruit blanc est tel que sa densité spectrale de puissance est constante avec la fréquence et que sa phase est aléatoire. Il en résulte que chaque échantillon temporel est indépendant du précédent. La génération d'un tel bruit est aisée, il suffit de tirer aléatoirement et selon une loi normale,  $\mathcal{N}(\mu, \sigma)$ , la valeur de chaque échantillon temporel. La moyenne temporelle du bruit blanc idéal est égale à  $\mu$  et sa valeur quadratique moyenne (RMS) à  $\sigma$ . Sa densité spectrale de puissance est alors  $\sigma^2$ . Cependant, dans le monde physique, un bruit blanc parfait n'existe pas car les appareils de mesure agissent comme des filtres qui réduisent la bande passante de tous les signaux mesurés. Ce phénomène peut induire une différence entre la valeur RMS en temporel et la valeur (au carré) du plateau de la densité spectrale de puissance. Par souci de précision, on appellera  $\sigma$  la valeur obtenue à partir de la densité spectrale de puissance et pas du signal en temporel.

Un bruit rose est un bruit dont la densité spectrale de puissance évolue en  $1/f$ . Un tel bruit possède une structure basse fréquence qui rend les échantillons temporels dépendants les uns des autres. On peut parler de bruit corrélé au sens où sa fonction d'auto-corrélation n'est pas nécessairement nulle ailleurs qu'en zéro, contrairement au bruit blanc. La génération d'un tel bruit est plus délicate qu'un bruit blanc car il faut maintenant tenir compte de cette corrélation temporelle. Une méthode pour atteindre cet objectif serait d'utiliser l'algorithme des références [66, 171]. La méthode que j'ai implémentée repose sur un algorithme astucieux consistant à sommer des bruits blancs de la façon suivante : D'abord on définit un nombre de sources qui permet de définir la bande passante du générateur de bruit. Ensuite le signal de chaque source est calculé en générant des bruits blancs. La première source est un bruit blanc classique, la seconde est un bruit blanc dont la valeur change en moyenne toutes les deux valeurs. C'est-à-dire qu'à chaque position temporelle, un tirage de probabilité 1/2 est réalisé. S'il est un succès, la valeur à cette position change et prend une valeur aléatoire, sinon on garde la valeur du pas temporel précédent. On continue de cette façon sauf que la probabilité de tirage à chaque pas temporel est  $1/N_s$  avec  $N_s$  l'indice de la source courante  $s$ . La source 3 par exemple aura une probabilité de 1/3. Le point important est que le changement de valeur est fait de façon aléatoire et qu'une source lointaine ne nécessitera que quelques changements de valeur tout au long de la génération du signal. Le bruit rose est obtenu en sommant toutes les sources entre elles. En terme d'implémentation numérique, il suffit de stocker en mémoire les positions des changements aléatoires de chaque source et de mettre à jour la valeur de la source avec un tirage aléatoire, réalisé à

l'initialisation, au moment où l'on arrive à l'échantillon correspondant au changement. On obtient alors un algorithme très efficace pour générer du bruit rose.

Le troisième type de bruit, le bruit marron, dont la densité spectrale de puissance évolue en  $1/f^2$  est généré en partant d'un bruit blanc que l'on filtre à l'aide d'un filtre linéaire de type Butterworth d'ordre 1, dont la fréquence de coupure est assez faible pour ne pas impacter l'estimation spectrale. Si la fenêtre d'analyse fait 1 s, la fréquence minimale observable est de 1 Hz, une fréquence de coupure  $f_c < 1$  Hz garantit que le filtre induira une décroissance en  $1/f^2$ , telle qu'on obtiendra une densité spectrale de puissance en  $\sigma^2/f^2$ . L'application d'un filtre sur un signal de plusieurs centaines de millions de valeurs nécessite de prendre quelques précautions. En effet, il n'est pas possible de charger l'intégralité du signal en mémoire. Or, appliquer le même filtre par morceau induira des effets de bords indésirables. C'est pour cela qu'il faut amorcer le filtre à chaque morceau avec son état à la fin du morceau de données précédentes. On parle de filtrage par blocs chaînés.

Pour obtenir un bruit électronique réaliste par rapport aux observations expérimentales ou aux modèles théoriques, on peut définir le bruit total  $b$  comme une combinaison linéaire de ces différents bruits de telle sorte que la densité spectrale de  $b$ , notée  $|B|^2$  est définie par :

$$|B|^2 = \sigma_0 + \frac{\sigma_1}{f} + \frac{\sigma_2}{f^2} \quad (4.44)$$

On pourrait compléter ce modèle avec des contributions harmoniques pour reproduire des résonances ou les harmoniques qui se propagent sur le réseau électrique par exemple. Cependant, le filtre adapté va complètement annuler ces contributions, qui n'auront qu'un effet mineur sur la résolution en énergie, car elles ne représentent que quelques points en fréquence. Il sera cependant nécessaire d'ajouter cette possibilité dans de futurs travaux.

### 4.3.3 Étude des performances

Maintenant que nous avons vu comment générer des impulsions et du bruit électronique, on peut additionner les deux et utiliser MPS Processing pour extraire des amplitudes et positions d'impulsion. Dans ce cas, on connaît à la fois le bruit injecté et l'amplitude/position de chaque impulsion dans les données, et ce sur chaque voie du détecteur. Il devient donc possible d'estimer les performances du traitement des données.

La première étude de performances réalisée a consisté à étudier la fraction de survie des impulsions simulées en fonction de l'énergie de recul et du type d'événement. Le taux d'événements choisi pour cette étude est de 0.7 coup par seconde afin de reproduire le taux d'événements attendu dans RICOCHET à l'ILL. La fraction de survie obtenue est présentée sur la figure 4.15 (gauche). Sur cette figure on peut voir également à droite les densités spectrales de puissance générées comme présenté juste avant, mais estimées à différentes fréquences d'échantillonnage.

La conclusion du graphe, montrant l'efficacité de détection des impulsions en fonction de leur nature, est que les reculs électroniques sont plus facilement détectables. Ceci s'explique simplement car



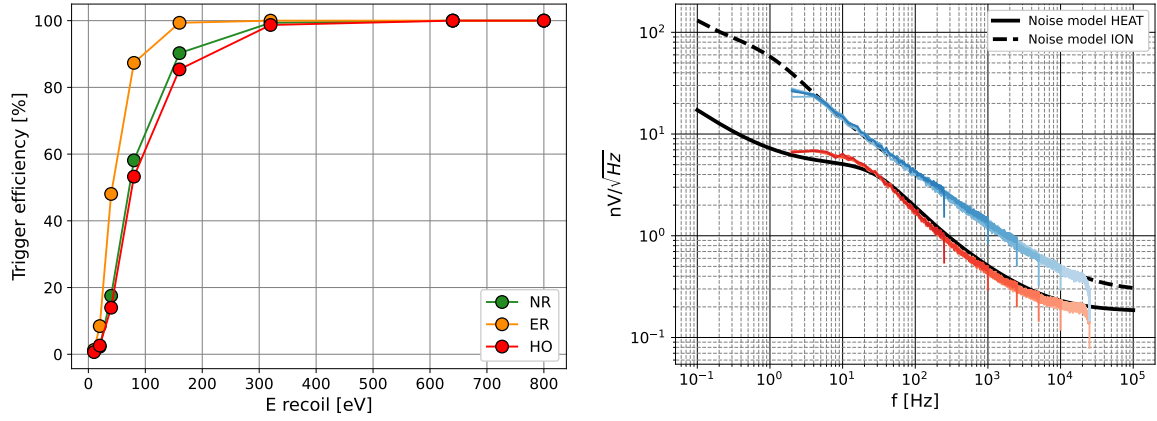


Figure 4.15 – **A gauche** : taux de survie des impulsions simulées à un taux de 0.7 coup par seconde à  $f_s = 1$  kHz pour différentes énergies de recul en considérant un bruit électronique tiré de [101]. **A droite** : estimation de la densité spectrale de puissance linéaire de la voie chaleur (rouge) et ionisation (bleu) en utilisant l’algorithme de détection de bruit par corrélation minimale pour l’identification du bruit (cf. 4.2.4), à différentes fréquences d’échantillonnage et comparées aux modèles que l’on souhaite reproduire (voir fig. 5.11).

le rapport d’ionisation d’un recul nucléaire est tel que les charges relativement nombreuses qui sont mises en mouvement dans le détecteur vont contribuer au signal chaleur. Ainsi, pour une même énergie de recul, l’énergie de chaleur sera plus grande pour un recul électronique. Comme attendu, la plus mauvaise sensibilité est obtenue pour les événements chaleur-seule qui ne produisent pas de signal d’ionisation et donc de contribution au signal chaleur dû à l’effet NTL.

Les densités spectrales de puissance restent les mêmes avec l’application du sous-échantillonnage, ce qui implique qu’il n’y a pas de repliement, comme nous l’avions déjà montré dans la figure 4.3. On voit également que l’algorithme de sélection de bruit par corrélation minimum n’induit pas de biais par rapport à la densité spectrale de puissance recherchée.

Une deuxième étude que nous pouvons mener consiste à estimer les résolutions temporelle et en énergie obtenues après traitement des données. On peut comparer la résolution en énergie extraite avec MPS et celle qui est attendue en théorie selon le modèle de bruit injecté et le modèle d’impulsion choisi. Les définitions de ces résolutions sont données par l’équation (4.45) où  $P(f)$  est la transformée de Fourier de la forme d’impulsion normalisée comme une densité spectrale de puissance linéaire et  $\hat{a}$  est l’amplitude optimale déterminée avec l’équation (4.27).

$$\sigma_{a_0} = \sqrt{\left[ \int_f \frac{|P(f)|^2}{J(f)} df \right]^{-1}} \quad \sigma_{t_0} = \sqrt{\left[ \hat{a} \int_f (2\pi f)^2 \frac{|P(f)|^2}{J(f)} df \right]^{-1}} \quad (4.45)$$

On voit sur la partie gauche de la figure 4.16 que la résolution en amplitude pour les signaux ionisation s’améliore avec la fréquence d’échantillonnage  $f_s$ . Les résolutions des voies individuelles en ionisation sont affichées en cercles bleus. Les bandes autour des points représentent la bande à  $\pm 1 \cdot$

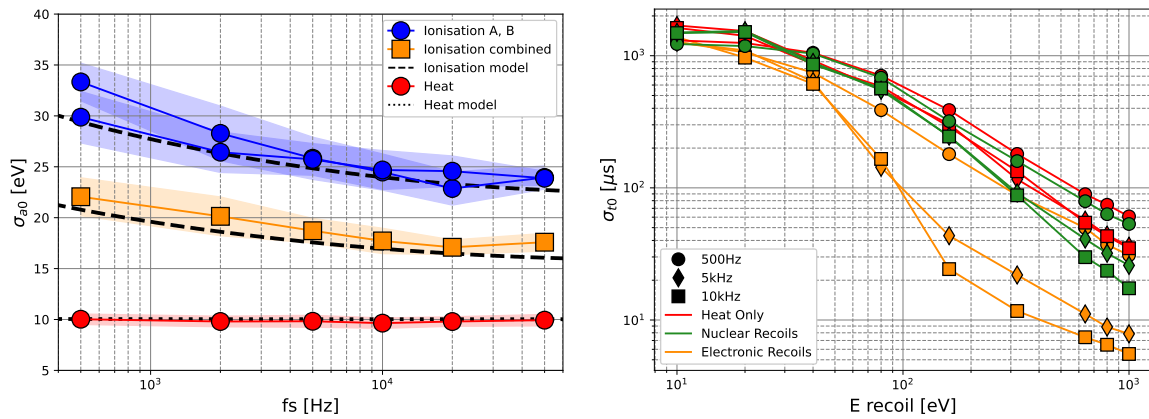


Figure 4.16 – **A gauche** : évolution de la résolution en énergie en fonction de la fréquence d'échantillonnage pour les signaux chaleur et ionisation. **A droite** : résolution en temps en fonction de l'énergie de recul et pour différents types d'événements et fréquences d'échantillonnage.

$\sigma$ . Les pointillés suivent la résolution théorique attendue. En combinant les deux voies ionisation, si les bruits sont indépendants, on devrait trouver la résolution en carrés oranges. Pour les voies uniques ou combinées, on remarque que le traitement des données effectué par MPS permet de retrouver la résolution attendue par rapport à ce qui a été simulé. Concernant la résolution de la voie chaleur, en cercle rouge, on peut observer qu'elle n'évolue pas avec la fréquence d'échantillonnage. On remarque encore que la résolution obtenue suit la résolution attendue. Le fait que la résolution de la voie chaleur n'évolue pas avec la fréquence d'échantillonnage contrairement aux résolutions des voies ionisation vient des différences de forme des signaux et du bruit. Pour la voie chaleur, on a un signal dont la bande passante est autour de quelques dizaines de Hz puis décroît en  $1/f^2$  alors que le bruit reste constant, car la voie chaleur est dominée par le bruit d'agitation thermique du capteur NTD. On a donc un effondrement du rapport signal sur bruit en augmentant la fréquence d'échantillonnage et donc la résolution n'évolue plus. Dans le cas des signaux ionisation, le signal évolue en  $1/f^2$  et le bruit en  $1/f$ , ce qui entraîne un rapport signal sur bruit qui diminue plus lentement avec l'évolution de  $f_s$ .

Enfin, on peut s'assurer que le rapport d'ionisation est correctement simulé et retrouvé par MPS Processing en représentant les données dans les plans chaleur/ionisation et  $Q/E_R$ . Cette représentation (voir figure 4.17) nous permet de définir des seuils de discrimination électronique/nucléaire et nucléaire/chaleur-seule. Dans l'encart de gauche, on représente l'évolution de l'ionisation en fonction de l'énergie de chaleur. On peut observer sur cette figure la simulation de ER/NR et HO, reconstruite en utilisant MPS Processing.

Sur cette figure 4.17 nous pouvons observer les mêmes données représentées à gauche dans le plan de l'ionisation totale en fonction de l'énergie de chaleur totale et à droite dans le plan rapport d'ionisation (ou quenching) en fonction de l'énergie de recul. Les événements de type ER sont représentés en bleu/vert, ceux de type NR en rouge/orange et les HO en noir/gris. Les courbes théoriques sur lesquelles devraient se trouver ces populations sont les lignes noires, en pointillés

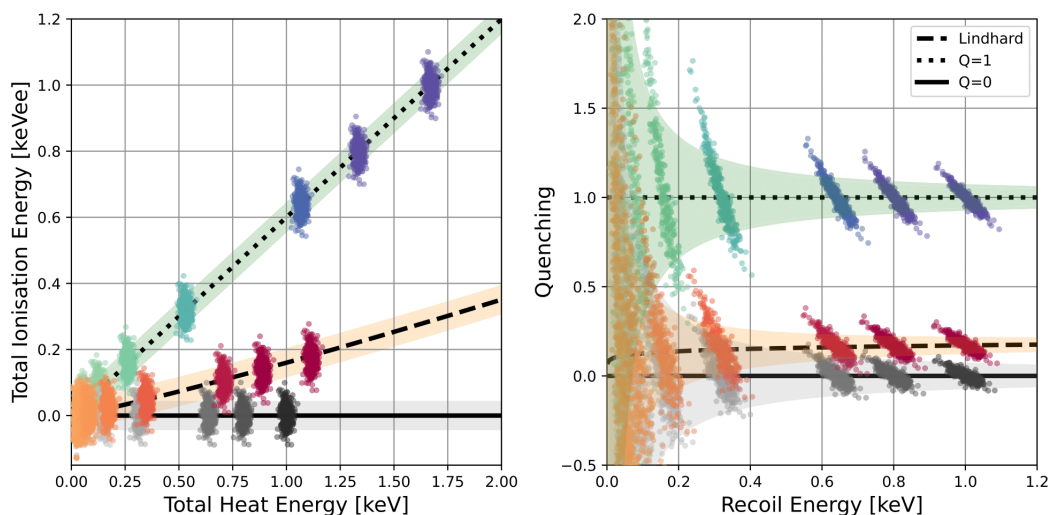


Figure 4.17 – Performances d’identification de particules obtenues en utilisant MPS Processing et MPS Simulation avec les bruits électroniques attendus sur la voie chaleur et les voies ionisation. On considère un rapport d’ionisation donné par Lindhard [119]. Trois populations sont représentées : en bleu/vert on trouve les reculs électroniques (ER). En rouge, les reculs nucléaires (NR). En noir, les événements chaleur-seule (HO). Les régions colorées correspondent aux bandes  $\pm 1\sigma$  de chaque type d’événement. **A gauche** : dans le plan chaleur/ionisation totale. **A droite** : dans le plan quenching/énergie de recul.

pour les ER, en tirets pour les NR et en traits pleins pour les HO. Chaque paquet d’événements a été obtenu en utilisant MPS Processing sur des données simulées avec MPS Simulation. Chaque paquet correspond à un jeu de données ne possédant qu’une seule population d’événements définie par son énergie de recul et sa nature (ER, NR ou HO) avec un taux d’impulsions de 0.7 coups par seconde et à 10 kHz. Le bruit électronique et l’emplacement des impulsions sont strictement les mêmes dans chaque jeu de données, c’est pour cela que les paquets d’événements sont aussi similaires les uns aux autres. Les bruits électroniques injectés sont ceux présentés sur la figure 4.15 (droite). Les bandes colorées correspondent aux bandes à  $\pm 1\sigma$  et permettent de visualiser simplement les seuils de discrimination entre les ER et NR qui se trouvent être autour de 180 eV en énergie de recul ainsi qu’entre les NR et HO autour de 600 eV en énergie de recul. Ces seuils pourront être abaissés par des techniques statistiques plus poussées, comme avec l’utilisation des BDT (pour “Boosted Decision Tree”), mais ces méthodes seront mises en place après acquisition des premières données à l’ILL pour la mesure du CE $\nu$ NS avec RICOCHET. Notre signal d’intérêt étant la population d’événements de type NR, on voit que le plus gros problème pour l’identification de cette population provient de la population d’événements chaleur-seule. Ces événements proviennent de processus qui ne sont pas encore totalement compris et constituent un bruit de fond à l’expérience RICOCHET [9].

#### 4.3.4 Conclusion

Nous avons vu dans cette section que le module MPS Simulation est capable de simuler des données brutes avec des bruits électroniques arbitraires et des populations d’événements de type chaleur-

seule, ainsi que des reculs nucléaires et électroniques. La simulation de ces données a été évaluée à l'aide de MPS Processing pour reconstruire les paramètres d'entrée. Nous avons vérifié que la densité spectrale de bruit est convenablement générée par MPS Simulation et reconstruite avec MPS Processing. L'estimation de l'efficacité de détection a pu être réalisée. Cette dernière a montré que MPS a atteint des seuils de détection de 50% à 50 eV pour des reculs électroniques et 80 eV pour des reculs nucléaires et des événements chaleur-seule, en énergie de recul.

Nous avons pu observer également que la résolution en énergie reconstruite est compatible avec ce qui est attendu d'après nos modèles. On retrouve une évolution de la résolution de la voie ionisation en fonction de la fréquence d'échantillonnage qui indique, comme attendu, qu'il faut analyser les données à une fréquence d'échantillonnage au moins égale à 10-20 kHz pour respecter le cahier des charges de RICOCHET en terme de résolution en énergie et de résolution en temps ( $\sigma_{t_0} \leq 1\text{ms}$ , voir figure 4.16). La valeur absolue de la résolution donnée dans cette section, inférieure à 20 eVee, est obtenue avant l'élaboration des modèles présentés au chapitre 5 et doit être prise comme une estimation optimiste. Le choix de 10-20 kHz se justifie par la diminution du gain en résolution avec l'augmentation de la fréquence d'échantillonnage, coûteuse en temps de calcul par ailleurs.

Enfin, la reconstruction des différents types d'événements a permis de confirmer la bonne prise en compte des modèles de quenching et d'estimer les seuils de discrimination ER/NR et NR/HO qui sont respectivement de 180 eV et 600 eV en énergie de recul. On voit que ces seuils sont très fortement dépendants de la résolution en énergie d'ionisation.

Les résultats de reconstruction présentés dans ce chapitre sont ce qu'il est possible d'obtenir en connaissant exactement la forme de l'impulsion générée, ce qui n'est pas le cas dans des données expérimentales dans lesquelles il faut extraire la forme des impulsions recherchées. C'est l'objet du prochain chapitre sur MPS Template.

## 4.4 MPS Template

Nous avons également vu que la forme des impulsions est importante pour le traitement des données et pour simuler de manière réaliste la réponse physique du détecteur. Afin d'estimer les paramètres de forme des impulsions, MPS contient un module d'ajustement d'impulsions : MPS Template. Nous présentons maintenant son fonctionnement. L'objectif du module *Template* de MPS consiste à ajuster les paramètres d'un modèle analytique d'impulsion, à partir d'un traitement préliminaire. Ce dernier consiste à supposer approximativement les paramètres recherchés et à lancer un traitement comme décrit dans la section MPS Processing 4.2. A partir du fichier retourné par cette étape, il est possible de sélectionner les événements détectés pour définir une collection d'impulsions, puis d'en faire un ajustement précis. Nous verrons donc dans cette section comment réaliser une sélection robuste pour obtenir une collection de grande qualité. Puis, je présenterai la méthode d'ajustement utilisée qui permet en plus d'obtenir les valeurs optimales, d'estimer les incertitudes et corrélations associées au modèle sélectionné par rapport à un jeu de données.

### 4.4.1 Algorithme de sélection

Comme dit dans l'introduction, la première étape de ce module de MPS est de déterminer une collection d'impulsions de qualité. On peut définir la qualité d'une collection par son homogénéité et par le fait que les traces extraites des données ne présentent pas de bruit spécifique (impulsion électronique, pente dans les données, saturations, etc...).

Cette sélection se déroule en deux étapes, d'abord on sélectionne graphiquement par lasso<sup>2</sup> dans le plan ( $\chi^2$ ,  $\hat{a}$ ) la population d'impulsions que l'on va chercher à ajuster. Pour rappel, l'expression du  $\chi^2$  est donnée par l'équation (4.26). L'exemple donné dans la figure 4.18 présente le jeu de données vk04l004 du détecteur RED106 qui a été analysé avec un modèle d'impulsion inadapté. La valeur du  $\chi^2$ , selon l'abscisse, est très élevée pour la population sélectionnée ( $\approx 10000$ ) au lieu de la valeur 400 attendue. Cette valeur attendue est simplement le nombre de degrés de liberté de l'ajustement qui correspond au nombre de points de la trace temporelle, ici 400 points. Les traces temporelles représentent 1 seconde d'acquisition à 400 Hz. Un tel écart observé indique que le modèle d'impulsion utilisé pour le traitement des données n'est pas bon. Malgré cela, on peut voir que les pics de calibration (cf. chapitre 3) sont bien visibles, à 10.37 keV et 1.3 keV pour  $\approx 1200$  et  $\approx 120$  unités de digitalisation, respectivement.

Dans cet exemple, on sélectionne des événements à 10.37 keV pour obtenir un bon rapport signal sur bruit. On voit qu'il y a un certain nombre d'artefacts dans une fraction des traces affichées, avec notamment plusieurs impulsions dans la même fenêtre (*pile-up events*), des impulsions d'origine électronique (*spikes*), une variation forte de la ligne de base qui se traduit par une dispersion en amplitude après 300 échantillons temporels.

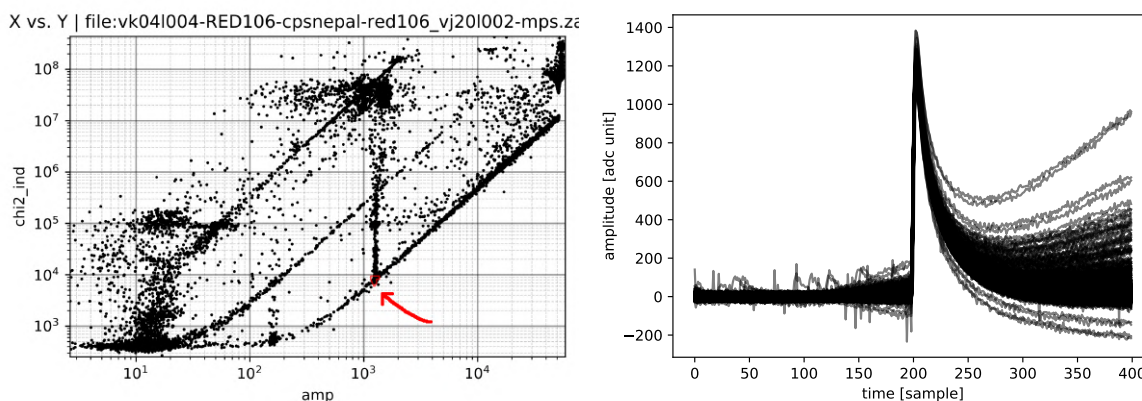


Figure 4.18 – **A gauche** : illustration de la sélection par lasso dans le plan ( $\chi^2$ ,  $\hat{a}$ ) et les impulsions correspondantes. La zone sélectionnée est représentée en rouge. **A droite** : représentation temporelle des traces sélectionnées. La pente est corrigée en utilisant les 150 premiers échantillons.

La seconde étape consiste justement à rejeter toutes ces traces présentant un ou plusieurs de ces artefacts. L'idée de cette étape est de considérer que la moyenne des traces est bonne et qu'il est

2. sélection effectuée à la main d'une zone sur le graphe

possible de mesurer une déviation par rapport à cette moyenne et de calculer un  $\Delta_P$  qui s'exprime comme :

$$(\Delta_P)_i = \sum_f \frac{|P_i(f) - \bar{P}(f)|^2}{\bar{P}(f)^2} \quad (4.46)$$

$$\bar{P}(f) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N P_i(f) \quad (4.47)$$

avec  $\bar{P}(f)$  l'impulsion moyenne en fréquence extraite à partir des données et  $P_i(f)$  la trace courante d'indice  $i$  en fréquentiel. La normalisation est faite selon l'impulsion moyenne ce qui rend impossible d'avoir une valeur attendue comme avec le  $\chi^2$  présenté plus tôt. Cependant cette grandeur représente une mesure de la similarité relative entre une impulsion donnée et la moyenne des impulsions. La sélection des traces homogènes est effectuée en appliquant un second critère de sélection par rapport au  $\Delta_P$  : prendre les "N" traces avec le  $\Delta_P$  le plus faible ou prendre les traces pour lesquelles le  $\Delta_P$  reste inférieur à un certain percentile de sa distribution.

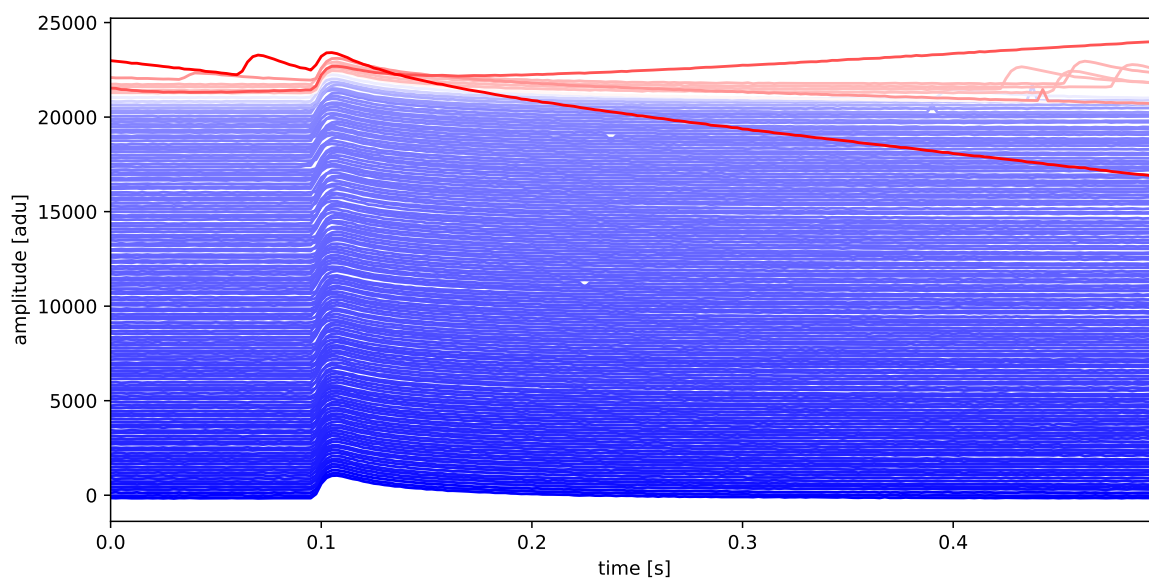


Figure 4.19 – Illustration de seconde sélection par  $\Delta_P$ . De bas en haut : les "meilleures" traces aux "moins bonnes". Un décalage arbitraire des traces a été effectué pour améliorer la visibilité.

Dans le cas de MPS Template, l'ajustement se fait (comme nous le verrons juste après) simultanément sur un certain nombre de traces. Or définir le percentile comme critère de sélection sur le  $\Delta_P$  constitue le risque d'accepter trop de traces, donc un critère sur le nombre de traces à ajuster a été préféré. Pour illustrer la démarche mise en oeuvre dans MPS Template, nous allons considérer les 3 traces avec le  $\Delta_P$  le plus faible. Ces traces sont présentées sur la figure 4.20. Sur cette figure tous les canaux du détecteur RED146 de type FID38 sont représentés simultanément, bien que la sélection ait été faite uniquement sur la voie chaleur intitulée *Heat A*.

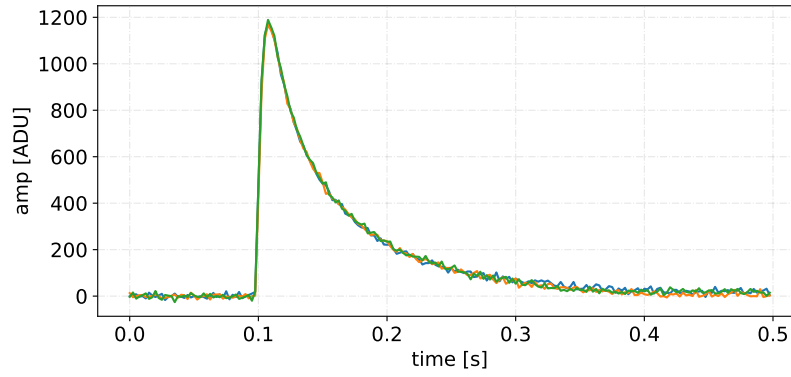


Figure 4.20 – Représentation des traces sélectionnées selon l’algorithme de sélection par  $\Delta_P$  décrit dans cette section. Ici, seules les trois “meilleures” traces ont été choisies.

L’intérêt d’isoler les traces sélectionnées sur toutes les voies permet de s’assurer qu’elles sont toutes homogènes et ne présentent pas de bruit susceptible d’influencer les résultats de l’ajustement. Dans la suite et par souci de pédagogie et d’illustration, nous nous concentrerons sur la voie chaleur uniquement, bien qu’il soit possible d’ajuster un modèle d’impulsion sur n’importe quelle voie de mesure. De plus, la sélection initiale peut être réalisée sur d’autres variables que le  $\chi^2$  et l’amplitude comme la valeur moyenne ou tout autre grandeur relative à une trace d’événement.

Maintenant que la sélection des traces à ajuster est réalisée, nous allons voir comment fonctionne l’algorithme permettant d’extraire les paramètres de modèle optimaux.

#### 4.4.2 Algorithmes d’ajustement

La stratégie d’ajustement pour l’extraction des paramètres optimaux permettant de décrire le plus fidèlement possible les impulsions présentes dans les données à partir d’un modèle analytique se déroule en deux étapes. D’abord, les traces sélectionnées contenant les impulsions sont ajustées en utilisant un algorithme d’optimisation numérique. Cet algorithme, ou minimiseur, s’appelle *migrad*. Il est disponible dans la librairie Python *iMinuit* [72] et permet de minimiser une fonction de coût, ou d’erreur, représentative de la différence entre le modèle d’impulsion et les données. La fonction d’erreur utilisée est la même que pour le  $\chi^2$  lors de l’estimation du temps d’arrivée et de l’amplitude de l’impulsion (cf. Eq. 4.26). Formellement, pour un modèle d’impulsion analytique  $P$ , utilisant des données mesurées  $D$  et un bruit électronique  $J$ , on peut écrire :

$$\hat{\vec{\theta}} = \arg \min_{\vec{\theta}} \sum_f \frac{|D - \hat{a}P(\vec{\theta}; \hat{t}_0)|^2}{J} \quad (4.48)$$

Dans cette notation, l’amplitude de l’impulsion n’est pas incluse dans le vecteur de paramètres  $\vec{\theta}$  car elle est simplement un facteur d’échelle et ne change pas la forme de l’impulsion. En d’autres termes,  $\theta$  est le vecteur des paramètres de forme du modèle. On peut ensuite généraliser cette expression

pour ajuster simultanément  $N$  traces contenant des impulsions d'amplitudes différentes et arrivant à des instants également différents :

$$\hat{\vec{\theta}} = \arg \min_{\vec{\theta}} \sum_{n=1}^N \sum_f \frac{|D_n - \hat{a}_n P(\vec{\theta}; \hat{t}_{0n})|^2}{J} \quad (4.49)$$

Dans ces deux expressions,  $\hat{a}$  représente l'amplitude optimale obtenue en minimisant le  $\chi^2$  comme dans le module MPS Processing et  $\hat{t}_0$  est l'instant d'arrivée de l'impulsion dans la trace obtenu en faisant un balayage tel que présenté sur la figure 4.11. Le résultat de la minimisation de cette fonction est représenté sur la figure 4.21 ci-dessous.

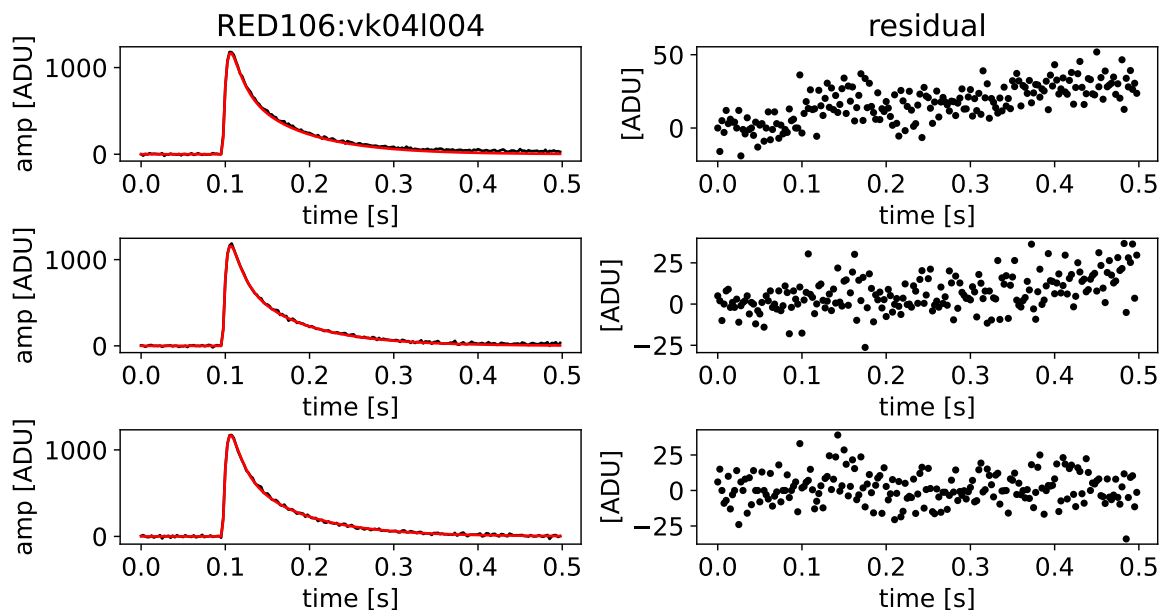


Figure 4.21 – **A gauche** : résultats de l'ajustement simultané des trois impulsions (rouge) superposées sur chacune des traces brutes (noir). **A droite** : résidus définis comme la différence entre les données et l'impulsion analytique paramétrée par le résultat de l'ajustement. Le modèle d'impulsion considéré est décrit dans l'équation (4.43) mais ne comporte que deux temps de décroissance au lieu de trois.

L'estimation des corrélations et des incertitudes sur chaque paramètre de forme est obtenue en échantillonnant la densité de probabilité associée à chaque paramètre. Le principe général de cette méthode est de faire du Monte-Carlo (des tirages aléatoires) sur des chaînes de Markov dont l'état stationnaire est la distribution à échantillonner (méthode MCMC pour Monte-Carlo Markov Chain). En pratique, j'ai utilisé la librairie Python *emcee* qui est une implémentation de la méthode décrite dans [90]. L'idée de cette méthode consiste à définir un certain nombre de marcheurs indépendants répartis aléatoirement dans l'espace des phases. A chaque itération, ces marcheurs vont faire un pas, plus ou moins grand, dans une direction qui dépend de l'écart entre notre modèle et les données. Dans notre cas, cet écart est modélisé par l'expression (4.50) avec  $N$  le nombre d'impulsions ajustées simultanément,  $\vec{\theta}$  le vecteur de paramètres de forme du modèle (paramètres globaux) et  $\vec{\beta}_n$  le vecteur



de paramètres contenant les paramètres individuels que sont l'amplitude  $\hat{a}_n$  et la position  $\hat{t}_{0n}$  de chaque impulsion.

$$-\log \mathcal{L}(\vec{\theta}) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N \chi^2(\vec{\theta}; \vec{\beta}_n) \quad (4.50)$$

Cette relation vient du fait que pour chaque point de donnée, on suppose une erreur gaussienne autour de la valeur moyenne  $\overline{D}_n(f)$ , telle que la fonction de vraisemblance totale s'écrive selon (4.51) :

$$\mathcal{L}(\vec{\theta} | D_0, \dots, D_N) = \prod_f \prod_{n=1}^N e^{-\frac{1}{2} \frac{|D_n(f) - \overline{D}_n(f)|^2}{J(f)}} \quad (4.51)$$

On cherche à estimer  $\overline{D}_n(f)$  à partir d'une forme analytique d'impulsion  $\hat{a}_n P(\vec{\theta}; \hat{t}_{0n}, f)$ . Statistiquement cela revient à choisir  $\vec{\theta}$  de façon à maximiser la vraisemblance (4.52) :

$$\mathcal{L}(\vec{\theta} | D_0, \dots, D_N) = \prod_f \prod_{n=1}^M e^{-\frac{1}{2} \frac{|D_n(f) - \hat{a}_n P(\vec{\theta}; \hat{t}_{0n}, f)|^2}{J(f)}} \quad (4.52)$$

De façon équivalente, on peut minimiser le négatif de la fonction de log-vraisemblance car le logarithme est monotone :

$$-\log(\mathcal{L}(\vec{\theta} | D_0, \dots, D_N)) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^M \sum_f \frac{|D_n(f) - \hat{a}_n P(\vec{\theta}; \hat{t}_{0n}, f)|^2}{J(f)} \quad (4.53)$$

La valeur de  $\vec{\theta}$  optimale ( $\hat{\vec{\theta}}$ ), au sens où elle maximise la vraisemblance du modèle par rapport aux mesures, est donnée en dérivant  $\mathcal{L}$  par rapport à  $\vec{\theta}$  :

$$\left. \frac{\partial \log(\mathcal{L}(\vec{\theta} | D_0, \dots, D_N))}{\partial \vec{\theta}} \right|_{\vec{\theta} = \hat{\vec{\theta}}} = 0 \quad (4.54)$$

$$\equiv \sum_{n=1}^N \left. \frac{\partial \chi^2(\vec{\theta}; \vec{\beta}_n)}{\partial \vec{\theta}} \right|_{\vec{\theta} = \hat{\vec{\theta}}} = 0 \quad (4.55)$$

On retrouve le fait que minimiser la fonction de  $\chi^2$  est équivalent à maximiser la fonction de vraisemblance et permet d'obtenir une solution pour l'équation (4.49). L'échantillonnage de l'espace des paramètres est fait ainsi pour converger vers l'ensemble de paramètres optimums  $\hat{\vec{\theta}}$ . Pour garantir un échantillonnage efficace, au sens où il permet de retrouver la densité de probabilité associée à chaque paramètre du modèle testé, c'est-à-dire à chaque valeur de  $\vec{\theta}$ , il faut répartir les marcheurs aléatoirement à l'initialisation, attendre suffisamment longtemps que le marcheur ne se rappelle plus de son point de départ et avoir suffisamment de marcheurs pour couvrir efficacement l'espace des phases. On peut imaginer beaucoup de variations autour de ce concept de marcheur, comme rajouter des

termes de friction ou d'inertie dans le déplacement de ces derniers, ou même une notion de température qui rendrait les premiers déplacements plus grands mais aussi plus aléatoires, avant de réduire en amplitude et de s'ordonner selon le gradient de la log-vraisemblance. Précisément dans le cadre de MPS Template, le nombre de marcheurs et le nombre de pas (itération) à rejeter sont des paramètres ajustables. Typiquement on choisit d'avoir dix fois plus de marcheurs que de paramètres à ajuster. Le nombre d'itérations rejetées peut être estimé automatiquement en mesurant l'auto-corrélation d'une trajectoire d'un marcheur mais en se plaçant au delà de quelques longueurs de corrélation. On s'assure ainsi de ne pas induire un biais associé à la position de départ. Les pas de chaque marcheur suivent deux types de mouvements, à 80 % ils suivent une méthode proposée par [165] et le reste du temps une méthode proposée par [138]. L'intérêt d'avoir deux méthodes est de pallier à d'éventuels problèmes de convergence lorsque la fonction échantillonnée présente un grand nombre de minima. Le choix de ces deux approches n'est pas motivé par un travail d'optimisation rigoureux mais résulte de tests empiriques. Une étude plus fine permettrait peut-être d'obtenir de meilleures performances, en terme de temps d'exécution et de qualité d'échantillonnage.

Le résultat d'un échantillonnage appliqué aux impulsions présentées sur la figure 4.21 et en suivant la méthode décrite ci-dessus est présentée sur la figure 4.22.

Sur cette figure, nous pouvons extraire un grand nombre d'informations. D'abord, on a la densité de probabilité de chaque paramètre sur la diagonale supérieure, avec la valeur la plus probable et les erreurs (potentiellement asymétriques) associées. Dans la partie triangulaire inférieure de cette figure, on peut observer les densités de probabilité jointes entre chaque paramètre deux à deux. Ces dernières donnent une information sur la covariance entre deux paramètres, c'est-à-dire s'ils sont corrélés ou non. On peut d'ailleurs observer que les paramètres  $\tau_0$  et  $\tau_1$  sont corrélés positivement, que  $\tau_{th}$  et  $\tau_0$  sont corrélés négativement, tandis que l'amplitude  $a_1$  est globalement indépendante des temps caractéristiques. Ces corrélations indiquent que pour ajuster la ou les impulsions en question, on peut maintenir un bon ajustement en augmentant simultanément  $\tau_1$  et  $\tau_0$ , ou en augmentant  $\tau_0$  mais en diminuant conjointement  $\tau_{th}$ .

L'utilisation d'un MCMC n'est pas absolument nécessaire car on voit que l'écart entre le résultat de l'ajustement à l'aide d'un minimiseur donne un résultat très proche de la position la plus probable retournée par le MCMC : la ligne verticale rouge est très proche de la ligne verticale noire pointillée correspondant à un percentile de 50%. Néanmoins être capable d'ajuster précisément les impulsions et d'extraire les erreurs statistiques est d'un grand intérêt pour réaliser des études sur la dynamique des détecteurs, totalement contenue dans les temps de montée/descente et les amplitudes relatives. Pour illustrer l'intérêt de MPS Template, nous sommes partis de données ajustées avec un modèle d'impulsion dont les paramètres n'étaient pas optimisés. D'où le fait que sur le panneau de gauche de la figure 4.18, la zone sélectionnée possédait un  $\chi^2$  bien plus grand que le nombre de degrés de liberté attendus ( $\sim 10000$  contre  $\sim 400$ ), signe d'un mauvais ajustement. Nous avons alors sélectionné et ajusté les impulsions dans cette région afin de raffiner l'estimation des paramètres  $\vec{\theta} = (\tau_i, \dots, a_i)$  du modèle. Sur la figure 4.23, on voit la valeur du  $\chi^2$  en fonction de l'amplitude avec les paramètres non optimisés (en rouge) et les paramètres optimisés (en bleu). On peut constater que le choix du

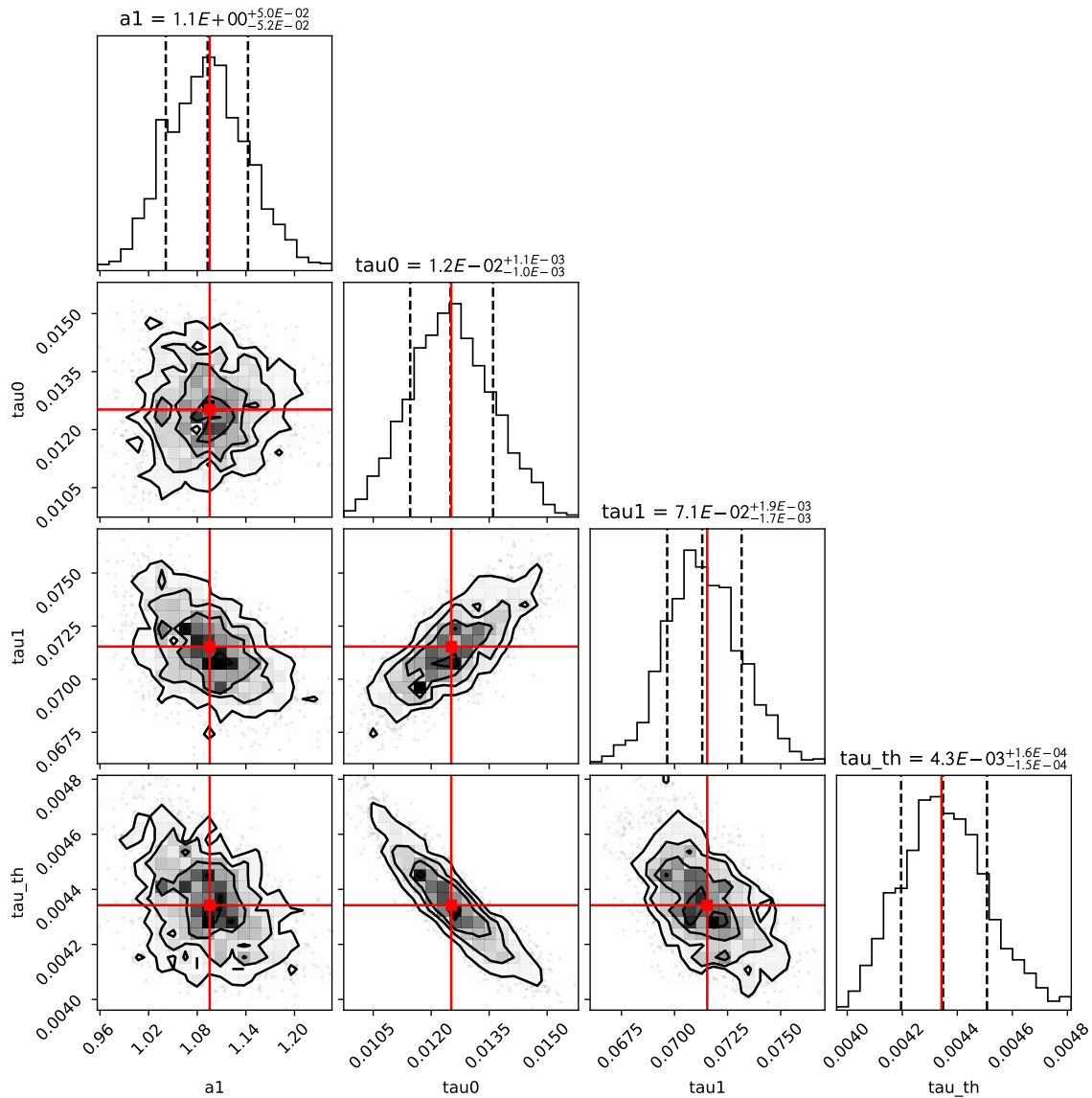


Figure 4.22 – Résultat d'un échantillonnage de l'espace des paramètres de la forme de l'impulsion ajustée par parcours de chaînes de Markov par Monte-Carlo (MCMC). La valeur obtenue en ajustant simultanément les 3 impulsions est représentée en rouge.

modèle peut changer la valeur estimée de la sensibilité du détecteur. Pour analyser des données, on effectue souvent une sélection dans ce plan  $\chi^2$ /amplitude, le choix du modèle impactera également les paramètres associés à cette coupure. On peut commenter la forme générale que prennent les données dans ce plan. A basse énergie, le  $\chi^2$  reste stable centré autour de  $ndof$  puis il croît comme le carré de l'amplitude car l'erreur sur le  $\chi^2$  est dominée par l'erreur sur l'amplitude lorsque cette dernière est grande, et elle joue au carré dans l'expression du  $\chi^2$ .

Pour conclure, nous avons vu que MPS Template est un outil performant pour l'étude et l'estimation des impulsions présentes dans un détecteur. La dernière pièce manquante à un ensemble de logiciels pour l'analyse de données est un outil permettant d'estimer les performances totales de la chaîne en

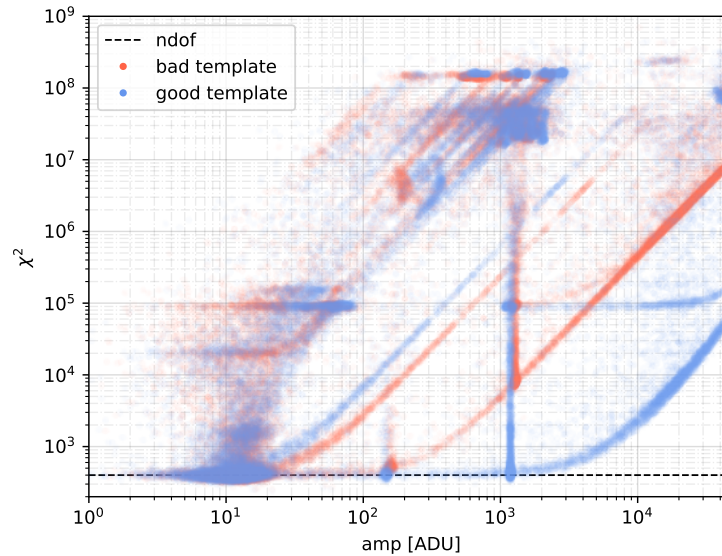


Figure 4.23 – Illustration de l’effet de meilleurs paramètres pour la description des impulsions d’un détecteur. Les données vk04l004 de RED106 ont été traitées avec des paramètres d’impulsion de début de refroidissement (rouge) puis avec des paramètres recalculés sur ces données vk04l004 spécifiquement (bleu).

s’appuyant sur toutes les fonctionnalités présentées jusqu’ici. C’est le rôle de MPS Efficiency dont nous allons discuter maintenant.

## 4.5 MPS Efficiency

Le module *MPS Efficiency* a pour objectif d’estimer, avec une précision de l’ordre du pour cent, l’efficacité du traitement des données et des coupures dans les données au niveau de l’étape d’analyse. Dans la collaboration RICOCHET, on distingue deux étapes de traitement des données. La première est le traitement qui permet d’extraire les quantités réduites à partir de données brutes et est réalisée par MPS. La seconde consiste en l’analyse fine des quantités réduites pour en extraire des grandeurs physiques. Cette deuxième étape inclut la calibration, les coupures/sélections de données et les ajustements de modèles et est réalisée par la librairie BALT. Or, l’efficacité de détection totale dépend des sélections appliquées sur les données. C’est pourquoi il est nécessaire que le module MPS Efficiency soit lié à BALT pour obtenir les courbes d’efficacité qui permettront de corriger les données des biais de reconstruction et de sélection.

La structure schématique détaillée du prototype de MPS Efficiency développé par N. Martini au cours de son stage de M2, supervisé par J. Billard et moi-même, est donnée par la figure 4.24. Le principe général de MPS Efficiency est d’injecter des impulsions à des positions connues dans des données expérimentales et de mesurer la fraction de ces impulsions qui survivent aux différents traitements.

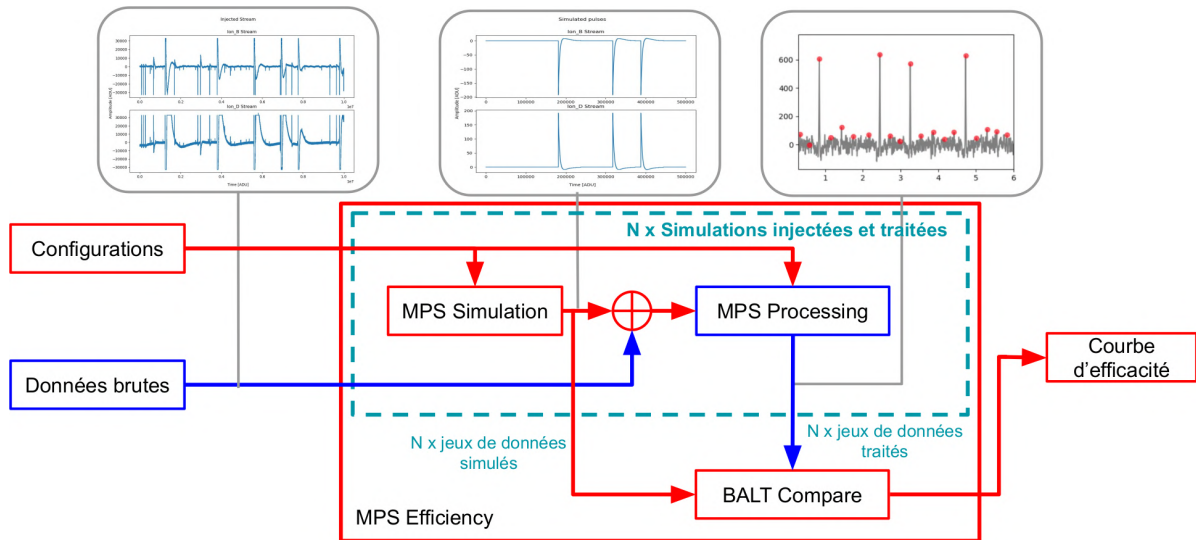


Figure 4.24 – Illustration schématique de la structure de MPS Efficiency reposant sur MPS Simulation et MPS Processing, ainsi que sur la librairie d’analyse de données BALT.

Sur cette figure on peut voir la relation entre MPS Simulation, MPS Processing et BALT. Les fonctions de MPS Simulation sont utilisées pour générer des impulsions analytiques dans les données expérimentales, MPS Processing est ensuite utilisé pour estimer les amplitudes et positions de toutes les impulsions. Enfin, la fonction de BALT intitulée BALT Compare permet d’identifier les impulsions injectées encore présentes à la fin des traitements. Pour calculer une courbe d’efficacité réaliste et précise, il faut que le nombre d’impulsions injectées soit faible par rapport au taux d’impulsions présent dans les données expérimentales. En effet, un taux d’impulsions trop important modifiera significativement le comportement des algorithmes de MPS Processing : l’estimation de bruit est sensible aux variations du taux d’événements. S’il y a plus d’événements, le taux d’événements empilés (plusieurs impulsions dans la même fenêtre) sera artificiellement trop important et la courbe d’efficacité résultante sera sous-évaluée. Cependant, obtenir une estimation précise de la courbe d’efficacité requiert d’avoir un grand nombre de mesures pour chaque condition (énergie de recul, type d’événement). On veut donc peu d’impulsions injectées par fichier, mais un grand nombre de ces impulsions pour avoir une bonne statistique sur l’erreur associée à la fraction de survie. La solution à ce problème est de réaliser un grand nombre d’itérations d’injection et de traitement des données avec peu d’impulsions à chaque fois, ce qui implique un temps de traitement conséquent.

Malgré un temps d’exécution relativement long, MPS Efficiency a permis d’obtenir la courbe d’efficacité associée à des données qui seront présentées au chapitre 6, cette dernière est visible sur la figure 4.25. On voit que l’efficacité de détection des impulsions injectées en rouge plafonne à 60% au-delà de 10.37 keV puis décroît en dessous de 10.37 keV pour atteindre un autre plateau légèrement inférieur à 50%. Enfin, l’efficacité s’effondre en dessous de 1.3 keV jusqu’à atteindre 25% à 1 keV. Les données sont prises en surface avec un blindage assez faible, le taux d’événements lié aux rayonnements cosmiques est de quelques Hz. Cette agitation permanente induite par ces particules

entraîne des saturations et masque les impulsions injectées. La réduction de l'efficacité en dessous des énergies des raies de calibration est causée par le temps mort. Ce dernier est dû au masquage des impulsions injectées par les impulsions de la source de calibration. Ce résultat montre que le

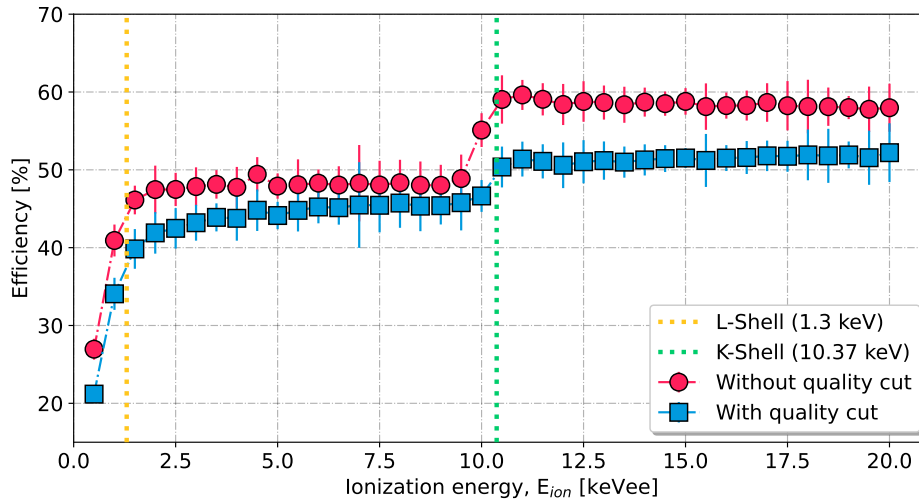


Figure 4.25 – Courbe d'efficacité de détection obtenues avec MPS Efficiency lors du stage de U. Martinez. En rouge on observe l'efficacité de déclenchement sans coupure qualité, en bleu on trouve l'efficacité de déclenchement et de survie à la coupure qualité, qui est ici une coupure sur la valeur du  $\chi^2$ . Les lignes verticales représentent la position en énergie des raies de calibration.

calcul de l'efficacité est opérationnel pour des données de mesure de charge à l'aide d'un amplificateur HEMT source commune. L'efficacité de RICOCHET sera supérieure à celle mesurée car le taux d'événements total sera beaucoup plus faible grâce au blindage optimisé. On notera toutefois que MPS Efficiency est toujours en cours de développement et constitue un travail qui est mené dans le cadre de la thèse de N. Martini.

## 4.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons discuté les outils que j'ai développés pour le traitement des données issues de détecteurs de particules et en particulier pour les données des détecteurs de RICOCHET. En particulier, nous avons vu comment MPS Processing permet d'extraire les quantités réduites nécessaires aux analyses de plus haut niveau (calibration, coupures qualité, caractérisation des détecteurs). Puis nous avons discuté de la génération de données brutes à l'aide de MPS Simulation. Nous avons également étudié, à travers un exemple concret, l'intérêt de MPS Template pour l'estimation des paramètres d'un modèle d'impulsion et l'étude des différentes populations d'événements. Enfin, j'ai présenté brièvement MPS Efficiency qui est toujours en cours d'élaboration mais qui a permis d'obtenir de premiers résultats intéressants. Comme nous le verrons dans les chapitres 6 et 7 suivants, MPS a permis d'obtenir des résultats très prometteurs en terme de résolution en énergie d'ionisation : la librairie nous a permis d'atteindre une résolution de 30-35 eVee avec un pré-amplificateur de

charge en source commune basé sur des transistors HEMT à basse température (1 K). MPS a également démontré des performances similaires voire meilleures que NEPAL, avec parfois jusqu'à plus de 50% d'amélioration en résolution. MPS a également été mis en oeuvre sur une grande variété de senseur et de conditions expérimentales :

1. détecteurs de RICOCHET (chapitre 6)
2. détecteur RED106, laboratoire souterrain de Canfranc dans le cryostat de CROSS
3. détecteurs du projet de recherche et développement SELENDIS [117]
4. détecteurs TES ("Transition Edge Sensor"), HERALD/SPICE (données de R&D)
5. détecteur SSED ("Single Superconductor Electron Device"), CRYOSEL
6. détecteurs KID ("Kinetic Inductance Detector"), WIFI-KID (chapitre 7)

Il est donc justifié de présenter MPS comme une architecture pour le traitement de données de détecteurs très versatile, capable de traiter un grand nombre de types de senseurs différents avec les mêmes algorithmes, une grande efficacité et un ensemble de fonctionnalités essentielles pour la réalisation d'expériences de physique de précision dans différents domaines. MPS constitue aujourd'hui une base robuste pour le traitement des données des détecteurs pour les expériences de recherche d'événements rares dans le domaine de la physique des particules et astro-particules. Même si nous focaliserons la discussion autour des données des détecteurs de RICOCHET, il faut garder en tête que le travail réalisé va au-delà des besoins minimaux de traitement des données de cette expérience.

# 5 Phénoménologie des pré-amplificateurs HEMT

L'objectif de ce chapitre est de montrer comment modéliser un pré-amplificateur HEMT dédié à la mesure de charge électrique d'un détecteur capacitif. Je décrirai la méthode de résolution que j'ai développée pour résoudre les équations électriques associées aux pré-amplificateurs à l'aide d'outils numériques. L'approche utilisée permet de propager les bruits et les signaux jusqu'aux sorties de lecture et donc d'estimer la résolution en énergie même dans des configurations complexes d'électrodes. Nous commencerons par discuter des notions élémentaires permettant d'aborder efficacement la problématique. Je présenterai ensuite la topologie des circuits de pré-amplification en donnant leurs équations de nœuds. Enfin, nous étudierons la phénoménologie de ces circuits, c'est-à-dire leur comportement en fonction de différentes valeurs de composants ou de stratégie de lecture, pour tendre vers une solution optimale et comparer les stratégies d'acquisition et de traitement de données. L'objectif final du travail présenté dans ce chapitre est de démontrer la possibilité d'atteindre les performances des voies de mesure de charge attendues pour le détecteur CRYOCUBE de RICOCHET. L'objectif de la collaboration est d'atteindre une résolution ligne de base ionisation de 20 eVee<sup>1</sup> (RMS).

## 5.1 Rappels d'électronique

### 5.1.1 Dipôles passifs et notion d'impédance électrique

Une impédance électrique peut être vue comme une généralisation de la résistance électrique. C'est une grandeur complexe qui relie le courant et la tension aux bornes d'un composant électrique. Dans le cas d'une résistance, la loi d'Ohm stipule que la tension mesurée aux bornes de cette dernière est proportionnelle au courant qui la traverse :  $V = RI$ , l'impédance d'une résistance est donc égale à sa valeur. Dans le cas d'une impédance générale on écrit simplement  $V = ZI$ .

L'impédance  $Z$  est une grandeur complexe qui peut dépendre de la fréquence considérée et que l'on peut écrire de façon tout à fait générale avec  $A, B \in \mathbb{R}^2$ ,  $r, \theta \in \mathbb{R}^2$  :

$$Z = A(f) + jB(f) = r(f) \exp(j\theta(f))$$

---

1. Dans la suite de ce chapitre, par souci de simplification, on notera les résolutions en eV et non en eVee.



Le nombre imaginaire est noté  $j$  ( $j^2 = -1$ ) en électronique pour ne pas confondre avec un courant (souvent noté  $i$ ). On donnera également la définition de l'admittance électrique, souvent notée  $Y$ , qui est simplement l'inverse de l'impédance électrique :  $Y = 1/Z$ .

Cette expression se décline aisément pour les dipôles usuels que sont la résistance électrique ( $R$ ), le condensateur ( $C$ ) et l'inductance ( $L$ ) en fonction de la pulsation  $\omega = 2\pi f$ , avec  $f$  la fréquence en Hz :

$$Z_R = R$$

$$Z_C = 1/jC\omega$$

$$Z_L = jL\omega$$

Étudions les cas limites où l'on peut voir que les inductances et les condensateurs peuvent se comporter tantôt comme des fils ( $Z = 0$ ), tantôt comme des circuits ouverts ( $Z \rightarrow \infty$ ) :

$$Z_C \rightarrow 0 \text{ si } \omega \rightarrow \infty$$

$$Z_L \rightarrow 0 \text{ si } \omega \rightarrow 0$$

$$Z_C \rightarrow \infty \text{ si } \omega \rightarrow 0$$

$$Z_L \rightarrow \infty \text{ si } \omega \rightarrow \infty$$

Nous verrons un peu plus loin que cette dépendance à la fréquence du signal permet de concevoir des filtres de différents types en s'appuyant sur ces composants.

### 5.1.2 Le théorème de Millman généralisé

Le théorème de Millman, dans sa forme généralisée, permet d'obtenir la tension à un nœud d'un montage électrique par une relation liant les courants, les tensions et les impédances du montage. Il s'agit d'une forme condensée des lois d'Ohm, des mailles et des nœuds ainsi que du théorème de superposition.

Pour bien comprendre comment l'utiliser, considérons le circuit présenté dans la figure 5.1 qui contient un réseau de  $N$  impédances avec le même nombre de sources de tension et  $M$  sources de courant :

Le théorème de Millman exprime la tension en un nœud du circuit comme la somme algébrique des courants (signe "+" s'il rentre dans le nœud, signe "-" s'il en sort) et du rapport des sources de tensions sur leur impédance. Le tout est ensuite divisé par la somme des admittances de tous les dipôles connectés au nœud en question. De façon plus formelle on écrit :

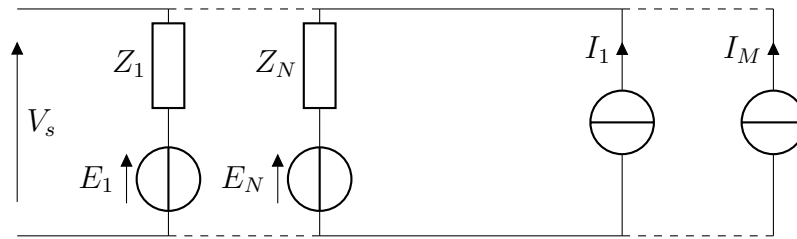


Figure 5.1 – Schéma électrique présentant un cas abstrait de circuit général dont la solution pour  $V_s$  est donnée par le théorème de Millman (cf. équation 5.1)

$$V_s = \frac{\sum_{n=1}^N \frac{E_n}{Z_n} + \sum_{k=1}^M I_k}{\sum_{n=1}^N \frac{1}{Z_n}} \quad (5.1)$$

Les différentes sources de tensions associées aux dipôles  $Z_i$ , sont notée  $E_i$ . On remarque que la contribution d'un dipôle placé entre le nœud en question et la masse n'a pas d'impact au numérateur ( $E_i = 0$ ) mais il ne faut pas négliger sa contribution au dénominateur.

### 5.1.3 Le filtrage passif

A partir du théorème de Millman et de l'expression des impédances de chaque dipôle de base, on peut obtenir les fonctions de transfert des filtres de base. Considérons deux impédances  $Z_1$ ,  $Z_2$  et une tension d'entrée sinusoïdale  $v_i(t) = a \sin(\omega t + \phi)$  dans le montage de la figure 5.2. La tension  $v_i(t)$  peut être exprimée en fonction des fréquences qui la composent d'après le théorème de décomposition de Fourier qui permet d'obtenir  $V_i = \mathcal{F}(v_i)(\omega) = \int_t v_i(t) e^{j\omega t} dt$ . Manipuler les expressions dans le domaine fréquentiel est souvent plus aisé que dans le domaine temporel car chaque point en fréquence est indépendant des autres (si le système est linéaire) alors que les points temporels sont fortement liés les uns aux autres par la structure temporelle des signaux.

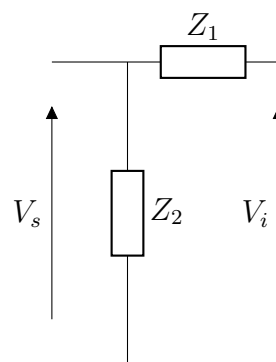


Figure 5.2 – Circuit d'étude pour la mise en évidence des fonctions de transfert de filtres RC et CR.

La tension de sortie  $V_s$  s'exprime simplement par :

$$V_s = \frac{\frac{V_i}{Z_1}}{\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2}} \quad (5.2)$$

Distinguons deux cas simples basés sur une résistance  $R$  et une capacité électrique  $C$ :

$$(Z_1, Z_2) = (R, \frac{1}{jC\omega}) \implies V_s = \frac{1}{1 + jRC\omega} V_i = H_b(\omega) V_i \quad (5.3)$$

$$(Z_1, Z_2) = (\frac{1}{jC\omega}, R) \implies V_s = \frac{jRC\omega}{1 + jRC\omega} V_i = H_h(\omega) V_i \quad (5.4)$$

On fait ainsi apparaître les fonctions de transfert  $H(\omega)$  associées aux filtres passe-bas, notée  $H_b$ , et passe-haut,  $H_h$ , d'ordre un. Les fonctions de transfert sont un ensemble de valeurs complexes adimensionnelles caractérisant la relation entrée/sortie d'un système linéaire invariant temporel. Expérimentalement on peut les obtenir en divisant la sortie par l'entrée dans le domaine fréquentiel :  $H(\omega) = V_s/V_i$ , bien que cette estimation puisse poser problème si  $V_i$  est proche de zéro.

Les filtres d'ordre 1 font apparaître le produit  $RC$ , homogène à un temps qui est le temps caractéristique noté  $\tau = RC$  associé à la pulsation de coupure  $\omega_c = 2\pi f_c = 1/\tau$ . La fréquence de coupure d'un filtre d'ordre 1 correspond à la fréquence pour laquelle l'atténuation atteint  $-3$  dB en puissance ou  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  en amplitude.

On retrouve ainsi la forme canonique d'un filtre passe-bas/passe-haut :

$$H_b(\omega) = \frac{1}{1 + j\frac{\omega}{\omega_c}} \quad H_h(\omega) = \frac{j\frac{\omega}{\omega_c}}{1 + j\frac{\omega}{\omega_c}} \quad (5.5)$$

On verra dans la suite de ce chapitre que ces expressions interviennent régulièrement dans les calculs de propagation de bruit et elles nous permettront de simplifier les fonctions de transfert des voies de mesure. Pour ce faire il est utile d'introduire également les filtres intégrateur et dérivateur respectivement notés  $H_i$  et  $H_d$ :

$$H_i(\omega) = \frac{1}{j\frac{\omega}{\omega_c}} \quad H_d(\omega) = j\frac{\omega}{\omega_c} \quad (5.6)$$

## 5.2 L'amplificateur source commune

Le schéma électrique d'amplification en source commune utilisé pour la validation des performances des détecteurs du CRYOCUBE est présenté sur la figure 5.3 :

La partie gauche, encadrée par des pointillés rouges correspond à un montage amplificateur en source commune à base de transistor HEMT. Cette partie du montage est opérée à une température de 1 K et décrite dans la sous-section suivante. La relation entre la tension de sortie de l'amplificateur  $V_{out}$  et la tension de grille du transistor HEMT  $V_g$  est linéaire par un facteur  $G$  qui correspond au gain de l'amplificateur contrôlé par le point de polarisation du HEMT. Le gain de ce montage dans des conditions typique est  $G = -10$  [81].

Les résistances de feed-back  $R_{fb}$  et de polarisation  $R_p$  servent respectivement à maintenir la grille du HEMT référencée par rapport à la masse et à appliquer la tension de polarisation des électrodes  $E_p$  du détecteur permettant la collecte de charges et donc la création d'un courant  $I_s$ . Pour limiter

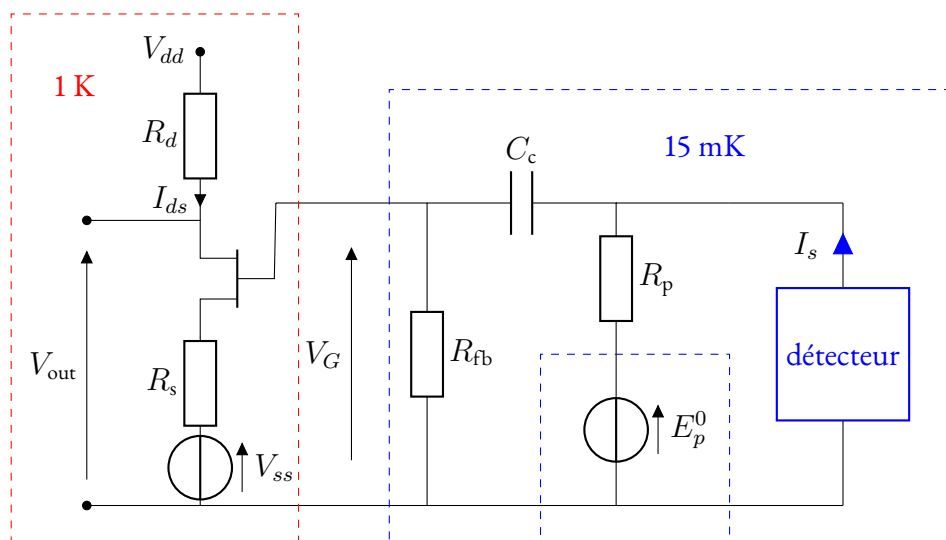


Figure 5.3 – Schéma électrique de pré-amplification pour la mesure de charge d'une seule voie de mesure du signal d'ionisation d'un détecteur avec un HEMT en source commune.

les bruits d'origine thermique, les composants passifs (entourés en pointillés bleus, à droite sur le schéma) sont opérés à plus basse température, autour de 10-15 mK. La tension de polarisation  $E_p^0$  est obtenue à température ambiante par un générateur de tension très bas bruit (châssis BN103, tiroir BE2142 [51]). Pour l'étude de la résolution en énergie de ce circuit, il faut travailler à partir d'un schéma de bruit équivalent dans lequel on fait apparaître les bruits intrinsèques du HEMT ( $E_n$ ,  $I_n$ ), la capacité parallèle équivalente en entrée de la grille ( $C_H$ ) ou encore la capacité parasite parallèle équivalente ( $C_p$ ) qui trouve son origine principalement entre les conducteurs des pistes et le support en cuivre du détecteur. Dans ce schéma équivalent, chaque résistance électrique ( $R_{fb}$  et  $R_p$ ) va se comporter comme une résistance idéale à laquelle on joint un générateur de tension aléatoire qui modélise le bruit d'agitation thermique (bruit Johnson), noté respectivement  $E_{fb}$  et  $E_p$ . Finalement on ajoute les capacités mutuelles  $C_{xx}^m$  du détecteur capacitif, dont la description détaillée a été donnée au chapitre 3. Pour calculer le gain de cet amplificateur, on utilise une représentation dite "petits signaux" du transistor HEMT. Il existe trois niveaux de finesse dans cette modélisation, et je propose de les comparer pour étudier l'effet des différents éléments sur le gain. Dans une représentation petits signaux, on suppose  $V_{dd} = 0 = V_{ss}$ .

### 5.2.1 Modèle petits signaux

Le transistor HEMT est un tripôle électronique. Ses pôles s'appellent la grille, le drain et la source. Ces termes sont communs à la plupart des transistors. Pour les transistors à effet de champ, la tension de grille  $V_G$  permet de moduler le courant drain-source  $I_{ds}$ , selon un signal d'intérêt, pour une polarisation ( $V_{dd}, V_{ss}$ ) donnée. Les valeurs de ( $V_{dd}, V_{ss}, I_{ds}$ ) définissent un point de fonctionnement du HEMT. La représentation schématique d'un HEMT avec ses composants de polarisation est donnée par la figure 5.4.

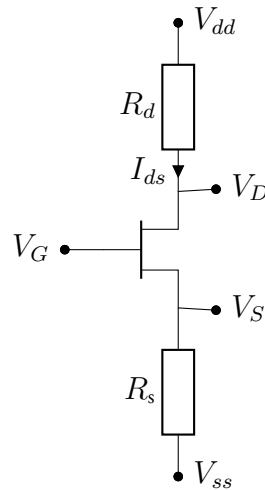


Figure 5.4 – Représentation d'un transistor HEMT avec ses résistances de polarisation  $R_d$  et  $R_s$ . Les tensions de grille, drain et source sont notées respectivement  $V_G$ ,  $V_D$  et  $V_S$ , les tensions de polarisation sont notées  $V_{dd}$  et  $V_{ss}$  et le courant de polarisation est noté  $I_{ds}$ .

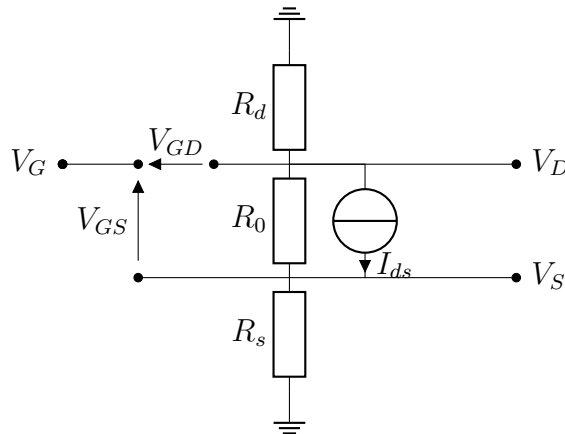


Figure 5.5 – Schéma électrique d'un montage source commune autour d'un transistor à effet de champ HEMT, représenté par l'association  $(R_0, I_{ds})$ , en approximation petits signaux version "simplifiée".

Commençons par le cas le plus simple dans lequel  $R_S = 0$ . On utilise le théorème de Millman vu précédemment pour exprimer la tension  $V_D$  qui par rapport au montage présenté dans la figure 5.3 correspond à  $V_{out}$ . On notera également que le courant  $I_{ds}$  est piloté par la tension grille-source  $V_{GS} = V_G - V_S$  de telle sorte qu'on écrit :  $I_{ds} = g_m V_{GS}$ . Cette relation provient directement du fonctionnement interne du transistor et des effets de champ qui y ont lieu.

$$V_D = \frac{\frac{0}{R_D} + \frac{0}{R_0} - I_{ds}}{\frac{1}{R_D} + \frac{1}{R_0}} = -g_m(V_G - V_S) \frac{R_D}{1 + \frac{R_D}{R_0}} = V_G \frac{-g_m R_D}{1 + \frac{R_D}{R_0}} \quad (5.7)$$

En appliquant le théorème de Millman au montage présenté dans la figure 5.5, on retrouve le fait que ce type d'amplificateur est inverseur (gain négatif) et directement proportionnel à la transconductance  $g_m$ .

Si on suppose maintenant que  $R_S \neq 0$ , par exemple pour tenir compte de la résistance de câblage, l'expression du gain se trouve changée :

$$\frac{V_D}{V_G} = \frac{-R_D g_m}{1 + R_S g_m + \frac{R_D}{R_0} + \frac{R_S}{R_0}} \quad (5.8)$$

En pratique on observe également des capacités entre la grille et le drain  $C_{gd}$  et entre la grille et la source  $C_{gs}$  pour des raisons géométriques. On peut alors s'intéresser à l'impact de ces capacités sur le gain du montage. Pour ce faire on va résoudre les équations du circuit présenté sur la figure 5.6 et on obtient alors l'expression (5.9).

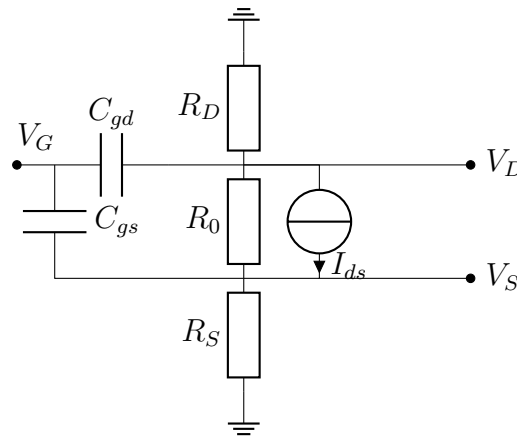


Figure 5.6 – Schéma électrique d'un montage source commune autour d'un transistor à effet de champ HEMT en approximation petits signaux en prenant en compte les capacités parasites grille-drain et grille-source.

$$\frac{V_D}{V_G} = \frac{C_{gd}C_{gs}R_0R_S p^2 + (C_{gd}R_0R_S g_m + C_{gd}R_0 + C_{gd}R_S + C_{gs}R_S)p - R_0 g_m}{C_{gd}C_{gs}R_0R_S p^2 + \left( C_{gd}R_0R_S g_m + C_{gd}R_0 + C_{gd}R_S + C_{gs}R_0 \frac{R_S}{R_d} + C_{gs}R_S \right)p + \frac{R_0 R_S g_m + R_0 + R_S}{R_d} + 1} \quad (5.9)$$

Cette équation fait intervenir la dépendance fréquentielle des capacités électriques  $C_{gd}$  et  $C_{gs}$  à travers le paramètre  $p = j\omega$ . Un calcul numérique de la dépendance en fréquence du gain a montré que le gain restait constant, avec pour valeur  $G = 10.4 \times 10^{-6}$  près entre 1 Hz et 25 kHz avec les paramètres suivants :  $C_{gd} = 1$  pF,  $C_{gs} = 4.6$  pF,  $R_S = 5 \Omega$ ,  $R_d = R_0 = 1$  k $\Omega$ ,  $g_m = 22$  mS [81]. L'effet des capacités du HEMT va induire une faible augmentation du gain à haute fréquence. On peut remarquer que le gain statique, pour  $\omega = 0$ , est identique à l'expression obtenue précédemment dans le cas où il n'y avait pas de capacité intrinsèque au transistor HEMT (voir équation (5.8)). L'impact du bouclage de l'amplificateur induit par  $C_{gd}$  n'a qu'un effet minime sur le gain, mais il peut modifier la valeur effective de l'impédance d'entrée au niveau de la grille par effet Miller [65].

### 5.3 Pré-amplificateur HEMT ionisation

Le modèle de bruit présenté dans la suite de ce chapitre tient compte des bruits intrinsèques du HEMT mais considère que l'on peut négliger le montage source commune (ce qui revient à faire les calculs pour  $G = 1$ ), car le bruit et le signal seront amplifiés de la même façon et la résolution ne sera pas impactée. Il faut cependant tenir compte de l'impédance d'entrée du HEMT, qui sera modélisée par une capacité notée  $C_H$ . Dans la suite on notera  $V^A$  la tension  $V_{out}|_{G=1}$  de la voie du pré-amplificateur  $A$ .

#### 5.3.1 Le modèle planaire : mono-voie

Le modèle de pré-amplificateur HEMT mono-voie pour le signal d'ionisation est le plus simple à calculer et permet de présenter la méthode utilisée sur un cas simple. Il servira de point de départ pour la résolution des cas plus complexes. Il s'applique aux détecteurs planaires possédant deux électrodes  $A$  et  $B$  dont une des voies est mise à la masse électrique du circuit. On ne peut plus mesurer le signal sur cette voie mais la capacité du détecteur totale est plus faible, ce qui change la fréquence de coupure du système et augmente le rapport signal/bruit. Le schéma équivalent, en tenant compte des capacités mutuelles des électrodes du détecteur, est présenté dans la figure 5.7 pour la voie  $A$  si la voie  $B$  est en court-circuit. On négligera la résistance  $R_s$  qui est faible et en série avec  $C_{gs}$  et on supposera que l'impédance d'entrée du transistor consiste en une capacité  $C_H$ .

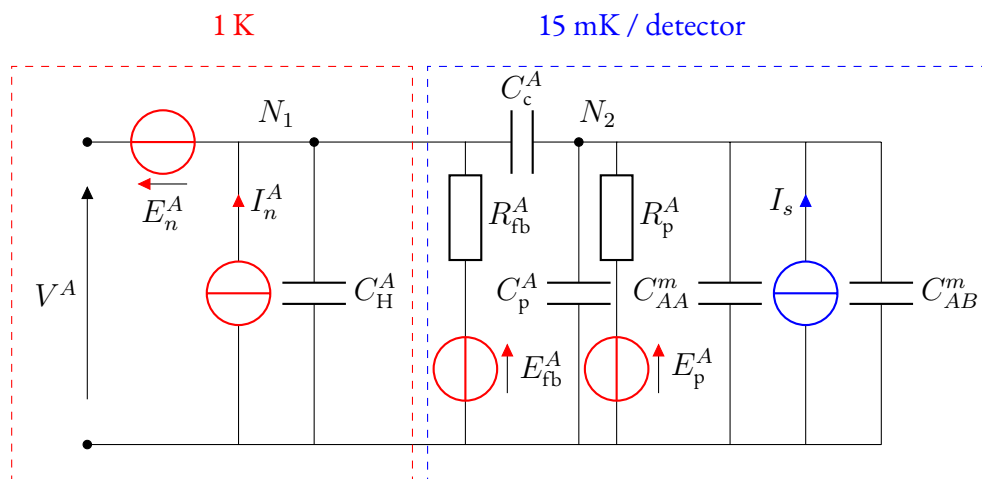


Figure 5.7 – Schéma électrique équivalent de la configuration mono-voie pour un détecteur planaire avec les sources de bruits associées (sources en rouge) ainsi que le signal issu de l'électrode  $A$  :  $I_s$  (source en bleu). La partie du schéma à 1 K est encadrée en pointillés rouges (schéma équivalent du HEMT). La partie encadrée en pointillés bleus est opérée à une température  $T$  de l'ordre de 15 mK et correspond au détecteur en lui-même.

Exprimons les tensions aux nœuds  $N_1$  et  $N_2$  de notre montage en utilisant le théorème de Millman 5.1 :

$$N_1 = \frac{\frac{E_{fb}^A}{R_{fb}^A} + N_2 j\omega C_c^A + I_n^A}{j\omega(C_H^A + C_c^A) + \frac{1}{R_{fb}^A}} \quad (5.10)$$

$$= (E_{fb}^A + N_2 j\omega R_{fb}^A C_c^A + I_n^A R_{fb}^A) \times \frac{1}{j\omega R_{fb}^A (C_H^A + C_c^A) + 1} \quad (5.11)$$

$$N_2 = \frac{\frac{E_p^A}{R_p^A} + N_1 j\omega C_c^A + I_s}{j\omega(C_p^A + C_{AA}^m + C_{AB}^m + C_c^A) + \frac{1}{R_p^A}} \quad (5.12)$$

$$= (E_p^A + N_1 j\omega R_p^A C_c^A + I_s R_p^A) \times \frac{1}{j\omega R_p^A (C_p^A + C_{AA}^m + C_{AB}^m + C_c^A) + 1} \quad (5.13)$$

Pour simplifier les notations, on peut directement paramétrer ces équations de façon à faire apparaître des fonctions de transfert connues du premier ordre :

$$H_{b,i}(\omega) = \frac{1}{1 + j\omega/\omega_i} \quad H_{d,i}(\omega) = j\frac{\omega}{\omega_i} \quad (5.14)$$

On définit pour ce faire un ensemble de pulsations de coupures :

$$\begin{aligned} \omega_1 &= 1/(R_{fb}^A (C_H^A + C_c^A)) \\ \omega_2 &= 1/(R_{fb}^A C_c^A) \\ \omega_3 &= 1/(R_p^A (C_p^A + C_{AA}^m + C_{AB}^m + C_c^A)) \\ \omega_4 &= 1/(R_p^A C_p^A) \end{aligned} \quad (5.15)$$

$$\begin{aligned} N_1 &= E_{fb}^A \times H_{b,1}(\omega) & N_2 &= E_p^A \times H_{b,3}(\omega) \\ &+ I_n^A R_{fb}^A \times H_{b,1}(\omega) & &+ I_s R_p^A \times H_{b,3}(\omega) \\ &+ N_2 \times H_{d,2}(\omega) H_{b,1}(\omega) & &+ N_1 \times H_{d,4}(\omega) H_{b,3}(\omega) \end{aligned}$$

On peut ensuite mettre en évidence les fonctions de transfert associées à chaque source de bruit :

$$N_1 = (E_{fb}^A + I_n^A R_{fb}^A) \times \mathcal{H}_1(\omega) + (E_p^A + I_s R_p^A) \times \mathcal{H}_2(\omega) \quad (5.16)$$

$$\mathcal{H}_1(\omega) = \frac{H_{b,1}(\omega)}{1 - H_{d,4}(\omega) H_{b,3}(\omega) H_{d,2}(\omega) H_{b,1}(\omega)} \quad \mathcal{H}_2(\omega) = H_{b,3}(\omega) H_{d,2}(\omega) \mathcal{H}_1(\omega)$$

La fonction de transfert  $\mathcal{H}_1$  correspond au filtre vu par les signaux côté HEMT par rapport au condensateur de découplage  $C_c^A$ , c'est-à-dire au niveau de  $N_1$ . Tandis que  $\mathcal{H}_2$ , quant à elle, correspond à la fonction de transfert côté détecteur, au niveau de  $N_2$ . En effet, regardons  $\mathcal{H}_1$  :  $E_{fb}^A$  et  $I_n^A$  sont connectés au même nœud et sont alors impactés de façon similaire par les composants du circuit. La différence est que  $I_n^A$  est un courant et la tension associée s'obtient en passant à travers



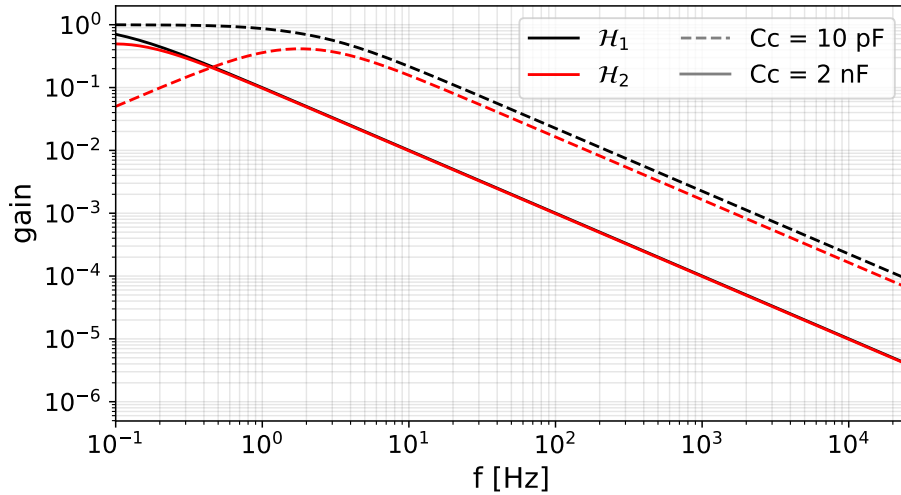


Figure 5.8 – Représentation graphique des fonctions de transfert  $\mathcal{H}_1$  et  $\mathcal{H}_2$  associées à la propagation des signaux côté détecteur ( $\mathcal{H}_2$ ) et côté HEMT ( $\mathcal{H}_1$ ) de la capacité de découplage. Les valeurs des composants sont tirées de la configuration *red* présentée dans le tableau 5.1. Attention, l'écriture italique fait référence à un ensemble de composants électriques décrits dans le tableau 5.1, à ne pas confondre avec l'écriture RED majuscule. On compare deux valeurs de capacité de découplage : la valeur standard de 2 nF (trait plein) et une valeur arbitrairement faible de 10 pF (tiret).

la seule résistance du nœud :  $R_{fb}^A$ . Le raisonnement est le même pour  $\mathcal{H}_2$ . Ces deux fonctions sont représentées sur la figure 5.8 où l'on voit qu'elles sont identiques, pour les fréquences à partir de 0.5 Hz avec une décroissance du gain en  $\frac{1}{f}$ . On remarque cependant qu'en dessous de 0.5 Hz, la fonction de transfert associée aux signaux côté détecteur  $\mathcal{H}_2$ , est plus faible que l'autre. Ceci s'explique simplement par l'action de la capacité de découplage  $C_c^A$  dont la transmission devient plus faible à basse fréquence. C'est d'ailleurs ce qui est représenté par les courbes pointillées de cette même figure, qui illustrent l'effet d'une faible valeur de capacité de découplage sur les fonctions  $\mathcal{H}_1$  et  $\mathcal{H}_2$ . On remarque que pour une valeur de  $C_c^A$  de 10 pF, la coupure du filtre est à plus haute fréquence, autour de 20 Hz, et la différence à basse fréquence est plus marquée, avec un filtre passe-haut visible sur  $\mathcal{H}_2$ . Ce filtre s'explique par le fait que cette fonction  $\mathcal{H}_2$  caractérise une transmission de signal de  $N_2$  vers  $V^A$ , donc à travers  $C_c^A$  qui va bloquer les basses fréquences comme nous l'avons vu au moment de dériver l'équation (5.4) issue d'un cas simplifié. Ce que l'on peut déduire de ces résultats est que  $\mathcal{H}_1 \approx \mathcal{H}_2$  si  $C_c^A$  est grand et pour une fréquence  $f > 1$  Hz.

Pour obtenir l'expression complète du bruit à la sortie de la voie du pré-amplificateur il faut ajouter le bruit en tension  $E_n$  du transistor HEMT. Il ne se propage pas d'une voie à l'autre car il s'agit d'un bruit en tension intrinsèque, qui varie en fonction de la géométrie du transistor.

$$|V^A(f)|^2 = |E_n^A(f)|^2 + |N_1(f)|^2 \quad (5.17)$$

Le système électronique étudié est linéaire, ce qui permet d'écrire la relation pour  $V^A$  suivante :

$$V^A(f) = h_1(f)E_n^A(f) + h_2(f)E_{fb}^A(f) + h_3(f)I_n^A(f) + \dots \quad (5.18)$$

$$= \sum_i h_i(f)U_i(f) \quad (5.19)$$

On peut alors exprimer la densité spectrale de puissance de  $V^A$  à partir des densités spectrales des sources de bruit et des modules carrés des fonctions de transfert :

$$|V^A(f)|^2 = \sum_i |h_i(f)|^2 |U_i(f)|^2 \quad (5.20)$$

où  $E_i$  désigne la transformée de Fourier d'une source de courant ou de tension du système et  $h_i$  la fonction de transfert associée à sa propagation dans le circuit. L'obtention de la contribution d'une source  $U_i$ , sa fonction de transfert  $h_i$ , s'obtient en désactivant les autres sources :  $U_j = 0$  ( $j \neq i$ ) et en supposant que la source étudiée vaut 1. En appliquant cette logique à l'expression de  $V^A$  pour chacune des sources, on obtient ainsi une collection de fonctions de transfert pour chacune de ces sources. Par exemple, dans un cas particulier, pour la source  $E_{fb}^A$  on trouve que  $h_{fb}(f) = \mathcal{H}_1(f)$ . On notera toutefois que l'équation (5.20) n'est vraie que si les sources de bruit sont indépendantes les unes des autres, de telle sorte que les termes croisés s'annulent. Ceci est une hypothèse raisonnable compte tenu que, premièrement les bruits thermiques ne sont pas corrélés si la température est stable et que les HEMT sont indépendants d'une voie à l'autre. Pour obtenir des valeurs numériques de la tension de sortie  $V^A$ , il faut imposer la forme des différents bruits de ce système. Ainsi on peut exprimer les densités spectrales de puissance (en  $V^2/Hz$ ) des bruit invoqués ici comme suit, avec  $T_p$  et  $T_{fb}$  les températures des résistances  $R_p$  et  $R_{fb}$ . Par simplicité on supposera par la suite  $T_{fb} = T_p = T$ , la température du détecteur.

Le signal quant à lui est généré en supposant que  $I_s$  est simplement la réponse impulsionnelle d'une impulsion de Dirac, normalisée à 333 charges élémentaires,  $e = 1.602\,176\,634 \times 10^{-19}$  A s, par keV. La valeur 333 dépend du matériau, ici une paire créée correspond à 3 eV, donc un dépôt d'énergie de 1 keV divisé par l'énergie par paire donne le nombre de paires créées : 333. La contribution du signal dans la mesure de la tension en sortie de pré-amplificateur est le module carré de la fonction de transfert qui s'applique à  $I_s$ .

Le bruit associé aux résistances est un bruit Johnson, dont l'origine est l'agitation thermique des porteurs de charges dans le matériau résistif. Il ne dépend pas de la fréquence et fait intervenir la constante de Boltzmann ( $k_b = 8.617\,33 \times 10^{-5}$  eV K<sup>-1</sup>). Les bruits en courant ( $I_n$ ) et en tension ( $E_n$ ) prennent une forme assez générique, pour laquelle les paramètres libres sont ajustés en fonction des transistors utilisés. On notera que les bruits  $E_n$  et  $I_n$  ont déjà été caractérisés dans un précédent papier [101] et j'ai simplement repris les valeurs correspondant aux HEMT utilisés pour ce pré-amplificateur. Voici les expressions des différentes sources de bruits en  $V^2/Hz$  et  $A^2/Hz$  :

$$\begin{aligned}
|E_p(f)|^2 &= 4k_b T_p R_p \\
|E_{fb}(f)|^2 &= 4k_b T_{fb} R_{fb} \\
|I_n(f)|^2 &= i_0^2 + i_a^2 f \\
|E_n(f)|^2 &= e_0^2 + (e_a^2/f) + (e_b/f)^2 \\
|I_s(f)|^2 &= 333e
\end{aligned}$$

Il faut ensuite définir les valeurs des composants passifs, c'est-à-dire les résistances et les capacités électriques. Je propose d'étudier deux cas qui se trouvent synthétisés dans le tableau 5.1 ci-après. On notera que les valeurs des capacités mutuelles du détecteur sont obtenues par simulation à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics® [136] et diffèrent en fonction du type de détecteur considéré. J'utilise les valeurs des capacités mutuelles obtenues dans la thèse de D. Misiak [132], au cours de laquelle il a optimisé les géométries planaire (PL) et fiducielle (FID) présentées au chapitre 3. Ces géométries optimisées sont notées PL38 et FID38 et leurs matrices de capacités mutuelles sont rappelées ci-dessous dans l'équation (5.21). Dans la suite de ce chapitre on imposera comme contrainte les géométries PL38 et FID38, ce qui fixe de fait les matrices de capacités mutuelles. Les valeurs données pour  $C_p$  viennent de mesures expérimentales à froid, de mesures sur banc de test avec RLC mètre de précision et simulations. On estime que dans la configuration *red*, on se trouve autour de 22 pF mais il nous semble faisable de diminuer ce terme jusqu'à 5 pF. Nous verrons par la suite que cette capacité parasite doit être diminuée pour améliorer la résolution en énergie du détecteur.

$$\begin{aligned}
C_{\text{PL38}}^m &= \begin{pmatrix} C_{AA}^m & C_{AB}^m \\ C_{BA}^m & C_{BB}^m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 4.06 & 10.86 \\ 10.86 & 4.06 \end{pmatrix} \text{pF} \\
C_{\text{FID38}}^m &= \begin{pmatrix} C_{AA}^m & C_{AB}^m & C_{AC}^m & C_{AD}^m \\ C_{BA}^m & C_{BB}^m & C_{BC}^m & C_{BD}^m \\ C_{CA}^m & C_{CB}^m & C_{CC}^m & C_{CD}^m \\ C_{DA}^m & C_{DB}^m & C_{CD}^m & C_{DD}^m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1.46 & 10.19 & 4.02 & 2.58 \\ 10.19 & 1.18 & 2.58 & 1.98 \\ 4.02 & 2.58 & 1.46 & 10.19 \\ 2.58 & 1.98 & 10.19 & 1.18 \end{pmatrix} \text{pF} \quad (5.21)
\end{aligned}$$

Le tableau 5.1 présente les composants considérés dans les modèles présentés pour deux configurations distinctes. La première ligne de ce tableau de valeurs de référence correspond à la configuration la plus utilisée lors du développement des choix techniques pour les éléments du CRYOCUBE. On la nommera *red* pour "recherche et développement". La seconde ligne quant à elle correspond à l'ensemble des valeurs visées dans la configuration finale du détecteur CRYOCUBE, il s'agit donc de valeurs plus optimales que celles de la configuration *red*.

Les valeurs des paramètres des sources de bruits sont données dans le tableau 5.2.

Composants	$R_p$ [G $\Omega$ ]	$R_{fb}$ [G $\Omega$ ]	$C_H$ [pF]	$C_c$ [nF]	$C_p$ [pF]
<i>red</i>	0.8	0.8	4.6	2	22
<i>cryocube</i>	$\infty$	$\infty$	4.6	2	5

Table 5.1 – Valeur de composants du pré-amplificateur pour la mesure de charge basée sur des transistors HEMT pour deux configurations : celle utilisée durant l'étape de recherche et développement (*red*) et la configuration finale recherchée pour le CRYOCUBE (*cryocube*).

$E_n$ [V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]	$I_n$ [A/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]	$T = T_{fb} = T_p$ [K]
$e_0 = 2.2 \times 10^{-10}, e_a = 3.6 \times 10^{-8}, e_b = 0$	$i_0 = 4 \times 10^{-23}, i_a = 2.6 \times 10^{-18}$	$15 \times 10^{-3}$

Table 5.2 – Valeurs nécessaires pour reproduire les modèles de bruits présentés dans ce chapitre.

Ainsi, en appliquant ces bruits dans notre solution analytique (équations (5.16) et (5.17)) et en remplaçant les valeurs de composants (dans la configuration *red*, Table 5.1), on trouve les bruits propagés présentés dans la figure 5.9 en spectre d'amplitude (LSD en anglais pour *linear spectral density*). La LSD est exprimée en V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ , et correspond à la racine carrée de la densité spectrale de puissance, la PSD. Les bruits thermiques associés aux résistances de polarisation  $R_p^A$  et de remise à zéro de la grille du transistor  $R_{fb}^A$  sont superposés, car l'effet de la capacité de découplage  $C_c^A$  est négligeable au delà de 0.5 Hz. On remarquera que le bruit total est principalement dominé par le bruit en tension du HEMT et des contributions d'origines thermiques. Le bruit en courant ne contribue que très peu dans cette configuration. La résolution obtenue dans ce cas est de 36.9 eV (RMS).

En regardant les contributions des différentes sources de bruit, on voit que le bruit en courant (en bleu sur la figure 5.9) évolue en  $\frac{1}{\sqrt{f}}$  à partir de 100 Hz. La décroissance en  $\frac{1}{\sqrt{f}}$  vient de l'expression de  $I_n(f) = i_0^2 + i_a^2 f$ . En multipliant par  $\mathcal{H}_1^2 \propto \frac{1}{f^2}$ , on obtient que la contribution de  $I_n$  s'exprime comme  $\frac{\sqrt{i_0^2 + i_a^2 f}}{f}$ , qui se comporte comme  $\frac{1}{\sqrt{f}}$  à haute fréquence. Cette contribution suit principalement la même tendance que le bruit en tension  $E_n$  (en orange sur la figure 5.9). Les contributions des bruits Johnson (vert et rose) et du signal (en rouge) sont toutes deux filtrées de façon similaire et décroissent en  $\frac{1}{f}$  à partir de la fréquence de coupure estimée autour de 5-7 Hz. On peut déduire la loi en  $\frac{1}{f}$  du fait que le bruit thermique est constant avec la fréquence. En appliquant le même raisonnement que pour le bruit en courant, on trouve  $\sqrt{\frac{\text{cst}}{f^2}} \propto \frac{1}{f}$ . Par la suite on utilisera la forme du signal pour déterminer la fréquence de coupure associée aux bruits thermiques afin d'améliorer l'extraction des paramètres du modèle à partir des données expérimentales.

### 5.3.2 Le modèle planaire : deux voies

Un détecteur planaire dont les deux voies de mesures sont chacune connectées à une voie de lecture HEMT se modélise électriquement comme suit sur la figure 5.10 :

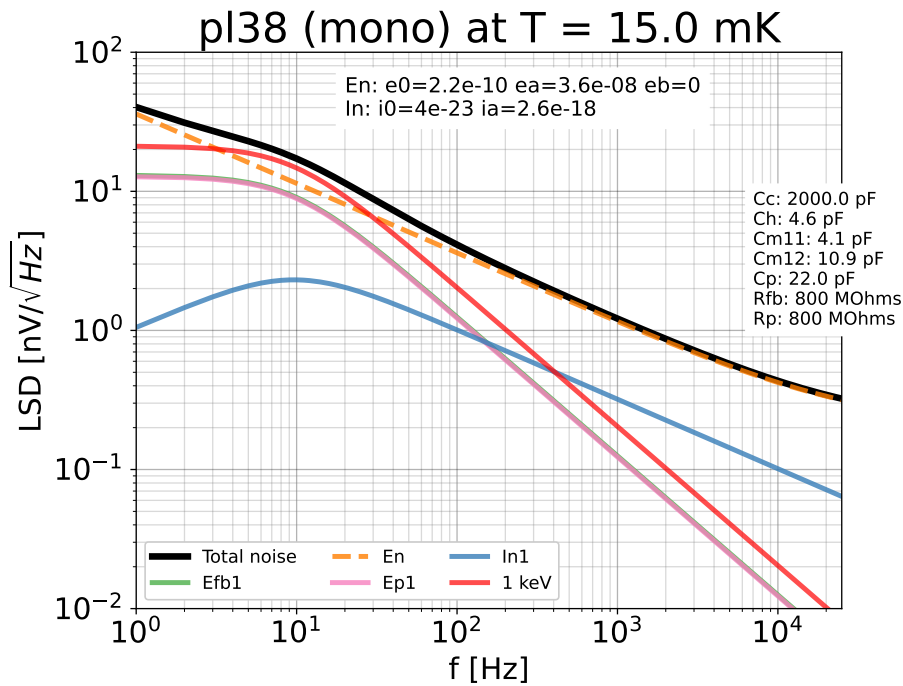


Figure 5.9 – Contributions des différentes sources de bruit au bruit total dans la configuration *red* présentée dans le tableau 5.1. Les résistances sont à une température  $T_p = T_{fb} = T = 15\text{mK}$ . La résolution obtenue est de 36.9 eV (RMS). LSD signifie "Linear Spectral Density" et correspond à la racine carré de la densité spectrale de puissance, ou PSD (pour "Power Spectral Density").

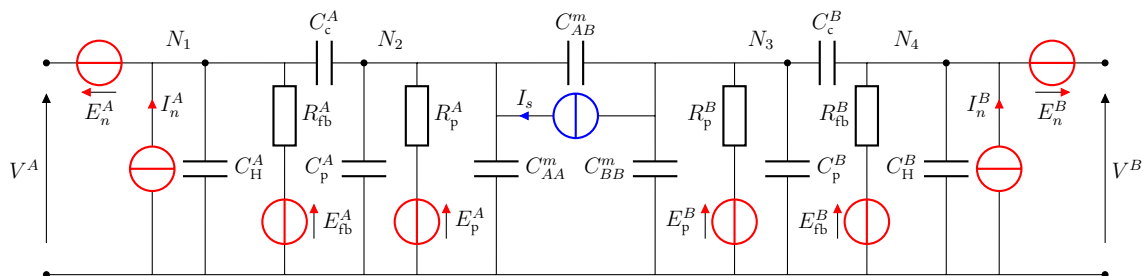


Figure 5.10 – Schéma électrique équivalent de la configuration deux voies pour un détecteur planaire avec les sources de bruits associées (en rouge) ainsi que le signal  $I_s$  (en bleu).

La matrice de capacités du détecteur est différente puisque la capacité mutuelle de la voie  $B$ ,  $C_{BB}^m$ , apparaît dans le montage. Le nombre de sources de bruit thermique est également multiplié par 2. Le bruit en courant des HEMT se propage depuis chacune des sorties  $V_A$  et  $V_B$ . Seules les tensions  $E_n^A$  et  $E_n^B$  ne se propagent pas.

Écrivons notre système d'équation des tensions aux nœuds du montage :

$$\begin{aligned}
N_1 &= \frac{\frac{E_{fb}^A}{R_{fb}^A} + N_2 j\omega C_c^A + I_n^A}{j\omega(C_H^A + C_c^A) + \frac{1}{R_{fb}^A}} \\
N_2 &= \frac{\frac{E_p^A}{R_p^A} + N_1 j\omega C_c^A + I_s + N_3 j\omega C_{AB}^m}{j\omega(C_p^A + C_{AA}^m + C_{AB}^m + C_c^A) + \frac{1}{R_p^A}} \\
N_3 &= \frac{\frac{E_p^B}{R_p^B} + N_4 j\omega C_c^B - I_s + N_2 j\omega C_{AB}^m}{j\omega(C_p^B + C_{BB}^m + C_{AB}^m + C_c^B) + \frac{1}{R_p^B}} \\
N_4 &= \frac{\frac{E_{fb}^B}{R_{fb}^B} + N_3 j\omega C_c^B + I_n^B}{j\omega(C_H^B + C_c^B) + \frac{1}{R_{fb}^B}} \tag{5.22}
\end{aligned}$$

Dans le cas d'un pré-amplificateur avec deux voies de mesures, appelons les  $A$  et  $B$ <sup>2</sup> pour un détecteur planaire (PL38), le système d'équations de nœud (5.22) est plus complexe qu'en mono-voie. L'obtention de ce système d'équations, de façon analogue au cas d'une voie unique, se fait à partir de l'équation de Millman généralisée 5.1. Cette équation permet d'obtenir aisément les expressions des tensions de nœud, mais dans ce cas le nombre de nœuds et leur couplage augmente fortement la difficulté de résolution. Chaque nœud est couplé par une capacité de couplage  $C_c$  ou la capacité inter-électrodes (capacité mutuelle) du détecteur  $C_{AB}^m$ . L'utilisation d'outils numériques permet d'obtenir les résultats plus rapidement et avec une meilleure fiabilité que de manière classique et permet donc de traiter des cas relativement complexes comme celui du FID.

La solution que j'ai apportée pour la résolution des tensions des pré-amplificateurs et la propagation des bruits repose sur l'utilisation de la librairie Python Sympy [129] qui permet de manipuler des expressions symboliques. J'ai développé un ensemble de codes pour l'optimisation et l'étude de modèles de bruit qui permettent de résoudre les équations de nœuds pour une configuration donnée et de sauvegarder le résultat dans un fichier texte, permettant ainsi de collaborer aisément au sein de RICOCHET et de tester facilement différentes configurations de composants électroniques.

Cette résolution symbolique permet d'obtenir les contributions des différentes sources de bruit, comme présentées sur la figure 5.11.

Cette figure montre que le bruit dominant est issu de la voie qu'on mesure, ce qui paraît naturel, mais elle montre également qu'une part non nulle du bruit de l'autre voie se propage jusqu'à la voie de mesure. Le couplage se faisant à travers la capacité du détecteur, il devient de plus en plus faible avec la diminution de  $C_{12}^m$ . L'effet du bruit thermique des résistances de remise à la masse ( $R_{fb}$ ) et de polarisation des électrodes ( $R_p$ ) est quasiment le même. Le décalage entre les contributions de  $E_{fb}$  et  $E_p$  est inférieur à la taille du trait. Ce décalage est lié à l'effet de la capacité de découplage. Comme pour le cas mono-voie, la contribution dominante dans le bruit total provient du bruit en tension

2. Dans la suite de cette section les indices 1 et 2 présents dans les figures, correspondent aux voies A et B respectivement.

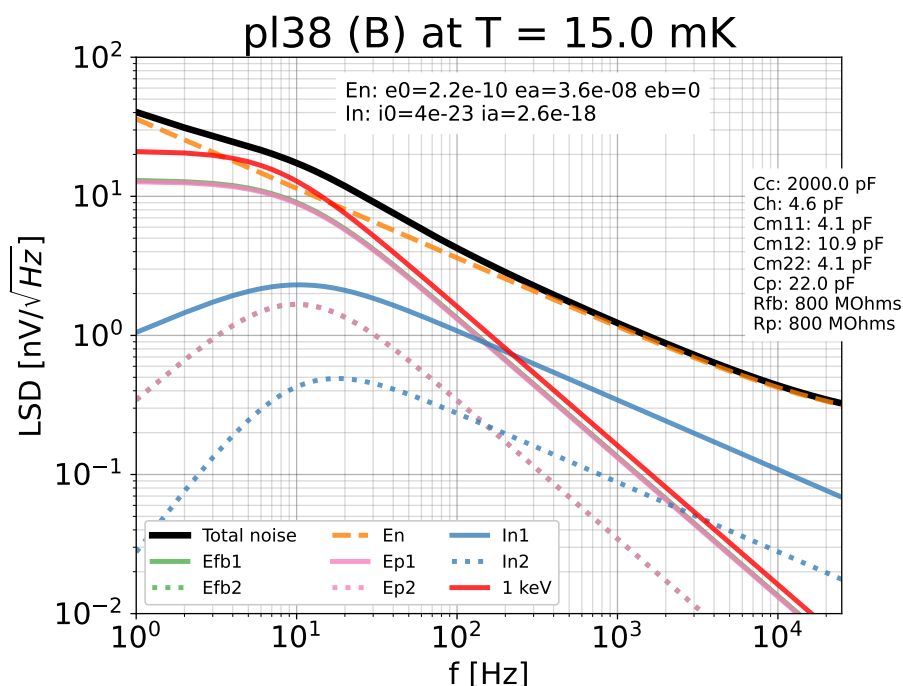


Figure 5.11 – Contribution des différentes sources de bruit et d’un signal d’ionisation correspondant à 1 keV ( $\approx 333e$ ). On représente la sortie de la première voie avec les indices 1. L’indice 2 signifie qu’il s’agit du bruit de l’autre voie. La résolution obtenue est de 46.8 eV (RMS).

du HEMT et du bruit thermique des résistances. La résolution obtenue pour ce modèle à deux voies est de 46.8 eV (RMS).

### 5.3.3 Le modèle FID : quatre voies

Le modèle FID permet de décrire le comportement électrique d’un détecteur type FID (typiquement un FID38) qui possède quatre électrodes ( $A, B, C, D$ )<sup>3</sup>, deux électrodes de collecte ( $B$  et  $D$ ) pour la mesure du signal ionisation de volume et deux électrodes veto ( $A$  et  $C$ ) qui permettent de discriminer les événements en surface du cristal et permettent ainsi d’augmenter le rapport signal/bruit par rapport au processus physique recherché. Le schéma électrique équivalent et le système d’équation de nœuds sont présentés respectivement en figure 5.12 et équation (5.23).

3. Les voies  $A, B, C$  et  $D$  sont symbolisées par les indices 1, 2, 3 et 4 dans les figures de cette section.

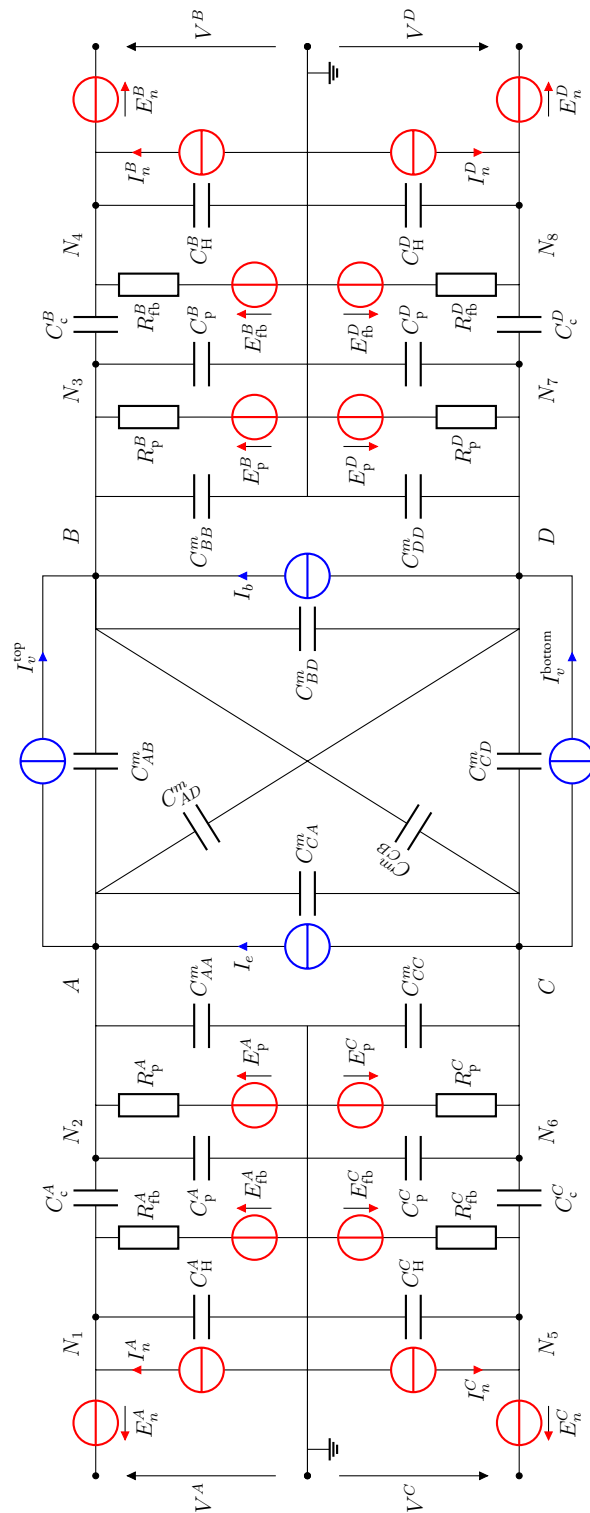


Figure 5.12 – Schéma électrique équivalent signal/bruit pour un détecteur de type FID avec les sources de bruits associées (en rouge) ainsi que les signaux inter-électrodes  $I_s$  (en bleu).

Pour le modèle associé à un détecteur FID, l'expression du système d'équations des tensions de nœud pour ce type de détecteur reste facile à exprimer, cependant la résolution est bien plus difficile et dans ce cas il ne paraît pas réaliste de le faire manuellement. D'où la nécessité de la résolution symbolique présentée précédemment dans le cadre du modèle deux voies.



$$\begin{aligned}
 N_1 &= \frac{\frac{E_{fb}^A}{R_{fb}^A} + N_2 j\omega C_c^A + I_n^A}{j\omega(C_H^A + C_c^A) + \frac{1}{R_{fb}^A}} \\
 N_4 &= \frac{\frac{E_{fb}^B}{R_{fb}^B} + N_3 j\omega C_c^B + I_n^B}{j\omega(C_H^B + C_c^B) + \frac{1}{R_{fb}^B}} \\
 N_5 &= \frac{\frac{E_{fb}^C}{R_{fb}^C} + N_6 j\omega C_c^C + I_n^C}{j\omega(C_H^C + C_c^C) + \frac{1}{R_{fb}^C}} \\
 N_8 &= \frac{\frac{E_{fb}^D}{R_{fb}^D} + N_7 j\omega C_c^D + I_n^D}{j\omega(C_H^D + C_c^D) + \frac{1}{R_{fb}^D}} \\
 \\
 N_2 &= \frac{\frac{E_p^A}{R_p^A} + N_{11} j\omega C_c^A + N_3 j\omega C_{AB}^m + N_6 j\omega C_{CA}^m + N_7 j\omega C_{AD}^m + I_e - I_v^{\text{top}}}{j\omega(C_p^A + C_{AA}^m + C_{AB}^m + C_{AD}^m + C_{CA}^m + C_c^A) + \frac{1}{R_p^A}} \\
 N_3 &= \frac{\frac{E_p^B}{R_p^B} + N_4 j\omega C_c^B + N_2 j\omega C_{AB}^m + N_6 j\omega C_{CB}^m + N_7 j\omega C_{BD}^m + I_b + I_v^{\text{top}}}{j\omega(C_p^B + C_{BB}^m + C_{AB}^m + C_{BD}^m + C_{CB}^m + C_c^B) + \frac{1}{R_p^B}} \\
 N_6 &= \frac{\frac{E_p^C}{R_p^C} + N_5 j\omega C_c^C + N_2 j\omega C_{CA}^m + N_3 j\omega C_{CB}^m + N_7 j\omega C_{CD}^m - I_e - I_v^{\text{bottom}}}{j\omega(C_p^C + C_{CC}^m + C_{CA}^m + C_{CD}^m + C_{CB}^m + C_c^C) + \frac{1}{R_p^C}} \\
 N_7 &= \frac{\frac{E_p^D}{R_p^D} + N_8 j\omega C_c^D + N_2 j\omega C_{AD}^m + N_6 j\omega C_{CD}^m + N_3 j\omega C_{BD}^m - I_b + I_v^{\text{bottom}}}{j\omega(C_p^D + C_{DD}^m + C_{AD}^m + C_{BD}^m + C_{CD}^m + C_c^D) + \frac{1}{R_p^D}} \tag{5.23}
 \end{aligned}$$

On notera que pour ce modèle quatre voies, contrairement aux modèles précédents, il y a plusieurs signaux distincts : le signal de volume  $I_b$  est le signal obtenu entre les électrodes de collecte ( $B$  et  $D$ ). Ce signal  $I_b$  est le signal d'intérêt principal. Le signal véto  $I_v$  est le signal obtenu entre une électrode véto ( $A$  ou  $C$ ) et l'électrode de collecte la plus proche ( $B$  ou  $D$ ). La qualité de la discrimination des événements de surface dépend de la valeur de la résolution du signal véto.

La figure 5.13 montre les contributions des bruits des différentes voies sur la voie  $B$ . On peut également observer les signaux véto  $I_v$  (courant entre  $A$  et  $B$ ), équatorial  $I_e$  (courant entre  $A$  et  $C$ ) et principal  $I_b$  (entre  $B$  et  $D$ ). Sur cette figure on peut observer que le bruit dominant est le bruit en tension intrinsèque du HEMT, noté  $E_n$ . Les bruits thermiques des résistances de polarisation et de remise à zéro, respectivement notés  $E_p$  et  $E_{fb}$ , ont une contribution non négligeable sur  $B$  lorsqu'ils sont émis depuis les voies  $A$ ,  $B$  et  $C$ . La contribution de la voie  $D$  sur  $B$  en termes de bruit thermique est au moins trois ordres de grandeur plus faible que  $E_n$  et n'a donc pas été représentée. Les bruits en courant  $I_n$  ont une contribution plus faible que les bruits thermiques, comme pour les détecteurs planaires. Seul le bruit en courant de la voie  $A$  (et  $B$ ) impacte le bruit total sur  $B$ .

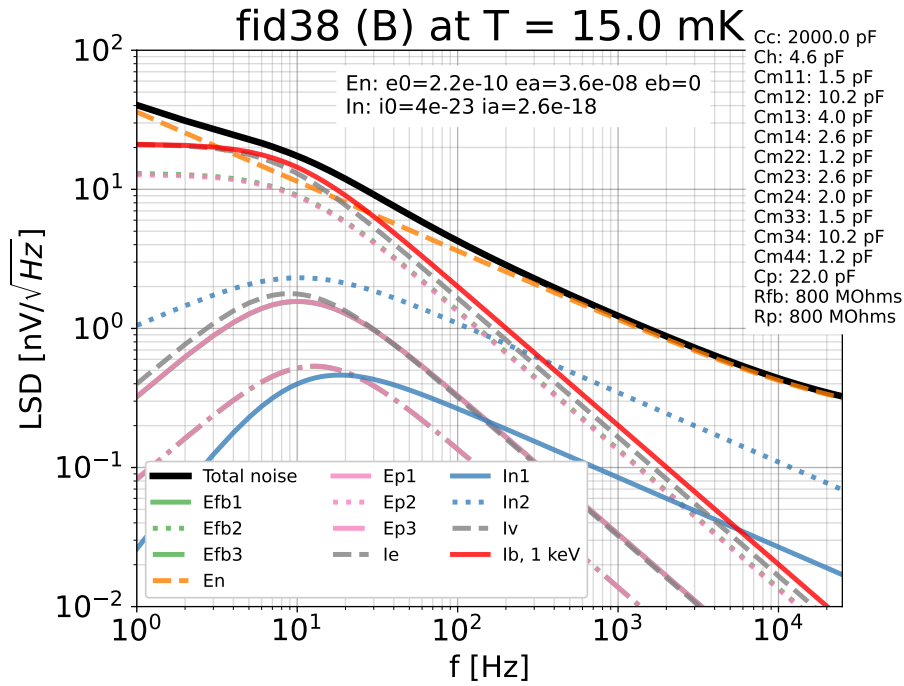


Figure 5.13 – Contribution des différentes sources de bruit dans le cas d'un détecteur type FID38. Mesure du bruit sur la voie B, les indices 1,2,3 et 4 correspondent aux notations A,B,C et D. Les signaux véto et équatorial sont représentés en tirets gris, ils sont donnés ici par ordre d'amplitude, donc de résolution en énergie. Résolution RMS de 38 eV sur le signal de volume  $I_b$ .

Les signaux  $I_v$ ,  $I_e$  et  $I_b$  correspondent tous à un dépôt d'énergie de 1 keV dans le détecteur mais vu entre un couple d'électrodes différent à chaque fois. Tous ces signaux ainsi que les bruits thermiques présentent une pente similaire à partir de 20 Hz. On remarque d'ailleurs que le signal équatorial est visible sur l'électrode de collecte  $B$  alors que le courant de charge se produit entre deux électrodes véto, A et C, qui ne sont pas  $B$ . Si ce signal est visible, c'est par le couplage capacitif qui existe entre les voies de lecture. Nous étudierons cet aspect en détail un peu plus loin dans ce chapitre.

## 5.4 Optimisation de la résolution

Dans cette section je présente l'optimisation de la résolution. Nous verrons d'abord l'effet de chaque composant électrique sur le niveau de bruit, son impact sur le signal et donc la résolution. Ensuite nous comparerons les différents détecteurs présentés : le modèle planaire mono-voie ou deux voies, et le modèle FID quatre voies. Enfin nous discuterons de la mesure différentielle, qui permet d'améliorer grandement les performances de ces pré-amplificateurs.

L'expression de la résolution s'obtient à partir des équations du filtrage optimal décrites au chapitre 4. Pour la cohérence du discours nous rappelons cette expression ici :

$$\sigma_a = \sqrt{\left[ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|S(f)|^2}{J(f)} df \right]^{-1}} \quad (5.24)$$

Cette expression met en avant le fait que la résolution dépend du rapport signal/bruit défini en fréquence comme  $\frac{|S(f)|^2}{J(f)}$  où  $|S(f)|^2$  est la densité spectrale de puissance du signal d'intérêt. La valeur ainsi obtenue correspond à la résolution ligne de base, ou RMS, en eV.

### 5.4.1 Balayages de paramètres

Pour aider à la compréhension, nous allons étudier l'effet de chaque composant sur un modèle mono-voie pour discuter de son impact. Ces composants agissent de la même façon dans les modèles deux ou quatre voies. Dans cette partie, nous balayerons les paramètres autour des valeurs définies par la configuration *red* (Table 5.1). Nous donnerons l'indice 1 aux paramètres de la voie *A*, l'indice 2 pour la voie *B* et 3 et 4 pour les voies *C* et *D*.

Le premier paramètre que l'on peut étudier est l'effet des résistances  $R_{fb}$  et  $R_p$ . Une valeur de résistance plus élevée signifie un niveau de bruit Johnson directement proportionnel (en densité spectrale de puissance,  $E_{\text{Johnson}} = 4k_bTR$ ) mais aussi une diminution des pulsations de coupure  $\omega_3$  et  $\omega_4$  [équation (5.15)] qui vont impacter directement le signal de charge. La figure 5.14 montre l'évolution jointe du signal (en haut) en fréquence (à gauche) et en temps (à droite), et du bruit (en bas à gauche) pour des valeurs de résistance variant de 100 M $\Omega$  à 100 G $\Omega$ . Le balayage des valeurs de résistance montre clairement qu'il est préférable d'avoir une grande valeur de résistance pour améliorer la résolution en énergie. En effet même si le niveau du bruit Johnson est plus grand, la diminution des fréquences de coupure permet de filtrer ce bruit et ainsi gagner en résolution. On voit également que le signal temporel tend vers un échelon (heaviside) lorsque la résistance tend vers l'infini. Ce changement de forme s'accompagne d'un gain en résolution jusqu'à une valeur de résistance de 10 G $\Omega$ . La résolution s'améliore d'un facteur proche de 2 entre des résistances de 100 M $\Omega$  et 10 G $\Omega$ , passant de 58 eV à 30 eV (RMS) en résolution ligne de base.

La capacité de découplage ( $C_c$ ) joue un rôle important dans la transmission du signal depuis l'électrode collectrice vers la grille du transistor HEMT, pour découpler le HEMT des électrodes et permettre la remise à zéro du potentiel de la grille sans mettre en court-circuit les électrodes. Son impact sur la résolution et la forme du signal sont présentés dans la figure 5.15 lorsque la valeur de la capacité de découplage varie entre 100 pF et 1  $\mu$ F. Sur cette figure on voit que la diminution de la valeur de la capacité de découplage s'accompagne d'un effet de filtre passe-haut avec une fréquence de coupure plus élevée. Il en résulte une sous-oscillation sur la forme de l'impulsion en temporel ainsi qu'une dégradation de la résolution. On peut attribuer cette perte de résolution au fait que la contribution principale dans le spectre de bruit total est liée au bruit en tension intrinsèque du HEMT qui ne se propage pas à travers la capacité de découplage et que le signal, en revanche, va être impacté de façon plus importante. Vu que ce condensateur agit comme un filtre passe-haut dont la fréquence de coupure est inversement proportionnelle à  $C_c$ , une faible valeur de  $C_c$  va entraîner une forte réduction de la bande passante du signal mais pas celle du bruit. La figure 5.15 (en bas à droite) montre que la résolution en énergie évolue comme l'inverse de  $C_c$ .

Un des paramètres les plus significatifs sur la valeur de la résolution en énergie est la capacité parasite, notée  $C_p$ . Elle n'est pas issue d'un composant délibérément connecté au circuit mais résulte

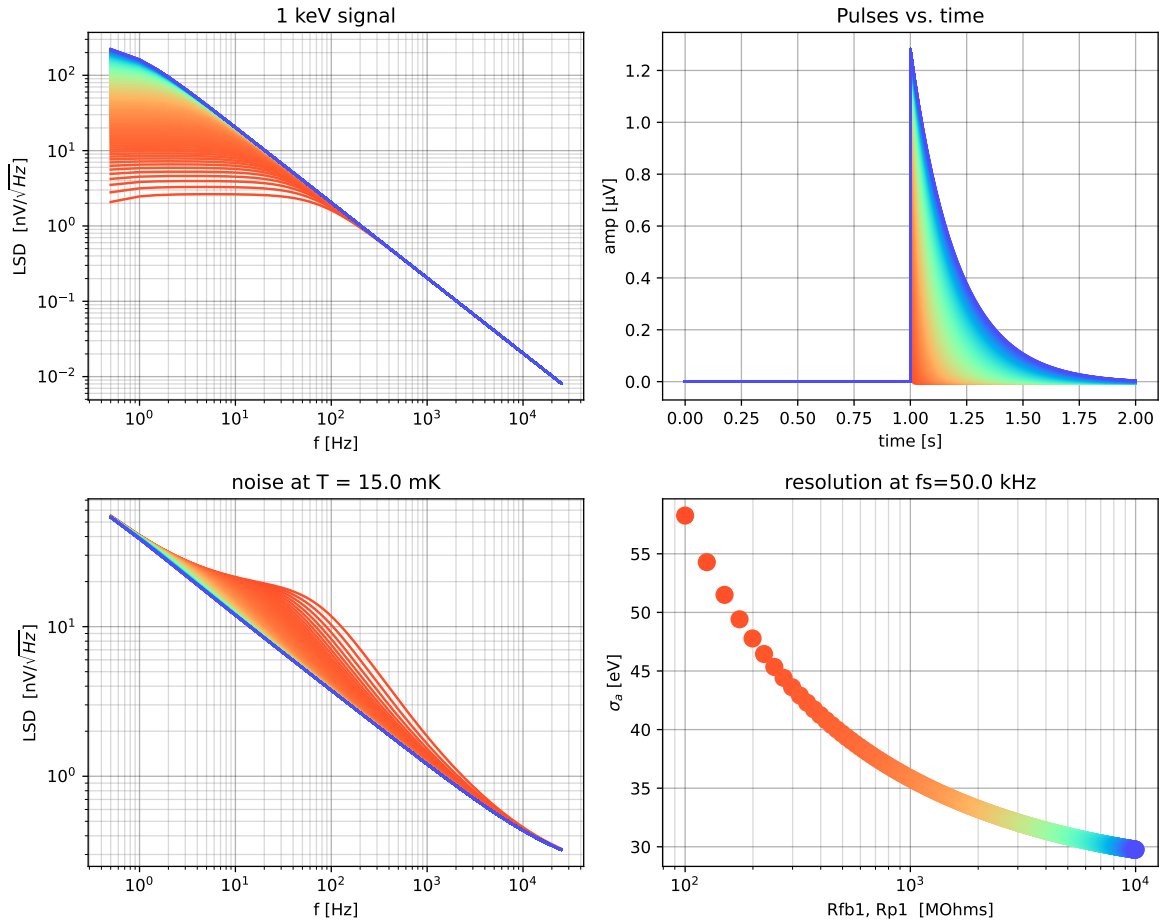


Figure 5.14 – Balayage simultané des valeurs de  $R_{fb1}$  et  $R_{p1}$  autour de la configuration de valeurs de paramètres *red* (Table 5.1) dans le cas du modèle mono-voie. Les deux résistances sont maintenues égales entre elles tout au long du scan.

de la capacité indésirable entre les pistes et le support en cuivre. Deux conducteurs espacés par un diélectrique vont constituer une capacité électrique. L'effet de la valeur de cette capacité parasite, pour des valeurs de  $C_p$  comprises entre 1 pF et 100 pF, est représenté sur la figure 5.16. Pour rappel, la valeur considérée dans la configuration *red* qui correspond au dispositif expérimental de la phase de développement du CRYOCUBE est  $C_p = 22$  pF.

L'effet de la capacité parasite est très significatif sur le signal et la résolution. La valeur de  $C_p$  impacte directement la bande passante du montage car elle intervient dans  $\omega_3$  et  $\omega_4$  [Eq. (5.15)]. La modification de ces pulsations va induire un changement des fonctions de transfert  $\mathcal{H}_1$  et  $\mathcal{H}_2$  qui agissent sur les sources de bruit Johnson ( $E_{fb}$  et  $E_p$ ), de courant ( $I_n$ ) et du signal de charge  $I_s$ . La valeur de  $E_n$  n'est pas impactée par le changement de bande passante car il ne se propage pas de la même façon. Comme nous l'avons vu sur la figure 5.11, les bruits dominants sont les bruits en tension  $E_n$  et les bruits Johnson, donc la réduction de  $C_p$  augmente la bande passante du bruit thermique et change la forme du bruit total sur laquelle on voit apparaître une bosse autour de 10 Hz. Les impulsions de signal sont d'autant plus grandes que  $C_p$  diminue, ce qui est directement lié à ce

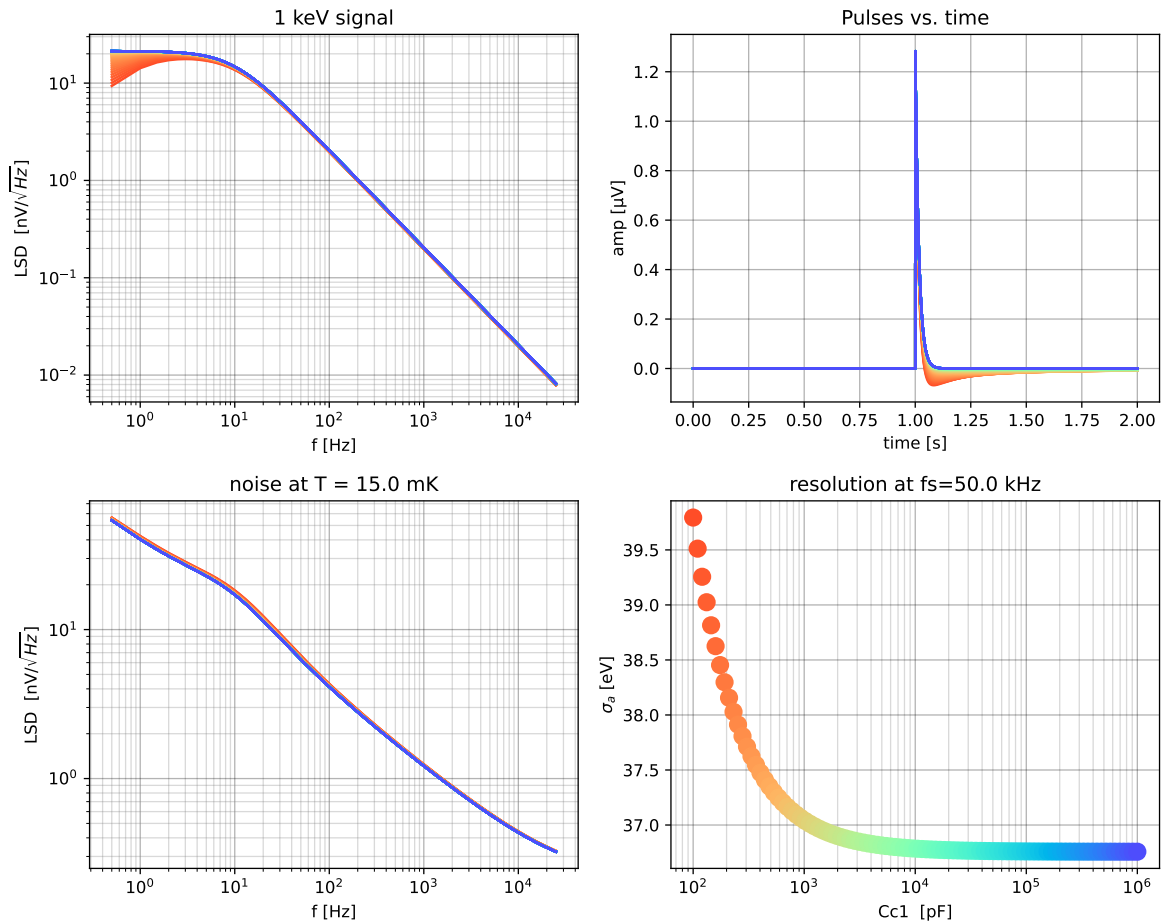


Figure 5.15 – Effet du balayage de la valeur de la capacité de découplage sur le bruit et le signal du modèle mono-voie. Les autres valeurs de composants sont choisies selon la configuration *red*, cf. Table 5.1.

changement de fréquence de coupure. On peut estimer que la coupure effective du système augmente d'un facteur 10 entre  $C_p = 1$  pF et  $C_p = 100$  pF pour passer d'environ 5 Hz à 50 Hz. Le gain en résolution observé pour  $C_p$  variant entre 1 pF et 100 pF est d'un facteur 4.5 passant de  $\approx 90$  eV (RMS) à  $\approx 20$  eV (RMS). Ce paramètre indésirable est le principal sur lequel on peut agir pour améliorer les performances du pré-amplificateur HEMT pour la mesure de charge. C'est une des motivations premières à l'utilisation de transistors HEMT plutôt que les JFET utilisés classiquement dans EDELWEISS, car ces derniers ne fonctionnent pas en dessous de 100 K et nécessitent un câblage qui ajoute une capacité parasite de l'ordre de 100 pF. Les HEMT quant à eux sont opérables à 1 K, et permettent ainsi d'amener l'électronique au plus proche du détecteur pour réduire la valeur de  $C_p$  associée au câblage détecteur/pré-amplificateur.

On remarque que l'augmentation de la bande passante en fréquence implique un signal temporel plus important. On peut montrer, dans un modèle simplifié, que l'amplitude du signal en temporel est inversement proportionnelle à la capacité équivalente totale ( $C_{\text{tot}} = C_p + C^m$ ) telle que

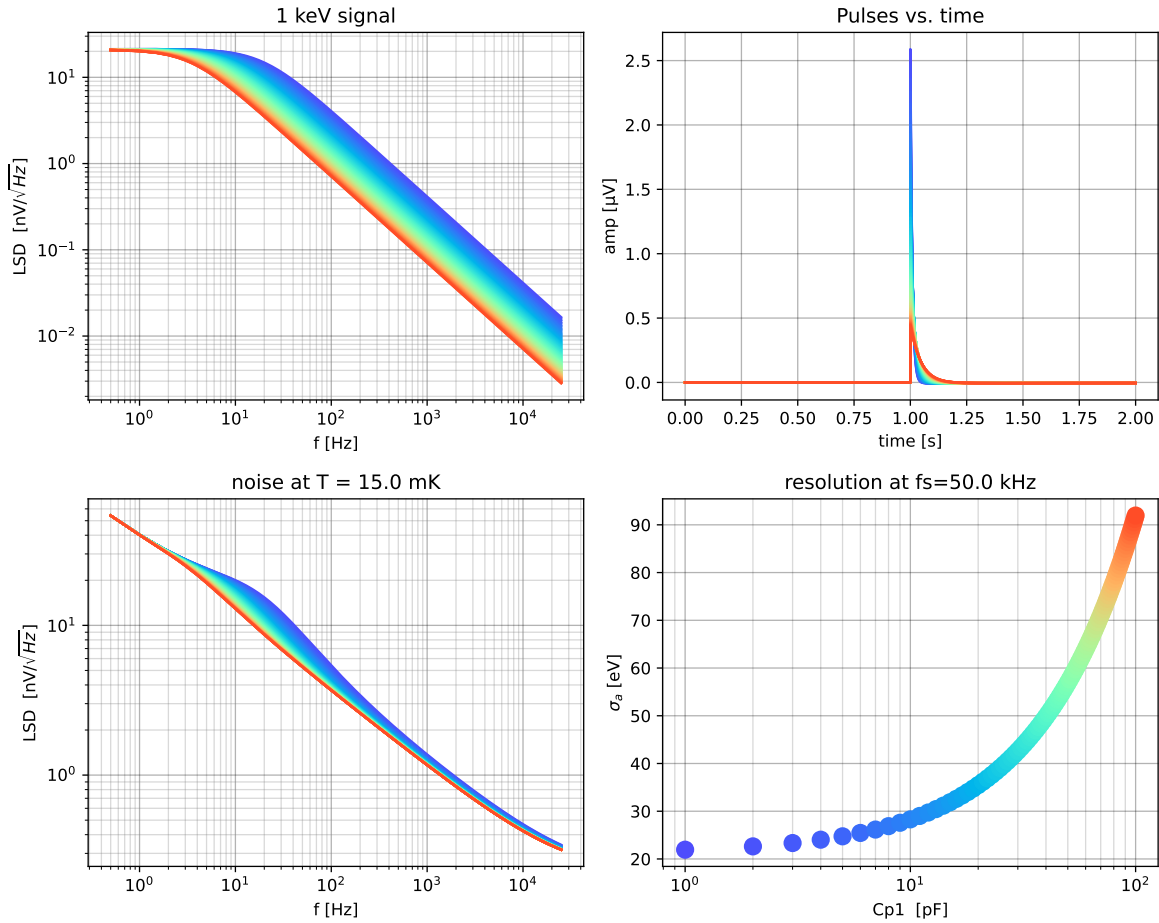


Figure 5.16 – Effet du balayage de la valeur de la capacité parasite sur le bruit et le signal du modèle mono-voie. Les autres valeurs de composants sont choisies selon la configuration *red* (Table 5.1).

$\delta V = \frac{Q}{C_{\text{tot}}}$  avec  $Q$  la charge totale induite par un événement dans le détecteur.

Finalement le dernier balayage que nous pouvons regarder est l'effet de la température sur la résolution comme représenté sur la figure 5.17. On s'attend à vouloir être le plus froid possible pour obtenir la meilleure résolution, puisque que plus la température est basse, plus le bruit thermique est faible. On notera que notre signal ne dépend pas de la température. On remarque que la résolution évolue comme la racine carrée de la température, signe direct que la réduction du bruit Johnson est responsable de ce gain en résolution.

Le balayage en température permet surtout de comparer les balayages expérimentaux avec les modèles pour éventuellement estimer la température des résistances et comprendre le fonctionnement de l'électronique répartie entre les étages 1 K et 10-15 mK du CRYOCUBE. Malgré le fait que les résistances soient fixes dans ce modèle, il serait en pratique possible de remplacer les valeurs de  $R_p$  et  $R_{fb}$  par leur loi  $R(T)$  si une telle dépendance était observée. Dans ce cas, le signal évoluerait avec la température.

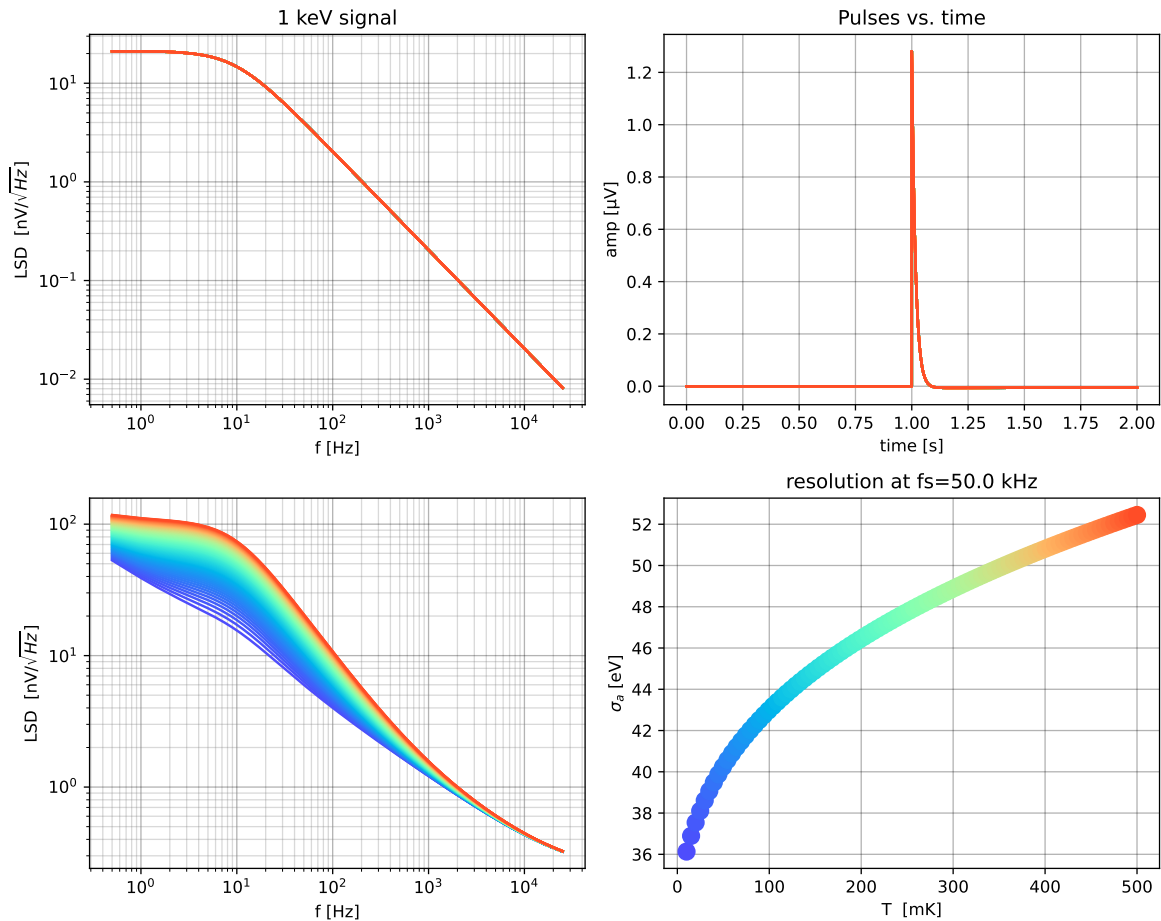


Figure 5.17 – Balayage en température du modèle mono-voie. Les valeurs de composants sont choisies selon la configuration *red*, cf. Table 5.1. Toutes les résistances sont soumises à la même température  $T$ .

### 5.4.2 Comparaisons des types de détecteur

Comparons maintenant les performances entre les différents modèles permettant de traiter une voie à la fois d'un détecteur PL38 ou FID38. Je propose deux comparaisons différentes, en fonction de  $C_p$  qui, comme nous venons de le voir, est un paramètre d'optimisation majeur pour notre système. Une autre comparaison, en fonction de la température cette fois permet d'avoir une idée de la sensibilité en température de chaque système. Ces deux comparaisons sont présentées côte à côte dans la figure 5.18.

La figure 5.18 montre que dans la configuration "mono" (en bleu) la réduction de la capacité parasite  $C_p$  induit une amélioration de la résolution jusqu'à atteindre des valeurs proches du pF, tandis que les configurations "planaire 2 voies" (en orange) et "FID 4 voies" (en rose) montrent une remontée en résolution pour  $C_p \leq 2$  pF. On peut remarquer que l'optimum de résolution est légèrement différent entre les deux modèles orange et rose. Cette différence dépend de la différence de capacité du détecteur qui est plus faible dans la configuration FID. Plus la capacité détecteur ( $C^m$ ) est faible, plus l'optimum de résolution en  $C_p$  est bas, ce qui explique pourquoi l'optimum n'est pas

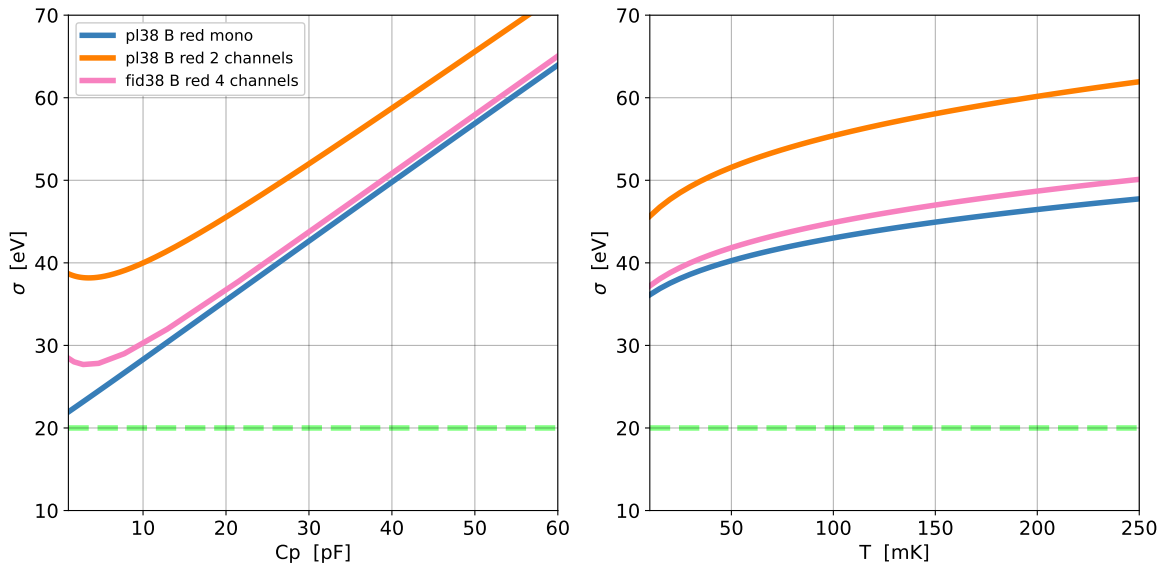


Figure 5.18 – Comparaison de la résolution en énergie d’un détecteur planaire avec une voie mise à la masse (“mono”, en bleu), du même détecteur mais lorsque la seconde voie est laissée flottante (“2 channels”, orange) et d’un détecteur FID lorsque les voies sont laissées flottantes (“4 channels”, magenta). **A gauche** : effet de la capacité parasite  $C_p$ . Ces deux grandeurs sont supposées identiques sur toutes les voies du détecteur. **A droite** : effet de la température  $T$ .

visible dans le cas d’un détecteur planaire dont une des voies est mise à la masse (en bleu), ce qui est le cas qui minimise le plus la capacité détecteur. Ceci suggère que l’optimisation de  $C_p$  dépend de la géométrie des électrodes évaporées sur le cristal du détecteur, mais que dans tous les cas la meilleure résolution en énergie sera obtenue pour une capacité détecteur et une capacité parasite minimales. Pour obtenir la meilleure résolution il faut donc minimiser  $C_{xx}^m$  et  $C_p$ .

La dépendance en température de chacune de ces configurations montre qu’à très basse température, la résolution en énergie d’une seule voie d’un détecteur FID38 tend vers la résolution d’un planaire mono-voie. Le gain en résolution est d’autant plus grand que la température est basse, et ce jusqu’à ce que le bruit thermique des résistances devienne négligeable, comme nous l’avons vu dans les balayages de paramètres. On remarque toutefois que le PL38 semble avoir une plus grande sensibilité aux variations de température.

Finalement cette figure 5.18 montre que la meilleure résolution en voie unique devrait être obtenue avec le montage d’un planaire PL38 avec une électrode à la masse (mono-voie). Cependant, nous n’avons étudié que la résolution en voie unique et il est possible de combiner les deux voies d’un planaire ou plusieurs voies d’un FID afin de tirer parti de l’interaction entre les voies et minimiser la résolution. Le signal  $I_s$  (ou  $I_b$  suivant le modèle PL ou FID) est par nature positif sur une voie et négatif sur une autre. Dans le cas d’un planaire, la soustraction des voies  $B - D$  augmente le signal d’un facteur deux. La question est donc : qu’advient-il du bruit dans ce cas ? C’est ce que nous allons étudier maintenant.



## 5.4.3 Le traitement différentiel

L'idée de mesurer le signal en différentiel, c'est à dire en voie  $B - D$ , vient du fait que la charge totale est conservée dans notre système d'après le théorème de Ramo [132]. Ainsi, une augmentation du potentiel d'une électrode induit la diminution du potentiel sur l'électrode opposée ce qui résulte en des impulsions de signes opposés. Pour étudier la façon dont le bruit sera vu dans cette configuration, j'ai résolu les systèmes d'équation de nœud et exprimé  $V_{B-D}$  (signal différentiel) et  $V_{B+D}$  (bruit total) en fonction des éléments du montage. J'ai pu ainsi extraire les fonctions de transfert pour chacune des sources de bruit dans cette configuration  $V_{B-D}$  et  $V_{B+D}$ . Le résultat de ce traitement en mode différentiel  $V_{B-D}$  est présenté sur la figure 5.19.

Cette figure nous montre que les contributions des deux voies sont identiques, le niveau total de bruit est donc deux fois plus important. Le bruit en tension du HEMT, le terme  $E_n$ , suit la même distribution sur les deux voies mais  $E_n^B$  et  $E_n^D$  sont indépendants et la somme des deux se traduit par un facteur  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  sur le spectre de  $E_n$ . Les bruits qui se propagent ( $I_n$  et bruits Johnson) sont atténués par le traitement différentiel car ils arrivent en phase sur la voie opposée. En observant que le signal est, quant à lui, multiplié par deux, on comprend que le gain en résolution sera supérieur à  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  de telle sorte que  $\sigma_{B-D} < \frac{\sigma_B}{\sqrt{2}}$ , comme on peut le voir sur la figure 5.21.

Le traitement différentiel peut également être appliqué au détecteur FID, qui possède quatre voies de mesures. Pour ce faire, on peut considérer les voies B et D qui sont les voies correspondant aux électrodes de collecte ou bien des combinaisons entre électrodes de collecte et électrodes véto. On obtient alors un signal amplifié d'un facteur 2, comme pour le planaire, mais avec une capacité détecteur ( $C_m$ ) plus faible grâce au design des électrodes qui ont une surface plus petite. On trouve alors une résolution encore meilleure que pour le planaire pour  $V_{B-D}$ .

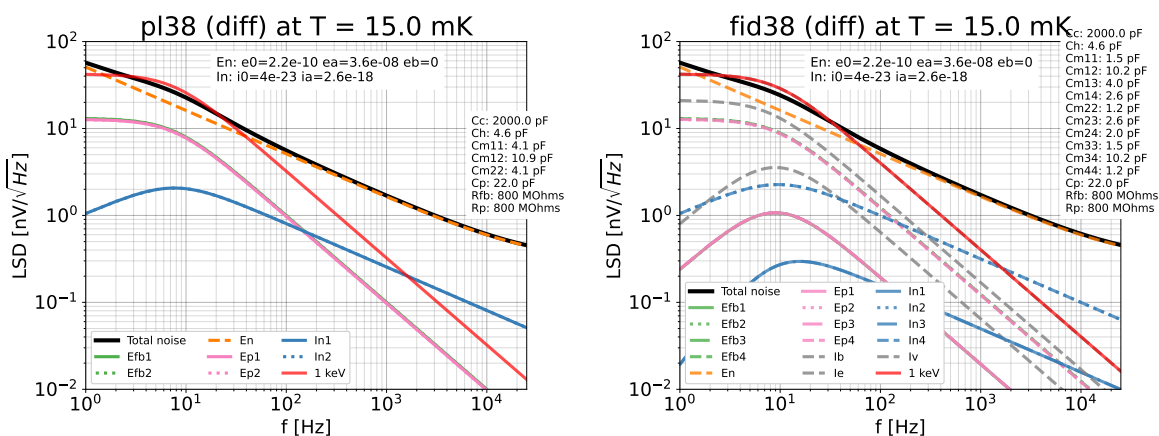


Figure 5.19 – **A gauche** : contributions des différentes sources de bruits dans le cas d'un détecteur planaire mesuré en différentiel. **A droite** : contributions des différentes sources de bruits dans le cas d'un détecteur avec fiducialisation mesuré en différentiel.

Comme on peut le voir sur la figure 5.19, l'effet du traitement différentiel est similaire sur les détecteurs FID et planaires : le signal est d'amplitude double et les bruits deviennent symétriques. C'est-à-dire que les sources de bruit sur  $B$  et  $D$  ont la même contribution au bruit total, tout comme les

sources sur  $A$  et  $C$ . Les bruits Johnson et  $I_n$  ne s'additionnent pas totalement à cause de la dispersion inter-voies, ce qui implique un meilleur rapport signal/bruit.

Pour synthétiser l'ensemble des performances des différents modèles et traitements on se référera à la figure 5.21, sur laquelle on peut observer les résolutions (RMS) en fonction de la capacité parasite dans des conditions standards correspondant au scénario de composant *red* présenté plus tôt dans le tableau 5.1.

On précisera que dans cette étude en particulier les deux voies sont supposées équilibrées, c'est-à-dire que les composants ont la même valeur, peu importe la voie. C'est ce qui est visé lors des montages expérimentaux, bien que chaque composant possède une certaine tolérance. Une analyse qualitative a été menée et a montré que l'effet d'une variation de 10% de la valeur des composants sur une des voies avait un impact faible sur la performance du traitement différentiel. Une amélioration future de ce travail serait d'étudier des amplificateurs multi-voies déséquilibrés et de propager les tolérances des composants pour estimer la tolérance sur la résolution finale en énergie.

#### 5.4.4 Performances ultimes

Dans cette sous-section, je propose de faire un bilan des études qui ont été présentées puis de discuter de la stratégie à suivre pour obtenir la meilleure résolution possible avec les détecteurs PL38 et FID38.

Nous avons vu que la réduction de la capacité parasite  $C_p$  en dessous de 10 pF est une nécessité pour atteindre l'objectif de RICOCHET de  $\sigma \leq 20$  eVee RMS avec des PL38 et FID38. On remarque d'ailleurs que les détecteurs FID devraient avoir une meilleure résolution en énergie grâce à leur capacité détecteur plus faible que les PL. La mesure différentielle du signal est toujours plus performante que la mesure en voie individuelle. Enfin, le bruit thermique associé aux résistances impacte significativement la résolution. D'ailleurs, la dépendance thermique n'est contenue que dans l'intensité des bruits Johnson. Dans un modèle plus complet, on pourrait faire varier la valeur des résistances avec la température. C'est une piste d'amélioration à implémenter une fois que sera étudiée la dépendance en température des résistances  $R_{fb}$  et  $R_p$ .

De manière plus radicale on peut choisir de ne pas avoir de résistance du tout dans le montage afin de se passer complètement des bruits induits par ces dernières. Remplacer les résistances par des relais, comme nous l'expliquerons juste ensuite, entraîne un comportement différent, comme l'atteste la figure 5.20. On y voit un signal en  $\frac{1}{f}$  et des bruits  $E_n$  et  $I_n$  en  $\frac{1}{\sqrt{f}}$ , mais il n'y a plus de bosse vers 10 Hz associée au bruit thermique, ce qui est normal en l'absence de résistances.

La réduction de la contribution des bruits thermiques peut se faire soit en réduisant la température, soit en augmentant les valeurs des résistances. La première option est déjà réalisée puisque les résistances  $R_{fb}$  et  $R_p$  sont à 15 mK. On pourrait atteindre 10 mK dans le cryostat de RICOCHET mais cette valeur est limitée par la puissance du cryostat et il est difficile de descendre plus bas en température, à cause de la puissance thermique apportée par le câblage et la dissipation de l'étage de pré-amplification HEMT à 1 K. Il faut donc augmenter la valeur des résistances. Nous avons vu lors

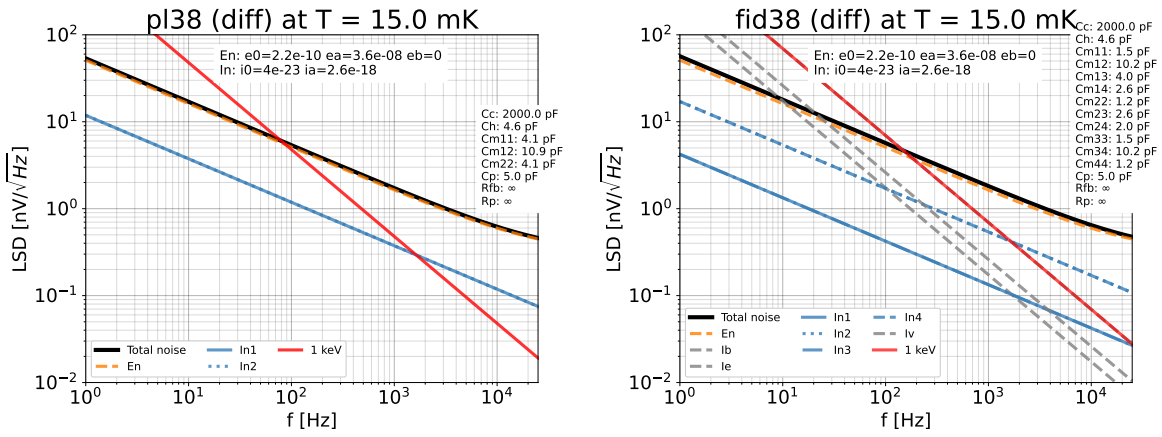


Figure 5.20 – Signal d'énergie 1 keV et bruits associés au modèle d'un détecteur planaire (**gauche**) et FID (**droite**) en mesure différentielle dans la configuration *cryocube*, c'est à dire sans les résistances  $R_p$  et  $R_{fb}$  (voir Table 5.1).

des balayages que plus  $R_{fb}$  et  $R_p$  sont grandes, meilleure est la résolution. Ce qui peut être contre-intuitif car une valeur de résistance plus élevée implique un niveau de bruit thermique plus grand ( $LSD \propto \sqrt{T}$ ), mais aussi une bande passante réduite : le niveau initial est plus haut mais la coupure arrive plus tôt en fréquence. Au final la résolution en énergie s'en trouve améliorée. Une solution pour pousser la logique de l'augmentation de  $R_{fb}$  et  $R_p$  à son maximum est de remplacer les résistances par des relais. Les relais électriques sont des interrupteurs commandés qui permettraient, en étant maintenus ouverts la plupart du temps ( $R_{fb} = R_p = \infty$ ) puis refermés à intervalles de temps régulier, d'assurer une polarisation stable des électrodes sans avoir recours à des résistances, donc en supprimant toutes les sources de bruit Johnson. En étudiant le montage source commune, on peut voir que  $R_{fb}$  assure que le potentiel de la grille soit fixé au bon référentiel. La résistance  $R_p$  quant à elle sert à contrôler la polarisation des électrodes en limitant le courant électrique. Remplacer  $R_p$  par un relais signifierait qu'il faudrait fermer le relais régulièrement afin de référencer correctement le potentiel de la tension de grille  $V_G$ . Remplacer  $R_{fb}$  de la même façon impliquerait de fermer le relais quand le champ appliqué aurait trop dérivé par rapport à la valeur souhaitée pour maintenir une bonne collecte de charge. En effet si on applique un potentiel  $+V/V$  sur les électrodes  $B/D$  en fermant le relais, puis en l'ouvrant tout de suite après, ce potentiel va dériver jusqu'à ce que le potentiel de chaque électrode soit égal à force de collecter des charges de chaque côté.

Le compromis à faire pour s'affranchir du bruit thermique est d'accepter de perdre du temps d'acquisition disponible pour faire ces fermetures/ouvertures de relais. Ces transitions brusques vont exciter le système qui retournera à l'équilibre en un certain temps, caractéristique du système. Au cours de cette période, il ne sera pas possible de prendre des données, c'est ce qu'on appelle le temps mort du détecteur. Ce temps mort implique une réduction de l'exposition réelle des détecteurs et pourrait donc rallonger le temps de réacteur "ON" nécessaire disponible pour atteindre les objectifs scientifiques de RICOCHET.

Une autre conséquence du passage aux relais est la forme des impulsions, qui passe d'un échelon avec décroissance exponentielle à un échelon de type Heaviside, sans décroissance. Sans résistance, la dépendance à la température n'existe plus car les seules sources de bruit dépendantes de la température sont les bruits Johnson associés aux résistances. Il en résulte que la résolution ionisation reste parfaitement stable en présence de fluctuations de températures à partir du moment où l'on observe une température du cristal en dessous de quelques centaines de mK et que le HEMT est à sa température de fonctionnement nominal (1K).

La configuration *cryocube* correspond à la situation dans laquelle les résistances sont remplacées par des relais. On peut alors se demander quelle doit être la valeur de  $C_p$  maximale pour atteindre  $\sigma = 20$  eV sachant qu'une valeur de 5 pF est ultimement visée. Nous pouvons observer l'évolution de la résolution en fonction de  $C_p$  de tous les modèles discutés jusqu'ici dans la figure 5.21. Sur cette figure les signaux "FID38 iontot" correspondent à la résolution associée à une combinaison linéaire entre les voies des FID38 ( $B - D - A + C$ ) qui sera discutée dans la section suivante.

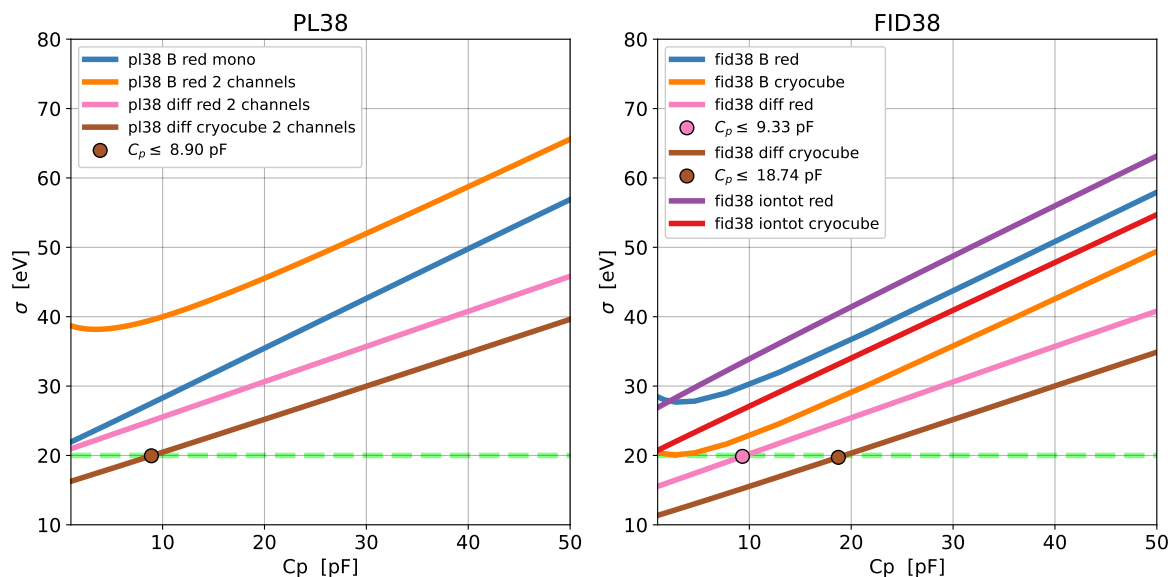


Figure 5.21 – Comparaison des résolutions des différents détecteurs en fonction de la capacité parasite  $C_p$ . **A gauche** : planaire "mono", et "deux voies". **A droite** : détecteur avec fiducialisation (FID). En considérant le cas de la mesure mono-voie ("B") ou de la mesure différentielle ("diff"). La fréquence d'échantillonnage est de  $f_s = 50$  kHz.

Pour conclure, en nous appuyant sur cette figure, nous voyons qu'il existe trois scénarios permettant d'atteindre les objectifs de résolution de RICOCHET pour la mesure de charge : les traitements différentiels des détecteurs PL38 en configuration *cryocube* et des détecteurs FID38 dans les configurations *red* et *cryocube*. En particulier nous avons vu que le traitement  $V_{B-D}$  sur un détecteur FID permettait d'atteindre un gain de 5 eV (RMS) par rapport au même signal sur un détecteur planaire pour une même valeur de capacité parasite  $C_p$ . Pour atteindre les objectifs de RICOCHET de 20 eV RMS en résolution ligne de base, il faut donc implémenter la configuration *cryocube* avec des relais à la place des résistances et abaisser la valeur de  $C_p$  en dessous de 10 pF (9 pF pour les planaires).

### 5.4.5 Résolution temporelle

Jusqu'à-là nous nous sommes intéressés à la résolution en énergie, donc en amplitude, mais on peut également extraire la résolution sur la détermination de la position des impulsions. Cette résolution s'écrit comme :

$$\sigma_{t_0} = \sqrt{\left[ \hat{a} \int_{-\infty}^{\infty} (2\pi f)^2 \frac{S(f)}{J(f)} df \right]^{-1}} \quad (5.25)$$

avec  $\hat{a}$  l'amplitude estimée de l'impulsion considérée (la résolution temporelle dépend de l'amplitude du signal),  $S$  la forme du signal recherché dans le domaine fréquentiel,  $J$  la densité spectrale de puissance du bruit électronique et  $f$  la fréquence.

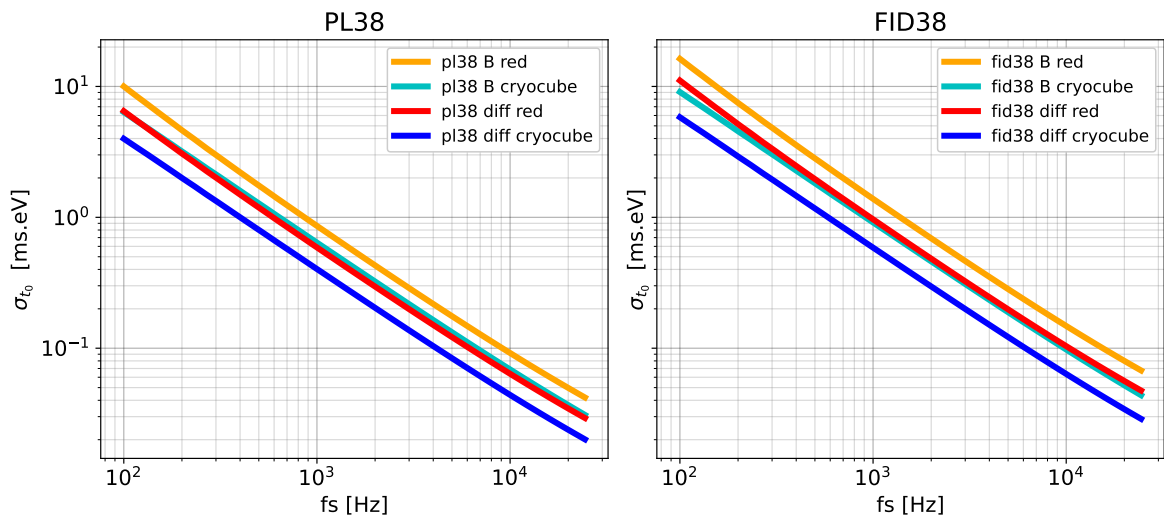


Figure 5.22 – Résolution temporelle des différents modèles de détecteurs en mono-voie et en mesure différentielle. **A gauche** : planaire PL38. **A droite** : détecteurs avec fiducialisation, FID38.

Comme le montre la figure 5.22, la résolution temporelle atteignable sur les voies ionisations est globalement meilleure sur les détecteurs PL38 que FID38 d'un facteur 2, qui s'explique par la capacité détecteur plus faible dans le cas du FID38. On trouve cependant dans tous les cas une résolution permettant une bonne synchronisation des voies ionisation avec le système de veto muons. L'échantillonnage des données traitées du CRYOCUBE est prévue pour être au minimum de 20 kHz. A cette valeur la résolution temporelle pour un signal de 125 eV (5 sigma de la ligne de base) est inférieure à 1  $\mu$ s. Le taux d'événement du veto muons attendu est de 500 Hz, soit un événement toutes les 2 ms en moyenne. La limitation du CRYOCUBE en résolution temporelle aura pour origine sa voie chaleur, beaucoup plus lente. Néanmoins, le traitement différentiel (diff) et le passage aux relais actifs (configuration *cryocube*) permettent d'améliorer la résolution temporelle d'un facteur 1.5 et 2 respectivement par rapport au traitement voie unique ('B') et avec des relais passifs (résistances  $R_p$  et  $R_{fb}$ , *red*). L'évolution en  $1/f_s$  de la résolution temporelle s'explique car la densité spectrale de puissance du signal évolue en  $1/f_s^2$  tandis que le bruit total évolue lui en  $1/f_s$ . La résolution étant l'intégrale du rapport signal/bruit, on trouve une relation qui évolue en  $f_s^{-2}/f_s^{-1} = 1/f_s$ .

## 5.5 Étude du couplage inter-voies

Comme nous l'avons vu jusqu'à présent, les voies de mesure par pré-amplificateur HEMT sont toutes couplées par la matrice de capacités formée par les électrodes du détecteur. Ce couplage capacitif entre les voies induit inévitablement une propagation des bruits et du signal d'une voie à l'autre. L'étude approfondie de ces propagations inter-voies permet de quantifier et d'extraire des informations sur ce montage amplificateur. Dans cette section nous abordons la simulation de la cohérence entre les voies, en définissant cette grandeur et en discutant son évolution en fonction de paramètres significatifs. Puis, dans une seconde partie nous discutons des variations de sensibilité au signal dans un FID38 en fonction de la nature du signal et des électrodes sur lesquelles ce signal est mesuré.

### 5.5.1 Cohérence des bruits électroniques

La cohérence est une grandeur statistique comprise en 0 et 1 qui caractérise la causalité d'un signal sur un autre pour chaque valeur de fréquence. Cette définition est vraie seulement dans le cas particulier où le bruit est supposé ergodique et où l'on considère des systèmes linéaires. Si les deux signaux sont égaux ou proportionnels, la cohérence vaut 1. Pour obtenir l'expression analytique de la cohérence entre deux voies d'un détecteur, considérons un cas général qui fait intervenir deux voies et  $N$  sources de bruits notées  $(e_i)_{1 \leq i \leq N}$ , dont la fonction de transfert vers chaque sortie est notée  $(h_i)_{1 \leq i \leq N}$  pour une voie (notée  $A$ ) et  $(g_i)_{1 \leq i \leq N}$  pour la seconde voie (notée arbitrairement  $B$ ). Dans ce cadre on peut écrire les expressions des densités spectrales de puissance et densité spectrales inter-voies. On notera  $S_{AA}$  la densité spectrale de puissance du signal mesuré sur la voie  $A$  et  $S_{AB}$  la densité spectrale de puissance entre les signaux mesurés sur  $A$  et sur  $B$  conjointement. On suppose que chaque source de bruit est indépendante des autres, de telle sorte que leur covariance soit nulle :  $\sum_i \sum_j e_i e_j^* = \sum_i |e_i|^2$ .

$$S_{AA} = \sum_{i=1}^N h_i e_i \sum_{j=1}^N h_j^* e_j^* = \sum_{i=1}^N |h_i|^2 |e_i|^2 \quad (5.26)$$

De manière analogue on a pour  $B$  :

$$S_{BB} = \sum_{i=1}^N |g_i|^2 |e_i|^2 \quad (5.27)$$

Enfin, on peut exprimer  $S_{AB}$  :

$$S_{AB} = \sum_{i=1}^N h_i e_i \sum_{j=1}^N g_j^* e_j^* = \sum_{i=1}^N h_i g_i^* |e_i|^2 = S_{BA}^* \quad (5.28)$$

La cohérence entre les deux signaux issus de  $A$  et  $B$  est notée  $C_{AB}$ , c'est une grandeur comprise entre 0 et 1 qui traduit la linéarité entre ces deux signaux. Elle vaut 1 lorsqu'ils sont purement pro-

portionnels (à une fréquence donnée) et 0 lorsqu'ils sont parfaitement indépendants. On exprime la cohérence d'après la relation suivante [44] :

$$C_{AB}^2 = \frac{S_{AB}S_{BA}}{S_{AA}S_{BB}} = \frac{\sum_i h_i g_i^* |e_i|^2 \sum_j h_j^* g_j |e_j|^2}{\sum_k |h_k|^2 |e_k|^2 \sum_l |g_l|^2 |e_l|^2} \quad (5.29)$$

Considérons le cas d'un bruit propre à une seule voie, c'est-à-dire ne se propageant pas, tel le bruit en tension du HEMT  $E_n$  :

$$C_{AB}^2 = \frac{\sum_i h_i g_i^* |e_i|^2 \sum_j h_j^* g_j |e_j|^2}{(\sum_k |h_k|^2 |e_k|^2 + |E_n^A|^2)(\sum_l |g_l|^2 |e_l|^2 + |E_n^B|^2)} \quad (5.30)$$

On voit que le coefficient de la voie opposée pour ces bruits qui ne se propagent pas vaut zéro, ce qui explique pourquoi ils n'apparaissent pas au numérateur. Le fait que  $E_n$  domine dans la contribution de bruit total implique que la cohérence est faible et principalement portée par la propagation du bruit Johnson comme le montre le carré supérieur gauche de la figure 5.23 sur lequel on voit l'évolution de la cohérence en fonction de la température.

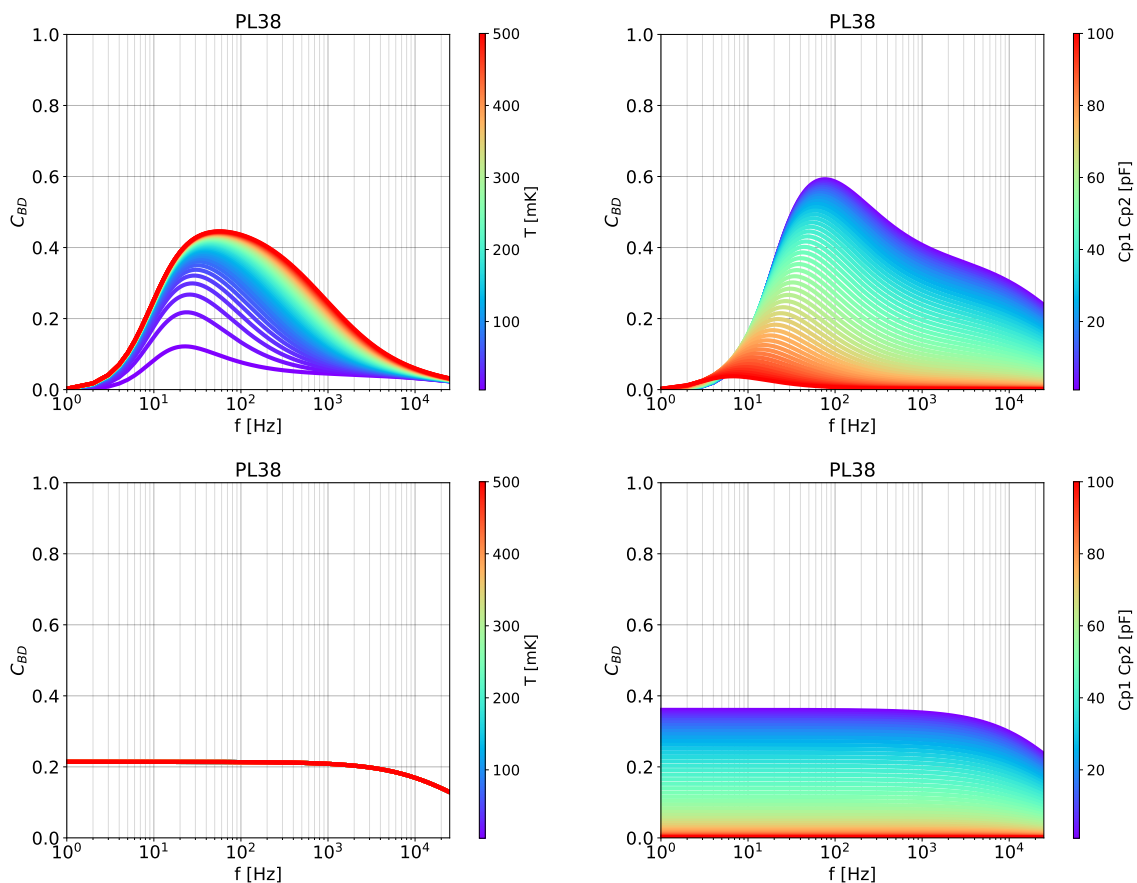


Figure 5.23 – Cohérence entre les voies  $B$  et  $D$  d'un détecteur de type PL38 dans la configuration *red* en haut et *cryocube* en bas, cf. Table 5.1. **A gauche** : en fonction de la température. **A droite** : en fonction des capacités parasites.

Cette figure permet de voir que la cohérence augmente avec la température si l'on est en configuration *red* (avec  $R_{fb}$  et  $R_p$ ), ce qui montre de manière univoque que le bruit Johnson est vu de manière cohérente sur les deux voies d'un PL38. La cohérence peut ainsi atteindre 40% autour de 100 Hz à 500 mK. On observe une cohérence de 60% en réduisant  $C_p$  jusqu'à atteindre quelques pF tout en restant à 10 mK. Cette dépendance en  $C_p$  se retrouve cette fois aussi dans le cas où les résistances sont remplacées par des relais, la cohérence est moindre mais quasiment constante et proche de 40%. Dans la configuration *cryocube* on comprend que  $C_p$  influe sur le bruit en courant  $I_n$  qui est cohérent entre les voies. Pour la configuration *red*, cette cohérence est amplifiée par le bruit Johnson dont la bande passante augmente avec la réduction de  $C_p$ .

### 5.5.2 Répartition du signal

Dans cette sous-section, nous nous intéressons à la répartition des signaux  $I_b/I_v^{\text{top}}/I_v^{\text{bottom}}/I_e$  vus depuis les électrodes  $A/B/C/D$  mais aussi depuis des combinaisons linéaires de voies. Nous verrons également l'apparition d'un biais dans la reconstruction de la sensibilité des signaux à faible capacité parasite.

Contrairement à ce qui a été fait jusqu'à présent, en regardant uniquement le signal d'intérêt  $I_b$  qui se caractérise par un courant entre  $B$  et  $D$ , nous pouvons estimer la répartition de tous les signaux entre toutes les électrodes d'un détecteur FID38. C'est ce que montre la figure 5.24.

On remarque l'existence d'une symétrie du détecteur entre la partie supérieure et la partie inférieure ( $A/C$  et  $B/D$ ). Il y a systématiquement deux signaux dominants et deux signaux plus faibles. Le bruit total de la voie est affiché en noir et la résolution est donnée en légende. La meilleure résolution atteignable sur une voie unique est la mesure de  $I_b$  sur  $B$  ou  $D$  qui atteint 38.1 eV.

Dans l'optique d'optimiser la résolution obtenue sur les électrodes véto pour un rejet optimal des événements de surface, mais aussi d'obtenir la meilleure résolution sur les événements de volume, on montre sur la figure 5.25 les différents signaux d'un FID38 vus en considérant les combinaisons de voies  $B - A$ ,  $B - D + C - A$ ,  $A + B + C + D$  et  $B - D$ .

On peut voir que la résolution optimale pour le signal véto supérieur  $I_v^{\text{top}}$  est obtenue en analysant la différence des électrodes supérieures  $B - A$ . Par symétrie le signal véto inférieur est optimisé en mesurant  $A - D$ . La résolution atteinte, de 31.7 eV, est meilleure que la résolution optimale du signal volume obtenu en voie unique de 38.1 eV.

Le signal  $A + B + C + D$  sert à montrer qu'il existe une configuration de combinaison de voies qui permet de supprimer les contributions des signaux d'intérêt. La combinaison  $B - D$  correspond à la situation présentée plus tôt comme FID "diff", qui permet d'optimiser la résolution jusqu'à obtenir 26.5 eV, avec une résolution similaire sur les deux électrodes véto. Enfin la configuration "ionisation totale"  $B - D + C - A$  permet d'obtenir une résolution homogène entre les différents signaux. La résolution est dégradée par rapport à la résolution en voie unique sur  $B$  par exemple, car seules deux voies contribuent à chaque signal tandis que quatre voies contribuent au bruit. Cette combinaison est intéressante car chaque dépôt à une énergie donnée induira un signal similaire sans que sa nature



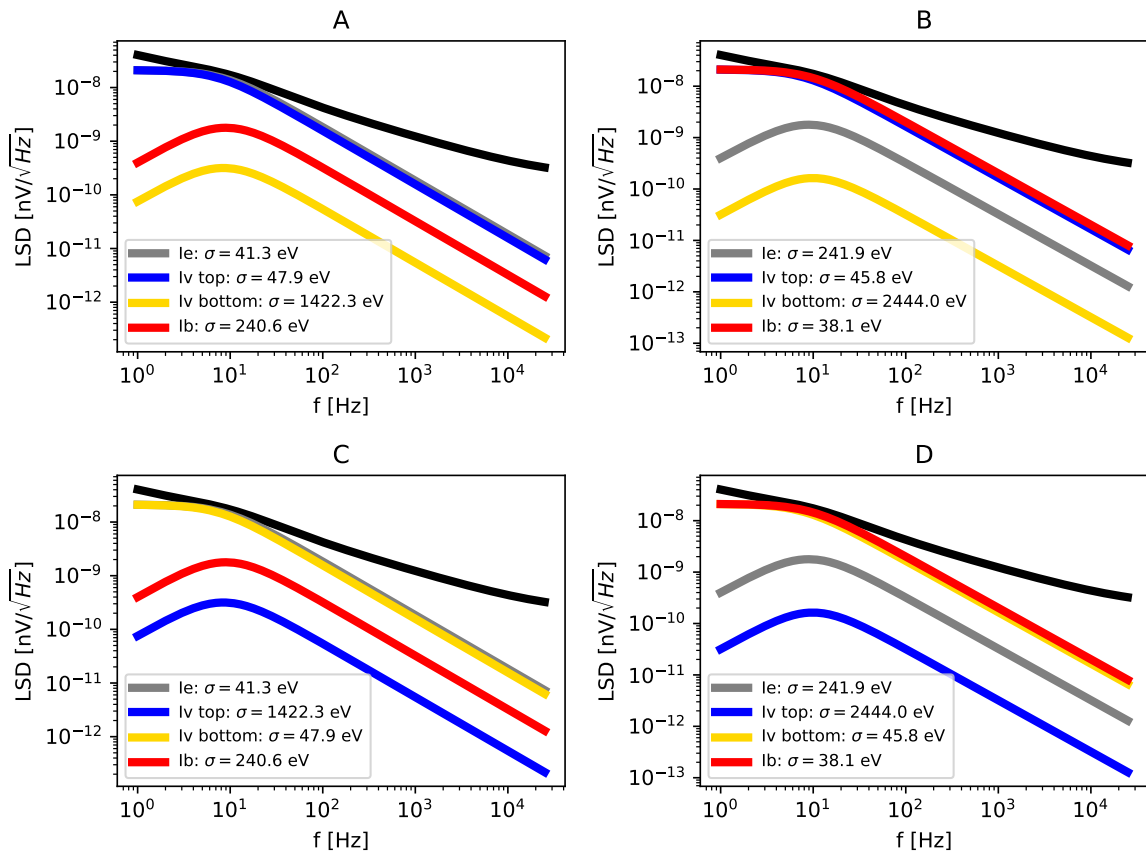


Figure 5.24 – Répartition des signaux de volume  $I_b$ , veto  $I_v^{\text{top}}$  et  $I_v^{\text{bottom}}$  et équatorial  $I_e$  vus par les différentes électrodes d'un détecteur FID. Les valeurs de composants sont données par la configuration *red*.

(veto ou volume) ne soit significative.

Pour étudier la répartition du signal entre les électrodes d'un FID, on peut étudier l'amplitude des impulsions temporelles sur chaque voie  $A, B, C$  ou  $D$  en fonction du type d'événement (veto ou volume). Le maximum de ces impulsions donne ce qu'on appelle la sensibilité du détecteur en  $V/\text{keV}$ , c'est à dire l'intensité de sa réponse en tension à un dépôt d'énergie donnée. La figure 5.26 montre l'évolution de la sensibilité sur chaque voie en fonction du type d'événement et de la valeur de la capacité parasite  $C_p$  supposée égale sur chaque voie et variant de 1 pF à 100 pF.

Cette figure nous montre que si la capacité parasite est élevée, alors la répartition des signaux entre électrodes diminue jusqu'à être limitée par la capacité mutuelle des électrodes entre elles. Pour un type de détecteur donné on aura une structure de répartition associée. Ici, cette structure est représentée par les cercles de plus grosse taille correspondant à une capacité parasite  $C_p$  de 100 pF. En revanche en diminuant la valeur de  $C_p$ , on va augmenter la sensibilité d'une part, car elle dépend directement du rapport de la charge sur la capacité totale équivalente du circuit, mais aussi changer la figure de répartition. Cette nouvelle répartition se caractérise par les trajectoires courbes des points avec la réduction de  $C_p$ . Prenons la sous-figure correspondant à  $V_B$  en fonction de  $V_A$ , on voit que

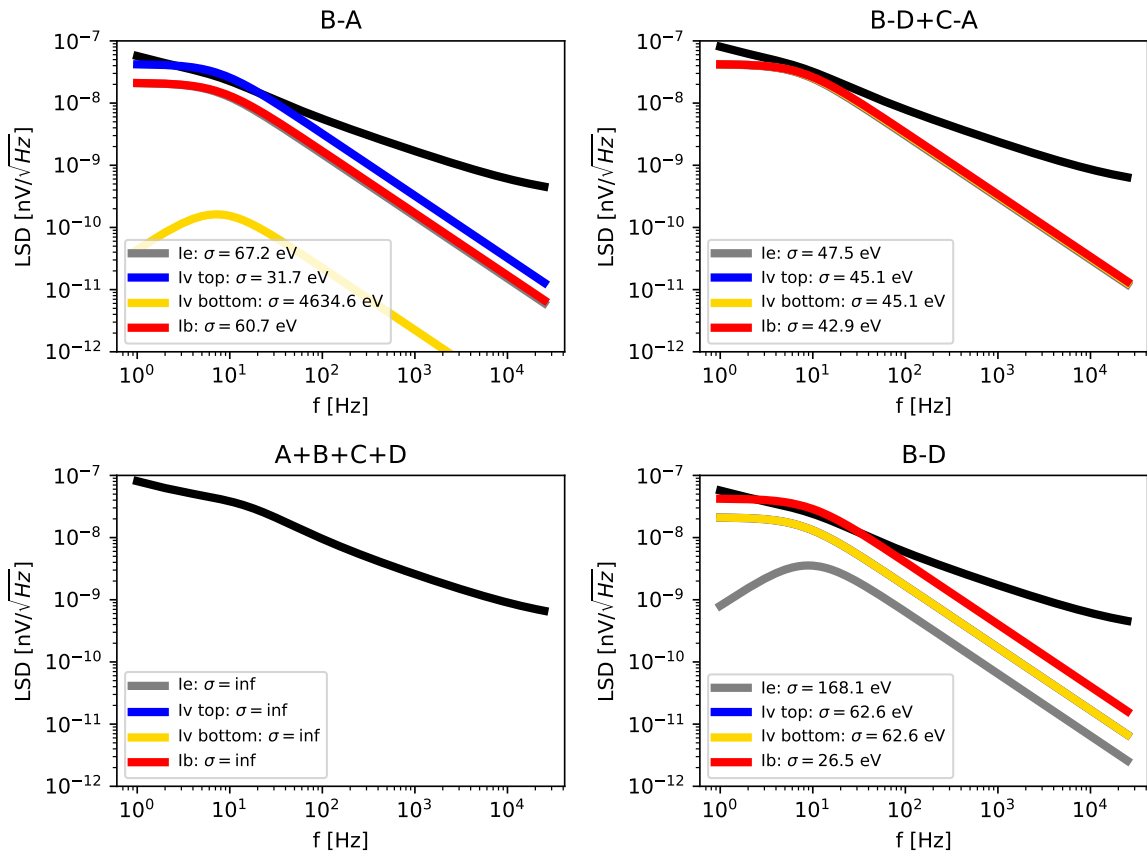


Figure 5.25 – Répartition des différents signaux en considérant différentes combinaisons linéaires entre les voies.

le signal de volume en rouge s'éloigne de la verticale au fur et à mesure que  $C_p$  diminue. Simultanément, le signal sur  $V_C$  augmente de manière similaire mais de signe opposé. On en conclut qu'une partie du signal entre  $B$  et  $D$  est captée par  $A$  et  $C$ , et ce couplage augmente avec la réduction de  $C_p$ . Pour calibrer correctement les différentes voies d'un détecteur FID, il est nécessaire de prendre en compte cette répartition du signal. On peut mesurer que le couplage entre  $B$  et  $A$  est de l'ordre de plusieurs dizaines de pourcent avec  $C_p = 1$  pF, ce qui n'est pas négligeable. C'est pour cette raison que l'on va définir les tensions corrigées du couplage inter-voies. L'expression de ces tensions corrigées est donnée par la relation (5.31) ci-dessous :

$$\tilde{V} = \begin{pmatrix} \tilde{V}_A \\ \tilde{V}_B \\ \tilde{V}_C \\ \tilde{V}_D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_A \\ V_B \\ V_C \\ V_D \end{pmatrix} \quad (5.31)$$

Les coefficients de couplage  $c_{ij}$  traduisent la communication entre voies. De manière formelle on peut écrire :

$$\tilde{V}_A = V_A + \frac{\delta_A}{\delta_B} V_B + \frac{\delta_A}{\delta_C} V_C + \frac{\delta_A}{\delta_D} V_D \quad (5.32)$$

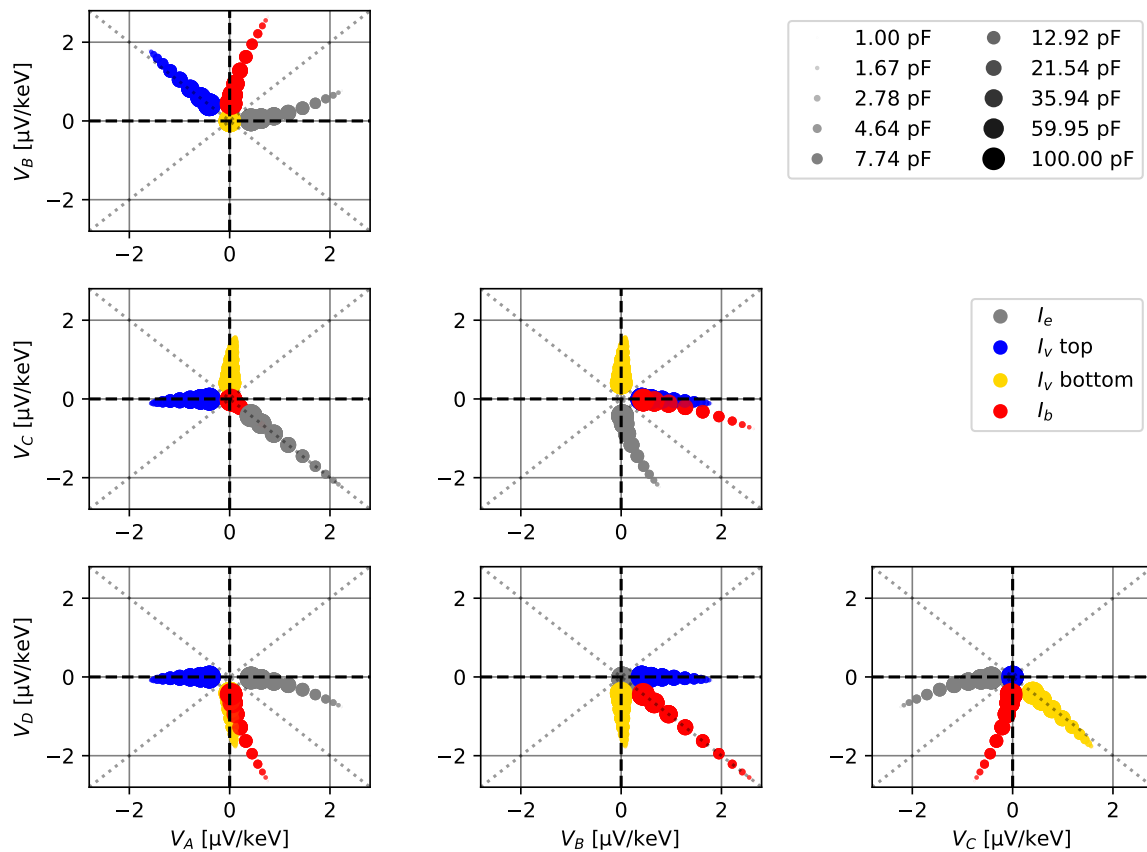


Figure 5.26 – Évolution des sensibilités des différents signaux d'un FID vus par les électrodes d'un détecteur de type FID38 dans la configuration *cryocube*. La taille des marqueurs est proportionnelle à la valeur de la capacité parasite, allant de 1 nF à quelques pF.

Avec  $\delta_i$  la variation de tension sur la voie  $i$  correspondant à un dépôt d'énergie fixé. Le rapport  $c_{ij} = \delta_i/\delta_j$  est directement le coefficient de couplage des voies  $i$  et  $j$ . On remarque que par construction  $c_{ii} = 1$ . L'algorithme de calibration des données actuellement utilisé par la collaboration RICOCHET prend en compte le couplage inter-voies et permet l'estimation de la matrice de couplage pour corriger cet effet. Néanmoins, la forte capacité parasite de la chaîne d'acquisition utilisée pour les tests et validations des détecteurs rend cet effet relativement faible. Cependant il sera nécessaire de prendre en compte ce phénomène au moment de l'analyse des données du CRYOCUBE de RICOCHET à cause de la capacité parasite bien plus faible. On attend  $C_p \sim 5$  pF contre  $C_p \sim 100$  pF avec l'électronique EDELWEISS et  $\sim 25$  pF avec l'électronique HEMT en source commune, mais cette dernière n'a pas été développée pour les détecteurs FID mais uniquement pour les détecteurs PL. Il faudra attendre l'électronique RICOCHET intégrée dans des boîte d'acquisition pour pouvoir comparer précisément les prédictions de couplage entre voies et des données expérimentales.

## 5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu comment calculer la propagation des sources de bruit, du signal et la communication entre les voies d'un pré-amplificateur électronique. Le cas d'étude portait sur un pré-amplificateur de charge pour la mesure d'ionisation dans un détecteur semi-conducteur basé sur des transistors HEMT mais la méthode décrite est plus générale. Une première étude a été réalisée sur la modélisation de la voie chaleur, mais une telle étude requiert de coupler ce modèle électrique avec un modèle thermique du détecteur, ce qui n'a pas été entrepris au cours de ma thèse mais qui est un travail intéressant à poursuivre dans l'avenir.

Le balayage des valeurs de composants a mis en lumière un paramètre clé, la capacité parasite  $C_p$ , qui justifie l'utilisation d'une électronique HEMT pour réduire le plus possible la distance entre le pré-amplificateur et le détecteur. J'ai ainsi pu montrer qu'il faut atteindre  $C_p < 10$  pF pour un détecteur planaire et  $C_p < 20$  pF pour un détecteur FID, pour atteindre les spécifications de RICOCHET. Obtenir des valeurs aussi faibles de capacité parasite demande des efforts de recherche et développement. Ce sera l'objet de discussions au chapitre 6.

J'ai également présenté la manière dont il est possible de quantifier la communication entre les voies d'un détecteur en termes de cohérence et de densité spectrale de puissance croisée mais aussi en considérant le couplage en amplitude entre les voies. C'est ainsi que j'ai pu montrer l'intérêt d'effectuer une mesure différentielle pour améliorer la résolution en énergie d'ionisation : la mesure différentielle permet d'atteindre des résolutions meilleures de  $\sim 15$  eV pour un planaire et  $\sim 5$  eV pour un FID.

Enfin, ce modèle nous a permis d'obtenir une estimation de la sensibilité du détecteur, qu'il est possible de comparer avec ce qu'on obtient avec des mesures expérimentales dès que l'électronique basse capacité de RICOCHET sera capable de lire des détecteurs FID. Une comparaison des modèles discutés dans ce chapitre avec des données expérimentales sera présentée dans le chapitre 6, où l'on verra une comparaison du modèle de bruit et de signal en source commune. Nous étudierons également la cohérence entre les voies ionisation d'un amplificateur source commune placé intégralement à 16 mK.



# 6 Analyse de données HEMT ionisation

Dans ce chapitre, nous verrons comment se comparent les données expérimentales avec les modélisations présentées au chapitre 5. Nous discuterons de plusieurs dispositifs expérimentaux qui ont été mis en oeuvre pour comprendre et caractériser nos détecteurs. Nous verrons également les très bonnes performances obtenues en mesure d'ionisation avec le mini-CRYOCUBE en mode source commune.

## 6.1 Amplificateur de charge HEMT à 10 mK

### 6.1.1 Détecteurs et configuration

Pour cette étude, deux configurations distinctes ont été étudiées: celles du RUN101 et du RUN102. Un "RUN" correspond à un numéro de mise en froid du cryostat, cette nomenclature est propre au groupe de recherche de l'IP2I mais permet de nommer et identifier facilement les dispositifs expérimentaux mis en oeuvre. C'est pour cette raison que j'utiliserai cette dénomination dans la suite de ce chapitre. Pour ces deux "RUN", nous allons étudier les données du même détecteur planaire : RED177. Ce dernier est composé d'un cristal de germanium ultra-pur ( $\phi 30$  h10 mm, 32 g) placé dans un support en cuivre, tel que présenté dans le chapitre 2. Le senseur thermique Ge-NTD de RED177 a été collé et connecté au cryostat par l'intermédiaire du support en cuivre et de six fils d'or de 25  $\mu\text{m}$  qui permettent d'assurer une bonne thermalisation du cristal. Faute d'amplificateur compatible et disponible au moment des prises de données, nous n'avons pas pu enregistrer le signal chaleur issu de ce dernier. C'est la raison pour laquelle nous ne discuterons que de résultats obtenus en mesurant les signaux de la ou des voies ionisation.

Les deux prises de données se déroulent dans le cryostat LIO (HEXA-Dry de CryoConcept) avec le détecteur RED177 connecté à la chambre à mélange du cryostat ( $\sim 10$  mK). Dans la première condition de prise de données, au cours du RUN101, RED177 était connecté à l'étage 10 mK du cryostat par l'intermédiaire d'une structure mécanique en cuivre appelée "tour de détecteur". Son rôle est de permettre de connecter simplement jusqu'à cinq détecteurs simultanément dans le cryostat. Au cours de la seconde prise de données, pour le RUN102, le détecteur a été connecté directement à proximité de la chambre à mélange du cryostat, sa partie la plus froide. L'objectif était d'améliorer la conductivité thermique entre le détecteur et le cryostat, car au cours du RUN101 la température augmentait fortement avec la puissance dissipée de l'électronique.

L'amplification des signaux d'ionisation se fait dans les deux cas avec un pré-amplificateur HEMT

en source commune. Comme le montre la photographie du milieu de la figure 6.1, deux transistors HEMT de 4.6 pF de capacité d'entrée et produits par CryoHEMT, sont soudés directement sur la partie inférieure du support mécanique du détecteur afin de limiter au maximum la distance entre le point de génération du signal et son amplification, limitant ainsi la capacité parasite associée au câblage. Dans cette configuration les résistances de drain  $R_d$  de 1 k $\Omega$  sont également placées à proximité des HEMT. On retrouve les résistances de remise à zéro de la grille  $R_{fb}$ , la résistance de polarisation des électrodes  $R_p$  et les condensateurs de découplage  $C_c$ . Le schéma du circuit d'amplification est celui donné au chapitre 5 à la figure 5.10. Dans les deux conditions, l'électronique à température ambiante est restée la même, la sortie du préamplificateur source commune est directement connectée à l'entrée d'un amplificateur SR5184 de l'entreprise Signal Recovery ([133]), qui possède un gain constant de mille ainsi qu'un couplage AC avec une fréquence de coupure de l'ordre de 0.5 Hz. La sortie de ce signal amplifié passe alors par un boîtier de filtre électronique anti-repliement passe-bas de type Bessel, d'ordre 8 et de fréquence de coupure de 63 kHz. Le pilotage des HEMT et de la polarisation des électrodes se fait grâce à un châssis BiLT-BN103 équipé de sources continues bas-bruit BE2142 de iTEST et de filtres sur mesure. Le flux de données est ensuite numérisé à 100 ou 200 kHz au moyen d'un convertisseur analogique numérique National Instrument NI-6218 puis stocké sur des disques durs pour être analysés par MPS Processing.

La différence entre RUN101 et RUN102 intervient par la mise à la masse électrique de l'électrode D au cours du RUN102. Ceci a été réalisé pour diminuer la puissance dissipée par le détecteur d'un facteur deux car il n'est plus nécessaire de polariser l'un des deux HEMT.

L'étude de ces deux périodes d'acquisition de données a donc pour objectif de quantifier la communication croisée entre les voies B et D du fait de la très faible capacité parasite de câblage (RUN101) mais aussi de comprendre l'effet de la thermalisation et de la puissance dissipée dans les performances de ce type d'amplificateur de charge. La comparaison entre l'analyse des données d'un détecteur planaire avec deux voies mesurées et celles du même détecteur mais avec une voie mise à la masse et donc une capacité détecteur plus faible permettra également d'étudier la meilleure stratégie de traitement avec MPS Processing, décrit au chapitre 4, avec notamment l'étude de l'effet de la différenciation des voies, c'est à dire passer de (B,D) à (B-D,B+D), et de la décorrélation.

L'implantation des composants électroniques sur le détecteur pour les RUN101 et RUN102 est montrée sur la figure 6.1 (gauche). Les plus petites résistances, de la marque MSI, sont collées par une colle bi-composant époxy puis connectées électriquement par *wirebonding*, une technique qui consiste à souder par ultra-son de fins fils d'or de 25  $\mu\text{m}$  de diamètre. Les autres composants sont directement brasés à l'étain (plus Pb) sur un Kapton souple de 100  $\mu\text{m}$  d'épaisseur sous lequel se trouve une colle adhésive 3M467. La figure de gauche montre le montage du RUN101 avec les annotations pour chaque composant. Les résistances MSI, groupées par quatre pour former  $R_p$  et  $R_{fb}$ , font 1 mm de côté. La photographie du milieu de la figure 6.1 a été prise avant la connexion avec le cristal (en cyan en haut) et la brasure des câbles en constantan (en magenta en bas). Le constantan est un alliage de cuivre (60%) et de nickel (40%) qui se trouve être plus résistif et moins bon conducteur thermique

que le cuivre pur. Dans la seconde image (figure 6.1 droite) on voit que l'électronique est connectée au cristal et aux câbles. Une pièce en forme de "L" est également présente sur la photographie de droite. Elle a pour objectif d'empêcher le passage de rayonnement infrarouge vers le cristal, afin que ce rayonnement ne dégrade pas la collecte de charge. Cette pièce est installée systématiquement et sa face en contact avec les pistes conductrices est recouverte d'une fine couche de ruban adhésif en polyimide de quelques dizaines de microns d'épaisseur. La seule différence significative entre les deux montages se situe au niveau de l'électrode D, en haut à droite (trait rouge) : pour le RUN102 un fil d'argent a été brasé entre la piste menant à l'électrode et la masse électrique du système. En mettant une électrode à la masse, on passe d'un modèle équivalent "deux voies" à un modèle de "voie unique" donnés respectivement par les équations 5.22 et 5.16. Ces modèles prédisent une meilleure résolution en traitement différentiel avec deux voies de mesures, ce qui offre la possibilité de valider la pertinence de ces modèles expérimentalement.

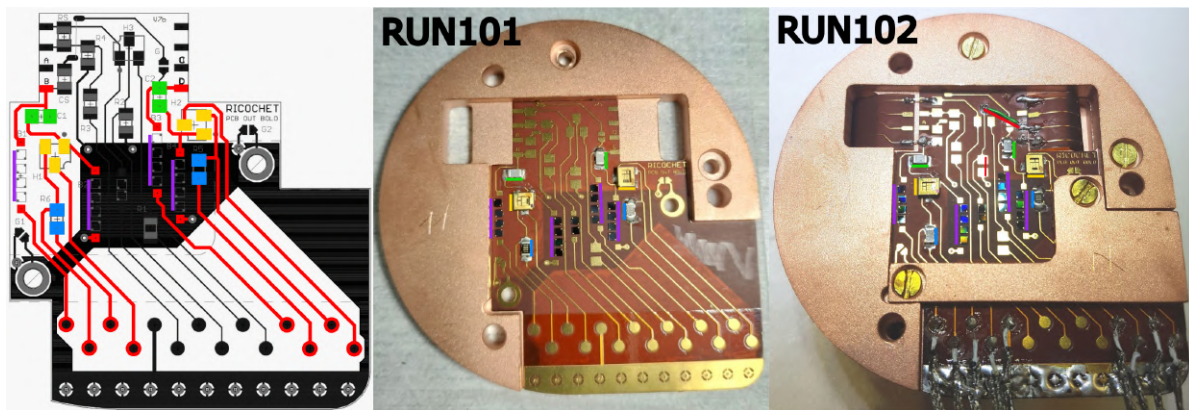


Figure 6.1 – **A gauche** : positionnement des composants sur le Kapton pour le RUN101 (vert : composants du modèle HEMT, magenta : résistances de drain des HEMT, orange : HEMT, rouge : résistances de polarisation du Ge-NTD). **Au centre** : photographie des composants sur la partie 10 mK du détecteur pour le RUN101. **A droite** : photographie des composants pour le RUN102.

La figure 6.2, montre l'intégration du détecteur RED177 dans le cryostat, à gauche pour le RUN101 et à droite pour le RUN102. Nous pouvons clairement observer la simplification opérée pour l'amélioration du couplage thermique entre le support et le cryostat pour mieux dissiper la puissance induite par les composants électroniques à basse température.

En effet, placé à 10 mK l'amplificateur source commune introduit deux voies de dissipation : la puissance dissipée par le transistor HEMT lui-même, définie comme le produit de sa tension et de son courant de polarisation drain-source,  $V_{ds}$  et  $I_{ds}$  respectivement, et la puissance dissipée par les résistances de drain. On supposera que la dissipation dans les résistances  $R_p$  et  $R_{fb}$  est négligeable car elles sont proches du  $G\Omega$  et sont traversées par des courant très faibles nA- $\mu$ A. La relation entre la puissance dissipée par canal et le courant  $I_{ds}$  est donnée par l'équation (6.1) :

$$P = V_{ds}I_{ds} + R_d I_{ds}^2 \quad (6.1)$$



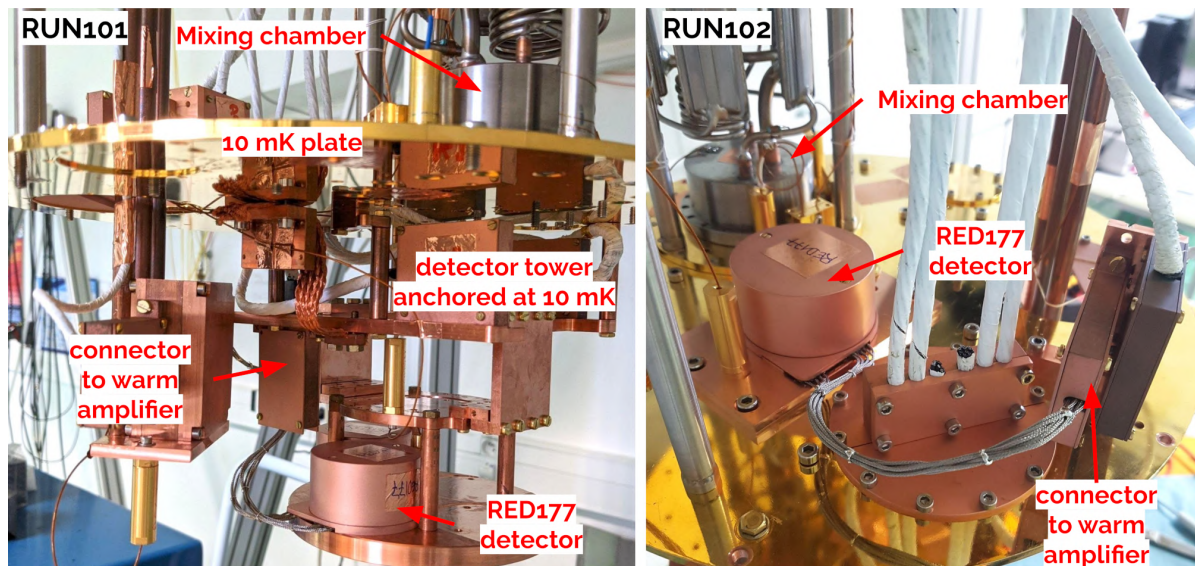


Figure 6.2 – Photographie annotée de l’installation du détecteur RED177 dans le cryostat LIO de l’IP2I de Lyon pour le RUN101 (**gauche**) et pour le RUN102 (**droite**). On remarque la simplification de thermalisation entre le RUN101 et le RUN102.

On a comme valeurs typiques : la tension drain-source,  $V_{ds} = 100$  mV, le courant drain-source,  $I_{ds} = 150$   $\mu$ A, la résistance de drain  $R_d = 1$  k $\Omega$ . La valeur du courant est une variable qui permet d’ajuster le gain du montage source commune. Une forte valeur de  $I_{ds}$  signifie un gain important (jusqu’à environ 20<sup>1</sup>) mais avec une forte dissipation de puissance (jusqu’à 60  $\mu$ W), tandis qu’un faible courant  $I_{ds}$  induira un gain proche de l’unité mais avec peu de dissipation (autour de quelques  $\mu$ W). Le gain du montage dépend du point de fonctionnement du HEMT défini par un couple tension courant ( $V_{ds}, I_{ds}$ ). Dans la suite de cette étude nous garderons  $V_{ds}$  constant à 100 mV lors des balayages en courant  $I_{ds}$ . L’optimisation du point de fonctionnement d’un HEMT se fait par rapport à la résolution ligne de base. Cet optimum de résolution ligne de base n’est pas nécessairement atteint pour les gains les plus importants. En effet, à fort courant  $I_{ds}$  le gain est plus grand mais la puissance dissipée est plus grande ce qui augmente le bruit thermique (bruit Johnson) et pourrait impacter fortement la sensibilité du senseur Ge-NTD s’il était mesuré. Au contraire, à faible gain le signal est trop peu amplifié et, bien qu’on ne chauffe pas le détecteur, on se retrouve à mesurer principalement le bruit d’environnement.

Ces deux tensions sont observables sur la figure 6.3 où l’on voit en haut à gauche l’évolution de la résolution ligne de base en fonction du courant drain-source  $I_{ds}$ . Le minimum de résolution, en comparant uniquement la voie B dans les deux cas, est atteinte à 60  $\mu$ A par voie pour le RUN101 et 50  $\mu$ A par voie pour le RUN102. L’optimum est très clair pour le RUN102 où l’on voit une remontée à très faible courant ( $< 25$   $\mu$ A), à cause du bruit d’environnement qui devient dominant par rapport au signal, et au-delà de 75  $\mu$ A où simplement le chauffage induit par la dissipation de puissance dégrade le rapport signal/bruit.

1. le gain dépend de l’effet Miller [81].

Sur la partie en bas à droite de la figure, nous pouvons voir que l'évolution de la température est linéaire avec  $I_{ds}$  ce qui s'explique très bien car la température  $T$  du détecteur est la racine carré de la puissance dissipée  $P$ . Dans notre cas on a :

$$T = \sqrt{P} = \sqrt{R_d I_{ds}^2 + V_{ds} I_{ds}} \sim A_0 I_{ds} + T_0 \quad \text{si} \quad R_d I_{ds}^2 \gg V_{ds} I_{ds} \quad (6.2)$$

On peut alors vérifier numériquement que la courbe  $T(I_{ds})$  est une droite, ce qui se comprend car à fort  $I_{ds}$  le terme quadratique lié à la résistance de drain domine, tandis qu'à faible  $I_{ds}$  c'est la dissipation dans le HEMT lui-même qui prévaut et impose une relation linéaire. Les paramètres  $A_0 = 0.31 \text{ mK}/\mu\text{A}$  et  $T_0 = 14.0 \text{ mK}$  ont été estimés à partir de l'ajustement d'une droite, en jaune, sur tous les points en dessous de  $200 \mu\text{A}$  du RUN101 et du RUN102 confondus. Ce résultat suggère que les modifications réalisées entre le RUN101 et le RUN102 n'ont pas amélioré la conductivité thermique, ce qui nous a incité à dorer les surfaces faisant passer de la puissance thermique [74, 159]. Une meilleure conductivité thermique, à puissance de réfrigération donnée, devrait entraîner une augmentation de la température plus faible avec l'augmentation de  $I_{ds}$ , ce qui n'est pas le cas a priori sans la dorure des surfaces.

Sur cette figure 6.3 on peut également observer l'évolution de la résolution en énergie en fonction de la fréquence d'échantillonnage  $f_s$ , en haut à droite, avec la résolution ligne de base (rouge) et un ajustement de loi en  $1/f_s$ . Encore une fois l'évolution de la résolution ligne de base avec  $f_s$  est parfaitement attendue, comme nous l'avons déjà discuté au chapitre 5. L'ajustement permet d'extrapoler la résolution limite lorsque  $f_s$  tend vers l'infini : 42.4 eVee. Les données de RICOCHET à l'ILL seront échantillonnées au minimum à 10 kHz, c'est pour cette raison que les résolutions données dans cette étude sont estimées en appliquant un sous-échantillonnage à 10 kHz de données prises à 100 ou 200 kHz suivant les jeux de données.

La partie en bas à gauche de la figure montre l'évolution du coefficient de calibration en eVee/ADU pour le RUN101 (rouge) et le RUN102 (vert) en fonction du courant de polarisation. On voit que le gain augmente rapidement entre  $20 \mu\text{A}$  et  $75 \mu\text{A}$  puis que son évolution ralentit pour des valeurs plus élevées. La forte différence de gain entre les courbes rouge et verte provient de la différence de capacité de détecteur et du traitement non-différentiel des données du RUN102, alors que celles du RUN101 sont traitées en différentiel, ce qui a pour effet de doubler l'amplitude du signal, donc du gain en eVee/ADU. Ce dernier est en fait un coefficient de calibration permettant de passer des unités non physiques (ADU) à une valeur en énergie. On voit dans les deux conditions que la variation de gain est de 0.3 eVee/ADU entre le courant minimum et maximum :  $5 \mu\text{A}$ - $150 \mu\text{A}$  (RUN101) et  $25 \mu\text{A}$ - $200 \mu\text{A}$  (RUN102).

Dans cette analyse, la température de la boîte à mélange du cryostat (sa partie la plus froide) était réglée à 50 mK pour supporter la charge thermique de 30-60  $\mu\text{W}$  induite par l'amplificateur HEMT et le câblage. L'étude de l'effet de  $I_{ds}$  sur le détecteur a permis d'identifier les conditions optimales d'opération du détecteur RED177 pour les RUN101 et RUN102 :  $I_{ds} = 60 \mu\text{A}$  (RUN101) et  $I_{ds} = 50 \mu\text{A}$  (RUN102). La fréquence d'échantillonnage de référence est fixée à 10 kHz à la fois pour ac-

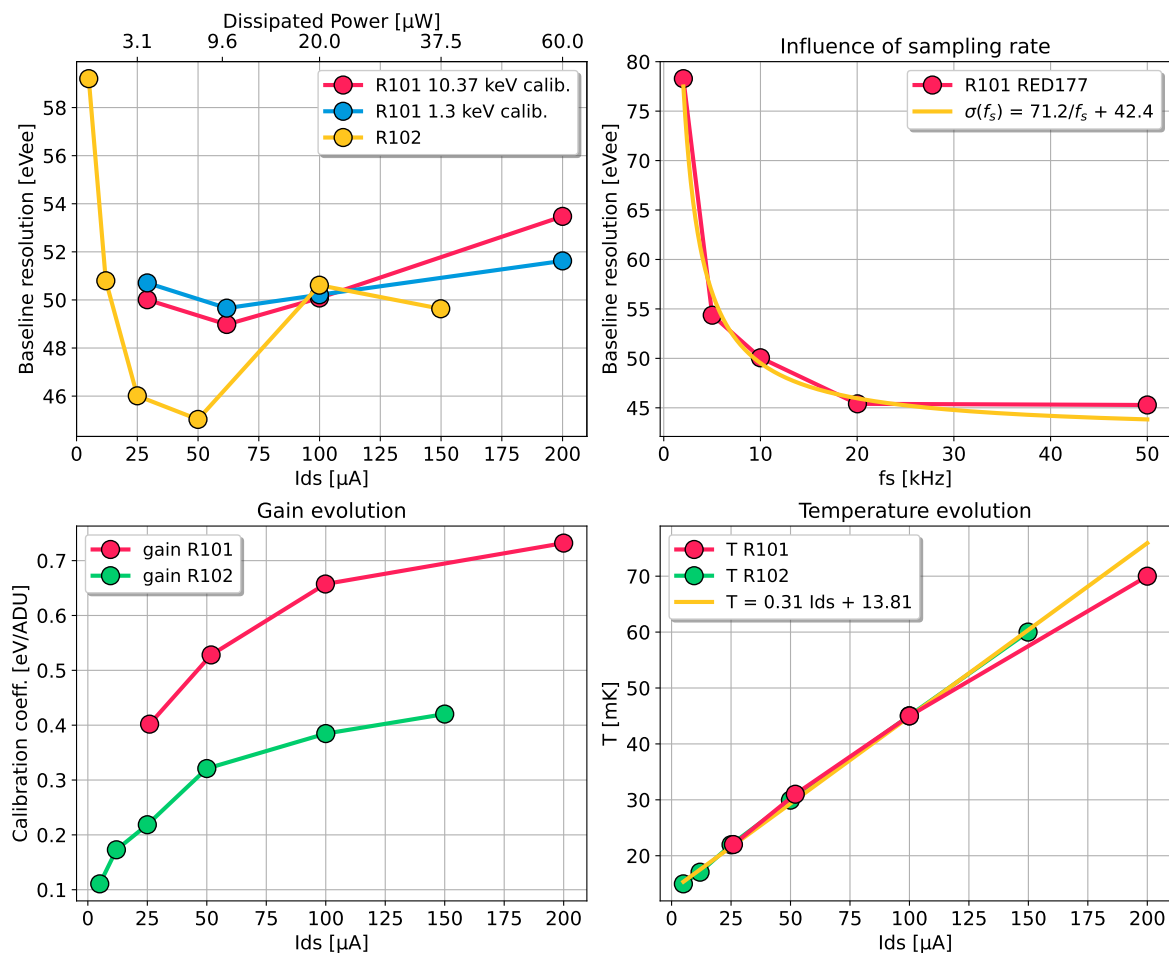


Figure 6.3 – **A gauche, en haut** : évolution de la résolution ligne de base en fonction du courant de polarisation drain-source ( $I_{ds}$ ) du transistor pour RED177 au cours du RUN101 et du RUN102. **A gauche, en bas** : évolution du gain, ou coefficient de calibration, en eVee/ADU dans les RUN101 et RUN102 respectivement en rouge et vert en fonction de  $I_{ds}$ . **A droite, en bas** : évolution de la température du détecteur en fonction de  $I_{ds}$  (bleu et jaune). **A droite, en haut** : évolution de la résolution ligne de base en fonction de la fréquence d'échantillonnage (entre 1 kHz et 50 kHz) de l'analyse de données avec MPS Processing. Les données sont enregistrées sur disque à une fréquence de 100 ou 200 kHz par voie.

célérer les temps de traitement, parce que l'on fait une analyse comparative, et parce que la valeur de 10 kHz est la valeur limite pour RICOCHET, ce qui en fait un choix très conservatif.

## 6.1.2 Résolutions

La figure 6.4 montre les spectres en énergie du détecteur RED177 opéré pendant le RUN101 et le RUN102, pour des conditions expérimentales et d'analyse de données différentes. Le détecteur a été activé à l'aide d'une source de neutrons (AmBe) avant son installation dans le cryostat. Cette activation neutronique induit deux raies de calibration à 10.37 keV et 1.3 keV liées à des captures électroniques des couches K et L respectivement (traits verticaux pointillés). Nous pouvons voir l'effet du traitement "diff + decor" (en rouge) de MPS Processing par rapport au traitement stan-

dard (en bleu) pour les mêmes données expérimentales obtenues en configuration RUN101 pour un courant de polarisation  $I_{ds} = 52 \mu\text{A}$  à une température de  $T = 30 \text{ mK}$ . La configuration "standard" de MPS Processing consiste à appliquer un filtre passe-haut (pour limiter l'impact des variations de la ligne de base) et un fenêtrage (pour réduire la fuite de fréquence lors de l'estimation spectrale). Elle a permis d'obtenir une résolution ligne de base  $\sigma = 77.1 \text{ eVee}$  (RMS). La configuration "diff + decor" correspond au traitement standard avec l'ajout de deux étapes supplémentaires : le traitement différentiel et la décorrélation, tous deux décrits au chapitre 4. Ces deux étapes additionnelles améliorent grandement la résolution ligne de base, qui passe de  $77.1 \text{ eVee}$  à  $\sigma = 53.6 \text{ eVee}$  (RMS), ce qui représente un gain en performance de 30%. Cette meilleure résolution reflète le fait que les raies de calibration du spectre rouge sont visiblement plus fines que pour le spectre bleu, ce qui suggère que c'est la résolution du détecteur qui limite la largeur des pics et non le facteur de Fano. Les fonds entre les deux raies de calibration sont très similaires car ils ne disposent pas de caractéristique de forme qui permettrait de voir l'effet de la résolution en énergie. Dans la région d'intérêt pour le CE $\nu$ NS, c'est-à-dire en dessous de  $1.5 \text{ keV}_{nr}$  ( $400 \text{ eVee}$ ), on voit que l'utilisation d'un traitement "diff + decor" permet d'améliorer significativement le seuil d'analyse ( $\sim 5\sigma$ ) et l'estimation du fond entre 0.5 et 1 keV. Les spectres en énergie obtenus au cours du RUN102, avec  $I_{ds} = 50 \mu\text{A}$  et  $25 \mu\text{A}$ ,  $T = 30 \text{ mK}$  et  $T = 16.5 \text{ mK}$ , sont représentés en jaune et vert. Les temps d'acquisition de ces jeux de données sont bien plus faibles (7153 s et 46502 s) que pour les données du RUN101 (68202 s). Les résolutions obtenues sont de 39.5 et 42.1 eVee (RMS) et permettent de clairement distinguer les raies de calibration et la région d'intérêt.

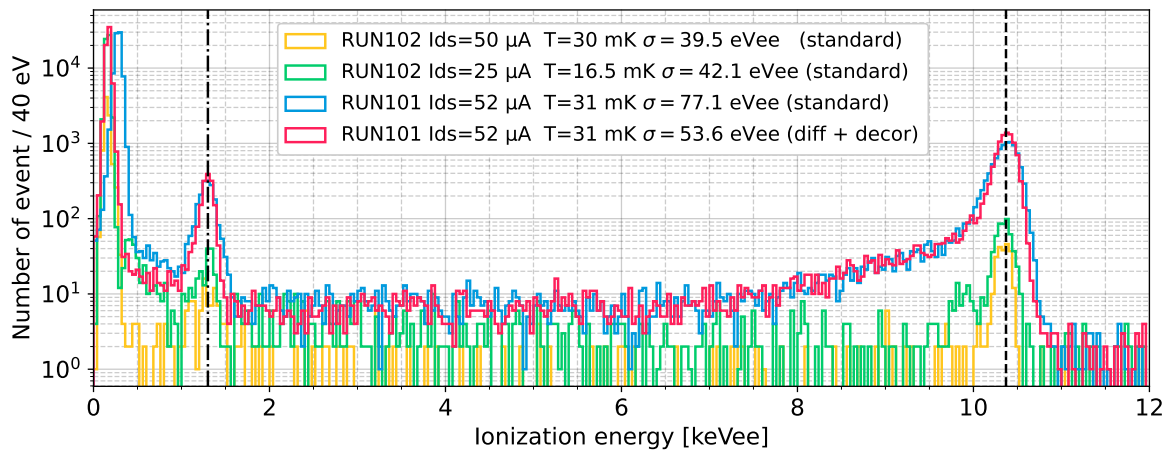


Figure 6.4 – Spectres en énergie d'ionisation en eVee obtenus en configuration RUN101 (rouge et bleu) et RUN102 (vert et jaune). Les conditions expérimentales et la résolution ligne de base obtenue sont indiquées pour chaque jeu de données dans la légende. Les raies de calibration sont à 1.3 keVee (couche L) et 10.37 keVee (couche K). La plage d'énergie varie de 0.1 keVee à 12.1 keVee par pas de 40 eVee. Données analysées à 50 kHz selon la méthode donnée entre parenthèses dans la légende.

L'effet du traitement différentiel et de la décorrélation sur ces données est illustrée, sur la figure 6.5, à travers la densité spectrale linéaire de puissance (ou LSD pour Linear Spectrum Density) estimée

suivant les différentes configurations de MPS Processing. La partie gauche de cette figure montre l'impact du traitement différentiel sur la structure de bruit électronique. On s'attend à mesurer un bruit amplifié d'un facteur  $\sqrt{2}$  car les sources de bruit des deux voies sont indépendantes. Le signal est amplifié d'un facteur deux, ce qui implique que la résolution est améliorée d'un facteur  $1/\sqrt{2}$ . Sur la partie gauche de la figure 6.5, nous voyons que la densité spectrale linéaire est plus élevée sans différentiel (vert) qu'avec (rouge) entre 30 Hz et 1 kHz. Au-dessus ou au-dessous les deux spectres sont identiques. La densité spectrale avec traitement différentiel est divisée par un facteur  $\sqrt{2}$ , qui est le facteur attendu dans le cas de l'ajout de deux signaux aléatoires indépendants et de même distribution. Le fait d'avoir exactement le même niveau à basse et haute fréquence montre que ces parties du spectre sont effectivement indépendantes. L'augmentation du rapport signal/bruit, induite par le traitement différentiel, avait été suggérée dans le chapitre 5 portant sur la modélisation des pré-amplificateurs. L'écart observé entre 30 Hz et 1 kHz est donc le signe d'une suppression de bruit supérieure au niveau attendu. Sur la partie droite de la figure nous pouvons observer l'effet de la décorrélation sur la densité spectrale de puissance linéaire. La densité de bruit de la voie B sans traitement de débruitage est représentée en vert. On voit un grand nombre de raies dont l'origine est une pollution électromagnétique et qui possèdent une amplitude de plus d'un ordre de grandeur supérieur à celle de la ligne de base. Dans cet exemple la décorrélation est effectuée entre la voie B du détecteur et la mesure du potentiel du plan de masse électrique, qui est reliée au capot en cuivre du détecteur. On voit que la densité spectrale obtenue après décorrélation (rouge) possède beaucoup moins de raies et que la plupart ont été diminuées de plus d'un ordre de grandeur. Une partie de l'enveloppe de la densité spectrale linéaire est également plus basse après décorrélation, typiquement en-dessous de 100 Hz.

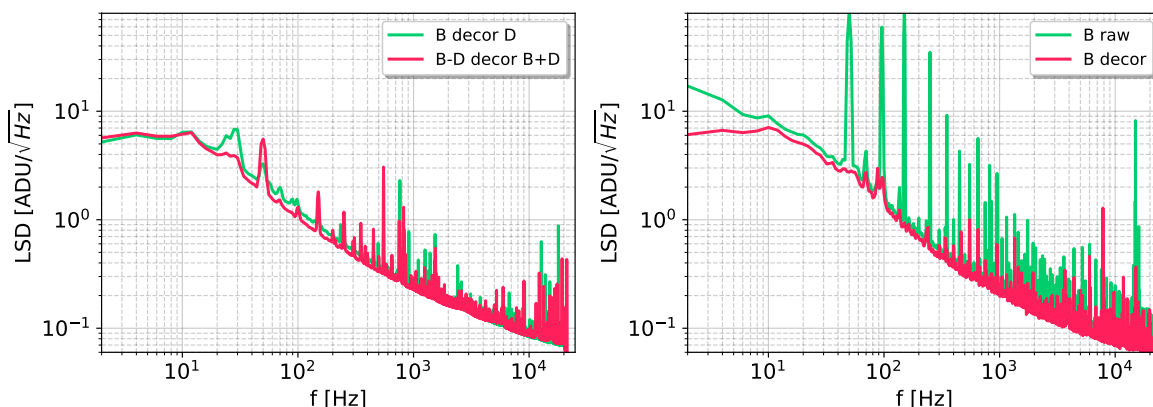


Figure 6.5 – **A gauche** : illustration de l'effet du traitement différentiel. La voie B est en vert, la voie différentielle (B-D) est en rouge. La décorrélation est appliquée dans les deux cas pour réduire l'impact visuel des raies autrement présentes. La taille de la fenêtre d'analyse est de 0.5 s et la fréquence d'échantillonnage est de 50 kHz ( $f_{\text{nyquist}} = 25$  kHz). La densité spectrale linéaire du signal différentiel est divisée par un facteur  $\sqrt{2}$ . **A droite** : effet de la décorrélation sur la densité spectrale de puissance linéaire. Le signal brut, sans traitement, est en vert. Le résultat de la décorrélation avec une mesure de la masse électrique est en rouge.

Le tableau 6.1 des résolutions synthétise les résultats obtenus avec les deux configurations RUN101 et RUN102 avec le détecteur RED177. Les conditions de courant drain-source et de température sont rappelées sur les trois premières colonnes. Les quatre colonnes suivantes montrent les performances des différents traitements réalisés avec MPS Processing. La tendance générale qui se dégage est que les performances étaient meilleures pendant le RUN102. Pour ce RUN102, un jeu de données a été pris en sauvegardant la voie B et la voie D qui est reliée à la masse. L'idée est d'utiliser le bruit électrique mesuré sur la masse pour débruiter le signal physique de la voie B. Il s'avère que faire ceci n'améliore pas significativement la résolution ( $\sim 1\%$  d'écart relatif). Pour ce jeu de données on voit que le traitement différentiel dégrade la résolution, ce qui est attendu car il n'y a pas de signal sur D mais il y a du bruit, ce qui dégrade le rapport signal/bruit. Cependant, utiliser la décorrélation sur le signal différentiel B-0V, B+0V (0V = masse électrique) permet d'améliorer la résolution de 30%. Le fait que le signal de masse n'apporte pas d'information se traduit par le fait que la résolution "diff + decor" est moins bonne (59.8 eVee) que la résolution "standard" (43.0 eVee). Mesurer un signal d'environnement est une stratégie courante (voir filtrage adaptatif). MPS Processing permet d'utiliser un canal de mesure de bruit pour améliorer la résolution en énergie, cependant le choix du signal de bruit aura un impact majeur sur la résolution finale obtenue. Cette stratégie ne s'est pas révélée pertinente pour le RUN102. Pour le RUN101 en revanche, l'utilisation de la décorrélation permet de toujours améliorer les performances. Par rapport à la configuration "standard", la configuration "decor" permet de gagner 30% en résolution en énergie. Dans le cas différentiel, l'ajout de la décorrélation entraîne une amélioration de 5-6%. En comparant avec la résolution "standard", l'application du différentiel entraîne un gain de 36%. Dans le meilleur des cas, c'est-à-dire en "diff + decor", on peut atteindre une réduction de la résolution allant jusqu'à 40%. L'augmentation de la résolution avec  $I_{ds}/T$  en configuration "standard" mais pas en "diff"/"diff + decor" montre que l'augmentation du courant et/ou de la température induit une augmentation de bruit qui se propage sur les deux voies. Le bruit Johnson associé aux résistances placées sur le détecteur peut être à l'origine de cette contribution cohérente entre les deux voies (voir la figure 5.23), mais elle peut aussi provenir d'un bruit additionnel non modélisé, comme nous le verrons à la fin de la section 6.6. L'augmentation de la résolution se voit également avec la configuration du RUN102.

	$I_{ds}$ [ $\mu$ A]	$T$ [mK]	standard (B)	decor (B)	diff (B-D)	diff + decor (B-D)
RUN101	26	22	81.7	57.1	52.1	49.1
RUN101	52	31	82.7	56.9	$\emptyset$	48.7
RUN101	100	45	92.8	60.5	49.1	49.8
RUN102	25	21	43.0	42.4	86.1	59.9
RUN102	50	30	46.7	$\emptyset$	$\emptyset$	$\emptyset$
RUN102	100	45	53.1	$\emptyset$	$\emptyset$	$\emptyset$

Table 6.1 – Résolution ligne de base de la voie B (ou B-D) en eVee (RMS) pour différentes conditions obtenues avec le détecteur RED177 analysé à  $f_s=10$  kHz selon différentes configuration de MPS Processing ("standard", "decor", "diff", "diff+decor").

### 6.1.3 Cohérence

Enfin, nous pouvons utiliser les données du RUN101 pour quantifier la communication entre les voies B et D. Comme expliqué dans le chapitre 5, la mesure de la cohérence entre les voies devrait présenter une allure caractéristique qui dépend de la température et de la valeur des composants électroniques ( $R_{fb}$ ,  $R_p$  et  $C_p$  principalement) (voir la figure 5.23). La cohérence des voies B et D est obtenue à partir de la relation (6.3) qui nous permet d'écrire [20] :

$$|\tilde{B}|^2 = (1 - \gamma_{BD}^2)|B|^2 \quad (6.3)$$

Dans cette notation  $\tilde{B}$  est la transformée de Fourier du signal de la voie B après avoir subi une opération de décorrélation avec le signal de la voie D.  $B$  est la transformée de Fourier du signal de la voie B sans décorrélation et  $\gamma_{BD}$  est la cohérence entre les deux signaux B et D. La cohérence est une grandeur comprise entre 0 et 1 pour chaque fréquence. Nous voyons alors qu'il est possible d'estimer  $\gamma_{BD}^2$  à partir des valeurs des densités spectrales de puissance de la voie B avec et sans décorrélation selon la relation (6.4). Ainsi en estimant ces densités spectrales de puissance,  $|\tilde{B}|^2$  et  $|B|^2$ , il est possible d'obtenir une estimation de  $\gamma_{BD}$  :

$$\gamma_{BD} = \sqrt{1 - \frac{|\tilde{B}|^2}{|B|^2}} \quad (6.4)$$

Les fonctions  $\gamma_{BD}$  estimées selon cette méthode pour différents courants de polarisation drain-source  $I_{ds}$  et températures  $T$  sont présentées sur la figure 6.6 en traits pleins. La cohérence évolue avec la température mais à l'inverse de  $C_p$  : une grande température et une faible capacité parasite mèneront toutes deux à une cohérence importante entre les voies. L'effet d'une variation de  $T$  entre 15 et 80 mK (pour  $C_p = 9$  pF) correspond à la zone en gris très clair et une variation de  $C_p$  entre 4 et 20 pF à  $T = 30$  mK celle en gris plus foncé. Ces deux zones colorées se trouvent autour du modèle évalué pour  $T = 30$  mK et  $C_p = 9$  pF, en trait plein noir. Nous voyons que la capacité parasite a plus d'impact sur la forme de la cohérence que la température. Ces modèles montrent également qu'il est possible de reproduire l'allure de  $\gamma_{BD}$  en choisissant des valeurs de  $T$  et  $C_p$  raisonnables ( $10 \leq T \leq 200$  mK et  $1 \leq C_p \leq 100$  pF). Sur les données expérimentales, en rouge, bleu et jaune, il y a de nombreuses raies provenant des pollutions électromagnétiques qui sont captées par les deux voies du détecteur et sont donc des composantes fortement cohérentes. L'allure générale de la courbe de cohérence obtenue expérimentalement est très similaire à celle prédite par le modèle analytique en noir : théorie et expérience ont toutes deux un maximum de cohérence autour de 40-50 Hz, en considérant uniquement l'enveloppe minimale de  $\gamma_{BD}$ . On observe néanmoins un excès important à partir de quelques centaines de Hz qui ne semble pas compatible avec le modèle théorique. Une explication à ceci consiste à postuler qu'il s'agit de la manifestation d'un bruit en excès, cohérent entre les voies.

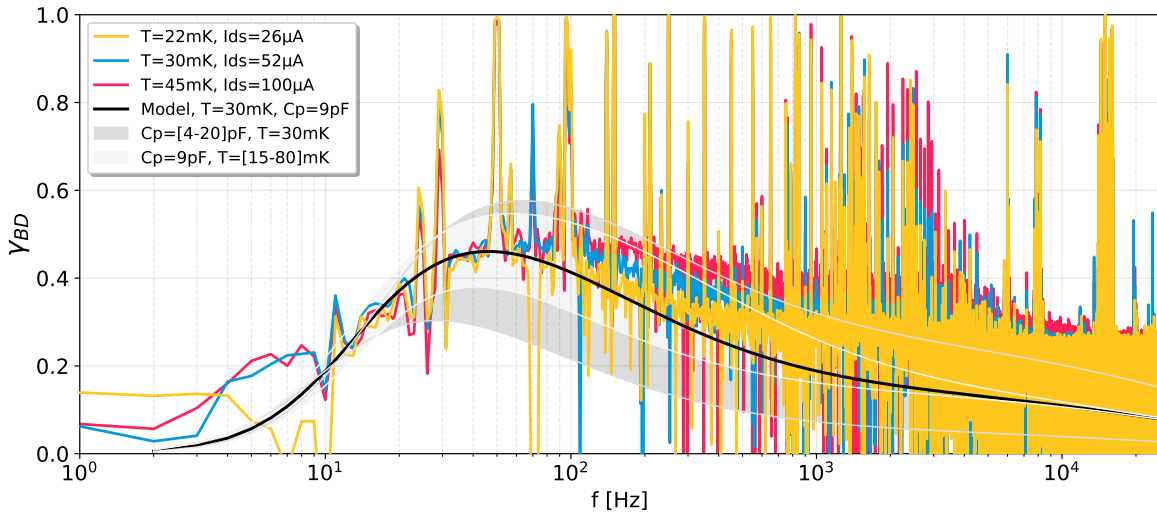


Figure 6.6 – Comparaison de la cohérence  $\gamma_{BD}$  des voies ionisation de RED177 pendant le RUN101 pour différentes conditions de courant  $I_{ds}$  et de température  $T$  associée (jaune, bleu, rouge) en fonction de la fréquence. Évaluations du modèle de cohérence deux voies présenté au chapitre 5, pour des paramètres très probables (noir) et des variations de  $T$  (gris très clair) ou  $C_p$  (gris) autour de la condition :  $T = 30$  mK,  $C_p = 9$  pF.

Bien que la forme du modèle soit globalement concordante avec les mesures, on voit clairement qu'il existe un écart significatif au-delà de la centaine de Hertz de fréquence qui est d'autant plus important que le courant de polarisation est grand. Une température plus importante ne permet pas d'expliquer totalement la valeur de la cohérence relativement importante autour de 1 kHz. Ce qui suggère l'existence d'une source de bruit non présente dans le modèle développé. L'hypothèse d'un bruit provenant de l'environnement électromagnétique est motivée par le fait qu'une variation de température module l'intensité du pic de cohérence (enveloppe blanche, capacité fixe et température variable) mais sa forme, même à 80 mK, ne permet pas d'expliquer l'excès expérimental autour de 1 kHz. Une variation de la capacité  $C_p$  induit un changement dans la forme du pic de cohérence, mais une capacité de 4 pF (ligne grise supérieure) est la limite minimale et ne permet pas non plus d'expliquer l'excès. Un bruit provenant de vibrations (microphonie) ou de déplacement de charges dans la masse électrique du cryostat pourrait expliquer cet excès. Pour vérifier cette hypothèse, des mesures similaires seront conduites dans le cryostat de RICOCHET : si la forme de l'excès change, alors l'environnement électromagnétique en est au moins partiellement l'origine. On rappellera toutefois que ce bruit, étant cohérent, est atténué lors de l'opération de décorrélation de MPS Processing ce qui rend cet excès de cohérence peu impactant sur les performances finales du détecteur. Un fait remarquable est que la mesure de la cohérence n'invalide pas le modèle électrique du pré-amplificateur, bien qu'il soulève des questions sur l'existence d'un bruit en excès autour de 1 kHz, ce qui laisse présager que les projections de performances faites au chapitre 5 sont atteignables avec le CRYOCUBE.



## 6.2 Performances du mini-CRYOCUBE

Le mini-CRYOCUBE est un prototype visant à valider les solutions techniques pour la réalisation du CRYOCUBE complet de RICOCHET présenté dans le chapitre 3. Nous pouvons rappeler ici que le CRYOCUBE sera un assemblage mécanique de six mini-CRYOCUBE. L'objectif de cette section est de présenter les performances obtenues avec le mini-CRYOCUBE équipé d'une électronique HEMT source commune à 1 K. Les mesures ont été effectuées au cours du RUN109 sur trois détecteurs planaires : RED177, RED227, RED237. Il faut noter que le senseur thermique de chaque détecteur est connecté pour assurer le refroidissement du cristal de germanium, mais il n'est pas amplifié ni numérisé faute d'amplificateur compatible disponible au moment des prises de données. L'étude du mini-CRYOCUBE portera donc uniquement sur la mesure de charge. Nous verrons que le mini-CRYOCUBE a permis d'atteindre des résolutions ligne de base stables autour de 30-40 eV sur trois détecteurs distincts, équipés de la même électronique. Le fait d'avoir déporté thermiquement l'électronique sur l'étage 1 K du cryostat par rapport aux RUN101 et RUN102 a permis d'obtenir des températures stables grâce à la plus forte puissance de refroidissement disponible à cette température. On estime les puissances de refroidissement par étage de cryostat de l'ordre du mW pour 1 K et du  $\mu\text{W}$  pour l'étage 10 mK. Nous aborderons d'abord l'installation expérimentale, l'intégration du mini-CRYOCUBE dans le cryostat, la répartition des composants du préamplificateur entre les étages 1 K et 10 mK. Puis, dans une seconde partie, nous discuterons des différents résultats et de leur implication sur le programme scientifique du CRYOCUBE de RICOCHET.

### 6.2.1 Détecteurs et configuration

Le détecteur mini-CRYOCUBE, présenté sur la figure 6.7, est composé de trois détecteurs RED planaires, RED177, RED227 et RED237, ancrés à la platine 10 mK du cryostat LIO. L'étage supérieur, à 1 K, est placé 5 cm au dessus de l'étage inférieur, à 10 mK. Il est connecté thermiquement au cryostat par un barreau de cuivre de 15 mm de diamètre et d'une tresse de cuivre boulonnée de part et d'autre. Les deux étages du mini-CRYOCUBE sont reliés mécaniquement par deux structures en "Z" et deux structures en "X" de 1.6 mm d'épaisseur en alliage de titane Ti-15-3-3-3 [174] placées sur les côtés du mini-CRYOCUBE. Nous avons disposé des chauffages et des thermomètres sur chaque étage, ce qui nous a permis de mesurer une charge thermique totale de 1  $\mu\text{W}$  entre l'étage 1 K et l'étage 10 mK du mini-CRYOCUBE espacés de 5 cm. Lorsque la température de l'étage 10 mK du cryostat est réglée à 15 mK, la température de l'étage bas du mini-CRYOCUBE, atteint 16 mK. Cette bonne performance thermique augmente la puissance thermique dissipable par les HEMT des voies de mesure d'ionisation. Ce qui signifie la possibilité d'utiliser un courant drain-source  $I_{ds}$  plus élevé, donc un gain plus grand, sans chauffer le détecteur. Ce qui se traduirait autrement par une perte de sensibilité du Ge-NTD. Chaque circuit imprimé 1 K du mini-CRYOCUBE possède un connecteur micro-D 25-pins pour se connecter directement à la sortie du cryostat à 300 K. La connexion d'un détecteur RED avec le circuit imprimé 1 K est réalisée par un Kapton flexible de 100  $\mu\text{m}$  d'épaisseur avec des pistes en constantan. Une de ses extrémités, celle vers le détecteur, est brasée à l'étain pour

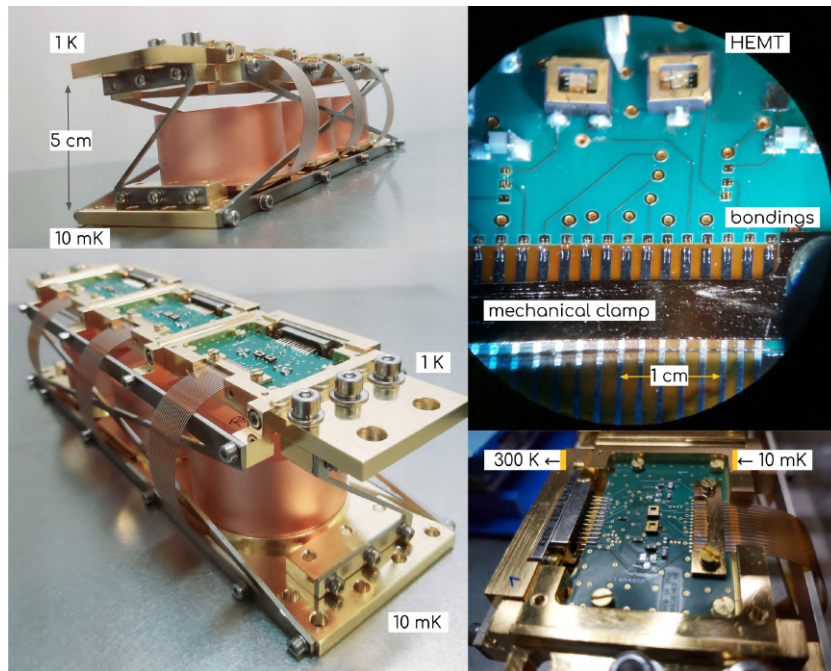


Figure 6.7 – Photographies du mini-CRYOCUBE avec ses deux étages 1 K et 10 mK. Vue complète selon deux angles différents à gauche. Zoom sur les circuits imprimés à 1 K à droite où l'on voit les HEMT et la connexion du mini-CRYOCUBE entre l'électronique à 300 K et l'électronique à 10 mK. La distance entre les étages 1 K et 10 mK du mini-CRYOCUBE est de 5 cm. Les couvercles de l'étage 1 K ont été enlevés pour permettre de voir les circuits imprimés.

avoir une bonne tenue mécanique en plus de la connexion électrique. L'autre extrémité du Kapton est connectée à l'aide de bondings en or ou en aluminium de  $25 \mu\text{m}$  de diamètre et maintenue en place par une pièce de serrage en cuivre. Des bondings en aluminium peuvent être préférés plutôt qu'en or pour réduire la conductivité thermique. Dans son état supraconducteur, l'aluminium est un mauvais conducteur thermique mais un excellent conducteur électrique, et permet de faire une rupture thermique. Cependant la température critique de l'aluminium est très proche de la température de l'électronique, ce qui peut laisser penser qu'il ne devrait pas y avoir d'effet. Une étude détaillée de cette stratégie de ruptures thermiques est prévue autour de la fin d'année 2023. Dans le but d'étudier l'impact de l'impédance du câblage  $300 \text{ K} \rightarrow 1 \text{ K}$ , nous avons utilisé un câble à faible résistivité électrique (Cu,  $5 \Omega$ ) pour RED177 et RED227 et un câble plus résistif ( $125 \Omega$ ) en constantan pour RED237. L'avantage du constantan pour la cryogénie, malgré une impédance électrique importante, est qu'il conduit moins bien la chaleur et permet donc de diminuer la puissance thermique sur l'étage 1 K du mini-cryocube. La conductivité thermique passe ainsi de  $390 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  (Cu) à  $19 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  (constantan). Il s'avère néanmoins que le câblage constantan a provoqué une diminution du gain du détecteur d'un facteur deux par rapport aux câbles en cuivre et donc un rapport signal/bruit dégradé, comme nous le verrons par la suite.

L'électronique à température ambiante (300 K) consiste en une alimentation pilotable de précision, composée d'un châssis BiLT-BN103 équipé de sources continues bas-bruit BE2142 de iTEST

et de filtres sur mesure. Cette alimentation est utilisée pour polariser les HEMT et les électrodes du détecteur, entre lesquelles une différence de potentiel de 4 V est appliquée. Le signal de sortie du circuit imprimé 1 K arrive directement en entrée d'un amplificateur à gain constant et très bas bruit SR5184 de l'entreprise Signal Recovery. Un filtre passe-bas de type Bessel, d'ordre 8 et de fréquence de coupure de 63 kHz est appliqué. Le flux de données est ensuite numérisé à 100 ou 200 kHz au moyen d'un convertisseur analogique numérique National Instrument NI-6218 puis stocké sur des disques durs, prêt à être analysé.

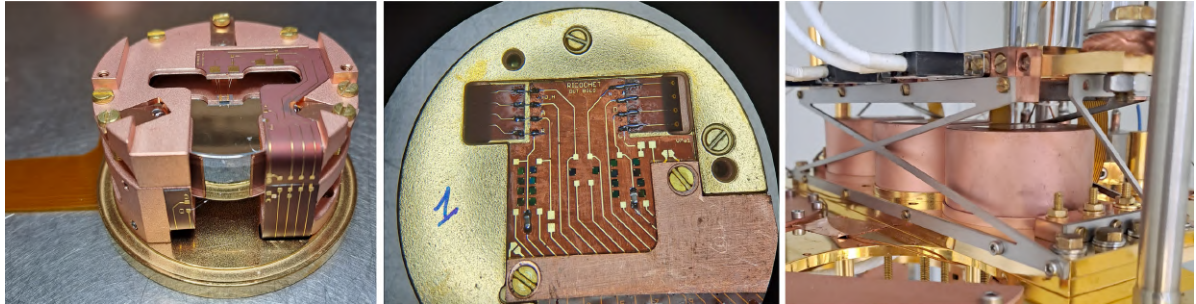


Figure 6.8 – **A gauche** : photographie d'un détecteur RED sans son couvercle externe de protection contre les rayonnements infrarouges. **Au centre** : photographie des composants du montage source commune placés à 10-15 mK sous le support du détecteur. **A droite** : intégration des trois détecteurs RED dans le mini-CRYOCUBE, lui-même installé dans le cryostat LIO.

Avant leur installation dans le mini-CRYOCUBE les détecteurs RED (au gauche et à droite sur la figure 6.8) ont été exposés à une source d'AmBe, émettant  $6 \times 10^5$  neutrons par seconde, pendant respectivement 114 h (RED177 et RED227) et 15 h (RED237). L'exposition se fait dans le château d'activation en brique de lait, présenté dans le chapitre 1 qui permet de thermaliser les neutrons et d'augmenter la probabilité de capture neutronique. Lors de cette capture, le  $^{70}\text{Ge}$  absorbe un neutron et devient du  $^{71}\text{Ge}$  qui va, par capture électronique, produire du  $^{71}\text{Ga}$  et une capture électronique d'électrons des couches K, L et M, produisant des raies mono-énergétiques de rayons-X à 10.37 keV, 1.30 keV et 160 eV [35]. En plus d'être mono-énergétiques, ces rayonnements X apparaissent uniformément dans l'entière du volume du cristal de Ge, ce qui permet une étude précise de la réponse du détecteur intégrée sur son volume et sa calibration notamment par rapport aux événements de surface.

Les trois pré-amplificateurs HEMT source commune utilisés pour cette étude sont en configuration standard (cf. 5.1 et partie centrale de la figure 6.8) avec une résistance de drain  $R_d$  de 1 k $\Omega$ . Les transistors HEMT et leur résistance de drain sont montés sur un circuit imprimé vissé sur l'étage 1 K du mini-CRYOCUBE (voir la figure 6.7) et encapsulés dans un boîtier en cuivre. Nous utilisons des HEMT de 4.6 pF, du même type que ceux utilisés pour les RUN101 et RUN102 [75]. La puissance dissipée par chaque canal (1 HEMT par canal) est donnée par la relation (6.1). Avec  $V_{ds} = 100$  mV la tension de polarisation drain-source du HEMT et  $I_{ds} = 300 \mu\text{A}$  son courant de polarisation drain-source typique, la puissance dissipée par HEMT est de 120  $\mu\text{W}$  ce qui est le double de ce qui était possible dans les RUN101 et RUN102. En comparaison de [145], notre pré-amplificateur utilise seulement 1 HEMT par canal, réduisant la charge thermique de 1 mW à 120  $\mu\text{W}$ . Avec un maximum

de 108 canaux de mesure d'ionisation dans un mini-CRYOCUBE complet avec 27 détecteurs, de 4 électrodes maximum par détecteur, on s'attend à une puissance thermique proche de 13 mW sur l'étage 1 K du cryostat, ce qui est supportable par le cryostat RICOCHET. L'étage d'électronique 1 K est connecté à sa contrepartie de 10 mK sur laquelle sont placées les résistances  $R_p$  et  $R_{fb}$  et les condensateurs de découplage  $C_c$ . Pour atteindre des valeurs de résistances  $R_p = R_{fb} \approx 800 \text{ M}\Omega$  (à 15 mK), quatre résistances de  $150 \text{ M}\Omega$  (à 300 K) sont mises en série. Chaque résistance, de la marque MSI, est fabriquée à partir d'un dépôt mince de chrome, nickel et de silicium dans un petit boîtier de  $1 \text{ mm}^2$  de côté. Selon notre modèle pour les détecteurs planaires, on s'attend à une résolution ligne de base comprise entre 27 eVee et 35 eVee en considérant un traitement différentiel.

Après chaque acquisition des données des voies B et D d'un détecteur, ces dernières sont transférées au centre de calcul de l'IN2P3 pour être analysées selon la méthode présentée dans [62]. Comme nous l'avons vu dans la section précédente, le traitement "diff+decor" est le plus performant. Les résultats obtenus dans ce chapitre le sont dans cette configuration, si une autre configuration n'est pas spécifiée explicitement.

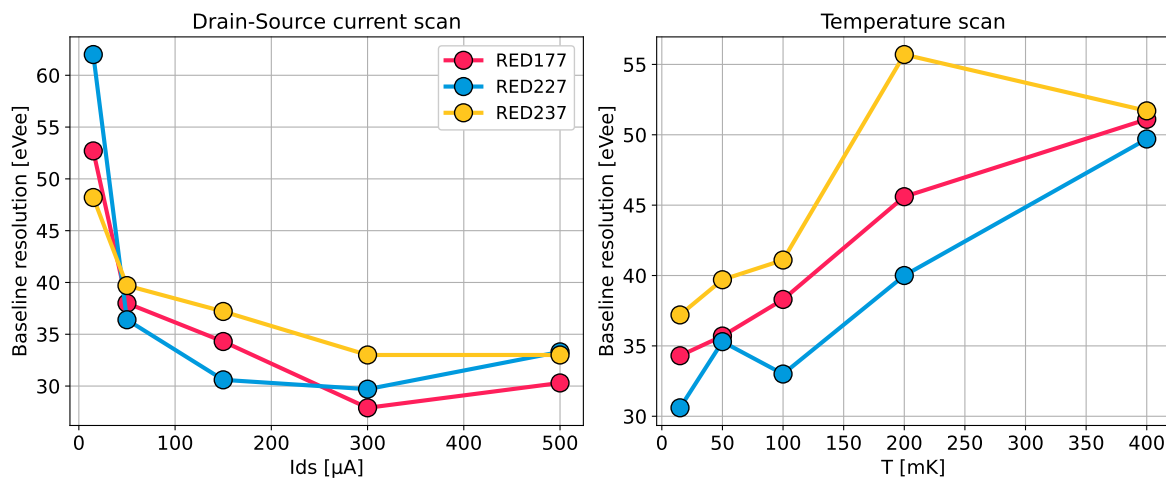


Figure 6.9 – **A gauche** : évolution de la résolution ligne de base en [eVee] en fonction du courant de polarisation drain-source  $I_{ds}$  pour trois détecteurs distincts. **A droite** : évolution de la résolution ligne de base en fonction de la température pour les trois mêmes détecteurs.

La première étape réalisée pour caractériser les détecteurs a été d'effectuer un balayage en  $I_{ds}$  à  $V_{ds}$  fixé à 100 mV pour déterminer le point de fonctionnement optimal, ainsi qu'un balayage en température afin de s'assurer qu'ils se soient correctement refroidis. Ces balayages sont représentés à gauche et à droite respectivement sur la figure 6.9. La tendance pour les trois détecteurs était assez nette : le courant optimal est autour de  $300 \mu\text{A}$ . Une valeur de courant de polarisation si grande n'aurait pas pu être utilisée sans la déportation de l'électronique à 1 K pour dissiper la puissance des HEMT et des résistances de drain sans chauffer la partie 10 mK du détecteur. Le balayage en température montre que la résolution s'améliore avec la diminution de la température et aucun palier ne semble atteint, ce qui suggère que la réduction de la température a effectivement diminué le bruit

Johnson. On voit que le détecteur RED237 est le moins performant des trois, les deux détecteurs RED177 et RED227 étant quant à eux très proches. Ces balayages ont permis de définir la configuration nominale,  $I_{ds} = 300 \mu\text{A}$ ,  $T = 15 \text{ mK}$ , qui est la configuration utilisée pour tous les jeux de données présentés dans la fin de cette section.

## 6.2.2 Résolution et bruit électronique

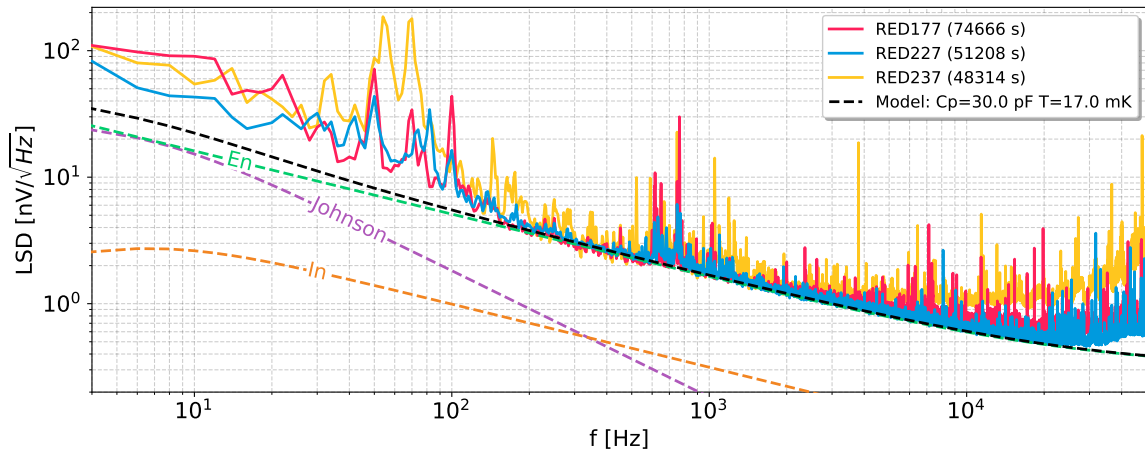


Figure 6.10 – Densité spectrale linéaire de puissance du bruit mesurée dans le mini-CRYOCUBE. Superposition avec le modèle théorique présenté au chapitre 5 pour lequel les contributions ont été regroupées en trois catégories : les bruits en tension des HEMT  $E_n$ , leurs bruits en courant  $I_n$  et les bruits thermiques ("Johnson", en tirets violets). Le gain mesuré sur RED237 est deux fois plus petit que le gain mesuré sur RED177 et RED227, ce qui suggère un effet du câblage en constantan.

Afin d'étudier la réponse des trois détecteurs et de leurs amplificateurs, des acquisitions continues représentant un total de 92, 75 et 65 h pour RED177, RED227 et RED237 respectivement, ont été effectuées entre le 26 Janvier et le 5 Février 2023. Les électrodes B et D étaient polarisées à +2 V et -2 V et la température des étages du mini-CRYOCUBE était stable, aux valeurs de températures de 17 mK et 1.135 K pour les étages 10 mK et 1 K. Les densités spectrales linéaires du bruit pour les trois détecteurs sont présentées sur la figure 6.10.

Le spectre en énergie obtenu, normalisé à 1 sur la plage [0,15] keV, est présenté sur la figure 6.11 pour chaque détecteur. Chaque spectre a été obtenu après application de coupures pour rejeter les mauvais événements (recouvrement d'impulsion, saturation). Sur cette figure nous voyons clairement les raies de calibration à 1.30 keV et 10.37 keV émises par capture électronique du  $^{71}\text{Ge}$ . Ces raies présentent un épaulement vers les basses énergies. Ce phénomène bien connu est dû à la collection incomplète de charge et a été quantifié dans [157] où l'on a défini une limite supérieure sur la fraction de collection incomplète autour de 10% pour les détecteurs de type "planaire". Les résolutions expérimentales à 1.30 keV et 10.37 keV sont listées dans le tableau 6.2 et correspondent

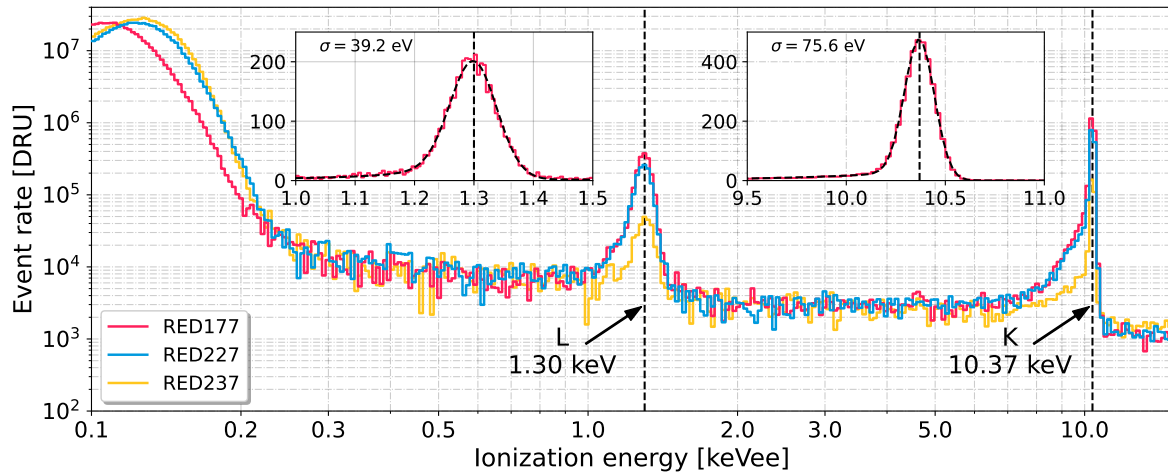


Figure 6.11 – Spectres en énergie pour les trois détecteurs du mini-CRYOCUBE au cours du RUN109. Les lignes verticales indiquent les raies de calibration et les agrandissements montrent l’ajustement des raies par un modèle gaussien avec fond non constant en échelle linéaire. L’énergie d’ionisation est en échelle logarithmique.

à l’écart-type de la composante gaussienne des raies obtenu par la méthode des moindres carrés en ajustant une gaussienne avec une queue exponentielle vers les basses énergies (cf. les encarts de la figure 6.11). La comparaison des résolutions des raies par rapport à la résolution ligne de base permet d’estimer le facteur de Fano à  $0.145 \pm 0.011$  et  $0.1528 \pm 0.0012$  pour 1.30 keV et 10.37 keV respectivement [157]. Ces facteurs de Fano sont calculés en considérant une énergie de création de paires électron-trou de 3.0 eV [45, 108] et en utilisant la moyenne pondérée des trois détecteurs. On ne considère ici que l’erreur statistique associée à l’estimation de cette grandeur. Le résultat obtenu est plus élevé que la valeur standard du facteur de Fano déterminée à  $F = 0.1057 \pm 0.0002$  à 5.9 keV pour des détecteur Ge opérés à 77 K [122]. Cet écart peut s’expliquer par la collecte de charge incomplète ou par une variation de gain événement par événement. Cette variation est attendue dans les montage amplificateur en boucle ouverte [42], comme c’est le cas pour ce travail. En plus des raies de calibration associées aux couches K et L du  $^{71}\text{Ge}$ , on observe une remontée continue vers les basses énergies. Cette augmentation du taux d’événements en dessous de 500 eVee est attribuée au bruit de fond dominant des reculs nucléaires induits par les neutrons, comme montré dans [39]. Enfin, la remontée abrupte en-dessous de 250 eVee, surtout visible sur RED227 et RED237 qui ont de moins bonnes résolutions que RED177, est provoquée par les déclenchements induits par le bruit (ou "noise induced trigger").

Détecteur	Ligne de base	1.30 keV	10.37 keV
RED177	$30.8 \pm 0.1$	$39.2 \pm 0.6$	$75.6 \pm 0.3$
RED227	$33.9 \pm 0.1$	$40.7 \pm 1.1$	$76.7 \pm 0.4$
RED237	$37.3 \pm 0.2$	$43.4 \pm 2.1$	$74.6 \pm 0.9$

Table 6.2 – Résolutions (RMS) en [eVee] pour la ligne de base et les raies 1.30 keV et 10.37 keV pour les trois détecteurs planaires obtenues à 50 kHz dans la configuration MPS "diff + decor".

La grande stabilité des performances des détecteurs en fonction du temps est illustrée par la figure 6.12. Nous pouvons y observer la résolution ligne de base moyenne (RMS) par détecteur en fonction du temps d'acquisition et par pas de 2 h. Les trois détecteurs se sont montrés extrêmement stables sur tout le temps d'acquisition avec une dispersion de moins de 1 eVee et sans dégradation temporelle apparente. Ce résultat est particulièrement important dans le contexte de l'expérience RICOCHET, qui cherche à mesurer le processus  $CE\nu$ NS avec précision sur une durée d'acquisition typique de l'ordre de 1 an. La résolution moyenne sur la totalité du temps d'acquisition est de  $30.8 \pm 0.1$  eVee (RED177),  $33.9 \pm 0.1$  eVee (RED227) et  $37.3 \pm 0.2$  eVee (RED237), comme indiqué dans la table 6.2. C'est la première fois qu'une résolution ionisation de 30 eVee a été mesurée à l'aide d'un détecteur cryogénique opéré à 17 mK (RED177), et les trois détecteurs ont atteint des résolutions vers la trentaine d'eVee. Les performances réalisées avec ces détecteurs égalent les meilleures résolutions obtenues à l'aide de détecteurs HPGe p-PC [15, 52, 64, 176]. Le détecteur étudié le moins bon, RED237, était le seul détecteur connecté à un câble en constantan (résistif). Il semble probable que ce câble ait pu ajouter un bruit thermique (Johnson) lié à sa résistivité plus importante. Nous avons également observé un gain (en eV/ADU) deux fois plus faible sur ce câble résistif que sur les câbles cuivre, dégradant ainsi le rapport signal/bruit. Ces deux hypothèses suggèrent que la contribution du câblage 1 K  $\rightarrow$  300 K n'est pas négligeable sur la résolution en énergie.

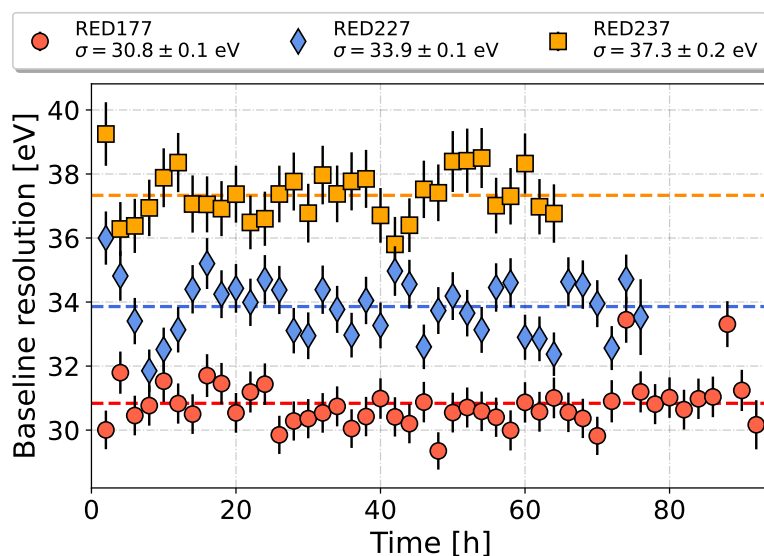


Figure 6.12 – Evolution de la résolution ligne de base pour les trois détecteur du RUN109: RED177 (cercle rouge), RED227 (losange bleu) et RED237 (carré jaune). Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique de la mesure égale à  $1/\sqrt{N}$  avec  $N$  le nombre de traces de bruit sélectionnées par point de mesure. Chaque point correspond à une durée de 2 h. Les lignes horizontales en tiret sont les valeurs moyennes obtenues en ajustant l'intégralité des données par une distribution gaussienne.

Le choix de la double mesure chaleur/ionisation du détecteur CRYOCUBE a été initialement proposé pour rejeter le bruit de fond de recul électronique induit par les rayonnements gamma et les rayonnements bêta de surface [157]. Cependant, avec l'amélioration du seuil de détection chaleur,

une source de bruit d'origine inconnue a été identifiée. Ce bruit de fond a été observé dans toutes les expériences cryogéniques possédant un seuil de détection inférieur à 100 eV et est un sujet de discussion intense dans la communauté internationale (voir [9] pour une revue complète). A partir des observations combinées du CRYOCUBE de RICOCHET [157] et de l'expérience EDELWEISS [28, 29] il a été montré que ce bruit de fond en excès à basse énergie ne produisait pas de signal d'ionisation. Une limite haute sur le rapport d'ionisation associé à ce bruit de fond a été déterminée à  $< 4 \times 10^{-4}$  pour un niveau de confiance à 90%. Le taux d'événements de cet excès, appelé "non-ionisant" dans les collaborations RICOCHET et EDELWEISS, a été mesuré dans différentes expériences cryogéniques entre  $10^6$  et  $10^9$  événements/kg/jour/keV en dessous de 100 eV [9]. Ce qui est de l'ordre de 5 ordres de grandeur plus important que le signal CE $\nu$ NS attendu avec le détecteur CRYOCUBE dans le cryostat de RICOCHET à l'ILL [39]. S'il n'est pas géré convenablement, ce bruit de fond pourrait remettre en cause la faisabilité des expériences cryogéniques pour la mesure du CE $\nu$ NS et en particulier de RICOCHET. Il peut être rejeté en imposant la présence d'un signal d'ionisation au-delà d'un certain seuil au moment de la sélection des données d'intérêt. Cependant il en résulte une perte de sensibilité au signal CE $\nu$ NS qui dépend du rapport d'ionisation des reculs nucléaires, qui n'est pas encore mesuré. Par exemple, appliquer un seuil d'ionisation à  $3\sigma$  ou  $6\sigma$  modifierait le pouvoir de rejet de  $10^3$  à  $10^9$ . La figure 6.13, à droite, montre le taux de CE $\nu$ NS conservé passant le seuil d'ionisation (ordonnées de gauche) et la probabilité de survie des événements CE $\nu$ NS (ordonnées de droite) en fonction de la résolution ligne de base ionisation  $\sigma$ . Les calculs montrent les résultats pour différents seuils allant de  $3\sigma$  à  $6\sigma$  et en considérant le modèle de rapport d'ionisation de Lindhard avec  $k = 0.157$  [119].

Nos résultats suggèrent que, dans le cas d'un bruit de fond "non-ionisant" tel qu'observé actuellement dans toutes les expériences cryogéniques, la diminution de la résolution ionisation est centrale pour le succès du CRYOCUBE de RICOCHET. En effet, supposer un seuil d'ionisation à  $4\sigma$  correspondant à un facteur de rejet de  $10^5$ , tel qu'il serait requis par rapport au taux de "non-ionisant" observé sur des détecteurs similaires [28, 29, 157], montre que le taux de CE $\nu$ NS augmente. Ce taux passe de  $7 \times 10^{-3}$  à 1 par kg et par jour lorsque la résolution en énergie d'ionisation passe de 91 eVee, tel que réalisé dans [145], à 20 eVee, l'objectif de RICOCHET. Avec les résolutions ligne de base démontrées dans cette analyse, le taux de CE $\nu$ NS survivant à une coupure à  $4\sigma$  de seuil d'ionisation serait entre 0.4 (RED177) et 0.2 (RED237) événement/kg/jour, comme le montre la figure 6.13. Nous pouvons remarquer que l'on obtient des résultats similaires aux mesures récentes du rapport d'ionisation réalisées par les membres de la collaboration CONUS [53], ainsi qu'un taux d'événements CE $\nu$ NS multiplié par 3 par rapport aux mesures présentées dans [64]. La forte dépendance de la sensibilité de RICOCHET à la valeur du rapport d'ionisation dans le germanium, souligne l'importance de réaliser une mesure précise autour d'énergies de recul proches de 100 eV [5, 14], une tâche qui devrait être facilitée grâce aux bonnes performances du pré-amplificateur HEMT réalisé.



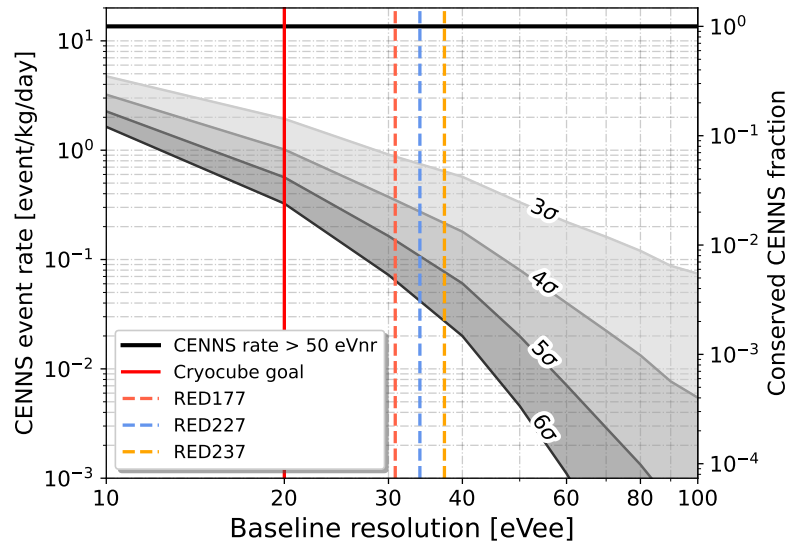


Figure 6.13 – Fraction d'événements  $CE\nu NS$  conservés en fonction de la résolution ligne de base en énergie d'ionisation. Nous pouvons observer l'objectif de résolution de RICOCHET (trait vertical plein rouge) et les résolutions des détecteurs RED177, RED227 et RED237 (en tiret rouge, bleu, jaune). En gris on voit le nombre d'événement  $CE\nu NS$  conservé en fonction de la résolution en énergie pour différents seuils de rejet des événements "non-ionisants" (entre  $6\sigma$  et  $3\sigma$ ) par rapport au taux de  $CE\nu NS$  total (ligne noire épaisse)

### 6.3 Réduction de la capacité parasite

L'étude du circuit électronique réalisée au chapitre 5 nous a montré que la capacité parasite était un paramètre crucial à minimiser pour atteindre les objectifs scientifiques de RICOCHET. Afin d'estimer la capacité parasite induite par les pistes conductrices du circuit imprimé flexible du détecteur, j'ai utilisé un RLC-mètre de précision mis à disposition par le service électronique du laboratoire : un modèle 7600 B de QuadTech. Ce dernier a été interfacé<sup>2</sup> avec un micro-contrôleur Raspberry Pi pour lancer automatiquement des séries de mesures, ce qui m'a permis d'étudier efficacement la capacité parallèle mesurée avec cet instrument. Le dispositif expérimental de mesure est présenté sur la figure 6.14 où l'on voit le RLC-mètre de précision, les sondes de mesure et l'interface de pilotage de l'instrument.

La mesure effectuée est une mesure 4 fils, qui permet de tenir compte de l'impédance de câble. Cette méthode est expliquée par le schéma présenté sur la figure 6.15 où l'on voit la représentation schématique du circuit et des sondes de mesure.

Afin de valider les performances du RLC-mètre j'ai mesuré des capacités électriques  $C_M$  connues en caractérisant des condensateurs compris entre 0.5 pF et 1 nF de capacité. Il a alors été possible d'estimer une erreur de mesure calculée comme l'écart relatif entre la valeur moyenne mesurée et la valeur moyenne attendue du composant en acceptant une tolérance sur la valeur de 5%. La figure 6.16 montre dans sa partie gauche les valeurs des différents condensateurs testés en fonction de la

2. par E. Bechetoille, ingénieur en électronique à l'IP2I

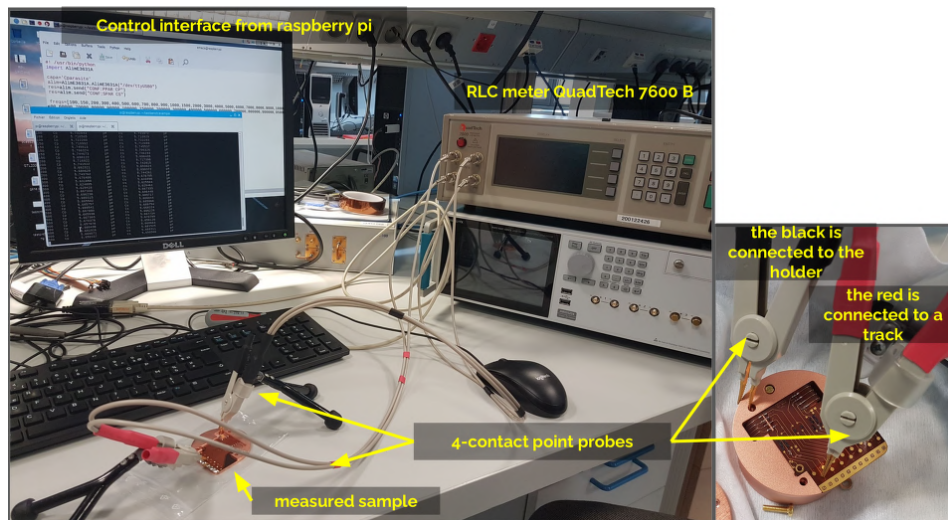


Figure 6.14 – Photographie du plan de travail et des instruments pour la mesure de capacité sur un détecteur avec un RLC-mètre de précision à température ambiante.

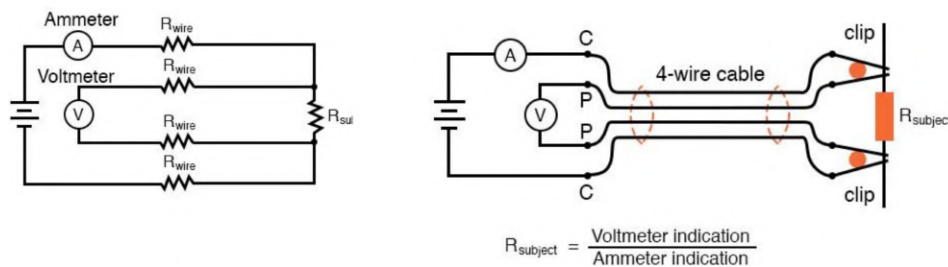


Figure 6.15 – Principe de fonctionnement de la mesure 4-fils, aussi appelée méthode de K. **A gauche** : le schéma électrique de principe avec les résistances des câbles. **A droite** : représentation des pinces de mesures utilisées et présentées dans la figure 6.14. Source : <https://www.allaboutcircuits.com>

fréquence de l'excitation électrique. Les tirets noirs indiquent la valeur moyenne attendue. Sur la partie droite de cette figure nous pouvons voir l'écart relatif entre la mesure et la valeur attendue. On a choisi un seuil de tolérance de 5%, représenté en tirets rouge horizontaux. L'erreur associée à la mesure de capacité reste acceptable entre 1 nF et 2 pF. La mesure d'une capacité de 0.5 pF s'est avérée difficile à mesurer puisque la capacité mutuelle entre les deux sondes perturbe la mesure. Pour vérifier la reproductibilité de la mesure dans le cas d'une capacité de 0.5 pF j'ai réalisé deux fois la même mesure (0.5 pF en vert et en rouge) et j'ai constaté une variance importante, suggérant qu'en dessous de 1 pF les valeurs peuvent être biaisées. Les performances de cet appareil sont cependant excellentes par rapport à notre besoin de mesure de capacité car les capacités les plus faibles que l'on cherche à mesurer sont au minimum de quelques pF.

### 6.3.1 Stratégie expérimentale

La stratégie retenue pour réduire la capacité parasite de câblage consiste à ajouter des pièces de verre sous le circuit imprimé flexible afin d'augmenter la distance entre le conducteur de la piste électrique et le capot du détecteur, mis à la masse électrique. Le verre de silice est un matériau pou-

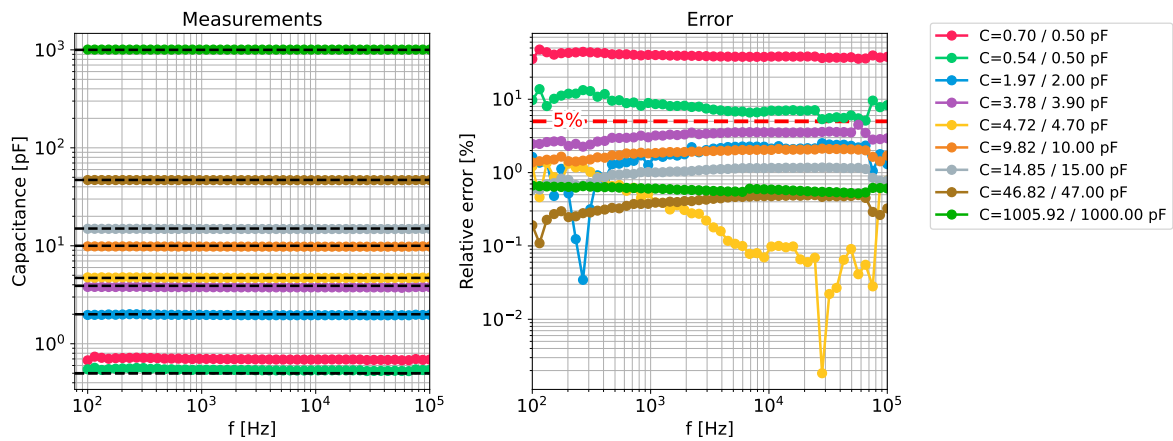


Figure 6.16 – **A gauche** : mesure de la capacité électrique de condensateurs de valeur connue. En pointillé noir, les valeurs attendues. En points colorés, les valeurs mesurées pour différentes valeurs de fréquence. **A droite** : écart relatif des mesures des capacités de référence par rapport aux valeurs attendues.

vant être utilisé en cryogénie, il existe sous plusieurs structures ayant des propriétés très différentes. Par exemple, le verre de silice fondu (non cristallin) possède une conductivité thermique de  $1.38 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  alors que le verre de quartz cristallin se trouve plutôt entre 6 et  $8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  selon l'axe de propagation de la chaleur dans le cristal. La constante diélectrique du verre de silice se situe autour de 3.77, celle du quartz est de  $\epsilon_r = 4.423/4.635$  (d'après la fiche technique du matériau). On considère que  $\epsilon_{\text{quartz}} = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \simeq 4.5 \cdot \epsilon_0$  avec  $\epsilon_0 = 8.854187 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$ .

Nous avons dessiné des petites pièces pour surélever les pistes des électrodes B et D que nous avons fait réaliser par FEMTOprint, une entreprise suisse spécialisée dans le travail de précision du verre à l'aide d'un laser femto-seconde et d'agents chimiques corrosifs (acide fluorhydrique). Les impulsions laser modifient les propriétés du matériau à l'endroit éclairé en le rendant plus de mille fois plus sensible à un acide. Cette sélectivité permet d'usiner des pièces en silice grâce à une méthode de corrosion sélective. La précision de ce procédé de fabrication est de l'ordre du micromètre de tolérance mécanique avec une rugosité de surface de l'ordre de la dizaine de nanomètres ce qui est plus que suffisant pour notre premier prototype constitué de formes très simples. Le potentiel de cette technique de fabrication sera utilisé dans la seconde phase de cette étude qui est actuellement en préparation et sera discutée à la fin de ce chapitre. Les pièces réalisées sont représentées sur la figure 6.17. En haut à droite nous voyons ces pièces (en bleu/gris) intégrées dans un modèle numérique du support du détecteur. Le support d'origine est visible dans la partie supérieure gauche avec le passage des circuits imprimés (en jaune) et ses microsoudures (blanc). Dans la partie inférieure de la figure, les photographies montrent l'intégration de ces pièces de verre sur un support de détecteur. Les pièces de verre sont collées au support à l'aide d'un adhésif double face 3M467, la même colle qu'entre le circuit imprimé et le verre. L'empilement des matériaux est donc le suivant, en partant du support en cuivre : Cu - 3M467 (100  $\mu\text{m}$ ) - SiO<sub>2</sub> (1 mm) - 3M467 (100  $\mu\text{m}$ ) - Polyimide (100  $\mu\text{m}$ ) - piste Cu (35  $\mu\text{m}$ ).

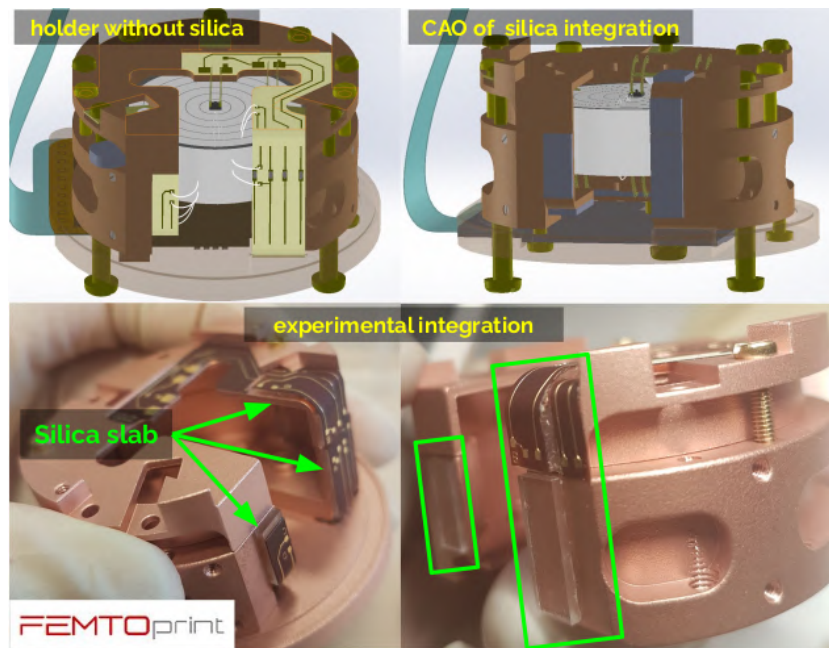


Figure 6.17 – De haut en bas, gauche à droite : modélisation numérique d'un détecteur RED, positionnement des plaques de silice et intégration sur un support de ces plaques de silice.

Le grand nombre d'interfaces, la faible conductivité thermique et les problèmes de tenue mécanique nous ont poussé à changer de stratégie pour la future mise en oeuvre. Pour la réalisation du premier prototype nous avons utilisé du verre de silice fondue (fused silica) qui a été un facteur limitant de par sa faible conductivité thermique. La colle 3M467 reste efficace à basse température mais elle présente une forte élasticité qui est problématique car elle entraîne le mouvement des pièces collées à cause de la contraction et de la dilatation thermique du matériau au cours de cyclages thermiques. Ces mouvements peuvent entraîner une rupture de microsoudures mais aussi induire plus de vibrations, qui, par couplage capacitif, entraînera un bruit électrique plus important. La future version sera collée directement à l'aide d'une colle plus rigide à base d'époxy. Il s'agit de la même colle utilisée pour les Ge-NTD, qui a donc été testée mécaniquement à 10 mK et respecte les critères de radio-pureté du détecteur imposés par les objectifs de bruit de fond radiogénique.

Afin de mesurer la capacité parasite avec et sans les pièces de silice, j'ai monté deux supports de détecteur complets que j'ai refermés avec leur capot en cuivre pour être dans des conditions les plus proches possible que dans le cryostat. L'un des support est équipé avec les pièces de silice, l'autre est équipé normalement sans silice. Le circuit électrique complet de la partie 10 mK de pré-amplificateur source commune a été installé sur le détecteur. L'intégralité des pistes contribuant à la capacité parasite des voies B (gauche) et D (droite) ont été représentées en rouge sur la figure 6.18. Les microsoudures (bondings) sont indiquées par des traits dorés et les capacités de découplage sont en bleu.

Les mesures de capacité obtenues pour les voies B et D sont données dans la figure 6.19 (à gauche et à droite respectivement). Les mesures rouges sont obtenues sur le support sans silice et en court-

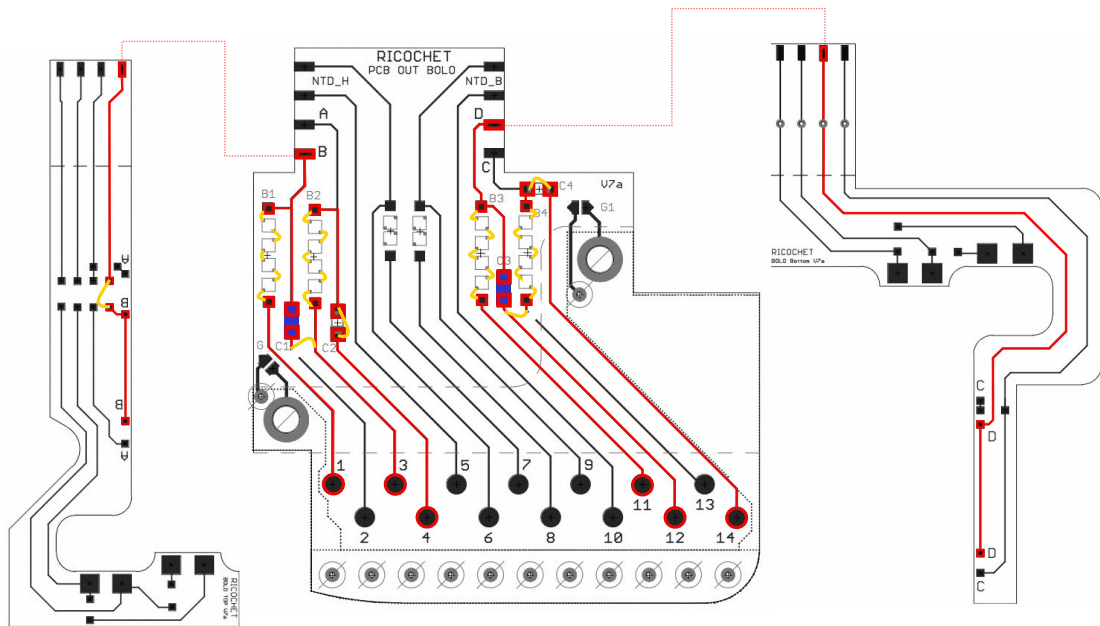


Figure 6.18 – Schéma de routage des Kaptons du détecteur. En bleu les pistes utilisées pour la mesure d'ionisation. En rose les microsoudures, ou bondings, en or en fil de diamètre  $25\ \mu\text{m}$ .

circuitant les résistances. Les valeurs obtenues sont de  $15\ \text{pF}$  pour B et  $16\ \text{pF}$  pour D. Il s'est avéré nécessaire de court-circuiter les résistances car j'ai pu observer que leur présence avait un impact significatif sur les mesures de capacité. Sans les résistances, la valeur obtenue est constante avec la fréquence (courbes bleue), mais avec les résistances connectées (courbes jaunes), on observe une dépendance du point de mesure (pins 1, 3 ou 4 pour B et pins 11, 12, 14 pour D) visible par la dispersion entre les courbes jaunes qui provient vraisemblablement des valeurs différentes de chaque résistance.

Les résultats des mesures de capacité parasite de câblage, avec et sans silice, sont donnés dans le tableau récapitulatif 6.3 qui montre l'estimation de la capacité parasite par unité de surface ainsi que la capacité totale par voie.

Voie	Sans $\text{SiO}_2$		Fused Silica 1 mm	
	B	D	B	D
$C_p$ [pF]	14.56	17.06	6.47	5.70
$S_{\text{Cu}}$ [ $\text{mm}^2$ ]	32.52	38.53	32.52	38.53
$C$ [pF/ $\text{mm}^2$ ]	0.448	0.443	0.199	0.148

Table 6.3 – Tableau récapitulatif des valeurs de capacité mesurées à 300 K avec et sans silice, surfaces des pistes de cuivre des voies B et D et estimation de la capacité parasite par unité de surface. Le gain de capacité avec et sans silice est de 55% pour la voie B et 66% pour la voie D.

Ces données nous indiquent que dans le cas du support sans silice, la capacité est plus grande sur D à cause de la surface de piste plus importante, car la capacité par unité de surface  $C$  est quasiment identique pour les deux voies, autour de  $0.44\text{-}0.45\ \text{pF}\cdot\text{mm}^2$ . Avec la silice cependant, les capacités

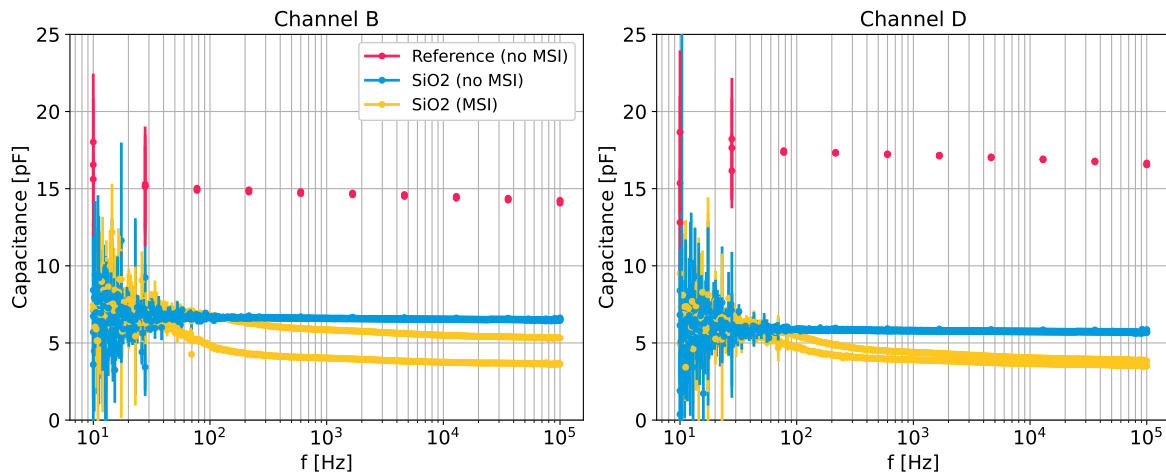


Figure 6.19 – Mesures au RLC-mètre de précision des capacités des voies B (**gauche**) et D (**droite**) d'un détecteur planaire (sans son cristal) selon trois configurations : résistances en court-circuit (rouge). Ajout d'une couche de 1 mm de verre de silice fondue (bleu). Ajout des résistances et du verre (jaune).

passent de 14.56, 17.06 à 6.47, 5.70. Ce qui représente une réduction moyenne de plus de 60%. La valeur moyenne de  $C$  avec la silice est de  $0.173 \text{ pF} \cdot \text{mm}^2$ . Nous pouvons clairement constater que l'ajout de silice diminue la capacité de façon cohérente avec des simulations électrostatiques.

### 6.3.2 Mesures cryogéniques

L'objectif a ensuite été de réaliser une mesure de la capacité parasite, à des températures cryogéniques. Pour ce faire, il n'est pas possible de connecter le RLC-mètre de précision directement sur le circuit du détecteur, du fait de la présence des HEMT entre les pistes des voies ionisation et des câbles qui remontent à 300 K. J'ai donc choisi de m'appuyer sur les modèles théoriques 5 qui montrent que la valeur de la capacité peut être estimée grâce à la bande passante du signal, qui est directement la réponse impulsionnelle de l'électronique. Or, mesurer une bande passante, donc une constante RC, est délicat. Il est nécessaire de connaître précisément la valeur de  $R$  si l'on veut une estimation précise de  $C$ . Dans notre situation, pour être en mesure d'estimer la capacité parasite  $C_p$ , il est nécessaire d'avoir une idée de la valeur des résistances  $R_p$  et  $R_{fb}$ . La bande passante de l'électronique de pré-amplification HEMT source commune dépend des résistances et des capacités, ce qui entraîne une multitude de combinaisons de  $R = R_{fb} = R_p$  et de  $C_p$  possibles. Il faut une mesure indépendante de  $R$  pour être capable de contraindre  $C_p$ .

On rappelle que les résistances de polarisation et de remise à la masse de la grille,  $R_p$  et  $R_{fb}$ , sont réalisées expérimentalement en plaçant 4 résistances MSI en série, chacune faisant  $150 \text{ M}\Omega$  à température ambiante. On s'attend donc à une valeur de  $R$  de  $600 \text{ M}\Omega$ , or nous avons observé une augmentation de la résistance avec la diminution de la température, comme illustré sur la figure 6.20, suggérant que la résistance MSI individuelle possède une résistance électrique au moins égale à 200

$M\Omega$ , soit une résistance  $R$  de l'ordre de  $800 M\Omega$ . Les mesures montrent que les valeurs mesurées (cercles colorés) sont bien plus élevées que la valeur nominale à température ambiante (ligne horizontale grise). La tolérance de 5% sur la valeur des résistances est illustrée par la zone grise. L'augmentation de la valeur de la résistance avec la diminution de température est une particularité dont nous pouvons tirer profit. En effet, les modèles de résolutions montrent qu'il est intéressant d'augmenter la valeur des résistances  $R_p$  et  $R_{fb}$  pour abaisser la résolution. Le point négatif est que le fait de ne pas connaître précisément la valeur des résistances empêche une estimation précise de la capacité parasite. Et ce, d'autant plus que leur valeur change fortement avec la température.

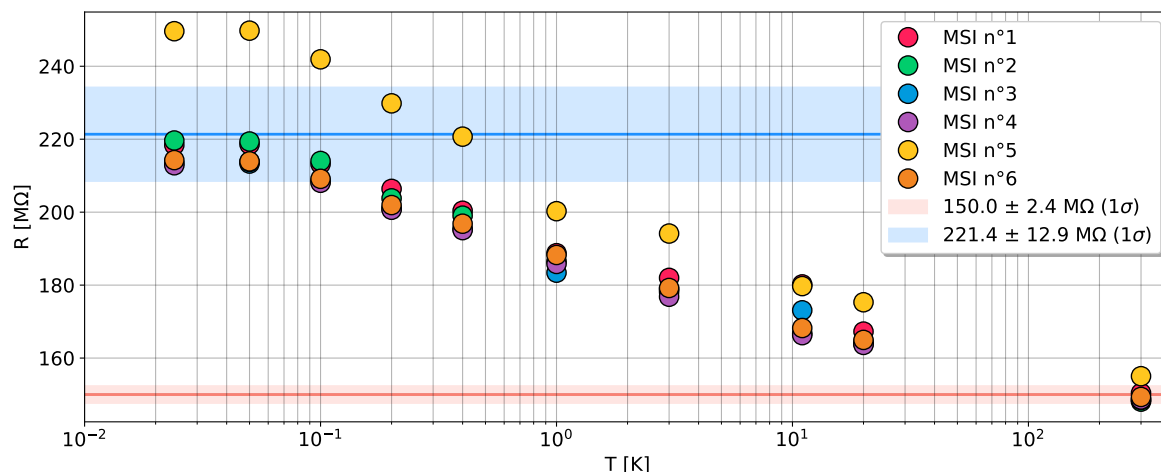


Figure 6.20 – Mesure de 6 résistances de la marque MSI en fonction de la température (points colorés). La moyenne à haute température est normalisée par rapport à la valeur attendue par le constructeur ( $150 M\Omega$ ), la zone rouge représente un écart-type de ces points expérimentaux. En bleu on trouve la valeur moyenne et l'écart-type représenté en bleu pour les plus faibles températures.

Le résultat de l'ajustement du modèle théorique "pl38 diff" développé dans le chapitre 5 est représenté sur la figure 6.21, qui montre que la densité spectrale de puissance moyenne d'impulsion de  $10.37 keV$  (en gris, à gauche) sur laquelle est superposé le résultat de l'ajustement du modèle théorique (en rouge). Le bruit électronique est représenté en noir et constitue l'erreur associée à chaque point en fréquence lors de la minimisation de la fonction de  $\chi^2$ . Le signal et le bruit sont normalisés par le même facteur défini comme la médiane de la densité spectrale du signal dans la région délimitée par les lignes en tirets rouges verticales. L'ajustement quant à lui est réalisé sur les données du signal délimitées par les lignes en tirets verts et ceci pour ne pas tenir compte des très basses fréquences, impactées par le couplage alternatif (AC) de l'amplificateur à température ambiante, qui supprime les très basses fréquences, et également pour négliger les plus hautes fréquences qui ont un rapport signal sur bruit moins intéressant ainsi qu'un potentiel bruit en excès par rapport au modèle. Sur cette même figure à droite, on voit la carte bi-dimensionnelle de la valeur du  $\chi^2$  réduit (divisé par le nombre de degrés de liberté) en fonction de  $R = R_{fb} = R_p$  et de  $C_p$ . On voit que le minimum de  $\chi^2$  et donc la valeur la plus probable de  $R$  et  $C_p$  se trouve dans une vallée courbe pondérée par l'hypothèse a priori sur  $R$ . La vallée de  $R, C_p$  optimale ne dessine pas une droite mais présente une courbure. Cette dernière s'explique par le fait qu'à faible  $C_p$  les performances se trouvent limitées

par la capacité des électrodes entre elles. Le modèle "sature", la diminution de  $C_p$  ne change plus la valeur du  $\chi^2$  et  $R$  devient le seul paramètre significatif. Or l'effet de  $R$  et  $C_p$  n'est pas le même sur la forme du signal, d'où l'apparition d'une courbure. On n'ajuste pas simplement le produit  $RC$  mais bien l'impact de  $R = R_{fb} = R_p$  et de  $C_p$  sur le signal évalué selon un modèle analytique exact pour lequel il n'y a pas de raisons d'avoir un produit  $RC$  constant.

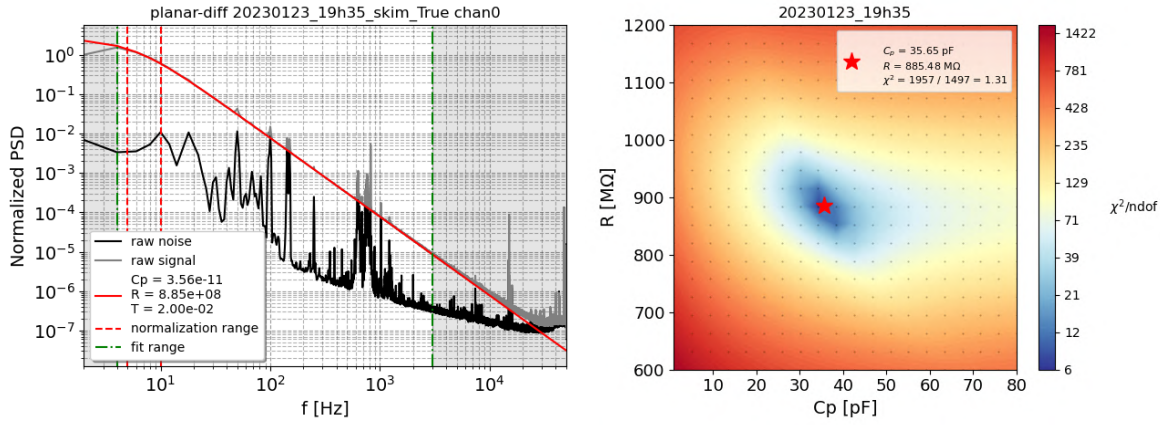


Figure 6.21 – **A gauche** : bruit électronique (noir), signal de 10.37 keVee (gris), modèle analytique (rouge). On voit la région de normalisation (traits verticaux rouges) et la région d'ajustement (traits verticaux vert). **A droite** : carte de  $\chi^2$  réduit en fonction de  $R = R_{fb} = R_p$  et de  $C_p$  selon le modèle pour détecteur planaire (PL38) en mesure différentielle ("diff") et en considérant les valeurs de composants de la configuration *red* (voir 5.1). La valeur optimale est donnée par l'étoile rouge.

La fonction de  $\chi^2$  utilisée pour estimer la valeur de  $C_p$  est donnée par l'équation 6.5. Elle dépend de la valeur de la résistance  $R = R_{fb} = R_p$  et de la capacité parasite  $C_p$  et présente un terme associé à la ressemblance du modèle estimé  $M$  par rapport aux données  $D$ .  $M$ ,  $D$  et  $J$  sont des densités spectrales de puissance,  $J$  étant la densité spectrale de puissance du bruit électronique. Les paramètres  $R_0 = 885.6 \text{ M}\Omega$  et  $\sigma_0 = 25.8 \text{ M}\Omega$  sont obtenus à partir de la mesure des résistances à basse température (cf. figure 6.20) en considérant quatre résistances MSI en série.

$$\chi^2(R, C_p) = \underbrace{\sum_{f=1}^N \frac{D - M(R, C_p)}{J}}_{\text{ressemblance aux données}} + \underbrace{N \left( \frac{R - R_0}{\sigma_0^2} \right)^2}_{\text{a priori gaussien sur R}} \quad (6.5)$$

Il semble, d'après les mesures présentées sur la figure 6.22, que la capacité parasite augmente avec le courant de polarisation à cause de l'effet Miller [131] qui implique que la capacité d'entrée d'un montage amplificateur augmente avec le gain d'amplification s'il y a un couplage entre l'entrée et la sortie. Or, la capacité  $C_{gs}$  interne au transistor HEMT joue ce rôle de boucle. Dans la région explorée le gain évolue avec le courant  $I_{ds}$ , donc la capacité d'entrée effective du HEMT augmente. Or, dans le modèle le composant  $C_h$  qui modélise cette capacité d'entrée est supposé constant (4.6 pF), donc pour ajuster correctement les données, il faut augmenter  $C_p$  qui joue un rôle similaire à  $C_h$  (au découplage près), ce qui explique l'augmentation observée avec  $I_{ds}$ . La valeur du gain n'étant



pas connue exactement, il n'a pas été possible d'ajuster la forme de l'évolution de  $C_p$  afin d'estimer la valeur de  $C_{gs}$ . L'expression de la capacité d'entrée du HEMT est donnée par l'équation (6.6) :

$$C_h^{\text{eff}} = C_h(1 + G_V(I_{ds})) \quad (6.6)$$

où  $G_V$  est le gain en tension de l'amplificateur,  $C_h^{\text{eff}}$  est la capacité d'entrée effective du montage amplificateur et  $C_h$  est la capacité d'entrée à gain nul. Des mesures complémentaires sont nécessaires pour estimer  $G_V$  précisément en fonction de  $I_{ds}$ .

L'effet recherché, la diminution de la capacité parasite, avec l'ajout de pièces de silice sur le détecteur est clairement avéré. On mesure une différence de presque un facteur deux, passant de 30 pF à 17 pF pour un faible courant  $I_{ds}$  et de 40 pF à 24 pF pour un courant de plus de 300  $\mu\text{A}$ , soit un écart d'un peu plus de 40%. C'est également moins que la valeur de 60% estimée à partir des mesures à température ambiante (cf. figure 6.3) ce qui suggère qu'une partie de la capacité parasite se trouve au niveau du circuit imprimé à 1 K. Il a été envisagé qu'à basse température la contraction thermique pourrait réduire la distance entre les pistes et le support en cuivre, ce qui augmenterait la capacité parasite. L'augmentation de la permittivité électrique de la colle ou du polyimide pourrait également être une piste envisagée. Or, une campagne de mesures à 77 K n'a pas montré d'augmentation de la capacité, ce qui met à mal la thèse de la contraction thermique étant donné qu'entre 77 K et 10 mK la contraction est très faible. C'est pourquoi il est plutôt prévu une campagne de mesures de capacité parasite en prenant en compte la capacité induite par l'étage 1 K du mini-CRYOCUBE. Elle a pour objectif de déterminer l'impact des pièces d'isolation contre les infrarouges et de maintien des circuits flexibles à 1 K (voir la pièce en "L" de la photographie de droite de la figure 6.1 et la pièce de maintien "mechanical clamp" de la figure 6.7). Néanmoins, même s'il reste des progrès à réaliser sur ce projet, j'ai pu montrer que la capacité parasite de câblage est de 30 pF sans silice et de 17 pF avec silice.<sup>3</sup>

Le tableau 6.4 donne les résolutions attendues en considérant le modèle HEMT différentiel pour un détecteur PL38 selon la configuration *red* (voir 5.1) pour une valeur de capacité parasite  $C_p = C_{p1} = C_{p2}$  donnée à 15 mK et pour  $f_s = 50$  kHz. Il permet de traduire une valeur de capacité en valeur de résolution en énergie, de façon à évaluer l'effet de la réduction de la capacité sur la résolution, notre variable d'intérêt. Ce que montre ce tableau est qu'une réduction de la capacité de 30 pF à 15 pF devrait permettre une amélioration de la résolution de 8 eVee, ce qui reste trop élevé par rapport aux objectifs de RICOCHET. En abaissant la valeur de  $C_p$  à 10 pF, on gagnerait 10 eVee de résolution par rapport à 30 pF amenant à 25 et 20 eVee pour le PL38 et le FID38 respectivement.

Le niveau de bruit observé s'est trouvé bien supérieur avec la silice que sans, comme le montre la figure 6.23 à gauche. Nous voyons que le nombre de raies est bien plus important avec la silice (en vert), au-delà de 100 Hz notamment. Une hypothèse pour expliquer cette observation pourrait

3. Pour un seul détecteur en mesure différentielle. Deux autres détecteurs sont en cours de caractérisation de capacité parasite.

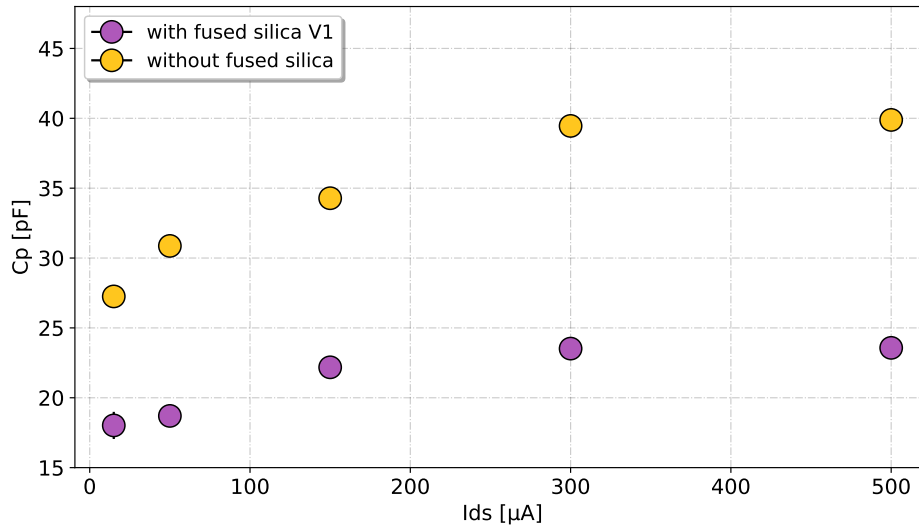


Figure 6.22 – Mesures expérimentales de la capacité parasite en ajustant un modèle d’impulsion en supposant un modèle pour détecteur planaire PL38 (red 5.1) en mesure différentielle. En jaune, les résultats expérimentaux des détecteurs dans un mini-CRYOCUBE sans silice. En violet, l’estimation de  $C_p$  avec l’ajout de pièces de 1 mm d’épaisseur en verre de silice fondue sous les pistes en cuivre des voies de mesure d’ionisation.

$C_p$ [pF]	$\sigma_{\text{PL38}}$ [eVee]	$\sigma_{\text{FID38}}$ [eVee]
30	35	31
15	27	23
10	25	20

Table 6.4 – Résolutions obtenues avec le modèle de bruit développé pour les détecteurs PL38 en mesure différentielle. La température considérée est égale à  $T = 15$  mK et la fréquence d’échantillonnage est égale à  $f_s = 50$  kHz.

être que l’élasticité de la colle 3M467 permet une plus grande mobilité des pièces de verre. Étant donné que les pistes sont elles-même collées sur ces pièces en silice, un effet de bruit microphonique pourrait en résulter. Ce bruit apparaît quand une piste de lecture bouge par rapport à un potentiel électrique. Un niveau de sensibilité accru aux vibrations serait donc en mesure d’induire des raies correspondant à différents modes de vibration de chaque pièce de verre. L’enveloppe du bruit est également plus élevée en dessous de 1 kHz, ce qui peut être lié à la réduction de la capacité parasite qui induit une bande passante plus large mais aussi par un bruit thermique (Johnson) plus important lié à un problème de thermalisation des résistances.

La comparaison des impulsions moyennes (à droite), montre que l’utilisation de silice a augmenté la bande passante du signal, comme attendu. On obtient la réponse impulsionnelle du système en moyennant la réponse du détecteur à une énergie connue, typiquement 10.37 keV, car c’est l’énergie produite par la méthode de calibration. L’intérêt d’utiliser l’impulsion pour caractériser le circuit est qu’il est plus aisé d’estimer la bande passante de l’électronique sur le signal que sur le bruit. Or, nous avons montré que la bande passante des bruits thermiques est la même que celle du signal, donc la

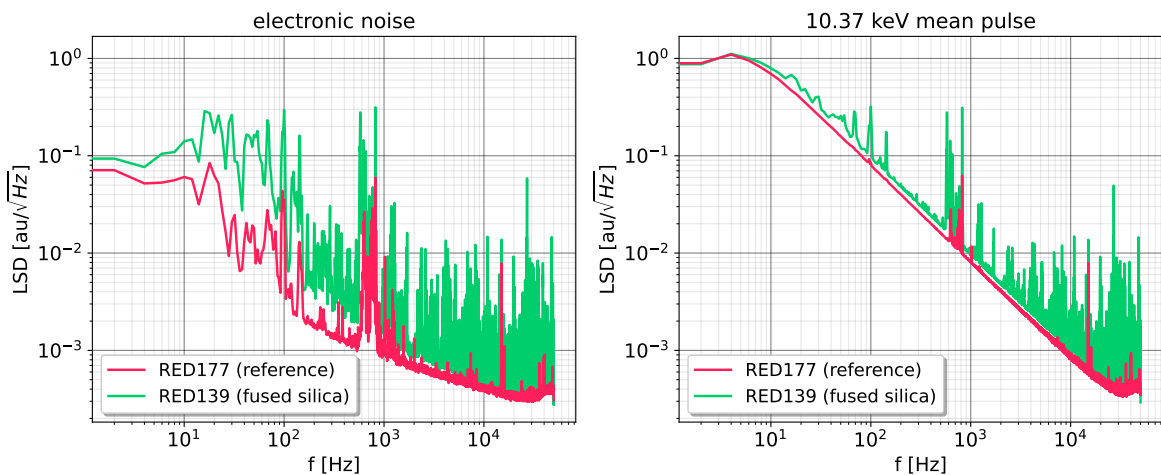


Figure 6.23 – **A gauche** : comparaison des niveaux de bruit relatifs avec (vert) et sans silice (rouge). **A droite** : comparaison des densités spectrales de puissance linéaires des impulsions de 10.37 keV. Les données sont analysées avec MPS Processing en configuration "diff + decor" à 50 kHz. Le courant de polarisation des HEMT dans les deux jeux de données est de  $I_{ds} = 150 \mu\text{A}$ . Les LSD sont normalisées par le plateau basse fréquence des impulsions (**droite**) pour s'affranchir du gain absolu.

forme de l'impulsion nous permet de contraindre des paramètres du modèle de bruit.

Le balayage des performances de trois détecteurs avec silice (RED129, RED139 et RED169) en fonction de  $I_{ds}$  et de  $T$  montre (voir la figure 6.24, à droite) que la résolution en énergie ne s'améliore plus en dessous de 100 mK. C'est une indication forte qu'il y a un problème de thermalisation des résistances. Sans la silice, la conductivité thermique entre les résistances et le support en cuivre est bien meilleure. En regardant les données de la figure 6.9, reportées sur la figure 6.24 pour simplifier la comparaison, nous voyons que la résolution diminue d'environ 4 eV entre 100 mK et 16 mK pour tous les détecteurs (RED177, RED227, RED237). L'évolution de la résolution avec le courant  $I_{ds}$  est très similaire avec et sans silice, ce qui suggère que l'excès de bruit ne vient pas d'un environnement plus bruyant. Si c'était le cas, le bruit d'environnement (perturbations électromagnétiques sur les câbles après l'amplification du HEMT), aurait moins d'impact sur le rapport signal/bruit à fort gain (donc fort  $I_{ds}$ ) qu'à faible gain car il n'est pas lui-même amplifié. C'est l'origine de la remontée de la résolution à faible  $I_{ds}$ . Or, jusqu'à  $150 \mu\text{A}$ , l'évolution est très similaire avec et sans silice, seul le niveau diffère. La différence de résolution s'explique principalement par l'excès de température.

Afin de diminuer encore la capacité parasite sans pour autant introduire les problèmes observés avec le RUN108 (microphonie, thermalisation) dans le détecteur, nous avons défini des améliorations qui sont encore en cours de réalisation. Nous avons identifié trois points d'action spécifiques. Le premier point consiste à remplacer la colle 3M467 par une colle epoxy rigide (araldite + durcisseur) à séchage lent. J'ai pour cela fabriqué des pièces de maintien en plastique acrylique à l'aide d'une machine de découpe laser mise à disposition par le FabLab du campus de l'université Lyon 1. Cette première solution permet d'augmenter la conductivité thermique entre le circuit imprimé et

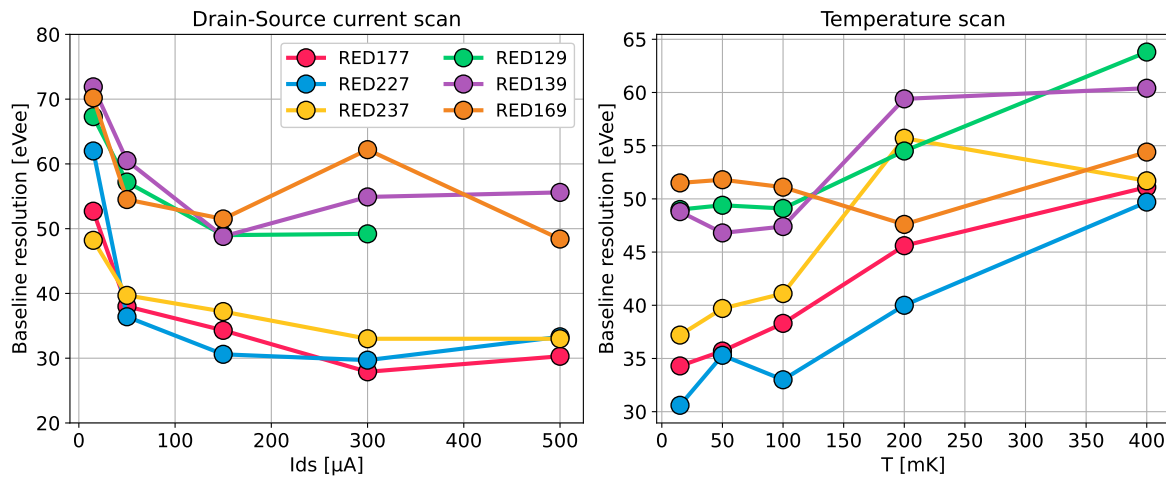


Figure 6.24 – Comparaison des balayages en  $I_{ds}$  et  $T$  avec (RED129, RED139 et RED169) fused silica et sans (RED177, RED227 et RED237).

le cuivre du support du détecteur. L'emploi d'une colle rigide permet également d'améliorer la tenue des connexions au fur et à mesure des cyclages thermiques, bien qu'elle demande plus d'étapes dans la fabrication des détecteurs. Le dessin du nouveau circuit imprimé 10 mK permettra également d'améliorer la conductivité thermique avec le support : le plan de masse est agrandi, et un grand nombre de via<sup>4</sup> et des ruptures thermiques ont été ajoutées. Ces dernières sont simplement des bondings réalisés en aluminium plutôt qu'en or à 10 mK, c'est-à-dire quand l'aluminium est supraconducteur (et donc un mauvais conducteur thermique). Nous pouvons voir leur emplacement en bleu à droite sur la figure 6.25 où l'on voit à gauche la version de circuit imprimé 10 mK actuelle (V7a) et à droite la nouvelle version en cours de production (V8a). Sur cette figure, les voies utilisées pour la mesure de charge sont représentées en rouge. Le circuit V7a ne permet pas de mesurer un détecteur FID car il n'y a pas assez d'entrées/sorties (seulement 14) pour placer toutes les résistances  $R_p$  et  $R_{fb}$  des quatre voies à 10 mK, ce qui est le cas avec 16 dans la nouvelle version V8a. Des modifications géométriques ont été réalisées pour minimiser la surface de cuivre. On cherche également à propager les signaux B et D le plus proche possible l'un de l'autre pour faciliter les traitements du signal ultérieurs ("diff" et "décor").

Le tableau 6.5 met en avant le fait que ce nouveau circuit imprimé devrait permettre de diminuer la capacité parasite de 20 %. Ce qui, en extrapolant les mesures de  $\mathcal{C}$  (voir la table 6.3), amène  $C_p$  à moins de 10 pF par voie, même sans silice. L'ajout de la silice la réduit encore, jusqu'à atteindre presque 3 pF. L'intégralité de la capacité parasite n'est pas due à ce circuit imprimé, mais cette réduction rendra plus aisée l'atteinte des objectifs de 10 pF de capacité parasite totale.

Aussi dans cette projection, on suppose que la silice remplit tout le volume sous le circuit imprimé. Or, la permittivité diélectrique  $\epsilon$  du vide étant bien meilleure que celle du quartz (1 contre  $\simeq 4$ ), nous avons eu l'idée de découper des rainures sous les passages des voies ionisation afin de ré-

4. connexions électriques transverses aux surfaces du circuit imprimé permettant de relier électriquement deux plans conducteurs

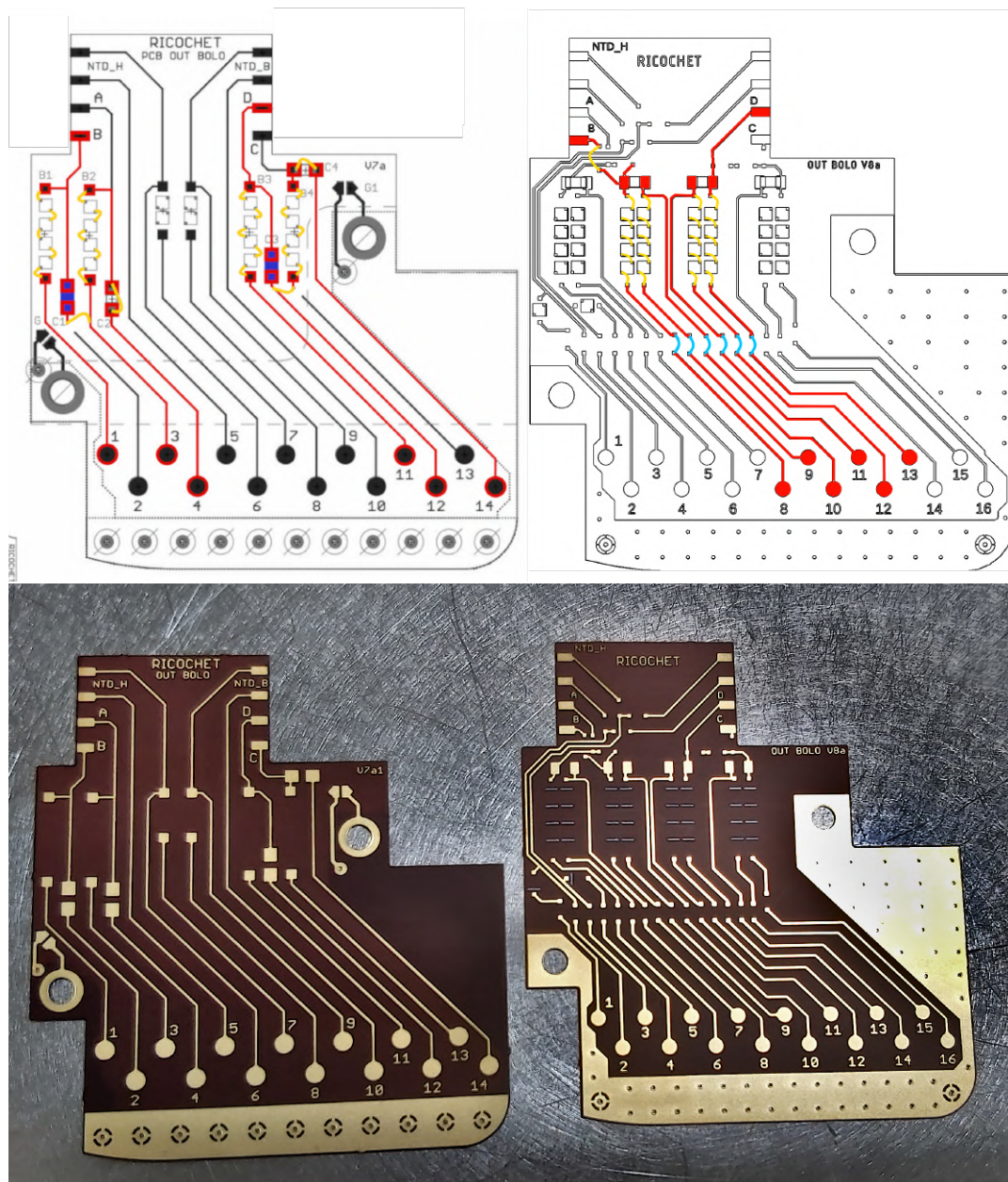


Figure 6.25 – **En haut, à gauche** : routage du circuit imprimé V7a utilisé pour le RUN109. **En haut, à droite** : nouveau routage, nommé V8a. On passe de deux voies ionisation (en rouge), à quatre voies. **En bas** : photographie des circuits imprimés correspondants.

Voie	Circuit V7a		Circuit V8a		Différence [%]	
	B	D	B	D	B	D
$S_{Cu}$ [mm <sup>2</sup> ]	32.52	38.53	26.00	32.20	-20.0	-19.6
$C_p$ (Cu) [pF]	14.56	17.06	7.79	8.15	-46.5	-52.2
$C_p$ (Silice) [pF]	6.47	5.70	3.03	3.18	-53.2	-44.2

Table 6.5 – Surface des pistes de cuivre pour les circuits imprimés V7a et V8a et capacités parasites associées avec et sans pièces de silice telles que présentées sur la figure 6.17. La colonne de droite donne la diminution relative entre la version V7a et V8a.

duire encore plus la capacité sans augmenter l'épaisseur de couche mais en diminuant la valeur de  $\epsilon$ . Le dessin de ces futures pièces n'est pas encore réalisé, la date prévue pour le rendu de ce document se situe à la moitié du mois d'Octobre 2023. Les premières mesures expérimentales du futur prototype de détecteur à ultra basse capacité sont attendues pour le printemps 2024. Si ces mesures sont concluantes et que cette technique permet de s'approcher des objectifs scientifiques de RICOCHET, l'architecture "ultra basse capacité" deviendra la norme des futurs détecteurs RICOCHET intégrés dans le CRYOCUBE.

## 6.4 Conclusion

Ce chapitre nous a montré l'évolution entre les premiers amplificateurs HEMT source commune à 10 mK et le mini-CRYOCUBE, démonstrateur technique du CRYOCUBE. Nous avons vu que l'électronique et les électrodes optimisées pour la mesure de charge nous ont permis d'atteindre des résolutions en énergie de l'ordre de 30 eVee, ce qui n'avait jamais été démontré avant avec des détecteurs en germanium à 10 mK. La résolution en énergie est aujourd'hui limitée par la valeur de la capacité parasite  $C_p$ . La stratégie mise en place pour atteindre l'objectif de 20 eVee de résolution (RMS) ligne de base imposé par les enjeux scientifiques a également été présentée. Nous avons démontré une stratégie innovante de réduction de la capacité parasite, qui a entraîné une réduction de  $C_p$  d'un facteur deux environ. En revanche, à cause d'une intégration défailante (mécaniquement et thermiquement) le niveau de bruit était plus élevé et la résolution en énergie s'en est trouvée dégradée. Renforcés par le retour d'expérience de cette première tentative et convaincus que l'approche proposée remplira ses objectifs, la réalisation d'une deuxième acquisition de données "ultra basse capacité" est en préparation. Les résultats finaux de ce projet de recherche et développement ne seront connus qu'au printemps 2024. Avant cela il faut également valider la stratégie de connexion des mini-CRYOCUBE entre eux : il faut assembler six mini-CRYOCUBE sur deux étages (chaque étage avec des connexions à 1 K et 10 mK) pour former un CRYOCUBE à sa masse nominale pour la première phase de RICOCHET. Un grand nombre d'étapes techniques restent à être franchies mais les résultats obtenus jusque là sont rassurants quant à la faisabilité technique et la possibilité physique d'atteindre les résolutions en énergie souhaitées.



# 7 Le projet de détecteur WIFI-KID

## 7.1 Introduction

Depuis une dizaine d'années de nombreux progrès ont été réalisés en radioastronomie millimétrique grâce aux détecteurs à inductance cinétique, les KID<sup>1</sup>. Ces derniers sont des détecteurs, qui, lorsqu'ils sont utilisés pour la détection de lumière, permettent d'atteindre une limite de sensibilité de l'ordre du bruit de photon. Cette technologie innovante, inventée en 2003 au Jet Propulsion Laboratory [70], est basée sur une propriété des supraconducteurs nommée l'inductance cinétique et notée  $L_k$ . Il s'agit d'un terme inductif variable qui dépend directement de la densité de paires de Cooper dans un supraconducteur. Cette technologie de détection est devenue courante en astronomie avec l'apparition de projets comme NIKA [155] et CONCERTO [134, 166]. Les KID sont l'objet d'un intérêt croissant pour les futures expériences de recherche d'événements rares. On peut citer notamment la détection directe de matière noire avec CDMS [89], la discrimination du fond pour la recherche de désintégration bêta sans neutrino  $\beta\beta 0\nu$  avec CALDER [58] ou encore la mesure du  $CE\nu NS$  à proximité de réacteurs nucléaires avec BULLKID [68].

Les KID sont des détecteurs pertinents pour les expériences de détection directe car, comme nous le verrons, ils sont faciles à multiplexer et permettent de concevoir des détecteurs segmentés de grande taille. Les projets de caméras astronomiques avec des KID, comme CONCERTO ou NIKA, ont déjà démontré la faisabilité d'opérer plusieurs centaines, et jusqu'à quelques milliers de KID avec une même ligne de lecture. L'étude d'événements rares requiert un seuil de détection le plus bas possible sans sacrifier la masse totale de matériau cible. Ainsi, en principe, atteindre des masses entre 10 et 100 kg semble possible à partir de cristaux cibles de quelques dizaines de grammes. L'objectif du projet de recherche et développement exploratoire WIFI-KID, est de démontrer la faisabilité d'un détecteur segmenté de l'ordre du kilogramme avec un seuil de détection  $\leq 100$  eV. Ce chapitre présente une synthèse des études et expériences réalisées ainsi que les pistes d'améliorations envisagées.

Dans cette section, nous verrons dans un premier temps les concepts de supraconductivité pertinents par rapport à ce projet. Nous discuterons ensuite de la façon dont ces concepts se traduisent en terme de circuit électronique et de grandeurs mesurées. Alors, nous verrons le dispositif expérimental et les résultats obtenus avec les différentes itérations de WIFI-KID. Pour finir, nous montrerons que la résolution a été améliorée d'un facteur 3 depuis le début du projet, et que des pistes pour aller plus loin en terme de compréhension pour atteindre de meilleures performances ont été identifiées.

---

1. pour *Kinetic Inductance Detectors* en anglais



## 7.2 Rappels sur la supraconductivité

Afin d'apporter au lecteur une vision précise sur le fonctionnement des détecteurs à inductance cinétique, nous allons effectuer quelques rappels sur la conductivité et la supraconductivité. Nous discuterons plusieurs modèles de conductivité pour les métaux classiques ainsi que pour les supraconducteurs afin d'arriver à la formulation de l'inductance cinétique.

### 7.2.1 Modèle de Drude

Le modèle de l'électron amorti, plus fréquemment appelé modèle de Drude [79] est un modèle simplifié permettant d'expliquer le phénomène de conduction électrique dans les métaux. Le modèle de Drude est une adaptation de la théorie cinétique des gaz et émerge lorsque l'on considère les électrons d'un métal comme des particules classiques et ponctuelles confinées à l'intérieur du volume défini par l'intégralité des atomes de l'échantillon. La conductivité électrique  $\sigma$  (en  $\text{S.m}^{-1}$ ) peut être vue comme le coefficient complexe liant la densité de courant et le champ électrique appliqué au conducteur  $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ . La notation vecteur ici indique le caractère spatial de ces grandeurs. Par simplicité d'écriture, on laissera souvent tomber la notation vectorielle pour traiter le cas unidimensionnel uniquement. On peut distinguer deux régimes de conduction : 1) le régime statique, décrit par l'équation 7.1, qui correspond au cas de la conduction en régime continu,  $\omega = 2\pi f = 0 \text{ rd.s}^{-1}$ . 2) le régime dynamique, dont la conductivité  $\sigma_n$  est décrite par l'équation 7.2, qui permet de représenter l'effet sur la conductivité d'une excitation harmonique du champ électrique  $\vec{E}$  de pulsation  $\omega$ .

$$\vec{J} = \sigma_0 \vec{E} \quad \text{avec} \quad \sigma_0 = \frac{n_n e^2 \tau}{m_e} \quad \text{et} \quad \vec{E} = E_0 \quad (7.1)$$

$$\sigma_n(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 - j\omega\tau} = \sigma_{1n} - j\sigma_{2n} \quad (7.2)$$

Dans ces équations,  $\sigma_0$  est la conductivité normale en régime statique. Cette dernière dépend de la densité de porteurs de charge dans le matériau  $n_n$ , la charge élémentaire  $e$ , le temps de parcours moyen entre deux collisions ioniques  $\tau$  ainsi que la masse de l'électron  $m_e$ . Pour l'aluminium :  $\sigma_0 \approx 10^8 \text{ } \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ ,  $n_n = 1.8 \times 10^{29}$  et  $\tau \approx 10^{-15} \text{ s}$ .

La conductivité normale en régime dynamique  $\sigma_n$  se décompose couramment entre un terme réel pur  $\sigma_{1n}$  et un terme imaginaire pur  $\sigma_{2n}$ . Le terme imaginaire caractérise un déphasage entre le champ appliqué et la réponse en courant induit par le fait que l'électron n'est pas de masse nulle et possède une inertie propre. On notera cependant que ce terme est très souvent négligé car pour des fréquences de l'ordre du GHz,  $\omega \simeq 10^{10} \text{ s}^{-1}$  est bien supérieur à la durée de libre parcours moyen  $\tau \simeq 10^{-15} \text{ s}$ ,  $\omega\tau \ll 1$ . Ce terme est donc dominé par la dynamique collisionnelle et non par l'inertie des électrons.

### 7.2.2 Modèle de London

En 1911, le physicien néerlandais Heike Kamerlingh Onnes découvre que certains matériaux, comme le plomb ou l'aluminium, possèdent un comportement particulier en dessous d'une certaine température. On appelle ce point de bascule : la température critique  $T_c$ . Sa valeur dépend du matériau étudié. Pour l'aluminium par exemple  $T_c = 1.17\text{K}$ . En dessous de cette température, ces matériaux semblent ne plus posséder de résistance électrique [143]. Suite à cette observation, les frères F. et H. London développent en 1935 un modèle macroscopique pour décrire l'électrodynamique d'un supraconducteur [121].

En particulier, un matériau en état de supraconductivité se caractérise par une conductivité parfaite et un diamagnétisme parfait. L'expression de la relation courant/excitation électrique, dans le cadre du modèle de London, est donnée par l'équation 7.3.

$$\frac{d\vec{J}_s}{dt} = \frac{n_s e^2}{m_e} \vec{E} \quad (7.3)$$

Cette expression est proche de celle obtenue pour un conducteur normal, mais cette fois on parle de densité de courant supraconducteur  $\vec{J}_s$  et de densité de porteurs de charge supraconducteurs  $n_s$ . En supposant une excitation électrique  $\vec{E} = E_0 \exp(j\omega t)$ , on peut exprimer la conductivité du supraconducteur  $\sigma_s$  selon la relation (7.4).

$$\sigma_s = -j \frac{n_s e^2}{\omega m_e} \quad (7.4)$$

On retrouve qu'en régime continu,  $\sigma_s|_{\omega \rightarrow 0} = \infty$  ce qui signifie que la résistance est nulle. Cette équation constitue la première équation de London.

La seconde caractéristique d'un supraconducteur, son diamagnétisme parfait, s'exprime selon la relation 7.7. Le terme diamagnétisme parfait décrit le phénomène selon lequel un matériau est capable de produire un champ magnétique opposé au champ qu'on lui applique. Un exemple spectaculaire de ce phénomène est la lévitation d'un aimant au dessus d'une pastille de supraconducteur à haute température [46]. Pour obtenir l'expression du champ d'excitation magnétique, ou champ d'aimantation,  $\vec{H}$ , on utilise les équations de Maxwell-Faraday (7.5), Maxwell-Ampère (7.6) et la première équation de London (7.3).

$$\text{Maxwell-Faraday} \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (7.5)$$

$$\text{Maxwell-Ampère} \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J}_s \quad (7.6)$$

En combinant ces trois équations où  $m_e$  est la masse d'un électron,  $\vec{J}_s$  le courant supraconducteur dans le matériau,  $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide,  $e$  la charge élémentaire,  $\vec{E}$  le champ

électrique et  $\vec{H}$  l'excitation magnétique, on trouve la seconde équation de London (7.7) qui fait apparaître la longueur de pénétration  $\lambda_L$  magnétique de London.

$$\nabla^2 \vec{H} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{H} \quad \text{avec} \quad \lambda_L = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 n_s e^2}} = \lambda_L(0) \quad (7.7)$$

La longueur de pénétration magnétique de London correspond à l'épaisseur de la surface du supraconducteur dans laquelle les courants supraconducteurs induisent un champ magnétique opposé au champ appliqué. Cette longueur s'exprime, par l'équation 7.7 en fonction de la perméabilité magnétique du vide  $\mu_0$ , de la densité de porteurs de charge supraconducteurs  $n_s$ , de la charge élémentaire  $e$  et de la masse des porteurs de charge  $m_e$ .

Cette longueur est une caractéristique propre à chaque matériau supraconducteur. Elle intervient dans plusieurs modèles de supraconductivité pour décrire leur conductivité. Pour l'aluminium on peut donner une valeur théorique de  $\lambda_L \approx 16$  nm. En pratique, la longueur de pénétration est définie de façon effective avec des expressions modifiées comme nous le verrons par la suite avec l'équation (7.17).

### 7.2.3 Modèle à deux fluides

Pour une description plus précise nous pouvons considérer un modèle microscopique d'un supraconducteur avec le modèle à deux fluides. Lorsqu'un supraconducteur atteint sa température critique de transition  $T_c$  sa population de porteurs de charge se scinde en deux. Certains restent des électrons solitaires, considérés comme des quasi-particules de densité  $n_{qp}$  et diffusant de manière usuelle avec des pertes (effet Joule). Tandis que d'autres s'appairent avec un gap d'énergie de  $2\Delta \approx 3.52k_b T_c$ , et forment ainsi ce que l'on appelle des paires de Cooper de densité  $n_s$ .

Ces deux populations et leurs effets ont conduit en 1934 les physiciens Gorter et Casimir à développer un modèle [91] prenant en compte les deux populations de porteurs de charges pour la transmission d'un courant électrique. On notera  $n$  la densité totale de porteurs de charge dans le matériau, de sorte qu'en définissant  $n_{qp} = n - n_s$  le modèle de Gorter et Casimir permet de définir la relation entre la densité de paires de Cooper  $n_s$  et la température de manière empirique avec l'équation (7.8).

$$\frac{n_s}{n} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 \quad (7.8)$$

A partir de cette équation et de l'équation (7.7) on peut exprimer  $\lambda_L$  en fonction de la température du supraconducteur et on obtient l'expression (7.9)

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}} = \lambda_L(0) \sqrt{\frac{n}{n_s(T)}} \quad (7.9)$$

Où la longueur de pénétration de London à  $T \rightarrow 0$  K s'écrit  $\lambda_L(0) = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 n_s(T=0) e^2}}$ , avec  $n_s(T=0) = n$  ce qui donne :

$$\lambda_L(T) = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 n_s(T) e^2}} \quad (7.10)$$

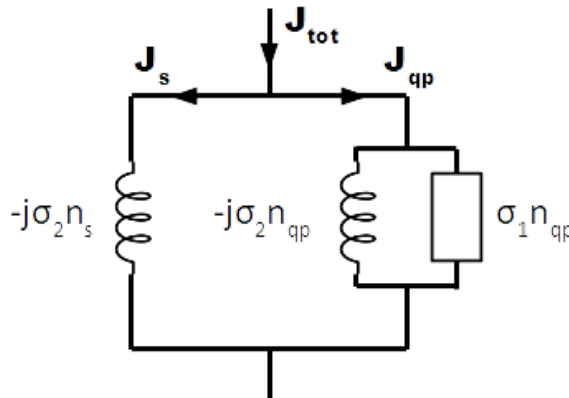


Figure 7.1 – Schéma de principe du modèle à deux fluides pour une unité de volume de supraconducteur. A gauche le chemin de courant lié à la population de paires de Cooper qui consiste en une inductance pure. A droite le chemin de courant des quasi-particules qui est constitué d'une résistance liée aux pertes classiques et d'une inductance pure qui est souvent négligeable par rapport aux pertes classiques.

Le modèle à deux fluides permet d'écrire la conductivité comme la somme des conductivités liées aux quasi-particules et aux paires de Cooper

$$\sigma = \sigma_{qp} + \sigma_s = \frac{n_{qp}}{n} \sigma_0 - j \frac{1}{\omega \mu_0 \lambda_L^2} \quad (7.11)$$

Avec  $\sigma_0$  provenant de l'équation (7.1). On retrouve alors une formulation très similaire au modèle de Drude avec une conductivité complexe  $\sigma = \sigma_1 + j\sigma_2$ . Le terme  $\sigma_0$ , quant à lui, montre que les propriétés de transport des quasi-particules dans un supraconducteur sont les mêmes que les électrons dans un conducteur standard. L'indice ( $n$ ) a disparu sur les  $\sigma_{1/2}$  car il s'agit ici, contrairement au modèle de Drude, de la contribution des porteurs de charge dans un supraconducteur et pas dans un métal normal. En utilisant les équations (7.8) et (7.11) nous pouvons obtenir la dépendance de la conductivité avec la température d'un supraconducteur à partir du modèle à deux fluides.

$$\sigma = \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 \sigma_0 - j \frac{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}{\omega \mu_0 \lambda_L(0)^2} \quad (7.12)$$

En explicitant les parties réelles et imaginaires :

$$\sigma_1 = \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 \sigma_0 \quad (7.13)$$

$$\sigma_2 = -\frac{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}{\omega \mu_0 \lambda_L(0)^2} \quad (7.14)$$

On peut alors remarquer que la conductivité dépend à la fois des propriétés physiques du supraconducteur ( $T_c, \sigma_0, \lambda_L(0)$ ) et de la température  $T$  mais aussi de la fréquence de l'excitation électrique dans le supraconducteur  $\omega = 2\pi f$ . En étudiant les ordres de grandeur, on trouve :

$$\sigma_2 \sim \frac{1}{10^{10} \times 10^{-6} \times 10^{-16}} \sim 10^{12} \quad (7.15)$$

Ce qui montre que contrairement aux métaux classiques, les supraconducteurs possèdent une inertie des porteurs de charge qu'il est possible de mesurer.

#### 7.2.4 Théories de Pippard et Mattis-Bardeen

La longueur de pénétration de London permet de caractériser la pénétration du champ magnétique dans un supraconducteur. Pour comprendre correctement la capacité d'un supraconducteur à rejeter un champ magnétique (diamagnétisme), il est nécessaire de comparer cette longueur de pénétration  $\lambda_L$  avec une autre longueur caractéristique : la longueur de cohérence  $\xi_0$  qui caractérise l'extension d'une paire de Cooper et est définie par l'équation (7.16).

$$\xi_0 = \frac{0.18 \hbar \nu_F}{k_b T_c} \quad (7.16)$$

Avec  $\nu_F$  la vitesse de Fermi, définie par  $\nu_F = \sqrt{2E_F/m_e}$  où  $E_F$  est l'énergie de Fermi, et  $\hbar = h/(2\pi)$ . En 1953 Pippard étudia le cas limite où  $\xi_0 \gg \lambda_L$  et définit la longueur de pénétration effective  $\lambda_{\text{eff}}$  avec l'équation (7.17) [147]. C'est le cas de l'aluminium, avec  $\xi_0 = 1600\text{nm}$  et  $\lambda_L = 16\text{ nm}$  [106], dont la longueur de pénétration effective se trouve être de  $\lambda_{\text{eff}} \simeq 48.3\text{ nm}$ .

$$\lambda_{\text{eff}} = 0.65 (\lambda_L(T)^2 \xi_0)^{\frac{1}{3}} \quad (7.17)$$

En fonction des situations, c'est cette longueur de pénétration effective qu'il faut considérer et non la longueur de London directement. L'approche de Pippard fut par la suite formulée d'après la théorie BCS (Bardeen, Cooper, Shrieffer) [40]. Cette nouvelle formulation amène aux intégrales de Mattis-Bardeen pour les parties réelles et imaginaires de la conductivité. Ces dernières, dans des conditions typiques pour les détecteurs à inductance cinétique ( $\hbar\omega, k_b T \ll \Delta$ ), permettent d'obtenir les équations simplifiées suivantes :

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_n} \approx \frac{2\Delta}{\hbar\omega} e^{-\frac{\Delta_0}{k_b T}} K_0\left(\frac{\hbar\omega}{2k_b T}\right) \left[2 \sinh\left(\frac{\hbar\omega}{2k_b T}\right)\right] \quad (7.18)$$

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_n} \approx \frac{\pi\Delta}{\hbar\omega} \left[1 - 2e^{-\frac{\Delta_0}{k_b T}} e^{-\frac{\hbar\omega}{2k_b T}} I_0\left(\frac{\hbar\omega}{2k_b T}\right)\right] \quad (7.19)$$

où  $I_0$  et  $K_0$  sont des fonctions de Bessel modifiées, respectivement du premier et du second ordre.  $\Delta_0$  quand à lui désigne la valeur du gap supraconducteur pour une température de 0 K, dans le régime de température dans lequel on se trouve ( $T \ll T_c$ ),  $\Delta_0 \approx \Delta$ .

Ces expressions nous permettent d'obtenir le rapport de la partie réelle et imaginaire de la conductivité en état supraconducteur  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  respectivement sur la conductivité du matériau dans un état de conductivité classique, c'est à dire pour une température  $T > T_c$ . Pour mieux se représenter ces grandeurs on peut étudier les cas limites suivants en se basant sur [78] :

$$T \ll T_c \implies \sigma_1/\sigma_n \rightarrow 0, \quad \sigma_2/\sigma_n \neq 0 \quad (7.20)$$

$$T \gg T_c \implies \sigma_1/\sigma_n \approx 1, \quad \sigma_2/\sigma_n \rightarrow 0 \quad (7.21)$$

Ce résultat sur le comportement limite des équations est rassurant par rapport à notre intuition. A haute température, par rapport à  $T_c$ , la composante imaginaire de la conductivité est nulle ce qui signifie que la conductivité totale du matériau est purement réelle et égale à la conductivité décrite dans le modèle de Drude  $\sigma_n \approx \sigma_{1n}$  (on rappelle que la diffusion des électrons rend  $\sigma_{2n}$  négligeable devant  $\sigma_{1n}$ ). Dans le cas où  $T \ll T_c$  on a une conductivité principalement imaginaire. C'est cette conductivité imaginaire  $\sigma_2$  qui est exploitée par les détecteurs à inductance cinétique.

### 7.2.5 Inductance cinétique

L'inductance cinétique est une caractéristique interne de chaque conducteur provoquée par l'inertie des porteurs de charge. Comme nous l'avons vu, pour un conducteur classique, le temps de diffusion des porteurs de charge est tellement court que l'inductance cinétique n'est pas significative. Ce qui n'est pas le cas pour un supraconducteur à une température inférieure à sa température critique de part la contribution de  $n_s$  qui n'est pas présente dans le cas d'un conducteur normal.

Pour se représenter de manière plus précise ce qu'est l'inductance cinétique au sein d'un supraconducteur on peut étudier le stockage de l'énergie dans ce type de matériaux. Lorsque l'on applique un champ électrique  $E = E_0 \exp(i\omega t)$  à un échantillon supraconducteur, l'énergie déposée se stocke sous forme magnétique  $E_m$  et cinétique  $E_c$ . La capacité d'un supraconducteur à stocker de l'énergie magnétique provient de la géométrie du supraconducteur et s'exprime comme :

$$E_m = \int_V \frac{\mu_0 H^2}{2} dV = \frac{1}{2} L_{géo} I^2 \quad (7.22)$$

où  $L_{géo}$  représente une inductance d'origine uniquement géométrique et  $I$  le courant électrique qui le traverse. Dans un supraconducteur les électrons se déplacent sans résistance et ne sont donc pas diffusés. Ainsi, si le champ varie dans le supraconducteur les électrons vont répondre avec un certain délai à cause de leur vitesse due à l'absence de résistance. Ce délai est l'origine de l'inductance cinétique qui s'exprime par :

$$E_{cin} = \int_V \frac{m_e n_s v_0^2}{2} dV = \frac{m_e}{2n_s e^2} \int_V J_s^2 dV = \frac{1}{2} L_{cin} I^2 \quad (7.23)$$

Dans le cas d'un supraconducteur d'épaisseur  $d \ll \lambda_L$ , l'inductance par carré s'exprime comme :

$$L_{cin} = \frac{m_e}{n_s e^2 d} = \frac{\mu_0 \lambda_L^2}{d} \quad [\text{pH}/\square] \quad (7.24)$$

où la notation  $./\square$  signifie *par carré* (de métal), c'est une unité qui n'a pas de dimension et est communément utilisée pour les couches minces. Lors d'une élévation de température engendrée par l'interaction d'une particule, les phonons produits entraînent une diminution de la densité de paire de Cooper  $n_s$ , ce qui augmente l'inductance cinétique. C'est à travers ce processus qu'il est possible d'estimer l'énergie déposée dans un détecteur à inductance cinétique.

## 7.3 Réponse électrique

Dans la partie précédente nous avons discuté différents modèles de supraconductivité pour retracer l'historique de l'évolution des concepts théoriques qui ont mené au développement des KID. Nous avons vu comment il était possible de modéliser la conductivité d'un supraconducteur en couche mince. Néanmoins, dans la plupart des situations, la conductivité complexe n'est pas accessible directement. La grandeur qui est sondée est l'impédance de surface complexe notée  $Z_s$  et définie par :

$$Z_s = R_s + j\omega(L_k + L_{géo}) \quad (7.25)$$

où  $R_s$  et  $L_k$  sont la résistance résiduelle et l'inductance cinétique et  $L_{géo}$  l'inductance d'origine géométrique. Dans cette section nous verrons comment, à partir de la conductivité complexe il est possible d'obtenir la fonction de transfert d'un résonateur supraconducteur.

### 7.3.1 Impédance de surface

Le calcul de l'impédance de surface n'est pas une chose aisée dans le cas général et requiert le plus souvent des méthodes numériques. Nous pouvons retenir que dans un régime de petites variations, la variation relative d'impédance de surface est proportionnelle à la variation relative de la conductivité avec un facteur de proportionnalité compris entre -1 et -1/3 [87].

Plus de détails sur ces calculs peuvent être obtenus dans le livre [148]. Pour mesurer l'inductance cinétique il faut définir une géométrie adaptée à sa mesure. Dans ce chapitre nous étudierons une unique géométrie de résonateur en couche mince présentée sur la figure 7.2 ci-dessous.

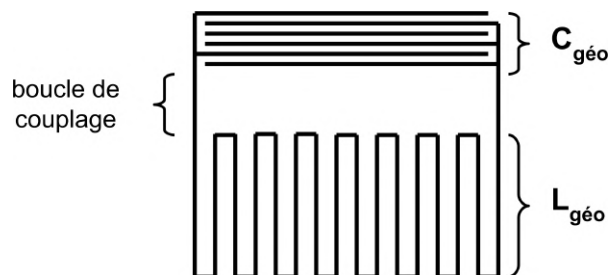


Figure 7.2 – Schéma d'une géométrie particulière de résonateur en couche mince avec les parties capacitive et inductive indiquées sur le schéma. La boucle de couplage importante est une caractéristique du résonateur du WIFI-KID, comme nous le verrons par la suite.

Cette géométrie permet d'induire une capacité  $C_{géo}$  et une inductance  $L_{géo}$  constantes. Le matériau supraconducteur devient alors résonateur supraconducteur, modélisable au premier ordre par un circuit LC. Nous allons donc maintenant voir comment le modéliser, en pratique, et en se basant sur le concept d'inductance cinétique variable qui va ajouter un terme supplémentaire à l'inductance du résonateur lorsque celui-ci sera porté en dessous de sa température critique.

### 7.3.2 Matrice S et fonction de transfert

Dans le cas général, on peut modéliser le résonateur par une admittance  $Y = Z_{eq}^{-1}$ , avec  $Z_{eq}$  l'impédance équivalente du résonateur couplé, et résoudre le problème de transmission électrique défini par le schéma 7.3 ci-dessous :

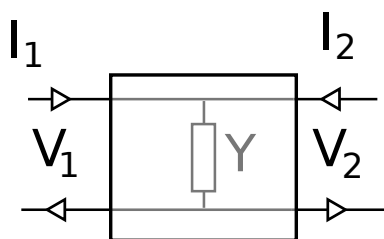


Figure 7.3 – Modèle d'admittance sur une ligne de transmission pour un quadripôle.

Source : Raminagrobis, CC BY-SA 4.0, via Wikimedia Commons

Dans ce formalisme, la relation entre les tensions  $V_1$ ,  $V_2$  et les courants  $I_1$ ,  $I_2$  est donnée par la matrice ABCD définie selon l'équation (7.26)

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_2 \\ -I_2 \end{pmatrix} \quad (7.26)$$



Dans le cas du modèle d'admittance présenté sur la figure 7.3, on trouve les équations (7.27) et (7.28) suivantes :

$$V_1 = AV_2 - BI_2 \quad [\text{équipotentielle : } V_1 = V_2] \implies A = 1, B = 0 \quad (7.27)$$

$$I_1 = CV_2 - DI_2 \quad [\text{lois d'Ohm : } I_1 = YV_2 - I_2] \implies C = Y, D = 1 \quad (7.28)$$

soit :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ Y & 1 \end{pmatrix} \quad (7.29)$$

Le formalisme de la matrice ABCD est intéressant car il est facile à poser mais ne prend pas en considération l'impédance de ligne  $Z_0$ , qui peut avoir un impact non négligeable.

Pour ce faire on peut utiliser le formalisme de la matrice S qui fait intervenir des coefficients  $a_i$  et  $b_i$  correspondant aux amplitudes incidentes et réfléchies sur l'entrée et la sortie du quadripôle tel que représenté sur la figure 7.4.

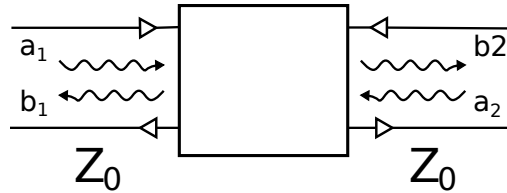


Figure 7.4 – Schéma de principe des coefficients de diffusion de la matrice S qui caractérise un quadripôle micro-onde.

Source : Raminagrobis, CC BY-SA 4.0gi, via Wikimedia Commons.

En particulier le paramètre  $S_{21}$  de cette matrice S correspond au rapport  $b_2/a_1$  qui est directement lié à la puissance électrique transmise à travers le composant, donc le résonateur supraconducteur. Pour exprimer ce terme en fonction de la matrice ABCD on peut utiliser la référence [83] qui donne toutes les conversions entre les différentes représentations possibles d'un quadripôle dans un cadre général. En considérant que la ligne de transmission possède une impédance caractéristique  $Z_0$  réelle et qu'elle est égale entre les deux ports du système, on trouve [83] :

$$S_{21} = \frac{2Z_0}{AZ_0 + B + CZ_0^2 + DZ_0} \quad (7.30)$$

$$S_{21} = \frac{2}{2 + YZ_0} = \frac{1}{1 + \frac{Z_0}{2Z_{eq}}} \quad (7.31)$$

Cette relation permet d'exprimer de façon générale le coefficient de transfert  $S_{21}$  en fonction de l'impédance équivalente du résonateur  $Y = Z_{eq}^{-1}$ . Nous appellerons le coefficient  $S_{21}$  "fonction de transfert" du résonateur dans la suite de ce chapitre. L'expression de  $S_{21}$  pour un dispositif spécifique fait intervenir un certain nombre de paramètres qui dépendent du choix de modélisation. Pour plus

de détails, sur la manière d'exprimer l'admittance  $Y$  pour un type de résonateur donné, j'encourage le lecteur ou la lectrice à se référer à [77]. Néanmoins, sans faire les calculs détaillés, et maintenant que nous avons une vision générale des KID, nous pouvons discuter de la signification de grandeurs qui seront utilisées pour caractériser nos détecteurs : les facteurs de qualité.

### 7.3.3 Résonateur et facteur de qualité

Pour comprendre l'origine des facteurs de qualité, nous pouvons considérer la figure 7.5 sur laquelle on observe une géométrie de résonateur en couche mince à gauche et son schéma électrique équivalent à droite.

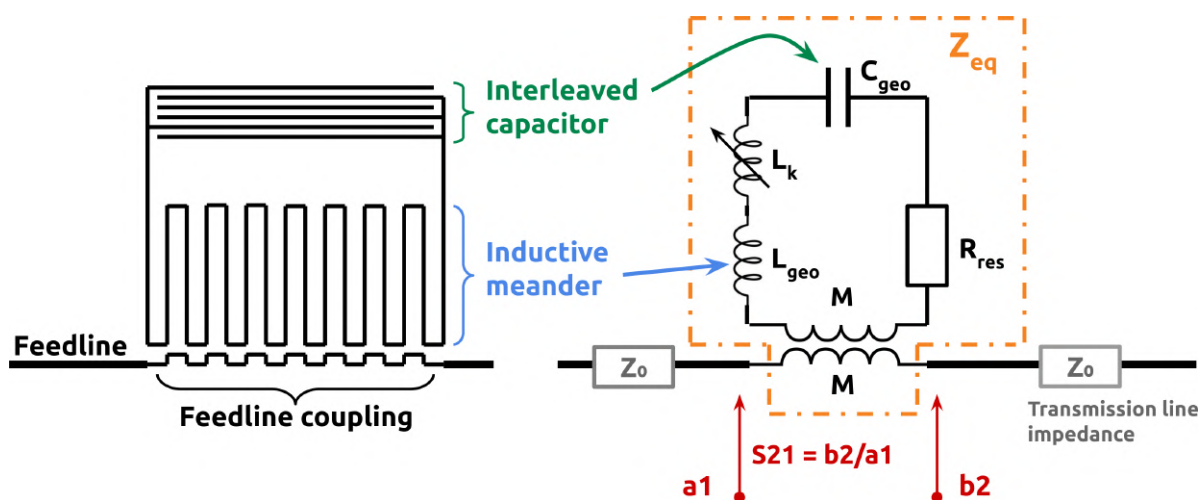


Figure 7.5 – Schéma d'un résonateur supraconducteur en couche mince, composant central des détecteurs à inductance cinétique. **A gauche** : représentation géométrique d'un type de résonateur dit *Lumped Element*. **A droite** : son schéma électrique équivalent avec  $L_k$  qui dépend du dépôt d'énergie dans le supraconducteur.

A partir de ce schéma, il est possible d'exprimer l'impédance équivalente de ce système oscillant avec l'équation (7.32). On notera que le couplage entre la ligne d'excitation et le résonateur est négligée dans ce calcul simplifié. L'impact du couplage, souvent considéré capacitif, sur la fréquence de résonance et les propriétés du résonateur est discuté dans [77].

$$Z_{eq} = R_{res} + \frac{1}{jC_{géo}\omega} + jL_{tot}\omega = R_{res} + j\omega L_{tot} \left( \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2} \right) \quad (7.32)$$

La pulsation de résonance  $\omega_0$  s'obtient en annulant la partie imaginaire de  $Z_{eq}$ . Le calcul donne l'équation (7.33) ci-dessous :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{L_{tot}C_{géo}}} \quad (7.33)$$

soit une fréquence de résonance  $f_0 = \omega_0/2\pi$ . Dans le cas limite où  $\Delta\omega \ll \omega$ , il est possible de définir l'écart de pulsation par rapport à la résonance  $\Delta\omega \equiv \omega - \omega_0$ . Ce qui permet d'écrire le développement limité (7.36) :

$$\omega^2 - \omega_0^2 = (\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0) \quad (7.34)$$

$$= \Delta\omega(2\omega - \Delta\omega) \quad (7.35)$$

$$\approx 2\omega\Delta\omega \quad (7.36)$$

En injectant l'équation (7.36) dans l'équation (7.32), on obtient une expression simplifiée pour  $Z_{eq}$  au voisinage de la résonance avec l'équation (7.37) ci-dessous et que l'on peut écrire en fonction du facteur de qualité interne du résonateur  $Q_i$  :

$$Z_{eq} \approx R_{res} + 2jL_{tot}\Delta\omega \quad (7.37)$$

$$\approx R_{res} \left( 1 + 2j \frac{Q_i \Delta\omega}{\omega_0} \right) \quad (7.38)$$

Le facteur de qualité intrinsèque représente la capacité du détecteur à conserver l'énergie qui lui est transmise et est définie par l'équation (7.39) suivante :

$$Q_i = \omega_0 \frac{\text{énergie stockée}}{\text{puissance dissipée}} = \frac{1}{R_{res}} \sqrt{\frac{L_{géo} + L_k}{C_{géo}}} \quad (7.39)$$

On peut également définir  $Q_l$  et  $Q_c$  qui correspondent respectivement aux facteurs de qualité total et de couplage qui sont reliés au facteur de qualité intrinsèque  $Q_i$  par la relation (7.40)

$$\frac{1}{Q_l} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_i} \quad (7.40)$$

Le facteur de qualité de couplage provient du couplage capacitif entre le résonateur et la ligne d'excitation, il traduit le fait qu'une partie de l'énergie est stockée et que de la puissance est dissipée. Sa valeur dépend principalement de la fréquence, de la constante diélectrique de l'isolant entre la piste d'excitation et le résonateur lui-même et surtout la distance entre le résonateur et cette piste d'excitation.

Pour une compréhension fine des phénomènes de couplage, et des régimes de couplages d'un résonateur micro-onde avec une ligne d'excitation je recommande la lecture de l'ouvrage [149] qui se trouve être très complet sur cette thématique.

### 7.3.4 Fonction de transfert d'un KID

Nous venons de voir comment exprimer le coefficient de transfert  $S_{21}$  à partir de l'impédance équivalente du résonateur couplé à sa piste de lecture. Nous avons vu comment faire apparaître le facteur de qualité intrinsèque et nous avons introduit de façon empirique l'existence du facteur de qualité de couplage. Nous allons maintenant discuter des paramètres dont dépendent les expres-

sions de  $S_{21}$  obtenues en considérant un modèle d'impédance équivalente plus complet que celui qui a été donné par l'équation (7.32).

De façon totalement générale, on peut exprimer la fonction de transfert du résonateur,  $S_{21}$ , comme une grandeur complexe dépendante de la fréquence d'excitation. Elle se décompose en une composante réelle, appelée "I" pour "*In phase component*", et en une composante en quadrature de phase, "Q" pour "*Quadrature component*". Comme les propriétés du résonateur, et en particulier les facteurs de qualité associés, dépendent de la température,  $S_{21}$  dépend donc également de la température. Formellement on peut écrire l'équation générale (7.41) où la température  $T$  désigne une température effective vue par le résonateur, qui comme nous verrons plus loin est un détecteur athermique.

$$S_{21}(T, f) = I(T, f) + jQ(T, f) \quad (7.41)$$

On peut exprimer le coefficient de transmission complexe  $S_{21}$  d'un KID idéal avec l'expression (7.42) [87]. Celle-ci fait intervenir les facteurs de qualité et le désaccord de fréquence relatif  $\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{f(T) - f_0}{f_0} = \frac{\Delta\omega}{\omega_0}$  avec  $f_0$  la fréquence de résonance à très basse température (c'est à dire la fréquence de résonance lorsque  $n \sim n_s$  ou  $T \ll T_c$ ). Le terme  $\phi_0$  permet de tenir compte d'une adaptation d'impédance qui ne serait pas parfaite au niveau des interfaces et composants connectés sur la ligne de lecture.

$$S_{21} = 1 - \frac{Q_l/Q_c \cdot e^{j\phi_0}}{1 + 2iQ_l \frac{\Delta f}{f_0}} \quad (7.42)$$

Pour tenir compte d'effets liés au dispositif expérimental, plusieurs chercheurs ont proposé des modèles plus avancés, comme celui proposé par [150]. Ce modèle est celui qui est utilisé pour caractériser les résonateurs des détecteurs WIFI-KID et est présenté dans l'équation (7.43). Il est valide pour des puissances d'excitation injectées suffisamment faibles pour ne pas induire de non-linéarité dans la réponse du résonateur, ce qui se traduirait par une asymétrie de la résonance.

$$S_{21} = z_0 e^{-2\pi i f \tau} \left( 1 - \frac{Q_l/Q_c \cdot e^{j\phi_0}}{1 + 2jQ_l \frac{\delta f}{f_0}} \right) \quad (7.43)$$

Ce modèle intègre deux nouveaux paramètres : 1) un nombre complexe  $z_0$  ( $z_0 = a e^{j\theta_0}$ ) pour tenir compte d'une transformation affine dans le plan complexe lié à la chaîne de lecture, et 2) un paramètre  $\tau$  qui permet de caractériser la phase induite par la propagation des signaux sur la ligne de lecture. Il s'agit de paramètres libres additionnels à ajuster aux données lors de la caractérisation du détecteur et de son ou ses résonateurs. D'autres modèles encore plus avancés ont été proposés pour améliorer la description de la réponse d'un KID lorsque la puissance d'excitation/de lecture est telle que l'on peut observer une asymétrie de la résonance. Ce cas peut-être pertinent à traiter car à haute puissance d'excitation/lecture le signal du résonateur est souvent plus important et donc le rapport signal sur bruit aussi. Le plus complet d'entre eux est probablement le modèle proposé par

les membres du projet de recherche et développement CALDER [59]. Mais ce modèle va au-delà des besoins actuels de caractérisation du WIFI-KID et ne sera pas discuté dans ce manuscrit.

### 7.3.5 Simulation de la réponse d'un résonateur

Nous pouvons représenter la réponse de la fonction  $S_{21}$  en fonction d'un décalage en fréquence ou d'une variation en température. L'évaluation numérique de l'expression (7.42) avec les paramètres résumés dans le tableau 7.1 est représentée sur la figure 7.6. Sur cette figure on peut voir en bleu la réponse à un changement de fréquence d'excitation et en rouge la réponse du détecteur en fonction de la température du supraconducteur.

$f_0$	$\phi_0$	$Q_l$	$Q_c$	$\alpha = L_k/L_{\text{tot}}$	$N_0$	$T_c$	$\Delta$
1 GHz	0 rd	$10^5$	$10^5$	0.35	$1.72 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$	1.46 K	$1.76k_bT_c \text{ eV}$

Table 7.1 – Paramètres utilisés pour simuler numériquement la fonction  $S_{21}$  à une variation de fréquence ou de température présentée dans la figure 7.6

Cette simulation est un cas idéalisé de la réponse expérimentale que l'on mesurerait avec un KID. Néanmoins elle permet de comprendre la réponse électrique du détecteur. D'abord on voit que la réponse décrit un cercle dans le plan complexe. Ce cercle coupe l'axe des abscisses en deux points : (0,0) et (0,1). Le point à l'origine du repère correspond à la résonance du circuit  $\Delta f = f - f_0 = 0$ . Le point en (I,Q) = (0,1), est le point hors résonance qui est atteint asymptotiquement en s'éloignant de la résonance.

Pour caractériser la trajectoire dans le plan complexe, on peut utiliser deux paramètres : l'amplitude et la phase décrites respectivement par les équations (7.44) et (7.45).

$$|S_{21}| = \sqrt{(Q - Q_c)^2 + (I - I_c)^2} \quad (7.44)$$

$$\phi = \arctan\left(\frac{Q - Q_c}{I - I_c}\right) \quad (7.45)$$

Avec  $I_c$  et  $Q_c$ <sup>2</sup> des coordonnées de référence. Dans ce cas d'illustration j'ai choisi  $(I_c, Q_c) = (0, 0)$  afin d'avoir une amplitude comprise entre 0 et 1. Le diamètre du cercle étant directement égal au rapport  $Q_l/Q_c$ , dans notre cas on retrouve bien un diamètre de 1 et on comprend que la mesure de  $S_{21}$  permet d'extraire les caractéristiques du résonateur directement. Nous verrons également, dans la suite du chapitre, que pour calibrer des données expérimentales il est parfois commode de définir d'autres coordonnées de référence  $(I_c, Q_c)$ .

Cette figure 7.6 montre que la réponse maximale en phase du détecteur,  $\frac{d\phi}{df}$ , est atteinte quand la fréquence d'excitation est égale à la fréquence de résonance propre du résonateur. La largeur du pic de résonance est directement reliée à la pente de la phase en fonction de l'écart en fréquence  $\Delta f$  et

2. Attention, la notation  $Q_c$  est proche de  $Q_c$  mais les concepts ne doivent pas être confondus.

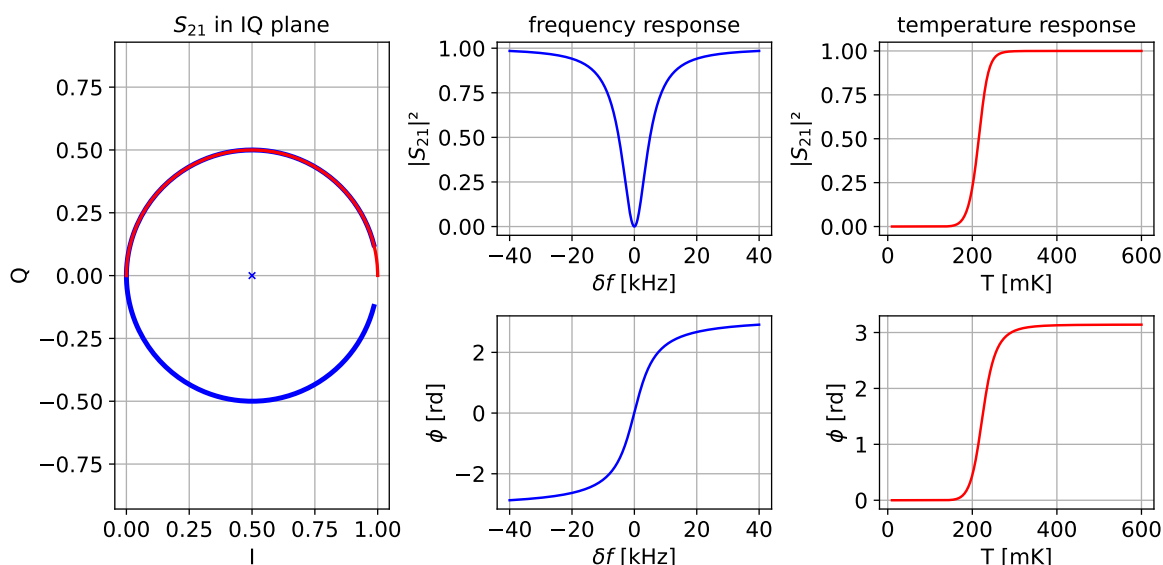


Figure 7.6 – Résultat de la simulation du signal attendu pour un KID dans deux situations : (en bleu) à  $T$  fixé et en variant la fréquence d’excitation  $f$ . (en rouge) à fréquence d’excitation  $f$  fixée et en variant la température  $T$  du supraconducteur.

dépend du facteur de qualité total  $Q_i$  du système. Plus le facteur de qualité est grand plus le pic sera fin et la sensibilité en phase pour une variation en fréquence sera grande mais aussi plus la réponse du détecteur sera lente comme nous le verrons plus loin avec l’équation (7.50).

Le point important est de constater que nous pouvons définir une équivalence entre le décalage en fréquence et le décalage en température. Ceci permet d’obtenir une calibration in-situ de l’énergie thermique équivalente absorbée dans le résonateur. L’idée est de dire que si la réponse en phase à un dépôt d’énergie connue est de 2 rd (par exemple) alors il faudrait une température de  $\sim 220$  mK pour produire autant de quasi-particules dans le résonateur que cet événement. Or, si on connaît l’énergie réellement déposée dans le substrat, alors on peut estimer la quantité d’énergie effectivement absorbée dans le résonateur et définir une efficacité d’absorption d’énergie.

### 7.3.6 Multiplexage

Nous avons vu dans les sous-sections précédentes le fonctionnement d’un détecteur KID et en particulier de son résonateur supraconducteur. Nous allons voir maintenant comment utiliser cette technologie pour développer un détecteur segmenté comportant un grand nombre de résonateurs. Le principe est très simple, chaque résonateur possède sa propre fréquence de résonance  $f_0$  qui dépend principalement de deux facteurs géométriques : une capacité et une inductance électrique. On peut donc modifier la géométrie de la partie capacitive pour modifier la fréquence propre d’un résonateur, comme illustré sur la figure 7.7. Néanmoins pour lire plusieurs résonateurs sur la même ligne de lecture il faut respecter deux contraintes : d’abord il faut que les fréquences de résonances de ces derniers soient assez différentes pour ne pas se superposer. Ensuite, il faut que la fréquence

propre des résonateurs soit compatible avec l'électronique de lecture (typiquement entre 500 MHz et 10 GHz). Chaque senseur n'est sensible qu'à la composante du signal d'excitation proche de sa fréquence de résonance et sa réponse se produira également proche de cette fréquence  $f_0$ . Ceci fait qu'il est possible d'isoler chacun des résonateurs dans le domaine fréquentiel pour séparer l'information de tous les détecteurs placés sur une même ligne de lecture. On appelle cette technique le multiplexage fréquentiel.

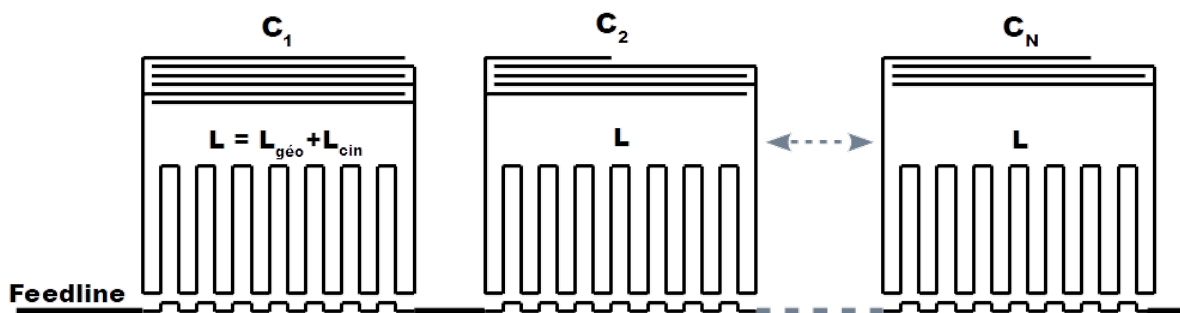


Figure 7.7 – Principe du multiplexage des KID sur une même piste d'excitation. Les capacités électriques de chaque résonateur sont différentes pour une même inductance, ce qui entraîne des fréquences de résonances différentes.

Le nombre de résonateurs que l'on peut placer sur la même ligne de lecture dépend de la finesse des pics de résonance qui est directement liée au facteur de qualité total. Plus le facteur de qualité est grand, plus il est facile d'ajouter des KID sur une même plage en fréquence. Comme nous l'avons abordé au cours de l'introduction de ce chapitre, il a déjà été démontré des dispositifs de caméra astronomique possédant plusieurs centaines de résonateurs, au moins, sur la même ligne de lecture. La photographie présentée sur la figure 7.8 (à droite) montre un réseau de pixels d'un prototype de caméra basée sur des KID vu à travers une binoculaire. La piste de lecture alimentant tous les résonateurs est visible dans la partie sombre de l'image et nous pouvons voir que leur capacité géométrique (au sommet de chaque résonateur) diffère d'un pixel à un autre.

Un exemple de balayage en fréquence très large obtenu par les membres du projet CALDER sur des détecteurs KID permet d'illustrer le multiplexage fréquentiel de quatre détecteurs à inductance cinétique.

## 7.4 Dispositif expérimental

Nous avons vu les concepts théoriques et introduit les grandeurs nécessaires à la compréhension du détecteur WIFI-KID que nous allons décrire maintenant. D'abord nous parlerons des processus de dépôt d'énergie dans un résonateur supraconducteur pour comprendre la formation du signal physique mesuré. Nous discuterons ensuite du support mécanique et de la simulation électromagnétique du système complet avec le logiciel SONNET qui nous a montré que le principe pouvait fonctionner. Après cela nous verrons la chaîne de mesure et de traitement des données mise en oe-

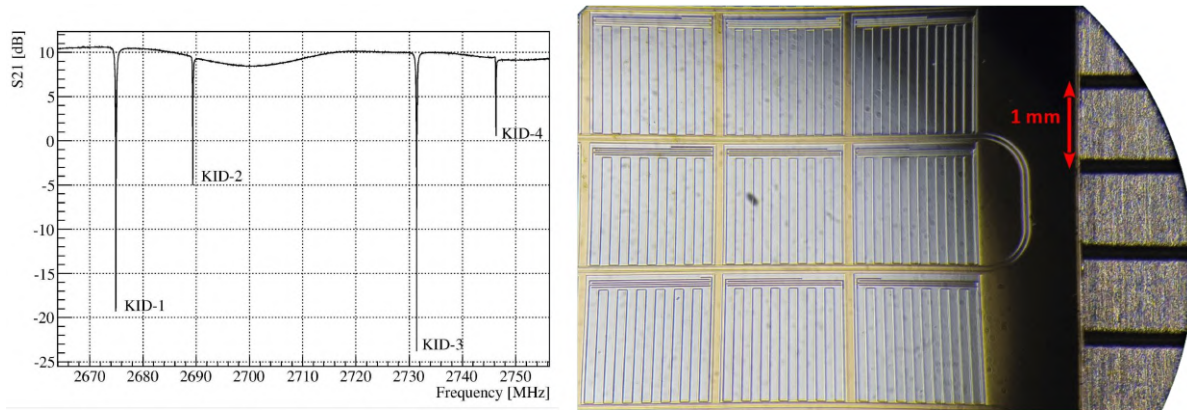


Figure 7.8 – **A gauche** : balayage large en fréquence d'une piste d'excitation couplée à quatre KID dont le nom est annoté sur leurs résonances respectives. Source de l'image : <https://www.roma1.infn.it/exp/calder/new/project.php>. **A droite** : photographie d'un réseau de résonateurs observé avec un microscope binoculaire. On remarque une digitation différente pour chaque résonateur qui est un signe de pulsations (fréquences) de résonance différentes, nécessaires pour le multiplexage en fréquence.

vre pour l'obtention des résultats expérimentaux qui seront discutés dans la toute dernière partie de cette section.

### 7.4.1 Processus d'absorption d'énergie

Pour s'éloigner des considérations théoriques et abstraites sur la supraconductivité et les résonateurs micro-ondes, nous allons adopter une vision plus globale. Un détecteur à inductance cinétique est composé de plusieurs éléments représentés sur la figure 7.9 : une ligne d'excitation/lecture (ou "feed-line"), un substrat et un résonateur.

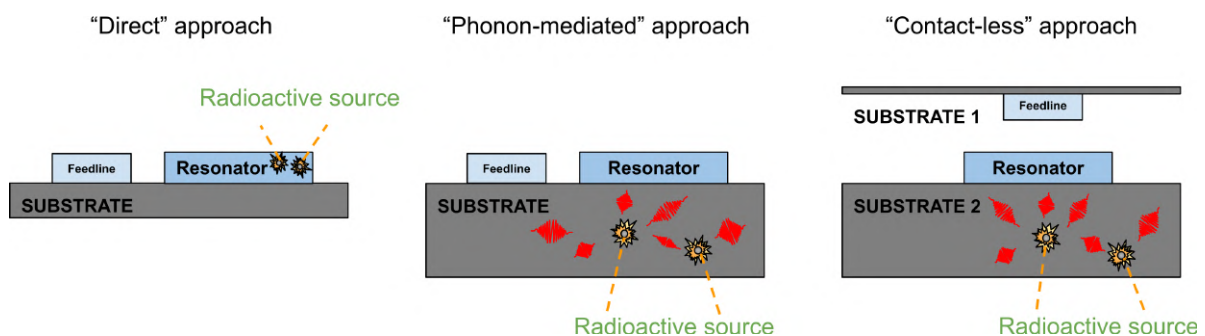


Figure 7.9 – **A gauche** : l'approche directe qui utilise principalement les photons (ou directement des particules) pour briser des paires des Cooper dans le résonateur. **Au centre** : l'approche "phonons-mediated" qui tire partie des phonons produits dans le support du résonateur qui sert d'absorbeur. La ligne d'excitation/lecture est représentée par la couche nommée "Feedline". Les phonons sont ensuite absorbés dans le résonateur. **A droite** : schéma de principe de l'approche "sans-contact". Les phonons sont représentés en rouge. Le substrat 2 sert d'absorbeur de particules. Le substrat 1 sert uniquement de support à la ligne d'excitation/lecture.



Sur la photographie présentée dans la figure 7.8 et dans la plupart des projets de caméra astronomique, l'approche utilisée est une approche dite "directe". Elle consiste à utiliser le substrat comme simple support d'évaporation du résonateur et de la piste d'excitation. En général, on utilise une galette de silicium de quelques centaines de micro-mètres d'épaisseur. Les particules détectées interagissent directement dans le matériau supraconducteur, provoquant un dépôt d'énergie local suffisant pour "casser" des paires de Cooper et par là même changer l'inductance cinétique. Cependant, pour la recherche d'évènements rares, comme la détection directe de matière noire ou l'étude de la diffusion cohérente élastique neutrino-noyau, il est nécessaire d'avoir une cible massive pour obtenir un signal statistiquement significatif. C'est pour cela que nous avons opté pour une approche indirecte qui consiste à utiliser le substrat comme un absorbeur de particules, beaucoup plus massif que le résonateur, qui offre donc un nombre de cibles pour les particules incidentes beaucoup plus grand. Cependant le dépôt d'énergie ne se fait plus directement dans la couche supra-conductrice, mais à travers la production de phonons dans le substrat. On parle alors d'approche par médiation de phonon. Dans sa version classique, la ligne d'excitation se trouve sur le même substrat que le résonateur. Pour le WIFI-KID nous avons cependant opté pour une ligne d'excitation déportée sur un autre substrat. C'est de cette approche dite "sans contact" que vient le nom du détecteur WIFI-KID. Déporter la ligne d'excitation permet de découpler la partie lecture et la partie senseur du détecteur et offre la possibilité de définir une chaîne de lecture permanente sur laquelle il est possible de coupler différents résonateurs et absorbeurs que l'on peut changer très simplement. Nous obtenons alors un système d'une grande flexibilité pour explorer différents matériaux supraconducteurs ou matériaux de substrat. De cette manière on évite la perte de signal engendrée par l'absorption de phonons dans la piste de lecture. L'autre intérêt de cette approche est la grande facilité de remplacement des détecteurs étant donné que la piste de lecture est indépendante du système de détection (un absorbeur avec un KID).

Les phonons sont des vibrations dans le cristal. On distingue les phonons acoustiques, qui sont les vibrations entre les atomes les uns par rapport aux autres et les phonons optiques, qui sont des modes de vibration des atomes eux-mêmes. Les phonons optiques sont principalement produits par une excitation lumineuse comme la source de calibration lumineuse utilisée pour produire les résultats de la figure 7.21. Les phonons acoustiques, dans la limite des grandes longueurs d'onde, sont semblables aux ondes acoustiques, d'où leur nom. Dans la suite de ce chapitre on ne fera pas de distinction entre ces deux catégories car nous n'avons pas de moyen de les distinguer expérimentalement avec les données présentées. L'évolution des phonons dans le silicium est représentée par une ligne fléchée en bleue sur la figure 7.10. Les phonons sont produits à une certaine énergie (fréquence) élevée, il vont être confinés par un libre parcours moyen très faible. Ce volume de confinement s'agrandit rapidement et devient plus grand que la maille cristalline. Les phonons changent alors de dynamique, d'un régime diffusif ils entrent dans un régime balistique.

Les phonons ne sont détectables par le détecteur à inductance cinétique que s'ils ont une énergie suffisante pour casser une paire de Cooper ( $2\Delta \approx 8.4 \times 10^{-23} \text{ J} \approx 0.52 \text{ meV}$  pour l'aluminium).

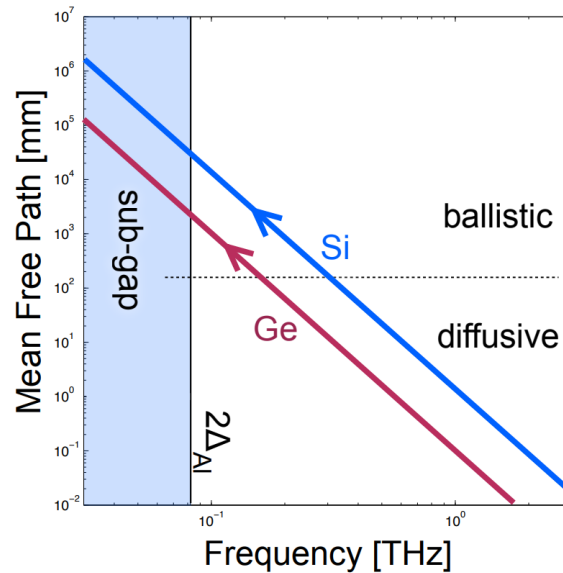


Figure 7.10 – Représentation de l'évolution énergétique d'un phonon dans le silicium (bleu) ou le germanium (rouge). Le gap énergétique de l'aluminium est indiqué par une ligne verticale. La zone bleu-gris est la zone de fréquence qui n'est pas détectable par un senseur en aluminium. Image extraite de [97].

Car avec le temps les phonons initialement produits à haute énergie (voir la figure 7.10) perdent leur énergie jusqu'à devenir indétectables et s'ajoutent aux fluctuations thermiques ( $k_B T$ ). La perte d'énergie des phonons se fait à travers deux processus généraux qui sont la désintégration anharmonique et la désintégration isotopique. La désintégration anharmonique consiste en la désintégration d'un phonon de haute énergie en deux phonons de plus basse énergie causée par une interaction phonon-phonon. La désintégration isotopique quant à elle provient du fait que le cristal de silicium utilisé n'est pas parfaitement pur et qu'il contient un certain nombre d'isotopes du silicium différents. Les interfaces jouent un rôle important dans la dynamique des phonons, la géométrie impose certains vecteurs d'onde, ce qui induit des caustiques, observées expérimentalement. La description microscopique complète des phonons d'un système est possible à l'aide d'outils numériques comme G4CMP [104]. La mise en oeuvre de cette simulation à l'avenir aurait un intérêt car elle serait comparable à la simulation réalisée par le groupe CALDER [128] et apporterait des informations essentielles pour comprendre précisément la dynamique des senseurs observés.

#### 7.4.2 Support mécanique

L'approche "sans-contact" mise en oeuvre avec le détecteur WIFI-KID nécessite un support mécanique pour maintenir la ligne de lecture suffisamment proche du résonateur tout en étant correctement positionnée par rapport à ce dernier. La figure 7.11 montre une modélisation tri-dimensionnelle du substrat de la ligne de lecture/excitation en rouge et de l'absorbeur en silicium de dimensions ( $30 \times 30 \times 10$ ) mm, en vert. Le résonateur est en jaune et la ligne d'excitation est en bleu.

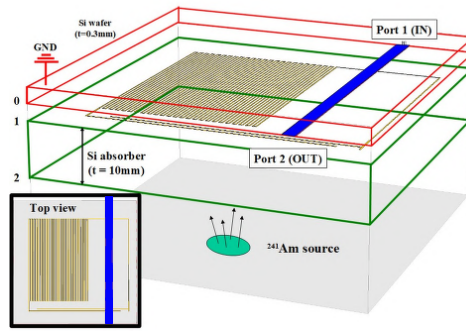


Figure 7.11 – Représentation tri-dimensionnelle du design du détecteur WIFI-KID. La ligne d'excitation de type microruban de  $50 \Omega$  (bleu) est évaporée sur une galette de silicium (rouge) au niveau 0. Elle est positionnée à 0.3 mm du substrat de 30 g de silicium qui sert d'absorbeur (vert). Le résonateur en éléments groupés (lumped element) est réalisé sur la surface 1. Les particules (alpha et gamma) issues de la source radioactive arrivent sur la face opposée au résonateur (surface 2). L'épaisseur de l'absorbeur a été réduite d'un facteur 10 pour des considérations d'illustration. L'encart montre la vue du dessus.

Une simulation SONNET a permis de valider le positionnement de la piste de lecture et l'effet qu'aurait un désalignement de cette dernière par rapport au résonateur. L'effet d'un décalage vertical (selon l'axe Z) sur la fréquence de résonance, notée  $f_r$ , est donnée sur la courbe de gauche par rapport à la fréquence de résonance nominale  $f_0$  de la figure 7.12. L'effet d'un désalignement transversal (selon Y) sur les facteurs de qualité interne et de couplage ainsi que sur la fréquence de résonance, par rapport à la fréquence de résonance dans la position nominale ( $f_0$ ), est représentée sur les courbes de droite de la même figure 7.12. Afin de limiter les problèmes potentiels d'alignement, une boucle de couplage a été ajoutée entre la partie capacitive et la partie inductive du résonateur.

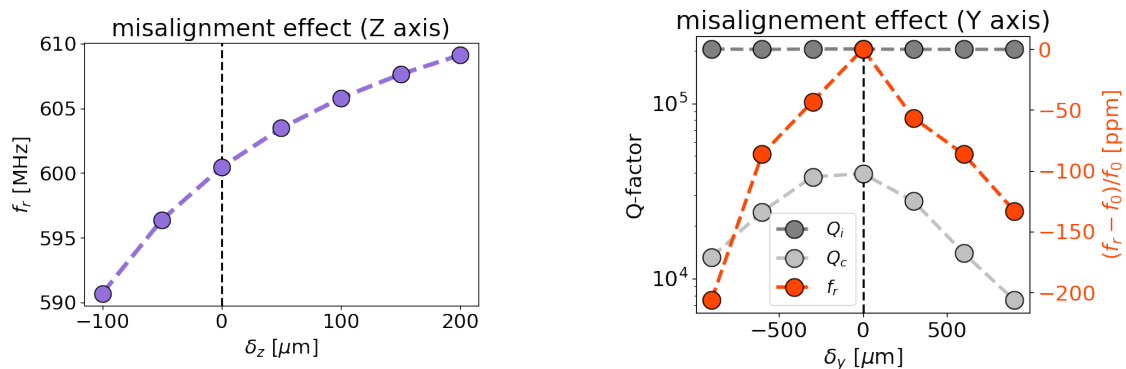


Figure 7.12 – Effet d'un décalage horizontal ou vertical du support de la piste d'excitation par rapport au résonateur obtenu par des simulations avec le logiciel SONNET. **A gauche** : sur la fréquence de résonance. **A droite** : sur les facteurs de qualité

La boucle de couplage (représentée sur la figure 7.2) permet de réduire l'effet d'un mauvais alignement, la figure 7.12 montre qu'un décalage de quelques centaines de microns en Z ou Y n'induit pas d'effondrement des performances du détecteur et cette tolérance mécanique est relativement facile à

respecter en pratique.

Le schéma explicatif des différents éléments du support est donné sur la figure 7.13. Les pièces de maintien principales sont réalisées en cuivre pour la rigidité et la bonne conductivité thermique. L'absorbeur est maintenu dans sa position avec de petites pièces en plastique PEEK (en jaune) et un système de serrage élastique réalisé avec des languettes en bronze sur lesquelles sont placées des billes en saphir afin de limiter la surface de contact avec le support et absorber les vibrations induites par le cryostat. La galette de silicium de la piste de lecture est elle simplement maintenue par des pièces PEEK et plaquée contre le capot supérieur.

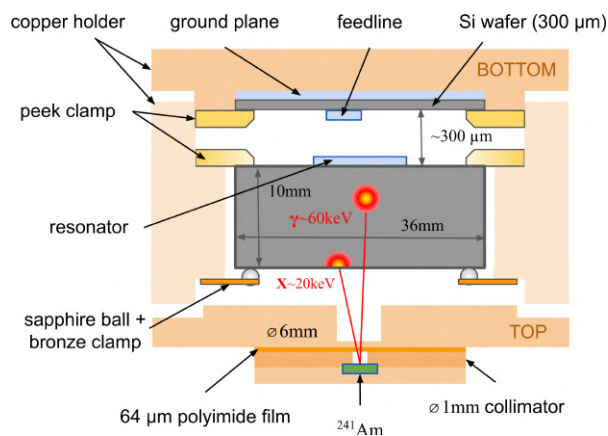


Figure 7.13 – Schéma des différents éléments du support mécanique du WIFI-KID

Le support avec son absorbeur et sa ligne d'excitation installée est visible sur la figure 7.14. À gauche sur cette figure nous pouvons voir deux détecteurs prêts à être opérés dans le cryostat de NIKA 1.5 et à droite nous pouvons voir les différentes parties du support. De gauche à droite et haut en bas on trouve : 1) la face inférieure de l'absorbeur, celle qui fait face à la source radioactive de calibration ( $^{241}\text{Am}$ ), 2) la partie supérieure avec la galette de silicium et la ligne de lecture, 3) la face supérieure de l'absorbeur avec le résonateur, et 4) la face extérieure du support du côté de la face inférieure de l'absorbeur. On peut voir le film polyimide utilisé pour bloquer les particules alpha qui a été mis en place pour certaines acquisitions. La source en elle-même et ses collimateurs est directement vissée sur cette partie externe du support, comme nous le voyons sur la photographie à gauche de la figure avec les deux sources installées avec leur support cylindrique sur les deux supports de détecteur placés dans le cryostat.

### 7.4.3 Électronique et traitement des données

La chaîne d'acquisition principalement utilisée pour opérer le WIFI-KID est visible sur la figure 7.15. Elle a été développée par O. Bourrion du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie et M. Calvo de l'institut Néel à Grenoble et est décrite en détails dans [54].

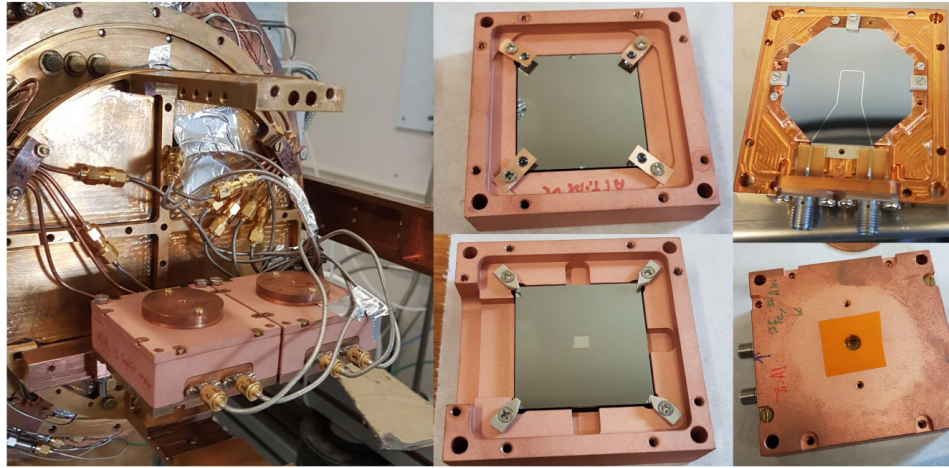


Figure 7.14 – **A gauche** : photographie de deux WIFI-KID dans le cryostat NIKA 1.5. **A droite** : différentes parties du détecteur à droite (de haut en bas, de gauche à droite) : dessous du cristal avec son maintien par billes saphir, dessus du cristal de Si avec son résonateur et les pièces de maintien en PEEK. Support de la ligne d'excitation (*feedline*) et connecteurs pour les câbles RF. Capot de fixation de la source de ses collimateurs (non installés) et du film polyimide utilisé pour stopper les particules  $\alpha$ .

A température ambiante on trouve l'électronique de génération du peigne d'excitation des résonateurs qui sera transmis sur la ligne d'excitation ainsi que l'électronique de mise en forme pour la digitalisation par un FPGA (Field-Programmable Gate Array) des signaux I et Q ( $S_{21} = I + jQ$ ) de chacun des résonateurs. A l'intérieur du cryostat l'électronique est répartie sur deux étages de température : à 4 K se trouve un atténuateur et un amplificateur à froid de type HEMT (High-Electron-Mobility transistor) haute fréquence tandis qu'à quelques centaines de mK on place le ou les détecteurs.

Une acquisition typique se déroule selon la procédure suivante :

1. réguler la température du cryostat à une température  $T$
2. mesurer la résonance pour trouver  $f_0$  et les facteurs de qualité
3. générer un signal harmonique à la fréquence  $f_0$  sur la ligne d'excitation
4. enregistrer les signaux I et Q résultants en fonction du temps ( $f_s = 1$  MHz) de façon continue

Ensuite, une fois ces signaux I et Q enregistrés en fonction du temps, on convertit les grandeurs (I,Q) en  $(\theta, \rho)$  comme nous le verrons dans la section suivante. Les données sont ensuite analysées avec MPS Processing, et les quantités réduites sont utilisées pour l'étude fine de la réponse du détecteur.

## 7.5 Résultats expérimentaux

Dans cette section nous décrivons la méthode de calibration utilisée pour passer des coordonnées I et Q en fonction du temps en un système de coordonnées plus adapté pour caractériser la trajectoire d'un dépôt d'énergie dans le plan complexe. Nous présenterons les facteurs de qualités obtenus

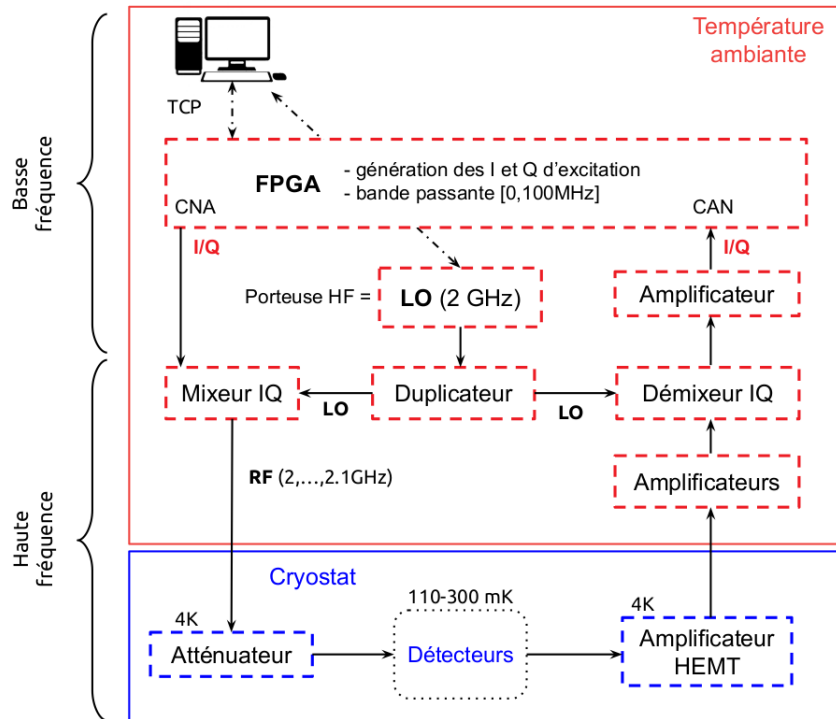


Figure 7.15 – Schéma du dispositif expérimental utilisé à l'institut Néel pour opérer le WIFI-KID et faire l'acquisition continue en temps des signaux I et Q.

pour différents matériaux et épaisseurs de résonateur ainsi que l'évolution de leur fréquence de résonance avec la température. Nous discuterons de la dynamique de ces détecteurs, en particulier de l'origine des temps caractéristiques des impulsions observées. Enfin, nous verrons les spectres en énergie obtenus pour différents résonateurs.

### 7.5.1 Calibration

La calibration utilisée pour l'étude du WIFI-KID permet de passer d'un système de coordonnées cartésien  $(I, Q)$  à un système de coordonnées cylindrique  $(\theta, \rho)$ . L'idée principale de notre approche de calibration consiste à supposer que les impulsions forment un cercle dans le plan  $(I, Q)$ . Un grand nombre d'impulsions sont superposées et représentées en gris dans ce plan dans le panneau central de la figure 7.16. La première étape de la méthode de calibration proposée consiste à trouver un cercle qui permette de décrire la trajectoire des impulsions dans le régime linéaire de la réponse du détecteur (c'est à dire  $\rho = \text{cst}$ ). Pour ce faire on cherche une grande impulsion dans les données (en bleu sur le panneau de gauche) et on sélectionne sa relaxation (en rouge). On a choisi de sélectionner cette partie à cause de la non linéarité du détecteur pour les événements de l'ordre de plusieurs MeV. Ainsi, on s'assure de bien reproduire les signaux dans notre région d'intérêt définie comme les énergies de 0 jusqu'à environ 100 keV. On peut voir sur le panneau central que la relaxation de l'impulsion très énergétique peut être ajustée par un cercle (orange). En utilisant le centre de ce cercle,  $(I_0, Q_0)$ , comme référence pour passer de  $(I, Q)$  à  $(\theta, \rho)$  selon les équations (7.46) et (7.47), on voit que, dans cet espace de coordonnées polaires, la composante de phase  $\theta$ , contient la quasi-intégralité de l'information rel-

ative à un dépôt d'énergie car  $\rho = \text{cst}$ . Nous pouvons valider le fait que la trajectoire est circulaire en calculant la différence entre les données et le cercle ajusté. Ce résidu d'ajustement est donné dans le panneau de droite de la figure 7.16 où l'on voit que dans la région [0,100] keV, visible dans l'encart de zoom, la différence entre la trajectoire réelle (gris, rouge et bleu pour l'impulsion sélectionnée) et la trajectoire modèle (ligne noire) est de l'ordre de 50  $\mu$  unité arbitraire (u.a.) pour un signal qui varie d'au moins 1 u.a en I ou Q.

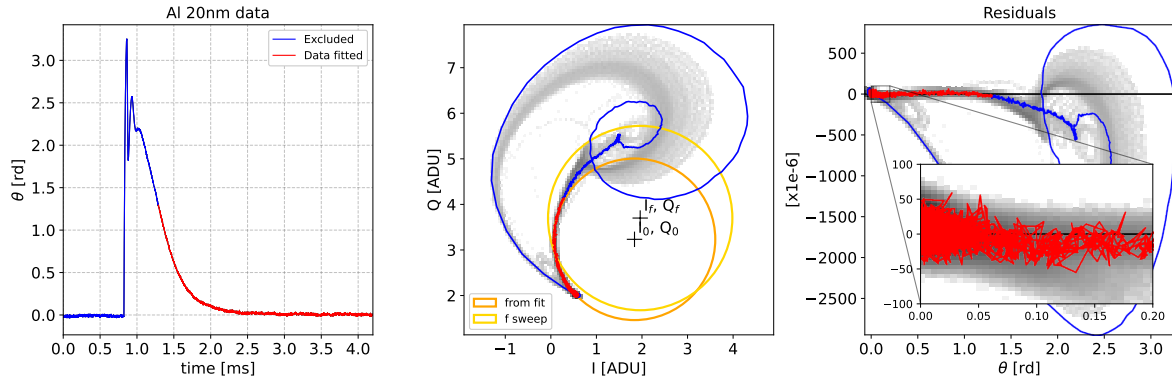


Figure 7.16 – Illustration des étapes de calibration en phase d'un résonateur KID. **A gauche** : portion de signal utilisée pour obtenir la trajectoire dans le plan IQ qui sera ajustée par un cercle. **Au centre** : impulsion sélectionnée (bleu) parmi un jeu de données (gris) et sa portion utilisée (rouge) pour définir le cercle de calibration (orange). Le cercle obtenu en réalisant un balayage en fréquence avec le VNA est représenté en jaune. **A droite** : résidus obtenus en déroulant la trajectoire des impulsions sur le cercle orange de la figure centrale. La région d'intérêt de notre étude est définie par la portion de signal représentée dans le panneau de zoom. I et Q sont données en unités (digitalisées) arbitraires (ADU ou u.a.).

Pour résumer on change la représentation des mêmes données I et Q pour se placer dans un système où le plus d'information possible est contenue dans une seule grandeur. Le plus immédiat consiste à calculer la phase par rapport au centre d'un cercle bien adapté noté  $(I_0, Q_0)$  de telle sorte qu'on puisse définir :

$$\rho = \sqrt{(Q - Q_0)^2 + (I - I_0)^2} \quad (7.46)$$

$$\theta = \arctan\left(\frac{Q - Q_0}{I - I_0}\right) \quad (7.47)$$

Cette calibration, dont des signaux expérimentaux brut (gauche) et calibrés (droite) sont présentés sur la figure 7.17, a le mérite de pouvoir être déterminée directement avec un enregistrement temporel de I et Q en sélectionnant un événement relativement énergétique, le plus souvent lié à un rayon cosmique ou à une source de calibration. Néanmoins elle repose sur l'observation empirique que la trajectoire doit être un cercle parfait et ne prend pas en compte la diminution de la sensibilité avec le décalage en fréquence, ce qui est suffisant pour notre étude car nous nous intéressons aux plus faibles énergies possibles, où cet effet est négligeable. Il faut en effet garder en tête que plus on est loin de la résonance, moins le détecteur est sensible. Ceci induit un "tassement" des amplitudes

qui se traduit par une non linéarité dans les énergies reconstruites. Dans ce chapitre la non linéarité en énergie est compensée après avoir extrait les quantités réduites avec MPS Processing. Cependant [177] présente une méthode pertinente pour travailler dans un espace des paramètres adapté aux résonateurs micro-ondes qui prend en considération cette perte de sensibilité afin d'augmenter la dynamique du détecteur.

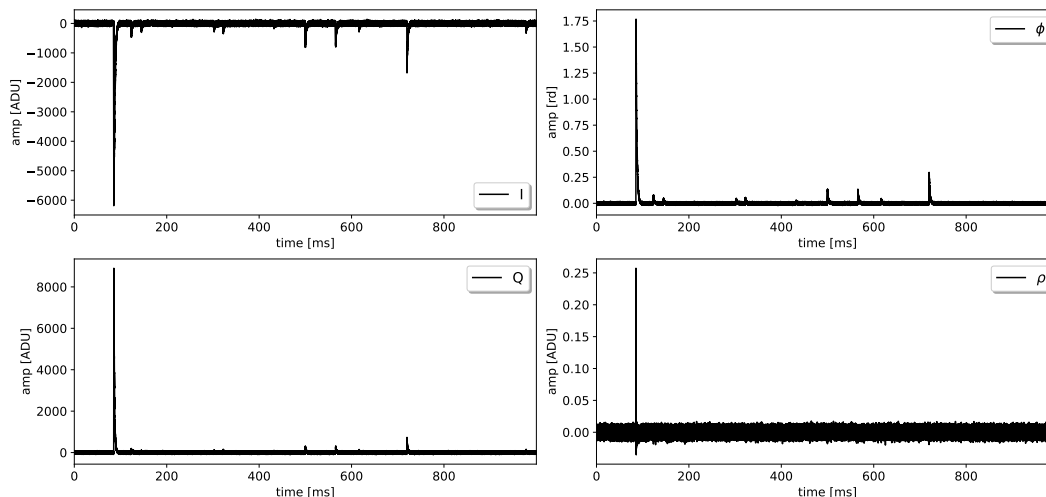


Figure 7.17 – Acquisition continue en temps d'une durée de 1 seconde. **A gauche** : dans le système de coordonnées (I,Q). **A droite** : les mêmes données sont représentées, après calibration, dans le système de coordonnées ( $\theta, \rho$ ).

### 7.5.2 Décalage en fréquence et facteurs de qualité

Pour caractériser et comparer un résonateur avec un autre, valider la reproductibilité du processus de fabrication ou explorer de nouvelles pistes d'amélioration, il est possible d'utiliser un analyseur de spectre (ou VNA, Vector Network Analyzer) pour enregistrer la réponse du système en fonction de la fréquence d'excitation. Ce qui revient à mesurer  $S_{21}$  directement. On peut alors ajuster le terme  $S_{21}$  dans le plan complexe avec un modèle théorique de notre choix. Pour caractériser le WIFI-KID, on utilise le modèle décrit précédemment par l'équation (7.43) tirée de [150]. En ajustant les données du balayage en fréquence réalisé avec le VNA, nous pouvons en extraire les facteurs de qualité et la fréquence de résonance. Nous pouvons alors étudier l'évolution de la fréquence de résonance et des facteurs de qualité avec la température, en particulier on peut obtenir la grandeur  $\frac{\Delta f}{f_0}(T) \simeq \frac{f(T) - f(T_{\min})}{f(T_{\min})}$  qui permet, à partir de l'équation (7.48), d'estimer la fraction d'inductance cinétique  $\alpha = L_k / (L_{\text{geo}} + L_k)$  et la valeur effective du gap énergétique  $\Delta$  associé aux paires de Cooper. Toutes ces informations pour différents dispositifs sont représentées sur la figure 7.18 : un résonateur en aluminium pur de 20 nm d'épaisseur (vert clair), un résonateur bi-couche titane-aluminium, Ti-Al, (10-25)nm (bleu) et deux détecteurs différents en triple couche Al-Ti-Al (15-30-30)nm (jaune et rouge). Pour comparer convenablement les différents matériaux supraconducteurs, il est commode de définir la température réduite qui est le rapport de la température du cryostat divisée par rapport à la température critique du matériau (proportionnelle à  $\Delta$ ). Lorsque nous faisons



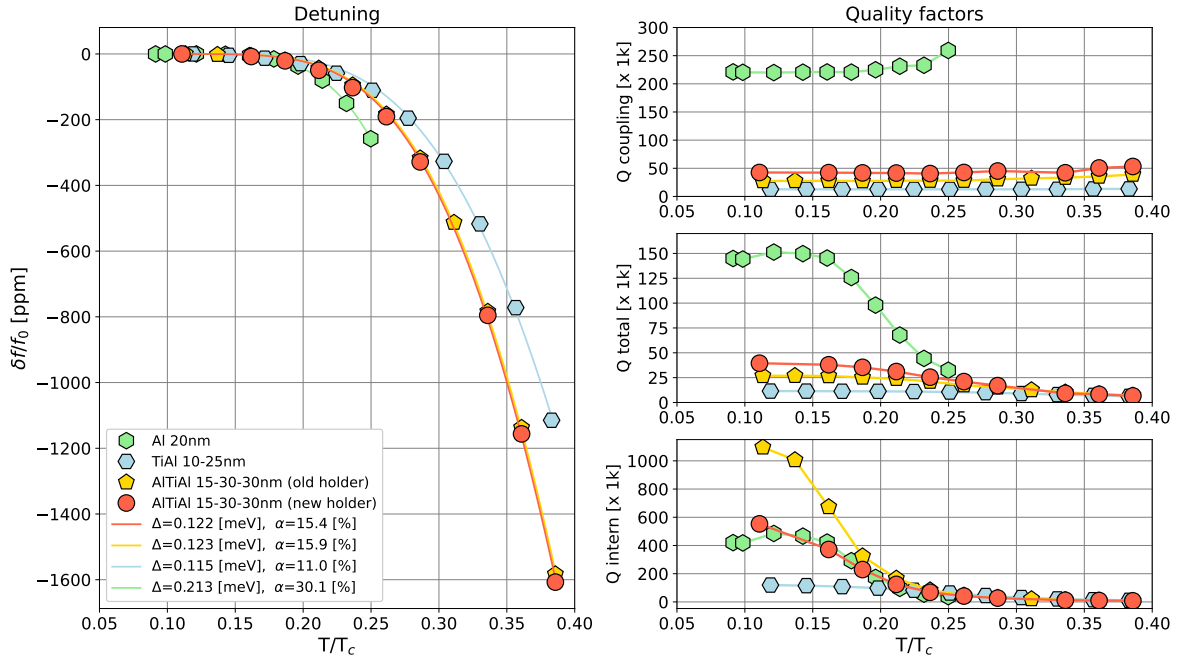


Figure 7.18 – **A gauche** : variation relative de fréquence en fonction de la température réduite  $T/T_c$  pour différents dispositifs expérimentaux de WIFI-KID. **A droite** : facteurs de qualité de couplage, total et interne en fonction de la température réduite pour ces mêmes dispositifs.

cela, nous voyons clairement que le résonateur le plus sensible est le résonateur Al 20 nm et le moins sensible le résonateur double couche Ti-Al. La sensibilité, définie comme la variation de fréquence pour une variation de température donnée, est directement reliée à la fraction d'inductance cinétique  $\alpha$ . Dans la figure 7.18, les traits pleins dans le panneau de gauche sont les courbes ajustées par le modèle (7.48) qui est une forme simplifiée, valide dans les cas pour lesquels  $hf_0 \ll \Delta$  and  $T < T_c/3$ .

$$\frac{\Delta f}{f_0}(T) \approx -\alpha \left[ \tanh \left( \frac{\Delta}{2k_b T} \right)^{-1/2} - 1 \right] \quad (7.48)$$

On remarque que l'ajout d'une couche de titane à l'aluminium du supraconducteur abaisse, par effet de proximité, la température critique du résonateur par presque un facteur 2, ce qui entraîne un gap énergétique deux fois plus faible également. Des facteurs de qualité internes supérieurs à 400 000 ont été démontrés de façon reproductible, comme nous pouvons le voir sur la partie inférieure droite de la figure 7.18. Le facteur de qualité interne augmente au fur et à mesure que la température diminue, comme le suggère la relation (7.39) où  $L_k$  augmente avec la diminution de la température, alors que le facteur de qualité de couplage reste globalement stable.

### 7.5.3 Dynamique du détecteur

Afin de comprendre la micro physique à l'oeuvre dans le détecteur et identifier des pistes d'amélioration des performances de détection, il est intéressant d'identifier les temps de réponse caractéristiques du

système. J'ai donc ajusté les impulsions observées sur différents types de résonateurs à l'aide d'un modèle d'impulsion exponentielle comportant un temps de montée et un ou deux temps de décroissance.

Pour les résonateurs en aluminium, un modèle à deux temps caractéristiques permet de très bien ajuster les impulsions expérimentales. On définira un temps de montée noté  $\tau_3$  et un temps de descente,  $\tau_1$ . Pour les résonateurs multi-couches, on observe la nécessité d'ajouter un deuxième temps de décroissance pour correctement ajuster les données. On notera ce temps caractéristique  $\tau_2$ .

La figure 7.19 montre l'évolution de ces temps  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  et  $\tau_3$  en fonction de la température réduite  $T/T_c$ . On peut observer les deux temps caractéristiques de relaxation des résonateurs Al-Ti-Al sur la partie inférieure droite de la figure où l'on voit des impulsions (normalisées) en échelle logarithmique pour différentes températures.

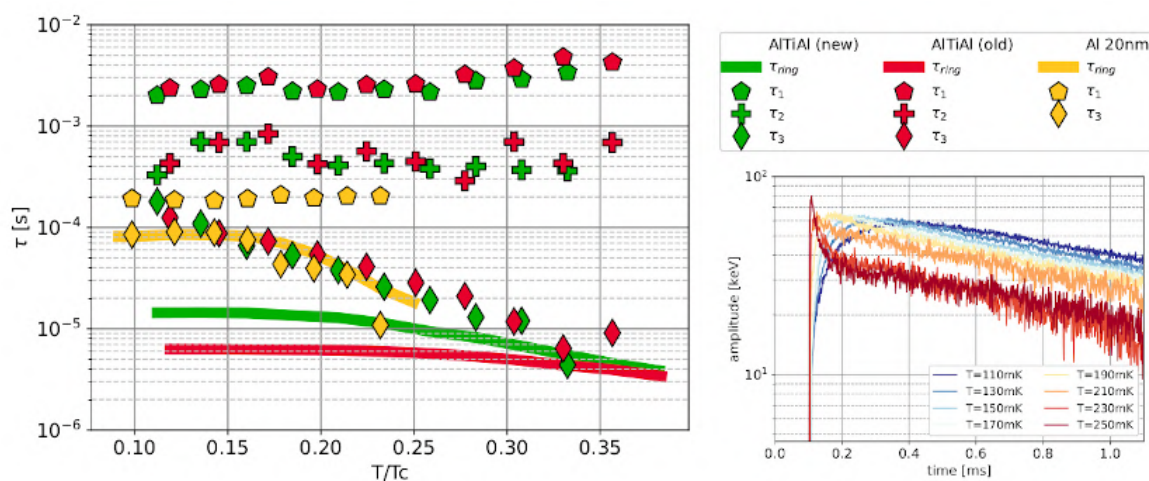


Figure 7.19 – Comparaison des temps caractéristiques des WiFi-KID en Al 20 nm (jaune) et en Al-Ti-Al 15-30-30nm en vert et rouge. Pour les résonateurs Al-Ti-Al on observe (encart en bas à droite) un temps de montée et deux temps de descente tandis que pour modéliser les signaux du résonateur en aluminium pur un seul temps de décroissance est nécessaire.

La première observation que nous pouvons effectuer à partir de ces données est que les temps de décroissance restent globalement constants avec la température réduite. Ce qui suggère que la relaxation des résonateurs n'est pas dominée par un processus interne lié à la supraconductivité mais plutôt à une caractéristique géométrique ou bien au couplage thermique avec le cryostat. Il semblerait que nous ne soyons pas limités par la fuite thermique par les pièces PEEK de maintien du cristal de silicium. Nous avons diminué la conductivité thermique en remplaçant la moitié des pièces PEEK par des billes de saphir de 1mm de diamètre et en divisant par deux la surface de contact des pièces PEEK. Or, avant et après modification, on trouve exactement les mêmes temps caractéristiques, comme le montre la figure 7.19 en vert (après réduction de la conductivité) et en rouge (avant la modification). Le facteur de qualité s'est trouvé être moins bon après modification thermique qu'avant (points jaunes et rouges sur la figure 7.18). Bien que la différence puisse être expliquée par une différence dans le montage du détecteur, l'alignement joue sur  $Q_c$ . Les données semblent plutôt suggérer que le temps de relaxation principal dépend d'une interaction complexe entre les éléments

du système phononique (cristal, senseur, supports du cristal) pour deux raisons : 1) la population de phonons dans le semi-conducteur dépend très peu de la température (en dessous de 1K), comme le temps de décroissance observé, et 2) la production/propagation des phonons dépend principalement de la géométrie et de la nature du matériau cible qui sont deux grandeurs figées. Ensuite, si l'on accepte ce lien entre relaxation et phonons, nous pouvons émettre des hypothèses pour expliquer la différence d'un ordre de grandeur entre les  $\tau_1$  des résonateurs Al (200  $\mu$ s) et Al-Ti-Al (2 ms). En supposant que la population de phonons est la même initialement, au moment du dépôt d'énergie par une particule incidente, en terme d'énergie et de vecteur d'onde, alors la différence entre Al et Al-Ti-Al peut s'expliquer par la différence de  $T_c$  donc de gap énergétique. En d'autres termes, parce que le gap énergétique des paires de Cooper dans le résonateur Al-Ti-Al est plus faible que pour l'Al, un plus grand nombre de phonons seront observables (ou les mêmes mais plus longtemps). Dans cette interprétation, l'utilisation de résonateurs multi-couches permet d'augmenter l'efficacité de captation des phonons dans le résonateur grâce à une température critique plus basse. Une seconde hypothèse consiste à supposer que la différence provient également de la capacité du résonateur à capter les phonons pour qu'ils cassent des paires de Cooper. Mais qu'elle ne serait pas due à la  $T_c$ , mais plutôt à l'épaisseur de couche des résonateurs. L'idée est de dire qu'une couche très fine, bien que plus sensible en terme d'inductance cinétique, possède une impédance d'interface plus défavorable aux phonons qu'un détecteur plus épais. La notion d'impédance d'interface est à relier à la probabilité d'absorption des phonons qui est plus faible à cause d'une rétro-diffusion des phonons dans le substrat plus importante (on parle de "back-scattering" en anglais). En l'occurrence on compare un résonateur de 20 nm avec un résonateur de 75 nm. Pour tester cette hypothèse nous avons réalisé des résonateurs Al de 40 nm et 60 nm qui donnent respectivement des temps de relaxation de 115  $\mu$ s et 1.43 ms. Tous possèdent le même temps de montée autour de 100  $\mu$ s. Cependant les temps de relaxation sont très différents avec peu d'écart entre les résonateurs de 20 et 40 nm mais un écart énorme, d'un ordre de grandeur, avec le résonateur de 60 nm. Ces résultats sont récents par rapport à l'écriture du manuscrit et seront analysés plus rigoureusement par la suite. La conclusion de cette observation est qu'il semble qu'une épaisseur supérieure ou égale à 60 nm augmente considérablement le temps de relaxation et, comme nous le verrons, améliore la résolution du détecteur. La question reste de savoir si un résonateur de même épaisseur en Al et Al-Ti-Al donne des résultats similaires ou bien si le gap énergétique peut avoir un effet très significatif. Aussi, la valeur de l'épaisseur optimale n'est pas connue exactement, sachant que la fraction d'inductance cinétique varie avec l'épaisseur et que la sensibilité d'un KID dépend de cette fraction, on comprend qu'il doit exister un optimum en terme de collection de phonons et de réponse électrique du résonateur. On notera toutefois que toutes les itérations du WIFI-KID ont été réalisées avec le même masque de lithographie mais que dans le cadre de cette optimisation, on comprend qu'une étude dédiée de la géométrie du résonateur est nécessaire. En particulier, est-ce l'épaisseur ou le volume de supraconducteur qui compte pour l'absorption de phonons ? Un concept est également important à avoir en tête : la concordance acoustique des matériaux. Dans notre situation on se trouve avec de l'aluminium déposé sur du silicium, or la différence de maille cristalline, d'arrangement micro-

scopique et de propriétés physiques (permittivité, ...), induit une impédance effective à l'interface des deux matériaux. La valeur de cette impédance de surface peut être estimée à l'aide de deux modèles : l'Acoustic Mismatch Model (AMM) et le Diffusive Mismatch Model (DMM) présentés dans la référence [92]. L'expression de l'impédance de surface, dans le cadre du modèle AMM est donnée par la relation (7.49).

$$R_{\text{AMM}} = \frac{15 \cdot \hbar^3}{\pi^2 k_B^4} \cdot \frac{v_L^2}{\Gamma} T^{-3} = 1.93 \times 10^{-11} \cdot \frac{v_L^2}{\Gamma} T^{-3} \quad \left( \frac{\text{K} \cdot \text{cm}^2}{\text{W}} \right) \quad (7.49)$$

Dans cette équation  $v_L$  correspond à la vitesse du son dans le matériau et  $\Gamma$  est un coefficient caractérisant la réflexion à l'interface et dépend de la vitesse du son dans les deux matériaux en contact. On peut également se référer aux études déjà réalisées, comme celle-ci qui porte sur l'optimisation du couplage acoustique entre un supraconducteur et son substrat [103].

Optimiser cette interface permettrait d'améliorer la collection de phonons et donc, à priori, l'intensité du signal et donc la résolution. Les coefficients de concordance acoustique sont donnés par [103]. Basé sur cet article, nous avons essayé de réaliser un WIFI-KID en Al sur un substrat en  $\text{SiO}_2$  cristallin, mais le facteur de qualité du résonateur était trop faible pour être utilisable à cause des pertes diélectriques dans le  $\text{SiO}_2$ . Nous avons donc mis de côté l'optimisation de l'interface substrat/résonateur pour le moment. Le deuxième temps de décroissance, uniquement observé sur les résonateurs Al-Ti-Al, reste assez peu compris. Une hypothèse serait de supposer que le fait d'avoir un "sandwich" de Ti entre deux couches d'Al peut entraîner un piège à phonons à cause des impédances acoustiques entre les couches, mais il n'est pas possible d'être affirmatif dans l'état actuel des connaissances. Enfin, le temps de montée est similaire sur tous les résonateurs et évolue de façon similaire selon  $T/T_c$ . Après la réalisation du résonateur Al 20 nm, la mesure de  $Q_l$  a permis d'estimer le temps de réponse du résonateur  $\tau_{\text{ring}}$  défini par (7.50), comme étant compatible avec le temps de montée de l'impulsion expérimentale. Ce temps caractéristique (à travers  $Q_l$  et  $f_0$ ) peut-être ajusté à l'aide d'une expression théorique issue d'une extension de la théorie de Mattis-Bardeen comme montré par [139], mais nous n'irons pas si loin dans ce chapitre.

$$\tau_{\text{ring}}(T) = \frac{Q_l(T)}{\pi f_0} \quad (7.50)$$

Cependant, le temps de montée des résonateurs Al-Ti-Al ne suit pas du tout  $\tau_{\text{ring}}$ . Un autre temps caractéristique est le temps de recombinaison des quasi-particules  $\tau_{qp}$ . Ce temps correspond à la durée moyenne avant qu'une paire de Cooper cassée ne se reforme. On peut trouver l'expression de ce temps caractéristique du système supraconducteur dans l'équation (7.51) tirée de [102].

$$\tau_{qp} = \frac{\tau_0}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{k_b T_c}{2\Delta} \right)^{\frac{5}{2}} \left( \frac{T_c}{T} \right)^{\frac{1}{2}} e^{\frac{\Delta}{k_b T}} \quad (7.51)$$

Dans cette expression,  $\tau_0$  est une constante dépendant du matériau liée à l'intensité du couplage électron/phonon et elle vaut pour l'aluminium  $\tau_0 = 438 \times 10^{-9}$  s. Cette expression permet d'obtenir

une valeur de  $\tau_{qp}$  comprise entre 0.5 ms et 6 ms pour des températures comprises entre 200 et 150 mK. On notera cependant que cette formule suggère une augmentation exponentielle de  $\tau_{qp}$ , ce qui a été infirmé par des mesures expérimentales [71], ce qui suppose que cette expression n'est pas complète. Néanmoins, la valeur plateau obtenue dans ce même article, avec un résonateur en aluminium de 40 nm d'épaisseur, est du même ordre de grandeur que le temps de décroissance des impulsions observées.

Il est possible d'estimer la valeur de  $\tau_{qp}$  à partir de la densité spectrale de puissance croisée entre  $\theta$  et  $\rho$  en choisissant la bonne origine de référence. L'intérêt est de vérifier que la mesure du bruit donne un temps caractéristique identique à un des temps obtenus en ajustant les impulsions. L'application de cette méthode, expliquée en détails dans [156] n'a cependant pas été concluante à cause du taux d'événements trop important de la source de calibration qui n'a pas permis d'extraire la densité spectrale de puissance croisée à assez basse fréquence.

#### 7.5.4 Spectres en énergie

L'obtention de spectres en énergie permet d'évaluer les performances des détecteurs testés en terme de résolution en énergie, de non-linéarité de la réponse du système et du bruit de fond. L'ensemble des épaisseurs et matériaux de résonateur pour lesquels il a été possible de voir des impulsions dans les données sont regroupés sur la figure 7.20. Sur cette figure on représente la distribution des amplitudes estimées avec MPS Processing et sélectionnées par rapport à leur valeur de  $\chi^2$  pour ne garder que les impulsions proches de l'impulsion modèle que l'on cherche à ajuster. Les modèles choisis ont été recalculés pour chaque jeu de données et les valeurs des paramètres de coupures sont également définies par jeu de données. Sur les jeux de données sur lesquels on peut voir des pics de calibration à 59 keV et autour de 20 keV (en jaune et orange), une correction de la non-linéarité avec l'énergie a été appliquée de façon à être compatible avec la position des pics de calibration issus de la simulation GEANT4 (en gris). Les autres jeux de données (en bleu et en vert) sont calibrés en supposant que la fin de la distribution d'amplitude à basse énergie correspond aux rayons  $\gamma$  de 59 keV émis par la source d' $^{241}\text{Am}$ .

Sur cette figure nous pouvons voir que deux jeux de données permettent d'identifier des pics de calibration : le résonateur Al-Ti-Al en jaune et le résonateur Al de 60 nm d'épaisseur. Tous ces résonateurs ont été réalisés avec la même géométrie, seule l'épaisseur et les matériaux peuvent changer de l'un à l'autre. Ces deux jeux de données, sont les mesures les plus récentes effectuées dans le cadre du projet WIFI-KID. Le jeu de données correspondant à la meilleure résolution est celui du résonateur aluminium 60 nm, démontrant 500 eV (RMS) de résolution ligne de base, ce qui est deux fois meilleur que la résolution obtenue avec le résonateur Al-Ti-Al.

Sur les deux autres jeux de données expérimentales, en bleu et vert, aucune résolution ligne de base n'a pu être estimée. L'hypothèse que nous avons formulée pour expliquer l'absence de pic de calibration  $\gamma$  dans les données consiste à supposer que l'amplitude des impulsions ne dépend pas que de l'énergie mais aussi de la position de l'interaction. La longueur d'interaction moyenne des 59 keV dans le silicium est de l'ordre de 1 cm, qui est l'épaisseur de l'absorbeur. Donc les  $\gamma$  interagissent de manière

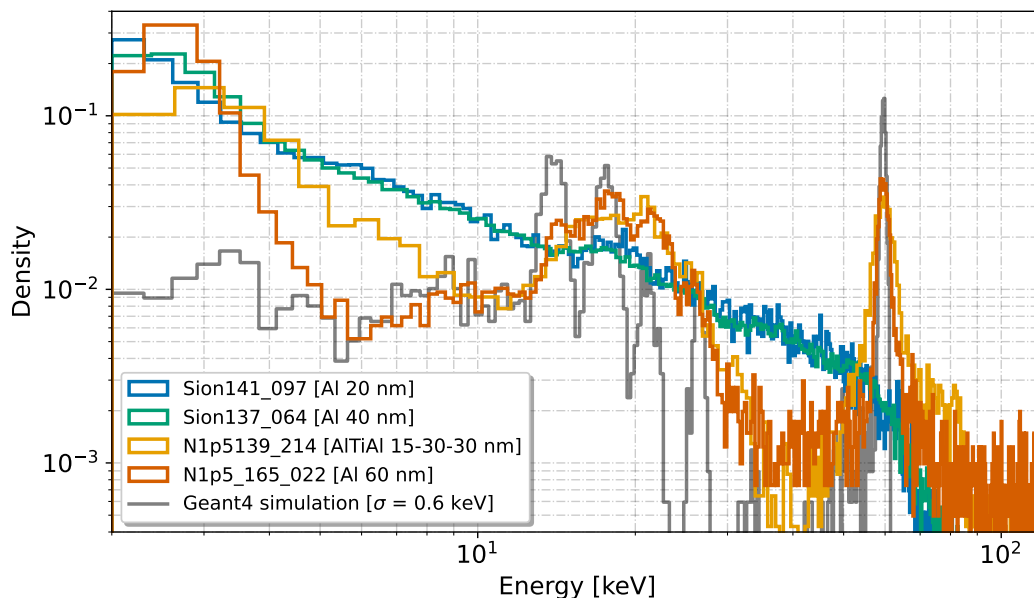


Figure 7.20 – Spectres d’amplitude, calibrée en énergie pour quatre dispositifs de WIFI-KID : en bleu , en vert, en orange et en rouge. L’histogramme gris est obtenu à partir d’une simulation GEANT4 de la source d’ $^{241}\text{Am}$  utilisée pour la calibration des données. En l’absence de pic de calibration, les données ont été calibrées arbitrairement en considérant que la fin du spectre comme étant les  $\gamma$  de 59 keV de la source.

relativement homogène dans le détecteur. Cette dépendance au point d’impact peut être liée à la dynamique du détecteur, et il peut être trop rapide par rapport à la dynamique des phonons, ce qui induit une grande dispersion des amplitudes car le détecteur n’intègre pas que les dépôts d’énergies liés à une collision dans l’absorbeur. Il faudrait ralentir le détecteur pour que sa réponse coïncide au mieux avec la réponse des processus physiques d’un dépôt d’énergie dans le cristal de l’absorbeur. Cette hypothèse de dépendance au point d’impact est appuyée par le fait que nous pouvons observer une bosse dans les spectres bleu et vert autour de 20 keV. La source radioactive émet des rayons X autour de cette énergie, sauf que contrairement au rayons  $\gamma$ , les rayons X ont une longueur de pénétration dans le silicium beaucoup plus faible ( $\approx 10\mu\text{m}$ ). Dans le cas des rayons X on peut supposer que l’interaction est très localisée dans le cristal.

Suite à l’absence de pic de calibration dans les données du WIFI-KID Al 20 nm, nous avons envoyé ce détecteur à des collègues italiens travaillant à l’INFN de Rome sur le projet CALDER pour qu’ils opèrent notre détecteur dans un autre contexte et qu’ils valident nos premiers résultats. La particularité des expériences menées à Rome est qu’il y a une diode électro-luminescente permettant d’envoyer des photons à une longueur d’onde et par paquet d’énergie connue. La longueur d’onde de la lumière utilisée était telle que l’interaction des photons se déroulait en surface du détecteur. Il s’agit d’une interaction localisée, à l’image des X de la source  $^{241}\text{Am}$ . Les résultats obtenus pour différentes puissances de lecture (proportionnelles au gain dans la légende) et pour différents dépôts d’énergie sont présentés sur la figure 7.21.

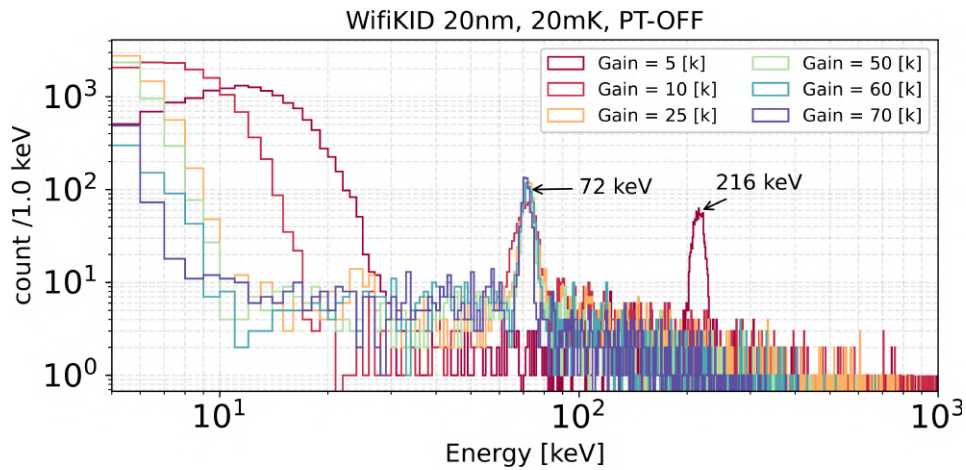


Figure 7.21 – Spectre en énergie obtenu avec un *WIFI-KID* Al 20 nm dans un cryostat équipé d’une diode électro-luminescente pour la calibration en énergie. La longueur d’onde du signal lumineux est telle que la pénétration dans le cristal en silicium est très faible. On peut considérer l’interaction très localisée. Plusieurs gains d’amplification et deux énergies sont représentés dans les courbes colorées.

Sur cette figure, nous pouvons voir que des pics de calibration ont été observés pour un éclairage correspondant à 72 keV et 216 keV. La résolution ligne de base en énergie peut alors être estimée grâce à ces raies. On trouve résolution ligne de base de 2 keV (RMS) lorsque le tube à gaz pulsé est éteint ("PT-OFF") et la puissance de lecture la plus importante ("Gain = 70 k", en bleu foncé), ce qui suppose qu’un bruit parasite lié à l’environnement, comme des bruits microphoniques liés aux vibrations ou aux parasites électro-magnétiques, contribue significativement à la résolution ligne de base à faible puissance de lecture.

Pour être optimisée et permettre d’atteindre des valeurs compatibles avec des expériences de nouvelle génération pour la détection directe d’événements rares, la résolution doit être comprise par rapport à la dynamique du système qui fait intervenir l’électronique et le circuit résonant mais aussi la physique de la matière condensée. La propagation de phonons dans le cristal et leur absorption dans le film du résonateur sont deux aspects de ce type de détection qui nécessitent de nouvelles études dédiées.

## 7.6 Conclusions

Pour résumer les différents travaux autour du *WIFI-KID*, le tableau 7.2 présente les différentes grandeurs estimées à partir des données de différents résonateurs sur un cristal de silicium. L’étude précise des résonateurs en Al est encore en cours, la différence significative du temps de relaxation entre une épaisseur de 40 à 60 nm est une piste importante pour l’amélioration des performances. On remarquera d’ailleurs que la longueur de pénétration effective,  $\lambda_{\text{eff}} \simeq 48.3$  nm, pourrait induire deux régimes dynamiques différents lorsque l’épaisseur du supraconducteur est plus grande ou plus faible que cette longueur de pénétration.

	$\sim Q_i$ [a.u.]	$\tau_1$ [ms]	$\tau_2$ [ms]	$\tau_3$ [ms]	$\Delta$ [ $\mu$ V]	$\alpha$ [%]	$\sigma$ [keV]
Al 20 nm	$400 \times 10^3$	0.2	$\emptyset$	0.1	213	$\sim 30$	1.5 – 2
Al 40 nm	$\emptyset$	0.2	$\emptyset$	0.1	207	13.5	$\sim 2$
Al 60 nm	$\emptyset$	2	$\emptyset$	0.1	$\emptyset$	$\emptyset$	0.7
Ti-Al 15-30 nm	$100 \times 10^3$	$\emptyset$	$\emptyset$	$\emptyset$	115	11	$\emptyset$
Al-Ti-Al 15-30-30 nm	$800 \times 10^3$	2	0.3	0.2	122	$\sim 16$	$\sim 1.0$

Table 7.2 – Tableau récapitulatif des différents résonateurs testés sur un bloc de silicium. Tous les paramètres n’avaient pas été estimés au moment de l’écriture de ce document, soit pour des raisons techniques (pas d’impulsions, comme pour le résonateur Ti-Al) soit pour des raisons de temps (caractérisation électrique Al 60 nm). Résultats obtenus pour  $T/T_c \sim 0.1$ .

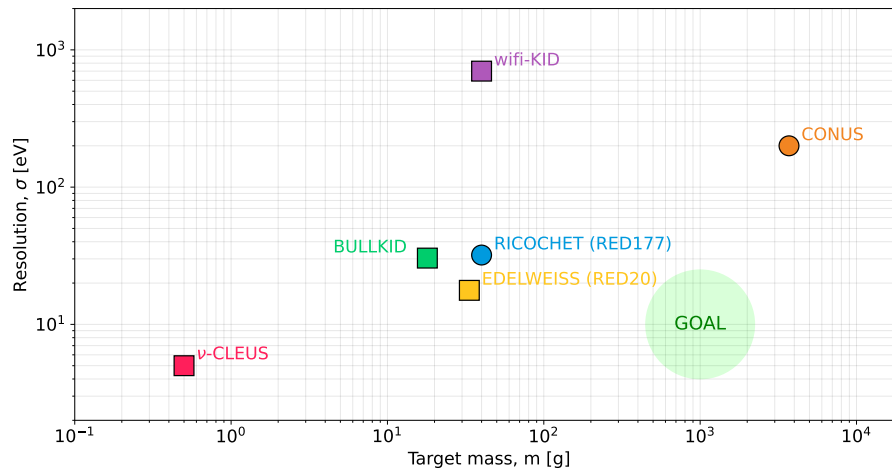


Figure 7.22 – Résolution en énergie en fonction de la masse du détecteur obtenue expérimentalement pour des détecteurs de  $CE\nu NS$ . Les carrés correspondent à des mesures du signal chaleur avec des TES, Ge-NTD ou KID. Les cercles sont les expériences de mesure de charge uniquement. On retrouve les résultats présentés dans cette thèse en bleu et violet aux chapitres 6 et 7.

Ce travail peut être situé en terme de performance par rapport à la masse du détecteur. L’objectif est d’atteindre une résolution de l’ordre de 20 eV pour une cible de masse au moins égale à 1 kg. On voit sur la figure 7.22 qu’il est nécessaire d’améliorer les performances d’au moins un facteur 10 avant d’envisager l’emploi de cette technologie pour la réalisation d’une expérience de  $CE\nu NS$ .

Les expériences réalisées dans le cadre du projet *WIFI-KID* ont permis de démontrer la faisabilité du concept de détection avec ligne d’excitation déportée pour la détection de particules par médiation de phonons. Ce concept de détecteur offre une grande flexibilité dans la réalisation de détecteurs segmentés massifs et multi-matériaux. D’ailleurs, la mise en oeuvre de plusieurs détecteurs *WIFI-KID* simultanément dans un cryostat a démontré le potentiel d’extensibilité de l’approche par lecture déportée. Avec 30 g de cible utile en silicium par détecteur, il faudrait réaliser une trentaine de *WIFI-KID* pour atteindre 1 kg de masse de détection. L’utilisation de germanium à la place du silicium permettrait d’augmenter la masse de détection sans changer le nombre de résonateurs, bien qu’il faudrait démontrer qu’un substrat en Ge permette d’atteindre les facteurs de qualité requis.



La résolution en énergie a été améliorée d'un facteur trois depuis le début du projet WIFI-KID, passant de 1.5 keV à 500 eV. Les performances atteintes ne sont toutefois pas suffisantes pour envisager une expérience de recherche d'événements rares à grande échelle mais des pistes de réduction de la résolution ont été identifiées : 1) l'amélioration du seuil de détection des phonons en abaissant la  $T_c$  du supraconducteur, 2) l'optimisation du couplage résonateur/substrat (accord acoustique) en choisissant des matériaux plus adaptés, et 3) la modification de la géométrie du résonateur pour optimiser le rapport entre fraction d'inductance cinétique et captation de phonons.

Au delà de la simple question des performances du WIFI-KID, plusieurs expériences sont envisagées pour étudier la potentielle dépendance à la position de l'énergie déposée dans l'absorbeur avec plusieurs résonateurs 20 nm et au moins un résonateur 60 nm en Al. Les résonateurs fins seraient utilisés pour la spatialisation tandis que le résonateur épais servirait à l'estimation précise de l'énergie déposée.

Enfin, l'étude de la dynamique du détecteur par l'analyse des impulsions n'est pas anodine et montre une inadéquation de la bande passante du détecteur par rapport au processus sondé dans certains cas. En particulier, on remarque que pour les résonateurs Al 20 nm et Al 40 nm le temps de montée est très proche du temps de descente. Dans ce régime, on n'est pas capable de résoudre l'amplitude des pics de calibration à cause d'une éventuelle dépendance à la position d'impact. Le processus physique lié à la relaxation des résonateurs n'est pas formellement identifié mais semble lié aux populations de phonons dans l'absorbeur. Le temps de montée quant à lui, pourrait être associé au temps de réponse du résonateur ou au temps de recombinaison des quasi-particules en paires de Cooper. En définitive, le projet WIFI-KID n'a pas encore permis de démontrer des performances en terme de résolution en énergie suffisantes pour une future expérience de recherche d'événements rares bien que des améliorations significatives ont été réalisées. La mise en oeuvre de cette technologie pour des expériences futures requiert un effort non négligeable de recherche et développement.

# 8 Conclusions

## 8.1 Bilan général

Dans le chapitre 1, nous avons vu que les neutrinos sont des particules fondamentales encore relativement mal comprises. Ces dernières sont une sonde idéale pour explorer l'interaction faible à basse énergie et pourraient révéler une physique exotique. Le processus de  $CE\nu NS$  est très adapté pour cette étude, de part sa grande section efficace d'interaction à basse énergie qui permet d'envisager des détecteurs de neutrinos performants de taille raisonnable (1 kg). La mesure du  $CE\nu NS$  de neutrinos de réacteur est un enjeu scientifique actuel qui implique une dizaine d'expériences à travers le monde. C'est dans ce cadre que s'inscrit le développement de l'expérience RICOCHET.

Le chapitre 2 nous a permis d'aborder les différents aspects de RICOCHET, le site expérimental H7 et ses caractéristiques, le flux d'anti-neutrinos électroniques produit par le coeur du réacteur et les différents blindages optimisés. Sur son site expérimental, on attend 12.8 (CRYOCUBE) et 11.2 (Q-Array) événements  $CE\nu NS$  par kg et par jour de signal entre 50 eV et 1 keV. Dans cette région d'intérêt, on attend  $9 \pm 2$  reculs nucléaires liés aux bruits de fond, ce qui laisse envisager la possibilité d'atteindre un rapport signal sur bruit  $S/B \sim 1$  grâce à la discrimination entre les reculs nucléaires et les reculs électroniques (avec un facteur de rejet de  $10^3$ ). Les différents systèmes de calibration de RICOCHET permettront de contrôler au maximum les erreurs systématiques liées à la réponse des détecteurs. Nos projections de sensibilité, qui prennent en considération le bruit de fond non-ionisant, suggèrent qu'il est possible d'atteindre une signification de détection du  $CE\nu NS$  de  $4 \sigma$  en un seul cycle de réacteur ON [49], ce qui est compatible avec une précision statistique de 1% sur la mesure du spectre de reculs nucléaires  $CE\nu NS$  au bout d'un an de prise de données réacteur ON. Dans sa forme finale, on peut espérer que RICOCHET améliore les limites expérimentales de COHERENT de deux ordres de grandeur (couplage du  $Z'$ , NSI). Avant son installation prévue pour début 2024 à l'Institut Laue Langevin, le cryostat de RICOCHET a été mis en fonctionnement à l'IP2I pour valider la cryogénie, les solutions mécaniques, les systèmes électroniques ainsi que le système de supervision des données des détecteurs et du cryostat.

Le chapitre 3 présente le détecteur CRYOCUBE de RICOCHET. Ce dernier est un détecteur segmenté composé de bolomètres semi-conducteurs à double mesure chaleur/ionisation. Il est prévu que le CRYOCUBE contienne de 18 à 27 bolomètres de 40 g dans sa forme finale. Un démonstrateur technique, le mini-CRYOCUBE, permet d'opérer trois détecteurs dans la même structure mécanique

tout en limitant la puissance thermique entre l'étage d'électronique (à 1 K) et l'étage du détecteur (à 10 mK), espacés de seulement 5 cm, à seulement  $1 \mu\text{W}$ . Mon travail de thèse a rendu possible l'obtention de performances excellentes avec un mini-CRYOCUBE dans le cryostat RICOCHET. Ce détecteur a montré des seuils de détection et de discrimination dix fois meilleurs que ceux obtenus avec les détecteurs d'EDELWEISS, ce qui ouvre la voie à une nouvelle ère de mesures à basse énergie. La résolution est encore un facteur deux trop grande par rapport aux objectifs de RICOCHET, mais des solutions sont présentées dans les chapitres 5 et 6. Le CRYOCUBE est prêt à être envoyé à l'ILL début 2024 avec une masse totale réduite (mini-CRYOCUBE) pour commencer des prises de mesure du bruit de fond et valider la synchronisation avec le véto muon.

Le traitement du signal, présenté au chapitre 4, est crucial pour l'obtention des performances citées jusque-là. L'application des algorithmes de décorrélation et de traitement différentiel permettent de très significativement améliorer les résolutions mesurées. On peut observer, parfois, une diminution de deux ordres de grandeur de la densité spectrale linéaire de puissance (LSD) du bruit. Dans ce chapitre 4 nous avons vu l'intégralité des modules de MPS, pour le traitement des données, la simulation de données brutes, et le calcul de l'efficacité de détection de la chaîne de traitement. Le module MPS Processing s'est avéré plus performant que la chaîne de traitement des données développée pour l'expérience EDELWEISS, avec un gain observé de l'ordre de 15% sur la voie chaleur pour des paramètres de traitement du signal similaires. Le gain sur le traitement des voies ionisation est de plus d'un ordre de grandeur grâce aux algorithmes de traitement différentiel et de décorrélation. Le module MPS Simulation a permis de réaliser une étude des performances de la chaîne de traitement et des résolutions attendues. L'outil MPS Template permet d'extraire une forme d'impulsion analytique à partir de données expérimentales de façon optimisée et d'en estimer les incertitudes sur chaque paramètre. Enfin, MPS Efficiency, développé par N. Martini pendant son stage de M2 et que j'ai co-encadré, a permis d'estimer l'efficacité de détection de la chaîne d'acquisition utilisée pour obtenir les résultats du mini-CRYOCUBE présentés au chapitre 6.

Le chapitre 5 porte sur la modélisation de l'électronique du détecteur à des températures cryogéniques. Nous avons vu que la capacité parasite induite par les pistes électriques joue un rôle central pour l'obtention des performances souhaitées. Les modèles suggèrent que la géométrie FID38 est plus performante en terme de mesure de charge mais que l'abaissement de la capacité parasite de câblage entraîne un couplage entre les voies de mesures, plus important. Le formalisme développé permet de quantifier ce couplage, en fréquence et en temps. L'outil de calcul numérique et symbolique développé pour cette étude est extrêmement versatile et peut être employé pour d'autres détecteurs très simplement. Il permet également d'extraire des fonctions d'ajustement, qui ont été utilisées pour estimer la valeur de  $C_p$  au chapitre 6.

Les modèles développés ont été confrontés à des mesures expérimentales lors du chapitre 6 qui présente les performances du mini-CRYOCUBE équipé d'amplificateurs source commune à transis-

tor HEMT et opéré dans le cryostat LIO. Nous avons atteint des résolutions RMS ligne de base entre 30 et 40 eV sur trois détecteurs différents, ce qui égale les meilleures mesures de charges HPGe à 77 K (CONUS, Dresden-II, ...) et est la meilleure mesure de charges dans un cristal de germanium jamais réalisée à 10 mK. Ce chapitre présente également sa stratégie d'amélioration des performances de mesure de charge par l'ajout de pièces de silice pour abaisser la capacité parasite.

Enfin, le chapitre 7 traite un projet de recherche et développement dit "amont" qui a été réalisé pour préparer le futur des détecteurs cryogéniques segmentés pour la détection d'événements rares (matière noire, neutrinos). Nous avons décrit le principe du WIFI-KID, avec sa piste de lecture déportée et nous avons présenté les différents résultats obtenus depuis le début du projet, passant d'une résolution ligne de base de 2 keV à 700 eV RMS. La dynamique du détecteur reste encore à être étudiée, et de futures campagnes de mesures devraient permettre d'apporter les éléments nécessaires à sa compréhension.

## 8.2 Perspectives

Le démontage de RICOCHET à l'IP2I interviendra entre octobre et décembre 2023 pour une installation du cryostat et de tous les éléments techniques entre décembre 2023 et janvier 2024. La validation des performances du mini-CRYOCUBE est très encourageante mais il reste à étudier les détecteurs avec fiducialisation FID38, qui ne pouvaient pas être lus avec les cartes électroniques à disposition au cours de ma thèse. L'étude de ces derniers permettra de valider le modèle de corrélation de voies FID présenté au chapitre 5. La validation des performances de ces détecteurs avec l'électronique de RICOCHET constitue une étape technique majeure. Le développement de l'électronique est encore en cours pour améliorer les premiers prototypes en terme de niveau de bruit.

L'envoi d'un mini-CRYOCUBE sur le site expérimental permettra de valider la gestion des données avec des volumes réduits, ce qui simplifiera la mise en place. Avoir trois détecteurs PL38 sur le site H7 rendra possible la mesure du bruit de fond dans la région d'intérêt. Il sera également possible d'intégrer le système de veto muon aux détecteurs cryogéniques. Les perspectives offertes par la mise en service de RICOCHET à l'ILL sont très motivantes pour le futur du projet.

Après 7 cycles de prise de données réacteur ON à l'ILL (2 ans), et l'augmentation progressive de la masse du CRYOCUBE jusqu'à 720 g (18 détecteurs) / 1 kg (27 détecteurs), l'expérience RICOCHET devrait fournir la mesure la plus précise à basse énergie du  $CE\nu NS$ , et mettre en évidence de possibles signes de nouvelle physique.



# Bibliography

- [1] M. Aaboud et al. « Search for high-mass new phenomena in the dilepton final state using proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector ». *Phys. Lett. B* 761, 2016, pp. 372–392. DOI: [10.1016/j.physletb.2016.08.055](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.08.055). arXiv: [1607.03669](https://arxiv.org/abs/1607.03669) [hep-ex].
- [2] R. Abbasi, Y. Abdou, T Abu-Zayyad, et al. « The design and performance of IceCube Deep-Core ». *Astroparticle physics* 35:10, 2012, pp. 615–624. DOI: [10.1016/j.astropartphys.2012.01.004](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.01.004).
- [3] J. Abdallah, A. Ashkenazi, A. Boveia, et al. « Simplified models for dark matter and missing energy searches at the LHC ». *arXiv preprint arXiv:1409.2893*, 2014. DOI: [10.48550/arXiv.1409.2893](https://doi.org/10.48550/arXiv.1409.2893).
- [4] S Abe, K Furuno, A Gando, et al. « Measurement of the 8 B solar neutrino flux with the KamLAND liquid scintillator detector ». *Physical Review C* 84:3, 2011, p. 035804. DOI: [10.1103/PhysRevC.84.035804](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.035804).
- [5] H. Abele et al. « Observation of a nuclear recoil peak at the 100 eV scale induced by neutron capture », 2022. DOI: [10.1103/PhysRevLett.130.211802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.211802). arXiv: [2211.03631](https://arxiv.org/abs/2211.03631) [nucl-ex].
- [6] B. Abi et al. « The Single-Phase ProtoDUNE Technical Design Report ». *arXiv*, 2017. DOI: [10.48550/arXiv.1706.07081](https://doi.org/10.48550/arXiv.1706.07081). arXiv: [1706.07081v2](https://arxiv.org/abs/1706.07081v2) [physics.ins-det].
- [7] S. Abrahamyan et al. « Search for a New Gauge Boson in Electron-Nucleus Fixed-Target Scattering by the APEX Experiment ». *Phys. Rev. Lett.* 107, 2011, p. 191804. DOI: [10.1103/PhysRevLett.107.191804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.191804). arXiv: [1108.2750](https://arxiv.org/abs/1108.2750) [hep-ex].
- [8] K.-H. Ackermann, M Agostini, M Allardt, et al. « The gerda experiment for the search of  $0\nu\beta\beta$  decay in  $76\text{Ge}$  ». *The European Physical Journal C* 73, 2013, pp. 1–29. DOI: [10.1140/epjc/s10052-013-2330-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2330-0).
- [9] P. Adari et al. « EXCESS workshop: Descriptions of rising low-energy spectra ». *SciPost Phys. Proc.* 9, 2022. Ed. by A. Fuss, M. Kaznacheeva, F. Reindl, and F. Wagner, p. 001. DOI: [10.21468/SciPostPhysProc.9.001](https://doi.org/10.21468/SciPostPhysProc.9.001). arXiv: [2202.05097](https://arxiv.org/abs/2202.05097) [astro-ph.IM].
- [10] R. Agnese, A. Anderson, M Asai, et al. « Improved WIMP-search reach of the CDMS II germanium data ». *Physical Review D* 92:7, 2015, p. 072003. DOI: [10.1103/PhysRevD.92.072003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.072003).

- [11] G. Agnolet et al. « Background Studies for the MINER Coherent Neutrino Scattering Reactor Experiment ». *Nucl. Instrum. Meth. A* 853, 2017, pp. 53–60. DOI: [10.1016/j.nima.2017.02.024](https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.02.024). arXiv: [1609.02066](https://arxiv.org/abs/1609.02066) [physics.ins-det].
- [12] A. Aguilar-Arevalo et al. « Evidence for neutrino oscillations from the observation of  $\bar{\nu}_e$  appearance in a  $\bar{\nu}_\mu$  beam ». *Phys. Rev. D* 64:112, 2001, p. 112007. DOI: [10.1103/PhysRevD.64.112007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.64.112007). arXiv: [hep-ex/0104049](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0104049).
- [13] D. Akimov et al. « Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering ». English. *Science* 357:6356, 2017, pp. 1123–1126. DOI: [10.1126/science.aao0990](https://doi.org/10.1126/science.aao0990). arXiv: [1708.01294](https://arxiv.org/abs/1708.01294) [nucl-ex].
- [14] M. F. Albakry et al. « First measurement of the nuclear-recoil ionization yield in silicon at 100 eV », 2023. DOI: [10.1103/PhysRevLett.131.091801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.091801). arXiv: [2303.02196](https://arxiv.org/abs/2303.02196) [physics.ins-det].
- [15] I. Alekseev et al. « First results of the  $\nu$ GeN experiment on coherent elastic neutrino-nucleus scattering ». *Phys. Rev. D* 106:5, 2022, p. L051101. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.L051101](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.L051101). arXiv: [2205.04305](https://arxiv.org/abs/2205.04305) [nucl-ex].
- [16] S. Alexander. « Status and perspectives of neutrino magnetic moments ». In: *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 718. 6. IOP Publishing, 2016, p. 062076. DOI: [10.1088/1742-6596/718/6/062076](https://doi.org/10.1088/1742-6596/718/6/062076).
- [17] L. Aliaga, L. Bagby, B. Baldin, et al. « Design, calibration, and performance of the MINERvA detector ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 743, 2014, pp. 130–159. DOI: [10.1016/j.nima.2013.12.053](https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.12.053).
- [18] N. Allemandou et al. « The STEREO Experiment ». *Jinst* 13:07, 2018, P07009. DOI: [10.1088/1748-0221/13/07/p07009](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/07/p07009). arXiv: [1804.09052](https://arxiv.org/abs/1804.09052) [physics.ins-det].
- [19] B. Allen, W. G. Anderson, P. R. Brady, et al. « FINDCHIRP: An algorithm for detection of gravitational waves from inspiraling compact binaries ». *Phys. Rev. D* 85, 12 2012, p. 122006. DOI: [10.1103/PhysRevD.85.122006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.122006).
- [20] B. Allen, W. Hua, and A. Ottewill. « Automatic cross-talk removal from multi-channel data ». *arXiv preprint gr-qc/9909083*, 1999. DOI: [10.48550/arXiv.gr-qc/9909083](https://doi.org/10.48550/arXiv.gr-qc/9909083). arXiv: [gr-qc/9909083](https://arxiv.org/abs/gr-qc/9909083).
- [21] H. Almazán et al. « Interpreting Reactor Antineutrino Anomalies with STEREO data ». *Nature* 613:7943, 2022, pp. 257–261. ISSN: 1476-4687. DOI: [10.1038/s41586-022-05568-2](https://doi.org/10.1038/s41586-022-05568-2). arXiv: [2210.07664](https://arxiv.org/abs/2210.07664) [hep-ex].
- [22] H. Almazán, L. Bernard, A. Blanchet, et al. « First antineutrino energy spectrum from  $^{235}\text{U}$  fissions with the STEREO detector at ILL ». *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 48:7, 2021, p. 075107. DOI: [10.1088/1361-6471/abd37a](https://doi.org/10.1088/1361-6471/abd37a).

- [23] H. Almazán, L. Bernard, A. Blanchet, et al. « Improved sterile neutrino constraints from the STEREO experiment with 179 days of reactor-on data ». *Physical Review D* 102:5, 2020, p. 052002. DOI: [10.1103/PhysRevD.102.052002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.052002).
- [24] R. A. Alpher, J. W. Follin, and R. C. Herman. « Physical Conditions in the Initial Stages of the Expanding Universe ». *Phys. Rev.* 92, 6 1953, pp. 1347–1361. DOI: [10.1103/PhysRev.92.1347](https://doi.org/10.1103/PhysRev.92.1347).
- [25] *Anaconda Software Distribution*. Version Vers. 2-2.4.0. 2020.
- [26] A. Anderson, J. Conrad, E. Figueroa-Feliciano, et al. « Measuring active-to-sterile neutrino oscillations with neutral current coherent neutrino-nucleus scattering ». *Physical Review D* 86:1, 2012, p. 013004. DOI: [10.1103/PhysRevD.86.013004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.013004).
- [27] P. Anselmann, R. Fockenbrock, W. Hampel, et al. « First results from the 51Cr neutrino source experiment with the GALLEX detector ». *Physics Letters B* 342:1-4, 1995, pp. 440–450. DOI: [10.1016/0370-2693\(94\)01586-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(94)01586-2).
- [28] E. Armengaud, Q. Arnaud, C. Augier, et al. « Search for sub-GeV dark matter via the Migdal effect with an EDELWEISS germanium detector with NbSi transition-edge sensors ». *Phys. Rev. D* 106:6, 6 2022, p. 062004. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.062004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.062004). arXiv: [2203.03993](https://arxiv.org/abs/2203.03993) [astro-ph.GA].
- [29] E. Armengaud, C. Augier, A. Benoit, et al. « Searching for low-mass dark matter particles with a massive Ge bolometer operated above ground ». *Phys. Rev. D* 99:8, 8 2019, p. 082003. DOI: [10.1103/PhysRevD.99.082003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.082003). arXiv: [1901.03588](https://arxiv.org/abs/1901.03588) [astro-ph.GA].
- [30] E. Armengaud, C. Augier, A. Benoit, et al. « Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes ». *Physics Letters B* 702:5, 2011, pp. 329–335. DOI: [10.1016/j.physletb.2011.07.034](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.07.034).
- [31] E. Armengaud, C. Augier, A. Benoit, et al. « First results of the EDELWEISS-II WIMP search using Ge cryogenic detectors with interleaved electrodes ». *Physics Letters B* 687:4-5, 2010, pp. 294–298. DOI: [10.1016/j.physletb.2010.03.057](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.03.057).
- [32] E. Armengaud et al. « Development of  $^{100}\text{Mo}$ -containing scintillating bolometers for a high-sensitivity neutrinoless double-beta decay search ». *Eur. Phys. J. C* 77:11, 2017, p. 785. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5343-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5343-2). arXiv: [1704.01758](https://arxiv.org/abs/1704.01758) [physics.ins-det].
- [33] E. Armengaud et al. « Performance of the EDELWEISS-III experiment for direct dark matter searches ». *Jinst* 12:08, 2017, P08010. DOI: [10.1088/1748-0221/12/08/p08010](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/08/p08010). arXiv: [1706.01070](https://arxiv.org/abs/1706.01070) [physics.ins-det].
- [34] E. Armengaud et al. « Physics potential of the International Axion Observatory (IAXO) ». *Jcap* 1906, 2019, p. 047. DOI: [10.1088/1475-7516/2019/06/047](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/06/047). arXiv: [1904.09155](https://arxiv.org/abs/1904.09155) [hep-ph].



- [35] Q. Arnaud, E. Armengaud, C. Augier, et al. « First Germanium-Based Constraints on Sub-MeV Dark Matter with the EDELWEISS Experiment ». *Phys. Rev. Lett.* 125:14, 14 2020, p. 141301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.125.141301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.141301). arXiv: [2003.01046](https://arxiv.org/abs/2003.01046) [astro-ph.GA].
- [36] Q. Arnaud et al. « Signals induced by charge-trapping in EDELWEISS FID detectors: analytical modeling and applications ». *Jinst* 11:10, 2016, P10008. DOI: [10.1088/1748-0221/11/10/p10008](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/10/p10008). arXiv: [1606.08097](https://arxiv.org/abs/1606.08097) [physics.ins-det].
- [37] W. D. Arnett. « Gravitational Collapse And Weak Interactions ». *Canadian Journal of Physics* 44:11, 1966, pp. 2553–2594. DOI: [10.1139/p66-210](https://doi.org/10.1139/p66-210). eprint: <https://doi.org/10.1139/p66-210>.
- [38] Y Ashie, J Hosaka, K Ishihara, et al. « Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I ». *Physical Review D* 71:11, 2005, p. 112005. DOI: [10.1103/PhysRevD.71.112005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.71.112005).
- [39] C. Augier et al. « Fast neutron background characterization of the future Ricochet experiment at the ILL research nuclear reactor ». *Eur. Phys. J. C* 83:1, 2023, p. 20. DOI: [10.1140/epjc/s10052-022-11150-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-11150-x). arXiv: [2208.01760](https://arxiv.org/abs/2208.01760) [astro-ph.IM].
- [40] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer. « Theory of Superconductivity ». *Phys. Rev.* 108, 5 1957, pp. 1175–1204. DOI: [10.1103/PhysRev.108.1175](https://doi.org/10.1103/PhysRev.108.1175).
- [41] J. Barranco, O. G. Miranda, and T. I. Rashba. « Probing new physics with coherent neutrino scattering off nuclei ». *Journal of High Energy Physics* 2005:12, 2005, p. 021. DOI: [10.1088/1126-6708/2005/12/021](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2005/12/021).
- [42] G. Baulieu et al. « HEMT-Based 1 K Front-End Electronics for the Heat and Ionization Ge CryoCube of the Future Ricochet CEνNS Experiment ». *J. Low Temp. Phys.* 209:3-4, 2022, pp. 570–580. DOI: [10.1007/s10909-022-02896-5](https://doi.org/10.1007/s10909-022-02896-5). arXiv: [2111.10308](https://arxiv.org/abs/2111.10308) [physics.ins-det].
- [43] A. Beda, V. Brudanin, V. Egorov, et al. « Gemma experiment: The results of neutrino magnetic moment search ». *Phys. Part. Nucl. Lett.* 10, 2013, pp. 139–143. DOI: [10.1134/s15474771113020027](https://doi.org/10.1134/s15474771113020027).
- [44] J. Bendat and A. Piersol. « Random data: Analysis and measurement procedures 2nd Edition A Wiley-Interscience Publication ». *New York*, 1986.
- [45] A. Benoit et al. « Measurement of the response of heat-and-ionization germanium detectors to nuclear recoils ». *Nucl. Instrum. Meth. A* 577, 2007, pp. 558–568. DOI: [10.1016/j.nima.2007.04.118](https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.04.118). arXiv: [astro-ph/0607502](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0607502).
- [46] P Bernstein and J Noudem. « Superconducting magnetic levitation: principle, materials, physics and models ». *Superconductor Science and Technology* 33:3, 2020, p. 033001. DOI: [10.1088/1361-6668/ab63bd](https://doi.org/10.1088/1361-6668/ab63bd).
- [47] J. Billard, M Boulay, S. Cebrià, et al. « Direct Detection of Dark Matter APPEC Committee Report, 2020 ». *Reports on Progress in Physics* 85:5, 2020, p. 056201. DOI: [10.1088/1361-6633/ac5754](https://doi.org/10.1088/1361-6633/ac5754).

- [48] J. Billard, L. Strigari, and E. Figueroa-Feliciano. « Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments ». *Phys. Rev. D* 89:2, 2 2014, p. 023524. DOI: [10.1103/PhysRevD.89.023524](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.023524). arXiv: [1307.5458](https://arxiv.org/abs/1307.5458) [hep-ph].
- [49] J. Billard. « Searching for Dark Matter and New Physics in the Neutrino sector with Cryogenic detectors ». Habilitation à diriger des recherches. Université Claude Bernard Lyon 1, 2021. DOI: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03259707>.
- [50] J. Billard, J. Johnston, and B. J. Kavanagh. « Prospects for exploring New Physics in Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering ». *Jcap* 11, 2018, p. 016. DOI: [10.1088/1475-7516/2018/11/016](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2018/11/016). arXiv: [1805.01798](https://arxiv.org/abs/1805.01798) [hep-ph].
- [51] Bilt. 2023.
- [52] H. Bonet et al. « Constraints on elastic neutrino nucleus scattering in the fully coherent regime from the CONUS experiment ». *Phys. Rev. Lett.* 126:4, 2021, p. 041804. DOI: [10.1103/PhysRevLett.126.041804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.041804). arXiv: [2011.00210](https://arxiv.org/abs/2011.00210) [hep-ex].
- [53] A Bonhomme, H Bonet, C Buck, et al. « Direct measurement of the ionization quenching factor of nuclear recoils in germanium in the keV energy range ». *The European Physical Journal C* 82:9, 2022, p. 815. DOI: [10.1140/epjc/s10052-022-10768-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10768-1). arXiv: [2202.03754](https://arxiv.org/abs/2202.03754) [physics.ins-det].
- [54] O Bourrion, C Vescovi, A Catalano, et al. « High speed readout electronics development for frequency-multiplexed kinetic inductance detector design optimization ». *Journal of Instrumentation* 8:12, 2013, p. C12006. DOI: [10.1088/1748-0221/8/12/c12006](https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/12/c12006).
- [55] A. Broniatowski et al. « A new high-background-rejection dark matter Ge cryogenic detector ». *Phys. Lett. B* 681, 2009, pp. 305–309. DOI: [10.1016/j.physletb.2009.10.036](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2009.10.036). arXiv: [0905.0753](https://arxiv.org/abs/0905.0753) [astro-ph.IM].
- [56] M. Cadeddu and F. Dordei. « Reinterpreting the weak mixing angle from atomic parity violation in view of the Cs neutron rms radius measurement from COHERENT ». *Phys. Rev. D* 99, 3 2019, p. 033010. DOI: [10.1103/PhysRevD.99.033010](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.033010).
- [57] M. Cadeddu, F. Dordei, C. Giunti, et al. « Neutrino, electroweak, and nuclear physics from COHERENT elastic neutrino-nucleus scattering with refined quenching factor ». *Phys. Rev. D* 101, 3 2020, p. 033004. DOI: [10.1103/PhysRevD.101.033004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.033004).
- [58] L. Cardani, I. Colantoni, A. Cruciani, et al. « Energy resolution and efficiency of phonon-mediated kinetic inductance detectors for light detection ». *Applied Physics Letters* 107:9, 093508, 2015, p. 093508. DOI: [10.1063/1.4929977](https://doi.org/10.1063/1.4929977). arXiv: [1505.04666](https://arxiv.org/abs/1505.04666) [physics.ins-det].
- [59] N. Casali, F. Bellini, L. Cardani, et al. « Characterization of the KID-Based Light Detectors of CALDER ». *Journal of Low Temperature Physics* 184:1-2, 2015, 142–147. ISSN: 1573-7357. DOI: [10.1007/s10909-015-1358-y](https://doi.org/10.1007/s10909-015-1358-y). arXiv: [1511.05038](https://arxiv.org/abs/1511.05038) [physics.ins-det].

- [60] J. Chadwick. « The existence of a neutron ». *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 136:830, 1932, pp. 692–708. DOI: [10.1098/rspa.1932.0112](https://doi.org/10.1098/rspa.1932.0112).
- [61] R. Chen, H. D. Pinckney, E. Figueroa-Feliciano, et al. « Transition Edge Sensor Chip Design of a Modular CE $\nu$ NS Detector for the Ricochet Experiment ». *Journal of Low Temperature Physics* 211:5, 2023, pp. 237–247. ISSN: 1573-7357. DOI: [10.1007/s10909-022-02927-1](https://doi.org/10.1007/s10909-022-02927-1).
- [62] J. Colas, J. Billard, S. Ferriol, et al. « Development of data processing and analysis pipeline for the RICOCHET experiment ». *arXiv preprint arXiv:2111.12856*, 2021. DOI: [10.1007/s10909-022-02907-5](https://doi.org/10.1007/s10909-022-02907-5). arXiv: [2111.12856](https://arxiv.org/abs/2111.12856) [physics.ins-det].
- [63] S. A. Colgate and R. H. White. « The Hydrodynamic Behavior of Supernovae Explosions ». 143, 1966, p. 626. DOI: [10.1086/148549](https://doi.org/10.1086/148549).
- [64] J. I. Collar, A. R. L. Kavner, and C. M. Lewis. « Germanium response to sub-keV nuclear recoils: a multipronged experimental characterization ». *Phys. Rev. D* 103:12, 2021, p. 122003. DOI: [10.1103/PhysRevD.103.122003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.122003). arXiv: [2102.10089](https://arxiv.org/abs/2102.10089) [nucl-ex].
- [65] W. contributors. *Effet Miller*. 2023.
- [66] G. Corsini and R. Saletti. « A 1/f/sup gamma / power spectrum noise sequence generator ». *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 37:4, 1988, pp. 615–619. DOI: [10.1109/19.9825](https://doi.org/10.1109/19.9825).
- [67] C. L. Cowan Jr, F. Reines, F. Harrison, et al. « Detection of the free neutrino: a confirmation ». *Science* 124:3212, 1956, pp. 103–104. DOI: [10.1126/science.124.3212.103](https://doi.org/10.1126/science.124.3212.103).
- [68] A. Cruciani, L. Bandiera, M. Calvo, et al. « BULLKID: Monolithic array of particle absorbers sensed by kinetic inductance detectors ». *Applied Physics Letters* 121:21, 2022, p. 213504. DOI: [10.1063/5.0128723](https://doi.org/10.1063/5.0128723).
- [69] S. Danshin, V. Gavrin, V. Gorbachev, et al. « Production of the artificial  $^{51}\text{Cr}$  neutrino source in the BEST project ». *Journal of Instrumentation* 17:08, 2022, P08029. DOI: [10.1088/1748-0221/17/08/p08029](https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/08/p08029).
- [70] P. K. Day, H. G. LeDuc, B. A. Mazin, et al. « A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays ». *Nature* 425:6960, 2003, pp. 817–821. DOI: [10.1038/nature02037](https://doi.org/10.1038/nature02037).
- [71] P. De Visser, J. Baselmans, P. Diener, et al. « Generation-recombination noise: The fundamental sensitivity limit for kinetic inductance detectors ». *Journal of Low Temperature Physics* 167, 2012, pp. 335–340. DOI: [10.1007/s10909-012-0519-5](https://doi.org/10.1007/s10909-012-0519-5).
- [72] H. Dembinski and P. O. et al. « scikit-hep/iminuit », 2020. DOI: [10.5281/zenodo.3949207](https://doi.org/10.5281/zenodo.3949207).
- [73] S. Di Domizio, F. Orio, and M. Vignati. « Lowering the energy threshold of large-mass bolometric detectors ». *Journal of Instrumentation* 6:02, 2011, P02007. DOI: [10.1088/1748-0221/6/02/p02007](https://doi.org/10.1088/1748-0221/6/02/p02007). arXiv: [1012.1263](https://arxiv.org/abs/1012.1263) [astro-ph.IM].

- [74] I. Didschuns, A. Woodcraft, D. Bintley, et al. « Thermal conductance measurements of bolted copper to copper joints at sub-Kelvin temperatures ». *Cryogenics* 44:5, 2004, pp. 293–299. DOI: [10.1016/j.cryogenics.2003.11.010](https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2003.11.010).
- [75] Q. Dong, Y.-X. Liang, D. Ferry, et al. « Ultra-low noise high electron mobility transistors for high-impedance and low-frequency deep cryogenic readout electronics ». *Appl. Phys. Lett.* 105, 2014, pp. 013504–013504. DOI: [10.1063/1.4887368](https://doi.org/10.1063/1.4887368).
- [76] J. Dorenbosch et al. « Experimental Verification of the Universality of  $\nu_e$  and  $\nu_{\mu}$  Coupling to the Neutral ». *Phys. Lett. B* 180, 1986, pp. 303–307. DOI: [10.1016/0370-2693\(86\)90315-1](https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)90315-1).
- [77] S. Doyle, P. Mauskopf, J. Naylon, et al. « Lumped element kinetic inductance detectors ». *Journal of Low Temperature Physics* 151:1, 2008, pp. 530–536. ISSN: 1573-7357. DOI: [10.1007/s10909-007-9685-2](https://doi.org/10.1007/s10909-007-9685-2).
- [78] M Dressel. « Electrodynamics of Metallic Superconductors ». *Advances in Condensed Matter Physics* 2013, 2013. DOI: [10.1155/2013/104379](https://doi.org/10.1155/2013/104379).
- [79] P. Drude. « Zur Elektronentheorie der Metalle ». *Annalen der Physik* 306, 1900, pp. 566–613. DOI: [10.1002/andp.19003060312](https://doi.org/10.1002/andp.19003060312).
- [80] G. Eder. « Terrestrial neutrinos ». *Nuclear Physics* 78:3, 1966, pp. 657–662. DOI: [10.1016/0029-5582\(66\)90903-5](https://doi.org/10.1016/0029-5582(66)90903-5).
- [81] J.-B. Filippini. « Etude d'une électronique HEMT couplée à des détecteurs cryogéniques pour l'expérience Ricochet ». Theses. Université de Lyon, 2022.
- [82] D. Z. Freedman. « Coherent Neutrino Nucleus Scattering as a Probe of the Weak Neutral Current ». *Phys. Rev. D* 9, 1974, pp. 1389–1392. DOI: [10.1103/PhysRevD.9.1389](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.9.1389).
- [83] D. A. Frickey. « Conversions between S, Z, Y, H, ABCD, and T parameters which are valid for complex source and load impedances ». *IEEE Transactions on microwave theory and techniques* 42:2, 1994, pp. 205–211. DOI: [10.1109/22.275248](https://doi.org/10.1109/22.275248).
- [84] A. Friedland, M. L. Graesser, I. M. Shoemaker, et al. « Probing Nonstandard Standard Model Backgrounds with LHC Monojets ». *Phys. Lett. B* 714, 2012, pp. 267–275. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.06.078](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.06.078). arXiv: [1111.5331](https://arxiv.org/abs/1111.5331) [hep-ph].
- [85] S Fukuda, Y Fukuda, T. Hayakawa, et al. « The super-kamiokande detector ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 501:2-3, 2003, pp. 418–462. DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)00425-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)00425-X).
- [86] M. Galeazzi and D. McCammon. « A microcalorimeter and bolometer model ». *J. Appl. Phys.* 93:8, 2003, p. 4856. ISSN: 0021-8979. DOI: [10.1063/1.1559000](https://doi.org/10.1063/1.1559000). arXiv: [astro-ph/0304397](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0304397).
- [87] J. Gao. *The physics of superconducting microwave resonators*. California Institute of Technology, 2008. DOI: [10.7907/rat0-vm75](https://doi.org/10.7907/rat0-vm75).

- [88] E. Gatti and P. F. Manfredi. « Processing the signals from solid-state detectors in elementary-particle physics ». *La Rivista del Nuovo Cimento (1978-1999)* 9:1, 1986, pp. 1–146. DOI: [10.1007/bf02822156](https://doi.org/10.1007/bf02822156).
- [89] S. Golwala, J. Gao, D. Moore, et al. « A WIMP Dark Matter Detector Using MKIDs ». *Journal of Low Temperature Physics* 151, 2008, pp. 550–556. DOI: [10.1007/s10909-007-9687-0](https://doi.org/10.1007/s10909-007-9687-0).
- [90] J. Goodman and J. Weare. « Ensemble samplers with affine invariance ». *Communications in applied mathematics and computational science* 5:1, 2010, pp. 65–80. DOI: [10.2140/camcos.2010.5.65](https://doi.org/10.2140/camcos.2010.5.65).
- [91] C. J. Gorter and H. B. G. Casimir. « On superconductivity ». *I. Physica*, 1934. DOI: [10.1016/s0031-8914\(34\)90037-9](https://doi.org/10.1016/s0031-8914(34)90037-9).
- [92] J. Goupy. « Optimisation de détecteurs pour l’astronomie du rayonnement X : développement de jonctions supraconductrices pour l’isolation thermique dans les interconnexions ». Theses. Université de Grenoble, 2012.
- [93] K Greisen. « Cosmic Ray Showers ». *Annual Review of Nuclear Science* 10:1, 1960, pp. 63–108. DOI: [10.1146/annurev.ns.10.120160.000431](https://doi.org/10.1146/annurev.ns.10.120160.000431). eprint: <https://doi.org/10.1146/annurev.ns.10.120160.000431>.
- [94] W. Hampel and L. P. Remsberg. « Half-life of  $^{71}\text{Ge}$  ». *Phys. Rev. C* 31, 2 1985, pp. 666–667. DOI: [10.1103/PhysRevC.31.666](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.31.666).
- [95] C. R. Harris, K. J. Millman, S. J. van der Walt, et al. « Array programming with NumPy ». *Nature* 585:7825, 2020, pp. 357–362. DOI: [10.1038/s41586-020-2649-2](https://doi.org/10.1038/s41586-020-2649-2).
- [96] R. H. Helm. « Inelastic and Elastic Scattering of 187-Mev Electrons from Selected Even-Even Nuclei ». *Phys. Rev.* 104, 5 1956, pp. 1466–1475. DOI: [10.1103/PhysRev.104.1466](https://doi.org/10.1103/PhysRev.104.1466).
- [97] S. A. Hertel. « Advancing the Search for Dark Matter: from CDMS II to SuperCDMS », 2012. DOI: [10.2172/1248359](https://doi.org/10.2172/1248359).
- [98] R. M. Hill. « Variable-range hopping ». *physica status solidi (a)* 34:2, 1976, pp. 601–613. DOI: [10.1002/pssa.2210340223](https://doi.org/10.1002/pssa.2210340223). eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/pssa.2210340223>.
- [99] P. Huber. « Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors ». *Phys. Rev. C* 84, 2 2011, p. 024617. DOI: [10.1103/PhysRevC.84.024617](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.024617).
- [100] B. J. Jones. « The status of the MicroBooNE experiment ». In: *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 408. 1. IOP Publishing, 2013, p. 012028. DOI: [10.1088/1742-6596/408/1/012028](https://doi.org/10.1088/1742-6596/408/1/012028).
- [101] A. Juillard, J. Billard, D. Chaize, et al. « Low-Noise HEMTs for Coherent Elastic Neutrino Scattering and Low-Mass Dark Matter Cryogenic Semiconductor Detectors ». *Journal of Low Temperature Physics* 199:3-4, 2019, pp. 798–806. DOI: [10.1007/s10909-019-02269-5](https://doi.org/10.1007/s10909-019-02269-5). arXiv: [1909.02879](https://arxiv.org/abs/1909.02879) [physics.ins-det].

- [102] S. Kaplan, C C. Chi, D N. Langenberg, et al. « Quasiparticle and phonon lifetimes in superconductors ». *Phys. Rev. B* 14, 1976. DOI: [10.1103/PhysRevB.14.4854](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.14.4854).
- [103] S. B. Kaplan. « Acoustic matching of superconducting films to substrates ». *Journal of Low Temperature Physics* 37:3-4, 1979, pp. 343–365. DOI: [10.1007/bf00119193](https://doi.org/10.1007/bf00119193).
- [104] M. Kelsey, R. Agnese, Y. Alam, et al. « G4CMP: Condensed matter physics simulation using the Geant4 toolkit ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 1055, 2023, p. 168473. DOI: [10.1016/j.nima.2023.168473](https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168473).
- [105] V. Khachatryan et al. « Search for narrow resonances in dilepton mass spectra in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV and combination with 8 TeV data ». *Phys. Lett. B* 768, 2017, pp. 57–80. DOI: [10.1016/j.physletb.2017.02.010](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.02.010). arXiv: [1609.05391 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1609.05391).
- [106] C. Kittel and P. McEuen. *Introduction to solid state physics*. John Wiley & Sons, 2018. ISBN: 978-1-119-45416-8.
- [107] S. R. Klein and J. Nystrand. « Exclusive vector meson production in relativistic heavy ion collisions ». *Phys. Rev. C* 60, 1 1999, p. 014903. DOI: [10.1103/PhysRevC.60.014903](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.60.014903).
- [108] G. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 2010. ISBN: 9780470131480.
- [109] K Kodama, N Ushida, C Andreopoulos, et al. « Final tau-neutrino results from the DONuT experiment ». *Physical Review D* 78:5, 2008, p. 052002. DOI: [10.1103/PhysRevD.78.052002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.052002).
- [110] K Kodama, N Ushida, C Andreopoulos, et al. « Observation of tau neutrino interactions ». *Physics Letters B* 504:3, 2001, pp. 218–224. DOI: [10.1016/S0370-2693\(01\)00307-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00307-0).
- [111] V. Kopeikin. « Flux and spectrum of reactor antineutrinos ». *Physics of Atomic Nuclei* 75, 2012, pp. 143–152. DOI: [10.1134/S1063778812020123](https://doi.org/10.1134/S1063778812020123).
- [112] S Kopp. « Accelerator neutrino beams ». *Physics Reports* 439:3, 2007, pp. 101–159. DOI: [10.1016/j.physrep.2006.11.004](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2006.11.004).
- [113] L. M. Krauss, S. L. Glashow, and D. N. Schramm. « Antineutrino astronomy and geophysics ». *Nature* 310:5974, 1984, pp. 191–198. DOI: [10.1038/310191a0](https://doi.org/10.1038/310191a0).
- [114] G. Labs. *Grafana Documentation*. 2018. URL: <https://grafana.com/docs/> (visited on 07/25/2019).
- [115] S. K. Lam, A. Pitrou, and S. Seibert. « Numba: A llvm-based python jit compiler ». In: *Proceedings of the Second Workshop on the LLVM Compiler Infrastructure in HPC*. 2015, pp. 1–6. DOI: [10.1145/2833157.2833162](https://doi.org/10.1145/2833157.2833162).
- [116] H. Lastakowski, J.-C. Géminard, and V. Vidal. « Granular friction: Triggering large events with small vibrations ». *Scientific reports* 5:1, 2015, p. 13455.
- [117] H Lattaud, Q Arnaud, J Billard, et al. « Phonon and charge signals from IR and X excitation in the SELENDIS Ge cryogenic detector ». *Journal of Low Temperature Physics* 209:3-4, 2022, pp. 263–270. DOI: [10.1007/s10909-022-02826-5](https://doi.org/10.1007/s10909-022-02826-5).

- [118] H. Lattaud. « Sub-GeV dark matter searches with EDELWEISS: New results and prospects ». *SciPost Physics Proceedings* 12, 2023, p. 012. DOI: [10.21468/SciPostPhysProc.12.012](https://doi.org/10.21468/SciPostPhysProc.12.012).
- [119] J Lindhard. *Influence Of Crystal Lattice On Motion Of Energetic Charged Particles*. Vol. 34. 14. 1965.
- [120] M. Lindner, B. Radov'čić, and J. Welter. « Revisiting Large Neutrino Magnetic Moments ». *Jhep* 07, 2017, p. 139. DOI: [10.1007/jhep07\(2017\)139](https://doi.org/10.1007/jhep07(2017)139). arXiv: [1706.02555](https://arxiv.org/abs/1706.02555) [hep-ph].
- [121] F. London and H. London. « The Electromagnetic Equations of the Supraconductor ». *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 149, 1935, pp. 71–88. DOI: [10.1098/rspa.1935.0048](https://doi.org/10.1098/rspa.1935.0048).
- [122] B. Lowe. « Measurements of Fano factors in silicon and germanium in the low-energy X-ray region ». *Nucl. Instrum. Meth. A* 399:2, 1997, pp. 354–364. ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/S0168-9002\(97\)00965-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00965-0).
- [123] P. Luke. « Voltage-assisted calorimetric ionization detector ». *Journal of Applied Physics* 64:12, 1988, pp. 6858–6860. DOI: [10.1063/1.341976](https://doi.org/10.1063/1.341976).
- [124] G. G. Macfarlane, T. P. McLean, J. E. Quarrington, et al. « Fine Structure in the Absorption-Edge Spectrum of Ge ». *Phys. Rev.* 108, 6 1957, pp. 1377–1383. DOI: [10.1103/PhysRev.108.1377](https://doi.org/10.1103/PhysRev.108.1377).
- [125] R. Maisonobe, J. Billard, M. De Jesus, et al. « Vibration decoupling system for massive bolometers in dry cryostats ». *Jinst* 13:08, 2018, T08009. DOI: [10.1088/1748-0221/13/08/t08009](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/08/t08009). arXiv: [1803.03463](https://arxiv.org/abs/1803.03463) [physics.ins-det].
- [126] M Mancuso, A Bento, N. F. Iachellini, et al. « A method to define the energy threshold depending on noise level for rare event searches ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 940, 2019, pp. 492–496. DOI: [10.1016/j.nima.2019.06.030](https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.06.030).
- [127] M. Markov and I. Zheleznykh. « On high energy neutrino physics in cosmic rays ». *Nuclear Physics* 27:3, 1961, pp. 385–394. ISSN: 0029-5582. DOI: [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(61\)90331-5](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90331-5).
- [128] M Martinez, L Cardani, N Casali, et al. « Measurements and simulations of athermal phonon transmission from silicon absorbers to aluminum sensors ». *Physical Review Applied* 11:6, 2019, p. 064025. DOI: [10.1103/PhysRevApplied.11.064025](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.11.064025).
- [129] A. Meurer, C. P. Smith, M. Paprocki, et al. « SymPy: symbolic computing in Python ». *PeerJ Computer Science* 3, 2017, e103. ISSN: 2376-5992. DOI: [10.7717/peerj-cs.103](https://doi.org/10.7717/peerj-cs.103).
- [130] A. Miles, J. Kirkham, M. Durant, et al. *zarr-developers/zarr-python: v2.4.0*. 2020. DOI: [10.5281/zenodo.3773450](https://doi.org/10.5281/zenodo.3773450).
- [131] J. M. Miller. « Dependence of the input impedance of a three-electrode vacuum tube upon the load in the plate circuit ». *Sci Pap Bureau Standards* 15:351, 1920, p. 367.

- [132] D. Misiak. « Développements de nouveaux détecteurs cryogéniques bas seuils pour la recherche de matière noire légère et la physique des neutrinos de basse énergie ». Theses. Université de Lyon, 2021.
- [133] *Model 5184 Ultra Low Noise Preamplifier*. [https://www.ameteks.com/-/media/ameteks/download\\_links/documentations/5184/model\\_5184.pdf?revision=c5ef1fc8-9a06-4817-9052-5d0d61316248](https://www.ameteks.com/-/media/ameteks/download_links/documentations/5184/model_5184.pdf?revision=c5ef1fc8-9a06-4817-9052-5d0d61316248). Accessed: 19-07-2023.
- [134] A Monfardini, A Beelen, A Benoit, et al. « CONCERTO at APEX: installation and technical commissioning ». *Journal of Low Temperature Physics* 209:5-6, 2022, pp. 751–757. DOI: [10.1007/s10909-022-02690-3](https://doi.org/10.1007/s10909-022-02690-3).
- [135] T. Mueller et al. « Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra ». *Phys. Rev. C* 83:5, 5 2011, p. 054615. DOI: [10.1103/PhysRevC.83.054615](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.054615). arXiv: [1101.2663](https://arxiv.org/abs/1101.2663) [hep-ex].
- [136] C. Multiphysics. « Introduction to COMSOL multiphysics® ». *COMSOL Multiphysics, Burlington, MA, accessed Feb 9, 1998*, p. 2018.
- [137] B Neganov and V Trofimov. « USSR patent No 1037771 ». *Otkrytia i izobreteniya* 146, 1985, p. 215.
- [138] B. Nelson, E. B. Ford, and M. J. Payne. « RUN DMC: an efficient, parallel code for analyzing radial velocity observations using N-body integrations and differential evolution Markov chain Monte Carlo. » *The Astrophysical Journal Supplement Series* 210:1, 2013, p. 11. DOI: [10.1088/0067-0049/210/1/11](https://doi.org/10.1088/0067-0049/210/1/11).
- [139] T. Noguchi, M. Naruse, and Y. Sekimoto. « RF conductivity and surface impedance of a superconductor taking into account the complex superconducting gap energy ». *Physics Procedia* 36, 2012, pp. 318–323. DOI: [10.1016/j.phpro.2012.06.166](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2012.06.166).
- [140] D. O. North. « An analysis of the factors which determine signal/noise discrimination in pulsed-carrier systems ». *Proceedings of the IEEE* 51:7, 1963, pp. 1016–1027. DOI: [10.1109/proc.1963.2383](https://doi.org/10.1109/proc.1963.2383).
- [141] E. Olivieri, J. Billard, M. De Jesus, et al. « Vibrations on pulse tube based Dry Dilution Refrigerators for low noise measurements ». *Nucl. Instrum. Meth. A* 858, 2017, pp. 73–79. DOI: [10.1016/j.nima.2017.03.045](https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.03.045). arXiv: [1703.08957](https://arxiv.org/abs/1703.08957) [physics.ins-det].
- [142] A. Onillon. « Reactor and Antineutrino Spectrum Calculations for the Double Chooz First Phase Results ». *Nucl. Data Sheets* 120, 2014, pp. 153–156. DOI: [10.1016/j.nds.2014.07.032](https://doi.org/10.1016/j.nds.2014.07.032).
- [143] H. K. Onnes. *Further Experiments with Liquid Helium: G. On the Electrical Resistance of Pure Metals, Etc. VI. On the Sudden Change in the Rate at which the Resistance of Mercury Disappears*. 1911. DOI: [10.1007/978-94-009-2079-8\\_15](https://doi.org/10.1007/978-94-009-2079-8_15).
- [144] M. L. Perl. « The tau heavy lepton—a recently discovered elementary particle ». *Nature* 275:5678, 1978, pp. 273–278. DOI: [10.1038/275273a0](https://doi.org/10.1038/275273a0).



- [145] A. Phipps, A. Juillard, B. Sadoulet, et al. « A HEMT-Based Cryogenic Charge Amplifier with sub-100 eVee Ionization Resolution for Massive Semiconductor Dark Matter Detectors ». *Nucl. Instrum. Meth. A* 940, 2019, pp. 181–184. DOI: [10.1016/j.nima.2019.06.022](https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.06.022). arXiv: [1611.09712](https://arxiv.org/abs/1611.09712) [physics.ins-det].
- [146] H. Pinckney, G Yacteen, A Serafin, et al. « The Thermal Conductance of Sapphire Ball Based Detector Clamps: For the Ricochet Collaboration ». *Journal of Low Temperature Physics* 209:5-6, 2022, pp. 1204–1211. DOI: [10.1007/s10909-022-02777-x](https://doi.org/10.1007/s10909-022-02777-x).
- [147] B. Pippard. « An experimental and theoretical study of the relation between magnetic field and current in a superconductor ». *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 216:1127, 1953, pp. 547–568. ISSN: 0080-4630. DOI: [10.1098/rspa.1953.0040](https://doi.org/10.1098/rspa.1953.0040). eprint: <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/216/1127/547.full.pdf>.
- [148] R Pöpel. « Surface impedance and reflectivity of superconductors ». *Journal of applied physics* 66:12, 1989, pp. 5950–5957. DOI: [10.1063/1.343622](https://doi.org/10.1063/1.343622).
- [149] D. M. Pozar. *Microwave engineering*. J. Wiley & Sons, 2012. ISBN: 9780470631553.
- [150] S. Probst, F. B. Song, P. A. Bushev, et al. « Efficient and robust analysis of complex scattering data under noise in microwave resonators ». *Review of Scientific Instruments* 86:2, 2015, p. 024706. DOI: [10.1063/1.4907935](https://doi.org/10.1063/1.4907935). eprint: <https://doi.org/10.1063/1.4907935>.
- [151] M. Pyle, E. Feliciano-Figueroa, and B. Sadoulet. « Optimized Designs for Very Low Temperature Massive Calorimeters », 2015. DOI: [10.48550/arXiv.1503.01200](https://doi.org/10.48550/arXiv.1503.01200). arXiv: [1503.01200](https://arxiv.org/abs/1503.01200) [astro-ph.IM].
- [152] S. Ramo. « Currents induced by electron motion ». *Proc. Ire.* 27:9, 1939, pp. 584–585. DOI: [10.1109/jrproc.1939.228757](https://doi.org/10.1109/jrproc.1939.228757).
- [153] T. Rashba. « Low energy neutrino experiments sensitivity to physics beyond the standard model ». In: *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 120. 5. IOP Publishing, 2008, p. 052016. DOI: [10.1088/1742-6596/120/5/052016](https://doi.org/10.1088/1742-6596/120/5/052016).
- [154] F Reines. « Neutrino Interactions ». *Annual Review of Nuclear Science* 10:1, 1960, pp. 1–26. DOI: [10.1146/annurev.ns.10.120160.000245](https://doi.org/10.1146/annurev.ns.10.120160.000245). eprint: <https://doi.org/10.1146/annurev.ns.10.120160.000245>.
- [155] A. Ritacco, J. F. Macías Pérez, N. Ponthieu, et al. « NIKA 150 GHz polarization observations of the Crab nebula and its spectral energy distribution ». *ArXiv e-prints*, 2018. DOI: [10.1051/0004-6361/201731551](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731551). arXiv: [1804.09581](https://arxiv.org/abs/1804.09581).
- [156] S. de Rooij. « Quasiparticle Dynamics in Optical MKIDs: Single Photon Response and Temperature Dependent Generation-Recombination Noise », 2020.

- [157] T. Salagnac et al. « Optimization and performance of the CryoCube detector for the future RICOCHET low-energy neutrino experiment ». In: *19th International Workshop on Low Temperature Detectors*. 2021. DOI: [10.1007/s10909-023-02960-8](https://doi.org/10.1007/s10909-023-02960-8). arXiv: [2111.12438](https://arxiv.org/abs/2111.12438) [physics.ins-det].
- [158] A. Santamaria, C. Peña Garay, S. Davidson, et al. « Present and future bounds on nonstandard neutrino interactions ». *Journal of High Energy Physics*, 2003, vol. 0303, p. 011, 2003. DOI: [10.1088/1126-6708/2003/03/011](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2003/03/011).
- [159] R. Schmitt, G. Tatkowski, M Ruschman, et al. « Thermal conductance measurements of bolted copper joints for SuperCDMS ». *Cryogenics* 70, 2015, pp. 41–46. DOI: [10.1016/j.cryogenics.2015.04.006](https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2015.04.006).
- [160] K. Scholberg. « Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering ». In: *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 1468. 2020, p. 012126.
- [161] K. Scholberg. « Prospects for measuring coherent neutrino-nucleus elastic scattering at a stopped-pion neutrino source ». *Physical Review D* 73:3, 2006. ISSN: 1550-2368. DOI: [10.1103/physrevd.73.033005](https://doi.org/10.1103/physrevd.73.033005).
- [162] C. E. Shannon. « Communication in the presence of noise ». *Proceedings of the IRE* 37:1, 1949, pp. 10–21. DOI: [10.1109/jrproc.1949.232969](https://doi.org/10.1109/jrproc.1949.232969).
- [163] W. Shockley. « Currents to conductors induced by a moving point charge ». *J. Appl. Phys.* 9:10, 1938, pp. 635–636. DOI: [10.1063/1.1710367](https://doi.org/10.1063/1.1710367).
- [164] A. Studenikin and P. Pustoshny. « Neutrino evolution accounting for the longitudinal and transversal matter currents ». In: *Proceedings of Science*. 2018, pp. 927–927. DOI: [PoS\(ICHEP2018\)927](https://doi.org/10.1051/ICHEP2018/927).
- [165] C. J. Ter Braak and J. A. Vrugt. « Differential evolution Markov chain with snooker updater and fewer chains ». *Statistics and Computing* 18, 2008, pp. 435–446. DOI: [10.1007/s11222-008-9104-9](https://doi.org/10.1007/s11222-008-9104-9).
- [166] The CONCERTO Collaboration, Ade, P., Aravena, M., et al. « A wide field-of-view low-resolution spectrometer at APEX: Instrument design and scientific forecast ». *A&A* 642, 2020, A60. DOI: [10.1051/0004-6361/202038456](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038456).
- [167] E. Tiesinga, P. Mohr, D. Newell, et al. « CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2018 ». en. 93, 2021. DOI: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.93.025010>.
- [168] G. Van Rossum and F. L. Drake. *Python 3 Reference Manual*. CreateSpace, Scotts Valley, CA, 2009. ISBN: 1441412697.
- [169] P. Virtanen, R. Gommers, T. E. Oliphant, et al. « SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python ». *Nature Methods* 17, 2020, pp. 261–272. DOI: [10.1038/s41592-019-0686-2](https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2).

- [170] P. Vogel and J. Engel. « Neutrino electromagnetic form factors ». *Phys. Rev. D* 39, 11 1989, pp. 3378–3383. DOI: [10.1103/PhysRevD.39.3378](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.39.3378).
- [171] R. F. Voss. « EFFICIENT INCREMENTAL SIMULATION OF “1/F” NOISES ». *Fractals* 30:01, 2022, p. 2250020. DOI: [10.1142/s0218348x22500207](https://doi.org/10.1142/s0218348x22500207).
- [172] N. Wang, F. C. Wellstood, B. Sadoulet, et al. « Electrical and thermal properties of neutron-transmutation-doped Ge at 20 mK ». *Phys. Rev. B* 41, 6 1990, pp. 3761–3768. DOI: [10.1103/PhysRevB.41.3761](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.41.3761).
- [173] P. Welch. « The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms ». *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics* 15:2, 1967, pp. 70–73. DOI: [10.1109/tau.1967.1161901](https://doi.org/10.1109/tau.1967.1161901).
- [174] P. Wikus, S. Hertel, S. Leman, et al. « The electrical resistance and thermal conductivity of Ti 15V-3Cr-3Sn-3Al at cryogenic temperatures ». English (US). *Cryogenics* 51:1, 2011, pp. 41–44. ISSN: 0011-2275. DOI: [10.1016/j.cryogenics.2010.10.010](https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2010.10.010).
- [175] P. Woodward. *Probability and information theory, with applications to radar*. New York: McRaw-Hill Book Co. Inc. 1953.
- [176] L. T. Yang et al. « Limits on light WIMPs with a 1 kg-scale germanium detector at 160 eVee physics threshold at the China Jinping Underground Laboratory ». *Chin. Phys. C* 42:2, 2018, p. 023002. DOI: [10.1088/1674-1137/42/2/023002](https://doi.org/10.1088/1674-1137/42/2/023002). arXiv: [1710.06650](https://arxiv.org/abs/1710.06650) [hep-ex].
- [177] N. Zobrist, N. Klimovich, B. Ho Eom, et al. « Improving the dynamic range of single photon counting kinetic inductance detectors ». *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems* 7:1, 2021, pp. 010501–010501. DOI: [10.1117/1.jatis.7.1.010501](https://doi.org/10.1117/1.jatis.7.1.010501).