



HAL
open science

Etude d'une électronique HEMT couplée à des détecteurs cryogéniques pour l'expérience Ricochet

Jean-Baptiste Filippini

► **To cite this version:**

Jean-Baptiste Filippini. Etude d'une électronique HEMT couplée à des détecteurs cryogéniques pour l'expérience Ricochet. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université de Lyon, 2022. Français. NNT : 2022LYSE1094 . tel-04074502

HAL Id: tel-04074502

<https://theses.hal.science/tel-04074502>

Submitted on 19 Apr 2023

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

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



Université Claude Bernard  Lyon 1

N° d'ordre NNT : 2022LYSE1094

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

opérée au sein de :

l'Université Claude Bernard Lyon 1

Ecole Doctorale N° 52

PHAST : Physique et Astrophysique

Spécialité de doctorat : Physique des Astroparticules

Soutenue publiquement le 29/06/2022 par :

Jean-Baptiste FILIPPINI

**Etude d'une électronique HEMT couplée
à des détecteurs cryogéniques pour
l'expérience RICOCHET**

Devant le jury composé de :

DAVESNE Dany, Professeur UCBL, IP2I-Lyon

Président

MONFARDINI Alessandro, Directeur de recherche CNRS, Institut Néel, Grenoble

Rapporteur

NONES Claudia, Chargée de recherche CEA, IRFU, Saclay

Rapporteuse

JIN Yong, Directeur de recherche CNRS, C2N, Palaiseau

Examineur

AUGIER Corinne, Professeure UCBL, IP2I-Lyon

Directrice de thèse

JUILLARD Alexandre, Ingénieur de recherche CNRS, IP2I-Lyon

Co-directeur de thèse

Remerciements

Je remercie toutes les personnes qui m'ont aidé pendant l'élaboration de ma thèse et notamment mes directeurs de thèse Alex et Corinne, qui m'ont permis de travailler sur ce sujet, et qui m'ont grandement aidé à la rédaction de ce manuscrit. Je remercie également Maryvonne pour sa relecture.

Je remercie Alessandro Monfardini et Claudia Nones qui ont accepté de relire cette thèse et d'en être les rapporteurs. La version finale de ce manuscrit a bénéficié de leur lecture très attentive et de leurs remarques. Je tiens à remercier Dany Davesne pour avoir accepté d'être le président du jury. Je remercie également Yong Jin pour avoir accepté d'être membre de mon jury.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans la disponibilité et l'accueil que m'ont témoignés tous les membres du groupe MANOIR de l'IP2I. Je remercie les différents membres des services techniques qui m'ont permis de réaliser ce travail de thèse. Je tiens aussi à remercier tous les membres des collaborations EDELWEISS et Ricochet.

Un grand merci à Béatrice, Dimitri, Elsa, Eva, Jules et Nicolas avec lesquels j'ai partagé mon bureau. Enfin merci à tous les doctorants que j'ai côtoyés durant ces trois années, et plus particulièrement Denis, Léo, Lucrezia et Phil, qui m'ont fortement aidé durant cette thèse.

Résumé

Les détecteurs cryogéniques en germanium à double mesure de l'ionisation et de la chaleur permettent d'identifier le type de recul provoqué lors d'une interaction. Placés dans un cryostat à dilution, optimisé pour sa basse radioactivité et entouré de blindages plomb et polyéthylène adaptés aux objectifs scientifiques, ils peuvent être utilisés comme détecteurs d'événements rares. Les bolomètres de l'expérience RICOCHET serviront à mesurer l'interaction des neutrinos par diffusion élastique cohérente neutrino-noyau (CENNS), en discriminant les reculs de noyaux induits par ce processus, des reculs électroniques, dominants pour les bruits de fond.

L'objectif de RICOCHET est de réaliser une mesure précise de l'interaction CENNS, de la comparer aux prédictions du Modèle Standard et de rechercher des signes de nouvelle physique. L'expérience utilisera 27 détecteurs en germanium de 38 g (CryoCube) et 9 détecteurs de 32 g en zinc supraconducteur (Q-Array), et sera installée à l'Institut Laue-Langevin (ILL), à 8 m du réacteur de recherche de 58 MW. Le flux d'antineutrinos de $10^{12}/(\text{cm}^2.\text{s})$ sur les détecteurs induira 15 interactions CENNS par jour sur le CryoCube.

Les détecteurs de 38 g du CryoCube sont produits par l'IJCLab. Ils sont basés sur une optimisation des détecteurs massifs (800 g) de l'expérience EDELWEISS-III de recherche de matière noire. Cette optimisation a déjà permis d'obtenir des résolutions de 20 eV en voie chaleur et $200 \text{ eV}_{\text{ee}}$ (équivalent-électron) pour la voie ionisation. L'objectif pour RICOCHET est d'atteindre un seuil en énergie de recul de 50 eV, correspondant à des résolutions de 10 eV chaleur et $20 \text{ eV}_{\text{ee}}$ ionisation.

Cette thèse a pour but d'atteindre ces résolutions, en utilisant une technologie de transistor HEMT (High Electron Mobility Transistor), développée pour des utilisations à basse fréquence et très haute impédance par le laboratoire C2N du CNRS. L'avantage de cette technologie réside dans sa possibilité de fonctionnement à température $< 4 \text{ K}$, permettant d'utiliser les HEMT proches des détecteurs, et réduisant fortement la longueur et la capacité parasite du câblage, avant le premier étage d'amplification traditionnellement composé de transistor Si-JFET fonctionnant autour de 120 K. Ce gain en capacité parasite améliore directement les performances en voie ionisation.

Un modèle de bruit, basé sur les données HEMT du C2N à 4.2 K et sur les géométries de détecteurs optimisées pour RICOCHET, a été développé et montre que les objectifs sont atteignables pour des détecteurs de 38 g et une capacité totale en entrée des HEMT réduite à 20 pF.

Des mesures de gain et de bruit ont été effectuées, afin de mesurer les performances des

HEMTS pour un large spectre de conditions de température et de dissipation, et contraindre leur utilisation dans la future expérience. L'homogénéité a été étudiée sur 25 transistors et a permis d'extrapoler sur la faisabilité pour RICOCHET d'utiliser jusqu'à 150 HEMT sur l'étage 1 K, déporté à seulement quelques cm des détecteurs. L'électronique de lecture et de polarisation sera couplée dans un même Boitier Bolomètre (BB) avec l'électronique de numérisation, de répartition et de synchronisation des données, développée conjointement par l'IP2I et l'Institut Néel.

Les HEMT ont été couplés à des détecteurs prototypes et ont permis d'obtenir des résolutions en voie ionisation de 41 eV_{ee} , sans que l'électronique et le câblage ne soient entièrement optimisés. Cela constitue la meilleure performance mondiale obtenue sur des détecteurs cryogéniques en germanium. Les pistes d'optimisation sont bien définies pour atteindre l'objectif de 20 eV_{ee} . Les performances en voie chaleur sont limitées à environ 60 eV . Un large bruit en excès a été identifié mais n'a pu être réglé dans le cadre de cette thèse. Des scénarios d'explications possibles ont été définis et devront être testés. Les signaux chaleur seront lus par une électronique plus classique, à base de Si-JFET, pendant la première phase de RICOCHET.

Abstract

Cryogenic germanium detectors with heat-and-ionization double readout are able to identify the nature of the recoil induced by an interaction. Running in a low radioactivity dilution fridge and surrounded by lead and polyethylene shieldings they can be used as rare events search detectors. The RICOCHET experiment bolometers will measure neutrinos interactions by the so-called CENNS process (Coherent Elastic Neutrino Nucleus Scattering). They will discriminate the nuclear recoils induced by this interaction from the electronic recoils dominating the background events.

The RICOCHET goal is to perform a precision measurement of the CENNS process, to compare it with the Standard Model predictions and to search possible signs of new physics. The experimental payload will consist of 27 germanium detectors of 38 g (CryoCube) and 9 superconducting zinc detector of 30 g (Q-Array). The cryostat will be installed at the Institut Laue-Langevin (ILL), 8 meters away from the 58 MW research reactor. The antineutrino flux of $10^{12}/(\text{cm}^2.\text{s})$ at the detector level will induce 15 CENNS interactions per day on the CryoCube.

The CryoCube detectors are produced by the IJCLab and are an optimization of the massive (800 g) detectors developed for the EDELWEISS-III Dark Matter search experiment. This optimization already allowed to reach 20 eV resolution on the heat channel and 200 eV_{ee} (electron-equivalent) on the ionization channel. The goal is to reach a nuclear recoil threshold of 50 eV, corresponding to heat and ionization resolutions of 10 eV and 20 eV_{ee}, respectively.

This thesis work aims at reaching those resolutions with the use of a High Electron Mobility Transistor (HEMT) technology developed by the C2N laboratory of CNRS for low frequency and high impedance applications. The HEMT are working at cryogenic temperatures below 4 K, which allows to use them close to the detectors. This reduces the total length and the stray capacitance of the cabling between the detectors and the first amplification stage, usually based on Si-JFET transistors working at about 120 K. Reducing the parasitic capacitance directly improves the ionization channel performance.

A noise model, based on both 4.2 K HEMT data from C2N and optimized geometries for the RICOCHET detectors, has been developed. This model shows that the objectives are reachable for 38 g detectors and a total input capacitance at the HEMT input reduced to 20 pF. HEMT performance, such as gain and noise, has been measured in various conditions of temperature and power dissipation to constrain their use in the future experiment. Homogeneity of the results has been studied on 25 transistors and extrapolated to demonstrate the feasibility for RICOCHET to use up to 150 HEMT cooled on a 1 K stage only few cm away from the detectors. The readout and bias electronics will be coupled to the digitization, repartition and synchronization parts in

a Bolometer Box, jointly developed by IP2I and Institut Néel electronics groups.

The HEMT have been coupled to prototype detectors and have already reached a resolution of 41 eV_{ee} on the ionization channel before final electronics and cabling optimization. This resolution is the best obtained so far worldwide on massive cryogenic germanium detectors. Further optimization steps are well defined to reach the 20 eV_{ee} goal. Heat performance is limited to 60 eV as of today. A large excess noise has been identified but not fixed during this thesis work. Possible explanations have been exposed and should be tested in future works. The heat channels will be readout by a more standard, Si-JFET based, cold electronics during the first phase of the RICOCHET experiment.

Table des matières

Introduction	1
I Contexte scientifique	3
I.1 Physique du neutrino	4
I.1.1 Modèle Standard de la physique des particules	4
I.1.2 Découverte et propriétés des neutrinos	5
I.1.3 Sources de neutrinos	7
I.1.4 Oscillation des neutrinos	13
I.1.5 Questions ouvertes sur les neutrinos	19
I.2 Interaction élastique cohérente neutrino-noyau	23
I.3 L'expérience RICOCHET	25
I.3.1 Les détecteurs CryoCube et Q-Array	26
I.3.2 L'Institut Laue-Langevin de Grenoble (ILL)	27
I.3.3 Bruits de fond attendus pour RICOCHET	28
I.3.4 Les blindages	29
I.3.5 Sensibilité aux événements CENNS pour le détecteur CryoCube	31
I.3.6 Recherche de nouvelle physique avec RICOCHET	33
I.4 Autres expériences CENNS	36
I.4.1 COHERENT	38
I.4.2 MINER	38
I.4.3 NUCLEUS	38
I.5 Conclusion	39
II Contexte expérimental	41
II.1 Principe de fonctionnement des détecteurs cryogéniques	42
II.1.1 Voie chaleur	43
II.1.2 Voie ionisation	47
II.1.3 Double mesure et discrimination	50
II.2 Géométrie des détecteurs	51
II.2.1 Dimensionnement	51
II.2.2 Electrodes planaires et interdigitées	54
II.3 Chaîne de lecture des données des détecteurs	56
II.3.1 Fonctionnement des transistors	57
II.3.2 Premier étage d'amplification	60
II.3.3 Electronique chaude	62
II.4 Installation cryogénique de l'IP2I	63
II.4.1 Cryostat	63
II.4.2 Vibration	65
II.4.3 Blindage	67
II.5 Présentation des détecteurs	69

II.5.1	Optimisation des détecteurs	69
II.6	Détecteurs bolométriques pour la détection d'événements rares	72
II.6.1	EDELWEISS	72
II.6.2	CUPID-Mo et CUPID	75
II.6.3	Conclusion	75
III	Modèle de bruit et de résolution	77
III.1	Formalisme mathématique pour l'étude du bruit	78
III.1.1	Caractérisation du bruit	78
III.1.2	Densité spectrale de bruit	80
III.1.3	Filtre optimal et résolution ligne de base	83
III.2	Modélisation du bruit pour un transistor HEMT	85
III.2.1	Modèle de bruit	85
III.2.2	Voie ionisation	88
III.2.3	Voie chaleur	93
III.3	Modèle HEMT en ionisation appliqué à un détecteur planaire	98
III.3.1	Matrice de capacités	99
III.3.2	Estimation de la sensibilité	101
III.3.3	Signal en sortie	103
III.3.4	Calcul du bruit et de la résolution	105
III.3.5	Résolution	106
III.3.6	Paramètres d'optimisation	107
III.4	Conclusion	110
IV	Etude des transistor HEMT	111
IV.1	Montage source commune et premières caractéristiques	112
IV.1.1	Caractéristiques des transistors HEMT	112
IV.1.2	Montage source commune	114
IV.1.3	Effet Miller	116
IV.1.4	Méthode de mesure du gain et du bruit du HEMT	118
IV.1.5	Etude du gain des HEMT	120
IV.2	Bruit en tension	123
IV.2.1	Système de mesures	123
IV.2.2	Mesure du bruit en tension	123
IV.2.3	Optimisation pour le détecteur CryoCube	126
IV.3	Montages électroniques des voies chaleur et ionisation du CryoCube	128
IV.3.1	Prototype d'amplificateurs bouclées pour la lecture du CryoCube	129
IV.3.2	Résultats des premiers tests de la voie chaleur	131
IV.3.3	Principe de fonctionnement de l'amplificateur de charge	134
IV.4	Conclusion	137
V	Etude des HEMT couplés aux détecteurs	139
V.1	Validation de l'électronique : montage "faux bolomètre"	140
V.1.1	Choix des résistances	140
V.1.2	Emplacement de la résistance de polarisation	143
V.1.3	Montage "Faux bolomètre"	145
V.1.4	Bruit en courant et effet Miller	146
V.1.5	Effet de l'emplacement des HEMT	154
V.2	Méthode d'analyse et d'extraction de la résolution ligne de base	155

V.2.1	Sélection du template	155
V.2.2	Sélection des événements	157
V.2.3	Méthode d'extraction de la résolution ligne de base	157
V.3	Performances en voie chaleur	161
V.3.1	Présentation des runs effectués	162
V.3.2	Premiers runs chaleur en montage source commune	164
V.3.3	Prototype d'amplificateur chaleur pour le détecteur CryoCube	168
V.3.4	Caractérisation du bruit	171
V.3.5	Hypothèses sur l'origine du bruit	174
V.3.6	Conclusion et perspectives pour la voie chaleur	176
V.4	Performances en voie ionisation sur des détecteurs planaires	176
V.4.1	Présentation des runs effectués	177
V.4.2	Estimation de la résolution avec des résistances à 1 K	179
V.4.3	Résolution avec des résistances à 10 mK	186
V.4.4	Conclusion et perspectives pour la voie ionisation	194
	Conclusion et perspectives	196

Introduction

La diffusion élastique cohérente neutrino-noyau, ou CENNS, a été prédite dès 1974, dans le cadre du Modèle Standard (MS) de la physique des particules, et n'a été mesurée qu'en 2017, par la collaboration COHERENT. L'expérience RICOCHET a pour but de réaliser une mesure précise au pourcent, à bas seuil en énergie, de l'interaction CENNS, mais également d'étudier toute déviation au taux prédit par le MS, qui serait signe de nouvelle physique au-delà du MS. L'expérience RICOCHET doit être installée en 2023 sur le site du réacteur de recherche de 58 MW de l'Institut Laue-Langevin (ILL), à Grenoble, produisant un flux d'antineutrinos d'environ $10^{12} \bar{\nu}_e/\text{cm}^2/\text{s}$ à environ 8 m du réacteur, où seront placés les détecteurs.

Pour atteindre ces objectifs, la cible sera constituée de bolomètres individuels, pour une masse totale d'environ 1.3 kg répartie sur deux technologies de détecteurs : le CryoCube, avec 27 bolomètres de 38 g chacun en germanium semi-conducteur, et le Q-Array, avec 9 détecteurs en zinc supraconducteur d'environ 32 g. Le CryoCube sera le premier détecteur à prendre des données à l'ILL, avec pour objectif de confirmer le signal CENNS avec une semaine de données, et d'atteindre la précision de 1% avec un an de données en cycle ON du réacteur. Les groupes français de la collaboration ont la responsabilité du CryoCube, et la thèse porte sur les développements associés aux bolomètres en germanium, en particulier leur électronique de lecture.

Les détecteurs en germanium du CryoCube, produits par l'IJCLab du CNRS/IN2P3, ont pour but la mesure des reculs des atomes de la cible, induits par l'interaction, qui sont de deux types suivant la nature de la particule incidente : recul nucléaire (NR), pour les antineutrinos ou les neutrons, et recul électronique (ER), pour les photons ou les électrons. Les bolomètres en germanium permettent d'identifier la nature NR ou ER du recul, grâce à une double mesure du signal : celui lié à l'élévation de température (qui fournit une mesure de l'énergie chaleur), et celui lié à la création de paires électron-trou (qui donne l'information sur l'énergie d'ionisation). Avec un blindage adapté et en imposant des contraintes sur la radiopureté des matériaux utilisés, ce type de détecteur peut être utilisé pour la détection d'événements rares, comme l'interaction CENNS des neutrinos, ou la recherche directe de matière noire.

Afin de détecter de très faibles élévations de température produites par l'interaction des particules, le détecteur CryoCube de RICOCHET muni de ses bolomètres sera placé dans un cryostat, permettant d'obtenir des températures de l'ordre de 10 mK, et sera entouré de blindages de plomb et de polyéthylène, pour minimiser les interactions provenant d'autres particules que les antineutrinos de l'ILL. Pour réaliser une mesure précise de l'interaction CENNS à bas seuil, il est nécessaire d'atteindre un seuil en énergie de recul le plus faible possible, à 50 eV pour RICOCHET. Ceci correspond à la mesure de 15 interactions d'antineutrinos par jour, pour une

énergie de recul comprise entre 50 eV et 1 keV.

L'objectif de cette thèse est d'étudier une nouvelle électronique permettant de réduire le seuil en énergie, sur la voie ionisation à $\sigma_i = 20 \text{ eV}_{ee}$ (équivalent électron) et sur la voie chaleur à $\sigma_c = 10 \text{ eV}$, et ainsi atteindre le seuil de 50 eV en énergie de recul nucléaire. Une première optimisation, antérieure à la thèse, a consisté à réduire la masse des détecteurs de 800 g utilisés par l'expérience EDELWEISS-III de recherche de matière noire, à 38 g pour l'étude du CENNS. Cette réduction a déjà permis d'obtenir des résolutions de l'ordre de 20 eV en voie chaleur et 200 eV_{ee} pour la voie ionisation.

La nouvelle électronique étudiée dans cette thèse est basée sur une technologie de transistors HEMT (High Electron Mobility Transistor) développée par le Centre de nanosciences et de nanotechnologies (C2N) du CNRS. Ces HEMT peuvent fonctionner à n'importe quelle température, ce qui permet de rapprocher l'électronique des détecteurs dans le cryostat : un gain en résolution en énergie pour la voie ionisation est attendu en diminuant la distance électronique-détecteur. Associé à leur excellent niveau de bruit en courant il est a priori possible de gagner un ordre de grandeur et d'atteindre 20 eV_{ee} sur la valeur de σ_i . Cette électronique à base de HEMT devrait aussi permettre d'obtenir les performances de 10 eV nécessaires pour σ_c pour la voie chaleur.

Ce manuscrit commence par une introduction au contexte scientifique de l'expérience. Il décrit la physique des neutrinos et l'expérience RICOCHET. Le deuxième chapitre décrit le fonctionnement des détecteurs et l'installation cryogénique de R&D installée à l'IP2I et utilisée par le groupe MANOIR, qui a permis de réaliser l'ensemble des mesures des transistors HEMT. Les autres activités du groupe, toutes liées aux détecteurs de type bolomètre à double mesure, sont également mentionnées. Un modèle de bruit et de sensibilité, développé pour étudier l'utilisation des HEMT pour la voie chaleur et la voie ionisation, et ainsi choisir la technologie de transistor à utiliser, est présenté au chapitre III. Le chapitre suivant décrit l'étude des transistors sélectionnés, dans l'installation cryogénique de l'IP2I, qui a permis d'étudier leurs performances dans une large gamme de température et de puissance dissipée. Enfin, le chapitre V présente les résultats obtenus en couplant l'électronique HEMT aux bolomètres développés pour RICOCHET, afin de vérifier l'accord avec le modèle développé.

Chapitre I

Contexte scientifique

Sommaire du chapitre

I.1	Physique du neutrino	4
I.1.1	Modèle Standard de la physique des particules	4
I.1.2	Découverte et propriétés des neutrinos	5
I.1.3	Sources de neutrinos	7
I.1.3.a	Neutrinos solaires	9
I.1.3.b	Neutrinos atmosphériques	9
I.1.3.c	Neutrino de supernovae	10
I.1.3.d	Neutrinos géothermiques	11
I.1.3.e	Production de neutrinos en accélérateur et source de spallation	11
I.1.3.f	Production de neutrinos de réacteurs	12
I.1.4	Oscillation des neutrinos	13
I.1.4.a	Formalisme des oscillations de neutrinos	14
I.1.4.b	Quelques expériences sur les oscillations et résultats actuels	15
I.1.5	Questions ouvertes sur les neutrinos	19
I.1.5.a	Masse des neutrinos	19
I.1.5.b	Symétrie CP	20
I.1.5.c	Neutrino Stérile	21
I.1.5.d	Nature du neutrino	21
I.2	Interaction élastique cohérente neutrino-noyau	23
I.3	L'expérience RICOCHET	25
I.3.1	Les détecteurs CryoCube et Q-Array	26
I.3.1.a	Le détecteur CryoCube	26
I.3.1.b	Le détecteur Q-array	27
I.3.2	L'Institut Laue-Langevin de Grenoble (ILL)	27
I.3.3	Bruits de fond attendus pour RICOCHET	28
I.3.4	Les blindages	29
I.3.5	Sensibilité aux événements CENNS pour le détecteur CryoCube	31
I.3.6	Recherche de nouvelle physique avec RICOCHET	33
I.4	Autres expériences CENNS	36
I.4.1	COHERENT	38
I.4.2	MINER	38
I.4.3	NUCLEUS	38
I.5	Conclusion	39

I.1 Physique du neutrino

I.1.1 Modèle Standard de la physique des particules

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules décrit avec précision le comportement des constituants élémentaires de la matière, les interactions entre les particules, ainsi que leurs désintégrations.

Le MS comporte deux classes de fermions (particules élémentaires de spin 1/2) : les quarks (u, d, s, c, b, t) et les leptons (e^- , μ^- , τ^- , ν_e , ν_μ , ν_τ), correspondant chacun à une saveur donnée, ainsi que les antiparticules associées. Quarks et leptons (et leurs antiparticules) sont regroupés en 3 familles (ou générations) comprenant chacune un quark de charge électrique $2e/3$, avec e la charge élémentaire, (u, c, t), un quark de charge électrique $-e/3$ (d, s, b), un lepton de charge électronique $-e$ (e, μ , τ) et le neutrino associé, qui est un lepton neutre électriquement (ν_e , ν_μ , ν_τ).

Trois des quatre interactions fondamentales sont décrites par le MS : électromagnétisme, interaction forte et interaction faible. Ces interactions entre constituants élémentaires correspondent à l'échange de bosons médiateurs : 8 gluons pour l'interaction forte, le photon de l'interaction électromagnétique, 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, permet de donner une masse aux bosons W^\pm et Z^0 de l'interaction faible, ainsi qu'aux fermions chargés (quarks et leptons chargés) par couplage de Yukawa.

La table I.1 présente les constituants élémentaires et les bosons de jauge associés aux interactions, dans le cadre du MS.

L'interaction forte lie les quarks ensemble sous forme de hadrons, comme les neutrons et les protons, par échange de gluons. Cette interaction fait intervenir la symétrie de couleur, mathématiquement représentée par un groupe de jauge $SU(3)_C$ (indice C pour couleur). Les particules sensibles à l'interaction forte possèdent une charge de couleur ou d'anti-couleur, qui doit être nulle dans les hadrons. Seuls les porteurs de couleurs, quarks et gluons, subissent l'interaction forte.

L'interaction électromagnétique implique toutes les particules chargées, par échange de photon. Les particules interagissant via l'électromagnétisme possèdent une charge électrique, qui doit être conservée lors d'une interaction, puisque le photon n'en possède pas. Cette interaction peut-être décrite par le groupe de jauge $U(1)$. Les neutrinos sont les seuls constituants élémentaires à ne pas interagir par interaction électromagnétique.

L'interaction faible agit sur tous les quarks et leptons du MS, c'est donc la seule subie par les neutrinos et antineutrinos. Cette interaction fait intervenir les trois bosons massifs W^+ , W^- et Z^0 . La présence des bosons W^\pm autorise le changement de saveur des quarks et des leptons

	Q/e	Fermions élémentaires			Bosons de jauge		
		1ère famille	2ème famille	3ème famille	Interaction forte	Interaction électro-magnétique	Interaction faible
Quarks	+2/3	up (u)	charm (c)	top (t)	8 gluons (g)	photon (γ)	W^\pm (80.4 GeV)
	-1/3	down (d)	strange (s)	bottom (b)			
Leptons	-1	électron (e)	muon (μ)	tau (τ)			Z^0 (91.2 GeV)
	0	neutrino électronique (ν_e)	neutrino muonique (ν_μ)	neutrino tauique (ν_τ)			

Table I.1 – Constituants élémentaires et les bosons de jauge associés aux interactions, dans le cadre du MS. Le boson de Higgs n'est pas inclus ici.

par interaction faible, tandis que l'échange d'un Z^0 laisse la saveur inchangée. Interaction faible et interaction électromagnétique sont unifiées en une unique interaction dans le cadre du MS, décrite par le groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (indice L pour left, avec des doublets de quarks et de leptons de chiralité gauche et des singulets de chiralité droite, et indice Y pour hypercharge faible). La différence entre les chiralités gauche et droite est pour la première famille, des doublets gauches (u_L, d_L) et (e_L^-, ν_{eL}) et des singulets droits (u_R), (d_L) et (e_R^-), est imposée par les neutrinos, qui violent de façon maximale la symétrie de parité P, ainsi que la symétrie de conjugaison particule-antiparticule C. De ce fait les neutrinos n'existent qu'avec une chiralité gauche ν_L (pas de ν_R observé), tandis que les antineutrinos n'existent qu'avec une chiralité droite $\bar{\nu}_R$ (pas de $\bar{\nu}_L$) : c'est la symétrie CP qui permet de passer d'un ν_L à un $\bar{\nu}_R$ et réciproquement. Il n'est donc pas possible de regrouper les constituants élémentaires en doublets de chiralité droite, d'où les singulets droits et le groupe de jauge $SU(2)_L$.

Le Modèle Standard peut donc être décrit d'un point de vue mathématique comme un groupe de symétrie global $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. La théorie quantique des champs permet de calculer un nombre d'observables important en utilisant la vingtaine de paramètres libres du MS (masses des particules, interactions entre particules,...) qui sont déduits de différentes expériences.

I.1.2 Découverte et propriétés des neutrinos

Lors de la mesure de la désintégration β en 1914, Chadwick montre que le spectre en énergie des particules β est continu, contrairement à celui de la désintégration alpha qui est un spectre

en énergie discret. Pour justifier cette observation ainsi qu'une autre anomalie dans le spin de certains noyaux, tout en conservant le principe de conservation de l'énergie, Pauli propose en 1930 une nouvelle particule, qu'il appelle initialement "neutron". Il postule que la désintégration β serait une interaction à trois corps, avec émission d'un électron (déjà mesuré) et du "neutron", qui doit avoir une masse très faible, une charge nulle et un spin 1/2 pour correspondre aux observations. A partir de ce postulat, Fermi propose en 1934 une théorie permettant de décrire la désintégration β , qui préfigure la théorie des interactions faibles, et renomme la particule de Pauli "neutrino", pour petit neutron, ce dernier ayant été découvert par Chadwick en 1932.

Du fait de la faible section efficace d'interaction des neutrinos avec la matière, il faut utiliser des sources de neutrinos intenses et des grands volumes pour mesurer leur interaction. Plusieurs expériences ont vu le jour dans les années 30-40, qui n'ont pas permis de mesures, mettant des limites sur les sections efficaces. On peut noter l'expérience de Crane, avec $\sigma < 10^{-30} \text{ cm}^2$ [1], ou encore celle de Davis en 1955, qui a fourni une limite $\sigma < 10^{-42} \text{ cm}^2$ [2].

La découverte des neutrinos (en fait les $\bar{\nu}_e$) repose finalement sur le processus de désintégration bêta inverse (IBD pour inverse beta decay) [3], correspondant à leur interaction avec les protons :



Cowan et Reines utilisent l'IBD pour réaliser une expérience avec une cuve remplie d'eau et de chlorure de cadmium, placée à côté du réacteur nucléaire de Savannah River [4]. Les antineutrinos électroniques en provenance du réacteur vont interagir avec les protons des atomes dans la cuve, produisant des positrons et des neutrons. La signature expérimentale de l'interaction correspond à l'émission de 2 photons dits prompts de 511 keV, émis à 180° et correspondant à l'annihilation e^+e^- , suivie de l'émission retardée de trois autres photons, correspondant à la désexcitation du noyau formé par la capture neutronique du cadmium. La coïncidence prompt-retardée des 5 photons a permis de s'affranchir d'une partie du bruit de fond. En 1956, Cowan et Reines (prix Nobel 1995) ont ainsi découvert l'antineutrino électronique, et mesuré la section efficace de l'IBD à $6.3 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$.

Les (anti)neutrinos existent sous 3 saveurs différentes, chacune associée à son lepton chargé (ν_e pour l'électron, ν_μ pour le muon, et ν_τ pour le tau). On les distingue par leur nombre leptonique individuel : par exemple, pour la saveur électronique, on a $L_e = +1$ pour e^- et ν_e , $L_e = -1$ pour e^+ et $\bar{\nu}_e$, $L_e = 0$ pour les autres leptons et les quarks (idem pour L_μ en ce qui concerne la saveur muonique, et pour L_τ et la saveur tauique). Les nombres leptoniques individuels sont conservés dans les réactions et désintégrations (mais pas pendant que les neutrinos oscillent, comme discuté en section I.1.4). Le nombre leptonique total $L = L_e + L_\mu + L_\tau$ est toujours conservé dans le cadre du MS.

La distinction entre les ν_e (issus de la radioactivité) et les ν_μ (produits par des accélérateurs et issus de la désintégration de muons) a été établie en 1962 par Jack Steinberger, Leon Lederman et Melvin Schwartz (prix Nobel 1988), et leurs collaborateurs [5]. Un faisceau de proton est envoyé sur une cible de béryllium pour créer des pions et des kaons qui produisent des muons se désintégrant en ν_μ . La mesure se fait avec une chambre à étincelles, placée derrière un blindage pour éviter de mesurer les hadrons produits. La mesure a permis de distinguer ν_e et ν_μ , en mesurant électrons et muons, puisque chaque saveur de neutrino produit après interaction le

lepton chargé associé.

Il faut attendre l'an 2000 pour que la troisième saveur de neutrinos, ν_τ , soit découverte par l'expérience DONuT [6] à partir de la désintégration de quarks charmés.

Le nombre de saveurs de neutrinos légers couplant à l'interaction faible et de masse $m_\nu < 45.6$ GeV (la moitié de la masse du Z^0), a été établi dès 1990 par les quatre expériences du LEP (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL), en mesurant la largeur de désintégration associée à la résonance du boson Z^0 [7]. Cette largeur est directement reliée à son temps de vie, déduit des différents processus de désintégration du boson. La mesure de la largeur totale du Z^0 a montré que le nombre de neutrinos valait $N_\nu = 2.9840 \pm 0.0082$, correspondant ainsi à trois familles de leptons.

Dans le cadre du Modèle Standard, les neutrinos possèdent les propriétés suivantes :

- ce sont des fermions de spin 1/2 ;
- ils n'ont ni charge électrique, ni charge de couleur, et subissent uniquement l'interaction faible ;
- les neutrinos sont de Dirac (on distingue particule et antiparticule). C'est aussi la nature de l'ensemble des fermions élémentaires (quarks et leptons) ;
- le neutrino est toujours de chiralité gauche et l'antineutrino toujours de chiralité droite ;
- ils existent sous trois saveurs, associées aux trois familles de leptons chargés et quarks ;
- ils sont regroupés en doublets lepton chargé/lepton neutre de chiralité gauche (indice L pour left) : $(e^-, \nu_e)_L$, $(\mu^-, \nu_\mu)_L$, $(\tau^-, \nu_\tau)_L$ (les antileptons sont regroupés en doublets de chiralité droite (indice R pour right) de type $(l^+, \bar{\nu}_l)_R$) ;
- ils peuvent interagir par courant neutre et échange d'un Z^0 par des réactions sur les électrons, $\nu_l + e^- \rightarrow \nu_l + e^-$, ou les nucléons, $\nu_l + \text{nucléon} \rightarrow \nu_l + \text{nucléon}$, avec $l = e, \mu, \tau$ (idem pour les antineutrinos) ;
- ils peuvent aussi interagir par courant chargé et échange d'un W^\pm , avec des réactions par exemple du type $\nu_l + n \rightarrow l^- + p$ et $\bar{\nu}_l + p \rightarrow l^+ + n$, pour $l = e, \mu, \tau$, ou encore $\nu_e + e^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l$ pour $l = \mu, \tau$;
- du fait de l'absence de ν_R , il est impossible de donner une masse aux neutrinos par couplage de Yukawa avec le Higgs lors de la brisure de la symétrie électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, comme pour les autres fermions élémentaires. On a donc $m_\nu = 0$ dans le cadre du MS, même si les expériences étudiant les oscillations de neutrinos ont montré que ces derniers étaient massifs (voir section I.1.4).

I.1.3 Sources de neutrinos

Les neutrinos sont présents en abondance dans tout l'Univers. Les sources de neutrinos peuvent être naturelles (neutrinos solaires, atmosphériques,...) ou artificielles (accélérateur, centrale nucléaire,...). Les neutrinos sont créés dans des processus d'interaction faible, par réaction nucléaire ou désintégration radioactive.

Les neutrinos ont été produits dès les premiers instants de l'Univers et se sont découplés de la matière dès que sa température moyenne est passée en-dessous de 1 MeV ($\sim 10^{10}$ K), environ une seconde après le Big-Bang. Il existe donc aujourd'hui un fond diffus cosmologique de neutrinos (CNB pour cosmic neutrino background), de l'ordre de $110 \nu/\text{cm}^3$ de chaque saveur, à une température $T_\nu = 1.95$ K [8]. Cependant on ne peut réellement parler de source de neutrinos

associée, même s'ils sont très abondants, car on les attend à des énergies entre 10^{-6} et 10^{-2} eV (avec une énergie moyenne de 0.2 meV pour des neutrinos non massifs), comme montré sur la figure I.1, extraite de [9]. Ils sont donc prédits mais non détectés à ce jour, et ne seront pas plus discutés par la suite. On trouve également sur la figure I.1, trois autres types de neutrinos non discutés ensuite dans cette section : les neutrinos dits BBN (Big-Bang Nucleosynthesis) associés à la nucléosynthèse primordiale ($\bar{\nu}_e$) et provenant des désintégrations des neutrons et des ${}^3\text{H}$; les neutrinos dits "Solar (thermal)", correspondant aux paires $\nu\bar{\nu}$ produites par des processus thermiques dans le Soleil comme dans toutes les étoiles (mais c'est un effet mineur dans le Soleil) ; les neutrinos cosmogéniques, issus des interactions des rayons cosmiques d'ultra haute énergie avec le rayonnement du fond diffus cosmologique CMB [9]. Les autres sources de

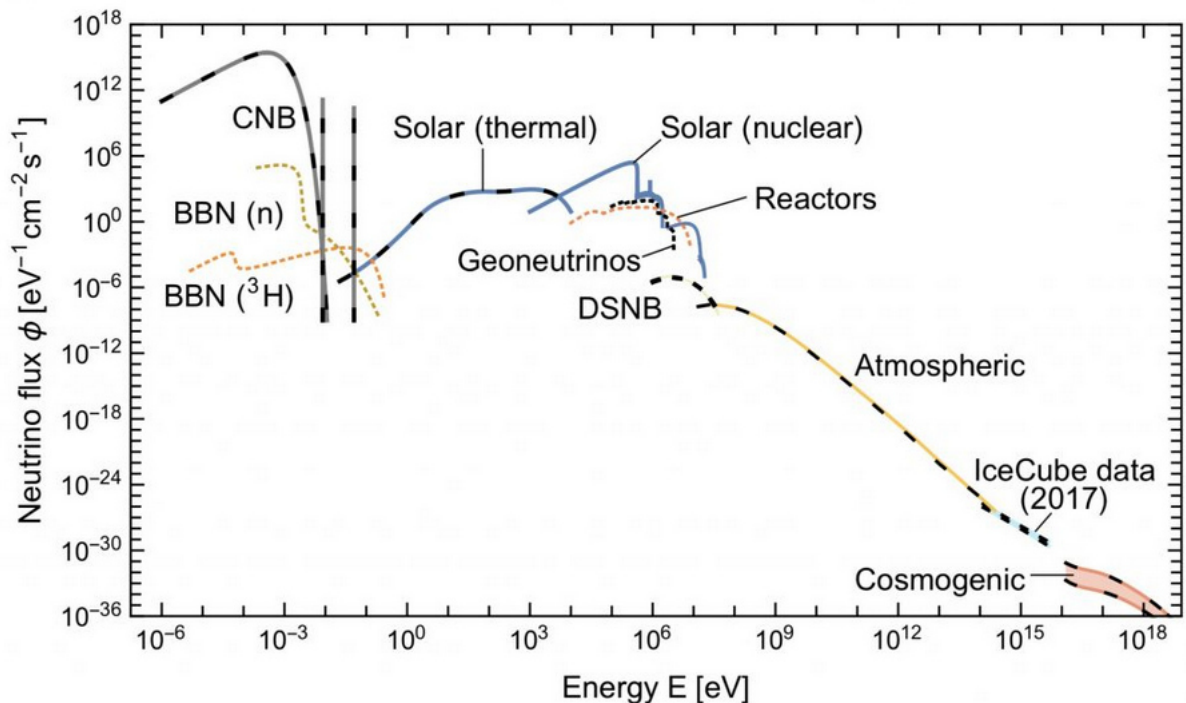
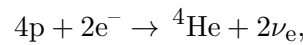


Figure I.1 – Flux dominants de neutrinos arrivant sur Terre et provenant de différentes sources, pour des énergies du meV au PeV encore appelé "Grand Unified Neutrino Spectrum" [9]. "CNB" (pour Cosmic Neutrino Background) correspond au fond diffus de neutrinos, "BBN" (pour Big-Bang Nucleosynthesis) est indiqué pour les neutrinos associés à la nucléosynthèse primordiale, "DSNB" (pour Diffuse Supernova Neutrino Background), et "cosmogenic" regroupe les neutrinos issus des interactions des rayons cosmiques d'ultra haute énergie avec le fond diffus cosmologique CMB. Les autres neutrinos mentionnés sont les solaires (thermiques et nucléaires), les géothermiques et les atmosphériques (incluant ceux de plus grande énergie, au PeV, comme détectés par l'expérience IceCube).

neutrinos sont décrites dans les paragraphes suivants.

I.1.3.a Neutrinos solaires

Les neutrinos solaires ont été une grande source d'interrogations pendant de nombreuses années, du fait d'un déficit de neutrinos mesurés, maintenant expliqué par le phénomène d'oscillation des neutrinos (voir section I.1.4). Ces neutrinos sont produits dans toutes les étoiles et proviennent des différentes chaînes de désintégration de l'étoile. Le Modèle Standard Solaire (SSM) [10] permet de décrire les différentes réactions dans le Soleil, et les mesures des neutrinos solaires ont permis son amélioration. Du fait de leur faible section efficace avec la matière, les neutrinos peuvent provenir du coeur des étoiles ainsi que de leur périphérie. Le processus principal lors de la formation de l'étoile consiste en la création de noyaux d'hélium par plusieurs réactions nucléaires qui suivent la fusion d'atomes d'hydrogène. Ces réactions émettent toutes des neutrinos électroniques ν_e et sont la principale source de neutrinos solaires. La chaîne primordiale pp, avec un bilan



fournit entre autres des ν_e mono énergétiques à 1.445 MeV (pep), à 0.3885 MeV (${}^7\text{Be}$) et 0.8631 MeV (${}^7\text{Be}$), et des spectres continus d'énergie $E_\nu < 0.42$ MeV (pp), $E_\nu < 18.8$ MeV (hep) et $E_\nu < 15$ MeV (${}^8\text{B}$), avec des abondances variées. Une seconde chaîne dite cycle CNO (Carbone-Azote-Oxygène) [10] produit aussi des neutrinos électroniques à partir du ${}^{12}\text{C}$, avec des spectres continus d'énergies $E_\nu < 1.19$ MeV (${}^{13}\text{N}$), $E_\nu < 1.7317$ MeV (${}^{15}\text{O}$) et $E_\nu < 1.7364$ MeV (${}^{17}\text{F}$). Les neutrinos solaires sont produits avec un taux de l'ordre de $1.8 \times 10^{38} \nu \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui conduit à un flux total arrivant sur Terre d'environ $63 \times 10^9 \nu \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

La figure I.3 (gauche) présente les flux les plus importants de neutrinos solaires attendus sur Terre pour différentes réactions de la chaîne pp et du cycle CNO. Seules les expériences contenant plusieurs tonnes d'atomes sont sensibles à ces neutrinos solaires. Par exemple, l'expérience Borexino a permis la mesure de neutrinos solaires issus de plusieurs réactions de la chaîne pp, ainsi que ceux issus du cycle CNO [11]. Pour les expériences CENNS (Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering), qui sont au coeur de cette thèse et présentées en sections I.3 et I.4, la masse de détecteur utilisée est trop faible pour la détection des neutrinos solaires, qui ne constitueront donc pas un bruit de fond au signal CENNS à mesurer.

I.1.3.b Neutrinos atmosphériques

Lorsque des protons issus du rayonnement cosmique de haute énergie entrent dans l'atmosphère, des interactions se produisent avec les atomes et molécules (principalement N_2 et O_2), produisant des mésons (pions et kaons) et des protons. Les pions chargés π^\pm produisent par désintégration, suivant leur charge, des paires $(\mu^-, \bar{\nu}_\mu)$ ou (μ^+, ν_μ) , ce qui donne des (anti)neutrinos muoniques. Les (anti)muons vont également se désintégrer par $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$), ce qui produit de nouveau des (anti)neutrinos muoniques, mais aussi des (anti)neutrinos électroniques. Les (anti)neutrinos arrivent sur Terre de toutes les directions, avec deux fois plus d'(anti)neutrinos muoniques que d'(anti)neutrinos électroniques. Le flux total des neutrinos atmosphériques est connu de 10^7 à 10^{16} eV, comme montré sur la figure I.1. Le flux total par saveur a quant à lui été calculé de façon très précise [12] pour des énergies entre 100 MeV et 10^4 GeV. On peut donc les comparer aux différents flux des neutrinos solaires, comme présenté sur la figure I.2. Comme l'ont montré les expériences d'oscillation utilisant les neutrinos atmosphériques, comme Super-Kamiokande, le taux d'(anti)neutrinos atmosphériques muoniques

mesuré présente une dépendance avec l'angle zénithal associé à la direction du neutrino incident (effet up-down), car les particules chargées produisant les (anti)neutrinos sont déviées par le champ magnétique terrestre (voir section I.1.4). Les neutrinos atmosphériques ne constituent pas un bruit de fond pour les expériences CENNS, contrairement aux muons présents dans le rayonnement cosmique (voir section I.3).

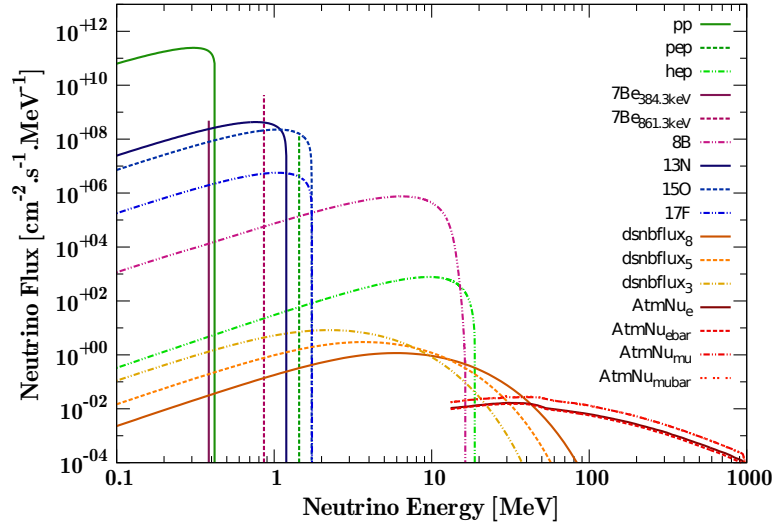


Figure I.2 – Comparaison des flux de neutrinos solaires, de supernovae (*dsn*) et atmosphériques (*Atm*), en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1}$, en fonction de l'énergie du neutrino incident (figure extraite de [13]). Pour les neutrinos solaires, on distingue les flux générés par chaque élément des chaînes *pp* et du cycle *CNO* ; pour les neutrinos issus du fond diffus de neutrinos de supernovae (*dsn*), les 3 flux présentés correspondent à trois températures de découplage des neutrinos de la SN, à 8, 5, et 3 MeV ; pour les neutrinos atmosphériques (*Atm*), on distingue les flux associés aux ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_e et $\bar{\nu}_e$.

I.1.3.c Neutrino de supernovae

Les supernovae sont une source intense de neutrinos, avec des énergies de l'ordre du MeV. Ces neutrinos sont produits lors de l'implosion d'étoiles. En 1987, les neutrinos émis par la supernova SN1987A, dans le grand nuage de Magellan, ont été observés par trois expériences : Kamiokande-II [14] et IMB [15] qui ont mesuré une vingtaine d'événements neutrinos, et Baksan observatory [16], avec 5 événements. La mesure du temps de vol des neutrinos fournit une limite sur la masse du neutrino, $m_{\nu_e} < 5.7 - 19.6$ eV suivant les expériences [17]. Le flux total attendu sur Terre pour le fond diffus de neutrinos de supernovae (DSNB, pour Diffuse Supernovae Neutrino Background), population théorique de neutrinos issus de toutes les supernovae de l'Univers, est présenté figure I.1. On peut aussi comparer aux différents flux des neutrinos solaires et atmosphériques, comme montré sur la figure I.2 : les trois courbes présentées correspondent à trois températures de découplage des neutrinos de la supernova (8, 5 et 3 MeV), qui dépend de leur type (ν_e , ν_μ , ν_τ). Les détecteurs de très grande taille, comme DUNE [18], JUNO [19], et Hyper-Kamiokande [20], préparent les futures mesures, avec plusieurs milliers d'événements neutrinos attendus par supernova, permettant une meilleure compréhension de la physique sous-jacente à l'explosion d'étoiles.

I.1.3.d Neutrinos géothermiques

Les neutrinos dits géothermiques, ou géoneutrinos, sont des antineutrinos électroniques produits par les désintégrations bêta inverse des noyaux présents dans la roche terrestre. La plupart sont produits par les chaînes radioactives naturelles de l'uranium 238 ou du thorium 232. L'étude de ces neutrinos donne des informations sur la composition des roches terrestres. Cependant, une bonne connaissance des neutrinos solaires est primordiale, car ces derniers constituent un bruit de fond irréductible au signal des géoneutrinos. L'expérience Borexino a permis de contraindre la valeur de la puissance thermique radiogénique totale de la Terre à $38.2_{-12.7}^{+13.6}$ TW, en mesurant un peu plus d'une cinquantaine de géoneutrinos [21]. L'expérience a également estimé le flux de géoneutrinos issus de $^{238}\text{U}/^{232}\text{Th}$ attendu au niveau de la croûte terrestre continentale, à $10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, compatible avec le flux présenté sur la figure I.1.

I.1.3.e Production de neutrinos en accélérateur et source de spallation

Un (anti)neutrino d'accélérateur est généré par la collision d'un faisceau de protons sur une cible fixe, produisant des mésons (principalement des pions et des kaons), qui se désintègrent ensuite en neutrinos. En fonction de l'énergie des protons accélérés et selon que les mésons se désintègrent en vol ou au repos, il est possible de générer des neutrinos de saveurs, énergies et distributions angulaires différentes. Cette technique permet par exemple de créer des faisceaux de neutrinos et d'antineutrinos muoniques, utiles notamment pour étudier les oscillations de neutrinos par disparition de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$, ou par apparition de ν_e et $\bar{\nu}_e$, suivant l'expérience concernée (voir section I.1.4). Les neutrinos étant électriquement neutres, on utilise une corne magnétique (ou corne de Van der Meer du nom de son inventeur) pour focaliser dans une direction donnée les particules chargées dont la désintégration produit les neutrinos. Ceci revient à imposer la charge électrique des muons par exemple, et donc de choisir entre obtenir un faisceau de neutrinos ou un faisceau d'antineutrinos suite à la désintégration de ces muons. L'intérêt par rapport aux sources naturelles de neutrinos est l'intensité élevée des faisceaux produits, le fait que l'énergie des protons soit ajustable, tout comme la distance entre le point de production et le détecteur, ainsi que la possibilité de choisir entre neutrinos et antineutrinos et de contrôler leurs propriétés cinématiques. Par contre, l'énergie des neutrinos n'est définie qu'en moyenne, et il est onéreux de produire des neutrinos par cette technique.

Un cas particulier est la production de neutrinos par source de spallation de neutrons. Une source de spallation est un accélérateur puissant qui projette des protons d'une énergie supérieure à 0,5 GeV sur une cible de métal lourd (mercure ou tungstène, par exemple). La réaction nucléaire associée résulte en l'émission d'un jet de particules plus légères (neutrons, protons, ou noyau léger de deutérium ou d'hélium, voire de lithium). C'est donc une source de neutrons. Cependant, les particules créées vont induire à leur tour des neutrinos lors de leurs désintégrations. Dans l'expérience COHERENT [22], par exemple, la mesure de la diffusion élastique cohérente neutrino-noyau (CENNS) est réalisée grâce à la source SNS (Spallation Neutron Source) du Oak Ridge National Laboratory, à partir d'un faisceau de protons de 1 GeV envoyé sur une cible de mercure, créant des pions se désintégrant en paires $\mu^- \bar{\nu}_\mu$ et $\mu^+ \nu_\mu$. Les (anti)muons se désintègrent à leur tour, ce qui produit de nouveau des (anti)neutrinos muoniques, mais aussi des (anti)neutrinos électroniques (selon les mêmes désintégrations que celles explicitées au paragraphe I.1.3.b de cette section pour la production des neutrinos at-

mosphériques). Pour la toute première mesure du processus CENNS par la collaboration COHERENT (voir section I.4.1), les neutrinos d'énergie moyenne ~ 30 MeV avaient un spectre en énergie comme présenté sur la figure I.3 (droite), en unités arbitraires [23].

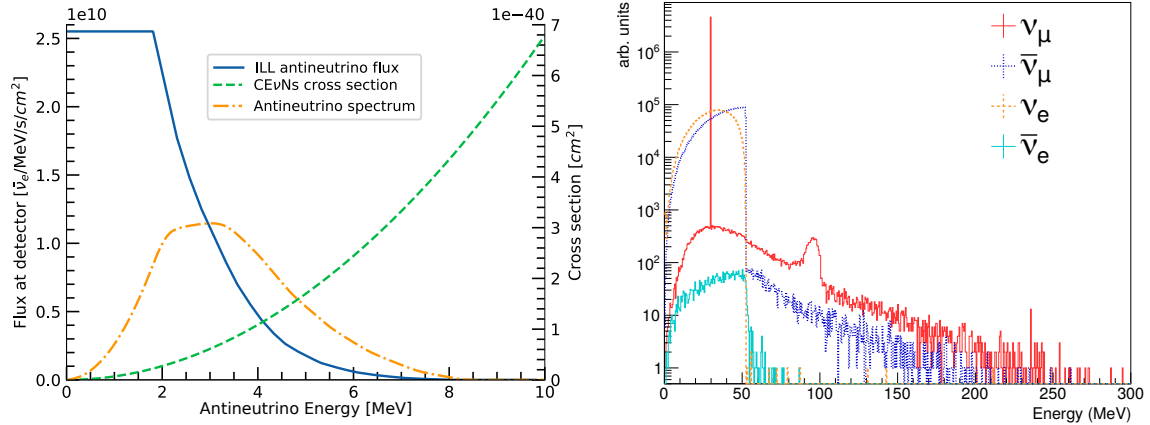


Figure I.3 – Gauche : Flux d'antineutrinos électroniques ($\bar{\nu}_e$) attendu par une expérience CENNS installée à 8 m du réacteur de l'ILL à Grenoble, de puissance thermique 58 MW, avec la section efficace du processus CENNS et le spectre des anti-neutrinos. Droite : Simulation du flux des différentes saveurs de neutrinos produites par la source de spallation SNS (figure extraite de [23]).

I.1.3.f Production de neutrinos de réacteurs

Les réacteurs nucléaires ont pour but de faire fissionner des noyaux (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ou ^{241}Pu), les noyaux fils subissent plusieurs désintégrations β^- jusqu'à obtention d'un isotope stable. Ces désintégrations permettant la création en moyenne de 6 antineutrinos $\bar{\nu}_e$ par fission. Les fragmentations ne sont pas toujours les mêmes lors des fissions, ce qui induit des incertitudes sur le spectre en énergie des neutrinos créés. Un exemple est présenté figure I.4.

Les puissances thermiques des centrales sont supérieures au GW et chaque fission produit environ 2×10^{20} antineutrinos électroniques, par seconde et par GW. Ainsi, les centrales nucléaires sont de bonnes candidates pour les expériences CENNS, et la plupart des expériences en cours de préparation ont pour but de se placer proche d'une centrale. En moyenne, les antineutrinos ont des énergies plus faibles que ceux produits par les sources de spallation. Cependant le flux de neutrinos attendu n'est pas entièrement connu, et sa mesure n'a pas été réalisée en deçà du seuil de l'IBD à 1.8 MeV.

Certaines expériences CENNS choisissent de se placer plutôt auprès d'un réacteur non commercial pour la production des antineutrinos, comme le réacteur de recherche de l'Institut Laue-Langevin de Grenoble, présenté en section I.3. Bien que de puissance thermique moindre que celle des centrales nucléaires, leur intérêt est qu'ils permettent de travailler avec un seul type de noyau fissionnant ou presque (93% de ^{235}U constituent le coeur du réacteur de l'ILL, le reste étant de l'aluminium qui n'induit pas de fission, et une part infime de ^{238}U et de ^{241}Pu en fin de cycle). Ceci permet de mieux maîtriser l'estimation du flux d'antineutrinos produits, avec également des cycles ON/OFF programmés et indépendants de la nécessaire production d'électricité des réacteurs commerciaux. Pour une puissance thermique de 58 MW, le flux

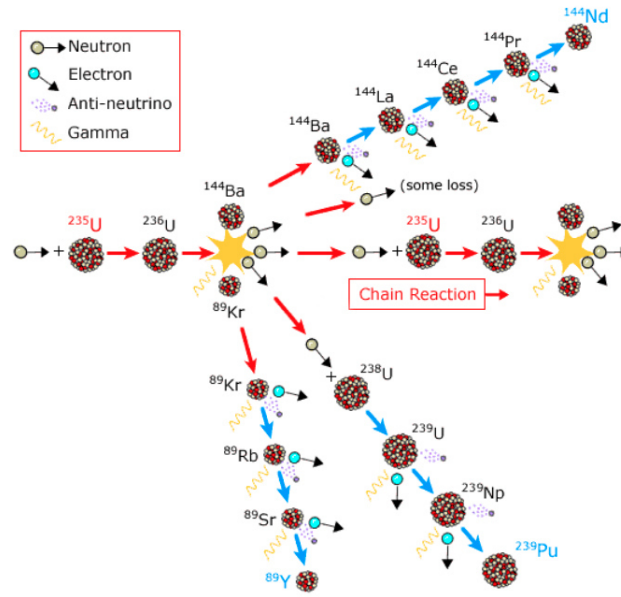


Figure I.4 – Exemple de chaîne de fission pour l’uranium 235, produisant des antineutrinos dans les réacteurs nucléaires (figure extraite de [24]).

d’antineutrinos détectables émis par le réacteur de l’ILL est d’environ $3.44 \times 10^{18} \bar{\nu}_e \cdot s^{-1}$, dans toutes les directions (4π) [24]. La figure I.3 (gauche) présente le flux d’antineutrinos attendu par une expérience CENNS comme RICOCHET, installée à 8 m du réacteur de l’ILL, en fonction de l’énergie des antineutrinos $\bar{\nu}_e$.

I.1.4 Oscillation des neutrinos

En 2015, le prix Nobel de physique a été attribué conjointement à Takaaki Kajita, porte-parole de la collaboration Super-Kamiokande (SuperK), et Arthur B. McDonald, porte-parole de la collaboration SNO, pour la découverte des oscillations des neutrinos, ce qui montre que les neutrinos sont massifs.

La collaboration SNO (Sudbury Neutrino Observatory) a montré pour la première fois en 2001 [25] une preuve du changement de saveur des neutrinos solaires pendant leur trajet vers la Terre, mesurée par leurs interactions à courant neutre et à courant chargé. C’est ce résultat qui a été reconnu par le comité Nobel, mettant fin au problème du déficit des neutrinos solaires, présenté au paragraphe I.1.4.b de cette section. La collaboration SuperK a également fourni des résultats sur les oscillations des neutrinos solaires, mais c’est pour sa découverte des oscillations de neutrinos atmosphériques que le prix Nobel lui a été décerné [26], explicitant ainsi l’anomalie des neutrinos atmosphériques, présenté aussi au paragraphe I.1.4.b de cette section.

Le formalisme des oscillations, qui n’est pas le sujet de cette thèse, est rappelé ci-dessous, suivi de quelques résultats.

I.1.4.a Formalisme des oscillations de neutrinos

Si on considère les neutrinos comme massifs, leur oscillation dans le vide est un phénomène de la mécanique quantique qui se manifeste grâce à l'existence d'états propres de masse (ou de propagation), ν_i , avec $i = 1, 2, 3$, distincts des états propres d'interaction (ou de saveur), ν_α , avec $\alpha = e, \mu, \tau$. Un neutrino de saveur ν_α produit peut être considéré comme une onde, superposition des trois états propres de masse ν_i , qui prennent différentes phases au cours de leur trajet jusqu'au détecteur. Au moment de l'interaction, cette onde est recombinaison pour former l'état final de saveur du neutrino, ν_β , avec $\beta = \alpha$ ou $\beta \neq \alpha$. En raison des différentes phases introduites durant la propagation, l'onde combinée aura subi une rotation dans l'espace des saveurs. Un neutrino ν_α produit (par exemple $\nu_\alpha = \nu_e$) a ainsi une probabilité $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ non nulle d'être détecté comme un neutrino ν_β ($\nu_\beta = \nu_\mu$ ou ν_τ).

Mathématiquement, le changement de saveur peut-être écrit comme :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (\text{I.2})$$

avec U_{PMNS} la matrice de mélange (unitaire) des neutrinos, dont le nom est associé à Pontecorvo, qui a postulé en 1957 la possibilité d'oscillations ($\nu - \bar{\nu}$) par analogie avec l'oscillation ($K^0 - \bar{K}^0$) [27, 28], ainsi qu'à Maki, Nagakawa et Sakata, qui proposent en 1962 le mélange entre différentes saveurs de neutrinos [29]. La paramétrisation la plus générale de cette matrice pour des fermions de Dirac (leptons chargés et neutrinos) contient trois angles de mélange et une phase complexe.

Dans sa forme la plus simple, la matrice U_{PMNS} peut s'écrire comme le produit de trois rotations et une phase complexe, c'est-à-dire :

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{I.3})$$

soit le produit de trois matrices de mélange à 2 saveurs si on ne tient pas compte de δ_{CP} , avec $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ (θ_{ij} dans l'intervalle $[0; \pi/2]$).

Les quatre paramètres de cette matrice sont les trois angles de mélange θ_{12} , θ_{13} , et θ_{23} , ainsi que δ_{CP} , une phase complexe liée à la violation de CP dans le secteur leptonique (δ_{CP} varie entre 0 et 2π). La probabilité d'oscillation d'un neutrino d'une saveur à une autre est très bien décrite et fait apparaître les paramètres de la matrice U_{PMNS} , le rapport L/E entre la distance parcourue et l'énergie des neutrinos, ainsi que les différences de masses au carré des états propres de masse des neutrinos, $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$, soit Δm_{21}^2 , Δm_{31}^2 et Δm_{32}^2 .

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin^2(\phi_{ij}) + 2 \sum_{i>j} \text{Im} \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin^2(2\phi_{ij}) \quad (\text{I.4})$$

où $\phi_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} = 1.27 \Delta m_{ij}^2 \left(\frac{L}{E} \right)$, avec L en km, E en GeV, Δm_{ij}^2 en eV^2 , et en utilisant $\hbar c = 197.3 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$. Le dernier terme n'est différent de zéro qu'en cas de violation de la symétrie CP, c'est-à-dire pour $\delta_{CP} \neq 0, \pi$.

On peut noter que :

- la probabilité de survie d'un état de saveur α se déduit de l'équation I.4, en remplaçant β par α ;
- la probabilité associée aux oscillations d'antineutrinos $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ a la même forme que celle de l'équation I.4, avec un signe moins devant le terme imaginaire ;
- la recherche de violation de la symétrie CP avec les neutrinos consiste à rechercher des différences sur les probabilités de transition $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ et $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ (ou encore, en considérant la violation de T et l'invariance CPT, sur les probabilités $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ et $P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)$) ;
- il faut parfois tenir compte de la propagation des neutrinos dans la matière, et notamment de l'effet de résonance MSW (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) [30, 31], qui va modifier l'angle de mélange et la différence de masses au carré pour les transitions d'(anti)neutrinos électroniques vers une autre saveur lors d'une traversée de matière. Un angle de mélange minimal dans le vide correspond à un angle de mélange maximal de $\pi/4$ dans la matière, et la résonance intervient pour $\Delta m^2 \cos(2\theta) > 0$ pour les neutrinos et $\Delta m^2 \cos(2\theta) < 0$ pour les antineutrinos. Les effets de matière induisent donc des comportements différents pour ν_e et $\bar{\nu}_e$. Cet effet a été observé pour les neutrinos solaires notamment et doit être pris en compte quand on étudie la violation de CP ;
- si les neutrinos sont de Majorana (identiques à leur antiparticule), il faut introduire deux phases complexes supplémentaires et la matrice U_{PMNS} présentée en équation I.3 doit être multipliée par une matrice de phases 3×3 diagonale, de la forme : $\Psi_M = \text{diag}(e^{i\alpha_{21}/2}, e^{i\alpha_{31}/2}, 1)$. Ces phases n'interviennent ni dans la mesure des paramètres d'oscillation, ni dans la mesure du CENNS, et ne seront pas plus discutées ici ;
- enfin, du fait du changement de saveur, le phénomène d'oscillations ne conserve pas les nombres leptoniques individuels, mais il conserve le nombre leptonique total : $L = L_e + L_\mu + L_\tau$.

Les angles θ_{ij} , la phase δ_{CP} et les Δm_{ij}^2 sont déterminés à partir des expériences d'oscillations. En ce qui concerne les différences de masses, on constate que seulement deux d'entre elles sont indépendantes. En effet, on peut par exemple écrire $\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2$, ce qui laisse un total de six paramètres indépendants à mesurer. Les valeurs actuelles des paramètres associés aux oscillations de neutrinos sont présentés dans la table I.3.

I.1.4.b Quelques expériences sur les oscillations et résultats actuels

Dans le cas des oscillations à 2 saveurs, on considère un seul angle de mélange θ et une seule différence de masses carrées Δm^2 . Une expérience dite de disparition mesure combien de neutrinos initiaux ν_α d'énergie E survivent après avoir voyagé sur une distance L (il manque des ν_α), et la probabilité associée est :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 \left(\frac{L}{E} \right) \right) \quad (\text{I.5})$$

Une expérience dite d'apparition observe combien de neutrinos ν_β sont apparus après avoir voyagé sur une distance L dans un faisceau initialement pur de ν_α d'énergie E (des ν_β sont

mesurés), et la probabilité associée est :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 \left(\frac{L}{E} \right) \right) \quad (\text{I.6})$$

Déficit de neutrinos solaires et oscillations : Δm_{21}^2 et θ_{12}

Les neutrinos solaires, de type ν_e , ont une énergie moyenne $E = 1 \text{ MeV}$ pour $L = 1,5 \times 10^8 \text{ km}$, permettant d'accéder à $\min(\Delta m^2) \sim 10^{-11} \text{ eV}^2$.

La première expérience à s'intéresser aux neutrinos solaires (voir section I.1.3) a été l'expérience de Davis au début des années 60 [32]. Installé dans la mine d'or de Homestake aux USA, le détecteur rempli de 520 tonnes de C_2Cl_4 a permis la mesure du flux de ν_e ayant interagi dans le détecteur. Comme pour toutes les expériences dites radio-chimiques, à base de chlore ou de gallium par exemple, le principe est le comptage des noyaux radioactifs produits par la réaction de capture d'un neutrino électronique en provenance du Soleil : $\nu_e + \frac{A}{Z}\text{X} \rightarrow e^- + \frac{A}{Z+1}\text{Y}^*$. Avec le chlore, seuls 30% des ν_e attendus ont été mesurés, tandis qu'avec les expériences à base de gallium, de l'ordre de 60% du flux prédit est mesuré. Les expériences en temps réel comme SuperK ont aussi mesuré le flux de neutrinos solaires par diffusion élastique par courant neutre ($\nu_l + e^- \rightarrow \nu_l + e^-$ pour tous les neutrinos), mais aussi par courant chargé sur les nucléons pour les ν_e , avec un taux 6 fois plus important, dans un détecteur contenant 50000 tonnes d'eau ultrapure, situé à 1000 m sous Terre dans la mine de Kamioka au Japon [33]. Ils obtiennent 40% du flux de ν_e attendu. Ces résultats contradictoires ont longtemps été un frein à la résolution de ce problème de déficit des neutrinos solaires.

C'est la collaboration SNO qui a permis de mesurer et comprendre ce déficit avec précision, en supposant le MSS et les flux attendus corrects, avec un détecteur rempli de 1000 tonnes d'eau lourde D_2O et situé à 2100 m sous Terre dans la mine de sel de Sudbury [34], grâce à sa capacité à détecter les trois saveurs de neutrinos : les ν_e par courant chargé sur le deutérium, avec la réaction $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ (un déficit du taux attendu suppose un changement de saveur des ν_e ; le flux total par courant neutre pour les trois types de neutrinos par $\nu_\alpha + d \rightarrow p + n + \nu_\alpha$ et 3 méthodes de détection des neutrons utilisées pendant 3 phases distinctes de l'expérience (un flux total mesuré comme attendu confirmant le MSS) ; la diffusion élastique $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$, sensible aux trois saveurs mais avec une intensité 6 fois plus importante pour les ν_e (utilisée principalement pour vérifier si des neutrinos non électroniques s'échappent du Soleil et vérifier l'effet MSW). Le changement de saveur est confirmé dès 2002 par la collaboration SNO : il correspond à 30% des ν_e dans ce détecteur [25, 34].

En conclusion, les ν_e sont transformés en pur états propres de masse m_2 par leurs interactions avec les électrons du Soleil, via l'effet MSW, avec $m_2 > m_1$. Les résultats actuels pour Δm_{21}^2 et θ_{12} sont présentés en table I.3.

Anomalie des neutrinos atmosphériques et oscillations : $|\Delta m_{32}^2|$ et θ_{23}

Les neutrinos atmosphériques (voir section I.1.3), de types ν_μ et ν_e (et antineutrinos), avec 2 fois plus de ν_μ que de ν_e , ont une énergie moyenne $E = 10^3 \text{ MeV}$ pour $L = 1.3 \times 10^4 \text{ km}$ (diamètre de la Terre), permettant d'accéder à $\min(\Delta m^2) \sim 10^{-4} \text{ eV}^2$. Ces neutrinos n'ont pas de direction privilégiée, ils proviennent de tous les horizons, et le flux de rayonnement cosmique est plus ou moins équivalent dans toutes les directions.

Dès la fin des années 80, certaines des expériences étudiant la durée de vie du proton, pour lesquelles les neutrinos atmosphériques muoniques constituaient un bruit de fond au signal attendu, ont découvert une anomalie dans le flux mesuré pour les neutrinos muoniques, avec là encore un déficit de ces neutrinos. Des résultats contradictoires sur les différentes expériences ne permettent pas de conclure.

Arrive la génération suivante de détecteurs : SuperK est quant à lui capable de distinguer des traces provenant d'électrons ou de muons, donc de mesurer les ν_e comme les ν_μ atmosphériques de haute énergie, cette fois par leurs interactions avec les protons et les neutrons de l'eau. Le flux des ν_e mesuré est le même dans toutes les directions et du niveau attendu. Par contre, le flux des ν_μ montre une distribution dans laquelle les neutrinos traversant la Terre, c'est-à-dire ceux produits aux antipodes et arrivant par le bas dans le détecteur, semblent avoir disparu. Ce résultat peut être interprété en termes d'oscillations. Les neutrinos électroniques n'oscillent pas dans les conditions mises en jeu, au contraire des ν_μ qui oscillent quand ils se propagent sur des distances correspondant au diamètre de la Terre, soit ~ 13000 km, pour des énergies autour de 1000 MeV en moyenne, soit $L/E \sim 13$.

Cette asymétrie up-down, associée à une dépendance avec l'angle zénithal, est expliquée par une oscillation quasiment à 2 saveurs, $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ (donc signe de Δm_{32}^2 inconnu), avec une valeur de θ_{23} proche de 45° , correspondant à un mélange maximal.

Oscillations des neutrinos d'accélérateurs et de réacteurs

Les neutrinos solaires et atmosphériques sont des sources "gratuites", mais qui ne permettent pas de variations de L/E , donc limitées à l'étude de quelques paramètres de la matrice de mélange. Ce sont également des expériences de disparition et non d'apparition. Pour aller plus loin, il a fallu utiliser des neutrinos produits en accélérateurs ou réacteurs (voir section I.1.3). Elles sont nombreuses et ne seront pas détaillées ici. On peut juste rappeler les caractéristiques des différentes sources dans la table I.2 (quelques noms d'expériences ayant fourni des résultats importants utilisés pour une analyse globale sont aussi mentionnés) [35].

On distingue :

- les expériences LBL (Long Baseline), dont la source de neutrinos provient d'accélérateurs (faisceau de ν_μ ou $\bar{\nu}_\mu$) ou de réacteurs (faisceau de $\bar{\nu}_e$) pour lesquelles le détecteur principal est placé à des distances supérieures à la centaine de km. Pour ces expériences de type LBL, un second détecteur proche est souvent utilisé afin de mesurer le spectre en énergie des neutrinos directement en sortie de la source. Le détecteur lointain permet la même mesure après la propagation des neutrinos. Cette double mesure permet de mesurer toute déviation entre les deux spectres et de mieux contraindre les paramètres associés à l'oscillation des neutrinos.
- les expériences MBL (Medium baseline) sont des expériences placées à une distance moyenne des réacteurs, de l'ordre de 1 à 2 km. Elles ont permis la mesure du 3ème angle de mélange θ_{13} .

Résultats actuels sur les oscillations de neutrinos et la matrice de mélange

Les expériences des dernières années (recherche des valeurs de θ_{13} et δ_{CP}) ne peuvent plus considérer de façon simple un mélange à deux saveurs, et les probabilités d'oscillation étudiées sont mutiparamétriques.

Les paramètres d'oscillations sont assez bien connus grâce aux mesures de plusieurs expériences.

Expérience	Dominant	Important
Expériences solaires	θ_{12}	$\Delta m_{21}^2, \theta_{13}$
Réacteurs LBL (KamLAND)	Δm_{21}^2	θ_{12}, θ_{13}
Réacteurs MBL (Daya Bay, RENO, Double-Chooz (DC))	$\theta_{13}, \Delta m_{31}^2 $	/
Expériences atmosphériques (SuperK, IceCube-DC)	/	$\theta_{23}, \Delta m_{31}^2 , \theta_{13}, \delta_{\text{CP}}$
Accélérateurs LBL disp. $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ (K2K, MINOS, T2K, NOvA)	$ \Delta m_{31}^2 , \theta_{23}$	/
Accélérateurs LBL app. $\nu_e, \bar{\nu}_e$ (MINOS, T2K, NOvA)	δ_{CP}	θ_{13}, θ_{23}

Table I.2 – Sources de neutrinos et leurs contributions à la mesure des paramètres de la matrice de mélange PMNS, soit de façon dominante (colonne du milieu), soit de façon importante (colonne de droite) [35]. Les expériences mentionnées sont celles dont la contribution est dominante pour la mesure des paramètres (les références associées sont données directement dans [35]).

Les expériences sur les neutrinos solaires et utilisant des neutrinos de réacteurs LBL ont permis la mesure de θ_{12} et de Δm_{12}^2 (avec $\Delta m_{12}^2 > 0$ par convention) [36]. Les expériences sur les neutrinos atmosphériques, ou encore les expériences avec des neutrinos d'accélérateur LBL fournissent des informations sur $\theta_{23}, \theta_{13}, |\Delta m_{31}^2|$ ($l = 1, 2$) et δ_{CP} (voir par exemple [37]). Les expériences à moyenne distance (MBL) avec des neutrinos de réacteurs donnent des informations sur θ_{13} et $|\Delta m_{31}^2|$ ($l = 1, 2$) (voir par exemple [38]). Enfin, pour étudier la violation de CP dans le secteur leptonique et mesurer δ_{CP} , il faut utiliser l'analyse combinée d'oscillations de neutrinos et d'antineutrinos (voir l'exemple de T2K, capable de mesurer à la fois la disparition des $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ et l'apparition des $\nu_e, \bar{\nu}_e$ [39]).

Des analyses globales sur les 6 paramètres sont possibles, comme celles réalisées par la collaboration NuFIT. Puisque le signe de Δm_{31}^2 ($l = 1, 2$) n'est pas connu, il existe deux possibilités pour l'ordre des masses (ou hiérarchie de masse) des neutrinos, comme présenté sur la figure I.5.

- ordre normal (NO) : $m_1 < m_2 \ll m_3$ tel que $\Delta m_{21}^2 \ll +(\Delta m_{32}^2 \sim \Delta m_{31}^2 > 0)$;
- ordre inverse (IO) : $m_3 \ll m_1 < m_2$ tel que $\Delta m_{21}^2 \ll -(\Delta m_{31}^2 \sim \Delta m_{32}^2 < 0)$.

La table I.3 présente la dernière analyse globale publiée par la collaboration NuFIT donnant accès aux valeurs des 6 paramètres, pour les deux ordres de masse (NO et IO) [40]. L'enjeu des prochaines expériences d'oscillations de neutrinos, comme JUNO, DUNE ou Hyper-Kamiokande, sera de discriminer entre les deux ordres de masses, et de conclure sur la violation de CP dans le secteur des neutrinos, en mesurant précisément la phase δ_{CP} . Même si les incertitudes sont importantes les expériences actuelles semblent défavoriser les valeurs $\delta_{\text{CP}} = 0, \pi$ associées à une conservation de la symétrie CP.

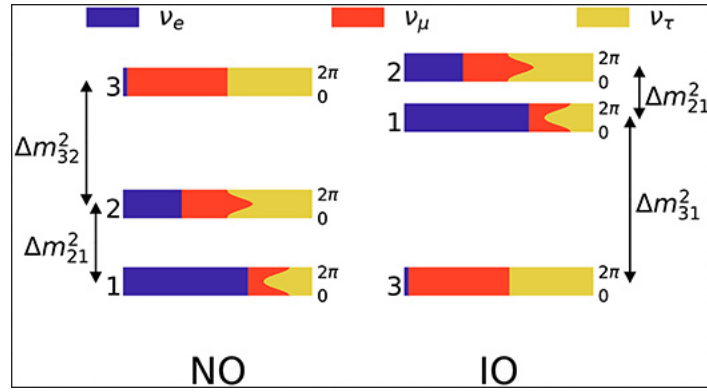


Figure I.5 – Les deux ordres possibles pour les états propres de masse des neutrinos : NO pour Normal Ordering, avec $m_1 < m_2 \ll m_3$, et IO pour Inverse Ordering, avec $m_3 \ll m_1 < m_2$. Figure issue de [41]

Paramètre	Meilleur ajustement [NO]	Meilleur ajustement [IO]
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.304^{+0.012}_{-0.012}$	$0.304^{+0.013}_{-0.012}$
θ_{12} [°]	$33.45^{+0.77}_{-0.75}$	$33.45^{+0.78}_{-0.75}$
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.450^{+0.019}_{-0.016}$	$0.570^{+0.016}_{-0.022}$
θ_{23} [°]	$42.1^{+1.1}_{-0.9}$	$49.0^{+0.9}_{-1.3}$
$\sin^2 \theta_{13}$	$2.246^{+0.062}_{-0.062} \times 10^{-2}$	$2.241^{+0.074}_{-0.062} \times 10^{-2}$
θ_{13} [°]	$8.62^{+0.12}_{-0.12}$	$8.61^{+0.14}_{-0.12}$
$\frac{\Delta m_{21}^2}{10^{-5} \text{ eV}^2}$	$7.42^{+0.21}_{-0.20}$	$7.42^{+0.21}_{-0.20}$
$\frac{\Delta m_{31}^2}{10^{-3} \text{ eV}^2}$	$+ 2.510^{+0.027}_{-0.027}$	$- 2.490^{+0.026}_{-0.028}$
δ_{CP} [°]	230^{+36}_{-25}	278^{+22}_{-30}

Table I.3 – Valeurs expérimentales des paramètres d’oscillations des neutrinos, extraites d’une analyse globale à 6 paramètres par la collaboration NuFIT (NuFIT 5.1, 2021), en incluant les données neutrinos atmosphériques de SuperK [40]. NO pour Normal Ordering, et IO pour Inverse Ordering.

I.1.5 Questions ouvertes sur les neutrinos

I.1.5.a Masse des neutrinos

Les oscillations des neutrinos permettent de connaître les différences de masse carré associées aux états propres de masse, mais pas les masses absolues : que vaut la valeur minimale (m_1 pour NO, ou m_3 pour IO) ? D’autres expériences sont nécessaires pour obtenir les valeurs des masses.

Une limite maximale sur la somme des masses des neutrinos est donnée par la cosmologie

observationnelle, mais dépend des modèles. Une fois le nombre de saveurs fixé à $N_{\text{eff}} = 3.045$, les contraintes sur la somme des masses sont obtenues en utilisant divers jeux de données, dans le cadre du modèle cosmologique Λ CDM (incluant énergie noire, de constante cosmologique Λ , et matière noire froide CDM, pour Cold Dark Matter) [42] : on peut citer les données sur les anisotropies de température du CMB (fond diffus cosmologique) obtenues par la collaboration Planck, les données BAO (oscillations acoustiques de baryons), ou encore les mesures des échelles de distances avec les supernovae. La contrainte la plus robuste est donnée par les données de température et de polarisation obtenues seulement par Planck : $\sum_{i=1,2,3} m_i < 0.26$ eV (95% C.L.). Si on combine avec les données BAO, notamment à petit redshift, qui permettent de lever la dégénérescence sur certains paramètres, comme la somme des masses et le paramètre de Hubble sans dimension h , on obtient une limite encore meilleure : $\sum_{i=1,2,3} m_i < 0.13$ eV (95% C.L.). Les différentes limites présentées dans ce paragraphe sont obtenues en variant les jeux de données utilisés et sont compilées dans [42].

Une mesure directe de la masse consiste par exemple à étudier la cinématique de la désintégration β^- afin d'obtenir la masse absolue m_{ν_e} du neutrino (antineutrino) électronique. Cette masse m_{ν_e} est reliée aux éléments de la matrice de mélange des neutrinos, U_{PMNS} , et aux trois valeurs propres associées aux états propres de masse des neutrinos, m_i ($i = 1, 2, 3$), par la relation :

$$m_{\nu_e}^2 = \sum_i |U_{ei}|^2 \cdot m_i^2$$

Pour réaliser cette mesure, on peut par exemple étudier le end-point du spectre en énergie des électrons issus de la désintégration β du tritium ${}^3\text{H}$, comme le fait l'expérience KATRIN. Toute déviation à la valeur du Q_β de la désintégration permet de donner une limite sur la masse de l'antineutrino électronique. Les résultats les plus récents de KATRIN donnent $m_{\nu_e} < 0.8$ eV [43].

Enfin, l'observation d'un signal de double désintégration bêta sans émission de neutrinos (voir paragraphe I.1.5.d de cette section sur la nature du neutrino), par échange d'un neutrino de Majorana léger, fournirait une mesure de la masse effective du neutrino, $m_{\beta\beta}$. Elle est aussi reliée aux éléments de la matrice de mélange des neutrinos, U_{PMNS} , et aux trois valeurs propres associées aux états propres de masse des neutrinos, m_i ($i = 1, 2, 3$), par la relation :

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_i |U_{ei}|^2 \cdot m_i \right|$$

Cette expression est dépendante du modèle choisi, à cause des deux phases de violation de CP supplémentaires (α_{21} et α_{31}), intervenant dans l'expression de la matrice de mélange si les neutrinos sont des particules de Majorana, comme expliqué en section I.1.4. Il est possible de relier cette masse effective $m_{\beta\beta}$ à la masse du neutrino le plus léger (m_1 pour NO, ou m_3 pour IO), et d'ainsi ajouter des contraintes sur l'ordre des masses des neutrinos.

I.1.5.b Symétrie CP

La physique des particules est régie par des symétries. La symétrie P représente une invariance sous un changement de coordonnées. La symétrie C représente une invariance sous une inversion de charge, c'est-à-dire passer d'une particule à son antiparticule. La symétrie CP repose sur

les deux symétries simultanées C et P. Une violation de CP par l'interaction faible a déjà été observée lors de la désintégration des mésons K.

Comme expliqué en section I.1.4, la phase δ_{CP} présente dans la matrice de mélange U_{PMNS} représente cette symétrie. Si $\delta_{\text{CP}} = 0$ ou π , alors la symétrie CP est conservée. De nombreuses expériences sont conçues pour mesurer précisément ce terme, comme DUNE [44] ou Hyper-Kamiokande [20]. Une violation de la symétrie CP est une condition nécessaire au mécanisme de la Leptogénèse [45] (formation des leptons dans l'Univers), pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière. Cette violation de CP entraînerait un comportement différents des oscillations entre neutrinos et antineutrinos pour les mêmes saveurs concernées.

I.1.5.c Neutrino Stérile

Certaines expériences accélérateurs SBL (Short Baseline) comme LSND [46] ($L \sim 30$ m, $E \sim 30$ MeV) ou MiniBooNE [47] ($L \sim 500$ m, $E \sim 500$ MeV) ont observé des excès de neutrinos (annonce d'un signal d'oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ pour LSND et annonce d'un excès d'événements dans les modes $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ et $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ pour MiniBooNE). Ces résultats n'ont cependant été confirmés par aucune expérience accélérateur LBL. De même, l'anomalie des antineutrinos de réacteur (RAA) est un phénomène observé sur des mesures de flux de neutrinos auprès de réacteurs nucléaires, et notamment par les expériences réacteurs MBL comme Daya Bay, RENO ou Double-Chooz mentionnées en table I.2. Le flux mesuré est systématiquement inférieur au flux prédit théoriquement, d'environ 6%, et correspond à une disparition de $\bar{\nu}_e$. On peut noter que pour ces neutrinos de réacteurs, une mauvaise connaissance de leur spectre en énergie en sortie du réacteur pourrait également expliquer la RAA. Enfin, certaines expériences sur les neutrinos solaires utilisant des détecteurs au gallium ont annoncé une disparition de ν_e , mais ont démenti ensuite.

Cependant, si les observations décrites sont correctes, une oscillation vers un quatrième neutrino léger, stérile car non couplé à l'interaction faible, associé à un état propre de masse m_4 , pourrait expliquer ces phénomènes. Pour les neutrinos de réacteurs, $\Delta m_{41}^2 = 2.4$ eV², tandis que pour les expériences accélérateurs, on a plutôt $\Delta m_{41}^2 \sim 1$ eV², mais ces deux valeurs sont bien trop importantes pour être expliquées par un mélange à 3 neutrinos. Il faudrait donc au moins un 4ème neutrino stérile léger, ne pouvant être observé que par son oscillation vers une autre saveur. Les études récentes dédiées n'ont pas permis de conclure quant à l'existence d'un tel neutrino. Les expériences CENNS à basse énergie, comme RICOCHET, pourront peut-être apporter une réponse (voir section I.3.6).

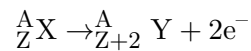
I.1.5.d Nature du neutrino

Pour ajouter une masse aux neutrinos qui n'en ont pas dans le cadre du Modèle Standard, on a deux possibilités, mais les deux consistent à ajouter des neutrinos. Dans la première option, on ajoute des neutrinos droits de Dirac, forcément stériles (puisque les neutrinos couplés à l'interaction faible sont gauches), ce qui permet un couplage avec le champ de Higgs pour donner une masse aux 3 saveurs de neutrinos. C'est une extension minimale du Modèle Standard, car les neutrinos droits stériles ajoutés sont de Dirac. La deuxième option consiste à considérer les neutrinos comme étant des particules de Majorana, qui sont leur propre antiparticule, $\nu_l \equiv \bar{\nu}_l$.

On associe le neutrino de Majorana gauche au ν_L et le neutrino de Majorana droit à $\bar{\nu}_R$. Dans le mécanisme du see-saw (ou mécanisme de la balançoire), on ajoute des neutrinos de Majorana droits et lourds aux neutrinos de Majorana légers et gauches, et on justifie la petitesse des masses des neutrinos gauches légers par la très grande masse des neutrinos droits lourds [48]. Ce modèle du see-saw prend place dans le cadre de théories au-delà du Modèle Standard, puisqu'il nécessite des neutrinos de Majorana.

La question sous-jacente pour ces théories au-delà du MS est donc de répondre aussi à la question sur la nature des neutrinos : sont-ils des particules de Dirac, comme les autres constituants élémentaires, ou des particules de Majorana ?

Si les neutrinos sont des particules de Majorana massives, la double désintégration bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$) est la seule sonde expérimentalement accessible permettant de tester directement cette nature Majorana du neutrino. Ce processus, interdit dans le cadre du MS car violant la conservation du nombre leptonique de deux unités, implique l'échange d'un neutrino de Majorana, de masse non nulle mais léger, dans son hypothèse la plus courante [49]. Il conduit à l'émission de deux électrons uniquement, qui emportent toute l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$.



Le processus dit permis ($\beta\beta 2\nu$), avec émission de deux antineutrinos électroniques, est possible dans le cadre du MS pour 35 noyaux, comme le ${}^{48}\text{Ca}$, le ${}^{76}\text{Ge}$, le ${}^{82}\text{Se}$, le ${}^{100}\text{Mo}$, le ${}^{130}\text{Te}$ ou encore le ${}^{136}\text{Xe}$. Ce processus a déjà été observé pour de nombreux noyaux, et notamment pour tous ceux cités, avec des périodes mesurées très élevées pour ce processus, entre 10^{19} et 10^{22} années. Néanmoins il ne donne aucun renseignement sur la nature du neutrino.

Seul le processus $\beta\beta 0\nu$ interdit par le MS peut renseigner sur la nature Majorana du neutrino. Mais aucun signal n'a été observé jusqu'à présent, et seules des limites ont été obtenues expérimentalement, sur la période du processus et la masse effective du neutrino. A ce jour, les meilleurs résultats sont obtenus avec le noyau de ${}^{136}\text{Xe}$ et une exposition de 970 kg.an, par la collaboration KamLAND-Zen, qui a publié récemment une limite inférieure à 90% C.L. sur la période du processus de 2.3×10^{26} années. Cette période correspond à une limite supérieure sur la masse effective du neutrino $m_{\beta\beta} < 36 - 156$ meV, les bornes de l'intervalle provenant des incertitudes théoriques sur le calcul des éléments de matrice nucléaires liant période et masse effective [50].

Plusieurs projets de grande envergure sont en cours de développement, utilisant différentes technologies de détection et différents noyaux émetteurs $\beta\beta$, dans le but d'atteindre des masses effectives de l'ordre de 10 meV, couvrant ainsi toute la plage en $m_{\beta\beta}$ associée à l'ordre inverse (IO) des masses de neutrinos. Quelques exemples sont donnés ici. Pour l'isotope ${}^{136}\text{Xe}$, la collaboration nEXO se propose d'opérer une chambre à projection temporelle simple phase, remplie de 5000 kg de xénon liquide enrichi en ${}^{136}\text{Xe}$. La sensibilité attendue pour l'expérience correspond à une limite sur la période de 1.35×10^{28} années, à 90% C.L., soit une masse effective $m_{\beta\beta} < 5 - 20$ meV, en 10 ans de prise de données [51]. Avec du ${}^{76}\text{Ge}$, on peut citer l'expérience LEGEND (Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless Double beta decay). Pour la version LEGEND-1000, avec 1000 kg de cristaux de germanium semi-conducteur, enrichis à plus de 90% en ${}^{76}\text{Ge}$, la sensibilité attendue pour l'expérience correspond à une limite sur la période de 1.3×10^{28} années, à 99.7% C.L., soit une masse effective $m_{\beta\beta} < 9 - 21$ meV, en 10 ans de prise de données [52]. Avec 472 kg de bolomètres cryogéniques scintillants en

$\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$, correspondant à 253 kg de l'isotope ^{100}Mo après enrichissement du molybdène, la collaboration CUPID (CUORE Upgrade with Particle IDentification) se propose quant à elle d'atteindre une limite sur la période de 1.5×10^{27} années, à 90% C.L., soit une masse effective $m_{\beta\beta} < 10 - 17$ meV, en 10 ans de prise de données [53], avec des éléments de matrice nucléaires plus favorables pour ce noyau ^{100}Mo . L'utilisation des cristaux de $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ avait été validée en terme de performances en résolution, efficacité et rejet du fond par l'expérience CUPID-Mo [54], qui a installé ses détecteurs dans le cryostat de l'expérience de matière noire EDELWEISS au Laboratoire Souterrain de Modane. La prise de données associée de un an et demi a permis d'obtenir la nouvelle meilleure limite pour l'isotope ^{100}Mo , avec une période inférieure à 1.8×10^{24} années, à 90% C.L., et une masse effective du neutrino $m_{\beta\beta} < 0.28 - 0.49$ eV, pour une exposition de seulement 1.47 kg.an.

I.2 Interaction élastique cohérente neutrino-noyau

L'interaction élastique cohérente neutrino-noyau, ou CENNS (pour Coherent Elastic Neutrino-Nucleus scattering), a été décrite par Freedman en 1974 dans le cadre du Modèle Standard, par l'échange d'un boson Z^0 entre le neutrino et le noyau, comme montré sur la figure I.6 (gauche) [55]. Cette interaction se traduit par un transfert d'énergie du neutrino au noyau, sous forme d'un recul nucléaire. Comme l'interaction se fait via l'échange du boson Z^0 , l'(anti)neutrino incident a toujours la même saveur après l'interaction. Ainsi toutes les saveurs de neutrinos auront la même section efficace pour l'interaction CENNS. La section efficace différentielle du processus s'écrit [55] :

$$\frac{d\sigma}{dE_R}(E_\nu, E_R) = \frac{G_f^2}{4\pi} m_A (N - Z(1 - 4\sin^2\theta_w))^2 \left(1 - \frac{m_A E_R}{2E_\nu^2}\right) F^2(q) \quad \text{avec} \quad q^2 = 2m_A E_R \quad (\text{I.7})$$

où G_f est la constante de couplage de Fermi, $\sin^2\theta_w$ est l'angle de Weinberg associé au mélange électrofaible, Z et N sont respectivement les nombres de protons et de neutrons présents dans la cible, m_A est la masse du noyau, E_ν est l'énergie du neutrino incident, E_R est l'énergie de recul du noyau et $F(q)$ est le facteur de forme du noyau fonction du moment transféré q . $F(q)$ est proche de 1 pour les faibles énergies de recul.

La valeur de $\sin^2\theta_w$ est ~ 0.23 . De ce fait, le terme $Z(1 - 4\sin^2\theta_w)$ de l'équation I.7 tend vers zéro, et l'interaction va dépendre uniquement de N^2 , carré du nombre de neutrons présents dans la cible. La section efficace totale σ associée au CENNS est obtenue en intégrant l'équation I.7 entre les valeurs $E_{R_{\min}} = 0$ et $E_{R_{\max}}$. La valeur maximale de l'énergie de recul est $E_{R_{\max}} = 2E_\nu^2/(m_A + 2E_\nu) \sim 2E_\nu^2/m_A$ (soit $E_{R_{\max}} \sim 26.6$ keV pour des neutrinos d'énergie $E_\nu = 30$ MeV, et $E_{R_{\max}} \sim 266$ eV pour des neutrinos de 3 MeV, pour une cible en germanium 73). La section efficace s'écrit finalement :

$$\sigma \sim \frac{G_f^2 N^2 E_\nu^2}{4\pi} \quad (\text{I.8})$$

La figure I.6 (droite) montre la section efficace par atome associée à l'interaction CENNS avec et sans la prise en compte du facteur de forme $F^2(q)$, comparée à celles de la désintégration bêta

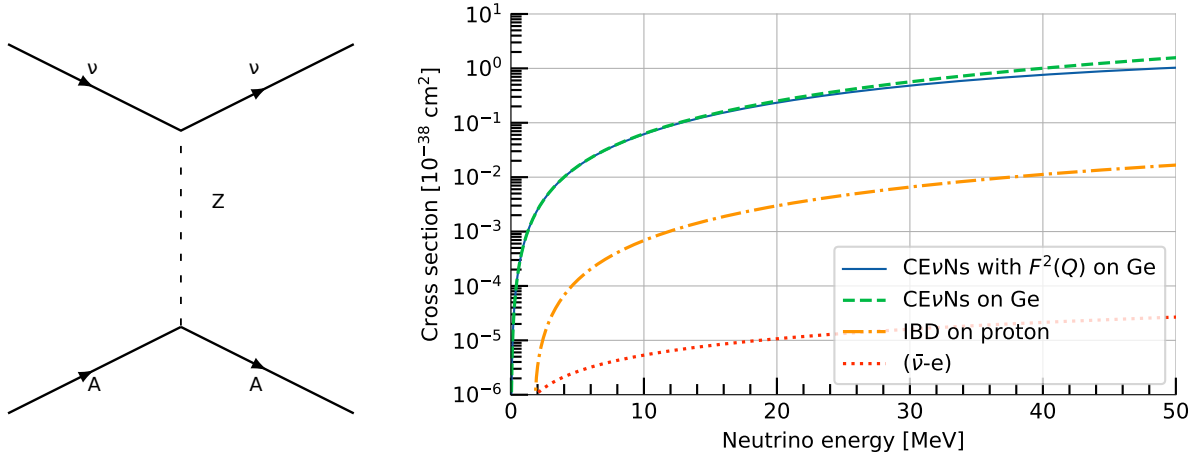


Figure I.6 – Gauche : Diagramme de Feynman associé à l'interaction cohérente neutrino-noyau par échange d'un boson Z^0 , représentation graphique de l'équation I.7. Droite : Section efficace en fonction de l'énergie du neutrino incident pour des interactions CENNS, avec prise en compte et sans tenir compte du facteur de forme $F^2(q)$. Pour comparaison sont représentées aussi les sections efficaces associées à la désintégration beta inverse sur un proton (IBD) et à l'interaction neutrino-électron. Le noyau cible considéré pour l'interaction CENNS est du germanium ($Z = 32$, $A = 73$).

inverse sur un proton et de l'interaction neutrino-électron, pour un noyau de germanium. On voit qu'en dessous de 50 MeV pour l'énergie du neutrino, c'est l'interaction CENNS qui domine, puisqu'elle croît en fonction de N^2 , alors que les deux autres interactions augmentent en fonction de Z . Au-delà de 50 MeV, le facteur de forme va diminuer la section efficace CENNS.

Le facteur de forme $F^2(q)$ est une fonction du moment transféré q , donc de l'énergie de recul avec $q = \sqrt{2m_A E_R}$, qui caractérise la perte de cohérence pour des moments transférés élevés. La section efficace va diminuer en fonction du moment transféré, plus précisément quand la longueur d'onde de De Broglie \hbar/q approche la taille du noyau. Lorsque l'impulsion transférée q devient suffisamment grande, l'interaction peut se produire avec des nucléons individuels et non plus de façon cohérente. La limite de la cohérence intervient quand la longueur d'onde \hbar/q , associée au moment transféré q , devient de l'ordre du rayon nucléaire R_A . On a alors $qc = 197.3/R_A$, en MeV, pour R_A en fm. Le rayon nucléaire peut être approximé, dans le cadre du modèle de la goutte liquide, par la relation $R_A = r_0 \times A^{1/3}$, avec $r_0 \sim 1.25$ fm, soit $R_A \sim 5$ fm pour un noyau de germanium ($A = 73$). La perte de cohérence intervient donc à partir d'un moment transféré $q \sim 40$ MeV/c, ce qui correspond à une énergie de recul $E_R \sim 12$ keV.

Le facteur de forme est introduit pour tenir compte de cet effet. $F(q)$ est défini comme la transformée de Fourier de la densité nucléaire pour une distribution de matière uniforme et sphérique [56] :

$$F(q) = \frac{3[\sin(qR_A) - qR_A \cos(qR_A)]}{(qR_A)^3} \times \exp\left(-\frac{(qs)^2}{2}\right) \text{ avec } q \text{ en fm}^{-1}, R_A = 1.25 \times A^{1/3} \text{ fm}, s = 0.9 \text{ fm} \quad (\text{I.9})$$

La figure I.7 montre le facteur de forme en fonction de l'énergie de recul nucléaire E_R pour quelques noyaux cibles (germanium, silicium et zinc). Pour le germanium, le premier minimum est obtenu pour $(qc)R_A/\hbar c = 3\pi/2$, correspondant à $q \sim 185$ MeV/c et une énergie de recul

$E_R \sim 250$ keV. De ce fait, pour les faibles énergies de recul (inférieures à 1 keV), le facteur de forme est très proche de 1, il ne va donc que très peu influencer la section efficace d'interaction CENNS à basse énergie. Néanmoins, il existe plusieurs expressions du facteur de forme, basées sur la distribution des nucléons dans le noyau. Utiliser une autre expression pour $F^2(q)$ peut éventuellement jouer sur la forme de la section efficace de l'interaction CENNS. Ici l'expression la plus simple est présentée et utilisée et on considère $F(q) = 1$.

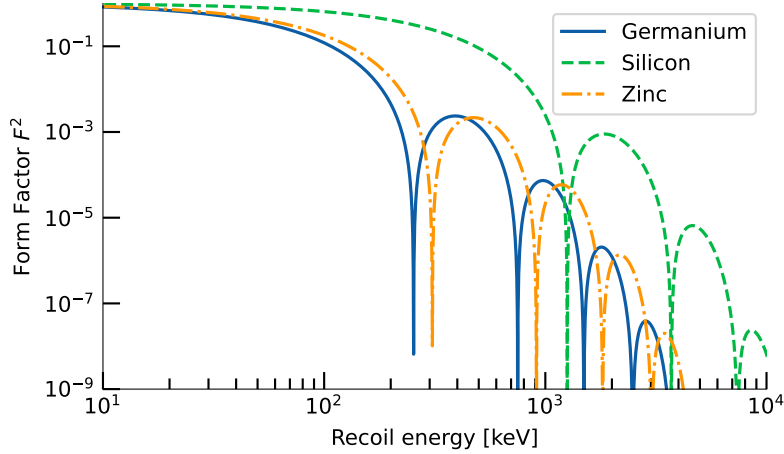


Figure I.7 – Facteur de forme pour les noyaux cibles associés aux détecteurs de type semi-conducteur (germanium, silicium) et supraconducteur (zinc), en fonction de l'énergie de recul E_R . Le facteur de forme réduit le taux d'interactions pour des grandes valeurs du moment transféré q , ce qui désavantage les noyaux lourds, à énergie de recul E_R fixée (avec $q = \sqrt{2m_A E_R}$, où m_A est la masse du noyau cible).

La détection des interactions CENNS va se faire en comptant ces interactions dans une gamme d'énergie définie. La première étape consiste à compter le nombre d'interactions et à le comparer au modèle attendu pour valider la signification statistique de l'interaction. Ensuite il est possible de mesurer le taux d'événements dR/dE_R en fonction de l'énergie de recul E_R du noyau. Pour ce calcul, on a besoin du flux de neutrinos attendus en fonction de l'énergie $\phi(E_\nu)$, qui varie suivant la source de neutrinos utilisée. Le taux d'événements mesurés s'obtient par la relation présentée en équation I.10 :

$$\frac{dR}{dE_R} = N_{\text{tot}} \int_{E_\nu^{\text{min}}} \phi(E_\nu) \frac{d\sigma}{dE_R}(E_\nu, E_R) dE_\nu \quad (\text{I.10})$$

où $N_{\text{tot}} = mN_A/A$ représente le nombre total de noyaux présents dans la cible pour une masse de cible m en g, avec $N_A = 6,02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ le nombre d'Avogadro. L'énergie minimale des neutrinos est contrainte par la cinématique $E_\nu^{\text{min}} = \sqrt{m_A E_R/2}$.

I.3 L'expérience Ricochet

L'expérience RICOCHET a pour but de mesurer le spectre en énergie de recul du processus CENNS dans le cadre du Modèle Standard (MS), avec une précision statistique de 1%, avec un an de données. En atteignant cet objectif, non seulement la détection des neutrinos de basse énergie

(quelques MeV) via l'interaction CENNS pourra être réalisée, mais il sera aussi possible d'étudier des déviations par rapport au spectre en énergie attendu dans le cadre du MS, qui seraient le signe de nouvelle physique. Pour ce faire, l'expérience va se doter de deux technologies de détecteurs différentes, le CryoCube et le Q-Array, placés dans un cryostat à dilution permettant à ces détecteurs d'atteindre des températures de l'ordre de 10 mK, nécessaires à leur opération. L'expérience sera installée à l'Institut Laue-Langevin (ILL) de Grenoble.

I.3.1 Les détecteurs CryoCube et Q-Array

Les détecteurs de RICOCHET sont conçus afin de réaliser cette mesure précise à 1% du spectre en énergie du CENNS, pour des énergies comprises entre 50 eV et 1 keV. L'intérêt de cet objectif ambitieux sera discuté en section I.3.6, qui présente les possibilités scientifiques de l'expérience à découvrir des signaux de nouvelle physique.

Pour obtenir ces performances, l'expérience doit se doter :

- de détecteurs permettant d'atteindre un seuil en énergie de recul de l'ordre de 50 eV ;
- d'une technologie permettant le rejet des événements de bruit de fond, combinée avec une faible contamination radioactive de l'environnement permettant cette minimisation du fond ;
- d'une masse totale de détection d'au moins 1 kg, pour assurer la sensibilité de la mesure ;
- d'au moins deux types de cible de détection différents, afin de valider la mesure et de mieux contraindre la recherche de nouvelle physique.

La collaboration RICOCHET a donc décidé d'utiliser deux technologies de détecteurs : des bolomètres semi-conducteurs en germanium et des bolomètres supraconducteurs en zinc. La structure finale de l'expérience doit accueillir 36 détecteurs individuels pour une masse totale d'environ 1.3 kg, répartie en 27 bolomètres en germanium associées au détecteur dit "CryoCube", et 9 bolomètres en zinc pour le détecteur appelé "Q-Array". Ces deux détecteurs sont brièvement décrits ci-dessous, tandis que le fonctionnement des bolomètres du CryoCube (sous la responsabilité de l'IP2I) est décrit en détails au chapitre II.

I.3.1.a Le détecteur CryoCube

Dans les bolomètres en germanium du détecteur CryoCube, le rejet des événements de bruit de fond et la discrimination du signal se fera grâce à la double mesure des signaux chaleur et ionisation, qui sont différents suivant le type de la particule incidente. Ceci permet de distinguer les reculs nucléaires (NR) associés à l'interaction CENNS et aux bruits de fond produisant des neutrons, des reculs électroniques (ER) produits par les autres bruits de fond. Le fonctionnement des bolomètres et le principe de la double mesure seront présentés au chapitre II.

L'objectif du CryoCube est d'atteindre des résolutions en énergie ligne de base (ldb) de 10 eV pour le signal chaleur et de 20 eV_{ee} (équivalent-électron) pour le signal d'ionisation, permettant un pouvoir de rejet des fonds jusqu'à 10³, diminuant progressivement jusqu'à l'énergie seuil. Pour ce faire, les détecteurs utilisés seront basés sur ceux de l'expérience de détection directe de matière noire EDELWEISS-III [57], avec des améliorations décrites dans les chapitres suivants. Les premières mesures sur les nouveaux détecteurs, en voie chaleur seule (sans mesure de l'ionisation) ont déjà permis de publier une résolution ldb en énergie chaleur de 17 eV obtenue

avec un détecteur en surface, à l'IP2I [58]. Des résolutions en énergie chaleur typiques, de 20-25 eV, ont été obtenues sur d'autres détecteurs. En ce qui concerne la résolution en énergie ionisation, les modèles montrent qu'une électronique à base de transistors HEMT (High Electron Mobility Transistor) permettrait d'atteindre l'objectif de 20 eV_{ee} sur la résolution [59]. Ces études pour améliorer la résolution et le seuil en énergie afin d'atteindre les objectifs fixés pour RICOCHET, au coeur de cette thèse, seront détaillées aux chapitres III,IV et V.

I.3.1.b Le détecteur Q-array

Le détecteur Q-Array, sera composé de neuf bolomètres en zinc supraconducteur de 32 g. Le grand avantage de cette technologie serait de permettre la discrimination avec une unique voie chaleur et une analyse par forme d'impulsion. L'utilisation d'une technologie à base de supraconducteur comme détecteur cible pourrait permettre d'obtenir un bon seuil de détection, ainsi qu'une bonne discrimination signal/bruit de fond. Le mécanisme de discrimination prévu est basé sur la différence entre l'efficacité de production de quasiparticules (QP) par rupture des paires de Cooper, pour les reculs électroniques (production de QP plus élevée) et pour les reculs nucléaires (production de QP plus faible). La production initiale de phonons athermiques est suivie d'une production de phonons plus lente, lorsque les QP se relaxent vers l'état fondamental. Le rapport entre les phonons initiaux et les phonons induits par les QP donne lieu à une forme d'impulsion utile et discriminante par analyse de forme. Comme la durée de vie des QP augmente exponentiellement en dessous de leur température critique (850 mK pour le Zn), une différence significative est attendue sur les constantes de temps de thermalisation, entre les reculs électroniques et les reculs nucléaires. Cependant, ce pouvoir de rejet est encore à démontrer par les groupes américain de l'expérience RICOCHET, qui ont la responsabilité du détecteur Q-array.

I.3.2 L'Institut Laue-Langevin de Grenoble (ILL)

L'expérience RICOCHET sera installée auprès d'un réacteur de recherche sur le site de l'ILL, à Grenoble. L'ILL est un centre de recherche européen regroupant différents domaines scientifiques (biologie, chimie, physique). Le réacteur de recherche de puissance thermique 58 MW, constitué d'un coeur de 10 kg d'uranium enrichi à 93% en ^{235}U , modéré et refroidi avec de l'eau lourde, permet de produire des faisceaux de neutrons. Une quarantaine d'instruments scientifiques sont placés autour du réacteur. Le réacteur possède plusieurs cycles par an (périodes ON et OFF) avec une durée de fonctionnement d'environ 50 jours par cycle. Comme expliqué en section I.1.3, les produits de fission du combustible produisent des $\bar{\nu}_e$, avec des énergies moyennes entre 1.8 MeV et 8.3 MeV (voir figure I.3 (gauche)), avec de l'ordre de 6 $\bar{\nu}_e$ émis par fission d'énergie de l'ordre du MeV. Un exemple de désintégrations produisant des $\bar{\nu}_e$ est présenté sur la figure I.4.

Le cryostat sera installé à l'emplacement H7, sur l'ancien site de l'expérience STEREO dédiée à l'étude des neutrinos stériles [60]. Le site H7 est situé à 8 m du coeur du réacteur, avec un flux de $\bar{\nu}_e$ attendu pour RICOCHET d'environ $1.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Les cycles OFF du réacteur permettront de mesurer le bruit de fond lié au réacteur, ainsi que le bruit de fond radiogénique (voir section suivante). Le site est placé en partie sous un canal de refroidissement d'eau, ce qui lui assure une couverture de 15 mètres équivalent eau (m.w.e.), permettant de se protéger en partie du bruit de fond cosmogénique. Par contre, le site est situé à côté des expériences IN20 et

D19 de l'ILL, qui peuvent émettre des rayonnements de bruit de fond, et un champ magnétique duquel il faut se protéger.

I.3.3 Bruits de fond attendus pour Ricochet

Afin de limiter les événements de bruit de fond, un ensemble de blindages est prévu. Des simulations GEANT4 [61] ont été réalisées pour son design, par le groupe simulations de la collaboration RICOCHET. Le bruit de fond attendu pour l'expérience est produit en grande majorité par les émissions de photons et de neutrons. Ils sont de trois types : réactogéniques, cosmogéniques et radiogéniques.

Le réacteur de l'ILL produit des neutrons rapides et des photons de haute énergie. Bien que les neutrons soient modérés dans l'eau présente autour du réacteur, le groupe Simulations a montré que plus 4000 neutrons/jour/kg étaient attendus au niveau de l'expérience RICOCHET. En ce qui concerne les photons, plus de 50000 γ /jour/kg sont attendus. Ce bruit de fond est dit réactogénique car lié au réacteur.

Dans l'atmosphère, les hadrons du rayonnement cosmique vont interagir avec les atomes, produisant différents types de particules comme des neutrons, des photons et des muons. Les muons peuvent à leur tour interagir avec la matière et émettre des particules par spallation, induisant un bruit de fond supplémentaire, appelé fond cosmogénique.

La troisième source de bruit de fond est le bruit de fond des matériaux présents dans le détecteur et autour de lui, contenant pour certains des isotopes radioactifs. Pour limiter ce bruit de fond dit radiogénique, les matériaux choisis sont mesurés avec un détecteur HPGe (High Purity Ge) situé au Laboratoire Souterrain de Modane, permettant de sélectionner pour leur faible contamination radioactive ceux utilisés pour l'expérience.

Un tableau résumant l'ensemble des contributions de bruits de fond simulées et attendues à l'ILL, est présenté en figure I.8. La dernière colonne explicite les blindages choisis pour s'en protéger, détaillés en section I.3.4.

On peut noter qu'il existe un autre fond, inexplicé, qui apparaît dans les signaux mesurés par les détecteurs, et qui ne provient pas d'une source extérieure mais du détecteur lui-même. Ce bruit de fond, appelé chaleur seule (ou HO pour Heat-Only), produit dans les bolomètres du détecteur CryoCube un signal en voie chaleur, mais sans signal associé à la voie ionisation. Il a été observé dans plusieurs expériences de recherche d'événements rares et fait l'objet de nombreuses investigations de la part de la communauté internationale [62]. Cet excès d'événements, dominant à basse énergie, est difficile à comprendre car son taux est différent selon les expériences, et parfois même entre plusieurs détecteurs d'une même expérience. En ce qui concerne les bolomètres en germanium, une des hypothèses sur l'origine de ce bruit est la présence de contraintes sensibles aux variations de températures et liées à des micro-fissures dans le détecteur.

Nature	Type of bkg	Sources	Energy	Period	Shielding
Fast neutrons	Nuclear Recoils	Reactogenic neutrons	<~10MeV	ON	Borated PE ~35-40cm
		Muon-induced neutrons in the Lead	Up to GeV	ON+OFF	Muon Veto (+ Borated PE)
		Muon-induced neutrons but not in the vicinity of the detector (not associated with a μ in the setup)	Up to GeV	ON+OFF	~15 m.w.e. (+ Borated PE)
Gammas	Electronic Recoils	Neutron capture	<~8 MeV (iron)	ON	Lead 20 cm
		Neighbouring exp. (D19, IN20)	<~15 MeV		
Thermal neutrons	Electronic Recoils (neutron capture gammas)	Neighbouring exp. (IN20, D19)	-	ON	B4C
Magnetic field	Changes of the detector response	IN20 magnet (up to 15 T)	-	ON	Soft Iron 5mm + μ -metal
Vibration	Worsening of the energy resolution	Reactor pumps, neighboring experiments, ...	-	ON (OFF)	Mechanical decoupling

Figure I.8 – Bilan des bruits de fond attendus à l'ILL pour l'expérience RICOCHET et blindages proposés pour les minimiser ou les éliminer, comme présenté à la collaboration par le groupe Simulations de RICOCHET.

I.3.4 Les blindages

Afin de limiter les interactions non souhaitées dans le détecteur car liées aux bruits de fond, des blindages doivent être installés. Le blindage principal de RICOCHET est composé de trois parties : le blindage en plomb (Pb), le blindage en polyéthylène (PE) et le veto muon. Le blindage Pb permet de diminuer le flux de photons grâce à sa densité élevée. En ce qui concerne les neutrons produits par le réacteur, ils ont des vitesses élevées, $> 10^5$ km/s. Leur probabilité d'être absorbés dans un blindage à cette vitesse est faible : les neutrons doivent être ralentis ou thermalisés pour être absorbés. Pour ce faire, ils doivent entrer en collision avec des atomes. Le nombre de collisions nécessaires dépend du modérateur utilisé, mais en pratique, les éléments qui permettent de thermaliser rapidement les neutrons sont les éléments légers. Dans RICOCHET, un blindage de polyéthylène (C_2H_4) boré est utilisé. Le PE thermalise les neutrons, tandis que le bore capture les neutrons thermalisés. Un blindage interne a également été prévu. Bien que la présence d'eau au-dessus de l'expérience, utilisée pour la régulation du réacteur, permette de diminuer le nombre de muons, le bruit de fond associé demeure élevé. Un veto muon va donc être ajouté autour des détecteurs, afin d'identifier les événements induit par les muons et les rejeter. La dernière colonne de la table présentée en figure I.8 présente ces principaux blindages, auxquels vont s'ajouter d'une part un blindage contre le champ magnétique, et d'autre part un système permettant de lutter contre les vibrations des détecteurs dans le cryostat, afin d'obtenir les résolutions en énergie souhaitées et d'atteindre les objectifs scientifiques de RICOCHET.

Le design du blindage a été étudié grâce à une analyse GEANT4. Le blindage optimal consiste en une partie externe avec un ensemble PE/Pb (35/20 cm) entourant l'écran externe du cryostat, associé à 35 cm de PE sur le haut, un veto muons externe et du fer doux comme blindage magnétique. Un blindage interne sera ajouté à l'intérieur du cryostat, permettant une couverture proche de 4π des détecteurs : il doit comporter un second veto muons cryogénique, ainsi qu'un

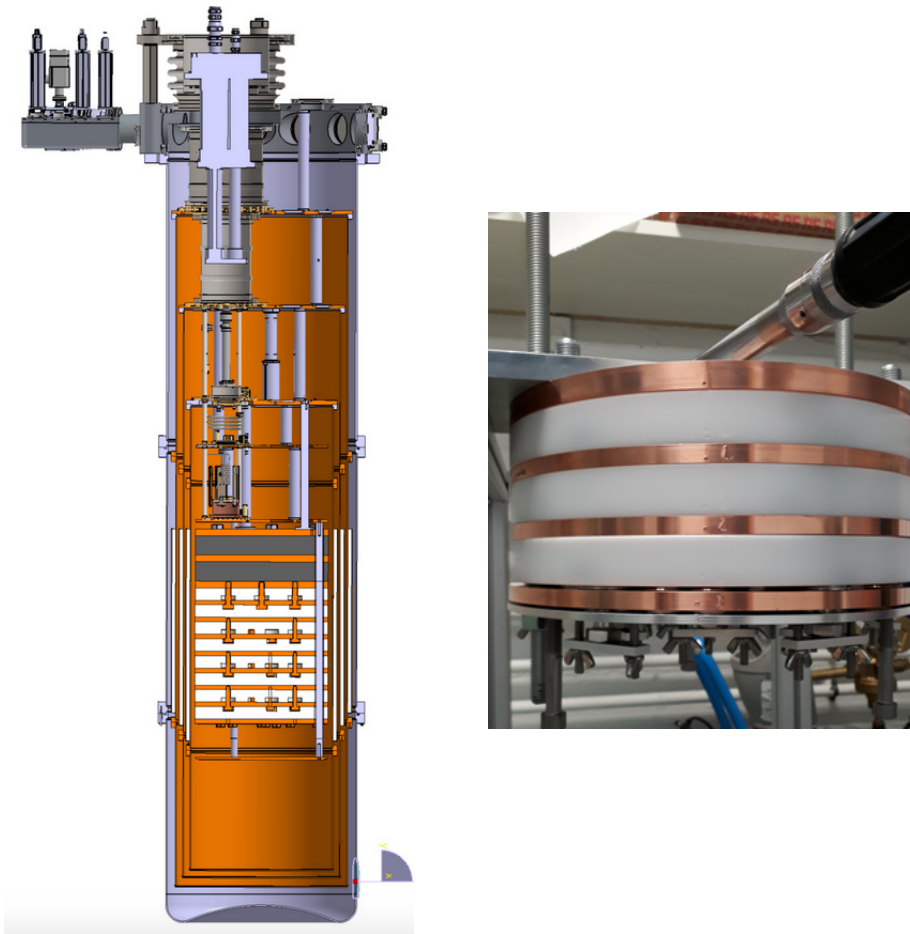


Figure I.9 – Gauche : Dessin du blindage interne du cryostat de RICOCHET, avec 2 couches de Pb/Cu surmontant les 8 couches de PE/Cu. Les détecteurs CryoCube et Q-array ne sont pas représentés ici. Droite : Photographie pendant un test de serrage de 3 couches de blindage PE/Cu à l'IP2I pour vérifier la faisabilité technique du blindage interne.

ensemble de couches successives de blindages au-dessus des bolomètres, correspondant à un total de 8.5 cm de Pb, 21 cm de PE et 8 cm de cuivre (8 couches de PE/Cu juste au-dessus des détecteurs, surmontées de 2 couches de Pb/Cu), comme représenté sur la figure I.9.

Les simulations montrent que tous ces blindages permettront de réduire les fonds dans une proportion acceptable. Dans la gamme en énergie [50 eV, 1 keV], le taux total (cosmogénique et réactogénique) de reculs électroniques sera réduit de (4265 ± 301) événements/jour/kg sans blindage à (27 ± 2) événements/jour/kg dans la configuration finale, tandis que le taux total de reculs nucléaires doit passer de (55407 ± 545) à (5 ± 1) événements/jour/kg, permettant d'atteindre les objectifs scientifiques de RICOCHET.

Une vue d'ensemble du détecteur RICOCHET avec ses blindages et les détecteurs CryoCube et Q-array, obtenue à partir du logiciel de modélisation CATIA, est présentée figure I.10. Les différents blindages sont en cours de réalisation (blindages passifs et veto muons) pour une installation à l'ILL à l'automne 2022, ou en cours de design (blindage magnétique et solutions pour limiter les vibrations).

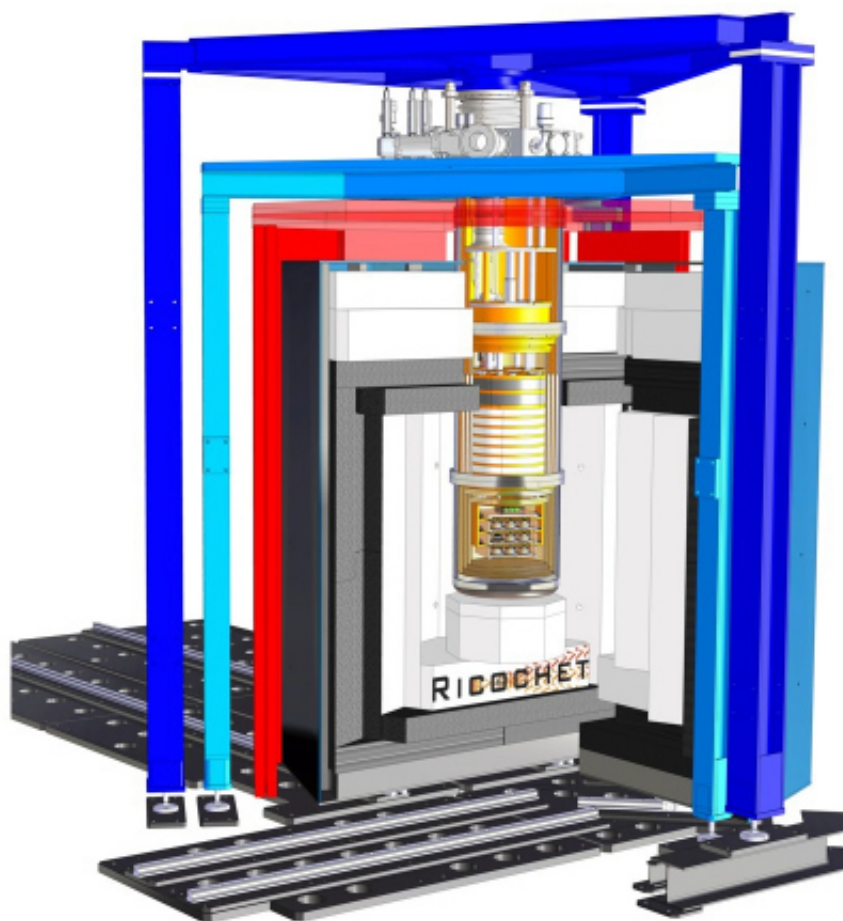


Figure I.10 – Vue en coupe de RICOCHET dans sa structure à l'ILL, avec les blindages visibles. Les parties bleues correspondent à la structure qui soutient le cryostat, la partie rouge correspond au véto muon, la partie grise correspond au blindage en plomb et la partie blanche au blindage en polyéthylène boré. On voit aussi les détecteurs et le blindage interne au cryostat (discuté dans le texte), permettant d'avoir une couverture 4π des détecteurs (figure réalisée par les services techniques du LPSC, avec le logiciel de dessin CATIA).

I.3.5 Sensibilité aux événements CENNS pour le détecteur CryoCube

A partir de la formule I.10 et de l'estimation des bruits de fond, il est possible de réaliser une simulation du taux d'événements attendus à l'ILL. La figure I.11 présente les taux d'événements par kg/keV/j, pour le signal CENNS (MS) et les bruits de fond attendus, en fonction de l'énergie de recul, pour l'expérience RICOCHET installée à 8 m du coeur du réacteur de l'ILL. On constate que le seuil en énergie de recul nucléaire de l'expérience doit être le plus faible possible pour mesurer le signal CENNS. L'objectif de RICOCHET est d'avoir un seuil à 50 eV afin de mesurer le spectre en énergie entre ce seuil et ~ 1 keV. La forme du signal change en fonction du noyau cible utilisé, puisque la section efficace est proportionnelle au nombre de neutrons (voir section I.2). Sur la figure I.11, le taux d'événements CENNS attendu est présenté pour trois noyaux cibles différents : le germanium, le zinc et le silicium, (avec respectivement 40, 35 et 14 neutrons). Plus le nombre de neutrons du noyau cible est petit, plus l'énergie maximale attendue est élevée. Pour

le détecteur CryoCube, les bolomètres seront en germanium, permettant la mesure d'événements CENNS jusqu'à environ 1 keV. Le choix du germanium est lié aux développements communs réalisés avec la collaboration EDELWEISS de recherche directe de matière noire [57].

Sur la figure I.11, les taux d'événements associés aux bruits de fond de types recul électronique (ER) et recul nucléaire (NR) sont aussi représentés (pour le détecteur RICOCHET avec ses blindages). Les courbes noires représentent le bruit de fond total attendu avant (en trait plein) et après (en tirets) le rejet du bruit de fond électromagnétique. Le bruit de fond ER est dominé par les photons et correspond à un fond plat, alors que le bruit de fond NR, dominé par les neutrons, décroît exponentiellement avec l'énergie (du fait de la cinématique de l'interaction entre le noyau et les neutrons rapides).

On s'attend à observer ~ 15.5 événements CENNS, par jour et par kg entre 50 eV et 1 keV, pour un taux de bruit de fond total de ~ 100 événements/kg.j (~ 5 événements/kg.j) avant (après) la discrimination, soit un rapport signal/bruit attendu de l'ordre de 3.

C'est la double mesure chaleur-ionisation avec les bolomètres qui permet de réduire le fond lié aux reculs électroniques pendant l'analyse des données, comme il sera montré au chapitre II). On peut noter que le bruit de fond d'événements chaleur seule (HO) n'est pas présenté sur la figure, mais il est dominant à basse énergie pour les détecteurs en germanium. Il peut cependant être réduit lui aussi (voire supprimé), suivant l'énergie de recul, par utilisation de la double mesure chaleur-ionisation.

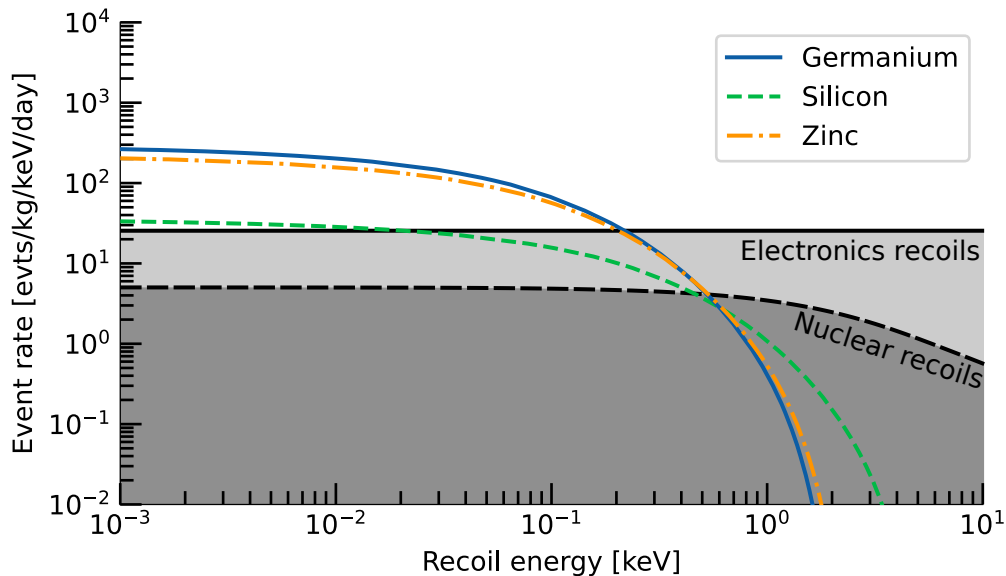


Figure I.11 – Taux d'événements attendus par kg/keV/j pour les interactions CENNS (dans le cadre du MS) en fonction de l'énergie de recul, pour un détecteur de 1 kg 'à la CryoCube', situé à 8 m du coeur de réacteur de l'ILL, pour différents noyaux cible constituant les bolomètres : germanium (bleu), silicium (vert) et zinc (orange). Les taux de bruits de fond associés aux reculs électroniques (ER) et aux reculs nucléaires (NR) sont aussi représentés par les courbes noires en trait plein et en tirets, respectivement. Les événements chaleur seule, dominants à basse énergie, ne sont pas représentés sur la figure.

Afin d'estimer la sensibilité du détecteur CryoCube de RICOCHET à l'observation d'un signal

CENNS auprès du réacteur de l'ILL, des simulations Monte-Carlo ont été effectuées par le groupe Simulations de la collaboration [63], en ne considérant que les erreurs statistiques. Cette simulation est basée sur les bruits de fond décrits en section I.3.3, en considérant les spectres en énergie attendus pour les interactions CENNS, et pour les bruits de fond de types reculs nucléaires et reculs électroniques. Pour calculer la probabilité d'observation des événements CENNS (S) par rapport au bruit de fond total (B), la signification statistique suivante est utilisée :

$$Z = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (\text{I.11})$$

La valeur de Z indique si le signal sort du bruit. La validité de l'hypothèse de mesure du signal CENNS par rapport au bruit de fond correspond à une valeur de Z supérieure à 5σ . La simulation utilisée est conservative, mais elle permet d'estimer le potentiel de découverte du CENNS avec l'expérience RICOCHET. D'autres simulations plus précises sont en cours afin de préparer la prise de données.

La figure I.12 montre l'évolution de la signification statistique Z pour le détecteur CryoCube de l'expérience RICOCHET, en nombres d'écart-type σ , en fonction du nombre de jours pour lesquels le réacteur est allumé (cycle ON, pour une masse de germanium de 1 kg à une distance de 8 m du réacteur de l'ILL). Deux configurations ont été étudiées. La première correspond au cas où la résolution en énergie est celle obtenue par l'équipe de R&D au printemps 2022, soit 50 eV_{ee} en résolution ionisation et 20 eV en résolution chaleur (courbe orange). Et le deuxième cas correspond aux objectifs du CryoCube avec 20 eV_{ee} en résolution ionisation et 10 eV en résolution chaleur (courbe bleue). Le seuil en énergie est fixé comme étant cinq fois la résolution chaleur. Pour ces deux cas, on considère également que le taux d'événements chaleur seule (HO) est soit celui actuel, soit supprimé. Le taux actuel a été estimé à partir des mesures récentes sur des détecteurs de R&D [64, 65].

La figure I.12 montre ainsi qu'en supprimant le fond d'événements HO, la mesure du CENNS pourrait être validée au bout de quelques jours (courbes en trait plein), même sans atteindre les objectifs en résolution de l'expérience (en considérant les excellentes résolutions déjà obtenues). Cependant, atteindre les objectifs en résolution de RICOCHET, en les associant à une réduction du taux d'événements HO, permettra une mesure au pourcent du spectre en énergie CENNS, après un an de prise de données réacteur ON (soit 2 ans sur site), si les effets systématiques sur le signal peuvent être contrôlés à quelques pourcents.

On constate également sur la figure I.12 que lorsque le taux d'événements HO est celui mesuré actuellement [64, 65], la signification statistique diminue (courbes en pointillés) : il faudra alors environ 150 jours pour atteindre 5σ , avec les résolutions attendues pour RICOCHET, et la mesure du CENNS à 5σ ne sera pas possible avec les résolutions obtenues actuellement.

I.3.6 Recherche de nouvelle physique avec Ricochet

Les objectifs de RICOCHET permettront de mesurer l'interaction CENNS avec une précision de l'ordre du pourcent (en considérant l'interaction décrite par le Modèle Standard), au bout d'un an de prise de données en cycle ON. Avec une telle précision, il est également possible d'étudier différents scénarios de nouvelle physique et de placer des contraintes sur différents modèles associés. On peut considérer par exemple la contribution au CENNS d'un moment magnétique

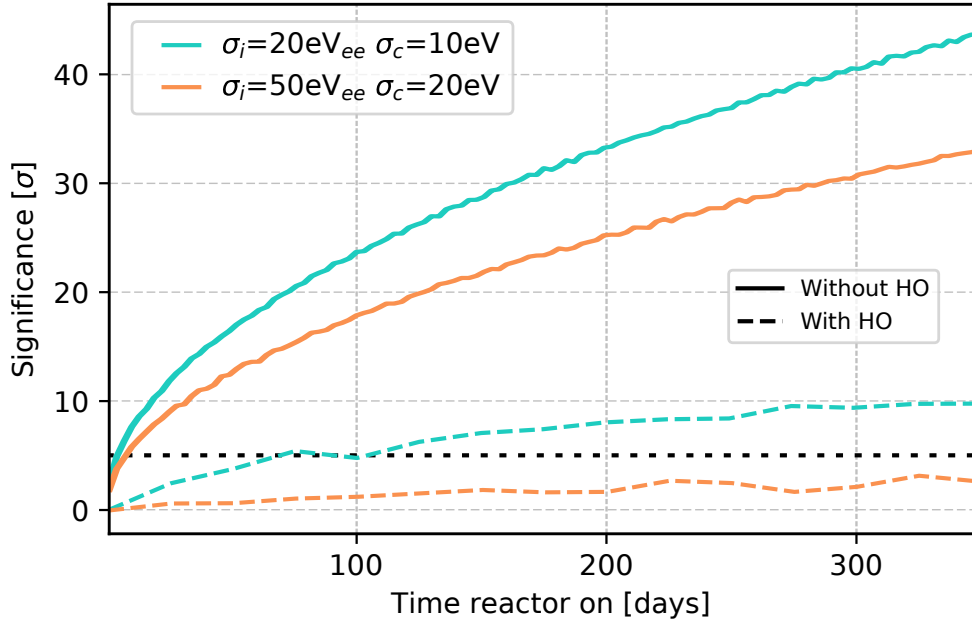


Figure I.12 – Simulation de la signification statistique en fonction du nombre de jours de prise de données avec le réacteur ON, pour une masse de 1 kg de germanium à 8 m du réacteur de l'ILL, pour différentes valeurs des résolutions chaleur/ionisation et du seuil en énergie (estimé à 5 fois la résolution chaleur), sans événements chaleur seule (HO) en trait plein, et avec le taux HO actuel (en pointillés). Les courbes oranges correspondent aux résolutions déjà obtenues par la collaboration au printemps 2022 : $\sigma_i = 50 \text{ eV}_{ee}/\sigma_c = 20 \text{ eV}$. Les courbes vertes correspondent aux objectifs de résolution pour le CryoCube : $\sigma_i = 20 \text{ eV}_{ee}/\sigma_c = 10 \text{ eV}$. La ligne pointillé correspond à 5σ .

du neutrino (NMM pour Neutrino Magnetic Moment), l'ajout d'un nouveau médiateur massif de type Z' , ou encore l'interaction d'un neutrino stérile [66]. Ces mesures seront limitées par des contraintes extérieures, comme celles liées au flux de neutrinos du réacteur non mesuré en dessous du seuil de l'IBD à 1.8 MeV. En considérant toute les incertitudes liées à la mesure du CENNS, l'erreur 'systématique' attendue sur la mesure du signal est en-dessous de 10%.

La Figure I.13 montre le taux d'événement CENNS attendu pour le détecteur CryoCube de l'expérience RICOCHET installée à l'ILL, pour différents modèles de nouvelle physique (NMM, boson Z' ou neutrino stérile), tandis que la courbe bleue présente le signal CENNS attendu dans le cadre du MS.

Moment magnétique du neutrino NMM

Le Modèle Standard (MS) actuel, dans lequel les neutrinos sont de masse nulle, ne permet pas d'expliquer les oscillations des neutrinos, qui nécessitent de considérer des neutrinos massifs. Il est donc nécessaire d'apporter des extensions au MS pour donner une masse aux neutrinos (voir section I.1.5). Dans le cadre des extensions minimales du MS, un neutrino de Dirac massif peut acquérir un moment magnétique (sans changement de saveur) via des corrections radiatives, d'amplitude [68] :

$$\mu_\nu \sim 3.2 \times 10^{-19} \left[\frac{m_\nu}{1 \text{ eV}} \right] \mu_B \quad (\text{I.12})$$

où μ_B est le magnéton de Bohr. Si on considère l'échelle d'énergie de la nouvelle physique à 1 TeV pour la génération de ce NMM de Dirac, il serait alors possible d'obtenir une valeur élevée,

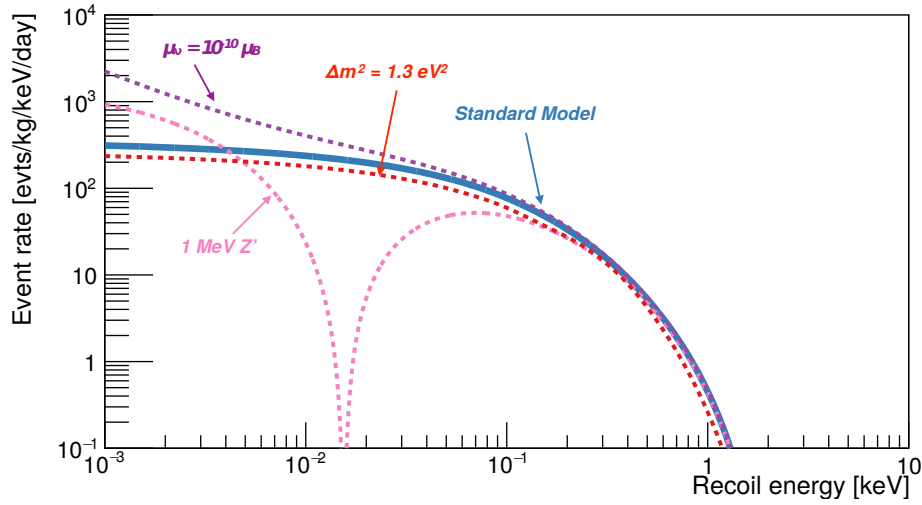


Figure I.13 – Taux d'événement attendus (par kg.keV.jour) pour le signal CENNS, pour le détecteur RICOCHET installé à 8 mètres du réacteur de l'ILL. La courbe pleine en bleu est le taux d'événement CENNS prédit dans le cadre du Modèle Standard, tandis que les courbes en pointillés sont associées à de la nouvelle physique potentiellement mesurables par l'expérience : en violet, la mesure d'un moment magnétique du neutrino $\mu_\nu = 10^{-10} \mu_B$; en rose, l'ajout d'un nouveau boson Z' de 1 MeV avec une constante de couplage $g_{Z'} = 10^{-5}$ pour l'interaction CENNS ; en rouge, l'interaction avec un neutrino stérile associé à une valeur $\Delta m^2 = 1.3 \text{ eV}^2$. Figure extraite de [67].

de l'ordre de $\mu_\nu \sim 10^{-15} \mu_B$ avec les limites supérieures actuelles sur les masses de neutrinos. Si les neutrinos sont des particules de Majorana, les NMM à considérer sont des moments magnétiques de transition, associés à un changement de saveur lors de l'interaction. On pourrait alors considérer des NMM de transition encore plus élevés, typiquement $\mu_{\nu_e, \nu_\mu} \sim 10^{-12} \mu_B$ à cette même échelle en énergie de 1 TeV pour la nouvelle physique. La mesure d'un moment magnétique de neutrino de valeur importante pourrait ainsi apporter des contraintes sur la nature Majorana du neutrino et la nouvelle physique.

Les contraintes expérimentales sur μ_ν sont à ce jour des limites supérieures, comme celle obtenue par l'expérience Borexino $\mu_\nu < 2.8 \times 10^{-11} \mu_B$ (90% C.L.) [69]. Des contraintes sur les amas globulaires [70] fournissent aussi une limite sur le NMM : $\mu_\nu < 2.2 \times 10^{-12} \mu_B$. Le site [pdglive](https://pdglive.lbl.gov)¹ répertorie les limites estimées de différentes expériences. Enfin, les dernières mesures de l'expérience XENON-1T [71] ont montré un excès de bruit à basse énergie, qui pourrait être expliqué avec un moment magnétique de neutrino $\mu_\nu \in (1.4; 2.9) \times 10^{-11} \mu_B$ (90% C.L.).

Des simulations montrent que l'expérience RICOCHET serait sensible à des NMM de l'ordre de $10^{-10} \mu_B$, comme représenté par la courbe violette sur la figure I.13 [64].

Existence d'un nouveau boson massif Z'

Dans le modèle standard, l'interaction CENNS a lieu via l'échange d'un boson Z^0 . Dans le cadre des extension du MS, on peut considérer l'ajout d'un nouveau boson médiateur vectoriel Z' , couplant aux neutrinos et aux quarks. L'interaction via le boson Z' va alors interférer avec

¹<https://pdglive.lbl.gov/DataBlock.action?node=S066MGM>

le processus standard lié au Z^0 , en modifiant l'hypercharge nucléaire faible effective observée. Ces interférences diminuent fortement le taux d'événements pour certaines énergies de recul nucléaire, comme montré par la courbe rose sur la figure I.13, pour un boson Z' de 1 MeV, avec une constante de couplage $g_{Z'} = 10^{-5}$. Deux autres types d'expériences permettent de contraindre l'existence d'un nouveau boson massif Z' : les expériences sur cible fixe, qui se concentrent à des énergies en dessous du GeV/c^2 (comme l'expérience APEX [72]), ou encore les expériences sur accélérateur (comme ATLAS ou CMS au LHC) qui sondent des masses de l'ordre du TeV/c^2 [73, 74]. L'avantage d'une mesure de l'interaction CENNS avec un boson Z' est la possibilité de scanner sa masse $M_{Z'}$ du keV/c^2 au PeV/c^2 , avec des contraintes sur le couplage variant comme (exposition) $^{1/4}$, si l'expérience n'est pas limitée par le bruit de fond [66].

Existence d'un neutrino stérile

Il a été montré en section I.1.5 que certains résultats expérimentaux obtenus dans le cadre des expériences d'oscillations pouvaient nécessiter d'ajouter un ou plusieurs neutrinos stériles aux trois neutrinos du MS. L'existence d'un neutrino stérile peut être contrainte par des expériences auprès des réacteurs nucléaires, via l'IBD, mais elle peut aussi être testée grâce à l'interaction CENNS. La courbe en rouge de la figure I.13 montre le taux d'interactions attendu par l'expérience RICOCHET en ajoutant un neutrino stérile, pour $\Delta m_{41}^2 = 1.3 \text{ eV}^2$. Le taux d'événements mesurés sera moins élevé que pour l'interaction CENNS dans le cadre du MS (courbe bleue). Cela peut être expliqué en considérant que les antineutrinos émis par le réacteur de l'ILL ont une probabilité non nulle (dépendant de la valeur de Δm_{41}^2 mais aussi de la distance réacteur-détecteur) d'osciller vers un neutrino stérile, n'interagissant pas avec la matière, diminuant ainsi le taux d'interactions mesurées dans le détecteur. Les ordres de grandeur des valeurs de Δm^2 atteignables sont les mêmes que pour les expériences de neutrinos de réacteurs. Installées au même emplacement sur le site de l'ILL, mais utilisant des mécanismes de détection des neutrinos différents, on peut ainsi envisager des analyses combinées des données obtenues avec l'expérience RICOCHET (CENNS) et l'expérience STEREO (IBD) [66].

D'autres modèles de nouvelle physique, non présentés ici, pourront également être étudiés via la mesure de l'interaction CENNS pour des neutrinos de basse énergie (en dessous du MeV).

I.4 Autres expériences CENNS

Depuis la première observation en 2017 du processus CENNS par la collaboration COHERENT [75], de nombreuses collaborations se sont lancées dans le développement de détecteurs pour mesurer cette interaction de façon précise, afin de vérifier si elle est correctement décrite par le MS. La majorité des expériences vise à mesurer le CENNS avec des neutrinos provenant de réacteurs nucléaires, car le taux d'interactions attendues est plus important. Cependant, les seuils en énergie à atteindre sont plus bas, car l'interaction se produit à plus basse énergie. Un grand nombre de ces expériences sont issues de la recherche directe de matière noire, car ces dernières utilisent le même principe physique de mesure de l'interaction élastique cohérente avec des noyaux, qui produisent des reculs nucléaires de basse énergie, mais pour des particules de matière noire au lieu des neutrinos. Il est intéressant de noter ici que le spectre en énergie de recul nucléaire induit par la détection du processus CENNS avec des neutrinos de réacteurs, est

quasiment identique à celui induit par une particule de matière de $2.7 \text{ GeV}/c^2$ (pour l'expérience RICOCHET installée à 8 m du coeur du réacteur de l'ILL, les simulations ont montré que le signal CENNS attendu est équivalent à celui d'une particule de matière de $2.7 \text{ GeV}/c^2$ avec une interaction indépendante de spin de $2 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ [64]). Cependant, la mesure du processus CENNS nécessite de placer les détecteurs proches d'une centrale ou d'un réacteur nucléaire, ce qui impose un blindage de l'expérience différent de celui des expériences de matière noire et d'avoir un seuil en énergie le plus bas possible puisque les antineutrinos électroniques produits ont une énergie moyenne de 3 MeV. Seule l'expérience COHERENT est placée auprès d'une source de spallation (SNS), qui émet les trois saveurs de neutrinos, avec une énergie moyenne de 30 MeV et une contribution au processus CENNS quasiment égale pour les trois saveurs.

La section suivante décrit le fonctionnement de trois expériences CENNS : COHERENT, qui a permis de vérifier l'existence de l'interaction CENNS, ainsi que MINER et NUCLEUS, qui ont des technologies de détecteurs proches de celles de l'expérience RICOCHET, et comme pour cette dernière sont associées à des collaborations de recherche directe de matière noire. La table I.4 permet aussi de comparer les caractéristiques principales de quelques expériences CENNS. De plus amples informations sur ces expériences peuvent être trouvées dans la publication [76].

Expérience	Flux neutrino [$\nu/(\text{s.cm}^2)$]	Source	Seuil en énergie	Masse	Matériau	Activité	Réf.
COHERENT	$\sim 10^7$	Spallation	20 keV _{ee}	24 kg	Argon	Mesure	[77]
			$\sim 3 \text{ keV}_{ee}$	185 kg	NaI[Tl]	Mesure	[78]
			$\sim 150 \text{ eV}_{ee}$	18 kg	Germanium	R&D	[78]
			4.5 keV _{ee}	14.6 kg	CsI[Na]	Terminé	[79]
CO ν NIE	7.8×10^{12}	Réacteur	$\sim 40 \text{ eV}$	47.6 g	Silicium	Mesure	[80]
CO ν US	2.3×10^{13}	Réacteur	$\sim 300 \text{ eV}_{ee}$	3.73 kg	Germanium	Mesure	[81]
MI ν ER	$\sim 10^{12}$	Réacteur	$\sim 100 \text{ eV}$	$\sim 1 \text{ kg}$	Germanium/Silicium	R&D	[82]
RED100	1.35×10^{13}	Réacteur	$> 1 \text{ keV}$	$\sim 100 \text{ kg}$	Xénon	R&D	[83]
RICOCHET	$\sim 10^{12}$	Réacteur	$\sim 50 \text{ eV}$	$\sim 1.3 \text{ kg}$	Germanium/Zinc	R&D	[67]
TEXONO	6.4×10^{12}	Réacteur	$\sim 100 \text{ eV}_{ee}$	$\sim 1 \text{ kg}$	Germanium	Mesure	[84]
ν CLEUS	1.7×10^{12}	Réacteur	$> 10 \text{ eV}$	$\sim 10 \text{ g}$	CaWO ₄ /Al ₂ O ₃	R&D	[85]
ν GEN	5×10^{13}	Réacteur	250 eV _{ee}	1 kg	Germanium	Mesure	[86]

Table I.4 – Tableau comparatif des caractéristiques principales de différentes expériences qui ont pour but de mesurer l'interaction CENNS. Dans la colonne seuil en énergie certaines valeurs sont données en eV_{ee} (eV équivalent-électron), pour les expériences ne mesurant pas directement l'énergie de recul, mais l'énergie d'ionisation produite par le recul.

I.4.1 COHERENT

L'expérience COHERENT est la seule expérience qui ait mesuré la l'interaction CENNS [75]. Les neutrinos proviennent de la source de spallation SNS (Spallation Neutron Source) de Oak Ridge, comme décrite en section I.1.3, avec un flux de neutrinos de $10^7 \nu \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ à 20 m de la cible, avec les trois saveurs de neutrinos produites et deux d'entre elles mesurées (ν_e et $\bar{\nu}_e$, ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$). COHERENT est composé de plusieurs détecteurs : un détecteur de 14.57 kg de CsI[Na] [79], qui a permis la découverte du CENNS à 6.7σ , un détecteur de 28 kg d'argon liquide qui en a fourni une mesure à 3σ [77], un détecteur de 185 kg de NaI[Tl] et un détecteur de Ge de 20 kg. D'autres détecteurs sont présents sur le site pour mesurer les bruits de fond, ce qui a permis l'identification d'un bruit de fond de type NIN (induction de neutrons par neutrino). Les premiers détecteurs sont des détecteurs en phase liquide, qui mesurent la scintillation des matériaux, alors que le détecteur en germanium fournit une mesure de l'ionisation.

I.4.2 MINER

L'expérience MINER [82] (pour Mitchell Institute Neutrino Experiment at Reactor) est une expérience utilisant des bolomètres bas-seuil en Si/Ge. Elle est située à l'Institut Mitchell, au Texas, à ~ 2 m d'un réacteur de 1 MW, dont le coeur peut bouger jusqu'à 10 m de la cible. MINER utilisera une masse utile de 10 kg avec des détecteurs ayant un seuil en énergie de 100 eV en recul nucléaire. Ces détecteurs sont basés sur ceux de l'expérience CDMS de recherche directe de matière noire, avec amélioration de leurs performances. De masse 625 g chacun, ils offrent la possibilité de mesurer les signaux en voie chaleur et en voie ionisation. Les détecteurs vont fonctionner en mode boosté sous haute-tension (~ 100 V) afin d'améliorer la résolution en voie chaleur par l'effet Luke, qui sera expliqué au chapitre II. Les simulations de l'expérience MINER montrent qu'avec les blindages prévus, il devrait être possible de réduire les bruits de fond neutron et gamma à des niveaux d'environ 100 événements/kg/jour dans l'intervalle en énergie de recul nucléaire entre 10 et 100 eV, en approchant le détecteur jusqu'à 2.3 m du coeur du réacteur, avec un flux d'environ $\sim 10^{12} \bar{\nu}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$. Le taux d'événements CENNS attendu par cette expérience est de l'ordre de 5 à 10 par jour et par kilogramme.

I.4.3 NUCLEUS

L'expérience NUCLEUS [85] (ou ν CLEUS) utilisera des bolomètres de CaWO_4 et Al_2O_3 avec comme objectif une résolution en énergie de recul inférieure à 10 eV. La masse d'un détecteur est de l'ordre du gramme avec une masse totale de 10 g pour la première phase de l'expérience. Les détecteurs seront situés dans un veto cryogénique en Ge et Si, permettant de diminuer les bruits de fond induits par les neutrons. NUCLEUS, dont les détecteurs sont issus de l'expérience CRESST de recherche directe de matière noire, est une expérience qui sera installée sur le site de la centrale nucléaire de CHOOZ dans les Ardennes, respectivement à 78 m et 102 m des deux réacteurs commerciaux de 4.25 GW, avec un flux de neutrinos attendu de $10^{12} \bar{\nu}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$. La mesure du processus CENNS avec une signification statistique de 5σ est attendue au bout de 40 jours de prises de données.

I.5 Conclusion

Du fait de la très faible section efficace d'interaction des neutrinos avec la matière, l'étude de ces particules est difficile. Il est en effet nécessaire d'avoir un nombre d'atomes suffisant dans le détecteur cible pour mesurer l'interaction des neutrinos, ce qui implique souvent des détecteurs de plusieurs dizaines ou centaines de tonnes.

Le processus CENNS est une interaction prévue dans le cadre de la physique des particules et dominant pour les neutrinos d'énergie jusqu'à la dizaine de MeV. Cette interaction est mesurée via le recul du noyau produit par l'interaction CENNS, avec des énergies de recul en dessous du keV. Les expériences qui visent à mesurer cette interaction ne nécessitent pas d'utiliser de grandes masses de détecteur car elle bénéficie de la cohérence de l'interaction dans tout le noyau.

Cette interaction n'a été mesurée que très récemment (expérience COHERENT en 2017) et de nombreuses questions restent en suspens à son sujet, que ce soit dans le cadre du Modèle Standard, ou sur les possibilités de découverte de nouvelle physique.

L'expérience RICOCHET a pour but de mesurer avec précision cette interaction à basse énergie avec des antineutrinos produits par des réacteurs nucléaires. Pour ce faire, la collaboration développe des nouveaux détecteurs, couplés à une nouvelle électronique, qui sont le cœur de cette thèse. Le contexte expérimental associé à ces développements est présenté au chapitre suivant.

Chapitre II

Contexte expérimental

Sommaire du chapitre

II.1	Principe de fonctionnement des détecteurs cryogéniques	42
II.1.1	Voie chaleur	43
II.1.1.a	Phonon	44
II.1.1.b	Capacité calorifique	44
II.1.1.c	Mesure de la température	45
II.1.2	Voie ionisation	47
II.1.2.a	Propriétés électroniques du germanium	47
II.1.2.b	Effet Luke et facteur de quenching	48
II.1.3	Double mesure et discrimination	50
II.2	Géométrie des détecteurs	51
II.2.1	Dimensionnement	51
II.2.1.a	Voie chaleur	51
II.2.1.b	Voie ionisation	52
II.2.2	Electodes planaires et interdigitées	54
II.2.2.a	Détecteurs planaires	54
II.2.2.b	Détecteurs FID	54
II.3	Chaîne de lecture des données des détecteurs	56
II.3.1	Fonctionnement des transistors	57
II.3.1.a	Les transistors Si-JFET	57
II.3.1.b	Les HEMT développés par le C2N et CryoHEMT	58
II.3.2	Premier étage d'amplification	60
II.3.2.a	Etage d'amplification avec transistor Si-JFET	60
II.3.2.b	Câblage froid	61
II.3.3	Electronique chaude	62
II.4	Installation cryogénique de l'IP2I	63
II.4.1	Cryostat	63
II.4.2	Vibration	65
II.4.2.a	Tour suspendue	65
II.4.2.b	Support détecteur	66
II.4.3	Blindage	67
II.4.3.a	Blindage actuel	67
II.4.3.b	Fond neutrons	67
II.4.3.c	Futur blindage	68
II.5	Présentation des détecteurs	69

II.5.1	Optimisation des détecteurs	69
II.6	Détecteurs bolométriques pour la détection d'événements rares	72
II.6.1	EDELWEISS	72
II.6.1.a	Matière noire	72
II.6.1.b	Quelques résultats d'EDELWEISS	73
II.6.1.c	Le projet Cryosel	74
II.6.2	CUPID-Mo et CUPID	75
II.6.3	Conclusion	75

Afin de mesurer le processus CENNS entre les neutrinos et les noyaux, l'expérience RICOCHET a pour but, pour la partie CryoCube, d'adapter et d'améliorer les détecteurs utilisés par l'expérience EDELWEISS-III. Ces détecteurs permettent de mesurer le recul nucléaire (interaction avec le noyau) produit par l'interaction, tout en discriminant une partie des particules interagissant par recul électronique (interaction avec les électrons). La discrimination est réalisée grâce à la nature du détecteur (germanium) qui, à basse température (de l'ordre de 20 mK), permet une mesure de cette énergie via la mesure de la température (voie chaleur) et la production de paires électron-trou (voie ionisation). L'un des objectifs de RICOCHET est d'avoir un seuil en énergie de 50 eV. Cependant ce seuil ne dépend pas seulement des détecteurs, mais de toutes la chaîne d'acquisition du système.

Ce chapitre est consacré à la présentation de la R&D effectuée pour le détecteur CryoCube et à l'environnement expérimental. La première partie se consacre au choix des détecteurs (matériaux, géométrie) et au principe de fonctionnement des détecteurs. Une deuxième partie présente la chaîne de lecture des détecteurs de R&D, ainsi que le cryostat utilisé pour cette R&D, permettant de descendre en température les détecteurs. Un bilan des performances obtenues sur les détecteurs étudiés ces dernières années au sein de ce cryostat, en terme de résolution ligne de base, conclut ce chapitre.

II.1 Principe de fonctionnement des détecteurs cryogéniques

Les bolomètres permettent de mesurer l'énergie déposée dans un absorbeur. Cette énergie peut être convertie de plusieurs façons selon les propriétés du matériau utilisé : création de photons via désexcitation d'un atome (scintillation), création de charges (ionisation), ou création de phonons (chaleur) via les vibrations des atomes du réseau cristallin.

Les bolomètres du CryoCube pour l'expérience RICOCHET sont des détecteurs en germanium d'environ 38 g, qui peuvent mesurer l'énergie du recul (nucléaire ou électronique) induit par l'interaction d'une particule, via la mesure de l'élévation de température (composante chaleur) et la création de paires électron-trou (composante ionisation) du système. Ces bolomètres sont

donc des détecteurs à double mesure. Pour cela, une thermistance en germanium de type Ge-NTD (Neutron Transmutation Doped) est collée sur une face (ou les deux faces) du cristal pour collecter les phonons, et des électrodes en aluminium sont évaporées sur le détecteur. Les électrodes permettent de créer un champ électrique pour la dérive des paires électron-trou produites dans le cristal et permet ainsi leur collecte, comme le montre la figure II.1. Cette collecte est possible car le germanium est un semi-conducteur.

Le nombre de paires électron-trou créées est proportionnel à l'énergie de recul déposée E_R , mais dépend de la nature de la particule incidente. En mesurant les variations de tension induites aux bornes des électrodes, on accède à la quantité de charges collectées, ce qui fournit une mesure de l'énergie d'ionisation E_{ion} (voir section II.1.2).

En parallèle, l'interaction d'une particule induit une élévation de température mesurée au moyen de la thermistance Ge-NTD, dont la résistance varie avec la température et au travers de laquelle on injecte un courant constant. L'élévation de température est déduite des variations de tension mesurées aux bornes de la thermistance (voir section II.1.1). L'intégralité de l'énergie déposée par la particule incidente est convertie sous forme de chaleur. Il y a au final deux contributions à l'énergie chaleur E_C . Une première contribution égale à l'énergie de recul E_R , et une seconde contribution, provenant de l'effet Luke et d'énergie E_L . Cette dernière est liée à la dérive des porteurs de charge et à la tension de collecte, et sera introduite en section II.1.2.b.

La double mesure de l'énergie chaleur E_C et de l'énergie d'ionisation E_{ion} est l'élément indispensable à la réalisation du projet RICOCHET, il permet de discriminer entre recul nucléaire et recul électronique induit dans le bolomètre et donne ainsi une indication sur la nature de la particule incidente.

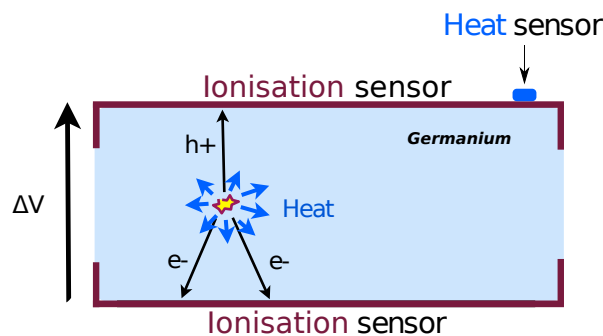


Figure II.1 – Schéma illustrant le principe d'un bolomètre utilisé par les expériences RICOCHET et EDELWEISS. La particule incidente dépose son énergie sous forme de chaleur (flèches bleues) et d'ionisation (paires $h+/e-$), mesurées respectivement par une thermistance Ge-NTD (Heat sensor) et des électrodes en aluminium (Ionisation sensor).

II.1.1 Voie chaleur

La mesure de l'énergie de recul peut se faire via l'élévation de température du cristal (ou absorbeur) mesurée par un senseur thermique. Les senseurs utilisés pendant cette thèse sont des Ge-NTD qui sont des cristaux de germaniums dopés (jusqu'à la transition métal isolant).

Dans un modèle simple où le détecteur est isolé, la variation ΔT de la température du

détecteur, de capacité calorifique C_c , induite par le transfert d'énergie E est :

$$\Delta T = \frac{E}{C_c} \quad (\text{II.1})$$

La capacité calorifique d'un système évolue avec la température. A température ambiante, l'énergie n'est pas mesurable, car la capacité calorifique est trop grande. Cette capacité est décrite par le modèle de Debye pour le cas d'un cristal parfait.

Pour les énergies transférées dans le détecteur, seules de faibles variations de températures ΔT vont avoir lieu. Les valeurs pour le germanium (semi-conducteur) et l'or (conducteur) sont données dans la table II.1.

II.1.1.a Phonon

Lors de l'interaction d'une particule avec l'absorbeur, un noyau est déplacé de sa position d'équilibre. Les noyaux étant liés entre eux sous forme de maille élémentaire, si l'un d'entre eux bouge, cela entraîne une réaction sur les voisins directs de ce noyau, transférant l'énergie sur tout le réseau cristallin, puis sur l'ensemble du système. Le mouvement d'un noyau entraîne donc une vibration de l'absorbeur dont les quanta sont des quasi-particules appelées phonons. La statistique de Bose-Einstein permet de décrire leurs comportements.

II.1.1.b Capacité calorifique

La chaleur spécifique des matériaux est obtenue à partir des propriétés des phonons. Dans le cas du modèle de Debye, les phonons sont à l'équilibre thermodynamique. Le modèle fait intervenir plusieurs paramètres dont la température de Debye, θ_D , définie comme :

$$\theta_D = \frac{\hbar\omega_D}{k_B} \quad (\text{II.2})$$

où $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K est la constante de Boltzmann, $\hbar = 1.05 \times 10^{-34}$ J.s est la constante de Planck réduite, et ω_D est la pulsation maximale des phonons dans le matériau. Pour le germanium, la température de Debye est $\theta_D = 374$ K, tandis que $\theta_D = 170$ K pour l'or [87].

Isolant électrique et semi-conducteur

Avec l'approximation $T \ll \theta_D$, la capacité calorifique s'écrit :

$$C_c = 1944 \frac{n_{\text{maille}}}{M_{\text{maille}}} V \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \quad [\text{J.K}^{-1}] \quad (\text{II.3})$$

où M_{maille} est la masse molaire de l'atome, n_{maille} est le nombre d'atomes dans une maille et V le volume du matériau. Dans le cas des isolants électriques ou des semi-conducteurs, comme le germanium, la contribution des électrons est négligeable, car ils sont peu présents dans la bande de conduction.

La capacité calorifique des semi-conducteurs dopés n'est pas la même que celle des semi-conducteurs non dopés, car les électrons vont jouer un rôle dans la capacité calorifique des

premiers [88]. Cette capacité calorifique peut devenir importante même si la masse de l'absorbeur est faible.

Métaux

Dans les métaux, les électrons de conduction sont libres et peuvent se déplacer dans le cristal. Ces électrons peuvent être décrits par un gaz de Fermi (gaz de fermions n'interagissant pas entre eux), et la capacité calorifique du gaz va croître linéairement avec la température du système. Ainsi, la capacité calorifique totale s'écrit :

$$C_c = C_c(\text{phonons}) + C_c(\text{électrons}) = \beta T^3 + \gamma T \quad (\text{II.4})$$

où β et γ sont des constantes de proportionnalité. En dessous de 1 K, la capacité calorifique du gaz d'électrons devient dominante, rendant les métaux moins sensibles aux interactions dans le cristal. L'élévation de température ΔT , obtenue lorsqu'une particule dépose son énergie dans un cristal de germanium ou un cristal d'or d'une masse de 30 g, à une température de 15 mK, est présentée en table II.1, pour deux valeurs de l'énergie déposée ($E = 10$ eV et $E = 1$ keV).

Matériau	Capacité calorifique [$\mu\text{J}/\text{K}/\text{cm}^3$]	Densité [g/cm^3]	ΔT avec $E = 10$ eV à $T = 15$ mK	ΔT avec $E = 1$ keV à $T = 15$ mK
Germanium	$2.7 \times T^3$	5.3	30 nK	3 μK
Or	$70 \times T$	19.3	1 pK	0.1 nK

Table II.1 – Evolution de la température lors d'un dépôt d'énergie dans un cristal de 30 g thermiquement isolé pour des noyaux de germanium et d'or pour une température de $T=15$ mK. Calcul basé sur la thèse [89].

II.1.1.c Mesure de la température

Le modèle de Debye permet de calculer une variation de température par l'intermédiaire de la capacité calorifique, pour un cristal isolé thermiquement (voir Eq. II.1). Ce modèle doit être complété en ajoutant la mesure de cette variation avec un thermomètre, qui transforme l'élévation de température en une grandeur observable. Pour les bolomètres utilisés dans cette thèse, les senseurs thermiques Ge-NTD transforment la variation de température en une variation de résistance du thermomètre, puis en variation de tension via leur polarisation en courant.

L'interaction entre les phonons et les électrons modifie les grandeurs physiques du thermomètre. Les phonons vont diffuser leur énergie dans les électrons du matériau, changeant ainsi la résistance du thermomètre [90].

Semi-conducteurs dopés

Les semi-conducteurs se comportent comme des isolants électriques à basse température, car les électrons ont besoin d'une énergie suffisante pour franchir le gap en énergie entre la bande de valence et la bande de conduction. En dopant le matériau, des niveaux en énergie apparaissent dans le gap, rendant cette transition plus facile par excitation thermique. Pour que la mesure

se fasse même à des températures cryogéniques, il faut avoir un dopage important et isotrope. Dans le cas des thermistances en germanium de type Ge-NTD, le dopage se fait par capture neutronique. Un flux de neutrons est envoyé sur le cristal de Ge naturel, dont 21% est du ^{70}Ge . L'interaction des neutrons avec ces derniers donne des atomes de ^{71}Ga , qui vont contribuer comme impuretés de type donneur de trous, permettant un déplacement des électrons dans le thermomètre [91].

Pour l'expérience RICOCHET, les senseurs thermiques Ge-NTD utilisés ont des volumes de $2 \times 2 \times 0.45 \text{ mm}^3$. L'évolution de la résistance à basse température T est décrite par la loi d'Efros et Shklovskii [92] :

$$R(T) = R_0 \cdot \exp\left(\left(\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{1}{2}}\right) \quad (\text{II.5})$$

Les paramètres R_0 et T_0 de l'équation II.5 sont mesurés expérimentalement et sont liés au nombre d'électrons présents dans le thermomètre. Ces paramètres évoluent en fonction de la géométrie du NTD et du dopage. La figure II.2 montre l'évolution de la résistance R en fonction de la température T de plusieurs des détecteurs étudiés pendant cette thèse, dont la géométrie est décrite en section II.2. Les détecteurs RED120 et RED150 sont respectivement un détecteur planaire et un détecteur de type FID, mesurant à la fois la chaleur et l'ionisation. Les autres détecteurs présentés sont des détecteurs ne mesurant que la chaleur. Les résistances visées sont d'environ 1–10 M Ω , car ces valeurs sont adaptées à l'électronique utilisée pour l'expérience. Ces valeurs de résistances sont généralement atteintes pour des températures en dessous de 20 mK.

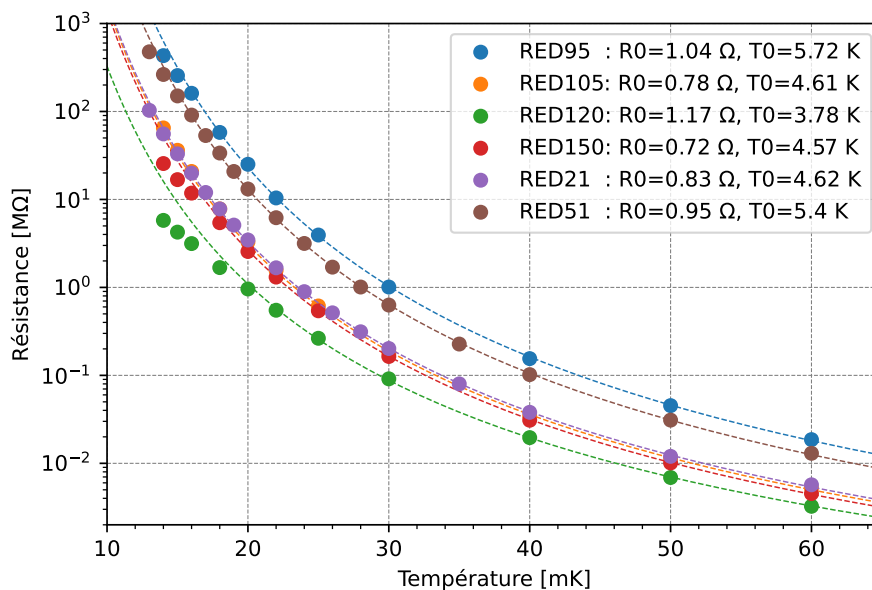


Figure II.2 – Évolution de la résistance des thermomètres Ge-NTD en fonction de la température pour quelques détecteurs RED, étudiés pendant la R&D. Les points représentent les mesures et les courbes suivent la loi $R(T)$ donnée par l'équation II.5. Les détecteurs RED120 et RED150 sont respectivement un détecteur planaire et un détecteur FID, mesurant chaleur et ionisation. Les autres détecteurs sont des détecteurs sans électrodes ne mesurant que la chaleur.

Capteur supraconducteur à transition de phase (TES)

Une autre possibilité pour la mesure de l'élévation de température dans les bolomètres est

l'utilisation de TES (Transition-Edge Sensor). Ces TES se composent d'un film supraconducteur fonctionnant à des températures proches du changement de phase supraconducteur/conducteur, pour lequel la résistance électrique varie rapidement entre zéro et sa valeur à l'état normal.

Les TES sont plus rapides et ont une plus grande capacité calorifique que les senseurs semi-conducteurs de type Ge-NTD, mais ils nécessitent pour fonctionner de réguler la température autour de celle de la transition de phase T_C .

Des TES en alliage NbSi ont été utilisés sur des détecteurs de l'expérience EDELWEISS [93, 94], mais pas pendant cette thèse, et ne seront donc plus discutés ensuite.

II.1.2 Voie ionisation

Lors d'une interaction dans le cristal, des paires électron-trou sont créées, et leur nombre permet de remonter à l'énergie déposée. Pour les collecter, des électrodes sont évaporées sur le cristal, afin de générer un champ électrique et faire dériver les charges suivant les lignes de champ créées. Le cristal muni de ses électrodes se comporte typiquement comme un condensateur. La génération de Q charges dans le cristal induit un changement de tension ΔU aux bornes des électrodes, suivant la loi :

$$Q = C\Delta U \iff \Delta U = \frac{Q}{C} \quad (\text{II.6})$$

où C représente une combinaison des capacités des électrodes et des capacités du système électronique de lecture. Le nombre de charges électriques est connu, lorsqu'aucune paire n'est réabsorbée/recombinée par une impureté du cristal, permettant d'estimer la sensibilité de la voie contrairement à la voie chaleur. L'estimation de la capacité est complexe lorsque les capacités du câblage et du détecteur sont faibles, car elle fait intervenir des termes du second ordre comme la capacité des connecteurs.

II.1.2.a Propriétés électroniques du germanium

La théorie des bandes, notamment décrite dans [87], définit plusieurs catégories de matériaux. Les isolants, pour lesquels les électrons ne circulent pas dans le matériau ; les métaux, où les électrons sont libres ; et une classe intermédiaire, les semi-conducteurs, pour lesquels les électrons ont besoin d'un apport d'énergie afin de circuler dans le matériau. Dans cette théorie, les bandes d'énergie de valence sont les bandes dans lesquelles se trouvent les électrons liés au noyau, et les bandes de conduction sont les bandes où les électrons participent à la conduction dans le cristal. Dans un semi-conducteur, il existe un gap en énergie entre la dernière bande de valence et la première bande de conduction, mais contrairement aux isolants, qui ont une énergie de gap supérieure à 5 eV, la différence d'énergie entre les couches est plus faible, inférieure à 1 eV, comme présenté en figure II.3.

Lors d'une interaction dans le cristal, une partie de l'énergie est transférée aux électrons, leur permettant de passer dans la bande de conduction : ce phénomène s'appelle l'ionisation. L'électron laisse alors un trou dans la bande de valence. Les électrons peuvent être excités à des énergies supérieures à l'énergie du gap. Dans ce cas, ils vont se relaxer par émission de phonons ou création de nouvelles paires électron-trou. Le nombre N de paires électron-trou

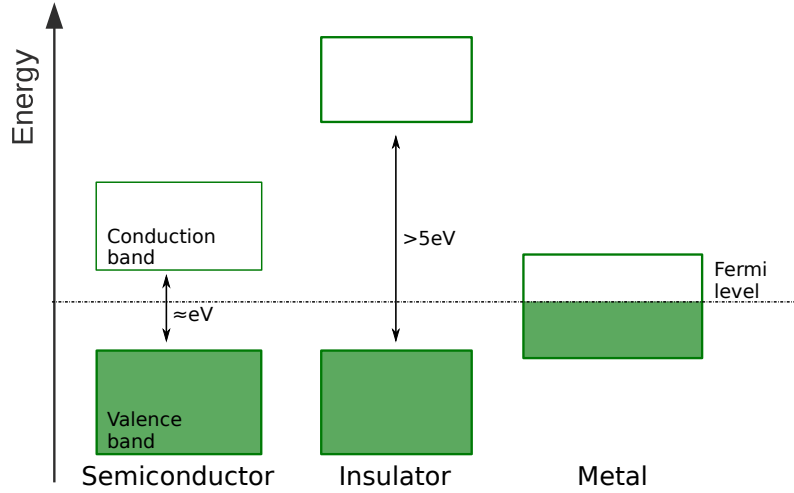


Figure II.3 – Schéma montrant les différents types de solides. Lorsque la bande de conduction est partiellement remplie à $T = 0\text{ K}$ la conduction est possible (métal). Pour les semi-conducteurs et isolants la conduction des électrons n'est pas possible. Un apport d'énergie peut permettre à une fraction des porteurs de charges de passer dans la bande de conduction : au moins 5 eV pour les isolants et $\sim 1\text{ eV}$ pour les semi-conducteurs. Figure adaptée de [95].

varie linéairement avec l'énergie E_{ion} transférée aux électrons par la particule incidente :

$$N = \frac{E_{\text{ion}}}{\epsilon} \quad (\text{II.7})$$

avec ϵ l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-trou. Cette énergie dépend du matériau utilisé, elle est systématiquement supérieure à l'énergie du gap [96]. Dans le cas du germanium, il faut en moyenne $\epsilon = 3\text{ eV}$ pour créer une paire électron-trou via un recul électronique.

La résolution sur la mesure de l'énergie ionisation va être limitée par la fluctuation du nombre de paires électron-trou créées. Le nombre de paires devrait suivre la statistique de Poisson avec une fluctuation $\propto \sqrt{N}$. Cependant, il existe une corrélation entre le nombre de paires électron-trou et le nombre de phonons créés, qui rend les fluctuations statistiques moins importantes. Le facteur de Fano F est introduit pour expliquer ce phénomène [97, 98], modifiant la résolution en énergie mesurée comme $\sigma(N) = \sqrt{FN}$. Dans le cas du germanium, le facteur de Fano vaut $F \sim 0.1$.

II.1.2.b Effet Luke et facteur de quenching

Pour collecter les paires électron-trou, une tension est appliquée sur les électrodes du détecteur, permettant la dérive des paires jusqu'aux électrodes. Au cours de cette dérive, les charges acquièrent une énergie supplémentaire qui va se relaxer sous forme de phonons. Cet effet NTL, pour Neganov-Trofimov-Luke [99], ou simplement effet Luke, est similaire à l'effet Joule dans les métaux. L'énergie totale dépend du nombre de paires électron-trou N et de la différence de potentiel entre les électrodes ΔV . L'énergie chaleur E_L produite par l'effet Luke s'écrit :

$$E_L = N\Delta V = \frac{E_{\text{ion}}}{\epsilon} \Delta V = Q \frac{E_R}{\epsilon} \Delta V \quad [\text{keV}] \quad (\text{II.8})$$

où $\epsilon = 3$ eV est l'énergie moyenne pour créer une paire électron-trou dans le germanium, Q représente le facteur de quenching, c'est-à-dire le taux d'ionisation, qui dépend du type de particule qui interagit dans le détecteur (voir équation II.10), et E_R est l'énergie de recul.

E_L est la seconde contribution à l'énergie chaleur, comme indiquée en introduction de ce chapitre. L'énergie totale mesurée pour la voie chaleur, E_C , est alors :

$$E_C = E_R + E_L = E_R \left(1 + Q \frac{\Delta V}{\epsilon} \right) \quad [\text{keV}] \quad (\text{II.9})$$

La mesure de la chaleur et la mesure de l'ionisation dépendent donc toutes deux du type de recul induit par l'interaction de la particule incidente, du fait de l'effet Luke.

Une estimation de la contribution de l'effet Luke E_L peut être obtenue à partir de la mesure de l'ionisation, et on peut ainsi retrouver l'énergie de recul $E_R = E_C - E_L$. C'est l'avantage de la double mesure, qui donne accès à l'énergie déposée indépendamment du type de la particule incidente, et également à la nature du recul induit (nucléaire ou électronique) via le facteur de quenching Q , comme décrit juste après.

Cette discrimination n'est efficace que si la contribution de E_L à l'énergie chaleur E_C n'est pas trop dominante, donc pour une faible différence de potentiel ΔV appliquée entre les électrodes, de quelque volts au maximum. Pour des tensions plus élevées, la mesure de la chaleur résulte en une simple mesure de l'effet Luke, et donc en une seconde mesure de l'ionisation, puisque E_L est proportionnelle à $N \cdot \Delta V$.

On peut choisir d'augmenter ΔV pour améliorer la sensibilité de la voie chaleur et ainsi mesurer des événements de plus basse énergie, mais au prix de la perte de discrimination. Pour l'expérience RICOCHET, le choix est de travailler à basse tension afin de conserver la discrimination.

La fraction du recul nucléaire E_R attribuée à l'énergie d'ionisation E_{ion} est définie via le facteur de quenching Q :

$$Q = \frac{E_R}{E_{\text{ion}}} \quad (\text{II.10})$$

Le facteur de quenching dépend du type d'interaction. Par exemple un photon va interagir avec un électron par recul électronique, créant plus de paires électron-trou qu'une interaction entre un neutron et un noyau par recul nucléaire.

Le facteur de quenching est défini afin que, pour un recul électronique, sa valeur soit égale à :

$$Q(\text{recul électronique}) = 1, \quad E_{\text{ion}} = E_R \quad (\text{II.11})$$

ce qui est le cas pour des interactions avec des électrons ou des photons. L'énergie d'ionisation est mesurée en eV_{ee} pour 'équivalent-électron'.

Si l'interaction se produit avec les noyaux (par exemple pour les neutrons, ou des neutrinos pour le processus CENNS, ou pour des WIMPs candidats à la Matière Noire), elle crée un recul nucléaire. L'énergie se propage en grande partie via la création de phonons. De ce fait, la création de paires électron-trou est moins efficace que pour les reculs électroniques. Pour les

reculs nucléaires, le facteur de quenching est décrit par la théorie de Lindhard [100, 101]. Dans l'expérience EDELWEISS-III, le facteur de quenching a été mesuré et son expression est :

$$Q(\text{recul nucléaire}) = 0.16 E_R^{0.18} \quad (\text{II.12})$$

avec E_R en keV. Pour le germanium, sa valeur varie typiquement entre 0.1 et 0.3 dans les gammes d'énergie d'intérêt.

II.1.3 Double mesure et discrimination

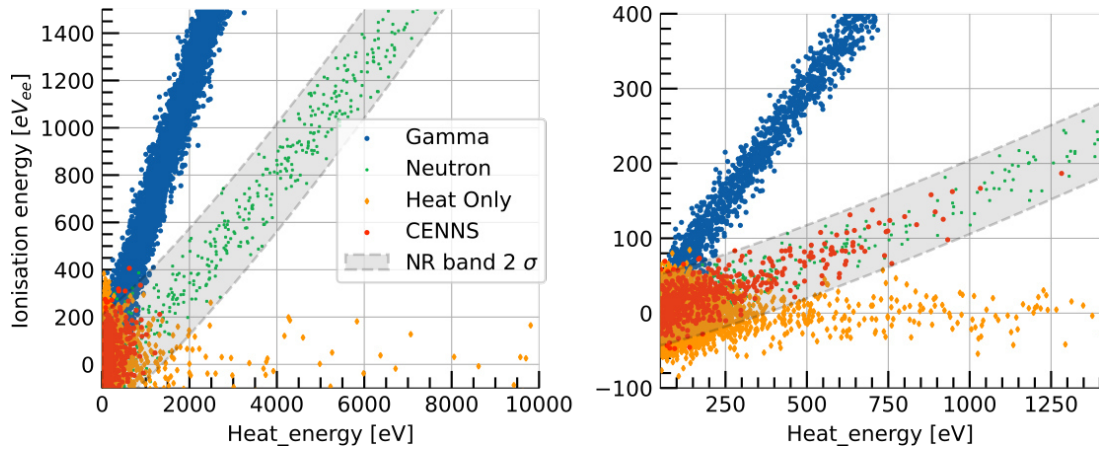


Figure II.4 – Simulation Monte-Carlo de l'énergie d'ionisation E_{ion} (en eV_{ee}) en fonction de l'énergie chaleur E_C (en eV), mesurées avec un détecteur CryoCube installé à l'ILL, pour 50 jours de prise de données, avec une résolution chaleur de $10 eV_{\text{ee}}$ et une résolution ionisation de $20 eV_{\text{ee}}$ (gauche) et $200 eV_{\text{ee}}$ (droite). En bleu sont représentés les gammas, en vert les neutrons, en orange les événements HO (voir texte) et en rouge les événements d'intérêt, de type CENNS. La bande grisée est la bande de recul nucléaire (NR) à 3σ . Le bruit de fond a été estimé dans [64].

La figure II.4 (obtenue par simulation Monte-Carlo pour un détecteur CryoCube de 1 kg installé à l'ILL et pour 50 jours de prise de données), représente l'énergie d'ionisation E_{ion} (donnée en eV_{ee} pour équivalent-électron) en fonction de l'énergie chaleur E_C (en eV) des différentes particules mesurées, pour une résolution RMS en voie chaleur de $10 eV_{\text{ee}}$ et une résolution ionisation de $20 eV_{\text{ee}}$ et $200 eV_{\text{ee}}$, respectivement. Les gammas et les neutrons vont se distribuer de façon gaussienne autour de deux bandes correspondant respectivement aux reculs électroniques (ER) et aux reculs nucléaires (NR). Certains événements peuvent aussi apparaître hors bande (non représenté ici) : ils correspondent à des reculs nucléaires inélastiques. On constate également la présence d'une bande d'événements dits "chaleur seule" (ou HO pour Heat-Only), car possédant un facteur de quenching $Q = 0$, et pour lesquels l'énergie d'ionisation est distribuée autour de $E_{\text{ion}} = 0$, dépendant seulement du bruit ligne de base de l'ionisation. L'origine de ces événements n'est pas encore comprise, mais plusieurs expériences mesurent cet excès d'événements [62]. La bande NR à 3σ est représentée en gris, elle sert à la sélection des événements d'intérêt. On voit ainsi que cette bande contient non seulement les événements CENNS induits par les neutrinos, mais aussi les interactions de neutrons, et à basse énergie les événements HO. La présence de ces bandes caractérisant les différents types d'événements permet de discriminer ceux d'intérêt

pour l'expérience, en ne gardant que la bande de recul nucléaire.

II.2 Géométrie des détecteurs

Comme présenté à la section précédente, l'utilisation de la double mesure chaleur-ionisation permet de différencier les événements associés à des reculs électroniques de ceux provenant de reculs nucléaires. Les résolutions en énergie du détecteur, en voie chaleur et en voie ionisation, vont dépendre de la géométrie choisie pour le réaliser. Un détecteur de petite taille (faible masse), va avoir une bonne résolution chaleur et ainsi être sensible à des événements de basse énergie, mais le taux d'événements mesuré va être faible, car proportionnel à la masse du détecteur. À l'inverse, un détecteur massif ne sera pas capable de mesurer des événements de basse énergie, mais il aura un bon taux d'événements. Le compromis choisi pour le détecteur CryoCube est d'avoir une masse totale d'environ 1 kg, avec plusieurs détecteurs de 38 g chacun. Les résolutions en énergie visées sont de 10 eV en voie chaleur et 20 eV_{ee} en voie ionisation.

II.2.1 Dimensionnement

II.2.1.a Voie chaleur

L'influence des dimensions du détecteur sur la sensibilité de la voie chaleur est complexe, car la résolution en énergie chaleur n'est pas facilement modélisable. Cependant, cette résolution va dépendre de la sensibilité du détecteur, qui est proportionnelle à sa masse, sans prise en compte du senseur thermique Ge-NTD. En effet, la capacité calorifique du Ge-NTD n'est plus négligeable lorsque la masse du détecteur descend en dessous de plusieurs dizaines de grammes. Ici, on considère que pour la masse choisie, la sensibilité est linéaire.

L'expérience EDELWEISS-III a travaillé avec des détecteurs en germanium de 800 g, avec des résolutions en voie chaleur de l'ordre de 300 eV [102]. Avec un détecteur de 33 g sans électrodes, opéré en surface à l'IP2I, la collaboration EDELWEISS a montré pour la première fois une résolution en énergie en voie chaleur de 17.6 eV pour un détecteur en germanium [103]. Ainsi en diminuant la masse du détecteur à environ 40 g, il est possible d'obtenir des résolutions en énergie chaleur de l'ordre de 20 eV. Des études complémentaires sont en cours de réalisation afin d'optimiser ces performances et d'atteindre les 10 eV de résolution souhaitée : optimisation de la collecte des phonons avec un meilleur collage du senseur Ge-NTD [104], ou encore amélioration des performances de l'électronique froide.

La figure II.5 montre l'évolution du taux d'événements CENNS attendu pour un cristal de germanium en fonction de sa masse, avec un seuil en énergie proportionnel à la masse dans le cas où le détecteur est placé à une distance de 8 m du réacteur de recherche de l'ILL. Cette figure est obtenue en intégrant le spectre de la figure I.11, à partir d'un seuil en énergie défini comme 5σ de la résolution en voie chaleur, et jusqu'à l'infini, en se basant sur la résolution des détecteurs RED soit ~ 20 eV pour une masse de 38 g. Dans l'hypothèse où la sensibilité est linéaire avec la masse, les détecteurs de plus de 300 g ne sont pas assez sensibles pour les expériences auprès

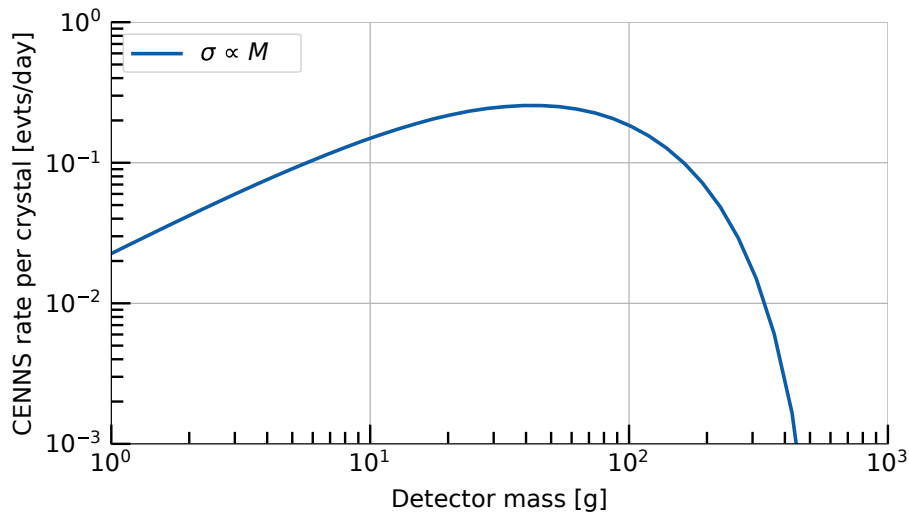


Figure II.5 – Evolution du nombre d'événements CENNS détectés par un détecteur en fonction de la masse du détecteur, en considérant le seuil en énergie de recul proportionnel à la masse du détecteur, normalisé pour un détecteur RED de masse 38 g, ayant une résolution en voie chaleur de 20 eV.

des réacteurs. Ainsi, les détecteurs les plus sensibles au processus CENNS seront des détecteurs entre 30 et 100 g, correspondant à des résolutions en voie chaleur entre 16 et 53 eV.

Pour la mesure du processus CENNS, il est important d'utiliser plusieurs détecteurs pour avoir une masse totale suffisante, afin d'étudier les propriétés de l'interaction. Dans le cadre du CryoCube, avec 27 détecteurs de 38 g, la mesure de la chaleur se fera avec un senseur Ge-NTD. Cependant, il serait compliqué d'utiliser plus de 100 détecteurs avec une telle électronique si il fallait augmenter la masse totale par la suite ou diminuer la masse des bolomètres individuels, car il faut lire les Ge-NTD voie par voie. De plus, les Ge-NTD apportent une capacité thermique non négligeable, qui ne permet pas de gagner suffisamment en résolution, puisque ces senseurs ont besoin d'être massifs pour être assez sensibles. Pour étudier de nombreux détecteurs de masse plus faible, une mesure de la chaleur pourrait être réalisée avec des TES multiplexés comme il est envisagé pour le détecteur Q-array (voir section I.3.1).

II.2.1.b Voie ionisation

Pour la voie ionisation, des électrodes sont évaporées sur le cristal afin de créer un champ électrique et collecter les paires électron-trou. Pour que la discrimination soit efficace, il faut que la résolution de la voie ionisation soit du même ordre de grandeur que celle de la voie chaleur (~ 10 eV), comme montré sur la figure II.4.

Le signal et le bruit du système peuvent être estimés à partir des différentes valeurs des composants électroniques. Le détecteur peut être représenté dans un schéma électrique comme plusieurs condensateurs : un condensateur entre les électrodes, et un condensateur entre les électrodes et le châssis de cuivre. Au premier ordre, les électrodes peuvent être considérées comme recouvrant la totalité des faces planes du détecteur. De ce fait, ces condensateurs peuvent être considérés comme plans, de surface d'électrodes S séparées par une distance d ,

ce qui donne pour valeur de leur capacité C :

$$C = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \quad (\text{II.13})$$

où ϵ_0 et ϵ_r représentent respectivement la permittivité du vide et la permittivité relative entre les deux matériaux utilisés, avec $\epsilon_r(\text{Ge}) = 16.3$. La surface des électrodes est définie par la forme cylindrique du cristal de germanium. Il sera montré au chapitre III que la capacité entre les électrodes doit être de l'ordre de 10 pF pour atteindre une résolution en énergie ionisation de 20 eV_{ee}.

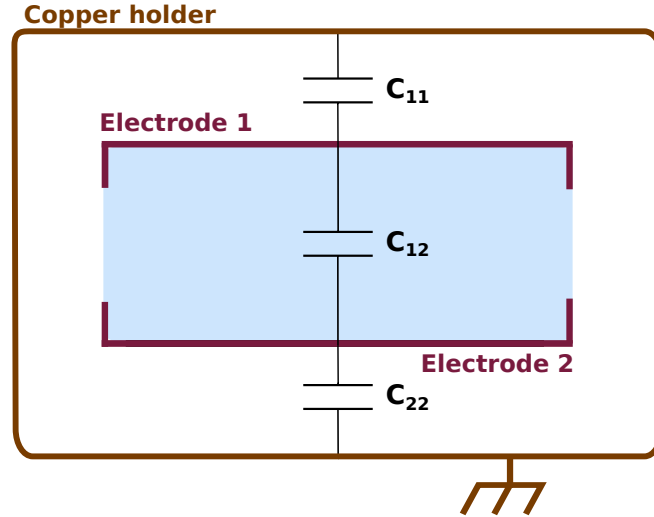


Figure II.6 – Schéma d'un détecteur entouré d'un châssis en cuivre. Le détecteur est composé de plusieurs électrodes qui agissent comme des condensateurs électriques. Le châssis est relié au cryostat, considéré comme étant la masse du système.

Il a été décidé de travailler avec des détecteurs cylindriques de diamètre 30 mm et de hauteur 10 mm (voir figure II.6), ce qui permet selon l'équation II.13 d'obtenir au premier ordre une capacité $C_{12} = 10$ pF entre les deux électrodes, et une capacité $C_{11} = C_{22} = 2$ pF entre les électrodes et le châssis. Ces capacités peuvent être écrites sous forme de matrice 2D, comme présentée sur l'équation II.14, où les termes diagonaux correspondent à la capacité entre les électrodes et le châssis, et les termes non-diagonaux représentent les capacités entre les électrodes (plus de détails sur les matrices de capacités seront donnés en section III.3.1) :

$$C = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{12} & C_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2 & 10 \\ 10 & 2 \end{pmatrix} \text{ pF} \quad (\text{II.14})$$

Dans la pratique, les électrodes ne vont pas recouvrir la totalité des faces du détecteur. Pour déterminer les différentes valeurs de la matrice C avec une géométrie complète, une étude avec le logiciel d'éléments finis COMSOL [105] a été effectuée dans la thèse [106].

Plusieurs autres paramètres doivent être pris en compte pour le design des détecteurs, comme le volume fiduciel conservé pour la collecte des événements d'intérêt (à maximiser) ou encore la collecte de charges (pour rejeter les événements de surface), tout en atteignant 20 eV_{ee} de résolution. Ils sont discutés dans la section suivante II.2.2.

II.2.2 Electrodes planaires et interdigitées

Les détecteurs utilisés par la collaboration RICOCHET, comme ceux pour EDELWEISS, sont réalisés par le groupe ASSD (Astroparticules, solid-state detectors) du pôle A2C de l'IJCLab à Orsay. Des électrodes sont évaporées sur des cristaux ultra-purs de germanium, ainsi que des dépôts de faible épaisseur de différents matériaux nécessaires au fonctionnement optimal des détecteurs.

Le champ électrique créé par les électrodes n'est pas homogène dans le cristal : il existe des zones où le champ est faible, en dessous d'une fraction de V/cm, causant des problèmes de collecte et diminuant le signal pour un événement donné. De plus, certaines particules, ayant une section efficace d'interaction élevée avec les électrons (comme les interactions électron-électron), vont interagir en surface du détecteur (dans les premiers μm). Pour identifier et rejeter ces événements, une géométrie particulière d'électrodes appelée FID est utilisée. Elle a été développée par la collaboration EDELWEISS pour atteindre les niveaux de bruit de fond extrêmement bas nécessaire à la recherche de matière noire [102].

En ce qui concerne l'expérience RICOCHET, deux géométries d'électrodes sont candidates afin de répondre aux contraintes des détecteurs et sont présentées ici : les détecteurs planaires et les détecteurs FID.

II.2.2.a Détecteurs planaires

Les détecteurs planaires sont constitués de deux électrodes recouvrant les faces planes supérieure et inférieure du détecteur, comme représenté sur la figure II.7 (gauche). Un débordement de quelques mm sur la face cylindrique est ajouté pour obtenir une meilleure collecte. Sur l'une des deux faces planes, l'électrode n'est pas pleine mais sous forme de grille, afin de coller un senseur Ge-NTD pour mesurer le signal de la voie chaleur. Cette géométrie permet de collecter la quasi totalité des charges créées dans le détecteur. Une étude électrostatique détaillée du détecteur a été effectuée à l'aide du logiciel COMSOL et donne un volume fiduciel très élevé de 97 % [106].

Par contre, cette disposition des électrodes sous forme plane ne permet pas d'identifier les événements de surface ni de rejeter le bruit de fond associé. Elle représente néanmoins un compromis entre maximisation de l'exposition au processus CENNS et diminution du bruit de fond.

L'étude avec un détecteur planaire donne une matrice de capacités :

$$C = \begin{pmatrix} 4.06 & 10.89 \\ 10.86 & 4.06 \end{pmatrix} \text{ pF} \quad (\text{II.15})$$

II.2.2.b Détecteurs FID

Le détecteur FID (pour Full Inter Digitized) correspond à une disposition de quatre électrodes interdigitées (A,B,C,D) par paires sur les faces planes du cristal (électrodes concentriques), avec

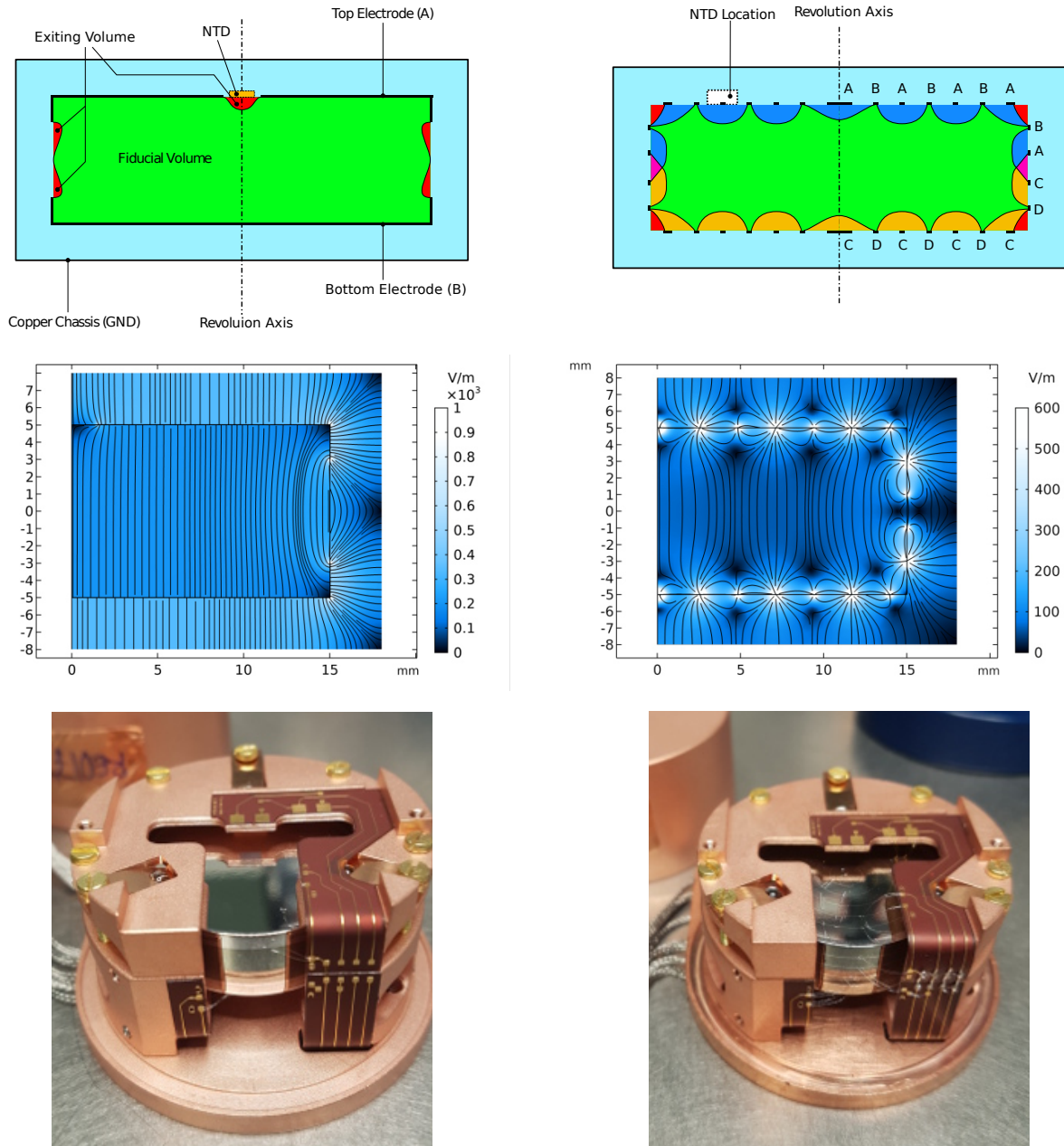


Figure II.7 – Haut : Schéma représentant une coupe des détecteurs de type planaire 38 g (à gauche) et de type FID 38 g (à droite), avec en vert la zone fiducielle des détecteurs, et en rouge les zones où les lignes de champ touchent la surface. Sur la figure de droite associée au détecteur FID, on voit en orange et bleu des zones supplémentaires, dites de surface. Elles sont créées par les électrodes A et B d'une part, et C et D d'autre part, qui génèrent un champ électrique en surface. Milieu : Simulation électrostatique effectuée par le logiciel COMSOL donnant les lignes de champs associées à ces mêmes détecteurs, planaire (à gauche) et FID (à droite). Bas : photo des détecteurs RED177 détecteur planaire et RED197 détecteur FID, dans leurs supports. Figures extraites de [106].

un léger débordement sur la face cylindrique. Les électrodes A/C (véto) ont des polarisations opposées, tout comme les électrodes B/D (fiducielle), ce qui permet de créer plusieurs zones de champ électrique dans le cristal. Le senseur Ge-NTD mesurant le signal chaleur est collé sur la

surface supérieure du cristal. Les zones bleu (orange) de la figure II.7 (droite), sont générées par la combinaison des électrodes A et B (C et D), et permettent de collecter les paires électron-trou créées en surface, et ainsi de rejeter les événements de surface. Les zones proches de la surface possèdent beaucoup d'impuretés qui rendent la collection de charges moins bonne que dans le volume du cristal. Les zones bleue et orange peuvent donc être exclues de l'analyse si on ne s'intéresse qu'aux événements de volume. Les électrodes B et D, qui sont collectrices en volume, vont permettre de générer la zone fiducielle du détecteur, en vert sur la figure. La tension sur ces électrodes B et D est plus élevée que celle sur les électrodes véto, et vaut environ ± 1 V. La tension appliquée sur les électrodes A et C est plus faible d'un facteur quatre. Les valeurs des tensions appliquées sur les quatre électrodes peuvent être modifiées pour changer les zones collectées. Pour les détecteurs FID de 38 g testés pour l'expérience RICOCHET (RED140 et RED150 présentés dans la table II.2), la zone fiducielle est d'environ 70%, comme estimée dans la thèse [106].

Pour ces détecteurs FID de 38 g, quatre anneaux latéraux sont disposées autour du détecteur (agencement B, A, C, D depuis la face supérieure) et sept anneaux sont positionnées sur les deux faces supérieure et inférieure des détecteurs, connectés deux à deux avec un agencement d'une électrode sur deux de type véto (A/C) et une électrode sur deux de type fiducielle (B/D), comme représenté sur la figure II.7 (droite).

La matrice de capacités simulée par COMSOL est :

$$C = \begin{matrix} & \begin{matrix} A & B & C & D \end{matrix} \\ \begin{matrix} A \\ B \\ C \\ D \end{matrix} & \begin{pmatrix} 1.46 & 10.19 & 4.02 & 2.58 \\ 10.19 & 1.18 & 2.58 & 1.98 \\ 4.02 & 2.58 & 1.46 & 10.19 \\ 2.58 & 1.98 & 10.19 & 1.18 \end{pmatrix} \end{matrix} \text{pF} \quad (\text{II.16})$$

Les matrices de capacités présentées ici (équations II.15 et II.16) ont été déterminées à partir d'une simulation électrostatique détaillée dans [106]. Les termes diagonaux de la matrice représentent la capacité entre le conducteur (électrode) et la masse, tandis que les termes non-diagonaux représentent la capacité entre les différents conducteurs. Ces capacités jouent un rôle important dans le bruit total du système, ainsi que sur la sensibilité du détecteur, comme il sera détaillé au chapitre III. De nombreuses mises en froid ont été réalisées afin de tester les performances des détecteurs FID et planaire de 38 g réalisés à partir des simulations, et quantifier ainsi l'importance de la discrimination des événements de surface [63].

II.3 Chaîne de lecture des données des détecteurs

Le système d'acquisition des données permet de transformer les signaux physiques des détecteurs en signaux numériques. Le signal chaleur correspond à une variation de résistance via le senseur Ge-NTD, puis à une différence de tension grâce à l'application d'un courant continu dans le Ge-NTD. De même, la création de paires électron-trou du signal ionisation correspond à une variation de tension. Ces tensions sont très faibles au niveau du détecteur, elles doivent être

amplifiées une première fois à froid, puis être adaptées en impédance, avant d'être amplifiées à nouveau par l'électronique chaude et numérisées pour leur traitement.

II.3.1 Fonctionnement des transistors

Des transistors sont utilisés et placés à l'intérieur du cryostat contenant les bolomètres, afin d'adapter l'impédance du détecteur à l'électronique chaude et avoir un gain suffisant à basse température. Ces transistors doivent induire un bruit le plus faible possible, afin de ne pas trop dégrader la résolution du détecteur. Les voies ionisations sont sensibles à la capacité totale vue par les transistors, qui est également dominée par la capacité du câble. Il est donc judicieux de placer le transistor au plus proche du détecteur, afin de minimiser la longueur du câble. Il existe différentes technologies de transistors avec des fonctionnements similaires. Pour les expériences comme RICOCHET, il faut que la technologie choisie présente un bruit basse fréquence faible, une impédance d'entrée élevée et une impédance de sortie faible. Les deux technologies étudiées dans cette thèse sont des transistors à effet de champ, de type JFET (comme ceux d'EDELWEISS) et HEMT (développés pour RICOCHET).

Pour qu'un transistor fonctionne, il faut appliquer un courant i_{ds} entre le drain et la source. L'impédance de sortie du transistor va générer une tension V_{ds} . Une tension peut être appliquée sur la grille du transistor pour contrôler le courant. Comme vu précédemment, les signaux chaleur et ionisation au niveau du détecteur sont des tensions de faibles valeurs. Ces tensions sont donc envoyées sur la grille d'un transistor, qui va moduler son courant i_{ds} et la tension de sortie du transistor.

Plusieurs types de transistors existent, en fonction du dopage de la source/grille/drain, de type N ou P. Pour les Si-JFET (transistors JFET à base de silicium présentés en section suivante), qui ont un dopage de type N, il faut appliquer une tension négative entre la grille et la source pour diminuer le courant du transistor, alors que pour un dopage de type P, il faut appliquer une tension positive.

II.3.1.a Les transistors Si-JFET

Les transistors à effet de champ à jonction, Si-JFET de l'expérience EDELWEISS-III [102], sont formés d'une couche semi-conductrice faiblement dopée (N), appelée canal, séparant deux autres couches semi-conductrices avec un dopage inverse (P), reliées à la grille, comme montré sur le schéma (a) de la figure II.8. La couche N est contrôlée par les deux autres électrodes : le drain et la source. Lorsqu'une tension est appliquée entre la grille et la source (V_{gs}), un champ électrique va repousser ou attirer les charges du canal, changeant la conductance de la zone N, avec pour effet de modifier le courant i_{ds} circulant dans le transistor (schéma (b) de la figure II.8). Lorsqu'une tension est appliquée entre le drain et la source du transistor (V_{ds}), les porteurs de charges vont se déplacer entre la source et le drain, générant un courant i_{ds} (schéma (c) de la figure II.8). Lorsque cette tension augmente, le potentiel près du drain est plus grand que celui proche de la source, ainsi les charges proche du drain seront plus concentrées, de sorte que le courant ne puisse passer que dans un espace restreint du matériau dopé N. Lorsque cette zone devient trop petite, le courant qui circule arrête d'augmenter pour atteindre un régime de saturation (schéma (d) de la figure II.8).

La zone N d'un transistor Si-JFET ne peut pas être trop dopée, sinon le transistor agirait comme une simple résistance entre la source et le drain. Pour que les électrons puissent circuler dans cette couche, il faut qu'ils aient assez d'énergie pour se trouver dans une bande de conduction. Cette énergie est apportée par l'agitation thermique. Si la température est trop basse, les charges sont gelées et le transistor ne fonctionne plus. Pour les transistors Si-JFET utilisés, la température de gel est d'environ 50 K et la température optimale de fonctionnement d'environ 120 K.

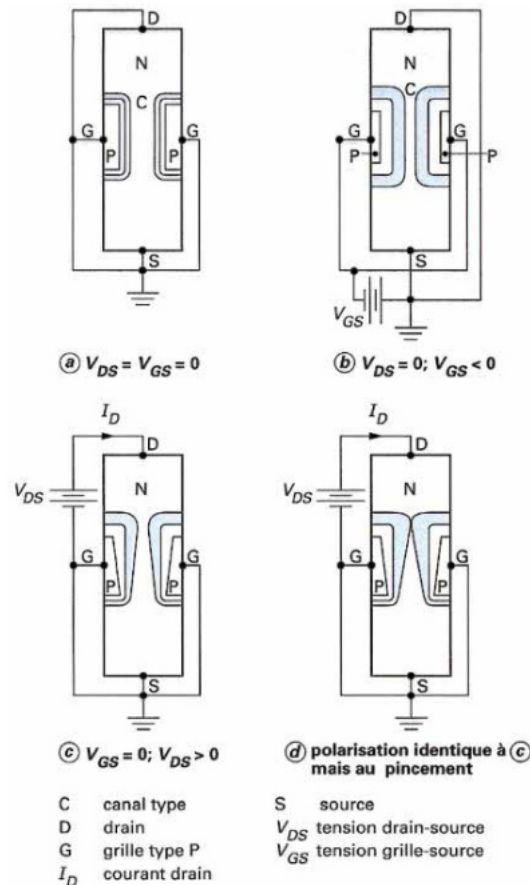


Figure II.8 – Principe de fonctionnement d'un transistor JFET. (a) : Schéma lorsque aucune tension n'est appliquée sur le transistor. (b) : Application d'une tension entre la grille et la source, entraînant une diminution de la conductance de la zone N. (c) : Application d'une tension entre le drain et la source, générant un courant entre le drain et la source (I_d ou i_{ds}). (d) : Application d'une tension plus élevée entre le drain et la source, qui a pour effet de pincer la zone N. Figure extraite de [107].

II.3.1.b Les HEMT développés par le C2N et CryoHEMT

Les HEMT (High-Electron-Mobility Transistor) sont aussi des transistors à effet de champ, mais basés sur un gaz 2D d'électrons. Ils sont formés de plusieurs couches permettant de créer ce gaz d'électrons à la jonction canal-barrière.

La différence entre les transistors à effet de champ à jonction (JFET), utilisés par l'expérience

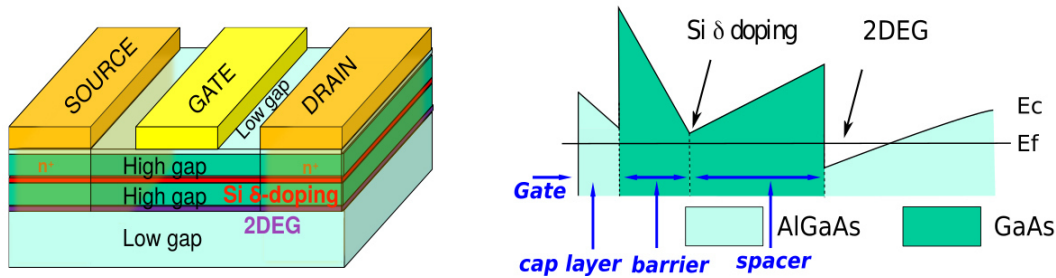


Figure II.9 – Composition d'un HEMT (à gauche), avec son diagramme de bandes d'énergie (à droite). Un gaz 2D d'électrons va se former à l'interface canal-barrière, permettant au HEMT de fonctionner à n'importe quelle température. Figure adaptée de [59].

EDELWEISS-III, et les HEMT présentés dans cette thèse pour le projet RICOCHET, est le gaz 2D d'électrons (2DEG). Ce gaz d'électrons est formé dès la création du transistor à l'aide d'une hétérojonction (contact entre deux matériaux différents) GaAs/AlGaAs, qui permet de créer, à l'interface canal-barrière, une zone où l'énergie de Fermi se situe dans la bande de conduction. Les électrons de la barrière seront alors repoussés vers cette interface, mais comme l'alliage AlGaAs ne possède pas d'électrons libres, une mono-couche de silicium (élément donneur) va prendre la place des atomes de gallium dans la structure cristalline. L'électron supplémentaire du silicium va diffuser jusqu'à la jonction canal-barrière, créant ainsi le gaz d'électrons. Une électrode appelée grille est ajoutée au-dessus du HEMT pour contrôler le nombre d'électrons dans ce gaz, comme représenté sur la figure II.9.

Pour qu'un courant circule dans le HEMT, il faut rajouter deux électrodes : le drain et la source. Celles-ci doivent directement être en contact avec le gaz d'électrons. Les électrodes sont formées en diffusant des atomes de germanium et d'or dans le HEMT jusqu'à la jonction canal-barrière, formant ainsi un contact ohmique entre les électrodes et le gaz d'électrons. La méthode de fabrication détaillée, ainsi qu'une explication plus complète du fonctionnement des HEMT, peuvent être trouvées dans les thèses [108, 109].

Le gaz d'électrons se forme même à température nulle, car il n'y a pas besoin d'agitation thermique des électrons pour l'activer. Ceci va permettre d'utiliser les HEMT même à n'importe quelle température, même inférieure à 4 K.

Le Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N) du CNRS travaille depuis 20 ans au développement de HEMT ultra bas bruit pour des applications orientées basse fréquence et très haute impédance. Ces HEMT particuliers sont bien adaptés aux contraintes de RICOCHET. Cinq principaux types de transistors avec différentes géométries de grille [110] ont été développés. Ces HEMT seront nommés dans la suite du texte par la valeur de leur capacité C_{gs} entre la grille et la source (200pF, 100pF, 30pF, 5pF, 2pF). Ces HEMT sont aujourd'hui commercialisés par la société CryoHEMT associée au C2N. Leur développement continue en partenariat dans le but d'améliorer encore leurs performances de bruit et d'étendre leur application vers les hautes fréquences.

II.3.2 Premier étage d'amplification

Les premiers étages d'amplification sont adaptés à l'impédance élevée du système, environ 10 pF pour les électrodes et 10 M Ω pour le senseur Ge-NTD.

Dans le cryostat de l'IP2I, présenté en section II.4, deux systèmes électroniques différents sont utilisés comme premier étage d'amplification, l'un avec des transistors JFET (bi-JFET, IFN860 [111] et JFET, IF1320 [112]), similaires à ceux utilisés par l'expérience EDELWEISS-III [102], et l'autre avec des transistors HEMT [110]. Le principe de fonctionnement de l'étage d'amplification à base de HEMT, sujet de cette thèse, sera décrit en détails au chapitre IV et ne sera donc pas présenté ici.

II.3.2.a Etage d'amplification avec transistor Si-JFET

Le système d'amplification via les Si-JFET est basé sur celui de l'expérience EDELWEISS-III [102, 113]. Ces Si-JFET, dont le fonctionnement est expliqué en partie II.3.1.a, sont disposés à l'étage découplé 100K du cryostat. La figure II.10 montre le schéma de base de l'électronique froide d'EDELWEISS-III, pour la voie chaleur (gauche) et la voie ionisation (droite).

Dans l'expérience EDELWEISS-III, la voie chaleur était modulée avec un signal carré de quelques nA, afin de s'affranchir du bruit en 1/f des JFET, en déplaçant la mesure et la lecture du signal à des fréquences plus élevées. Cette méthode est la même que celle utilisée par le détecteur HFI (High Frequency Instrument) de l'expérience Planck [114, 115]. Cette excitation est présente sur les deux bornes du Ge-NTD. Les signaux sont lus par les JFET (bi-JFET) montés en cascade, permettant une adaptation d'impédance du système et un gain à froid. L'utilisation des bi-JFET permet d'avoir un gain identique pour les deux JFET, de l'ordre de un pour mille, et d'assurer une réduction d'un facteur 10^3 des bruits de mode commun. Les JFET sont situés dans le cryostat de l'IP2I à l'étage 100K découplé, car leurs performances en bruit en courant sont optimales autour de 120 K.

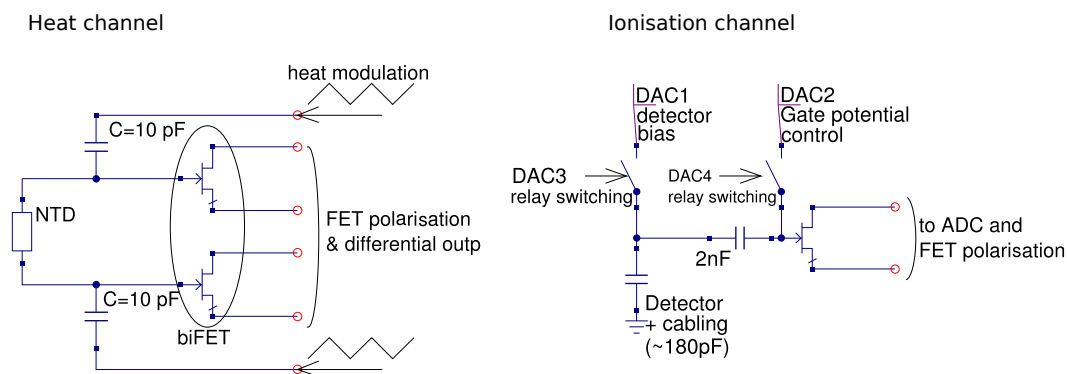


Figure II.10 – Schéma de l'électronique froide de l'expérience EDELWEISS-III. Gauche : mesure de la voie chaleur (Ge-NTD) modulée. Un signal triangulaire est envoyé dans une capacité de 10 pF aux bornes du Ge-NTD, et en mode différentiel, mesure des deux bornes du Ge-NTD. Droite : mesure de la voie ionisation. Les DAC (digital-analog converter) 3 et 4 pilotent des relais qui permettent d'injecter une tension sur l'électrode et la grille du FET, via les DAC 1 et 2. Figure extraite de [113].

La voie ionisation est polarisée par une tension aux bornes des électrodes, créant un champ électrique qui permet de collecter les charges créés dans le détecteur. La tension souhaitée est appliquée aux bornes du détecteur, grâce à des switchs situés dans les boîtes de FET (boîtes contenant les transistors et l'électronique associée). Toutes les quelques minutes, le switch est fermé quelques secondes pour appliquer la tension, puis il est rouvert, laissant la tension flottante sur le détecteur. Capacité de découplage est installée entre chaque électrode du détecteur et le JFET correspondant pour polariser séparément la grille et l'électrode. Les JFET de type IF1320 [112]) sont utilisés en mode suiveur avec un gain de 1, permettant simplement d'adapter l'impédance au système électronique après la partie froide.

Les boîtes de FET ont été fabriquées pour alimenter un détecteur de type FID de l'expérience EDELWEISS-III, c'est-à-dire mesurant deux voies chaleur (avec 2 senseurs Ge-NTD) et quatre voies ionisation (électrodes A/C et B/D pour la discrimination). Une photographie est présentée figure II.11. Le cryostat de l'IP2I est muni de quatre boîtes de FET, soit au total 8 voies chaleur et 16 voies ionisation.

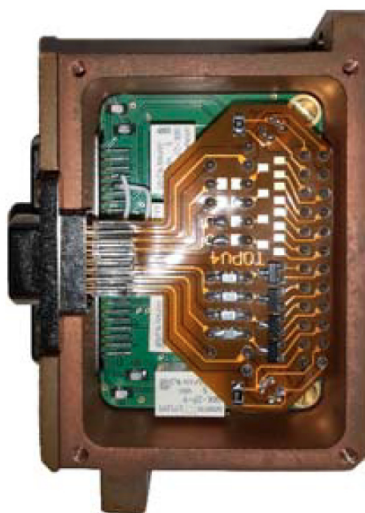


Figure II.11 – Photographie d'une boîte FET de l'expérience EDELWEISS, permettant la mesure de deux voies chaleur et quatre voies ionisation, issue de l'article [102].

II.3.2.b Câblage froid

Le câblage entre les détecteurs et le premier étage d'amplification diminue la sensibilité de la voie ionisation, comme le montre l'équation II.6. Il faut que le câblage apporte le moins de perturbations possible, que ce soit en termes de vibration, de cross-talk (diaphonie) entre les voies, ou de bruit électromagnétique. Pour éviter ces effets, un câble coaxial est utilisé, dont le centre (l'âme centrale) est le conducteur du signal, entouré d'un blindage diélectrique diminuant les bruits extérieurs. Les câbles utilisés sont des câbles coaxiaux fabriqués par la compagnie Axon [116], qui ont une capacité d'environ 40 pF/m, et une longueur d'environ un mètre entre le détecteur et l'étage des boîtes de FET. Les connecteurs entre les différentes interfaces (détecteurs/boîtes de FET) introduisent des capacités supplémentaires. A titre d'exemple, la somme de la capacité parasite et de la capacité du détecteur RED80 (un des détecteurs développés et caractérisés au cours de cette thèse), a été mesurée à 125 ± 8 pF. Cette valeur est d'un ordre de grandeur plus élevée que la capacité maximale autorisée pour obtenir une

résolution en voie ionisation de $20 \text{ eV}_{\text{ee}}$, comme souhaitée pour le CryoCube (voir chapitre III).

II.3.3 Electronique chaude

L'électronique chaude a pour objectif d'une part d'appliquer les tensions nécessaires à la polarisation des transistors de l'électronique froide et du détecteur et d'autre part d'amplifier et numériser les données, le tout sans apport de bruit supplémentaire. Elle est constituée de DAC (Digital Analog Converter), d'ADC (Analog Digital Converter) et d'Amplificateur Operationnel (Op Amp) concentrés dans un boîtier mécanique appelé "boîte bolomètre" ou BB, comme montré sur la figure II.12 pour la BB d'EDELWEISS-III. Les BB d'EDELWEISS-III sont couplées aux boîtes de FET de l'installation expérimentale de l'IP2I.

La BB RICOCHET pour le CryoCube est en étude depuis 2020 par les services électroniques de l'IP2I et de l'Institut Néel à Grenoble. Elle s'inspire de la BB d'EDELWEISS, mais sera adaptée aux contraintes particulières des HEMT et des résolutions inférieures à atteindre.

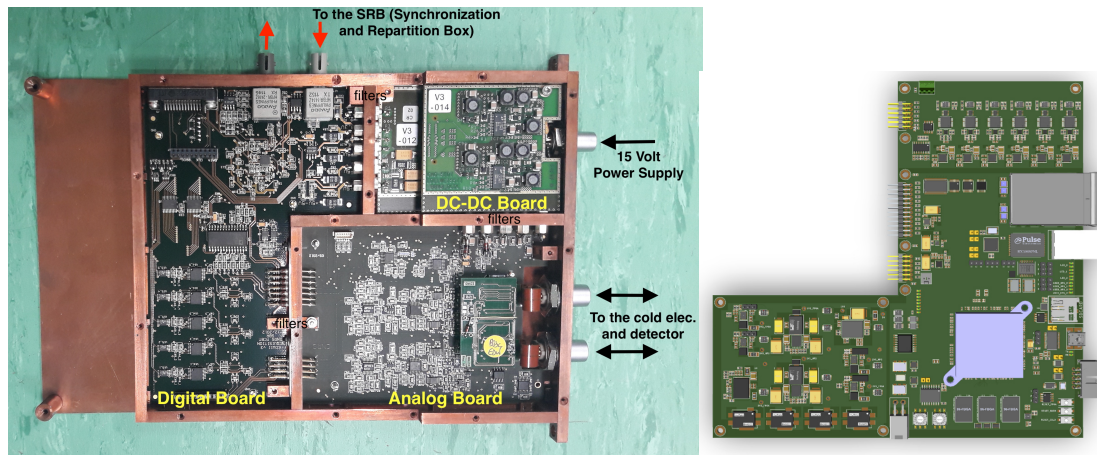


Figure II.12 – Gauche : Boîte Bolomètre (BB) de l'expérience EDELWEISS-III. Droite : Vue 3D du prototype de la partie numérique de la BB du CryoCube pour l'expérience RICOCHET. Les BB permettent d'envoyer les tensions nécessaires au fonctionnement du détecteur et des transistors, d'amplifier le signal de sortie et de le numériser.

Les boîtes bolomètres EDELWEISS-III sont placées à chaud, d'où le nom d'électronique chaude, et se montent directement sur la tête du cryostat, comme montré sur la figure II.13. Des ventilateurs permettent leur refroidissement. Les BB sont montées dans des boîtiers en cuivre, qui permet une bonne conduction thermique et d'agir comme une cage de Faraday, protégeant des rayonnements des autres appareils électroniques. Les BB sont composées de trois grandes parties :

- une partie analogique ;
- une partie numérique ;
- une partie DC-DC qui alimente tous les composants.

La partie DC-DC permet de transformer la tension unique (18V) en entrée du boîtier en

différentes tensions utiles pour les autres composants de la BB. La partie analogique permet de contrôler les tensions à appliquer au détecteur et aux FET, via 11 convertisseurs DAC : chaque voie ionisation nécessite deux DAC, un pour la tension du détecteur et un pour la tension du FET ; chaque voie chaleur utilise 3 DAC, deux pour la tension et un pour le FET. Chacun des convertisseurs a une dynamique de tension de ± 10 V, avec une résolution de 16 bits. Outre les ADC, la partie numérique de la BB comporte des filtres anti-repliement et des circuits complexes de type FPGA. Elle permet de transmettre les données numérisées pour analyse via des fibres optiques.

En attendant les premiers prototypes de BB RICOCHET, prévus pour l'été 2022, les HEMT et les détecteurs couplés ont été étudiés avec une électronique bas bruit commerciale comme montré en section IV.1.4.

II.4 Installation cryogénique de l'IP2I

II.4.1 Cryostat

Pour obtenir un signal chaleur le plus performant possible, il est nécessaire de diminuer la température des détecteurs. Pour ce faire, un cryostat à dilution est utilisé, il permet de refroidir les détecteurs aux environs de 10 mK sur la chambre de mélange.

Le cryostat de l'IP2I, dont on trouve une photographie et un schéma sur la figure II.13, se compose de plusieurs étages de refroidissement. Il est maintenu hermétiquement fermé sous un vide de l'ordre de 10^{-6} mbar, afin de ne pas avoir d'échange de température par convection entre les différents étages. Le refroidissement est obtenu par conduction thermique entre les différents étages. De plus, les étages sont entourés d'écrans de cuivre dorés pour bloquer le rayonnement infrarouge des étages qui se trouvent à des températures plus élevées.

Le cryostat à dilution fonctionne en circuit fermé avec un mélange $^4\text{He}/^3\text{He}$. Le circuit peut se décomposer en deux parties : la partie machine thermique (ou "pulse tube") et la partie dilution.

Le pulse tube permet de descendre les deux premiers étages en température : le 50K où se trouve l'électronique de type EDELWEISS (composée de transistors Si-JFET), et l'étage 4K qui peut être utilisé pour les transistors de type HEMT. La machine thermique utilise une boucle fermée d' ^4He , avec un cycle thermodynamique de type Stirling, afin de diminuer la température de l' ^4He à 4 K.

La dilution va permettre la descente en température des trois autres étages : le 1K où se trouvent les HEMT, et les étages 100mK et 10mK où se trouvent les bolomètres. Après thermalisation à 4 K, le gaz subit une détente Joule-Thomson pour atteindre une température de 800 mK. A cette température, le mélange devient liquide et une séparation de phases se produit. Au-dessus du mélange se trouve une phase concentrée en ^3He et en dessous une phase concentrée en ^4He . Ce phénomène peut s'expliquer grâce aux propriétés des atomes. Les atomes d' ^3He

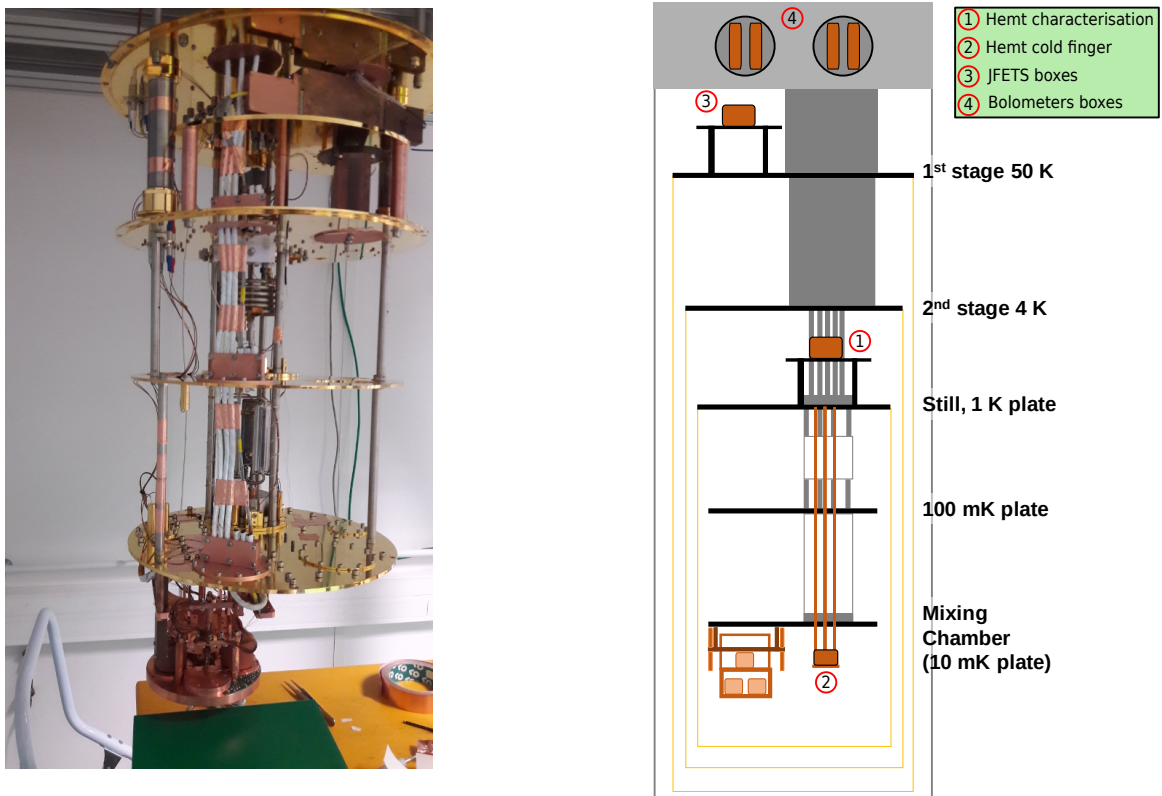


Figure II.13 – Photographie (à gauche) et schéma (à droite) du cryostat de l'IP2I. Le cryostat permet de descendre en température les détecteurs à 10 mK. Cette descente en température se fait en plusieurs étapes, correspondant aux différents étages. Différents dispositifs, en plus des détecteurs, sont présents dans le cryostat, comme l'électronique froide : les FET à un étage découplé du 50 K (position 3) et les HEMT, soit à l'étage découplé du 1 K (position 1), soit sur le doigt froid (position 2). La position 4 indique l'emplacement des BB.

suivent une statistique de Fermi, c'est-à-dire qu'ils ne peuvent occuper le même état d'énergie et la même position, alors que les atomes d' ^4He suivent la statistique de Bose-Einstein, ce qui leur permet d'occuper les mêmes états d'énergie. La phase concentrée en ^3He est pompée avant d'être de nouveau injectée dans le mélange, ce qui dilue l' ^3He dans la phase concentrée en ^4He . Cet ^3He dilué va se transférer dans la phase déjà concentrée en ^3He , et ce processus est endothermique, ce qui permet d'atteindre des températures jusqu'à 9 mK. Cette séparation a lieu dans la chambre de mélange.

Lorsque le cryostat est refroidi à la température choisie, le cycle se poursuit jusqu'à la fin de la prise de données (ou run). Le temps de refroidissement et les températures atteintes dépendent de la masse à refroidir présente dans le cryostat, ainsi que de la puissance apportée par l'électronique. Le cryostat possède une puissance maximale dissipable par étage, qui est d'environ $10 \mu\text{W}$ sur la tour (voir section II.4.2) et de 5 mW à l'étage 1K. Si la puissance dissipée par les éléments présents dans le cryostat est supérieure à ces puissances maximales, la température de l'étage change, modifiant les paramètres du cycle, jusqu'à ce que la température de la chambre de mélange ne soit plus suffisante pour étudier les détecteurs. Des systèmes de mesures de température sont présents dans tout le cryostat : ce sont des thermomètre de type Cernox pour les températures au-dessus de 100 mK, et RuO_2 pour mesurer les températures

inférieures. Des résistances sont placées sur la chambre de mélange et les étages découplés 1K et 50K, pour contrôler leurs températures par effet Joule avec un système de régulation type PID.

II.4.2 Vibration

Un cryostat à dilution permet de descendre les détecteurs en température, mais le mécanisme de refroidissement du pulse tube (PT) ajoute des vibrations, diminuant ainsi les performances des détecteurs. De courtes périodes de mesures avec le pulse tube éteint (PT OFF) permettent de vérifier si les détecteurs sont sensibles aux vibrations. Mais pendant ces mesures, la température du cryostat augmente, il n'est donc pas possible de couper le pulse tube plus de quelques minutes. Les vibrations induisent un échauffement du cristal, générant du bruit supplémentaire. Pour limiter ce bruit, plusieurs modifications ont été réalisées sur le cryostat de l'IP2I. La première étape a consisté à accrocher mécaniquement la tête froide du pulse tube au plafond du laboratoire, permettant de la rendre indépendante de la partie dilution. Cela a amélioré les performances des détecteurs, mais pas suffisamment pour atteindre celles obtenues pulse tube éteint. Les étapes suivantes ont consisté à installer une tour suspendue et à optimiser les supports des détecteurs.

II.4.2.a Tour suspendue

Après l'accroche mécanique de la tête froide au plafond de la salle, la deuxième étape a constitué en l'ajout d'une tour suspendue. Le but est de découpler les vibrations résiduelles du cryostat des détecteurs. Les détecteurs sont placés sur une tour reliée au cryostat via un ressort, créant un pendule élastique. Des tresses de cuivre relie la chambre de mélange et la tour suspendue, permettant un lien thermique.

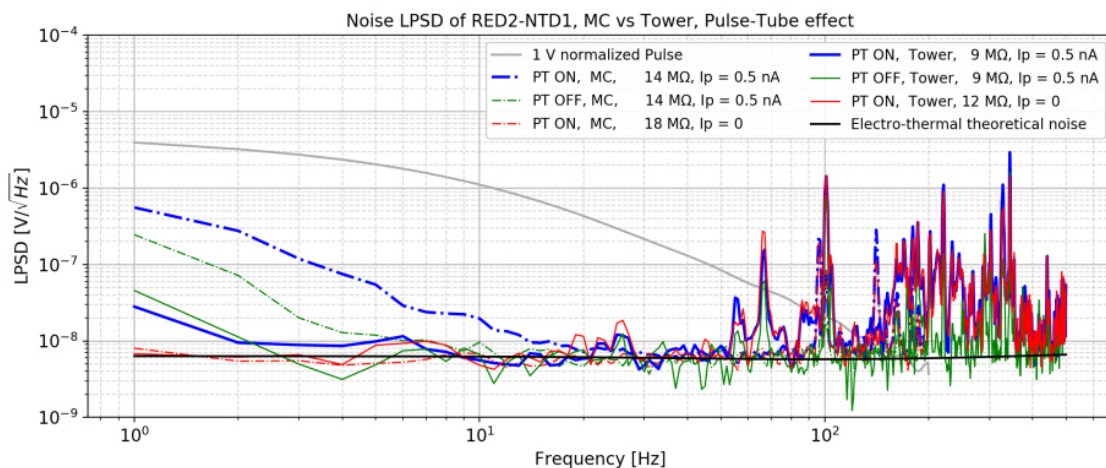


Figure II.14 – Spectre de bruit (LPSD) du thermomètre NTD du détecteur RED2 monté sur la chambre de mélange (trait pointillé) et sur la tour suspendue (trait plein). Les mesures ont été réalisées PT ON (rouge sans polarisation et bleu avec polarisation) et PT OFF (vert avec polarisation). Le trait noir correspond au bruit thermo-électrique attendu et le trait gris à un signal de 1 V. Figure extraite de [117].

La figure II.14 montre la différence de performances entre un détecteur (mesure chaleur seule)

placé sur la tour suspendue (trait plein) ou sur la chambre de mélange (trait pointillé) avec comme critère le niveau du spectre de bruit du thermomètre NTD (spectre de bruit fréquence type LPSD, voir la définition en section III.1), On voit qu'à basse fréquence, plus d'un ordre de grandeur est gagné sur le bruit. Les performances du détecteur s'approchent de celles attendues en terme de bruit dans le cadre d'un modèle électro-thermique. L'utilisation de cette tour suspendue a permis de gagner entre un facteur 1.5 et 4 sur la résolution de l'ensemble des détecteurs étudiés.

II.4.2.b Support détecteur

La tour suspendue améliore les performances en résolution des détecteurs, mais ralentit leur refroidissement, car la conduction thermique est moins importante. Le temps de descente à 15 mK des détecteurs est passé de 3-4 jours sans la tour, à 2 semaines avec la tour. En phase de R&D, des cycles froids très courts, de l'ordre de deux jours, doivent être réalisés pour vérifier les performances des détecteurs : une descente en froid de 15 jours est incompatible avec ces mesures courtes. Afin de diminuer le bruit dû aux vibrations sans utiliser la tour suspendue, de nouveaux supports ont été réalisés par le service Instrumentation du laboratoire. Les détecteurs sont fixés aux supports via des billes en saphir (isolant thermique). La figure II.15 (gauche) montre le détecteur RED106 avec son support. Ces supports ont permis d'obtenir des résolutions de 40 eV en voie chaleur, sans l'aide de la tour suspendue, avec seulement quelques jours de refroidissement, alors qu'avec les anciens supports, les meilleurs résultats obtenus sur la résolution sans tour étaient de 200 eV sur la chambre de mélange. La figure II.15 (droite) montre les spectres de bruit ramenés en entrée du transistor, obtenus sur plusieurs heures sur ce même détecteur, avec l'ancien support (orange) et le nouveau support (violet). On observe une amélioration du bruit de deux ordres de grandeur à basse fréquence (là où est attendu le signal, comme visible sur la figure II.14).

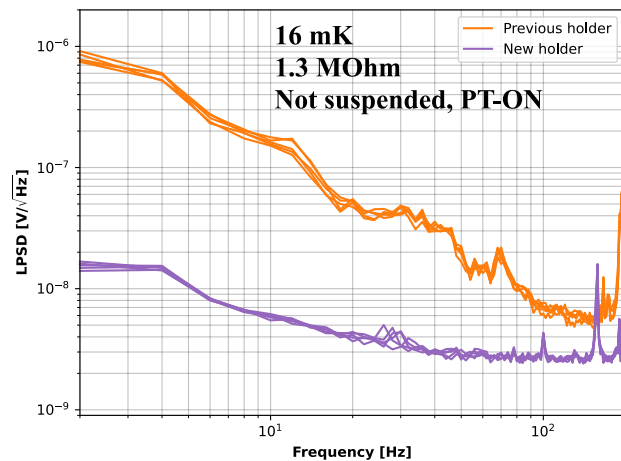


Figure II.15 – Gauche : Photographie du détecteur RED106 (sans électrodes, mesurant uniquement le signal chaleur) installé dans un nouveau support. Droite : Spectres de bruit du détecteur RED106 placé sur la chambre de mélange (mesure non suspendue) et pulse tube ON. En orange dans l'ancien support, en violet dans le nouveau support. Figure extraite de [63].

II.4.3 Blindage

Le cryostat utilisé durant cette thèse est un cryostat dédié à la R&D des détecteurs et à l'instrumentation associée. Son blindage est donc beaucoup plus léger que celui prévu pour l'expérience RICOCHET, et ses performances sont assez modestes.

II.4.3.a Blindage actuel

La voie ionisation est sensible aux photons de très basses énergies, en dessous de la résolution du détecteur. Ces photons peuvent interagir avec des impuretés dans le détecteur, pouvant y créer un contre champ. Les paires électron-trou peuvent être piégées par ces impuretés, rendant la reconstruction de l'énergie incomplète. Ce phénomène est important pour les détecteurs étudiés car les champs électriques utilisés sont faibles, de l'ordre de 1 V/cm.

Les photons de type infra-rouge agissent de la même façon. Il faut éviter que les étages de températures élevées du cryostat ne rayonnent sur les détecteurs. La figure II.13 montre, en jaune, les différents écrans entre les étages pour éviter leurs rayonnements. Une peinture noire est utilisée sur ces écrans afin de limiter les fuites de rayonnement aux étages inférieurs.

Pour limiter le nombre d'événements sur les détecteurs, un ensemble de blindages est généralement utilisé. Lors de cette étude, le blindage du cryostat de R&D était composé uniquement de plomb, de 10 cm d'épaisseur, afin de diminuer le fond gamma. Ce blindage permet de diminuer d'un facteur 10 le taux d'événement au niveau des détecteurs. Ce blindage ne recouvre que 70 % de l'angle solide vu par les détecteurs.

II.4.3.b Fond neutrons

L'expérience RICOCHET sera installée à l'Institut Laue-Langevin à Grenoble à environ 8 m du coeur du réacteur. Le cryostat sera installé sous le canal d'eau de refroidissement mais la couverture reste faible : environ 15 m.w.e (meters water equivalent). Les détecteurs vont donc subir un taux de bruit de fond potentiellement important provenant du réacteur ou induit par les rayons cosmiques et les matériaux du cryostat. Comme présenté au chapitre I, un blindage complet permettra de s'affranchir en partie de ces fonds.

Le blindage actuel de Lyon, trop léger et dédié aux gammas, limite fortement la possibilité d'étudier le rejet des événements de surface à basse énergie. Une mesure a été réalisée pour obtenir une première approximation des différentes contributions au fond total. Pour ce faire, des mesures ionisation-chaleur ont été réalisées avec le détecteur RED80 de type planaire. Des données de calibration ont été prises pendant 76 heures avec une source de neutron AmBe, et le fond résiduel sans source a été mesuré pendant 53 heures. Pour calibrer le détecteur, c'est-à-dire connaître le facteur de conversion entre la tension de sortie et l'énergie des particules, le détecteur a été activé par capture neutronique avec une source de neutrons, transformant le germanium 70 en germanium 71, qui a une période radioactive $T_{1/2} = 11.4$ jours. Cela permet d'avoir des événements de type recul électronique répartis uniformément dans tout le volume, avec des énergies connues 10.37/1.3/0.16 keV (associées respectivement aux raies X des couches K, L et M, produites suite à la désintégration par capture électronique du ^{71}Ge).

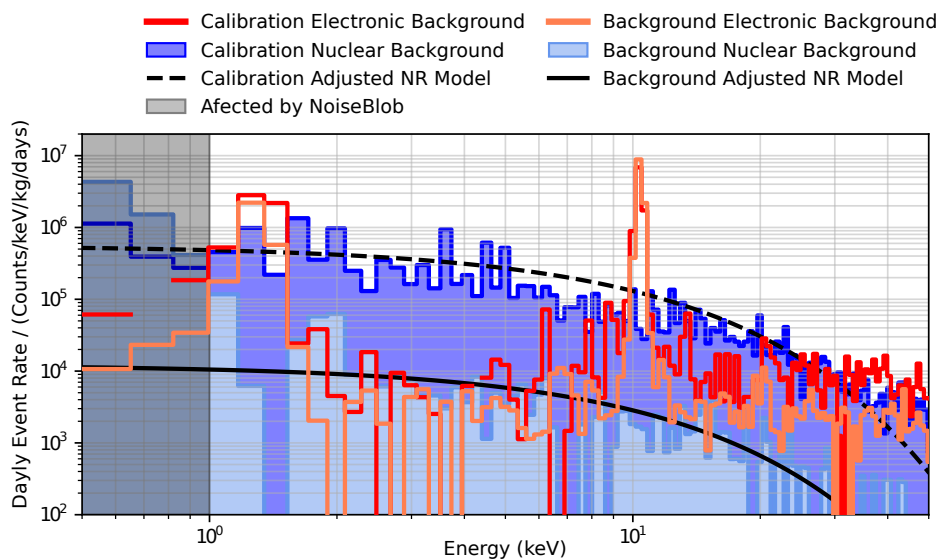


Figure II.16 – Fonds associés aux reculs nucléaires et électroniques pour les deux configurations étudiées : calibration avec une source AmBe et bruit de fond résiduel sans source. La zone ombrée pour $E_R < 1$ keV n'est pas comptabilisée dans l'intégration, car elle est affectée par un fond appelé "noise blob". Figure extraite de [106].

La figure II.16 montre le résultat des mesures, qui ont permis d'estimer les taux de bruit de fond : pour les reculs nucléaires à $(1.3 \pm 0.3) \times 10^4$ événements/(kg.keV.jour), et pour les reculs électroniques à $(3.0 \pm 0.6) \times 10^4$ événements/(kg.keV.jour), entre 2–3 keV.

On constate qu'en dessous de 1 keV, la mesure est affectée par plusieurs fonds. Cette région en énergie n'est pas prise en compte pour estimer les taux de reculs nucléaires et électroniques. Ces fonds sont composées en partie du pic à 1.3 keV du fait de la résolution du détecteur. D'autre part, des mesures sur la voie chaleur seule ont montré que tous les détecteurs RED ont un bruit de fond similaire, avec taux important lié au fond neutron en dessous de 5 keV [106]. En dessous de 2 keV, les événements chaleur seule (HO) dominant. Il est ainsi primordial d'obtenir des bonnes résolutions en voie ionisation pour discriminer le fond chaleur seule du signal attendu.

Les études effectuées montrent la nécessité d'avoir un blindage plus performant à Lyon, pour notamment faire un choix entre les détecteurs FID et planaires, afin de vérifier si le rejet d'événements de surface est primordial pour la mesure du CENNS.

II.4.3.c Futur blindage

Le cryostat prévu pour l'expérience RICOCHET va être installé avant l'été 2022 et pour une période d'un an à Lyon, afin d'être entièrement équipé. Un blindage externe a été prévu pour ce cryostat et sera réutilisé sur le cryostat actuel de R&D quand le cryostat RICOCHET sera envoyé à l'ILL.

Ce blindage sera constitué d'une couche de plomb d'environ 10 cm d'épaisseur limitant le taux de photons, ainsi que d'une couche de polyéthylène d'environ 40 cm. Comme décrit au chapitre I, un blindage interne permettra également de recouvrir la totalité des détecteurs d'un blindage.

Une simulation GEANT4 a permis de déterminer le taux d'événements attendu avec ce blindage. Il est de 280 événements/kg/keV/jours pour les reculs nucléaires, tandis qu'il vaut 220 événements/kg/keV/jours pour les reculs électroniques, pour des énergies comprises entre 50 eV et 1 keV. Il permettra donc de gagner plus de deux ordres de grandeurs par rapport au blindage actuel, et d'étudier le rejet des événements de surface dans des conditions proches de celles de l'ILL.

II.5 Présentation des détecteurs

La R&D des dernières années a porté principalement sur le développement des bolomètres individuels pour le détecteur CryoCube de RICOCHET, afin d'obtenir des résolutions de 10 eV sur la voie chaleur et de 20 eV_{ee} sur la voie ionisation. Un effort important de R&D a porté également sur l'amélioration de l'intégration des détecteurs dans le cryostat, comme le développement de nouveaux supports de détecteur (voir section II.4.2.b). D'autres améliorations comme le design d'un mini CryoCube, ou encore l'installation d'un doigt froid, seront présentées au chapitre V.

La table II.2 présente quelques caractéristiques des différents détecteurs testés ces dernières années, dans le cadre de la R&D pour RICOCHET, d'où leur nom (RED). Leur masse varie entre 33.4 g et 37.6 g pour les derniers. Les détecteurs étudiés sont soit des détecteurs "sans électrode" (ou "naked"), qui mesurent seulement la chaleur, soit des détecteurs de type "planaire", soit des détecteurs de type "FID", comme présentés en section II.2.2. On trouve également dans la table un détecteur dit "hybride", RED80, qui est un détecteur de type FID, mais lu en mode planaire (électrodes A/B et C/D connectées).

Les résolutions présentées dans la table pour la voie chaleur et la voie ionisation sont les meilleures obtenues pour chaque détecteur. Elles ont été mesurées soit à partir de transistors JFET, soit à partir de transistor HEMT. Les détecteurs sont labellés en tant que RED, suivi de chiffres. Le premier nombre après RED, variant de 1 à 17, correspond au numéro du détecteur. Le dernier chiffre correspond à la version du détecteur, 0 si aucune modification n'a été réalisée sur ce détecteur, de 1 à 4 si le détecteur a subi des changements minimes, comme un changement dans le nombre de fils d'or sur le Ge-NTD, les chiffres 5 à 7 correspondent à un changement du support du détecteur (par exemple RED20 est le 1er, sans modification, de la série 2 des détecteurs, tandis que RED137 est le 3ème, après changement du support pour RED135, de la série 13 des détecteurs).

II.5.1 Optimisation des détecteurs

Voie chaleur

Comme vu en section II.2.1, l'optimisation des détecteurs a commencé par celle de la voie chaleur. La première étape a été de choisir la masse des détecteurs à utiliser, résultant d'un compromis entre exposition et résolution en énergie, qui s'améliore quand la masse diminue. Le choix a été de passer d'un détecteur de 800 g (comme dans EDELWEISS-III) à un détecteur

Détecteur	Masse (g)	Type	Résolution chaleur (eV)		Résolution ionisation (eV _{ee})	
			JFET	HEMT	JFET	HEMT
RED21	33.4	Sans électrode	17.7	58		
RED30	33.4	FID	25.3/44			
RED51	33.4	Sans électrode	24.2			
RED60	33.4	Sans électrode	25.1			
RED70	33.4	FID	18			
RED81	37.6	Hybride	125		183	
RED95	37.6	Sans électrode	33	135		
RED125	37.6	Planaire	128		206	180
RED137	37.6	Planaire	56		176	41
RED140	37.6	FID	30		339	
RED150	37.6	FID	197		421	
RED177	37.6	Planaire				44

Table II.2 – Résumé des meilleurs résultats sur les résolutions en voie chaleur et en voie ionisation, obtenus avec les détecteurs RED, avec une électronique JFET ou une électronique HEMT. Deux valeurs de la résolution en voie chaleur sont mentionnées pour le détecteur RED30 : la 1ère correspond à la phase de R&D à l'IP2I, la seconde est celle obtenue pendant la prise de données au LSM, avec une tension de 78 V sur les électrodes [118].

d'une masse d'environ 38 g. Cette diminution de la masse a permis d'améliorer la résolution ligne de base, d'environ 300 eV à 20 eV. Cette résolution en énergie chaleur autour de 20–25 eV, a été démontrée avec plusieurs détecteurs, comme montré en table II.2.

Les mesures effectuées en 2021 ont quant à elles eu pour objectif d'améliorer les vibrations induites par le cryostat. La mise en froid des détecteurs avant cette période durait environ deux semaines avec la tour suspendue. Comme expliqué en section II.4.2.b, la réalisation d'un nouveau support pour les bolomètres a permis de gagner sur le temps de descente en température, en plaçant les détecteurs sur l'étage de la chambre de mélange plutôt que sur la tour suspendue, tout en minimisant quand même les vibrations. Ce changement de support a donc permis de tester un plus grand nombre de détecteurs.

La sensibilité des détecteurs augmente avec l'impédance du senseur thermique Ge-NTD, mais les Si-JFET utilisés dans EDELWEISS-III et pour la R&D ont un bruit en courant qui limite la résolution à haute impédance. Les meilleures résolutions sont obtenues avec des impédances de quelques M Ω , alors que les impédances des thermomètres peuvent monter à plusieurs dizaines de M Ω . Les simulations associées seront présentées au chapitre III. Une électronique froide à base

de HEMT est en cours de développement [119] par le groupe électronique de la collaboration RICOCHET.

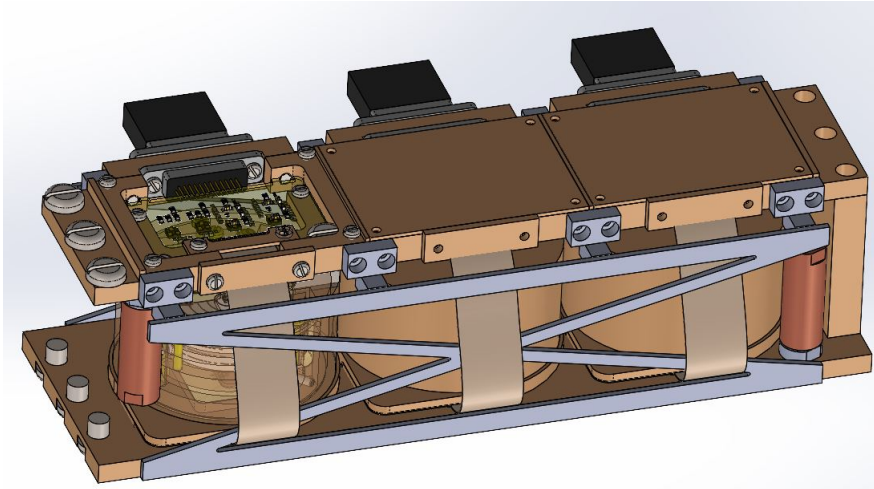


Figure II.17 – Vue mécanique d’un mini CryoCube de trois détecteurs. Il est composé de deux étages de température : la partie électronique à 1 K, et l’étage détecteurs fixé sur la chambre à mélange, à une température de 10 mK. Des kaptons relie les détecteurs à l’électronique.

Voie ionisation

Il sera montré au chapitre III que l’optimisation de la voie ionisation nécessite deux étapes. La première consiste à développer des détecteurs et un câblage possédant une faible capacité, la deuxième consiste à utiliser une nouvelle électronique à base de transistors HEMT développés par le C2N. La dernière estimation de la capacité associée au détecteur muni de son câblage est de 125 ± 8 pF [106], obtenue pour le détecteur RED80. Afin de diminuer la capacité liée au câble, l’objectif est de rapprocher l’électronique froide du détecteur. Un prototype correspondant à un mini CryoCube, composé de trois bolomètres de 38 g, est en cours de finalisation, comme présenté en figure II.17. Il a pour but de montrer la faisabilité du détecteur CryoCube muni directement de son électronique froide. Pour ce prototype, l’étage 1K accueillant cette électronique se trouve à seulement quelques cm de l’étage 10mK où sont placés les détecteurs, permettant de réduire la longueur des câbles de liaison, et donc la capacité associée. L’étage 1K du prototype fonctionnera avec une électronique froide à base de HEMT. Cette configuration doit également permettre de tester différentes solutions de câblage entre les deux étages pour l’expérience RICOCHET, dans le but de limiter l’apport de puissance thermique sur l’étage 10mK.

Mais avant de terminer ce chapitre sur le contexte expérimental de la thèse, la section suivante présente brièvement les activités du groupe MANOIR en dehors de RICOCHET, basées elles-aussi sur l’utilisation de bolomètres cryogéniques pour la recherche d’événements rares, et la physique au-delà du Modèle Standard.

II.6 Détecteurs bolométriques pour la détection d’événements rares

Les détecteurs bolométriques, tels que ceux présentés dans ce chapitre, sont souvent utilisés dans la recherche de processus conduisant à des événements rares. Cette section présente brièvement les autres recherches du groupe MANOIR, et leur complémentarité avec RICOCHET : celles de la collaboration EDELWEISS de recherche directe de matière noire (DDDM), dont le groupe est un des membres fondateurs, et celles des collaborations CUPID-Mo et CUPID, pour l'étude de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$), dont certains membres du groupe font partie. Bien que le travail présenté dans ce manuscrit ne porte sur aucune de ces deux thématiques scientifiques (DDDM ou $\beta\beta 0\nu$), les trois expériences utilisent une technologie commune à base de bolomètres cryogéniques avec des senseurs thermiques Ge-NTD, et double mesure pour la discrimination, et le cryostat de l'IP2I a souvent été partagé entre la R&D pour RICOCHET et celle pour EDELWEISS.

II.6.1 EDELWEISS

II.6.1.a Matière noire

Depuis les observations de Oort sur les mouvements stellaires perpendiculaires au plan galactique, et celles de Zwicky sur la dispersion des vitesses des galaxies de l'amas de Coma, il existe un désaccord entre les quantités de matière évaluées en astrophysique via des relations masse/luminosité, et celles obtenues par des critères cinématiques. Les analyses des anisotropies du fond diffus cosmologique (CMB) par la collaboration PLANCK [120] convergent vers la même conclusion. Environ 26% du bilan énergétique de l'Univers est constitué d'un type de matière encore inconnu, n'émettant pas de rayonnement dans les domaines d'énergie déjà explorés, non-baryonique et interagissant très faiblement avec la matière baryonique ordinaire. Cette matière inconnue est appelée "matière noire", et son existence, même si corroborée seulement par des phénomènes gravitationnels, permet d'expliquer "la masse manquante de l'Univers".

Certaines propriétés générales des particules candidates à la matière noire peuvent être établies à partir des observations et des simulations numériques. Dans le cas où la matière noire serait décrite par une particule, elle doit être électriquement neutre et ne pas posséder de charge de couleur, pour ainsi interagir uniquement par interaction faible. Elle doit aussi être stable ($> 10^{10}$ ans). Les particules de matière noire doivent également être suffisamment massives pour être non relativistes lors de la formation des structures. Aucune particule du Modèle Standard ne possède ces caractéristiques. La recherche de matière noire est donc également associée à la recherche de nouvelle physique. Les prédictions théoriques concernant la matière noire sont malheureusement très imprécise, puisque les masses concernées et les sections efficaces d'interactions varient sur plusieurs dizaines d'ordre de grandeur, sans vrai pouvoir prédictif. La recherche de matière noire se fait de façon indirecte, en recherchant un excès de particules du MS produites par l'annihilation de particules de matière noire dans des zones à forte concentration, ou encore auprès des accélérateurs de particules, en recherchant des particules ayant les caractéristiques de la matière noire produites par des collisions entre particules du MS. Enfin, la troisième méthode est appelée recherche directe de matière noire, et elle consiste à étudier la diffusion des particules de matière noire du halo galactique sur les noyaux (ou les électrons) d'un détecteur cible. C'est la méthode de l'expérience EDELWEISS. Parmi les candidats recherchés par EDELWEISS, deux sont à mentionner ici : les WIMP et les axions (ou les ALP pour axion-like particle).

WIMP

Le WIMP (particule massive interagissant faiblement) permet de répondre à plusieurs contraintes de l'astrophysique. Les WIMP auraient été produits au début de l'Univers, lorsque les particules de matière noire et les particules du modèle standard étaient en équilibre thermique. Dès que l'univers s'est étendu en se refroidissant, le taux de production-annihilation des WIMP a diminué, car les particules s'éloignaient les unes des autres. Si le temps de vie des WIMPs est supérieur à l'âge de l'Univers, leur densité est restée constante à partir de ce découplage. On parle de relique thermique, avec une densité de 26%. Dans le MS, aucune particule ne comporte les propriétés nécessaires pour être un WIMP, dont la masse attendue se situe entre environ $1 \text{ GeV}/c^2$ et $100 \text{ TeV}/c^2$.

Axion ou ALP

Le lagrangien de la chromodynamique quantique (QCD) possède un terme qui viole la symétrie CP, donnant un moment dipolaire électrique au neutron. Cependant, aucun moment dipolaire électrique n'a été observé pour les neutrons. Un modèle permet de résoudre ce problème en introduisant une nouvelle particule appelée axion. Cette particule doit avoir une masse très faible, inférieure à l'eV, pour résoudre le problème du moment dipolaire du neutron. Des expériences dédiées et des contraintes astrophysiques permettent de poser une limite sur sa masse. D'autres modèles contiennent des brisures spontanées de symétrie donnant naissance à des particules ayant des propriétés similaires aux axions, elles sont appelées axion-like particles (ALP).

II.6.1.b Quelques résultats d'EDELWEISS

L'expérience EDELWEISS repose sur le même principe de détection que les détecteurs de CryoCube, avec des détecteurs en germanium de 800 g (EDELWEISS-III) [102], ou de masse plus faible ces dernières années, 200 g [93] ou 30 g [103] [118]. Le but de l'expérience est de mesurer l'interaction des particules de matière noire du halo galactique dans ces bolomètres. Pour éviter d'être dominés par des événements induits par des muons, les détecteurs sont placés sous terre, dans un cryostat dédié, au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM). Les 1800 m de roche au-dessus du laboratoire offrent une protection naturelle contre les rayons cosmiques, correspondant à une profondeur de 4800 m.w.e. (meter water equivalent), et permettant de limiter le flux de muons à $5 \mu/(\text{m}^2 \cdot \text{jour})$. L'électronique à base transistors Si-JFET, les boîtes de FET, ainsi que les Boîtes Bolo présentées dans ce chapitre et utilisées pour la R&D de RICOCHET, sont issus de l'expérience EDELWEISS-III.

Les différentes études réalisées par EDELWEISS ont permis d'établir des limites supérieures sur la section efficace d'interaction des particules de matière noire comme les WIMP, ou plus récemment les ALPs de basse masse, grâce à la R&D commune avec RICOCHET, qui a permis d'améliorer les résolutions en énergie des détecteurs, donc le seuil en énergie de recul, et d'atteindre ainsi des masses plus faibles pour la matière noire. La collaboration a profité des performances de ses détecteurs pour passer en phase EDELWEISS-SubGeV, pour la recherche de particules de matière noire de masse $< 1 \text{ GeV}/c^2$. La figure II.18 présente un des derniers résultats de la collaboration EDELWEISS, pour une recherche de particules de matière noire interagissant avec les électrons des atomes de germanium d'un détecteur de 33 g [118]. Il s'agit d'une limite sur la section efficace d'interaction $\bar{\sigma}_e$ de particules de matière noire (DM) avec des électrons via un médiateur lourd (pour un facteur de forme $F_{\text{DM}} = 1$), en fonction de la masse de la particule de matière noire m_{DM} comprise entre $500 \text{ keV}/c^2$ et $100 \text{ MeV}/c^2$. Pour

améliorer sa sensibilité aux interactions de basse énergie, les détecteurs ont été utilisés en mode haute-tension à 78 V, pour bénéficier de l'effet Luke boosté (voir section II.1.1 et table II.2), ce qui permet d'atteindre ces très faibles masses.

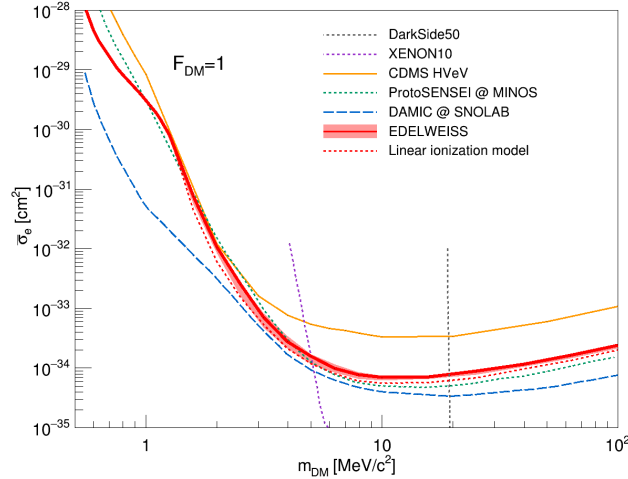


Figure II.18 – Dernières limites de l'expérience EDELWEISS-SubGeV (en rouge), sur la section efficace d'interaction $\bar{\sigma}_e$ de particules de matière noire (DM) avec des électrons via un médiateur lourd (pour un facteur de forme $F_{DM} = 1$), en fonction de la masse m_{DM} comprise entre $500 \text{ keV}/c^2$ et $100 \text{ MeV}/c^2$. Figure extraite de [118].

II.6.1.c Le projet Cryosel

Pour améliorer sa sensibilité à la recherche de matière noire légère, la collaboration a mis en place un programme de R&D pour sa phase EDELWEISS-SubGeV : le projet Cryosel, financé par une ANR débutée en janvier 2022. Le programme Sub-GeV consiste à l'utilisation des détecteurs créés lors de la R&D commune avec l'expérience RICOCHET. Les détecteurs seront eux aussi des cristaux de germanium de 38 g, avec un seuil en énergie de recul de 50 eV, sous forme de CryoCube. En fonctionnement basse tension, la seule différence est que celui d'EDELWEISS sera installé dans un cryostat au LSM, pour étudier les reculs nucléaires liés à l'interaction des particules de matière noire de masse inférieure au GeV/c^2 .

Pour étudier des masses encore plus légères, les détecteurs devront également être capables d'utiliser l'effet Luke, comme les détecteurs munis de TES en NbSi utilisés récemment par la collaboration [93]. C'est la partie haute-tension de EDELWEISS-SubGeV. Dans ce but, le projet Cryosel, financé par une ANR débutée en janvier 2022, vise à étudier la possibilité de soustraire le bruit de fond HO (chaleur seule), qui est dominant à basse énergie et limite actuellement la sensibilité de l'expérience. Pour ce faire, l'utilisation d'une technologie de SSED (Dispositif supraconducteur à électron unique) polarisée va être utilisée. Cela consiste à déposer un capteur supraconducteur sur un cristal de Ge, dans le but de détecter les charges générées par une particule en interaction. Des électrodes sont évaporées tout autour du cristal ainsi que sur le SSED sur l'une des faces, pour créer des lignes de champ, et une tension de 200 V pourra être appliquée entre les électrodes. Lorsqu'une particule va interagir, elle va créer des paires électron-trou, qui vont générer près de la SSED des phonons par effet Luke. Les phonons créés ont des températures de l'ordre du Kelvin alors que le SSED aura une température de l'ordre de

10 mK. Cela va créer très localement un changement de température important, changeant la température du SSED et donc la résistivité du matériau. La variation de résistance va induire une impulsion qui sera le signal mesuré. L'intérêt du dispositif est qu'aucune détection ne sera faite avec une variation de température trop faible, limitant ainsi l'acquisition des événements de chaleur seule. La R&D pour ce projet vient de débuter. Elle utilise également le cryostat de l'IP2I.

II.6.2 CUPID-Mo et CUPID

Comme discuté en section I.1.5, et en particulier dans sa partie I.1.5.d, les collaborations EDELWEISS et CUPID-Mo ont partagé le cryostat d'EDELWEISS au LSM pendant une longue prise de données entre décembre 2018 et juillet 2020, ce qui a permis à la collaboration CUPID-Mo de fournir la meilleure limite, avec le ^{100}Mo , sur la période du processus $\beta\beta\nu$ et la masse effective du neutrino associée [54]. L'utilisation des bolomètres cryogéniques à bas de cristaux de $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$, avec double mesure scintillation-chaleur, a également été validée en termes de performances en résolution, efficacité et rejet du fond grâce à cette prise de données, ce qui a conduit la collaboration CUPID à choisir ces cristaux pour sa future expérience [53]. Ces expériences CUPID-Mo et CUPID utilisent également des senseurs thermiques de type Ge-NTD. Dans le cadre de l'ANR CUPID-1, visant à construire la première tour de détecteurs de CUPID, une collaboration avec le groupe MANOIR est en cours pour tester et caractériser les senseurs Ge-NTD pour les bolomètres, dans le cryostat de R&D de l'IP2I.

II.6.3 Conclusion

Même si leurs objectifs scientifiques diffèrent, toutes ces expériences partagent des R&D communes en vue d'améliorer les performances des bolomètres cryogéniques à double mesure de signaux. Ces détecteurs, qui permettent d'atteindre des seuils en énergie très faibles, sont à la pointe de la technologie pour tout ce qui concerne la recherche d'événements rares, que ce soit en physique du neutrino (CENNS, $\beta\beta\nu$) ou pour la recherche de matière noire légère.

La suite du manuscrit est dédiée au travail effectué pendant la thèse sur les détecteurs et leur électronique, afin d'atteindre les performances en résolution en énergie nécessaires pour l'expérience RICOCHET.

Chapitre III

Modèle de bruit et de résolution

Sommaire du chapitre

III.1	Formalisme mathématique pour l'étude du bruit	78
III.1.1	Caractérisation du bruit	78
III.1.2	Densité spectrale de bruit	80
III.1.3	Filtre optimal et résolution ligne de base	83
III.2	Modélisation du bruit pour un transistor HEMT	85
III.2.1	Modèle de bruit	85
III.2.2	Voie ionisation	88
III.2.2.a	Composition de la voie ionisation	88
III.2.2.b	Calcul du bruit	90
III.2.2.c	Signal et sensibilité	91
III.2.2.d	Résolution en énergie pour la voie ionisation	91
III.2.3	Voie chaleur	93
III.2.3.a	Composition et bruit de la voie chaleur	93
III.2.3.b	Signal et sensibilité	94
III.2.3.c	Résolution en énergie pour la voie chaleur	95
III.2.3.d	Modulation	97
III.3	Modèle HEMT en ionisation appliqué à un détecteur planaire	98
III.3.1	Matrice de capacités	99
III.3.2	Estimation de la sensibilité	101
III.3.3	Signal en sortie	103
III.3.4	Calcul du bruit et de la résolution	105
III.3.4.a	Bruit	105
III.3.5	Résolution	106
III.3.6	Paramètres d'optimisation	107
III.4	Conclusion	110

Les signaux issus des interactions de particules au sein d'un détecteur ne sont pas directement observables, ils ont besoin d'être transformés pour être étudiés. La plupart du temps, le signal associé à un événement est converti en un signal électrique par le biais d'un courant ou d'une tension à travers une électronique de lecture. Ce signal électrique est transformé par des numériseurs afin d'être converti en signal numérique. Une fois ce dernier obtenu, il est possible de remonter à l'événement à partir de la connaissance de la chaîne de lecture.

Cependant, les étapes de transformation du signal physique, lié à l'événement, en signal numérique peuvent dégrader les informations du premier, soit en perdant une partie du signal, soit en injectant du bruit. Le signal événement peut alors ne plus être discernable du bruit de la chaîne d'acquisition.

Dans le but de rechercher des signaux de nouvelle physique, l'expérience RICOCHET (comme l'expérience EDELWEISS-SubGeV) a besoin d'une électronique plus performante que celle utilisée précédemment par la collaboration EDELWEISS (voir chapitre II). La première étape consiste à identifier et comprendre les différents bruits liés à la chaîne d'acquisition, afin de les minimiser et de réduire leur impact sur la physique recherchée.

III.1 Formalisme mathématique pour l'étude du bruit

III.1.1 Caractérisation du bruit

Le bruit consiste en un signal parasite qui perturbe le signal événement. Il peut provenir d'un signal connu mal filtré, comme le 50 Hz du réseau électrique, ou encore d'un signal aléatoire issu de l'électronique de lecture, de diaphonie (cross-talk) entre les différents composants de l'électronique, ou encore du détecteur lui-même. Le bruit dominant étudié pendant cette thèse est le bruit de l'électronique. Son amplitude ainsi que sa phase sont aléatoires, ne permettant pas de le soustraire au signal. Il n'est donc pas possible d'accéder à toutes les informations par une analyse temporelle du bruit.

Mais il est en revanche possible de connaître la forme du bruit à partir de certaines propriétés des matériaux. Les différentes sources de bruits peuvent être réparties en plusieurs catégories décrites dans [121]. Seules les sources de bruits utilisées par la suite sont définies ici.

Bruit thermique

Le bruit thermique, ou bruit Johnson-Nyquist, est causé par l'agitation aléatoire des électrons, excités thermiquement, dans un conducteur. C'est un mouvement brownien. Dans chaque conducteur ou résistance thermique (quel que soit le matériau), les électrons ont un mouvement aléatoire qui dépend de la température T . Ce mouvement est étudié en terme de variance de la tension aux bornes de la résistance, $e_{\text{thermique}}^2$, avec :

$$e_{\text{thermique}} = \sqrt{4k_B T R} \quad \left[\text{V}/\sqrt{\text{Hz}} \right] \quad (\text{III.1})$$

où k_B est la constante de Boltzmann et R la résistance du système. Cette formule peut être multipliée par la bande passante du système pour avoir accès à la tension RMS du bruit thermique. La densité de bruit étant indépendante de la fréquence, ce type de bruit s'appelle bruit blanc.

Bruit de grenaille

Dans les composants électroniques comportant une barrière de potentiel, comme les transistors ou les diodes, il existe un bruit dit de grenaille. Dans ces composants, le courant n'est pas régulier, mais plutôt la somme des impulsions provoquées par les porteurs de charges passant la barrière de potentiel. Le nombre de porteurs mesuré est aléatoire, car ces derniers n'arrivent pas régulièrement, mais selon une probabilité constante $I \times q$, suivant une loi de Poisson. La variance de cette mesure est :

$$i_g = \sqrt{2qI} \quad \left[\text{A}/\sqrt{\text{Hz}} \right] \quad (\text{III.2})$$

où q est la charge élémentaire ($q = 1.602 \times 10^{-19}$ C) et I est l'intensité du courant. Le bruit de grenaille n'est pas présent (ou il est inférieur au bruit Johnson) dans les composants ne comprenant pas de barrière de potentiel, comme les résistances. Tout comme le bruit Johnson, le bruit de grenaille est un bruit blanc.

Bruit 1/f

Dans la plupart des circuits électroniques, il existe un bruit avec une densité spectrale diminuant en fonction de la fréquence f , de variance $e_{1/f} \propto 1/f^a$, avec a proche de l'unité. Ce comportement se retrouve dans des gammes de fréquences très importantes. Il existe plusieurs processus physiques produisant ce bruit : le piégeage des porteurs de charges, les fluctuations de la conductivité... Mais il est difficile de déterminer la source de ce bruit. Ici ce bruit sera appelé bruit 1/f.

Bruit d'un transistor

Il est compliqué de définir le bruit associé aux composants actifs d'un système électronique et il n'est pas possible de le réduire à des composants passifs, du fait des propriétés microscopiques du composant. Une façon d'étudier le bruit d'un transistor est d'utiliser un modèle qui puisse le retranscrire le plus fidèlement possible. Le modèle de bruit utilisé ici est constitué de deux paramètres : le bruit en tension e_n et le bruit en courant i_n .

Ce modèle est souvent utilisé, il est décrit dans [121, 122]. Chaque terme est composé d'un bruit blanc, d'un bruit 1/f et d'un bruit 1/f². Le bruit 1/f² est ajouté pour mieux ajuster le bruit total aux données.

$$e_n^2 = e_0^2 + e_a^2/f + e_b^2/f^2 \quad [\text{V}^2/\text{Hz}] \quad (\text{III.3})$$

$$i_n^2 = i_0^2 + i_a^2 \times f + i_b^2 \times f^2 \quad [\text{A}^2/\text{Hz}] \quad (\text{III.4})$$

Les coefficients e_j et i_j (avec $j = 0, a, b$), présents dans les équations III.3 et III.4, varient en

fonction du transistor utilisé. e_0 et i_0 sont respectivement en $[V/\sqrt{\text{Hz}}]$ et $[A/\sqrt{\text{Hz}}]$, tandis que e_a et e_b sont en $[V]$ et $[V\cdot\sqrt{\text{Hz}}]$, et i_a et i_b sont en $[A/\text{Hz}]$ et $[A/\text{Hz}^{3/2}]$.

Le bruit en tension e_n peut-être considéré comme un bruit entre l'entrée et la sortie du transistor. Ainsi, le bruit d'une résistance entre l'entrée et la sortie peut définir le bruit blanc en tension, le bruit de génération-recombinaison des défauts peut expliquer le bruit $1/f$, et le bruit $\propto 1/f^2$ peut s'expliquer par un filtrage passe-bas d'un bruit $\propto 1/f$. Le bruit en courant i_n peut lui être considéré comme un bruit entre l'entrée et la masse (source) du transistor. Un bruit de grenaille entre l'entrée et cette masse peut expliquer la partie bruit blanc, le bruit $\propto f$ peut s'expliquer par des pertes diélectriques (chauffage d'un matériau diélectrique) dissipé dans une capacité comme décrit dans [123]. Enfin, la partie $\propto f^2$ peut être considérée comme le bruit du canal induit par effet capacitif sur l'entrée (grille) [124]. Ces sources de bruits en tension et en courant ont été utilisées pour l'étude de l'électronique d'EDELWEISS-III dans [113].

Le bruit total d'un système est la plupart du temps représenté comme un bruit en tension plutôt que comme un bruit en courant. Pour obtenir le bruit total du système en tenant compte à la fois de e_n et de i_n , il faut donc multiplier le bruit en courant par l'impédance totale :

$$e_{\text{tot}}^2 = e_n^2 + i_n^2 \times Z_{\text{tot}}^2 \quad [V^2/\text{Hz}] \quad (\text{III.5})$$

III.1.2 Densité spectrale de bruit

Comme présenté en section III.1.1, l'électronique génère du bruit perturbant le signal à mesurer. Ce bruit est aléatoire dans le domaine temporel, mais possède la plupart du temps une continuité par sa valeur moyenne ou son spectre en fréquence. L'étude du bruit va être réalisée grâce à la notion de densité spectrale de puissance ou PSD, qui correspond mathématiquement à la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation du signal $x(t)$ [125, 126]. La densité spectrale de puissance, en V^2/Hz , décrit la distribution de puissance fréquentielle d'un signal temporel $x(t)$. Cette section résume les informations détaillées dans [127, 128].

La PSD fait intervenir la transformée de Fourier d'un signal continu. Cependant, le signal après sa numérisation devient discret. Il faut donc passer d'un système continu à un système discret, ce qui introduit des problèmes de normalisation.

La première étape consiste à effectuer une transformée de Fourier discrète, qui permet de transformer le signal échantillonné $x(n)$, composé de N valeurs réelles (en général la PSD se fait sur une seconde), avec n variant de 0 à $N-1$, en un signal complexe $Y(k)$, avec k variant de 0 à $N-1$, qui correspond à sa transformée de Fourier.

$$Y(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n) \exp\left(-2i\pi \frac{nk}{N}\right) \quad (\text{III.6})$$

Cette définition ne tient pas compte d'une normalisation qui se fera par la suite. L'utilisation de la formule III.6 implique que le signal traité soit périodique, or les données ne le sont pas. Pour y remédier, une fonction de 'fenêtrage' est utilisée, que l'on multiplie par le signal temporel.

Lorsque ce fenêtrage n'est pas appliqué, les bins de fréquences de la transformée de Fourier discrète vont se replier dans les bins de fréquences situés à côté, ce qui introduit une erreur du fait que le signal continu est échantillonné.

Pour pallier ce problème on utilise plutôt la variable $x'(n)$:

$$x'(n) = w(n) \cdot x(n) \quad (\text{III.7})$$

La fonction de fenêtrage $w(n)$ permet d'assurer que le signal débute et se termine à 0 sur la plage temporelle considérée, afin d'éviter des problèmes de discontinuité. Plusieurs fenêtres existent, et possèdent toutes des propriétés comme la diminution de l'effet de fuite spectrale, la largeur des bins de fréquences ... Ces phénomènes sont décrits en détail dans [127]. La fenêtre utilisée dans cette thèse est la fonction de Hanning définie par :

$$w(n) = \frac{1}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{2\pi n}{N} \right) \right] \quad n = 0, \dots, N-1 \quad (\text{III.8})$$

L'utilisation de la fonction de fenêtrage $w(n)$ (équation III.8) est présentée sur la figure III.1. La périodicité de la fonction cosinus entraîne l'égalité $w(j) = w(N-j)$, ce qui permet à la fonction d'être nulle aux bornes de la fenêtre et ainsi de satisfaire la transformée de Fourier.

L'application de cette fonction $w(n)$ va cependant engendrer une perte d'information dans l'amplitude de la densité spectrale de puissance des signaux périodiques. Il est montré en référence [129] comment compenser l'application de cette fonction, par l'introduction d'un facteur de normalisation A_w défini par :

$$A_w = \frac{N}{\sum_{n=0}^{N-1} w(n)} \quad (\text{III.9})$$

En plus de la perte d'information, le fenêtrage du signal produit une puissance incorrecte du signal. Cela est dû au fait que la largeur de bande des fenêtres n'est pas unitaire. Pour corriger cet effet, la constante B_e est introduite en équation III.10 et sera utilisée juste après (équation III.11) pour l'estimation de la PSD.

$$B_e = \frac{N\Delta f \sum_{n=0}^{N-1} w^2(n)}{\left[\sum_{n=0}^{N-1} w(n) \right]^2} = \frac{A_w^2}{N} \Delta f \sum_{n=0}^{N-1} w^2(n) \quad (\text{III.10})$$

où Δf est le bin en fréquence utilisé.

Plusieurs méthodes permettent de calculer la densité spectrale de puissance d'un système, la plus simple est l'estimation par périodogramme. Elle consiste à prendre le carré de la transformée de Fourier du signal, divisé par le nombre d'échantillons [129]. Cependant, l'erreur et le biais introduits par cette estimation sont importants. La méthode utilisée dans cette thèse est l'estimation par la méthode de Bartlett [130]. Elle est basée sur une moyenne de périodogrammes

plus courts et fenêtrés. Le signal $x(n)$ est divisé en M segments de longueur N , appelé $x_m(n)$. Tous les segments sont fenêtrés avant la transformation de Fourier discrète, et modifiés en périodogrammes avant d'être moyennés. Les temps de chaque segment peuvent se chevaucher, diminuant l'erreur aléatoire de l'estimation de la PSD.

$$\text{PSD}(k) = \frac{S}{N} \sum_{n=0}^{N-1} |Y_{m,w}(k)|^2 \quad k = 0, \dots, N/2 \quad (\text{III.11})$$

avec :

$$Y_{m,w}(k) = \text{DFT} [x(n) \cdot w(n)] = \sum_{n=0}^{N-1} x_m(n)w(n)\exp(-2i\pi \frac{nk}{N}) \quad (\text{III.12})$$

où DFT est la fonction associée à la transformation de Fourier discrète. L'indice w correspond au fenêtrage.

La détermination de la constante S de l'équation III.11 est explicitée dans [127, 130] :

$$S = \frac{2A_w^2}{N^2B_e} \quad (\text{III.13})$$

La PSD s'écrit finalement :

$$\text{PSD}(k) = \frac{2}{N \left[\sum_{n=0}^{N-1} w(n) \right]^2} \sum_{n=0}^{N-1} |Y_{m,w}(k)|^2 \quad k = 0, \dots, N/2 \quad (\text{III.14})$$

Dans la plupart des cas, on utilise la densité spectrale de puissance linéaire LPSD plutôt que la PSD. Elle est donnée par la racine carrée de cette dernière : $\text{LPSD} = \sqrt{\text{PSD}}$ en $\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$.

L'estimation de la PSD introduit du bruit. En effet, la variance de cette PSD pour une fréquence donnée est égale à elle-même, c'est-à-dire que l'erreur sur une mesure est de 100%. La méthode utilisée pour réduire cette erreur sur la mesure est de réaliser une moyenne sur un nombre M de PSD, de sorte que l'erreur soit réduite d'un facteur $1/\sqrt{M}$, en utilisant l'équation III.15 :

$$\text{LPSD}(f) = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^M \text{PSD}(f)}{M}} \quad (\text{III.15})$$

Dans le cadre de cette thèse, les LPSD sont calculées via la fonction `welch` du package `scipy` dans Python [131].

La figure III.1 montre l'effet d'un fenêtrage (c) sur un signal sinusoïdal de fréquence 10 Hz avec un échantillonnage de 10 kHz et un bruit blanc de $1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ (a). La figure (b) est la fenêtre de Hanning utilisée. La figure (d) montre la différence entre une LPSD non fenêtrée

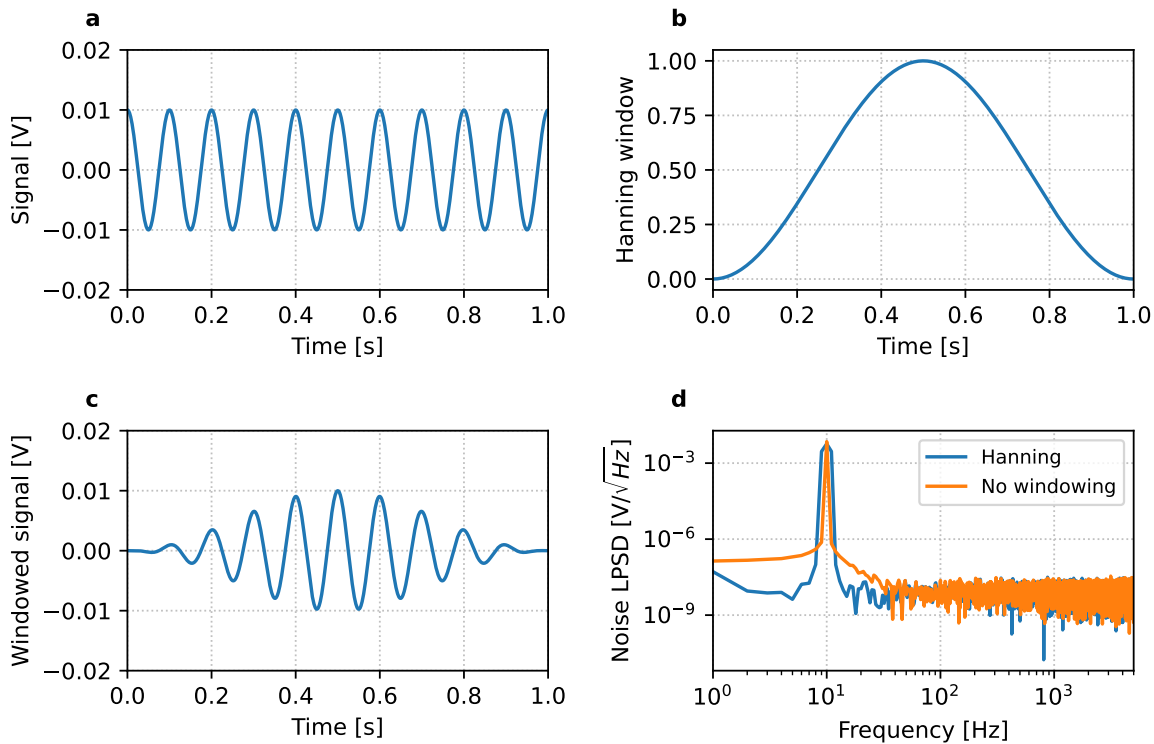


Figure III.1 – Gauche : Signal périodique de 10 Hz avec un bruit blanc avant (haut) et après (bas) la multiplication par la fenêtre de Hanning permettant de rendre le signal périodique. Droite : Fenêtre de Hanning utilisée (haut) et transformation du signal par LPSD avec et sans fenêtre (bas).

(courbe orange) et celle obtenue avec une fenêtre de Hanning (courbe bleue). L'effet de fuite spectrale est présent lorsque il n'y a pas de fenêtrage, il est observable entre [1;50] Hz, et dépend du nombre d'échantillons pris pour la mesure, ici 100 échantillons. Plus ce nombre est petit, plus la fuite spectrale est importante. Cependant la largeur du pic de 10 Hz est plus faible. Dans les conditions réelles, les signaux sont moins importants et l'effet de fuite spectrale est moins important. Ainsi, les deux méthodes doivent être appliquées, afin de vérifier si le fenêtrage de Hanning est le plus performant.

III.1.3 Filtre optimal et résolution ligne de base

Le signal mesuré correspond à la somme de deux signaux : celui produit par un événement $s(t)$, de forme connue, et celui induit par le bruit $n(t)$. Le signal total a donc la forme $r(t) = s(t) + n(t)$.

La variable appelée résolution ligne de base sert à déterminer la limite à 1σ des événements de faible amplitude qui peuvent être discernés du bruit. Un filtre adapté, appelé filtre optimal, peut être utilisé pour minimiser cette résolution ligne de base et donc maximiser le rapport signal sur bruit [103, 132, 133]. Dans le cas des mesures en voies chaleur et ionisation, la forme du signal est connue.

La détermination du filtre à appliquer se fait dans le domaine fréquentiel. Le signal $S(f)$ est la transformée de Fourier discrète d'un événement d'énergie 1 keV, tandis que le bruit, noté $N(f)$, est caractérisé par sa densité spectrale de puissance (PSD). Le filtre, ou fonction de transfert $H(f)$, est à déterminer pour obtenir une mesure optimale du signal.

Le signal après application du filtre optimal s'écrit dans le domaine temporel :

$$v_{s\text{-filt}}(t) = \sum_{f=-f_s/2}^{+f_s/2} H(f)S(f)\exp(2\pi itf) \quad (\text{III.16})$$

Comme le bruit est exprimé par sa PSD, il faut calculer sa valeur efficace :

$$v_{n\text{-filt}}(t) = \left[\sum_{f=-f_s/2}^{+f_s/2} |H(f)|^2 N(f) df \right]^{1/2} \quad (\text{III.17})$$

Les formules sont calculées sur l'intervalle $[-f_s/2; f_s/2]$ car le nombre de points dans un échantillon donné correspond à f_s . Ce nombre de points est divisé par deux car les valeurs dans le domaine fréquentiel sont complexes. Les fréquences en dessous de 0 Hz sont donc égales aux fréquences au-dessus. L'objectif du filtre est de minimiser le rapport signal sur bruit. La fonction utilisée est $H(f)$, permettant d'obtenir le signal optimal, elle est définie comme :

$$H(f) = h \frac{S^*(f)}{N(f)} \exp(-2\pi ift) \quad (\text{III.18})$$

où $S^*(f)$ correspond au conjugué de la transformée de Fourier du signal et h est une constante de normalisation qui laisse l'amplitude du signal inchangée.

$$h = \left(\sum_{f=-f_s/2}^{+f_s/2} \frac{|S(f)|^2}{N(f)} \right)^{-1} \quad (\text{III.19})$$

Le bruit, après application du filtre, est défini comme :

$$N_f(f) = h^2 \frac{|S(f)|^2}{N(f)} \quad (\text{III.20})$$

La résolution ligne de base associée au filtrage optimal, σ_{OF} , est le RMS du bruit, correspondant à la somme des bruits dans la gamme de fréquence considérée.

$$\sigma_{\text{OF}}^2 = \sum_{f=-f_s/2}^{+f_s/2} N_f(f) = h^2 \sum_{f=-f_s/2}^{+f_s/2} \frac{|S(f)|^2}{N(f)} = \left(4 \cdot \sum_{f=0}^{+f_s/2} \frac{|S(f)|^2}{N(f)} \right)^{-1} = h \quad (\text{III.21})$$

Le facteur 4 dans l'expression entre parenthèses vient du passage aux fréquences positives du terme $|S(f)|^2$. On retrouve alors l'expression de h . Dans la formule III.21, le signal $|S(f)|^2$, est celui qui intervient dans la définition de la densité spectrale de puissance en équation III.14. Ainsi, si la fonction de fenêtrage est la même pour le signal et pour le bruit, on peut réécrire la résolution ligne de base donnée en équation III.21 comme :

$$\sigma_{\text{OF}}^2 = \left(2 \times \sum_0^{f_s/2} \frac{\text{PSD}(s(t))}{\text{PSD}(n(t))} \Delta f \right)^{-1} \quad (\text{III.22})$$

Le facteur 2 provient du passage de la transformée de Fourier à la PSD, comme montré dans l'équation III.14.

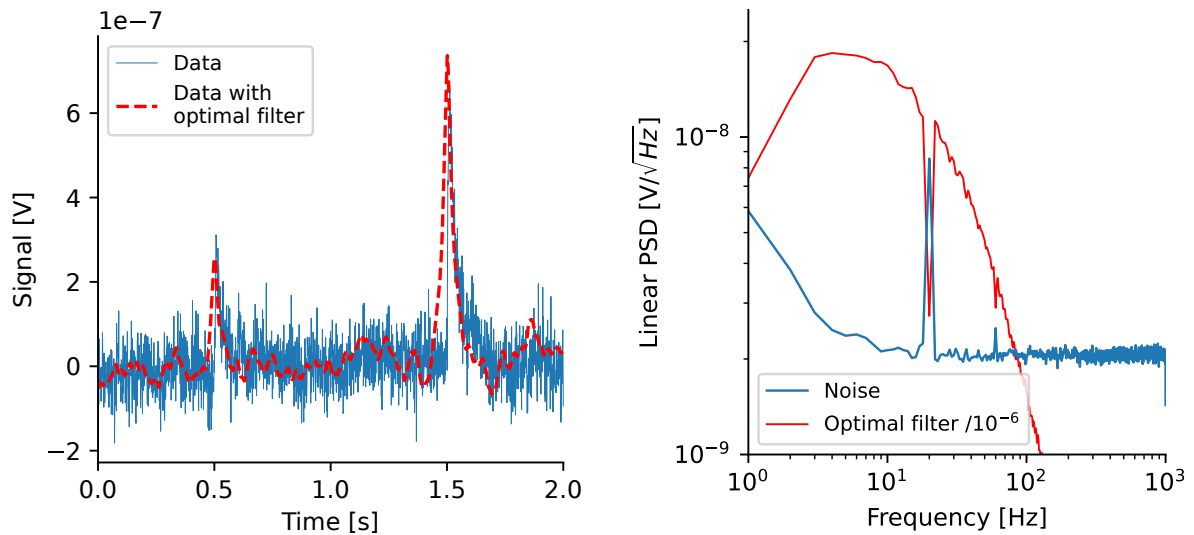


Figure III.2 – Gauche : Application du filtre optimal (en rouge) sur des données bruitées (en bleu) simulant une signal temporel en voie chaleur. Droite : Spectre LPSD du bruit (en bleu) avec la fonction de transfert du filtre optimal utilisé (en rouge).

La figure III.2 montre l'application du filtre optimal sur un signal bruité, ainsi que le spectre LPSD du signal et la fonction de transfert du filtre optimal. On constate que les filtres permettant de diminuer l'importance des fréquences bruitées, comme le 20 Hz par exemple.

III.2 Modélisation du bruit pour un transistor HEMT

III.2.1 Modèle de bruit

L'électronique de lecture utilisée pour les détecteurs est constituée de deux parties. L'électronique dite froide, proche des détecteurs, qui permet une première amplification du signal avec

une faible dissipation thermique, et une seconde partie qui se situe à chaud en dehors du cryostat, beaucoup plus complexe. Cette dernière permet d'amplifier fortement le signal et de le numériser. Elle est développée pour que son niveau de bruit soit négligeable par rapport au bruit de la partie froide. On présente dans cette section la modélisation de l'électronique froide. Bien que moins complexe, celle-ci est plus contraignante, car elle a un impact direct sur la forme du signal et la résolution en énergie du détecteur. L'électronique chaude est développée après le choix du transistor, pour s'y adapter et avoir une contribution au bruit négligeable.

La partie froide comprend un transistor, qui est utilisé afin d'obtenir une amplification du signal d'entrée et/ou d'adapter l'impédance pour l'électronique chaude, ainsi que des éléments permettant la polarisation du senseur Ge-NTD (voie chaleur) ou des électrodes (voie ionisation). Les transistors étudiés pour établir ce modèle sont d'une part des Si-JFET déjà utilisés pour l'électronique de l'expérience EDELWEISS-III (voir chapitre II), et d'autre part des HEMT développés par le C2N et la société CryoHEMT et étudiés pendant cette thèse. Le choix entre les différents transistors est basé sur l'optimisation de la résolution ligne de base obtenue pour les détecteurs, avec un objectif de 20 eV_{ee} pour la voie ionisation et 10 eV pour la voie chaleur.

Comme expliqué en section III.1.1, le bruit total des transistors (équation III.5) est caractérisé par deux sources distinctes. Le bruit en tension (e_n), qui est indépendant du montage, et le bruit en courant (i_n), qui dépend de l'impédance d'entrée (Z_{input}). Le bruit total d'un transistor HEMT peut s'écrire :

$$e_{HEMT} = \sqrt{e_n^2 + (i_n \cdot Z_{input})^2} \quad [V/\sqrt{Hz}] \quad (III.23)$$

Dans l'équation (III.23), les différentes sources de bruits sont intrinsèques au transistor. Le bruit total dépend du système d'amplification via Z_{input} . Les composants de l'électronique froide vont induire du bruit supplémentaire, comme le bruit Johnson des résistances.

Le C2N/CryoHEMT fabrique différents types de HEMT, qui dépendent de la géométrie de la grille (voir chapitre II). Cette géométrie influe sur les bruits et sur les capacités du HEMT : C_{gs} (entre la grille et la source) et C_{gd} (entre la grille et le drain). Les HEMT étudiés sont nommés en fonction de la valeur de leur capacité C_{gs} : 2pF, 5pF, 30pF, 100pF et 200pF.

Le C2N/CryoHEMT a mesuré les bruits de plusieurs HEMT de différentes géométries pour obtenir un spectre moyen [Mesures-C2Nt]. Ils donnent accès à cette moyenne pour 4 fréquences, [1,10,100,1000] Hz, et ils fournissent également les valeurs de e_0 pour ces 4 fréquences, et la valeur de i_0 à 1 Hz.

En utilisant ces informations et la modélisation présentée dans l'équation III.24, un spectre de bruit pour toutes les fréquences est ajusté. Il est composé des bruits blancs, e_0 et i_0 , et de deux composantes proportionnelles à la fréquence. Il est possible de rajouter un terme quadratique pour un meilleur ajustement au spectre. Ne disposant que de peu de points de mesure, il a été décidé de ne pas calculer d'erreur sur les différents termes et d'imposer les valeurs $e_b = i_b = 0$.

$$e_n = \sqrt{e_0^2 + e_a^2/f + (e_b/f)^2} \quad [V/\sqrt{Hz}] \quad i_n = \sqrt{i_0^2 + i_a^2 \cdot f + (i_b \cdot f)^2} \quad [A/\sqrt{Hz}] \quad (III.24)$$

Les paramètres e_0 , e_a , i_0 et i_a des formules III.24 sont optimisés pour ajuster les courbes aux données du C2N/CryoHEMT, sur l'intervalle de fréquence [1Hz ; 1MHz].

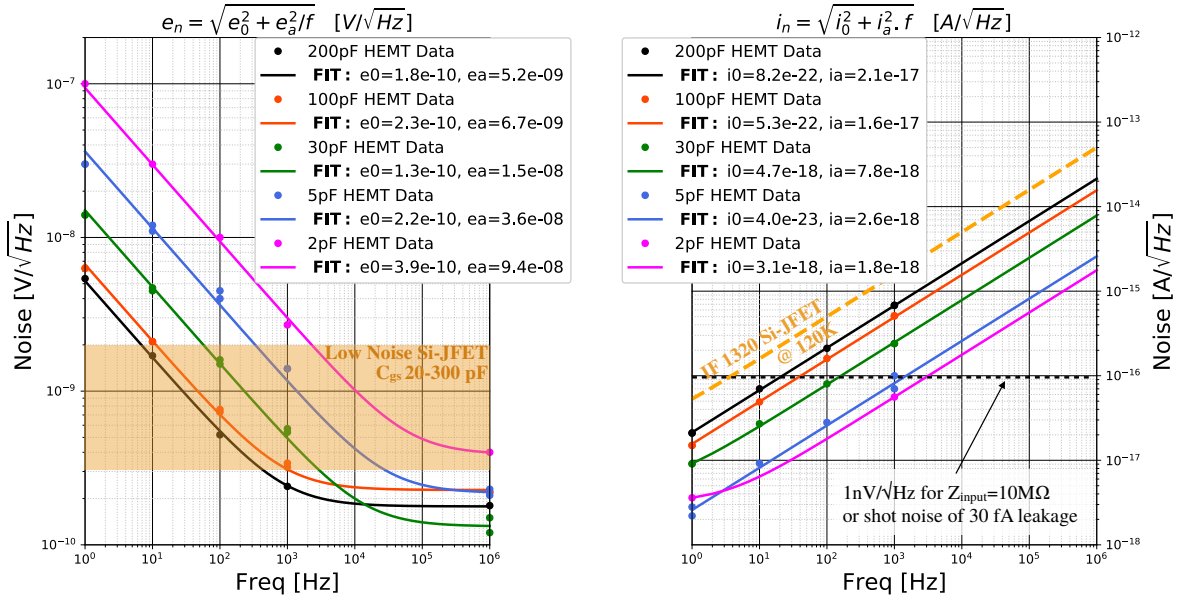


Figure III.3 – Bruit en tension e_n (gauche) et en courant i_n (droite) pour les cinq géométries de HEMT, étudiées à 4.2 K, pour un point de polarisation ayant $i_{ds} = 1$ mA et $V_{ds} = 100$ mV. Les données de la société C2N/CryoHEMT (points) sont ajustées via les formules au-dessus de chaque figure et représentées par les courbes en trait plein (il n’y a pas de point de mesure pour le HEMT de 2 pF, pour les fréquences 10 Hz et 100 Hz). Les paramètres e_0 , e_a , i_0 et i_a sont laissés libre pendant l’ajustement. La bande marron (à gauche) et la courbe marron (à droite) correspondent aux bruits des meilleurs Si-JFET de l’expérience EDELWEISS-III [57]. Figure publiée dans [59].

Sur la figure III.3 est présenté le bruit en tension e_n (gauche) et le bruit en courant i_n (droite), pour les cinq géométries de HEMT, étudiées à 4.2 K, pour un point de polarisation ayant $i_{ds} = 1$ mA et $V_{ds} = 100$ mV. Les données du C2N/CryoHEMT sont ajustées avec les formules III.24, en imposant $e_b = i_b = 0$. Les valeurs des autres coefficients sont données dans la table III.1.

Dans cette table sont données les valeurs des bruits blancs e_0 et i_0 obtenues par l’ajustement, qui vont dépendre du processus de fabrication des HEMT, et seront donc différents suivant les HEMT. Pour e_0 , les valeurs ajustées sont proches quelle que soit la capacité du HEMT, et on retrouve exactement les données constructeur. En ce qui concerne i_0 , les valeurs obtenues sont très différentes suivant la capacité. Les valeurs ajustées correspondent néanmoins aux valeurs constructeur à 1 Hz, la seule valeur de i_0 fournie. Les bruits dépendant de la fréquence, e_a et i_a , évoluent quant à eux en fonction de $\sqrt{C_{gs}}$. On constate que le paramètre e_a diminue quand la capacité du HEMT augmente. On attend l’effet inverse pour le paramètre i_a , ce qui n’est pas aussi clair pour les valeurs ajustées, à cause de la valeur pour le HEMT de 2 pF, mais ce peut être un effet lié à la petite taille du HEMT.

Le bruit des meilleurs Si-JFET d’EDELWEISS-III [112] a été ajouté sur la figure III.3 pour

HEMT	e_0 [nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$]	e_a [nV]	i_0 [aA/ $\sqrt{\text{Hz}}$]	i_a [aA/Hz]
2pF	0.39	94	3.1	1.8
5pF	0.22	36	4.0×10^{-5}	2.6
30pF	0.13	15	4.7	7.8
100pF	0.23	6.7	5.3×10^{-4}	16
200pF	0.18	5.2	8.2×10^{-4}	21

Table III.1 – Valeurs des coefficients des équations III.24, avec $e_b = i_b = 0$.

comparaison. Ces Si-JFET sont des transistors vendus par la compagnie interFET, qui donne uniquement la valeur du bruit en tension à une température ambiante. Le bruit en courant a été mesuré pour l'expérience EDELWEISS. Des mesures ont été réalisées à plusieurs températures pour optimiser les performances de bruit, jusqu'à la température de gel des électrons dans le transistor, aux alentours de 100 K. La valeur du bruit évolue en fonction de la température. La température optimale est obtenue vers 120 K avec une valeur de bruit totale d'environ $1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Après estimation des bruits en tension et en courant des transistors HEMT, il faut aussi considérer l'électronique avant amplification pour estimer la résolution d'une voie. Deux études différentes ont été réalisées et sont présentées dans la suite : une pour la voie ionisation, basée sur des condensateurs (électrodes) en section III.2.2, et une pour la voie chaleur, basée sur une thermistance (Ge-NTD), en section III.2.3.

III.2.2 Voie ionisation

III.2.2.a Composition de la voie ionisation

Lors de l'interaction d'une particule dans le détecteur, des paires électron-trou sont créées. Des électrodes sont placées sur le détecteur, permettant de créer un champ électrique dans le détecteur pour collecter les charges, en modifiant la tension aux bornes des électrodes. Cette variation est mesurée et fournit le signal associé à la voie ionisation. Plusieurs éléments sont nécessaires pour la lecture du signal et la polarisation des électrodes, comme présentés sur la figure III.4 :

- Polarisation des électrodes

La polarisation des électrodes se fait via la partie chaude, celle-ci est développée pour ne pas apporter de bruit supplémentaire sur le détecteur. Une résistance de polarisation R_{polar} , de l'ordre de $10 \text{ G}\Omega$, est ajoutée pour appliquer la tension sur le détecteur, ajoutant un bruit John-

son e_{polar} au circuit. Comme aucun courant ne circule à travers cette résistance, sa puissance dissipée est faible et elle peut être placée à l'étage 10mK afin de diminuer son bruit. Cette polarisation peut aussi se faire via des relais, dans le schéma électrique la résistance de polarisation est remplacée par un condensateur.

- Détecteur

Le détecteur est entouré d'un châssis en cuivre limitant les rayonnements infrarouges et diminuant ainsi le bruit de fond du détecteur. La combinaison du châssis et des électrodes est assimilable à un condensateur de capacité C_d . Le châssis se comporte comme une masse, il est donc relié aux autres masses du système pour éviter d'ajouter du bruit supplémentaire.

- Câblage

Le transistor ne peut pas se trouver directement à côté du détecteur, car il dissiperait trop de puissance et augmenterait la température du détecteur. Les HEMT peuvent être utilisés à une température de 1 K, cela permet de les placer à une dizaine de cm des détecteurs. La câble a une capacité de valeur intrinsèque C_p .

- Capacité de couplage

Les tensions appliquées sur les électrodes peuvent être supérieures au Volt. Pour ne pas endommager le transistor ni changer son point de polarisation V_{gs} , une capacité de découplage C_c est placée entre le détecteur et le transistor. Cette capacité va agir comme un filtre passe-haut sur le signal. On choisit une valeur de plusieurs nF pour avoir une fréquence de coupure inférieure au Hz, afin de ne pas perdre d'information sur les signaux.

- Impédance de feedback

Lorsqu'une particule interagit dans le détecteur, la différence de tension aux bornes du bolomètre varie proportionnellement avec la charge déposée (avec un signal de type Heaviside). Chaque interaction augmente cette différence, car il y a une accumulation de charges : il est donc nécessaire de remettre à zéro cette différence de tension. Pour le détecteur, assimilé à un condensateur, cela se fait naturellement via la résistance de polarisation, mais pas pour la grille du transistor : une résistance, ou un système de remise à zéro actif (relais), est ajoutée entre la masse et la grille du transistor, et peut être représentée par une capacité dans le schéma électrique III.3. Dans ce schéma, on considère un relais qui est représenté par une capacité de valeur C_{fb} , avec une valeur typique de quelques pF.

- Transistor HEMT

Le transistor est caractérisé par sa capacité présente entre la grille et la source, $C_{\text{hemt}} = C_{gs}$, ainsi que par ses différentes sources de bruit : le bruit en courant i_n et le bruit en tension e_n .

Le schéma électrique de la figure III.4 (gauche) présente uniquement la partie froide du système, il sera complété lorsque le schéma complet de l'électronique sera validé. Ce schéma peut représenter un système simple, comme un montage source commune. Dans ce type de montage, la capacité C_{hemt} est comprise par l'effet Miller.

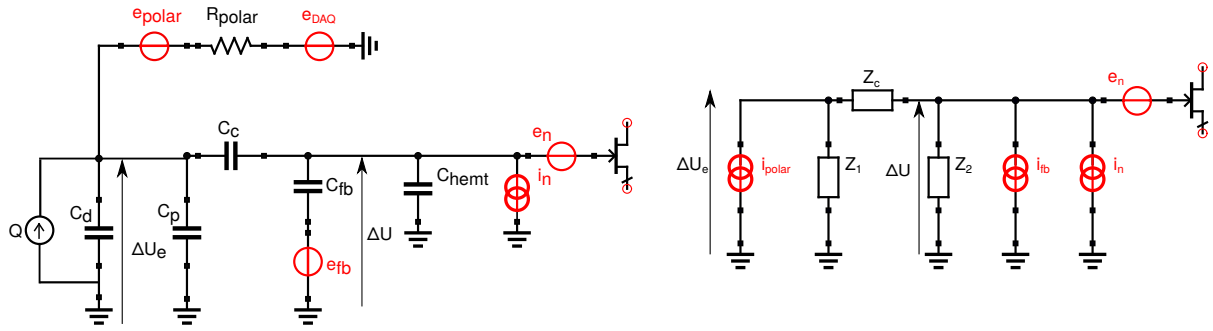


Figure III.4 – Gauche : Schéma électrique de la voie ionisation comprenant une partie de polarisation des électrodes et une partie amplification avec le transistor. Droite : Simplification du schéma de gauche par transformation Thévenin-Norton.

III.2.2.b Calcul du bruit

Pour calculer le bruit du système, il faut ramener toutes les sources de bruits en entrée du transistor. Pour faciliter les calculs, les impédances des résistances R et des condensateurs C sont définies comme :

$$Z_R = R \quad Z_C = \frac{1}{2\pi j C f} \quad (\text{III.25})$$

Le schéma électronique peut être simplifié (voir figure III.4 (droite)) en utilisant des transformations de Thévenin-Norton sur toutes les sources de bruits, transformant les bruits Johnson des résistances en bruit en courant :

$$(i_{\text{polar}})^2 = (i_{\text{johnson}})^2 + (i_{\text{DAQ}})^2 = \left(\frac{e_{\text{polar}}}{R_{\text{polar}}} \right)^2 + \left(\frac{e_{\text{DAQ}}}{R_{\text{polar}}} \right)^2 \quad [\text{A}^2/\text{Hz}] \quad (\text{III.26})$$

$$(i_{\text{fb}})^2 = \left(\frac{e_{\text{fb}}}{Z_{\text{fb}}} \right)^2 \quad [\text{A}^2/\text{Hz}] \quad (\text{III.27})$$

Les sources de bruits i_{johnson} et i_{DAQ} sont sommées quadratiquement pour donner le bruit i_{polar} . Une fois toutes les sources de bruit considérées, il est possible de calculer le bruit en tension total du système rapporté à l'entrée du HEMT:

$$e_{\text{tot}}^2 = e_n^2 + (i_n^2 + i_{\text{fb}}^2) \left[\frac{Z_2 \cdot (Z_c + Z_1)}{Z_1 + Z_c + Z_2} \right]^2 + \left(i_{\text{polar}} \frac{Z_1 \cdot Z_2}{Z_1 + Z_c + Z_2} \right)^2 \quad [\text{V}^2/\text{Hz}] \quad (\text{III.28})$$

$$\text{avec : } \frac{1}{Z_1} = \frac{1}{Z_R} + \frac{1}{Z_d} + \frac{1}{Z_p} \quad \text{et} \quad \frac{1}{Z_2} = \frac{1}{Z_{\text{fb}}} + \frac{1}{Z_{\text{hemt}}} \quad [\Omega] \quad (\text{III.29})$$

III.2.2.c Signal et sensibilité

Le signal en voie ionisation provient de la création de paires électron-trou dans le détecteur. Le courant créé se traduit par une différence de potentiel via la formule $U = Q/C$. Pour calculer cette tension pour toutes les fréquences, la capacité est remplacée par une impédance complexe. Cette impédance doit prendre en compte l'ensemble du système :

$$\Delta U_e = Q \frac{Z_1 \times (Z_2 + Z_C)}{Z_1 + Z_2 + Z_C} \quad (\text{III.30})$$

La tension est ensuite divisée par le diviseur de tension Z_C/Z_2 :

$$\Delta U = \Delta U_e \times \frac{Z_{\text{hemt}}}{Z_{\text{hemt}} + Z_C} \quad (\text{III.31})$$

dans lequel ΔU est la tension au niveau de la grille du transistor. Dans le cas où $Z_C \ll Z_{\text{hemt}}$, $\Delta U = \Delta U_e$. Ici la valeur de C_c est de l'ordre du nF, rendant la capacité de découplage négligeable dans les différents calculs.

L'amplitude du signal va aussi déterminer la sensibilité du détecteur. Ce terme correspond au lien entre l'énergie du détecteur et la tension générée par un événement. En sachant que dans le germanium, il faut en moyenne 3 eV pour créer une paire électron-trou, la sensibilité s'écrit :

$$S = \frac{Q}{C} = \frac{N \cdot q}{C_d + C_p + C_{fb} + C_{\text{hemt}}} \quad (\text{III.32})$$

où N est le nombre de paires créées, q est la charge élémentaire et C est la capacité totale du système. Ce terme peut être vu comme la fréquence 0 de l'équation III.30. Ce terme est normalisé en choisissant un événement d'énergie 1 keV, la sensibilité s'exprime donc en V/keV. Dans le cas où la capacité du système vaut $C_d + C_p + C_{fb} = 20$ pF, la sensibilité est :

$$S(C_{\text{hemt}} = 100\text{pF}) = 0.44 \mu\text{V/keV} \quad S(C_{\text{hemt}} = 5\text{pF}) = 2.13 \mu\text{V/keV} \quad (\text{III.33})$$

L'amplitude des événements est ainsi plus grande lorsque le HEMT possède une faible capacité.

III.2.2.d Résolution en énergie pour la voie ionisation

Afin d'obtenir la meilleure résolution du détecteur, le filtrage optimal est appliqué sur toutes les données du système, comme montré en section III.1.3.

La Figure III.5 montre les différentes contributions aux bruits ainsi que le signal (en rouge) pour des HEMT de 5 pF (gauche) et 100 pF (droite), pour une résistance de polarisation de 10 G Ω , à une température de 20 mK, en considérant une capacité $C_p + C_d + C_{fb} = 20$ pF et une capacité de découplage de 2 nF.

On constate sur l'exemple de cette figure que le bruit total du système est moins important pour le HEMT de 100 pF que pour celui de 5 pF. Cependant, comme le signal est plus important

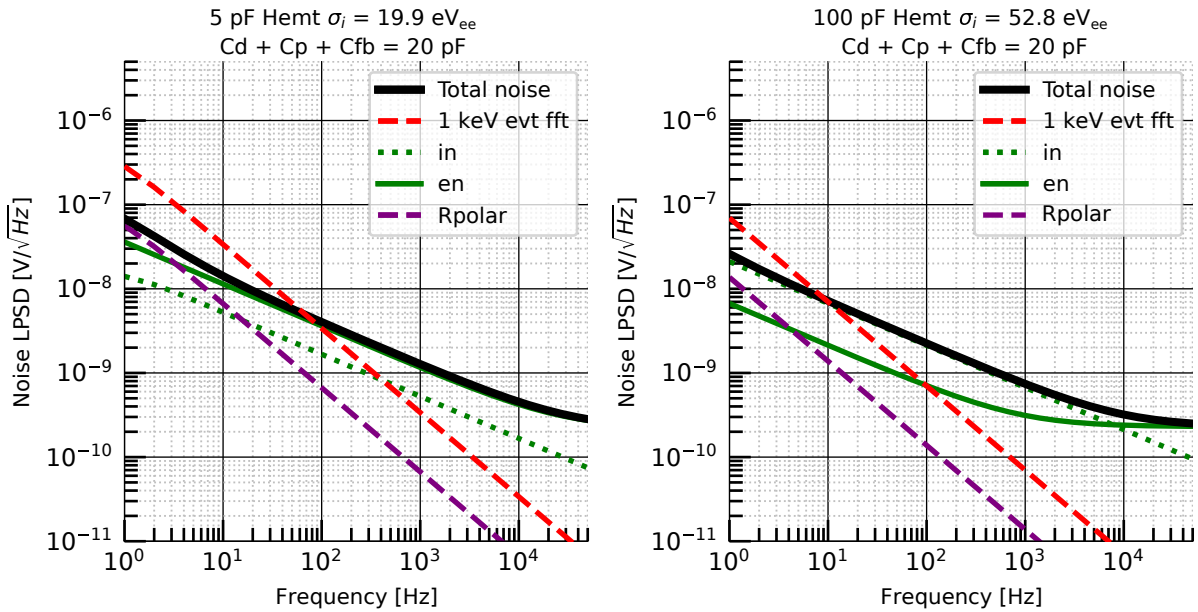


Figure III.5 – Contributions du bruit total, du bruit en tension et du bruit en courant du HEMT, ainsi que du bruit associé à la résistance de polarisation pour : à gauche, des HEMT de 5 pF, à droite des HEMT de 100 pF. On considère une capacité $C_p + C_d + C_{fb} = 20 \text{ pF}$ et une capacité de découplage de 2 nF. Les trois contributions au bruit total correspondent aux 3 termes de la formule III.28, en particulier la contribution indiquée i_n (courbe verte en pointillés) tient compte à la fois de i_n et i_{fb} . La courbe rouge représente un signal d'énergie 1 keV.

pour le HEMT de 5 pF, la voie ionisation avec un HEMT de 5 pF possède une meilleure résolution attendue ($\sigma_i = 19.9 \text{ eV}_{ee}$) qu'avec un HEMT de 100 pF ($\sigma_i = 52.8 \text{ eV}_{ee}$). La valeur de la résistance de polarisation R_{polar} joue également un rôle sur la résolution car le bruit qui lui est associé varie en fonction de $\sqrt{R_{polar}}$ (courbe en tirets violets sur la figure III.5). Plus la résistance de polarisation augmente, plus la résolution s'améliore. En effet, lorsque R_{polar} augmente, le bruit en courant et le signal vont augmenter proportionnellement. Le rapport signal sur bruit est optimal lorsque les contributions des autres termes de bruits sont négligeables, donc pour des grandes valeurs de R_{polar} .

La résolution attendue pour la voie ionisation va dépendre de la valeur des résistances choisies, mais aussi de la capacité totale du système. Le choix de travailler avec des détecteurs de 38 g a permis de diminuer d'un facteur 10 la capacité du détecteur par rapport à celle des détecteurs de 800 g d'EDELWEISS-III. Pour estimer la capacité totale maximale permettant d'obtenir une résolution de 20 eV_{ee} la figure III.6, la résolution a été étudiée en fonction de la capacité totale du système $C_d + C_p + C_{fb}$ (détecteur, câble et feedback), pour différents transistors HEMT et Si-JFET. Les résultats sont présentés sur la figure III.6.

Le Si-JFET (IF1320) présenté sur cette figure est le type de transistor utilisé pour EDELWEISS-III. On voit que sa résolution atteint un plateau à environ 150 eV_{ee} , loin des objectifs de l'expérience RICOCHET. Cette résolution trop élevée a motivé l'étude avec des transistors HEMT plutôt que Si-JFET.

Pour obtenir une résolution de 20 eV_{ee} , les résultats présentés sur la figure III.6 montrent qu'il est nécessaire d'utiliser des HEMT de basse capacité (2 pF ou 5 pF), les autres n'atteignant

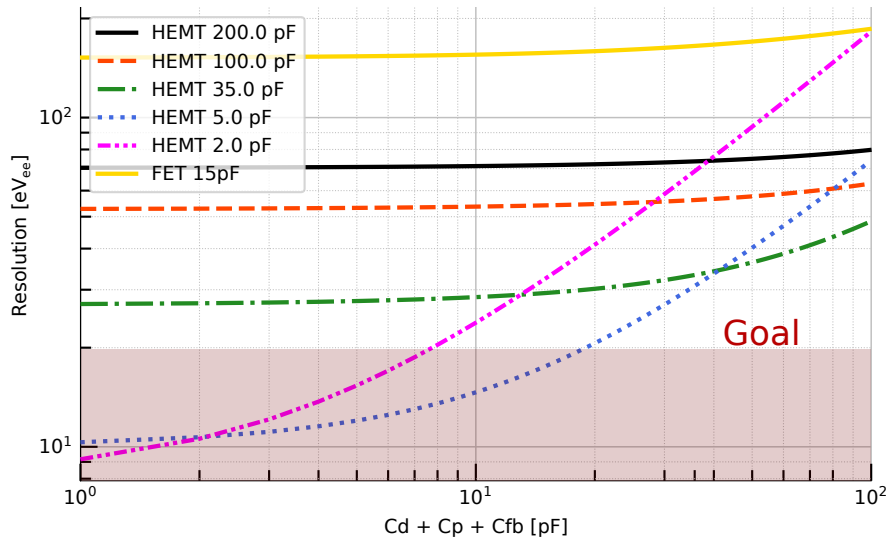


Figure III.6 – Evolution de la résolution de la voie ionisation en fonction de la somme des capacités du détecteur, du câblage du système, et du feedback, pour cinq géométries de HEMT et pour un transistor de type IF1320 Si-JFET. Avec une résistance de polarisation de 10 G Ω .

jamais 20 eV_{ee}, quelle que soit la valeur de la capacité totale du système $C_d + C_p + C_{fb}$. Pour le détecteur CryoCube, l'étage froid sera placé à environ 10 cm des détecteurs, permettant d'avoir des capacités C_p d'environ 10 pF¹. On aura donc une capacité totale forcément supérieure à 10 pF. On en conclut que seuls les HEMT de 5 pF permettent a priori d'atteindre une résolution 20 eV_{ee}.

Sur la figure, on observe deux régimes : le régime plat, où la résolution n'évolue que très peu quand la capacité du système augmente, et le régime proportionnel à la capacité totale. Ce dernier s'explique car le bruit en tension est plus important que les autres bruits. Lorsque la capacité augmente, le signal diminue proportionnellement alors que le bruit en tension reste inchangé, comme montré sur la figure III.5 (gauche). Dans le régime plat, le bruit en courant est dominant. Ainsi, si la capacité augmente, le bruit en courant et le signal diminuent proportionnellement, laissant inchangée la résolution, comme le montre la figure III.5 (droite).

En conclusion, avec une électronique simple, l'objectif des 20 eV_{ee} est réalisable pour la voie ionisation avec l'utilisation d'une technologie à base de transistors HEMT de 5 pF.

III.2.3 Voie chaleur

III.2.3.a Composition et bruit de la voie chaleur

Lorsqu'une particule interagit avec un des noyaux du réseau, le recul du noyau provoque une réaction en chaîne sur les autres noyaux qui l'entourent, jusqu'à ce que le détecteur dissipe l'énergie gagnée lors de l'interaction. Le mouvement du réseau est une propagation de phonons,

¹Pour comparaison, l'électronique actuelle du cryostat de l'IP2I utilise des câbles avec une capacité d'environ $C_p = 120$ pF.

qui entraîne une élévation de température du cristal.

Un senseur Ge-NTD est utilisé pour mesurer cette variation de température comme présenté au chapitre II. Comme toutes les résistances, la thermistance Ge-NTD possède un bruit Johnson (bruit blanc), dépendant de sa valeur. La mesure pour la voie chaleur se fait en injectant un courant constant de plusieurs nA dans la résistance Ge-NTD, via une résistance de polarisation de plusieurs centaines de M Ω . Cette résistance injecte un bruit qui est filtré par le diviseur de tension formé du Ge-NTD et de la résistance de polarisation.

En général, l'optimisation du bruit est réalisée avec une résistance Ge-NTD comprise entre 0.5 M Ω et 10 M Ω , ce qui induit un bruit blanc compris entre 0.7 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ et 3.3 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ en LPSD (densité spectrale de puissance linéaire), pour une température de 20 mK.

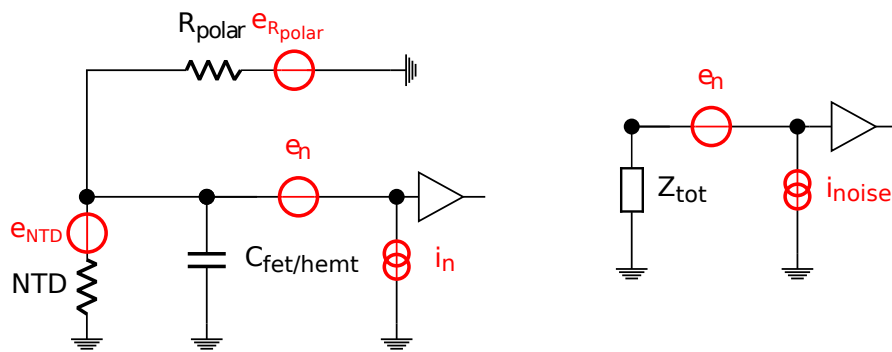


Figure III.7 – Gauche : Electronique associée à la voie chaleur, composée d'un senseur Ge-NTD, d'une résistance de polarisation ainsi que d'un transistor permettant d'amplifier la tension produite aux bornes du Ge-NTD. Droite : Simplification du schéma de gauche par transformation Thévenin-Norton. Le bruit provient du Ge-NTD, du transistor et de la résistance de polarisation.

L'électronique froide se compose également d'un transistor (HEMT ou Si-JFET) pour amplifier le signal, possédant un bruit en courant et un bruit en tension. La Figure III.7 montre un schéma de l'électronique. Le bruit total associé à ce système est :

$$e_{\text{tot}}^2 = e_n^2 + i_{\text{noise}}^2 \cdot Z_{\text{tot}}^2$$

$$\text{avec } i_{\text{noise}}^2 = i_n^2 + \frac{e_{\text{NTD}}^2}{R_{\text{NTD}}} + \frac{e_{\text{polar}}^2}{R_{\text{polar}}} \quad \frac{1}{Z_{\text{tot}}} = \frac{1}{R_{\text{polar}}} \cdot \frac{1}{Z_{\text{hemt}}} \cdot \frac{1}{R_{\text{NTD}}} \quad (\text{III.34})$$

III.2.3.b Signal et sensibilité

Le cristal se situe dans un bain thermique régulé à une température précise, ce qui permet de faire redescendre la température du cristal après un dépôt d'énergie due à une interaction. La forme du signal mesuré dépendant de plusieurs facteurs, un modèle thermique a été réalisé pour comprendre ces phénomènes [106]. Contrairement à la voie ionisation, la forme du signal va dépendre de plusieurs paramètres, qui diffèrent pour chaque couple cristal-senseur Ge-NTD. Ce qui rend la voie chaleur moins prédictive que la voie ionisation.

Pour le calcul de la résolution totale associée à la voie chaleur, il faut prendre en compte la sensibilité du détecteur, c'est-à-dire le rapport entre l'énergie déposée et la tension mesurée aux bornes du Ge-NTD. La sensibilité va donc varier en fonction de la température.

L'étude se base sur la forme du signal provenant de quatre détecteurs utilisés à Lyon : RED21, RED30, RED50 et RED60. La Figure III.8 (gauche) montre l'impulsion ajustée produite par un événement normalisé à 1 keV, pour chacun de ces détecteurs, en fonction du temps. Ces impulsions peuvent être modélisées par une combinaison de trois exponentielles ayant différentes constantes de temps. Pour obtenir les constantes, un ajustement est réalisé sur les données expérimentales de chacun des détecteurs. La forme des impulsions peut aussi varier en fonction de divers paramètres extérieurs, comme la température du détecteur ou encore la mise en forme de l'électronique chaude.

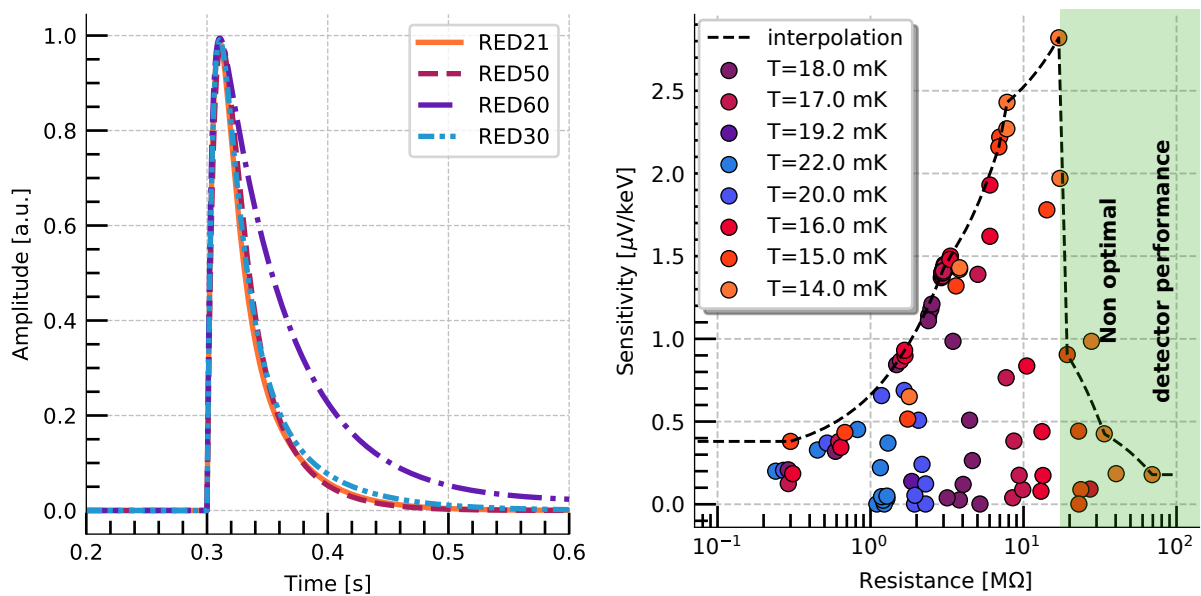


Figure III.8 – Gauche : Impulsions normalisées à 1 keV pour 4 détecteurs RED différents (voir texte), suivant un modèle à trois exponentielles. Droite : Sensibilité du détecteur RED21 en fonction de la résistance du senseur Ge-NTD, pour différentes températures. La courbe en noir est une interpolation des maxima de sensibilité en fonction de la résistance du Ge-NTD.

III.2.3.c Résolution en énergie pour la voie chaleur

Afin de reproduire le signal obtenu en sortie des HEMT, la transformée de Fourier discrète de l'impulsion est convoluée avec un filtre passe-bas d'ordre un, produit par le Ge-NTD et la capacité C_{gs} du HEMT. La figure III.9 présente le spectre LPSD obtenu pour un signal d'énergie 1 keV après la convolution (en rouge), pour des HEMT de 5 pF (à gauche) et 200 pF (à droite), ainsi que la contribution des différents bruits du HEMT, pour une résistance du Ge-NTD fixée à 10 $\text{M}\Omega$, à une température de 15 mK. Le signal diminue plus rapidement que le bruit à cause de sa forme exponentielle. De ce fait, la bande passante du détecteur est faible, elle sera de quelques kHz au maximum. On constate également que le signal ne sort jamais du bruit pour le HEMT de 5 pF, et seulement sur une très faible plage en fréquence pour le HEMT de 200 pF. Ceci est lié à la sensibilité du détecteur, fixée à 1 $\mu\text{V}/\text{keV}$. Les résolutions attendues en voie

chaleur sont $\sigma_c = 61$ eV et $\sigma_c = 22.6$ eV pour le HEMT de 5 pF et 200 pF respectivement. Cette résolution en énergie de la voie chaleur est directement proportionnelle à la sensibilité. Ainsi, pour obtenir une résolution sur la voie chaleur de 10 eV avec un HEMT de 200 pF, au lieu d'une sensibilité de $1 \mu\text{V}/\text{keV}$, il faudrait une valeur de $2.3 \mu\text{V}/\text{keV}$, et pour un HEMT de 5 pF il faudrait une sensibilité de $6.1 \mu\text{V}/\text{keV}$.

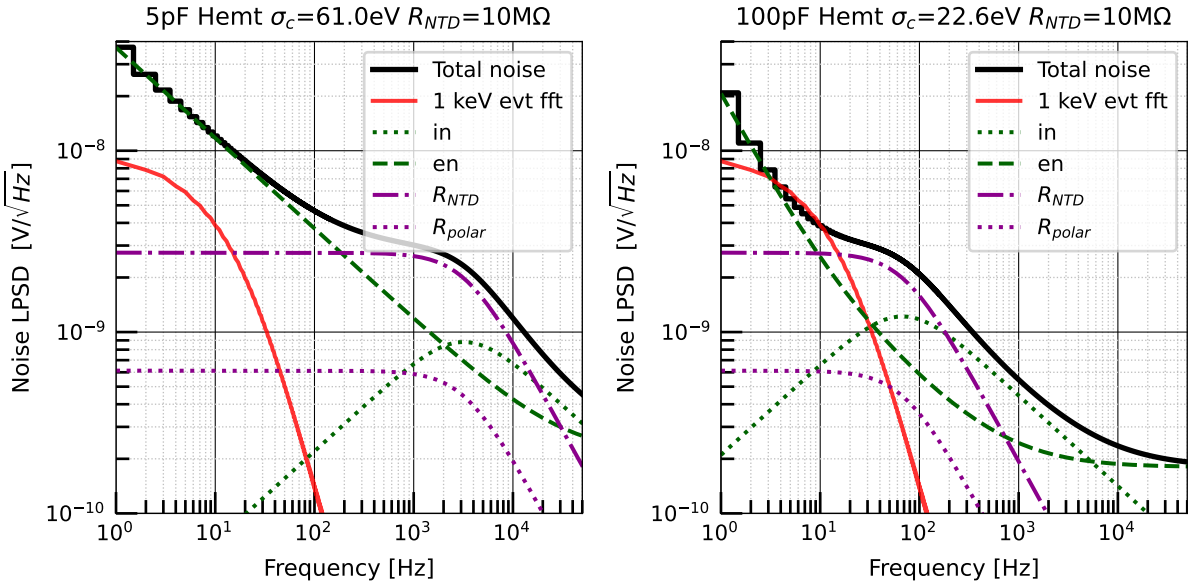


Figure III.9 – Spectres de bruit (LPSD) obtenus pour un HEMT de 5 pF (à gauche) et 200 pF (à droite), avec une résistance du Ge-NTD de 10 MΩ, à une température de 15 mK. Le signal (en rouge) est convolué par le filtre du Ge-NTD et de la capacité du HEMT, tout comme le bruit Johnson du Ge-NTD et le bruit en courant du HEMT. La sensibilité du détecteur est fixée à $1 \mu\text{V}/\text{keV}$. Le bruit total (trait plein noir) est donné par la formule III.34 et les courbes en pointillés et tirets représentent les différentes contributions à ce bruit total.

Contrairement à la voie ionisation, la capacité du HEMT n'intervient pas dans la sensibilité de la voie chaleur. Ainsi il sera préférable de travailler avec des HEMT de grande capacité, qui ont un bruit en tension plus faible permettant ainsi de gagner en résolution.

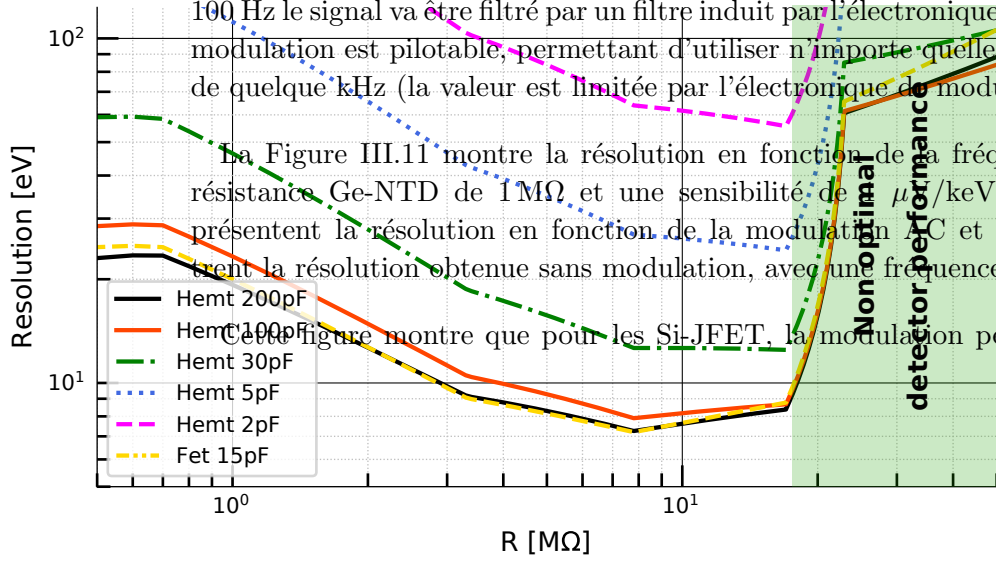
La figure III.10 montre l'évolution de la résolution attendue en fonction de la résistance du senseur Ge-NTD, avec les meilleures sensibilités obtenues pour le détecteur RED21 pour les 5 types de HEMT testés et pour le Si-JFET d'EDELWEISS-III.

Les performances attendues pour des HEMT de 100 pF et 200 pF sont proches. Ces deux types de HEMT seront donc étudiés expérimentalement, afin de conclure quant à leurs performances pour RICOCHET. Cependant, l'utilisation de HEMT de 100 pF pourrait être préférable pour deux raisons. La première est que le HEMT de 200 pF possède un bruit en courant plus élevé. Couplé avec une impédance supérieure à 10 MΩ, il deviendra alors moins performant qu'un HEMT de 100 pF. La seconde est que le temps de montée des HEMT de 100 pF est plus rapide (C_{gs} plus faible), augmentant ainsi la résolution temporelle du circuit.

Le Si-JFET permet lui aussi d'atteindre les objectifs de RICOCHET. Il possède un bruit blanc en tension, associé à un bruit en courant élevé, ce qui lui permet d'être performant à basse impédance, comme les HEMT, lorsque le bruit en courant est négligeable. Mais pour des

III.2. Modélisation du bruit pour un transistor HEMT

Dans le cryostat de l'IP2I, l'électronique utilisée pour le moment provient de l'ex EDELWEISS-III, qui utilise des Si-JFET modulés (mesures AC). La modulation permet de prendre le niveau de bruit à une fréquence donnée f_s et de l'appliquer sur toutes les fréquences entre 0 et $f_s/2$. Le signal reste le même pour les fréquences de modulation faibles, mais à 100 Hz le signal va être filtré par un filtre induit par l'électronique de modulation. La fréquence de modulation est pilotable, permettant d'utiliser n'importe quelle fréquence jusqu'à un maximum de quelques kHz (la valeur est limitée par l'électronique de modulation).



La Figure III.11 montre la résolution en fonction de la fréquence de modulation pour une résistance Ge-NTD de 1 MΩ et une sensibilité de $1 \mu\text{eV}/\text{keV}$. Les courbes en trait plein présentent la résolution en fonction de la modulation AC et les courbes en pointillés traitent la résolution obtenue sans modulation, avec une fréquence d'échantillonnage de 200 Hz.

Cette figure montre que pour les Si-JFET, la modulation permet de diminuer la résolution de bruit à haute résistance.

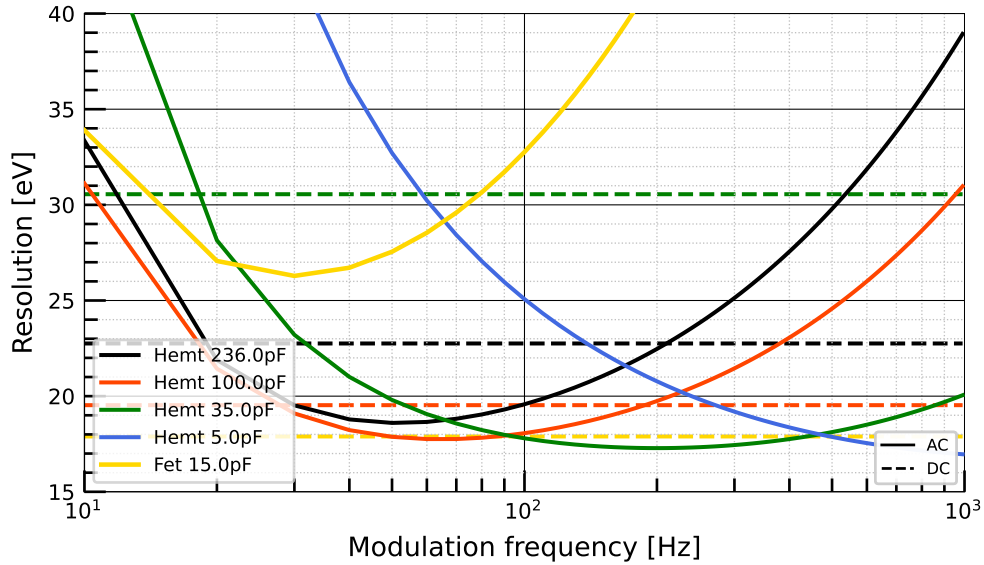


Figure III.11 – Résolution en énergie de la voie chaleur en fonction de la fréquence de modulation (courbes en traits pleins), pour quatre type de HEMT et un Si-JFET, avec une résistance Ge-NTD de 10 MΩ et une sensibilité fixée à 1 μV/keV. Les courbes en pointillés correspondent à la mesure sans modulation, avec une fréquence d'échantillonnage de 2 kHz.

comparée à la mesure DC (sans modulation). Cela est dû au fait que le bruit en courant est trop élevé. A partir de 50 – 60 Hz, ce bruit est dominant. Des mesures avec une électronique chaude composé de Si-JFET ont été réalisées mais n'ont pas permis d'obtenir des résolutions en voie chaleur inférieures à 100 eV.

Les HEMT, qui possèdent un bruit en courant plus faible que les Si-JFET, devraient avoir de meilleures performances en modulation (mesures AC), d'environ 40% inférieures par rapport aux mesures DC. Les résultats présentés sur la figure III.11 montrent effectivement que les performances des HEMT sont toujours meilleures en utilisant la modulation (courbes en trait plein). En utilisant la modulation, il est aussi possible d'utiliser plusieurs types de HEMT 30/100/200 pF, dont les performances en résolution < 20 eV, peuvent convenir si la sensibilité est supérieure 2 μV/keV .

III.3 Modèle HEMT en ionisation appliqué à un détecteur planaire

Un des deux types de détecteurs étudiés durant cette thèse en vue d'être utilisés pour le Cryo-Cube de RICOCHET, est un détecteur planaire de 38 g, décrit au chapitre II. Ce détecteur planaire possède deux électrodes avec des tensions différentes afin d'appliquer un champ électrique à l'intérieur du détecteur. Ces électrodes se comportent comme des condensateurs par rapport à la masse du détecteur, mais aussi entre elles. Ainsi un modèle à plusieurs voies doit être utilisé pour les décrire, représenté sur la figure III.12.

Les différents paramètres de bruit sont décrits dans la section III.2.1, et les valeurs des com-

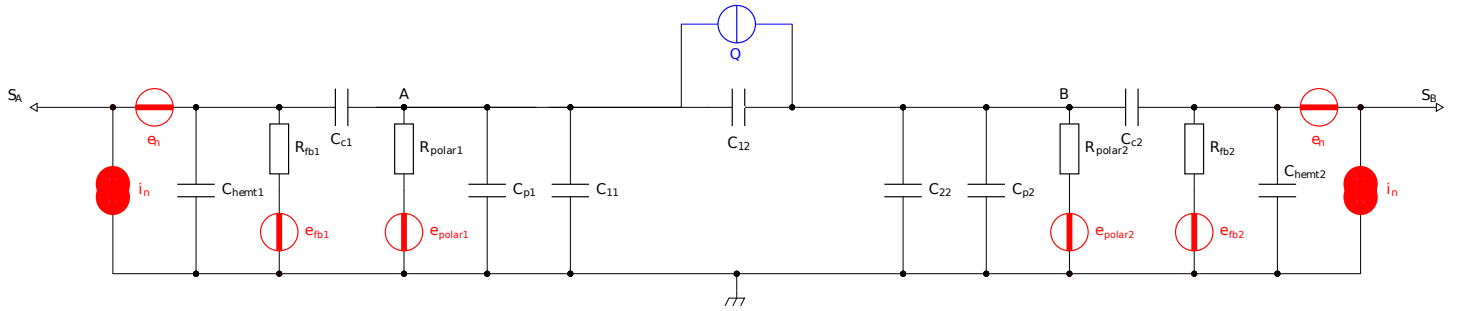


Figure III.12 – Schéma électrique d'un détecteur planaire avec deux voies ionisation, avec les différentes sources de bruits en rouge et la génération de courant en bleu. Les points A, B, S_A et S_B représentent les différents points de potentiel.

posants utilisés dans la suite des calculs sont données dans la table III.2.

Composant	Symbole	Valeur
Résistance de polarisation	R _{polar1} /R _{polar2}	10 GΩ
Résistance de feedback	R _{fb1} /R _{fb2}	10 GΩ
Capacité de feedback	C _{fb1} /C _{fb2}	1 pF
Capacité de découplage	C _{c1} /C _{c2}	2 nF
Capacité parasite	C _{p1} /C _{p2}	10 pF
Température	T	10 mK

Table III.2 – Valeurs des composants utilisés dans cette section.

L'étude est dans un premier temps réalisée avec des résistances. Une étude complémentaire, basée sur l'utilisation de relais et de capacités de feedback pour remplacer les résistances R_{fb1}/R_{fb2}, sera présentée en section III.3.6.

Par la suite, la voie A sera considérée comme étant le signal électron (charge -) et la voie B comme le signal trou (charge +).

III.3.1 Matrice de capacités

Lors de l'interaction des particules, deux types de charges vont être créés. Les tensions appliquées vont permettre de collecter ces charges et de générer une tension sur les deux bornes du détecteur. Mais en rajoutant un condensateur entre les électrodes, les charges créées sur l'une des voies génèrent une tension sur l'autre voie.

Afin d'expliquer ce phénomène, une approche matricielle [134] peut être utilisée. Elle permet, par un changement de variables, de calculer plus facilement la sensibilité du détecteur. Ce changement de variables est montré ici à trois dimensions (figure III.13), puis à n dimensions.

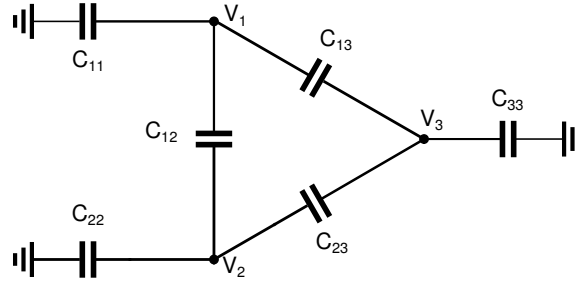


Figure III.13 – Schéma d'un détecteur à trois voies avec les capacités C_{ii} représentant les condensateurs entre les voies et la masse du détecteur, et les capacités C_{ij} représentant les condensateurs entre les voies.

En se basant sur le schéma III.13 et sur la relation de Maxwell $Q = C \cdot V$ reliant la charge Q , la tension V et la capacité C , il est possible de décrire le système de façon matricielle. Lorsqu'une charge est créée sur une électrode, il y aura une variation de charge dépendant de toutes les tensions, comme montré dans l'article [134] :

$$Q_i = \sum_{j=1}^N C_{ij} V_j \quad (\text{III.35})$$

Ainsi, si une charge Q_1 arrive aux bornes du condensateur de capacité C_{11} , une tension va être appliquée sur toutes les électrodes, de la façon suivante :

$$Q_1 = C_{11}(V_1 - 0) + C_{12}(V_1 - V_2) + C_{13}(V_1 - V_3) \quad (\text{III.36})$$

qu'on peut réécrire comme :

$$Q_1 = (C_{11} + C_{12} + C_{13})V_1 - C_{12}V_2 - C_{13}V_3 \quad (\text{III.37})$$

Cette dernière équation représente la première ligne d'une matrice de capacités. Elle peut être complétée en faisant de même avec les charges Q_2 et Q_3 , donnant la représentation matricielle associée à la matrice de capacités mutuelles :

$$\begin{pmatrix} Q_1 \\ Q_2 \\ Q_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} + C_{12} + C_{13} & -C_{12} & -C_{13} \\ -C_{12} & C_{12} + C_{22} + C_{23} & -C_{23} \\ -C_{13} & -C_{23} & C_{13} + C_{23} + C_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{pmatrix} \quad (\text{III.38})$$

Pour N dimensions, on peut écrire la matrice de capacités de Maxwell comme :

$$\begin{pmatrix} C_{11}^m & \cdots & C_{1N}^m \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{N1}^m & \cdots & C_{NN}^m \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad C_{ij}^m = C_{ji}^m \quad (\text{III.39})$$

La tension observée en sortie du système diffère alors du modèle à une dimension. La tension de sortie va dépendre de la charge créée au point de sortie et des tensions générées par les autres charges. Si une électrode est ajoutée, alors toutes les tensions seront modifiées. La matrice de Maxwell est utilisée pour étudier la génération du signal en un point à partir de toutes les charges collectées. Les termes de cette matrice sont représentés par une valeur C_{ij}^m . Ces termes diffèrent des termes représentés dans les schémas électriques, qui sont appelés capacité mutuelle C_{ij} , comme montré sur la figure III.13. Le lien entre les capacités de Maxwell et les capacités mutuelles est donné par :

$$\begin{cases} \forall i : C_{ii} = \sum_j C_{ij}^m \\ \forall i \neq j : C_{ij} = -C_{ij}^m \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} \forall i : C_{ii}^m = \sum_j C_{ij} \\ \forall i \neq j : C_{ij}^m = -C_{ij} \end{cases} \quad (\text{III.40})$$

La matrice de capacités mutuelles intervient dans les schémas électriques alors que la matrice de Maxwell C_M fait le lien entre le vecteur de charge \vec{Q} et le vecteur de tension \vec{V} :

$$\vec{Q} = C_M \vec{V} \Leftrightarrow \vec{V} = C_M^{-1} \vec{Q} \quad (\text{III.41})$$

La sensibilité des détecteurs est obtenue en inversant la matrice de Maxwell.

III.3.2 Estimation de la sensibilité

Dans cette section, seul un détecteur planaire est étudié, c'est-à-dire que les matrices considérées auront des dimensions 2×2 . Des simulations via le logiciel COMSOL donnent la matrice de capacités mutuelles pour des détecteurs planaires de 38 g :

$$C = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{12} & C_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 4.06 & 10.86 \\ 10.86 & 4.06 \end{pmatrix} \text{pF} \quad (\text{III.42})$$

Il sera montré au chapitre V que le type de câbles utilisés modifie les termes diagonaux de la

matrice de capacités mutuelles :

$$C_{ii}^{\text{tot}} = C_{ii} + C_{pi} \quad \text{avec} \quad C_{pi} = C_{\text{exti}} + C_{hi} \quad (\text{III.43})$$

où C_{exti} représente la capacité du câble et C_{hi} représente la capacité $C_{\text{hemt}} = C_{\text{gs}}$ du HEMT.

Les matrices de Maxwell et de capacités mutuelles deviennent alors :

$$C = \begin{pmatrix} C_{11}^{\text{tot}} & C_{12} \\ C_{12} & C_{22}^{\text{tot}} \end{pmatrix} \quad C_M = \begin{pmatrix} C_{11}^{\text{tot}} + C_{12} & -C_{12} \\ -C_{12} & C_{22}^{\text{tot}} + C_{12} \end{pmatrix} \quad (\text{III.44})$$

et la matrice inverse de la matrice de Maxwell devient :

$$C_M^{-1} = \frac{1}{\alpha} \begin{pmatrix} C_{22}^{\text{tot}} + C_{12} & C_{12} \\ C_{12} & C_{11}^{\text{tot}} + C_{12} \end{pmatrix} \quad (\text{III.45})$$

$$\text{avec} \quad \alpha = (C_{11}^{\text{tot}} + C_{12}) \cdot (C_{22}^{\text{tot}} + C_{12}) - C_{12}^2$$

La sensibilité $\vec{V} = (S_1, S_2)$ est égale à :

$$\vec{V} = C_m^{-1} \vec{Q} = \frac{1}{\alpha} \begin{pmatrix} C_{22}^{\text{tot}} + C_{12} & C_{12} \\ C_{12} & C_{11}^{\text{tot}} + C_{12} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -N \cdot q \\ N \cdot q \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} -C_{22}^{\text{tot}} \\ C_{11}^{\text{tot}} \end{bmatrix} \cdot \frac{N \cdot q}{(C_{11}^{\text{tot}} + C_{12}) \cdot (C_{22}^{\text{tot}} + C_{12}) - C_{12}^2} \quad (\text{III.46})$$

où N est le nombre de paires créées et q est la charge élémentaire.

La formule III.46 représente le cadre général. Dans les montages qui seront utilisés, les deux voies sont symétriques, c'est-à-dire qu'on a $C^{\text{tot}} = C_{11}^{\text{tot}} = C_{22}^{\text{tot}}$. Pour un HEMT de 5 pF et une capacité de câblage de 10 pF, la sensibilité vaut :

$$\vec{V} = \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \end{bmatrix} = \frac{N \cdot q}{C^{\text{tot}} + 2 \cdot C_{12}} \cdot \begin{bmatrix} -1 \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1.31 \\ 1.31 \end{bmatrix} \quad \mu\text{V}/\text{keV} \quad (\text{III.47})$$

Le travail effectué sur une voie est toujours valable si une des électrodes est mise à la masse, mais la capacité du détecteur C_d tiendra compte aussi de la valeur de C_{12} . L'équation donnant la sensibilité s'obtient en réutilisant l'équation III.44 et le calcul de C_m , en annulant les termes

de la deuxième ligne. On peut ainsi obtenir la sensibilité pour une unique voie d'électrode sous tension :

$$S = \frac{N \cdot q}{C^{\text{tot}} + C_{12}} = 1.78 \mu\text{V}/\text{keV} \quad (\text{III.48})$$

Dans le cas de la mesure de la sensibilité d'un détecteur planaire, les signaux aux bornes des électrodes sont de signe opposé. Du crosstalk va être présent à cause de la capacité entre les électrodes diminuant la sensibilité des deux voies. La sensibilité est donc meilleure lorsqu'une électrode est mise à la masse.

III.3.3 Signal en sortie

Lors du calcul de la résolution via la méthode du filtrage optimal, le signal doit être déterminé sur toute la gamme de fréquences. Pour ce calcul, il faut prendre en compte les résistances de feedback ainsi que les résistances de polarisation. Pour faciliter la compréhension des calculs, le symbole // est introduit entre les différentes impédances Z pour représenter l'association en parallèle des impédances, de sorte que :

$$Z_1 // Z_2 = \frac{Z_1 \cdot Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (\text{III.49})$$

Les sources de signal et de bruit vont être écrites de la manière suivante, $S_A^{Q_b}$, où S représente le signal, l'exposant Q_b va être la source du bruit/signal et l'indice A l'endroit où est calculé le bruit/signal. L'exemple qui suit représente le signal induit par les charges Q_b et calculé au point A .

Le signal induit par les charges en fréquentiel fait intervenir la formule $\Delta U = Q \cdot Z$. Dans le cas de deux voies de lecture, les signaux induits par les deux types de charges, les électrons $S_A^{Q_A}$ en voie A et les trous $S_A^{Q_B}$ en voie B , doivent être considérés. Lorsque le signal est considéré au point A , le signal B va subir un diviseur de tension créé par Z_A et Z_{12} . Le signal au point A sera alors :

$$S_A^{\text{tot}} = S_A^{Q_A} + S_A^{Q_B} = Q_A \times Z_A // (Z_{12} + Z_B) + Q_B \times Z_B // (Z_{12} + Z_A) \times \frac{Z_A}{Z_{12} + Z_A} \quad (\text{III.50})$$

$$\text{avec} \quad Z_i = Z_{ii} // Z_{pi} // Z_{\text{polari}} // (Z_{ci} + (Z_{\text{fbi}} // Z_{\text{hemti}})) \quad \forall i \in [A, B]$$

Cette formule donne le signal total au point A . Pour le propager sur le point de sortie S_A , il faut appliquer le diviseur de tension engendré par la capacité de découplage Z_{cA} :

$$S_{S_A}^{\text{tot}} = S_A^{\text{tot}} \times \frac{Z_{\text{hemtA}} + Z_{\text{fbA}}}{Z_{cA} + Z_{\text{hemtA}} + Z_{\text{fbA}}} \quad (\text{III.51})$$

Le signal $S_{S_B}^{\text{tot}}$ peut-être calculé de façon symétrique. La valeur de la capacité de découplage C_c est élevée par rapport aux autres capacités, de sorte qu'elle ne contribue pas au premier ordre dans le calcul du signal et du bruit. Ainsi, l'apport du signal B sur le signal total à haute fréquence ou en négligeant l'apport de Z_{cA}/Z_{cB} va être :

$$\frac{S_{S_A}^{\text{tot}}}{S_{S_B}^{\text{tot}}} = \frac{C_{12}}{C_{12} + C_{11} + C_{pA} + C_{hA}} = 0.37 \quad (\text{III.52})$$

Le signal va donc être égal à $S_A^{\text{tot}} = 0.63 \times S_A^{QA}$. La figure III.14 montre la contribution des deux voies sur le signal total.

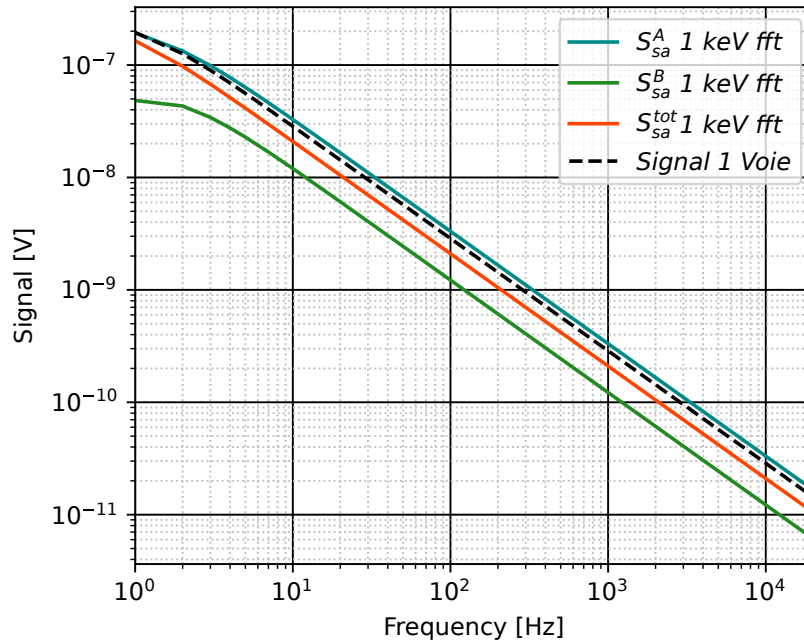


Figure III.14 – Contribution des signaux A (bleu) et B (vert) au signal total mesuré (rouge) en sortie du HEMT, pour un événement de 1 keV dans un détecteur planaire. Le signal attendu pour un détecteur ayant une de ses deux voies mise à la masse est donné par la courbe en pointillés.

Le signal S_B^{QB} va subir un filtre passe-haut en passant au point A, produit par les résistances de feedback et de polarisation. La fréquence de coupure de ce filtre peut être déterminée en utilisant $Z_A = Z_{C_{\text{tot}}} // Z_{R_{\text{tot}}}$, avec $C_{\text{tot}} = C_{\text{fb}} + C_{\text{hemt}} + C_p + C_{11} + C_{12}$ et $R_{\text{tot}} = R_{\text{fb}} // R_{\text{polar}}$. On obtient :

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_{\text{tot}} C_{\text{tot}}} = 1.06 \text{ Hz} \quad (\text{III.53})$$

III.3.4 Calcul du bruit et de la résolution

III.3.4.a Bruit

Tout comme le signal, le bruit se comporte comme le bruit de la voie considérée avec l'ajout d'un bruit supplémentaire, dû au bruit Johnson des résistances et au bruit du HEMT de la deuxième voie.

Les calculs présentés en section III.2.2 restent valables, avec l'ajout d'une deuxième voie. Il suffit de remplacer l'impédance Z_d dans l'équation III.28 par l'association des impédances Z_B de la deuxième voie et Z_{dA} :

$$Z_d = Z_{dA} // (Z_{12} + Z_B) \quad (\text{III.54})$$

Le bruit de la deuxième voie va être diminué par les différents filtres passe-haut appliqués grâce aux capacités C_c et C_{12} . Les deux diviseurs sont :

$$\alpha = \frac{Z_A}{Z_{12} + Z_A} \quad \beta = \frac{(Z_{12} + Z_A) // Z_{fbB} // Z_{dB}}{Z_{cB} + (Z_{12} + Z_A) // Z_{fbB} // Z_{dB}} \cdot \frac{Z_{fbA} + Z_{hemtA}}{Z_{cA} + Z_{fbA} + Z_{hemtA}} \quad (\text{III.55})$$

où α représente le diviseur de tension entre la voie A et la voie B, et β représente le diviseur de tension de la voie B entre S_B et B, dans le cas où les capacités de découplages sont négligeables le $\beta = 0$. Ainsi le bruit Johnson pour les résistances de polarisation et de feedback peut être considéré comme :

$$\left(e_{fb}^{tot}\right)^2 = \left(e_{fb}^a\right)^2 + \left(\alpha \cdot e_{fb}^b\right)^2 \quad \left(e_{polar}^{tot}\right)^2 = \left(e_{jfb}^a\right)^2 + \left(\alpha \cdot \beta \cdot e_{jfb}^b\right)^2 \quad (\text{III.56})$$

Dans le cas étudié ici, les valeurs obtenues sont $\alpha = 0.36$ et $\beta = 0.98$. Le bruit Johnson total des résistances de polarisation est alors $e_{polar}^{tot} = 1.063 \cdot e_{polar}^a$ et le bruit Johnson total des résistances de feedback vaut $e_{fb}^{tot} = 1.060 \cdot e_{fb}^a$. Le bruit du HEMT se comporte de la même façon que le bruit de feedback. Avec ces paramètres, le bruit total du système est :

$$e_{sa}^{tot} = (1 + (\alpha \cdot \beta)^2) \times \left(e_n^2 + (i_n^2 + i_{fb}^2) \cdot Z_1^2\right) + (1 + \alpha^2) \times i_{polar}^2 Z_2^2 \quad (\text{III.57})$$

avec

$$Z_1 = Z_{fbA} // Z_{hemtA} // (Z_{cA} + (Z_{dA} // Z_{pA} // (Z_{polarA} // (Z_{12} + Z_B)))) \quad Z_2 = Z_A // (Z_{12} + Z_B) \quad (\text{III.58})$$

La figure III.15 présente les différentes contributions de bruits au bruit total du système (courbe noire pleine), en considérant la voie A comme la voie principale (en bleu) et la voie B comme la 2ème voie (en orange). Le bruit du HEMT (en tension e_n et en courant i_n) va être dominant sur toute la gamme de fréquences. Seul le bruit Johnson de la voie principale A va contribuer fortement à basse fréquence. Un excès de bruit total est présent par rapport au bruit total à une voie (courbe noire en pointillés), il est dû à l'ajout des bruits de la deuxième voie B.

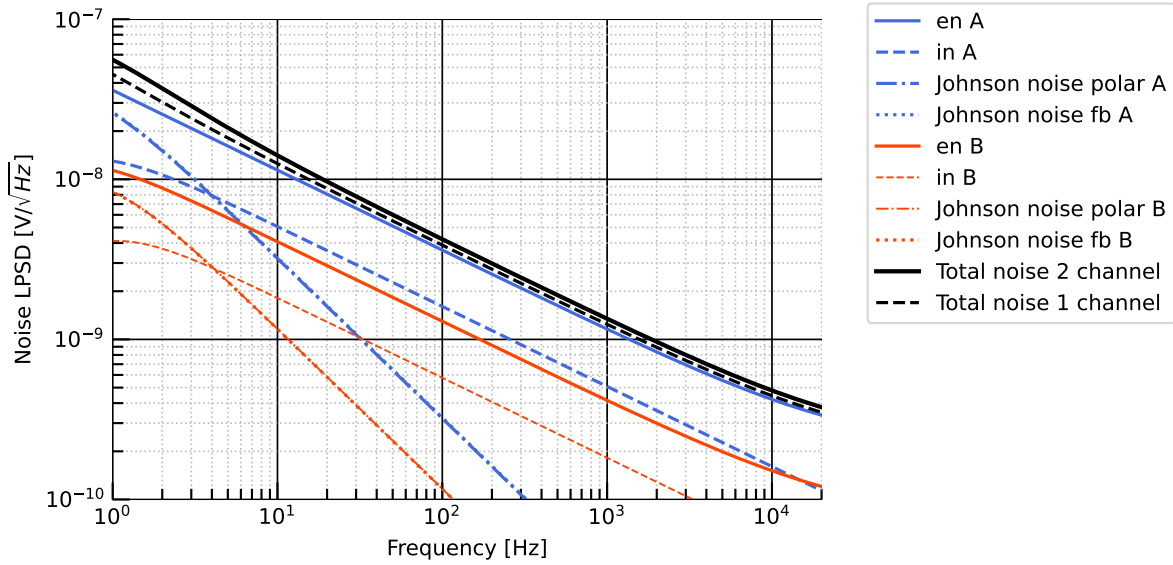


Figure III.15 – Bruit total (en noir) d'un détecteur planaire avec les contributions de la voie principale en bleu et de la deuxième voie en orange. Le trait noir pointillé montre le bruit si l'une des deux voies est mise à la masse.

III.3.5 Résolution

Avec les paramètres décrits dans la table III.2, et la formule III.22 associée à la résolution du filtre optimal, on obtient la résolution en énergie ionisation du système à deux voies, qui vaut : $\sigma_i = 35.2 \text{ eV}_{ee}$ sur chacune des deux voies.

L'avantage d'un système à deux voies est qu'il est possible de combiner ces deux voies pour réaliser une mesure différentielle. Comme les signaux sur les voies sont de signe opposé, les signaux de sortie peuvent se soustraire. En utilisant la formule III.50, le signal résultant s'écrit :

$$S_A^{\text{tot}} = S_A^{Q_A} - S_A^{Q_B} = Q_A \times Z_A - Q_B \times Z_B \left(\frac{Z_A}{Z_A + Z_{12}} \right) \quad (\text{III.59})$$

Dans le cas présenté ici, les valeurs des impédances sont identiques, $Z = Z_A = Z_B$, et les charges sont opposées, $Q_A = -Q_B$, donnant :

$$S_A^{\text{tot}} = 2 \cdot Q \times Z \left(1 - \frac{Z}{Z + Z_{12}} \right) \quad (\text{III.60})$$

Les bruits des deux voies s'ajoutent quadratiquement :

$$e^{\text{tot}} = \sqrt{(e^{\text{tot}_a})^2 + (e^{\text{tot}_b})^2} = \sqrt{2} \cdot e^{\text{tot}_a} \quad (\text{III.61})$$

où e^{tot_i} , avec $i = a, b$, représente le bruit total sur la voie A/B. Le fait d'additionner les deux voies permet de gagner en résolution d'un facteur $\sqrt{2}$ pour la mesure différentielle, puisque les

bruits des deux signaux s'ajoutent quadratiquement alors que le signal double, on ne considère pas ici le cas où les bruits des deux voies sont corrélés. En pratique, cela va aussi permettre de soustraire en partie les modes communs des deux voies. Les modes communs sont tous les bruits de l'environnement qui agissent de la même façon sur les deux voies. Ce bruit ne sera pas totalement éliminé car les HEMT n'ont pas strictement le même gain. L'utilisation d'une électronique dédiée, avec un gain similaire sur les deux voies, permettra d'éliminer plus efficacement les bruits communs. Les valeurs des différentes résolutions et sensibilités attendues pour un système à deux voies sont présentées dans la table III.3.

Voie	résolution (eV_{ee})	sensibilité ($\mu V/keV$)
Voie A, voie B à la masse	23.2	1.78
Voie A	35.2	1.31
Voie A-B	24.9	2.62

Table III.3 – Résolutions et sensibilités attendues pour une électronique à deux voies, avec les paramètres de la table III.2. La dernière ligne de la table (voie A-B) correspond à la mesure différentielle. Avec une capacité entre les électrodes de 10.86 pF et une capacité $C_{11} = C_{22} = 4.86$ pF

En mettant l'une des électrodes à la masse (l'électrode B dans la table III.3), la capacité de la première voie se calcule avec une capacité de détecteur égale à $C_{12} + C_{11}$, rajoutant ainsi une capacité $C_{12} = 10.86$ pF. La résolution attendue ($\sigma_i = 23.2$ eV_{ee}) est alors légèrement meilleure que pour la mesure à deux voies ($\sigma_i = 24.9$ eV_{ee}), mais il n'est plus possible de diminuer les bruits communs.

III.3.6 Paramètres d'optimisation

Afin d'obtenir des pistes sur les paramètres à changer lors de la mise en place des HEMT, des scans de paramètres ont été réalisés.

Comme mentionné en section III.2.2, la somme de la capacité du détecteur et de la capacité du câblage joue un rôle important dans la résolution finale. Pour minimiser la capacité du câblage, l'étage d'amplification HEMT peut être placé au plus proche du détecteur, mais au prix d'une augmentation de la radioactivité proche du détecteur et de la puissance dissipée.

La figure III.16 (gauche) montre l'évolution de la résolution pour un détecteur planaire avec la mesure des deux voies (trait plein) et pour le même détecteur avec une seule voie mesurée (trait pointillé), en fonction de $C_{ii} + C_p$, avec une valeur de $C_{12} = 10.86$ pF fixée. On ne tient pas compte de la capacité de feedback C_{fb} ici, puisqu'elle est inutile quand on utilise des résistances pour la polarisation et le feedback (voir schéma III.12).

La figure III.16 (gauche) montre que pour les trois géométries de HEMT (2/5/30 pF), il

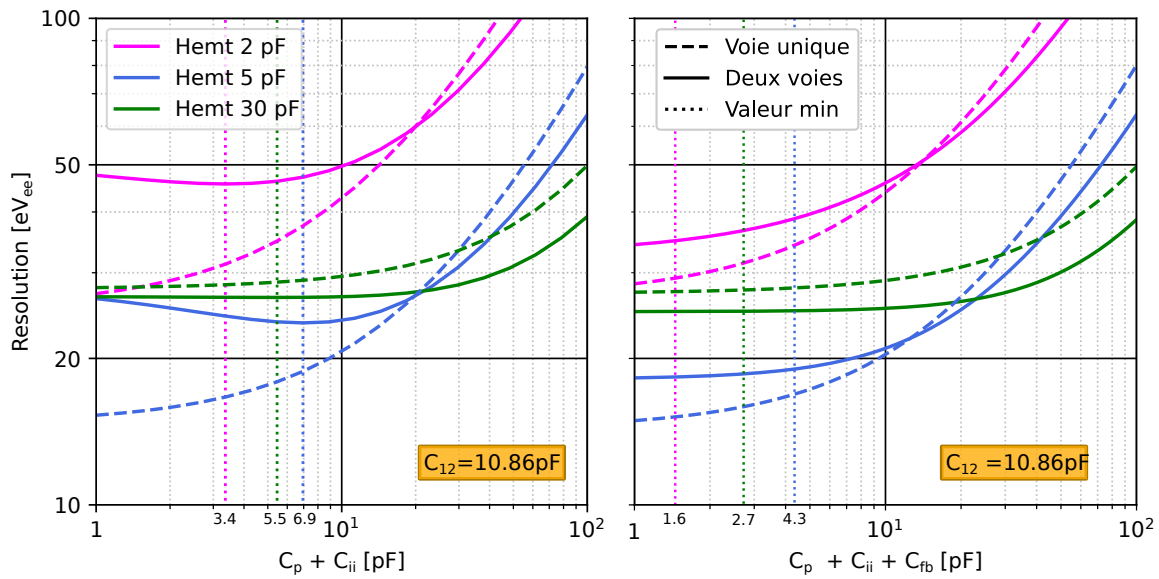


Figure III.16 – Gauche : Evolution de la résolution en fonction des paramètres $C_p + C_{ii}$, avec des résistances de polarisation et de feedback pour la mise sous tension du HEMT et des électrodes du détecteur (sans capacité de feedback, inutile quand on utilise des résistances). Droite : Pour comparaison, évolution de la résolution en fonction des paramètres $C_p + C_{ii} + C_{fb}$, en utilisant des relais pour cette mise sous tension. Le scan des paramètres est réalisé pour des HEMT de 2/5/30 pF, pour la mesure des deux voies (courbes en trait plein), et pour la mesure d'une voie avec l'autre voie mise à la masse (courbes en pointillés). Les valeurs indiquées en dessous des lignes verticales en pointillés correspondent à la valeur de $C_p + C_{ii}$ (gauche) ou $C_p + C_{ii} + C_{fb}$ (droite), donnant la valeur minimale de la résolution pour la mesure des deux voies. Pour les deux figures, la valeur de C_{12} est fixée à 10.86 pF.

existe un minimum en résolution pour une valeur donnée de la capacité $C_p + C_{ii}$. Dans cette configuration, les minima sont 26.7/23.6/45.7 eV_{ee} pour les HEMT de 2/5/30 pF respectivement. Ce minimum peut être expliqué, car il existe une compétition entre le bruit rajouté par la deuxième voie, qui va diminuer lorsque cette capacité augmente, et le signal qui aura tendance à augmenter avec la diminution de la capacité.

On constate aussi une différence entre la résolution avec une voie à la masse et la mesure des deux voies. Pour le HEMT de 30 pF, la résolution à deux voies sera toujours meilleure, quelle que soit la valeur de $C_p + C_{ii}$, alors que pour des valeurs $C_p + C_{ii} < 20$ pF, les HEMT de 2 et 5 pF donneront une meilleure résolution avec une des deux voies mise à la masse. L'explication réside dans l'équation III.58 de bruit, qui montre la contribution de la deuxième voie dans le bruit total. Pour $C_p + C_{ii} = 1$ pF, la deuxième voie va rajouter 19% de bruit en plus pour les HEMT de 5 pF, alors qu'elle n'en ajoute que 3% pour un HEMT de 30 pF.

La figure III.17 montre l'évolution de la résolution, toujours pour un détecteur planaire avec la mesure des deux voies (trait plein) et pour le même détecteur avec une seule voie mesurée (trait pointillé), mais cette fois en fonction de la capacité de couplage entre les deux électrodes C_{12} , pour une valeur de $C_{ii} + C_p = 10$ pF fixée. Ici non plus, on ne tient pas compte de la capacité de feedback C_{fb} ici, puisqu'elle est inutile quand on utilise des résistances pour la polarisation et le

feedback (voir schéma III.12). La valeur de C_{12} dépend de la taille du cristal, plus précisément de la distance entre les électrodes déposées sur les faces du détecteur. Il est difficile de modifier la géométrie du détecteur, ainsi que la valeur de ce terme, mais pour une électronique basée sur des HEMT de 2 ou 5 pF, la valeur de ce paramètre est celle qui va contribuer le plus à la résolution finale.

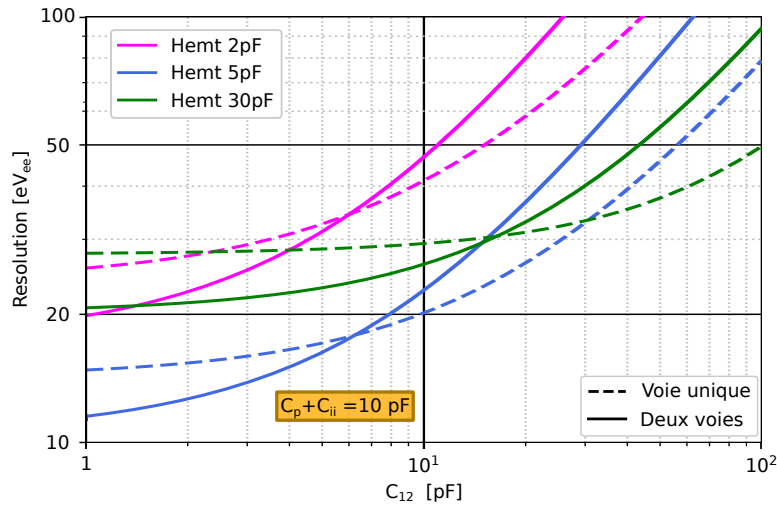


Figure III.17 – Evolution de la résolution en fonction de la capacité C_{12} , avec des résistances de polarisation et de feedback pour la mise en tension du HEMT et des électrodes du détecteur. La valeur $C_p + C_{ii}$ est fixée à 10 pF (on n'a pas de capacité de feedback, inutile quand on utilise des résistances). Le scan des paramètres est réalisé pour des HEMT de 2/5/30 pF, pour la mesure des deux voies (courbes en trait plein) et pour la mesure d'une voie avec l'autre voie mise à la masse (courbes en pointillés). Les valeurs indiquées en dessous des lignes verticales en pointillés correspondent à la valeur de C_{12} donnant la valeur minimale de la résolution pour la mesure des deux voies.

Utilisation de relais

Il est difficile de trouver des résistances de haute impédance stables à froid, sans bruit en excès. Pour éviter ce problème, l'expérience EDELWEISS-III a remplacé les résistances de polarisation et de feedback par des relais [113]. Pour l'expérience RICOCHET, ces relais seront des transistors HEMT ou des MOS. Se comportant comme des resets, ils vont être ouverts à intervalle de temps régulier pour appliquer la tension voulue sur la grille du HEMT et sur les électrodes, laissant les tensions flottantes. Cela va permettre de s'affranchir du bruit Johnson des résistances ainsi que du temps de décroissance d'un événement dû aux résistances. Dans le schéma présenté sur la figure III.12, les résistances R_{fb1}/R_{fb2} sont remplacées par deux capacités associées aux transistors utilisés, qui vaudront environ 1 pF chacune. Avec les relais, il faut donc tenir compte de la capacité de feedback, d'au maximum 2 pF. La figure III.16 (droite) montre l'évolution de la résolution en fonction de $C_p + C_{ii} + C_{fb}$, avec l'utilisation des relais, pour une capacité entre les électrodes $C_{12} = 10.86$ pF. Les deux figures III.12, l'une en fonction de $C_p + C_{ii}$ et l'autre en fonction de $C_p + C_{ii} + C_{fb}$, sont donc directement comparables.

Quand on les compare, on constate une augmentation de la résolution aux faibles valeurs de $C_p + C_{ii}$ quand on utilise des résistances (gauche) par rapport aux relais (droite). Ceci est dû au fait que les résistances apportent du bruit supplémentaire par rapport aux condensateurs, sauf

pour une capacité du HEMT suffisamment importante : pour le HEMT de 30 pF, la comparaison entre résistance et relais est faible. La figure de droite montre aussi qu'avec des relais, il est possible d'obtenir une résolution en voie ionisation de 20 eV_{ee} avec deux HEMT de 5 pF et une capacité $C_p + C_{ii} + C_{fb}$ inférieure à 7 pF (courbe bleue en trait plein).

III.4 Conclusion

Les simulations des transistors HEMT montrent qu'ils peuvent être utilisés pour la voie chaleur et la voie ionisation et permettre d'atteindre les objectifs en résolution de RICOCHET.

Des résolutions de 10 eV en voie chaleur sont possibles avec des HEMT de 100 pF ou 200 pF pour des détecteurs de sensibilité de l'ordre de 2 $\mu\text{V}/\text{keV}$ et de thermomètres Ge-NTD autour de quelques $M\Omega$. Ces performances sont au même niveau que celle atteintes par les Si-JFET.

Pour la voie ionisation, un des facteurs limitant la résolution est la capacité totale du système, composé du câblage, de la capacité du détecteur et de toutes capacités supplémentaires vues par la grille.

Pour un détecteur planaire de 10 pF de capacité entre électrodes, ces simulations précisent qu'il faut utiliser des résistances de très grande valeur à 10 mK ou des relais, et des capacités totales vues par les grilles des transistors de moins de 10 pF, pour s'approcher des résolution en énergie ionisation souhaitées de 20 eV_{ee}. Une alternative serait de modifier les électrodes des détecteurs pour limiter sa capacité propre et ainsi atteindre l'objectif en résolution.

Chapitre IV

Etude des transistor HEMT

Sommaire du chapitre

IV.1 Montage source commune et premières caractéristiques	112
IV.1.1 Caractéristiques des transistors HEMT	112
IV.1.2 Montage source commune	114
IV.1.3 Effet Miller	116
IV.1.4 Méthode de mesure du gain et du bruit du HEMT	118
IV.1.5 Etude du gain des HEMT	120
IV.2 Bruit en tension	123
IV.2.1 Système de mesures	123
IV.2.2 Mesure du bruit en tension	123
IV.2.3 Optimisation pour le détecteur CryoCube	126
IV.2.3.a Point de polarisation	126
IV.2.3.b Température de fonctionnement	127
IV.3 Montages électroniques des voies chaleur et ionisation du CryoCube	128
IV.3.1 Prototype d'amplificateurs bouclées pour la lecture du CryoCube	129
IV.3.2 Résultats des premiers tests de la voie chaleur	131
IV.3.2.a Stabilité du gain	131
IV.3.2.b Bande passante	132
IV.3.2.c Niveau de bruit	133
IV.3.3 Principe de fonctionnement de l'amplificateur de charge	134
IV.4 Conclusion	137

Ce chapitre se concentre sur la caractérisation des HEMT et des prototypes des électroniques chaudes avec bouclage pour le détecteur CryoCube de l'expérience RICOCHET. Comme il a été montré au chapitre III, le bruit des HEMT permet a priori d'atteindre les objectifs en résolution de RICOCHET, qui sont d'avoir une résolution ligne de base de 20 eV_{ee} en voie ionisation et de 10 eV en voie chaleur. Les transistors HEMT permettant d'atteindre ces objectifs sont les HEMT de 5 pF pour la voie ionisation et ceux de 100 pF ou 200 pF pour la voie chaleur.

La première section de ce chapitre décrit le fonctionnement des HEMT en montage source commune, les phénomènes présents dans ce mode comme l'effet Miller ainsi que la méthode de mesure du gain des HEMT.

La section suivante présente les mesures du bruit en tension des transistors HEMT, notre modélisation ayant montré qu'après sélection de la bonne géométrie de HEMT ce bruit dominait les contributions du bruit en courant, que ce soit en voie ionisation dans un montage avec un détecteur planaire, ou en voie chaleur en l'associant avec un senseur Ge-NTD. Ce bruit est mesuré dans différentes conditions de température et de tension, dans le but de trouver un point de fonctionnement optimal pour l'expérience.

Enfin, la dernière section décrit les tests des premiers prototypes d'amplificateurs chauds bouclés avec des HEMT à froid, en voie chaleur et en voie ionisation. Les principes fonctionnement sont abordées et les premières mesures de bruit, de linéarité et de stabilité du gain sont présentées.

IV.1 Montage source commune et premières caractéristiques

Cette section présente les mesures sur les HEMT en montage source commune. Ce montage simple permet de vérifier leurs performances au niveau du bruit, de les comparer avec le modèle développé au chapitre III ainsi qu'aux données constructeurs. Il permet également d'obtenir le gain du système et d'étudier son comportement sous différentes polarisations, afin d'optimiser le bruit et la puissance dissipée du montage.

IV.1.1 Caractéristiques des transistors HEMT

L'étude du transistor commence avec la mesure de ses caractéristiques courant/tension entre la source et le drain, $i_{ds}(V_{ds})$, en fonction de la tension V_{gs} entre la grille et la source. Ces caractéristiques permettent de déduire à la fois la puissance dissipée et les caractéristiques intrinsèques du transistor.

La mesure s'effectue en appliquant une tension constante entre la source et le drain, puis en augmentant progressivement la tension du drain tout en mesurant le courant i_{ds} . On obtient ainsi une courbe pour une tension V_{gs} donnée. Il suffit de reproduire cette mesure en augmentant la tension sur la grille, pour diminuer le nombre de porteurs de charges dans le gaz d'électrons du HEMT, diminuant ainsi le courant traversé dans le transistor pour obtenir la caractéristique $i_{ds}(V_{ds})$. La figure IV.1 (en haut à gauche) montre l'évolution de ces courbes pour un HEMT de

100 pF placé à une température de 1 K. A partir de ce réseau de courbes, on observe plusieurs régimes pour l'évolution du courant i_{ds} .

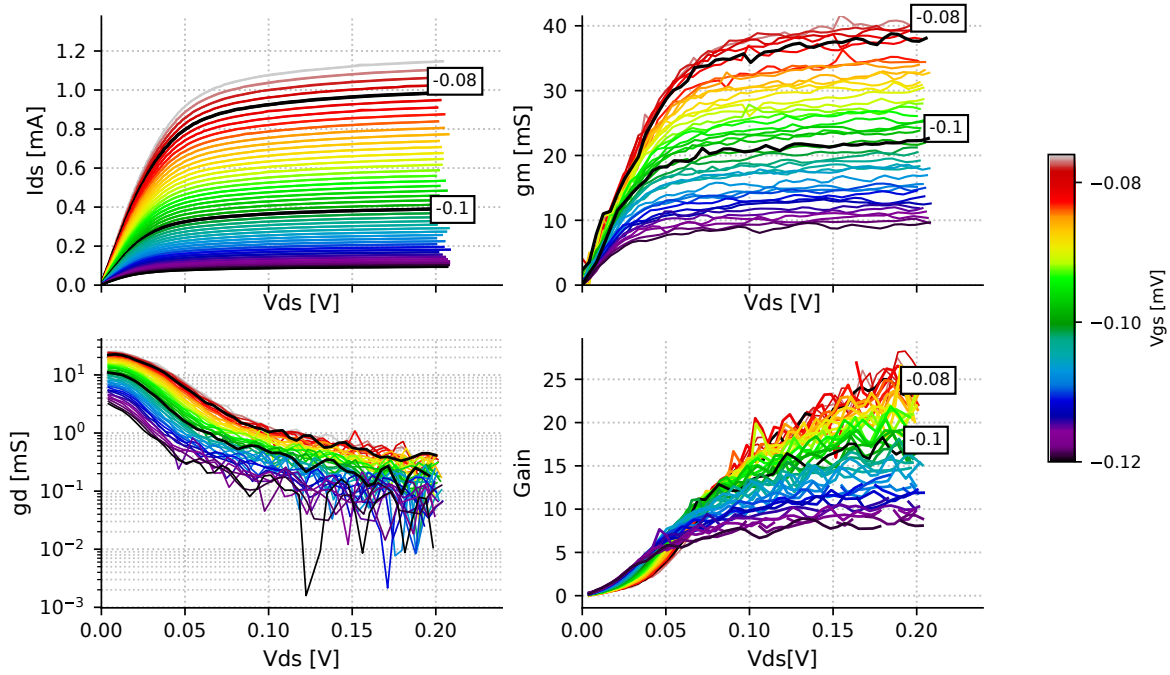


Figure IV.1 – Caractéristiques d'un HEMT de 100 pF (label : rico 1 100 pF C5), placé à une température de 1 K. La tension V_{gs} varie entre -76 mV et -120 mV par pas de -1 mV. Haut, gauche : Courant $i_{ds}(V_{ds})$. Haut, droite : transconductance $g_m(V_{ds})$ calculée à partir de la courbe $i_{ds}(V_{ds})$. Bas, gauche : Conductance de sortie $g_d(V_{ds})$. Bas, droite : gain estimé grâce aux valeurs de g_m et g_d et à l'équation IV.6, en prenant $R_d = 1$ k Ω et $R_s = 0$ Ω .

Régime linéaire : pour les faibles valeurs de tension drain-source V_{ds} , la densité de porteurs de charges dans le gaz d'électrons reste uniforme sous la grille. Ce gaz d'électrons se comporte comme une résistance et le courant i_{ds} reste proportionnel à la tension V_{ds} .

Régime de saturation : lorsque V_{ds} continue d'augmenter, la densité d'électrons proches du drain diminue, le courant ne peut plus augmenter. Cette tension correspond à la tension de coude et le transistor passe alors du régime linéaire au régime saturé. Ainsi, plus la tension V_{ds} augmente, plus la densité des électrons proches du drain diminue. Dans ce régime, l'augmentation de V_{ds} ne fait plus augmenter le courant i_{ds} .

A partir du réseau de courbes $i_{ds}(V_{ds})$, deux grandeurs peuvent être déterminées : la transconductance g_m et la conductance de sortie g_d , toutes deux mesurées en Siemens [S], dont les expressions sont données dans l'équation IV.1 :

$$g_m = \left(\frac{\partial i_{ds}}{\partial V_{gs}} \right)_{V_{ds}=\text{cst}} \quad g_d = \left(\frac{\partial i_{ds}}{\partial V_{ds}} \right)_{V_{gs}=\text{cst}} \quad (\text{IV.1})$$

La transconductance g_m va traduire l'aptitude de la grille à contrôler le courant du canal, tandis que l'inverse de la conductance de sortie g_d va s'opposer au passage du courant. L'inverse

de la conductance est assimilable à la résistance interne du HEMT $g_d = 1/r_0$. Elle correspond aussi à la pente de la courbe $i_{ds}(V_{ds})$, devenant grande pour des valeurs de V_{ds} importantes.

La figure IV.1 montre également l'évolution, pour un HEMT de 100 pF placé à une température de 1 K, de la transconductance g_m (en haut à droite) et de la conductance de sortie g_d (en bas à gauche). On observe pour la transconductance g_m les deux régimes, linéaire et de saturation, expliqués pour le courant.

IV.1.2 Montage source commune

L'objectif des transistors HEMT est l'amplification du signal d'un détecteur en voie chaleur et en voie ionisation. Les transistors utilisés par l'expérience EDELWEISS étaient des Si-JFET. Un des avantages des HEMT est qu'ils permettent l'utilisation d'un système d'amplification à plus basse température que les Si-JFET, ce qui permet de les rapprocher des détecteurs, limitant ainsi la longueur des câbles et leurs capacités parasites. Ainsi, les HEMT sont placés à froid, sur les étages 4K et 1K du cryostat.

Pour caractériser la transconductance g_m , la conductance de sortie g_d et le spectre de bruit des HEMT, il a été décidé d'utiliser un montage simple. Afin de rendre négligeables les sources de bruits extérieurs, un montage avec du gain a été choisi : le montage source commune. Ce montage permet d'amplifier la tension d'entrée du HEMT, comme représenté sur la figure IV.2 (gauche).

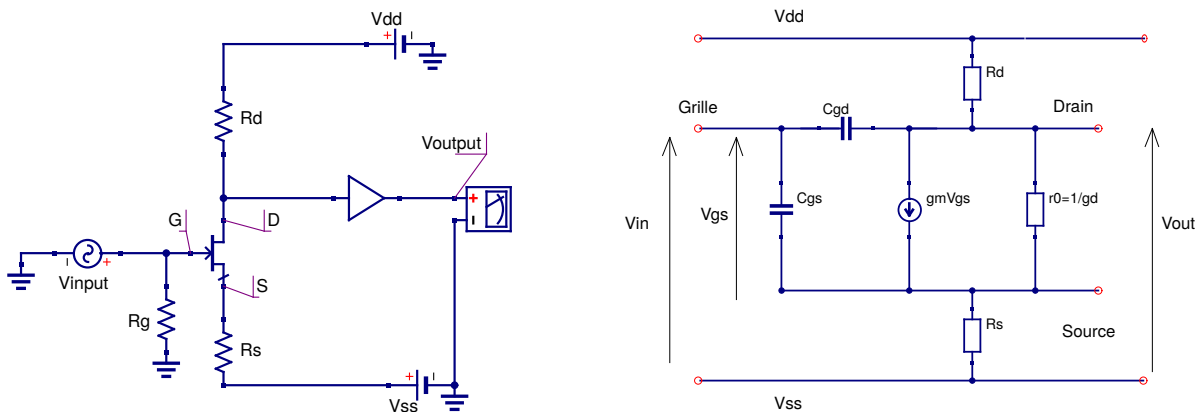


Figure IV.2 – Gauche : Montage d'un HEMT en source commune. La polarisation du HEMT est réalisée via les tensions V_{dd} et V_{ss} . Il est possible d'injecter une tension en entrée pour mesurer le gain du HEMT, via V_{input} . Droite : Montage source commune d'un HEMT en petit signaux. Le HEMT est représenté par les capacités C_{gs} et C_{gd} , la transconductance g_m qui définit le courant à l'intérieur du HEMT, et la conductance de sortie g_d .

Un modèle de petits signaux a été utilisé pour calculer le gain de façon précise. Il est présenté sur la figure IV.2 (droite). Pour calculer le gain du HEMT, on part de l'équation :

$$\delta V_{out} = \delta V_d - \delta V_{ss} = -\delta i_{ds} r_{out} \quad (IV.2)$$

où r_{out} correspond à l'impédance de sortie du HEMT, V_d est la tension de drain et V_{ss} est la

référence. La référence est constante donc $\delta V_{ss} = 0$.

Cette impédance de sortie, sans prendre en considération les capacités du système, s'écrit :

$$r_{\text{out}} = R_d // (r_0 + R_s) \quad (\text{IV.3})$$

$$r_{\text{out}} = \frac{R_d}{1 + g_d \cdot R_d}$$

où R_d est la résistance de polarisation du HEMT, $r_0 = 1/g_d$ est la résistance interne du HEMT, et R_s correspond à la résistance du câblage entre l'électronique froide et l'électronique chaude. On a considéré ici que $r_0 + R_s \sim r_0$, car la résistance du HEMT vaut quelques $k\Omega$, alors que la résistance R_s vaut quelques Ω .

Ici, on considère des petites variations de tension δ , ce qui permet d'écrire $\delta V_{ss} = \delta V_{dd} = 0$.

$$\delta i_{ds} = g_m \delta V_{gs} \quad \delta V_{gs} = \delta V_{in} - \delta i_{ds} \cdot R_s \quad (\text{IV.4})$$

$$\delta i_{ds} = \frac{g_m \cdot \delta V_{in}}{1 + g_m \cdot R_s}$$

Le gain s'écrit alors :

$$\text{gain} = \frac{\delta V_{\text{out}}}{\delta V_{\text{in}}} = - \frac{g_m}{1 + g_m \cdot R_s} \cdot \frac{R_d}{1 + g_d \cdot R_d} \quad (\text{IV.5})$$

En développant les dénominateurs et en négligeant le terme $g_m \cdot g_d$ on obtient :

$$\text{gain} = - \frac{g_m \times R_d}{1 + g_m \times R_s + R_d \times g_d} \quad (\text{IV.6})$$

La figure IV.1 (en bas à droite) montre l'évolution du gain, pour un HEMT de 100 pF placé à une température de 1 K, calculé à partir de l'équation IV.6 et des valeurs de g_m et g_d présentées sur la même figure, en prenant $R_d = 1 k\Omega$ et $R_s = 0 \Omega$.

Si on tient compte de la résistance sur la source R_s , celle-ci va diminuer le gain du système. Pour les mesures effectuées, la résistance du câble utilisé est $R_s = 5 \Omega$.

Pour simplifier les schémas électroniques et diminuer le bruit induit, la résistance de charge R_d a été placée à froid. Elle dissipe donc de la puissance sur l'étage où elle se trouve. La puissance totale dissipée s'écrit :

$$P_d = V_{ds} \cdot i_{ds} + R_d \cdot i_{ds}^2 \quad (\text{IV.7})$$

Comme expliqué au chapitre II, chaque cryostat a une puissance dissipable maximale. Si cette puissance est dépassée, le cryostat change de température. Sur l'étage 1K où se trouvent les HEMT, la puissance dissipable est d'environ 10 mW.

Les valeurs de g_m et g_d varient en fonction du régime du transistor. Afin d'augmenter le gain, il vaut mieux se placer dans le régime saturé pour avoir un g_d faible. Cependant, il ne faut pas être trop loin dans ce régime, car la puissance dissipée devient trop importante. Le choix de la tension V_{ds} s'est porté vers 100 mV, pour être dans le début du régime saturé. De nombreuses mesures ont été effectuées pour mesurer l'évolution du bruit du système. Elles seront présentées en section IV.2.3.

Le gain du HEMT dépend du type de HEMT choisi. Pour un point de polarisation $V_{ds} = 100$ mV et $i_{ds} = 0.15$ mA, les gains mesurés sont typiquement autour de 12/10/17 pour des HEMT de 5/100/200 pF respectivement.

IV.1.3 Effet Miller

L'effet Miller est un effet général présent dans les amplificateurs inverseurs avec bouclage sur l'entrée négative. L'impédance effective vue de l'entrée est diminuée par un facteur $(1+Av)$, si Av est le gain de l'amplificateur.

Un montage amplificateur en source commune peut être vu comme un montage inverseur, la grille jouant le rôle de l'entrée négative et la source le rôle de l'entrée positive mise à la masse. Ce type de montage est donc sujet à l'effet Miller. Cet effet va modifier l'impédance d'entrée du système : la capacité effective en entrée n'est plus C_{gs} uniquement, mais elle est augmentée et devient $C_{gs} + (1 + g) \cdot C_{gd}$, avec g le gain du montage source commune.

En partant du schéma IV.2, on peut calculer l'impédance d'entrée d'un amplificateur source commune :

$$Z_{in} = \frac{\delta V_{in}}{\delta i_{in}} \quad \text{avec} \quad \delta i_{in} = \delta i_{gs} + \delta i_{gd} \quad (\text{IV.8})$$

En négligeant la contribution apportée par la résistance sur la source R_s , on a :

$$\delta i_{gs} = \frac{\delta V_{gs}}{Z_{gs}} \quad \delta i_{gd} = \frac{\delta V_{gd}}{Z_{gd}} \quad (\text{IV.9})$$

$$\delta V_{gd} = \delta V_{in} - \delta V_{out} = (1 + g) \cdot \delta V_{in}$$

On a $\delta V_{in} = \delta V_{gs}$, donc l'impédance complexe d'entrée s'écrit :

$$\frac{1}{Z_{in}} = \frac{1}{Z_{gs}} + \frac{1 + g}{Z_{gd}} \quad (\text{IV.10})$$

Ainsi comme le gain g dépend du point de polarisation, l'impédance d'entrée effective dépend aussi de la polarisation du HEMT. Pour les HEMT de 5/100/200 pF, C_{gd} vaut 1/8.9/8.9 pF respectivement selon les données constructeurs.

Au cours de cette thèse, on a considéré que le signal et le bruit en courant des transistors sont affectés par l'effet Miller, les deux dépendant de l'impédance d'entrée du HEMT. Le bruit en tension est quant à lui considéré comme indépendant de cet effet. Cela signifie que pour un montage subissant l'effet Miller, il est préférable d'avoir un gain le plus faible possible afin de minimiser la résolution du système. Cependant, plus le gain est faible, plus l'électronique est sensible au bruit de l'environnement. Dans la pratique, il est bien de travailler avec un gain à froid d'au minimum $g = 10$, aucune dégradation de la résolution n'a été observée avec des gains plus élevés.

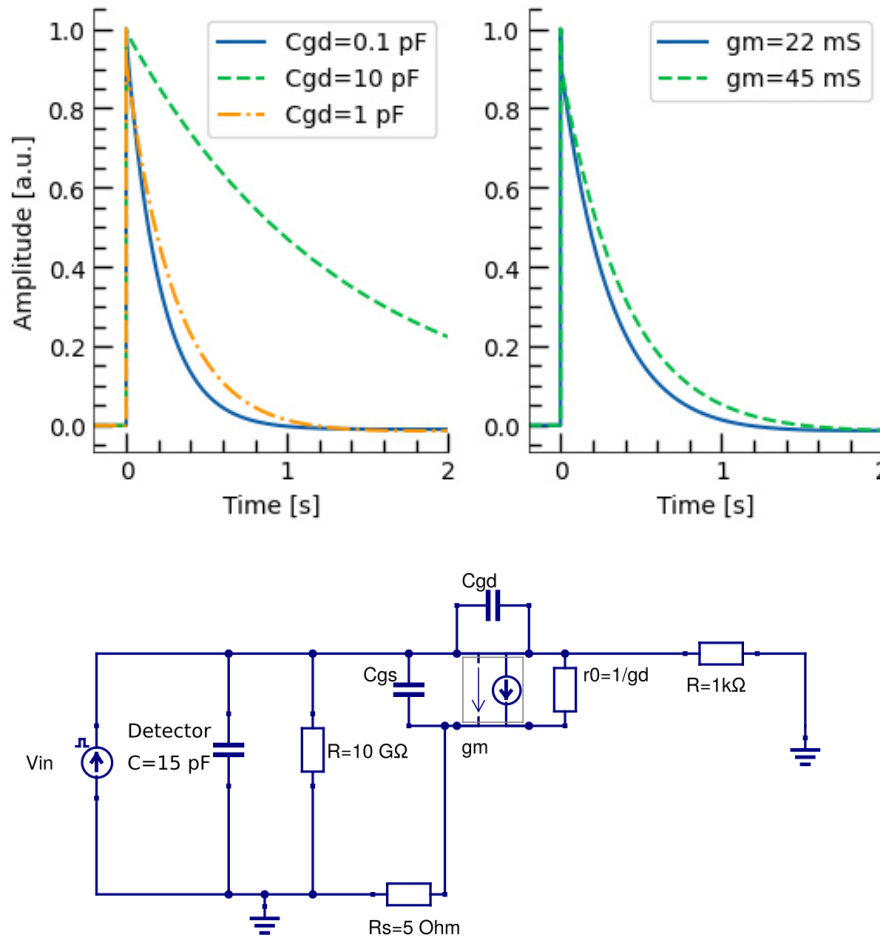


Figure IV.3 – Haut : Simulation d'un événement en voie ionisation en sortie d'un HEMT monté en source commune normalisé à une amplitude de 1, réalisée avec le logiciel Qucs [135]. Gauche : évolution du pulse en fonction de la capacité C_{gd} , avec $g_m = 22 \text{ mS}$ et $g_d = 1 \text{ mS}$. Droite : évolution du pulse en fonction de la transconductance g_m , avec $C_{gd} = 1 \text{ pF}$ et $g_d = 1 \text{ mS}$. Bas : Schéma utilisé pour l'injection d'un pulse ionisation dans un modèle HEMT.

Le haut de la figure IV.3 montre une simulation réalisée à l'aide du logiciel Qucs [135], de l'effet Miller sur un pulse en voie ionisation normalisé à 1. Le schéma électronique utilisé est montré sur la figure du bas. La figure de gauche montre l'évolution de ce pulse en fonction du temps, pour trois valeurs de C_{gd} , tandis que la figure de droite montre cette évolution pour deux points de polarisation différents, caractérisés par leur valeur de transconductance g_m . L'effet Miller est important dans notre cas car les gains attendus sont autour de 10. Il faudra donc bien prendre en compte l'effet Miller lors des mesures, afin de ne pas surestimer la capacité du

câblage, qui joue le même rôle sur le signal.

IV.1.4 Méthode de mesure du gain et du bruit du HEMT

Pour mesurer le gain et le bruit du HEMT, l'utilisation de plusieurs instruments de mesure est nécessaire, comme montré sur la figure IV.4 :

- Une alimentation pour les tensions V_{gs} et V_{ds} (deux alimentations différentes ont été utilisées, une alimentation Bilt [136] de la société ITEST et une alimentation à pile). L'avantage d'une polarisation à pile (développée par le service instrumentation de l'IP2I) est qu'une tension très propre est appliquée, non polluée par le secteur. L'alimentation ne peut fonctionner plus de 10 h en avant de devoir changer les piles. De ce fait, ce boîtier est surtout utilisé pour vérifier que l'alimentation Bilt n'apporte pas trop de bruit sur les HEMT. Contrairement au boîtier pile, le boîtier Bilt permet de contrôler jusqu'à cinq voies simultanément. Cette alimentation permet aussi de lire le courant qui traverse les HEMT.

- Deux amplificateurs bas bruit pour la mesure du bruit : un amplificateur Signal Recovery SR5184 [137], avec un plateau de bruit à $0.8 - 0.9 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, et un amplificateur Stanford Research system SR560 [138], avec un plateau de bruit à $3 - 4 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. L'amplificateur SR5184 a un gain fixe de 1000 avec une bande passante de 0.5 Hz à plusieurs MHz. L'amplificateur SR560 est plus bruyant que le Signal Recovery, mais il est plus modulaire. Il possède un filtre passe-bas /passe-haut du second ordre et un gain variable entre 1 et 100000. Il est utilisé après l'amplificateur SR5184, pour filtrer le bruit haute fréquence grâce à un filtre passe-bas et éviter le repliement du spectre dû à la numérisation du signal.

- Un générateur d'impulsions Keysight [139] est utilisé pour la mesure du gain du HEMT. Il permet d'envoyer différents types de signaux (pulse/sinus/carré/bruit blanc) à différentes fréquences.

- Un DAQ usb 6218 [140] de National Instrument. Il sert à numériser les données avec une fréquence totale de 250 kHz et une dynamique de 16 bits. Il permet de numériser 10 voies simultanément. Trois voies au maximum ont été utilisées pour nos mesures.

La tension de polarisation des HEMT est fixée par l'alimentation Bilt. Elle va permettre de polariser la tension drain-source V_{ds} , qui contrôle le courant traversant le HEMT, ainsi que la tension grille-source V_{gs} , qui contrôle le gaz d'électrons via la tension V_{dd} . Pour fixer la tension V_{gs} , une tension V_s est appliquée sur la source. La tension de la grille n'est modifiée que lors de la mesure du gain. Quant à la polarisation de la tension V_{ds} , elle est effectuée en appliquant une tension sur le drain, tout en prenant en compte la tension de la source :

$$V_{gs} = -V_{ss} \quad V_{ds} = V_{dd} - R_d \cdot i_{ds} - V_{gs} \quad (\text{IV.11})$$

où R_d est la résistance de charge du montage source commune qui permet d'augmenter le gain du HEMT.

L'alimentation Bilt possède deux calibres, l'un permettant d'atteindre 12 V, l'autre jusqu'à 1.2 V. Le calibre 12 V est généralement évité, car il ramène plus de bruit sur le HEMT que

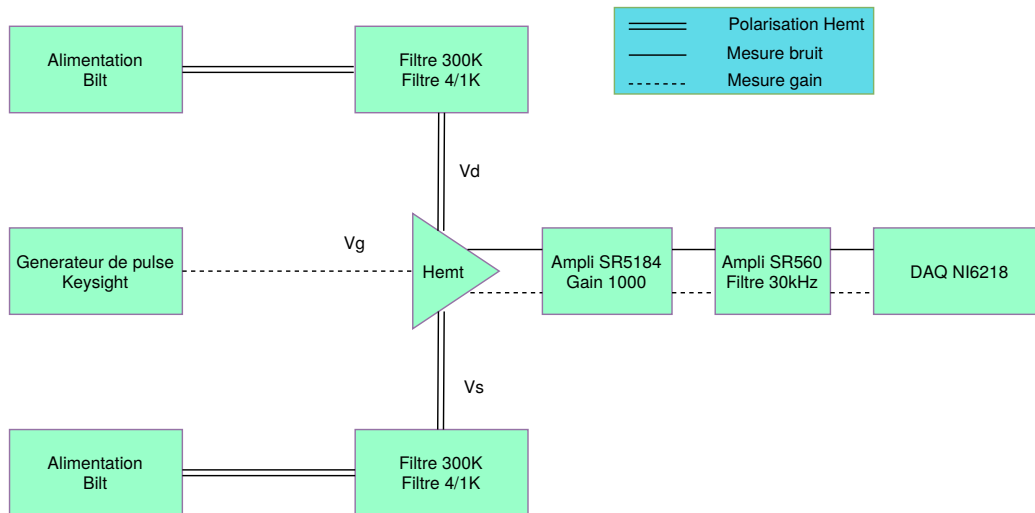


Figure IV.4 – Schéma de principe des différentes mesures : polarisation des HEMT, mesures $i_{ds}(V_{ds})$, mesure du bruit et mesure du gain des HEMT.

celui de 1.2 V. La figure IV.5 montre les spectres de bruit obtenus pour les deux calibres 12 V et 1.2 V, avec ou sans application d'un filtre passe-bas. Ce filtre passe-bas est utilisé pour filtrer le bruit résiduel de l'alimentation Bilt, afin d'éviter de propager du bruit dans le système. Il est constitué d'une résistance de 1 k Ω et d'une capacité de 5 mF, pour une fréquence de coupure $f_c = 32$ mHz, comme montré sur le schéma électrique de la figure IV.8. L'alimentation Bilt dispose également d'une fonction qui permet d'appliquer la polarisation après le filtre. Des capacités de 1 mF sont aussi placées à froid pour diminuer ces perturbations.

La mesure du gain consiste à envoyer un signal en entrée du HEMT et à le mesurer en sortie, après amplification. Le signal envoyé en entrée du HEMT est un signal sinusoïdal d'amplitude 100 μV_{pp} (peak-to-peak) et de fréquence 1 kHz. Le signal en sortie du HEMT est amplifié d'un facteur 100 avec le Stanford Research (amplificateur SR560), puis numérisé par le DAQ National Instrument avec une dynamique de 10 V. Le signal est lu par un programme LabVIEW (réalisé par le groupe informatique/instrumentation de l'IP2I), qui enregistre les données en binaire. Afin d'obtenir le gain, le signal injecté en entrée du HEMT est enregistré de la même façon.

Le gain est calculé comme le rapport des amplitudes des signaux en sortie et en entrée du HEMT. Pour mesurer de façon précise l'amplitude, un échantillon de temps de 20 s est enregistré, correspondant à 20000 périodes. Toutes les dix périodes, l'ajustement avec une fonction sinus est effectué. Un histogramme des amplitudes est tracé, lui-même ajusté par une fonction gaussienne, ce qui permet d'extraire le gain et l'erreur associée.

Pour mesurer le spectre de bruit du HEMT, l'amplificateur Signal Recovery SR5184 est branché en sortie du HEMT. Le SR5184, dont le spectre de bruit est également présenté sur la figure IV.5, amplifie d'un facteur 1000 le signal d'entrée (ainsi que son propre bruit). Le signal passe ensuite par l'amplificateur SR560, qui va d'une part amplifier d'un facteur 1 à 100 le signal, et d'autre part appliquer un filtre passe-bas ($f_c = 30$ kHz ou 50 kHz), avant que le signal ne soit numérisé par le DAQ à 100 kHz ou 200 kHz. Ce filtre permet de s'affranchir du repliement du SR5184.

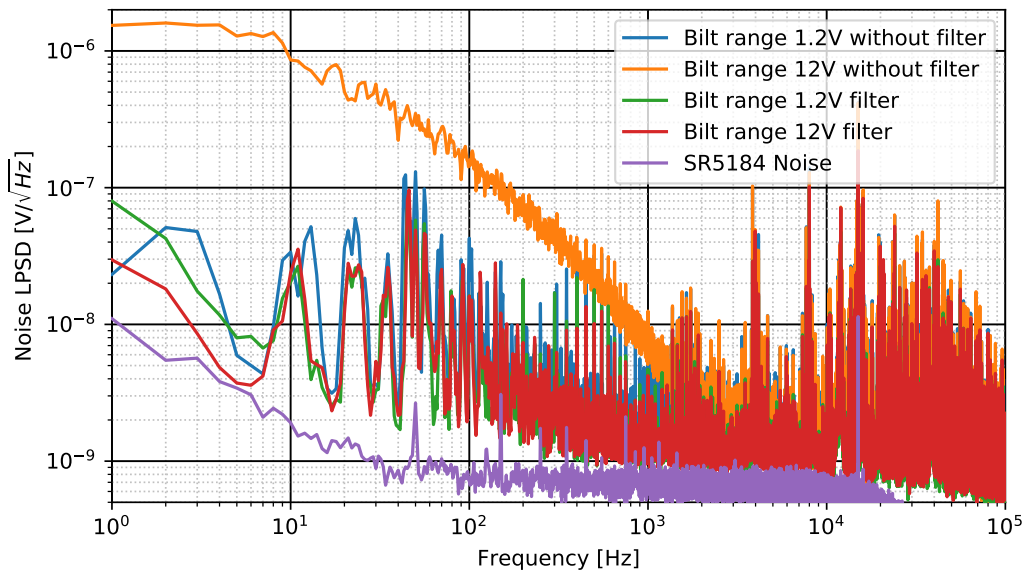


Figure IV.5 – Spectres de bruit pour un HEMT de 100 pF (label : Rico 1 100 pF C5), polarisé par une alimentation Bilt, pour les deux calibres 1.2 V et 12 V, avec ou sans utilisation du filtre passe-bas de 32 mHz de l'alimentation. Les spectres de bruit obtenus sont amplifiés par l'amplificateur SR5184, dont le niveau de bruit est représenté (courbe en violet), puis filtrés par un filtre passe-bas de 30 kHz, avec l'amplificateur SR560, pour éviter tout repliement. Les spectres de bruits filtrés par le filtre passe-bas de 32 mHz de l'alimentation (courbes verte et rouge) peuvent être comparés aux spectres non filtrés (courbes orange et bleue). Les quatre spectres de bruit montrent l'effet du choix de la dynamique 12 V/1.2 V.

IV.1.5 Etude du gain des HEMT

Pour obtenir le gain d'un HEMT à caractériser, la première étape consiste à étudier les courbes $i_{ds}(V_{ds})$ de ce HEMT pour différentes valeurs de V_{gs} , comme présentées sur la figure IV.1. Chaque courbe permet d'obtenir la transconductance g_m et donc de calculer le gain au premier ordre comme étant égal à $g_m \times R_d$, sans avoir à le mesurer directement. Les courbes $i_{ds}(V_{ds})$ permettent aussi de déterminer la puissance dissipée, à l'aide de l'équation IV.7, pour un point de polarisation fixé.

Le gain calculé par cette méthode peut alors être comparé à la mesure du gain effectué par la méthode présentée en section IV.1.4, ou au calcul complet avec l'équation IV.6, utilisant les valeurs de g_m et g_d . La conductance de sortie g_d est elle-aussi obtenue à partir des courbes $i_{ds}(V_{ds})$.

La figure IV.6 (gauche) montre le gain en fonction de la transconductance g_m pour un HEMT de 100 pF, et la comparaison des trois méthodes. Les points bleus correspondent à la mesure du gain avec une fonction sinus en entrée. Les points jaunes correspondent au calcul du gain au premier ordre, $g_m \times R_d$. Les points verts correspondent au gain calculé à partir de l'équation IV.6. Les valeurs de g_m et g_d utilisées sont obtenues à partir du réseau de courbes $i_{ds}(V_{ds})$, pour une tension $V_{ds} = 100$ mV, avec un courant i_{ds} variant de 0.1 mA à 2 mA, pour une fréquence de 1 kHz.

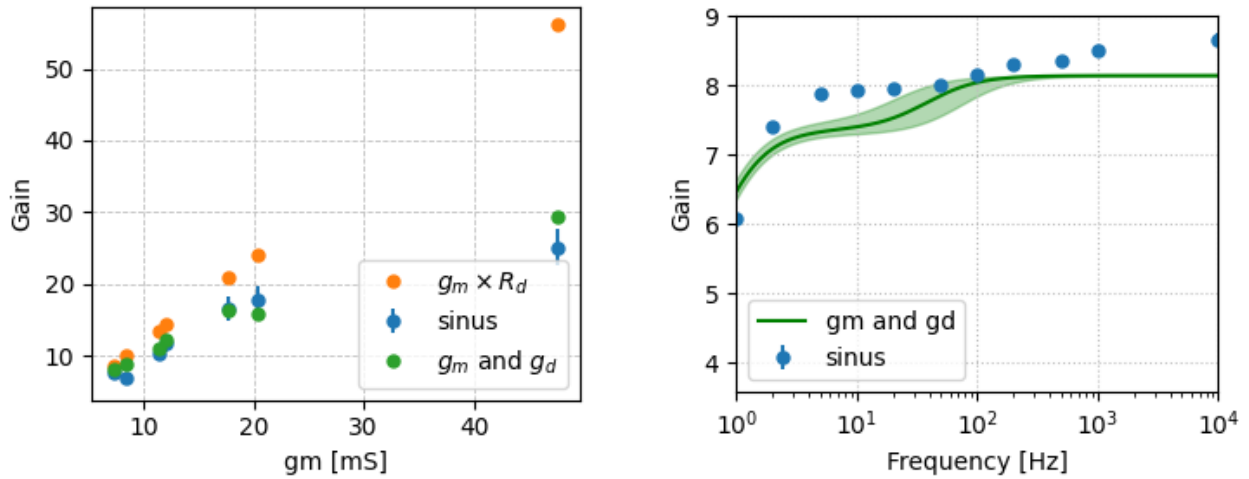


Figure IV.6 – Gauche : Gain en fonction de la transconductance g_m . Les points verts sont les données mesurées, les points oranges correspondent aux données en ne considérant que le gain tiré des courbes $i_{ds}(V_{ds})$ au premier ordre ($g_m \times R_d$), et les points bleus sont obtenus à partir de calcul du gain complet (équation IV.6). Droite : Gain en fonction de la fréquence pour une température de 4 K. Les points en bleu correspondent à la mesure directe, et le trait plein vert correspond à la valeur attendue à partir des courbes $i_{ds}(V_{ds})$ (équation IV.6), avec $R_d = 300 \Omega$. La bande verte est obtenue en faisant varier de 50% une capacité mesurée à chaud à 1 mF. Les données des deux figures proviennent du même HEMT de 100 pF (label rico 1 100 pF C5).

Pour caractériser les spectres de bruit, il faut avoir accès aux gains pour toutes les fréquences. La figure IV.6 (droite) montre l'évolution du gain en fonction de la fréquence pour le point de polarisation $i_{ds} = 1 \text{ mA}$, $V_{ds} = 100 \text{ mV}$, pour une résistance de polarisation $R_d = 300 \Omega$, par mesure directe (points bleus). Deux plateaux sont présents sur la courbe. En effet, en considérant l'ensemble du système, deux étapes de filtrage sont effectuées, ce qui va transformer la résistance R_d en une impédance complexe $Z_d = R_{1k\Omega} // (Z_{1mF} // (R_{1k\Omega} + Z_{5mF}))$, diminuant ainsi la tension de sortie du HEMT pour certaines fréquences, et agissant comme un filtre passe-bas pour le gain.

Le gain obtenu avec les valeurs de la transconductance g_m et de la conductance de sortie g_d , calculées à partir de la caractéristique $i_{ds}(V_{ds})$ est aussi présenté sur la figure IV.6 (droite). L'évolution du gain en fonction de la fréquence correspond à la courbe verte, en trait plein. La partie transparente correspond au résultat obtenu suite à une variation de 50% d'une capacité placée à froid et mesurée à 1 mF à chaud (cette capacité n'a pas été mesurée à 1 K et 4 K).

Les deux méthodes d'obtention du gain en fonction de la fréquence des désaccords sur valeurs des gains au niveau des plateaux et des fréquences de coupure. Il sera donc nécessaire de réaliser des mesures précises sur l'électronique froide pour comprendre ces écarts. L'accord global reste correct et suffisant pour nos travaux.

Le montage source commune permet de mesurer facilement le spectre de bruit des HEMT, mais il possède des limites, notamment sur la stabilité du gain. La figure IV.7 (gauche) montre l'évolution du gain d'un HEMT de 5 pF en fonction de la variation de la tension appliquée sur la grille, pour un point de polarisation ($i_{ds} = 0.15 \text{ mA}$ et $V_{ds} = 100 \text{ mV}$), autour de

$V_{gs} = 111.7$ mV (points bleus). Ce point de polarisation correspond à une optimisation de la puissance dissipée par rapport au niveau de bruit. Chaque fois que la tension de la grille varie (donc une variation de ΔV_{gs}), le courant de polarisation augmente ou diminue autour de $i_{ds} = 0.15$ mA, qui lui varie de 0.13 mA à 0.2 mA. Le gain augmente jusqu'à atteindre un maximum avant de diminuer. On en conclut que le gain n'est pas stable, et qu'il suffit d'une toute petite variation de la tension de grille pour le faire varier.

Si un détecteur est connecté sur la grille du HEMT, des particules de plusieurs dizaines de MeV interagissant dans le détecteur peuvent faire varier la tension jusqu'à des dizaines de mV, modifiant le point de fonctionnement du HEMT et son gain. Le détecteur ne sera donc pas linéaire sur une grande dynamique ce qui dégrade fortement ses capacités de reconstruction en énergie.

Si on considère la même figure IV.7 (gauche), pour $V_{ds} = 200$ mV (points oranges) et $V_{ds} = 300$ mV (points verts), le même effet d'instabilité se produit (même si on ne voit pas les maxima de gain sur ces courbes).

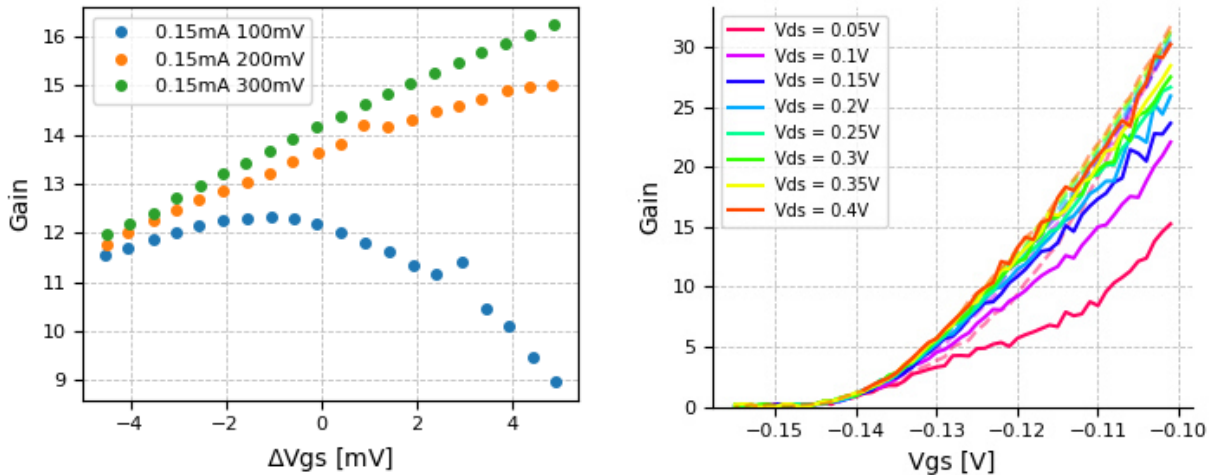


Figure IV.7 – Gauche : Etude de la stabilité du gain autour d'un point de polarisation $i_{ds} = 0.15$ mA et $V_{gs} = 111.7$ mV, pour plusieurs valeurs de V_{gs} . Droite : Calcul du gain en fonction de V_{gs} pour différentes valeurs de V_{ds} . Les courbes en pointillés correspondent au gain calculé au 1er ordre ($g_m \times R_d$). Pour les deux courbes, un HEMT de 5 pF est utilisé (label : rico 1 5 pF C1). Des résultats identiques sont observés avec les HEMT de 100 pF.

Sur la figure IV.7 (droite), une simulation de ce phénomène est réalisée grâce à la mesure du gain à partir de la caractéristique $i_{ds}(V_{ds})$ et de g_m et g_d (courbes en trait plein), ou en considérant uniquement $g_m \times R_d$ (courbes en pointillés). Les courbes montrent l'évolution du gain en fonction de V_{gs} pour différentes valeurs de V_{ds} , pour un HEMT de 5 pF. Plus la tension V_{ds} augmente, plus la variation du gain augmente, donc moins le gain est stable. Pour des événements de haute énergie (avec ΔV_g grand), il sera préférable d'avoir une tension V_{ds} faible.

Cette mauvaise stabilité du gain, en fonction de la polarisation du HEMT et des variations de tension sur la grille, est propre au montage source commune utilisé. L'objectif de l'expérience RICOCHET étant d'avoir un gain stable sur une dynamique de quelques eV à quelques MeV, il est important de définir un montage électronique répondant à cette contrainte. Un tel montage,

avec un bouclage entre l'entrée et la sortie (contre-réaction) est étudié en section IV.3.

IV.2 Bruit en tension

Les HEMT sont caractérisés par deux sources de bruit, le bruit en tension et le bruit en courant. Le bruit total dépend de l'impédance d'entrée du système, comme décrit par l'équation III.23 présentée au chapitre III. Cette section présente la mesure du bruit en tension, qui domine le plus souvent la contribution du bruit en courant, en voie ionisation comme en voie chaleur, une fois la géométrie des HEMT correctement choisie pour l'impédance à mesurer.

De nombreuses mesures ont été effectuées, tout d'abord pour vérifier la concordance du bruit en tension des HEMT avec la modélisation pour RICOCHET, puis dans le but de tester les performances d'un grand nombre de HEMT et mesurer une variance sur les résultats, enfin pour obtenir les points de fonctionnements optimaux pour l'utilisation des HEMT dans le détecteur CryoCube.

IV.2.1 Système de mesures

Pour mesurer plusieurs HEMT au cours d'une seule mise en froid, un circuit électronique de type PCB, contenant 10 HEMT montés en source commune, a été développé par les services instrumentation et mécanique de l'IP2I. Une photographie de ce boîtier HEMT est présentée sur la figure IV.8 (haut). Le bas de cette figure montre le schéma électrique associé pour un HEMT. L'utilisation de ce PCB a permis de mesurer 25 HEMT différents à 1 K.

Pour faciliter les mesures, les HEMT sont placés dans des sockets de type SOT23, ce qui permet de changer les HEMT entre les différentes prises de données. Ces sockets sont directement soudés sur le PCB, comme montré sur la photographie de la figure IV.8. Des mesures avec des HEMT soudés ont aussi été réalisées. La comparaison des mesures montre un changement dans la polarisation de V_g de quelques mV seulement, pour un point de polarisation donné, ce qui a justifié de placer les HEMT dans les sockets afin de faciliter l'échange des transistors entre deux runs. Le système est équipé de capacités de filtrage de 1 mF à froid et, dans un boîtier à chaud, de réseaux de résistances de 1 kOhms et de capacités de 5 mF (fréquence de coupure $f_c = 32$ mHz).

IV.2.2 Mesure du bruit en tension

Comme il sera montré en section IV.2.3, il est possible de travailler avec des polarisations des HEMT plus faibles que les polarisations standards fournies par le constructeur.

En utilisant le boîtier PCB 10 HEMT, il a été possible de caractériser plusieurs HEMT, dans le but d'étudier la variance des mesures par rapport au modèle de bruit de RICOCHET, et ainsi conclure sur la nécessité ou non de mesurer tous les HEMT pour leur sélection pour le CryoCube.

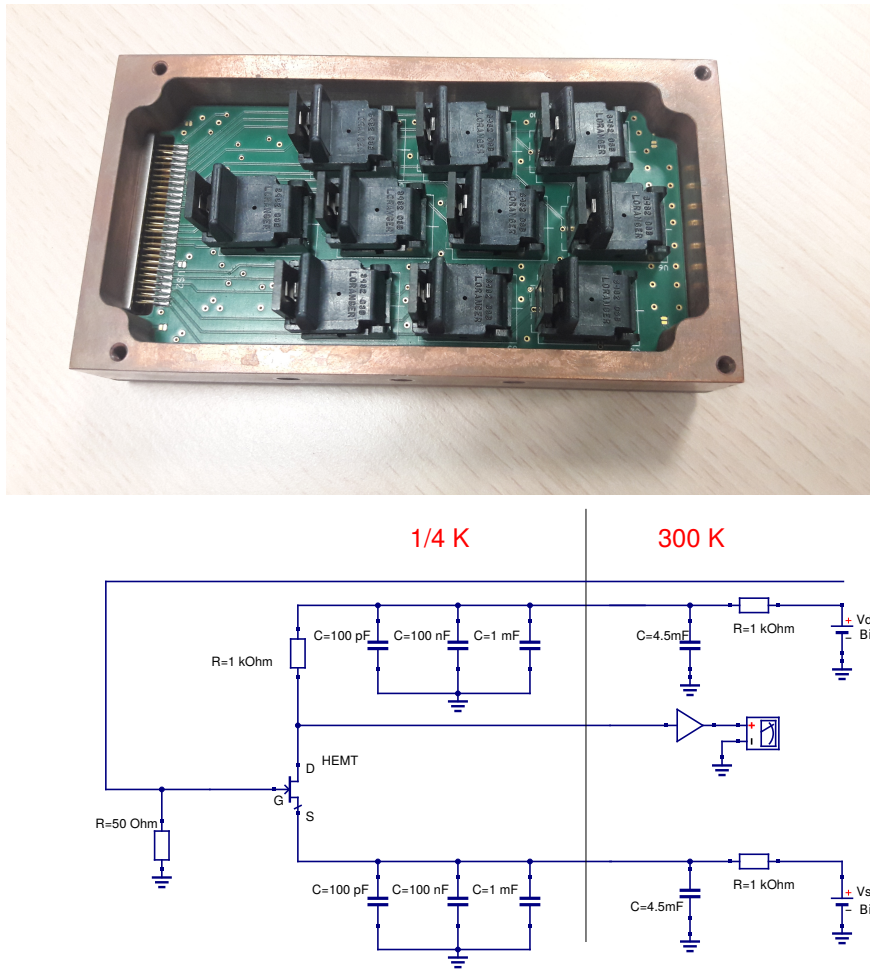


Figure IV.8 – Haut : Photographie du circuit PCB permettant la mesure de 10 HEMT simultanément. Les HEMT sont disposés à l'intérieur des sockets en noir. Le connecteur reliant les HEMT à la partie chaude de l'électronique est situé à gauche de la photo. Bas : Schéma de l'électronique du boîtier HEMT, pour 1 voie.

Le C2N et la compagnie CryoHEMT fournissent les mesures du bruit en tension des HEMT achetés. Jusqu'à présent, 95 HEMT de 5 pF et 28 HEMT de 100/200 pF ont été reçus. Les mesures constructeur ont été effectuées dans des bouteilles d'hélium à $T = 4.2\text{ K}$, avec une polarisation $i_{ds} = 0.5/1\text{ mA}$ et $V_{ds} = 100\text{ mV}$. Ces mesures ont été reproduites dans le cryostat de l'IP2I, sur 12 HEMT de 5 pF et 13 HEMT de 100/200 pF à 1 K, avec deux courants différents $i_{ds} = 0.15\text{ mA}$ et $i_{ds} = 0.5\text{ mA}$ et sous une tension $V_{ds} = 100\text{ mV}$. La figure IV.9 présente les mesures du bruit en tension obtenues (en bleu) pour des HEMT de 5 pF (à gauche) et 100 pF (à droite), avec un courant $i_{ds} = 0.15\text{ mA}$, et réalisées en utilisant un filtre anti-repliement de fréquence 30 kHz, ne permettant pas de mesurer le bruit blanc des HEMT. Ces courbes sont comparées avec le modèle de bruit des HEMT de RICOCHET présenté au chapitre III (courbe noire), et aux mesures du fabricant réalisées avec un courant $i_{ds} = 0.5\text{ mA}$ (en orange). Les mesures fournies par C2N/CryoHEMT ne prennent pas en compte la variation du gain à basse fréquence, ce qui explique la baisse du bruit en dessous de 5 Hz.

Pour les HEMT de 5 pF associés à la voie ionisation, les résultats sont représentés sur la figure

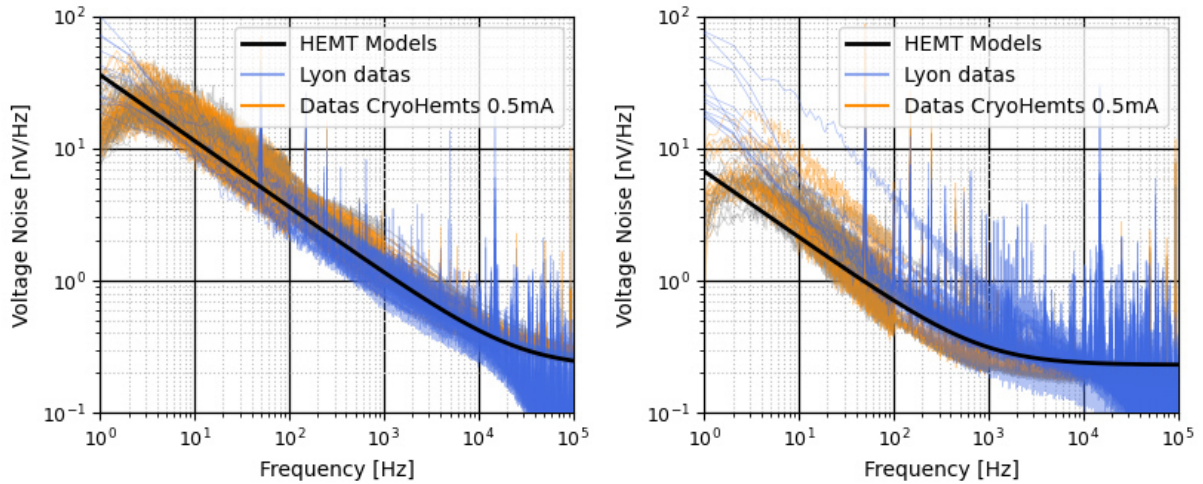


Figure IV.9 – Bruit en tension pour des HEMT de 5 pF (gauche) et 100 pF (droite). La courbe noire représente le modèle de bruit des HEMT pour RICOCHET, développé au chapitre III. Les mesures de bruit réalisés à l’IP2I sont en bleu, avec un point de polarisation $i_{ds} = 0.15$ mA et $V_{ds} = 100$ mV et les mesures du C2N/CryoHEMT sont en orange, avec un point de polarisation de $i_{ds} = 0.5$ mA et $V_{ds} = 100$ mV. Cette mesure a été réalisée pour 9 HEMT de 5 pF et 13 de 5 pF. La figure est extraite de la publication [119].

IV.9 (gauche). Les bruits en tension mesurés à $T = 1$ K/ $i_{ds} = 0.15$ mA dans le cryostat de l’IP2I sont comparables globalement aux mesures du C2N/CryoHEMT à $T = 4.2$ K/ $i_{ds} = 0.5$ mA, ainsi qu’au modèle ayant servi aux simulations des résolutions pour RICOCHET. De plus, les bruits en tension des différents HEMT ont une faible dispersion.

En injectant les valeurs des bruits en tension obtenus lors des mesures dans le modèle de bruit pour RICOCHET (tout en gardant les valeurs des résistances et du bruit en courant du modèle), pour une voie ionisation ayant une capacité $C_d + C_p = 20$ pF, les résolutions obtenues sont comprises entre 16 et 25 eV_{ee}, avec 80% des valeurs comprises entre 18 et 22 eV_{ee}, sachant que le modèle donne une résolution de 19.9 eV_{ee}. Les trois HEMT qui ont des résolutions supérieures à 22 eV_{ee} ont également des tensions V_{gs} et des gains éloignés des standards. Une deuxième mesure serait nécessaire pour vérifier leurs caractéristiques.

Les résultats des mesures effectuées à Lyon sont très proches de ceux associés aux mesures de CryoHEMT. On pourra donc utiliser uniquement les données constructeur pour effectuer la sélection finale des HEMT de 5 pF pour l’expérience RICOCHET.

Il faut deux HEMT pour les voies ionisation d’un détecteur planaire et quatre pour des détecteurs FID. Pour la première phase de l’expérience RICOCHET, une dizaine de détecteurs seront installés à l’ILL mi-2023. De ce fait la quantité de HEMT déjà reçus suffira, quelle que soit la technologie de détecteur choisie. Pour l’étape suivante avec 30 détecteurs dans le CryoCube, il faudrait jusqu’à 120 HEMT si les détecteurs FID sont choisis, ce qui nécessiterait une nouvelle production.

Pour les HEMT associés à la voie chaleur (100 ou 200 pF), la figure IV.9 (droite) montre les résultats des mesures de bruits en tension pour les HEMT de 100 pF. Le bruit observé

sur la plupart des HEMT est supérieur à celui attendu par le modèle de bruit de RICOCHET en dessous de 100 Hz. Après discussion avec le fabricant, CryoHEMT explique ces résultats par une possible différence de qualité de réalisation des HEMT, entre ceux produits et mesurés pour la construction du modèle, et ceux achetés, produits plus tard et utilisés pour cette mesure systématique du bruit en tension. Cet excès de bruit est aussi observé pour les HEMT de 200 pF. Des efforts importants sont réalisés par le C2N et CryoHEMT pour produire de nouveaux HEMT aussi performants que ceux utilisés pour la modélisation.

Les mesures effectuées à Lyon pour les HEMT de 100 et 200 pF sont néanmoins concordantes avec les mesures fournies par CryoHEMT. La sensibilité de $1.5 \mu\text{V}/\text{keV}$ utilisée dans le modèle, est celle extraite des détecteurs équipés en Si-JFET, pour des impédances de quelques $\text{M}\Omega$. En injectant les bruits en tension mesurés dans le modèle de bruit RICOCHET, les résolutions attendues en voie chaleur sont comprises entre 16 et 20 eV. Cela reste comparable aux résultats obtenus avec des Si-JFET. L'objectif de 10 eV ne peut donc être atteint sans amélioration de la sensibilité des détecteurs.

Pour le CryoCube, l'amplification en voie chaleur devrait a priori être effectuée par des HEMT, car il est plus simple d'avoir un seul étage d'électronique froide. Cependant, comme il sera montré au chapitre V, des problèmes de bruit en excès devront auparavant être résolus.

IV.2.3 Optimisation pour le détecteur CryoCube

IV.2.3.a Point de polarisation

Afin d'optimiser la charge thermique pour le CryoCube, des mesures de bruit en tension des HEMT ont été réalisées pour différentes conditions de température et de polarisation.

Le point de polarisation du HEMT joue sur le gain du système (voir équation IV.6), mais aussi sur la puissance dissipée (équation IV.7). Pour des HEMT placés à l'étage 4K, la puissance disponible du cryostat est élevée, le point de polarisation n'est donc pas un problème. Mais si les HEMT sont placés à l'étage 1K, la puissance disponible sur l'étage est de seulement 10 mW. Le point de polarisation utilisé par le fabricant ($V_{\text{ds}} = 100 \text{ mV}$, $i_{\text{ds}} = 1 \text{ mA}$) dissipe 15 mW, pour 150 HEMT (120 en voie ionisation et 30 en voie chaleur), sans compter l'apport de puissance dû au câblage. Il est donc indispensable de trouver un point de polarisation avec une puissance dissipée plus faible.

La figure IV.10 montre le spectre de bruit d'un HEMT de 5 pF pour différents points de polarisations, avec i_{ds} compris entre 0.05 mA et 1.5 mA, et V_{ds} variant entre 100 mV et 300 mV. Le bruit ne va pas trop évoluer jusqu'à ce que le courant atteigne 0.1 mA. A partir de cette valeur, le gain du système devient trop faible et le bruit de l'environnement va contribuer au bruit total. Au-dessus de 1 mA, le bruit ne va pas évoluer même si le gain augmente. De la même manière, lorsque V_{ds} augmente le gain augmente, mais le bruit n'évolue pas. Lorsque V_{ds} diminue en-dessous d'un certain seuil, le HEMT se retrouve en régime linéaire dans le plan $i_{\text{ds}}(V_{\text{ds}})$. Le gain devient alors moins important, et le spectre de bruit se dégrade. Ces spectres de bruit ont aussi été réalisés sur des HEMT de 100/200 pF, avec des résultats similaires.

Pour vérifier la pertinence des mesures, les spectres de bruits mesurés sont injectés dans le

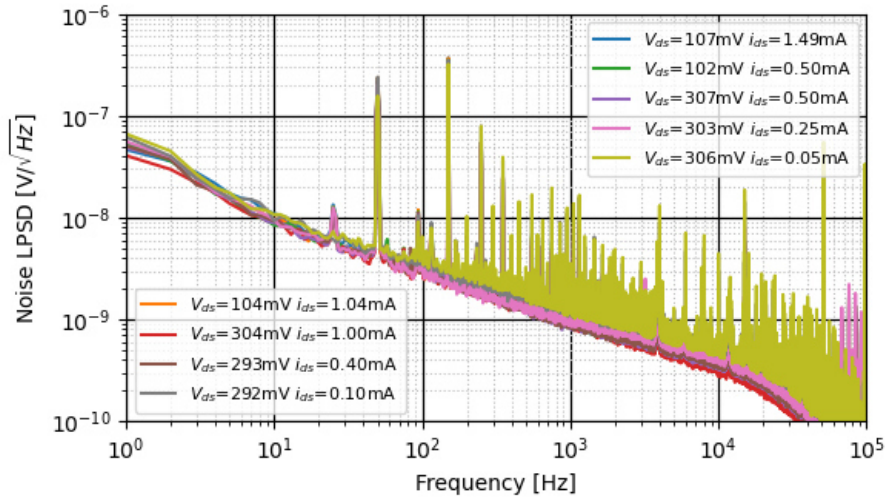


Figure IV.10 – Spectres de bruits en tension mesurés pour un HEMT de 5 pF, à une température de 4 K pour différents points de polarisations, avec i_{ds} variant de 0.05 mA à 1.5 mA, et V_{ds} variant entre 100 mV et 300 mV, et des gains variant de 2 à 10. La résistance de polarisation utilisée est $R_d = 300 \Omega$.

modèle de bruit de RICOCHET pour obtenir la résolution associée, toujours en gardant les valeurs des résistances et du bruit en courant du modèle. Les résolutions attendues pour les différents spectres sont comprises entre 18.3 eV et 23.1 eV. Seuls les points de polarisation ayant des courants en dessous de $i_{ds} = 0.1$ mA vont dégrader la résolution, car le bruit de l'environnement n'est alors plus négligeable.

Dans les spectres de bruit, deux corrections ne sont pas réalisées, mais leur effet est très faible sur la résolution. La première est la normalisation du gain avec la fréquence. Le gain est mesuré pour une fréquence de 1 kHz, puis il est appliqué pour toutes les fréquences. En prenant un spectre de bruit typique et en l'injectant dans le modèle de bruit de RICOCHET, avec ou sans correction de gain, la résolution obtenue change d'environ 0.5%, ce qui est inférieur à la variance de la LPSD. La deuxième correction concerne les fréquences parasites. Les différentes mesures de bruit montrent le niveau important de ces fréquences, notamment pour les harmoniques du 50 Hz du secteur. Pour essayer de quantifier l'impact de ces fréquences parasites, un ajustement de l'enveloppe du bruit peut être réalisé. Cela permet d'avoir le cas idéal. Dans ce cas, la variation de la résolution est de seulement 1%, montrant la grande efficacité du filtrage optimal pour rejeter le bruit de type pick-up.

IV.2.3.b Température de fonctionnement

Le fonctionnement des HEMT repose sur un gaz 2D d'électrons présent dans le transistor à toute température. Il est alors intéressant de regarder si le niveau de bruit du HEMT diminue avec la température. Dans l'article [141], cela a fait l'objet d'une étude détaillée montrant que la température des HEMT a été variée jusqu'à 1.7 K et qu'une légère diminution du bruit en tension du transistor a été observé.

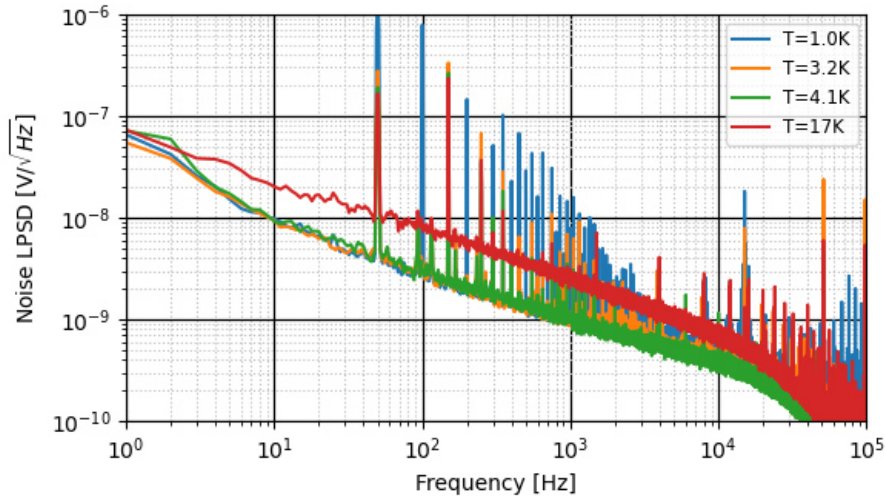


Figure IV.11 – Spectres de bruit en tension d'un HEMT de 5 pF pour différentes températures, avec un point de polarisation $i_{ds} = 0.25$ mA et $V_{ds} = 100$ mV.

Des mesures ont été réalisées dans le cryostat de l'IP2I, pour des températures allant jusqu'à 800 mK. La figure IV.11 montre les spectres de bruit en tension obtenus à différentes températures, pour un HEMT de 5 pF. Un minimum en spectre de bruit est atteint vers 4 K (courbe verte). En dessous de cette température, le bruit n'évolue plus. Le point de polarisation choisi pour cette étude correspond à $V_{ds} = 100$ mV et $i_{ds} = 0.25$ mA.

Aucune amélioration n'a lieu lorsque le HEMT est étudié à plus basse température. Son point de polarisation n'évolue pas non plus, avec un gain similaire pour des températures entre 1 K et 4 K. Pour le détecteur CryoCube, il est plus intéressant de travailler à 1 K qu'à 4 K, car l'électronique pourra être plus proche des détecteurs, ce qui limitera la charge thermique apporté par l'électronique.

IV.3 Montages électroniques des voies chaleur et ionisation du CryoCube

Les mesures sur l'électronique froide du CryoCube, réalisées en montage source commune, ont permis de définir un cahier des charges sur les types d'amplificateur à utiliser. Le service électronique de l'Institut Néel a étudié plusieurs montages pour la voie chaleur et la voie ionisation. Cette section présente un montage pour la voie chaleur et un montage pour la voie ionisation. Elle condense le travail effectué par l'ensemble du groupe impliqué dans le développement et les tests.

Les deux montages réalisés ont été mesurés à froid. Deux jeux de mesures ont été obtenus : les premiers sont des tests rapides à 77 K et 4 K à l'Institut Néel, où les amplificateurs sont directement trempés dans de l'azote ou de l'hélium liquide. Ces tests permettent de vérifier la stabilité globale du système. Le deuxième test s'est déroulé à 1 K dans le cryostat de l'IP2I, afin

d'avoir des conditions expérimentales plus proches de celles du détecteur CryoCube lorsqu'il sera installé dans le cryostat de RICOCHET. Seules les mesures dans le cryostat de l'IP2I permettent la validation finale de l'électronique, avec un couplage à des détecteurs. Pour le prototype de la voie chaleur, des mesures à 4 K et 1 K ont été réalisées, avec des mesures sur détecteur. Pour le prototype de la voie ionisation, seules des mesures à 4 K ont été effectuées. Des calculs préliminaires sur les niveaux de bruits ont été réalisés, des simulations plus complètes sont en cours de finalisation. Ces topologies d'amplificateur ont été présentées dans [119].

IV.3.1 Prototype d'amplificateurs bouclés pour la lecture du CryoCube

La figure IV.12 montre le schéma électronique pour la voie chaleur, développé par l'Institut Néel. L'électronique est en partie située à froid : les résistances R_{15} , R_{14} , R_3 et le HEMT sont situés à 1 K ou 4 K. Les résistances R_2 (résistance de polarisation) et R_1 (Ge-NTD) sont situées sur l'étage 10mK et le reste de l'électronique se situe à chaud. A terme, cette dernière sera installée dans la Boîte Bolomètre (BB) du CryoCube, prévue pour l'été 2022.

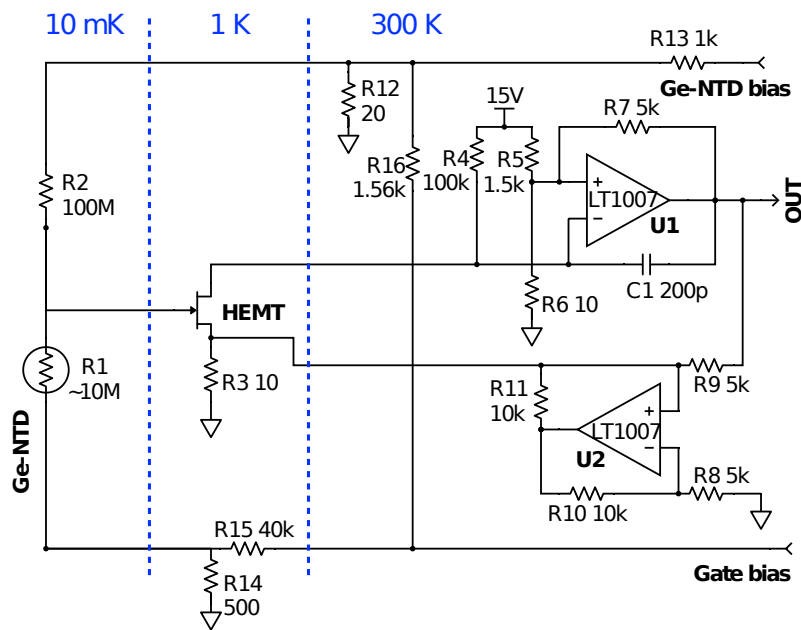


Figure IV.12 – Prototype d'une électronique chaude pour la voie chaleur, utilisant un HEMT de 100 pF. La valeur des résistances est optimisée pour un senseur Ge-NTD de résistance 10 M Ω , et un point de polarisation de $i_{ds} = 0.15$ mA et $V_{ds} = 100$ mV. Figure publiée dans l'article [119], qui porte sur les résultats présentés à la conférence LTD19.

La puissance dissipée par la résistance R_2 est négligeable, car le courant qui la traverse est d'environ 1 nA, ce qui donne pour 30 détecteurs une puissance d'environ 3 nW.

Le point de fonctionnement des HEMT ne joue pas un rôle important dans le niveau de bruit en sortie. La polarisation des HEMT choisie est $V_{ds} = 100$ mV et $i_{ds} = 0.15$ mA, comme montré en section IV.2.3. Ces tensions sont appliquées grâce aux résistances R_4 , R_5 , R_6 et la tension $V_{cc} = 15$ V. La puissance apportée par les 30 HEMT de la voie chaleur est alors seulement de

450 μW . La résistance R_{14} apporte également une puissance de 30 μW , ce qui donne au total pour les 30 voies chaleur du CryoCube une puissance apportée à l'étage 1K de 1350 μW .

Une source de Howland est utilisée pour s'affranchir de la résistance de fil entre la sortie de l'électronique située à chaud et l'étage HEMT situé à froid. Cette source permet d'avoir le même diviseur de tension que celui généré par les résistances R_9 et R_6 , en imposant un courant $i = V_{\text{in}}/R_9$.

La polarisation V_{gs} du HEMT se fait via la grille, via les résistances R_{14} et R_{15} . Cependant la grille est aussi reliée au senseur Ge-NTD. Pour séparer polarisation du Ge-NTD et tension de grille, les résistances R_{12} et R_{16} sont ajoutées au système. Ainsi, lorsqu'une polarisation est appliquée sur la grille, la polarisation du Ge-NTD n'est pas impactée. D'autres éléments sont présents dans le montage, servant à la stabilité du système, comme par exemple la résistance R_7 pour la stabilité de la contre-réaction de l'amplificateur U_1 .

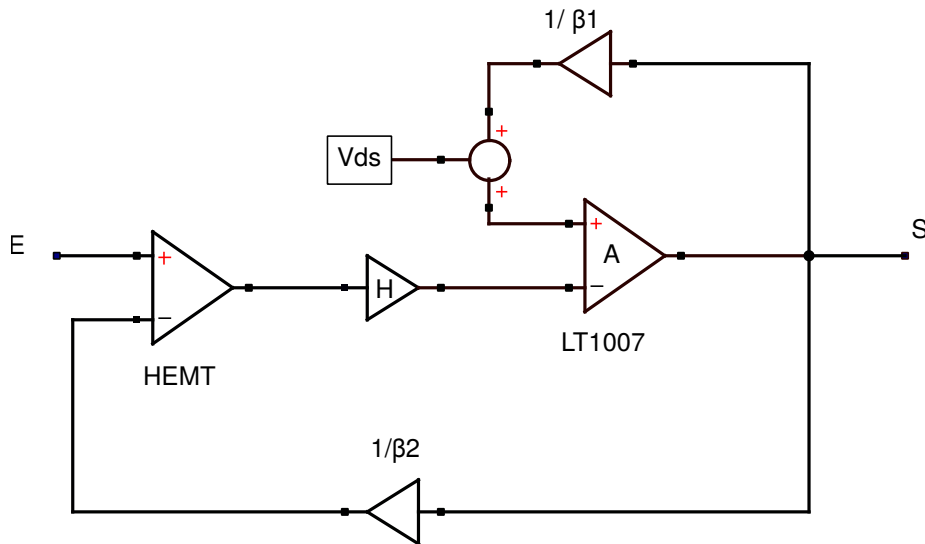


Figure IV.13 – Schéma bloc du prototype de la voie chaleur. Le HEMT est considéré comme un amplificateur différentiel, avec la grille du HEMT comme étant l'entrée +, la source comme l'entrée - et le drain comme la sortie.

Une analyse du système en schéma bloc est proposée sur la figure IV.13. Le HEMT est considéré comme un amplificateur de gain H , qui a pour entrée + la tension sur la grille et comme entrée - la tension sur la source. L'amplificateur AOP LT1007 [142] U_1 a un gain A . Les résistances R_7 et R_9 ont la même valeur et servent de résistances de feedback pour l'amplificateur LT1007 et le HEMT respectivement. L'amplificateur U_2 (source de Howland) n'est pas considéré car son but est uniquement d'assurer le diviseur de tension R_3, R_9 . Les valeurs de β_1 et β_2 sont définies par les résistances R_7/R_6 et R_9/R_3 . Puisque leurs valeurs sont identiques, on a $\beta = \beta_1 = \beta_2$. La tension V_{ds} n'est pas considérée, car elle reste constante lorsque V_g change, ce qui est l'objectif principal du système bouclé. Le signal en sortie s'écrit :

$$S = S \cdot \frac{A}{\beta} - \left(E - \frac{S}{\beta} \right) \cdot (-HA) \quad (\text{IV.12})$$

En considérant que le gain du HEMT est négatif et que $(H + 1) \cdot A \sim H \cdot A$, on peut réécrire :

$$S = \frac{E \cdot A \cdot H}{1 + \frac{A \cdot H}{\beta}} \quad (\text{IV.13})$$

Le gain en boucle fermée G_{cl} devient :

$$G_{cl} = \frac{G_{ol}}{1 + \frac{G_{ol}}{\beta}} = \frac{A \cdot H}{1 + \frac{A \cdot H}{\beta}} \quad (\text{IV.14})$$

où G_{ol} représente le gain en boucle ouverte.

La bande passante du système dépend de la valeur du gain boucle ouverte $A \cdot H$. Le gain de l'amplificateur LT1007 étant élevé ($10^7/f$), la valeur de $A \cdot H$ est grande. Le gain boucle fermée du système ne dépend alors plus du gain du HEMT, mais seulement de β .

$$G_{cl} = \beta = \frac{R_9 + R_3}{R_3} = \frac{R_7 + R_6}{R_6} = 501 \quad (\text{IV.15})$$

Ainsi, comme le gain du LT1007 est grand, même si une variation de tension sur la grille intervient, le gain du système ne change pas. Cette typologie d'amplificateur, contrairement au montage source commune, ne possède pas de problème de stabilité du gain.

IV.3.2 Résultats des premiers tests de la voie chaleur

IV.3.2.a Stabilité du gain

Les premiers tests sur la voie chaleur ont été réalisés à l'Institut Néel à 77 K dans l'azote liquide, pour vérifier que tous les composants soient fonctionnels. De plus, afin de faciliter les tests, la tension $V_{cc} = 15 \text{ V}$ qui permet de contrôler la tension V_{ds} et le courant i_{ds} du HEMT, a été séparée en deux pour avoir la liberté de changer la tension et le courant séparément.

Comme le montre la figure IV.7, la tension V_{gs} du montage source commune dépend de l'énergie des événements, induisant ainsi une variation du gain avec l'énergie difficilement estimable, mais importante.

Le montage en boucle fermée choisi a pour but de compenser cet effet et de garder un gain constant, quelle que soit la variation de tension générée par une particule sur la grille du HEMT. Comme montré dans l'équation IV.15, le gain du signal d'entrée est $G_{cl} = 501$ dans la bande passante de l'amplificateur, quel que soit le gain intrinsèque du HEMT, tant que $A \cdot H \gg 1$.

La vérification expérimentale a été réalisée en enlevant les résistances R_{12} et R_{16} . Le HEMT est polarisé au point de polarisation $i_{ds} = 0.15 \text{ mA}$ et $V_{ds} = 100 \text{ mV}$. Un signal sinusoïdal d'amplitude variable est envoyé sur la grille via R_{13} et R_{12} , pour vérifier le comportement du système. La figure IV.14 montre la stabilité du gain pour des variations de plusieurs mV. La valeur du gain moyen mesuré est $G_{cl} = 498$.

La différence avec la valeur théorique est de moins de 1%. Lors des mesures, la masse froide (1K) était reliée à la masse chaude du système, entraînant une résistance supplémentaire de

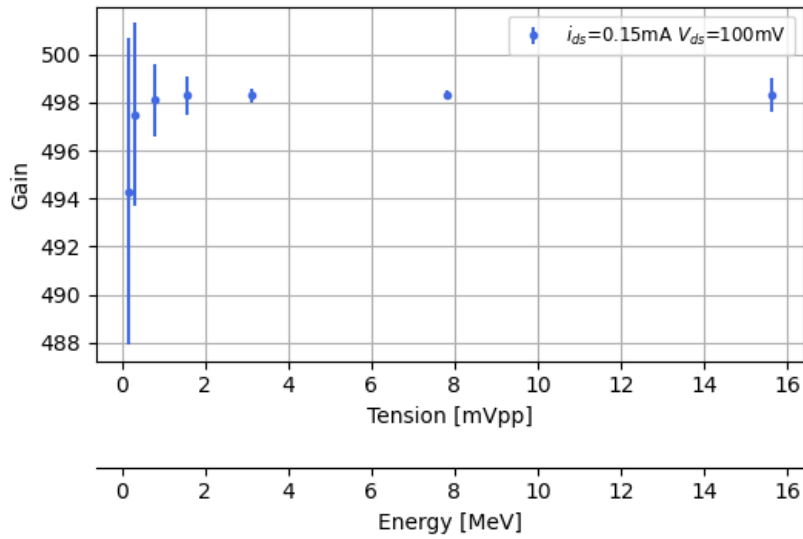


Figure IV.14 – Stabilité du gain pour des tensions en entrée V_g variant de 0.1 mV à 16 mV, comparables à des événements d'énergie entre 0.1 MeV et 15 MeV, pour une sensibilité de $1 \mu\text{V}/\text{keV}$. L'étude est réalisée avec un HEMT de 100 pF, pour un point de polarisation $V_{ds} = 100 \text{ mV}$ et $i_{ds} = 0.15 \text{ mA}$. Figure publiée dans l'article [119].

quelques fractions de Ω pouvant expliquer cet écart. Une autre possibilité est que la résistance R_3 , qui est placée à froid, ait varié très légèrement avec la température ambiante. Pour exemple, une variation de 1% de la résistance R_3 diminue la valeur du gain attendu à $G_{cl} = 495$.

IV.3.2.b Bande passante

Le montage est réalisé pour laisser passer le courant continu (DC), permettant de mesurer la résistance du Ge-NTD. La bande passante du détecteur va dépendre du gain $A \cdot H$, qui représente le gain en boucle ouverte, c'est-à-dire si la sortie V_{out} n'est plus reliée à la source du HEMT. Le gain du système en boucle ouverte peut être considéré comme un amplificateur différentiel, montré en figure IV.15 (droite). Sur cette figure, le HEMT est représenté par son courant amplifié par l'AOP LT1007, d'expression $g_m V_{gs}$, avec $V_{gs} = V_{in}$. Dans cette typologie d'amplificateur, la tension en entrée + de l'amplificateur LT1007 est $V_+ = V_- = 0$.

La tension de sortie s'écrit :

$$V_{out} = -Z_c \cdot g_m V_{gs} = -Z_c \cdot g_m V_{in} \quad (\text{IV.16})$$

où Z_c est l'impédance complexe de la capacité C .

Le gain en boucle ouverte est :

$$G_{ol} = \frac{V_{out}}{V_{in}} = -g_m \cdot Z_c \quad (\text{IV.17})$$

La bande passante du détecteur est définie comme étant $G_{cl}/\sqrt{2}$. Tant qu'il y a du gain dans

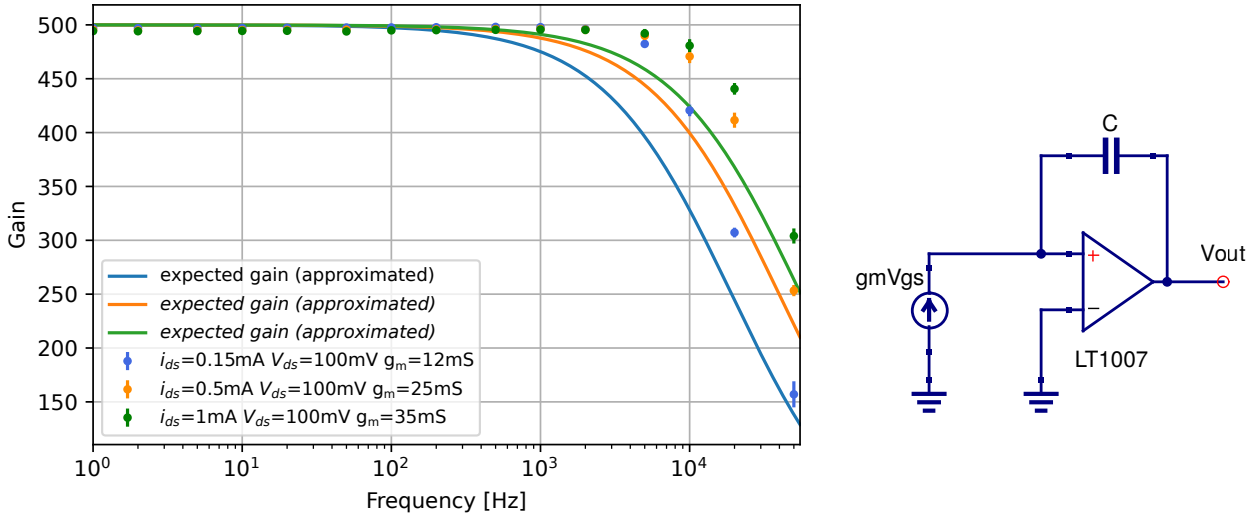


Figure IV.15 – Gauche : Bande passante du prototype de la voie chaleur pour des points de polarisation $V_{ds} = 100\text{ mV}$ et $i_{ds} = 0.15/0.5/1\text{ mA}$. Les points représentent les données et les courbes correspondent aux bandes passantes calculées via l'équation IV.14. Figure publiée dans l'article [119]. Droite : Schéma électrique équivalent du prototype de la voie chaleur du CryoCube en boucle ouverte.

le transistor, la bande passante de cette typologie d'amplificateur est supérieure à celle envisagée pour RICOCHET (quelques kHz). La figure IV.15 montre l'évolution de la bande passante pour différents points de polarisation. Les valeurs de g_m sont tirées de mesures réalisées durant d'autres mises en froid. On constate un écart entre la bande passante calculée via la formule IV.14 et les données, au-delà de 200 Hz. Cet effet peut venir d'un terme supplémentaire dans le calcul de la bande passante, non pris en compte.

IV.3.2.c Niveau de bruit

Pour caractériser le niveau de bruit en tension du système, la résistance R_1 a été court-circuitée pour relier la grille du HEMT directement à R_{14} . Les résistances R_{12} , R_{16} et la polarisation du Ge-NTD ne sont pas câblées. Pour augmenter la dynamique durant les phases de mesures, les résistances de polarisation des grilles ont été modifiées $R_{15} = 2.7\text{ k}\Omega$ et $R_{14} = 1\text{ k}\Omega$. Ces résistances vont apporter un bruit blanc de $0.25\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Le bruit total s'exprime alors comme la contribution du HEMT (bruit en courant et en tension) et du bruit Johnson des résistances R_{14} et R_{15} :

$$e_{\text{tot}}^2 = e_n^2 + i_n^2 \cdot (Z_{gs} // Z_{R14} // Z_{15}) + 4k_B \cdot T \cdot R_{14} + \frac{4k_B \cdot T \cdot R_{15} \cdot R_{14}}{R_{14} + R_{15}} \quad (\text{IV.18})$$

où k_B est la constante de Boltzmann et T la température des résistances.

La figure IV.16 montre le spectre de bruit d'un HEMT de 100 pF couplé à la chaîne d'amplification proposée (courbe bleue). La courbe orange montre la mesure du bruit en tension du HEMT seul (le bruit basse fréquence $< 10\text{ Hz}$ n'est pas corrigé du gain pour cette courbe). La courbe

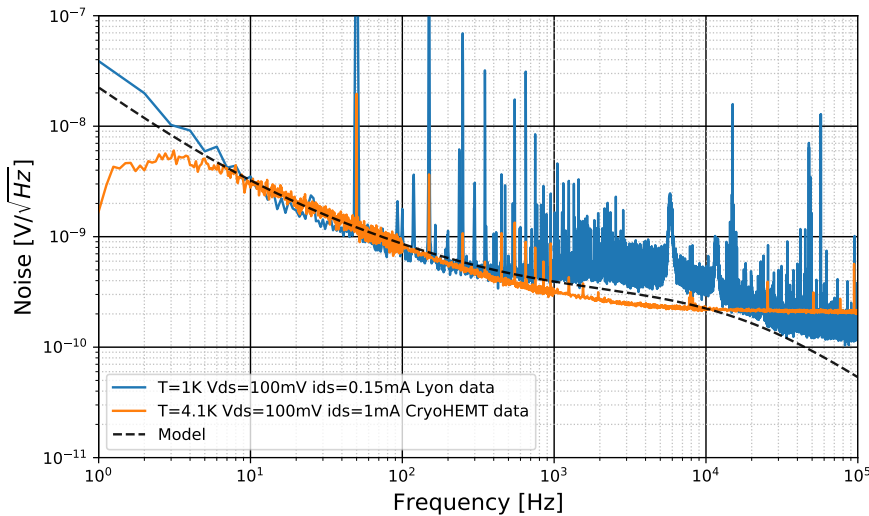


Figure IV.16 – Comparaison du spectre de bruit obtenu par le prototype de la voie chaleur, en bleu, avec une résistance d'entrée de 500 Ω , et du bruit en tension du HEMT utilisé, en orange. La courbe en pointillés correspond au modèle de bruit calculé par l'équation IV.18.

noire en pointillés correspond au modèle de bruit attendu (équation IV.14). Un léger bruit en excès semble présent en dessous de 5 Hz, mais la mesure basse fréquence reste compatible avec le bruit du HEMT seul. Au-dessus de 500 Hz, on observe un renflement du bruit et un léger excès par rapport au niveau attendu. Le niveau de bruit reste cependant excellent et inférieur à $0.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, soit nettement moins que le niveau de bruit Johnson attendu de la résistance du Ge-NTD, (avec des valeurs de l'ordre de 10 M Ω).

Le bruit de la partie chaude, qui est divisé par le gain du HEMT (calculé par l'équation IV.6 à partir de g_m et g_d , avec $R_s = R_3 = 10 \text{ }\Omega$ et $R_d = R_4 = 100 \text{ k}\Omega$), devrait varier en fonction du gain. Des mesures avec des points de polarisation plus élevés, avec $i_{ds} = 0.15 \text{ mA}$, ont été réalisées sans amélioration du niveau de bruit. Cela montre à priori l'influence négligeable du bruit de la partie chaude.

La mesure du prototype de la voie chaleur a permis sa validation en termes de stabilité du gain et de bande passante de l'amplification. Pour la voie chaleur, la bande passante utile est de quelques kHz; au-delà de cette valeur, le signal d'un événement n'apporte plus d'information, et sa résolution ne s'améliore pas. Le bruit en tension correspond au modèle dans la bande passante utile, inférieure à 1 kHz. Des mesures sur une résistance simulant le senseur Ge-NTD sont nécessaires pour vérifier qu'aucun bruit en courant supplémentaire n'est présent, Cette étude est présentée au chapitre V.

IV.3.3 Principe de fonctionnement de l'amplificateur de charge

Deux prototypes ont été proposés pour la voie ionisation : un amplificateur de charge avec bouclage sur la grille du transistor HEMT et un amplificateur de tension avec bouclage sur la source. Les deux prototypes ont été réalisés et testés à 4 K à l'Institut Néel.

Dans cette section sont présentés les résultats associés au premier prototype, en termes de stabilité du gain, de bande passante et de mesure du bruit en tension, obtenus dans les mêmes conditions de polarisation des HEMT que pour l'amplificateur chaleur à 4 K.

Comme la voie chaleur, la voie ionisation a besoin d'avoir une dynamique couvrant 6 ordres de grandeur pour mesurer des événements d'énergies comprises entre 10 eV et 10 MeV. Contrairement à la voie chaleur, il faut un câblage avec une capacité parasite la plus faible possible, pour ne pas diminuer l'intensité du signal issu du détecteur. Il a été montré au chapitre III que pour les capacités attendues pour l'électronique et le câblage, l'utilisation de HEMT de 5 pF est la plus optimale, du fait de leur faible bruit en courant. La bande passante nécessaire est de l'ordre de 50 kHz.

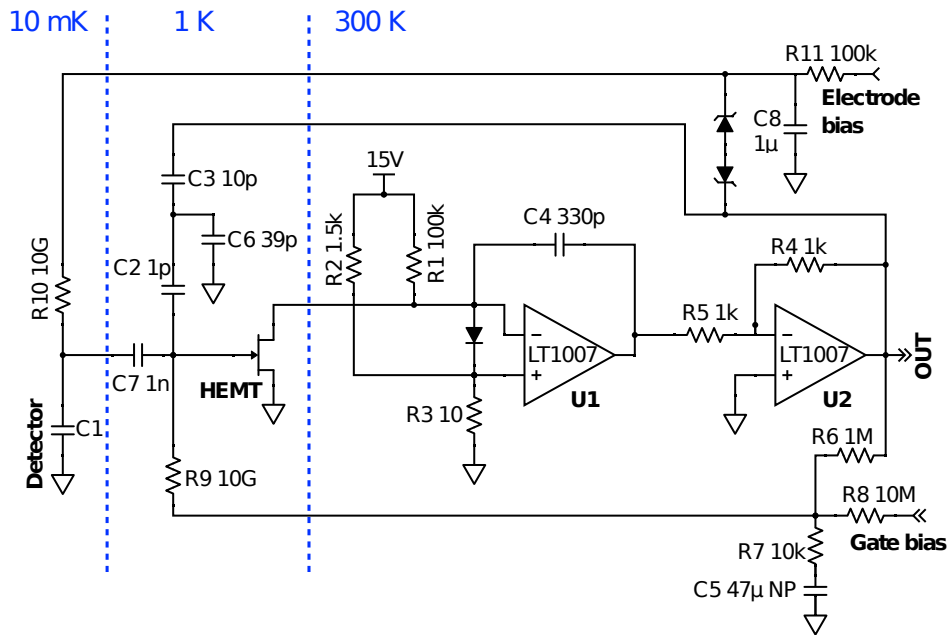


Figure IV.17 – Schéma du prototype de l'amplificateur pour la voie ionisation. Les valeurs des résistances et des capacités sont optimisées pour un HEMT de 5 pF, avec un point de polarisation $i_{ds} = 0.15$ mA et $V_{ds} = 100$ mV, et pour avoir la somme de la capacité de détecteur et de la capacité de câble égale à 20 pF. Figure extraite de [119].

La figure IV.17 montre le schéma du prototype de la voie ionisation de l'amplificateur. Il s'agit d'un schéma bouclé, ne laissant pas passer le continu, avec un HEMT de 5 pF et deux amplificateurs opérationnels LT1007. Le système de polarisation du détecteur est réalisé via la résistance R_{10} , située à froid pour diminuer son bruit Jonshon. Le condensateur C_7 permet de découpler la grille du HEMT. La polarisation V_{ds} et le courant i_{ds} du HEMT sont produits de la même façon que pour l'amplificateur chaleur, avec les résistances R_{12} , R_1 et R_3 . La polarisation V_{gs} se fait via la grille du transistor, avec la source à la masse, grâce aux résistances R_7 , R_8 et R_9 .

L'amplificateur opérationnel U_1 est monté comme pour l'amplificateur chaleur, permettant de donner du gain en boucle ouverte proportionnel au condensateur C_4 , comme montré en section IV.3.2.b. Le gain du système s'écrit de la même façon que pour la voie chaleur (voir équation

IV.14). Le deuxième amplificateur est inverseur, ce qui permet d'inverser le signal avant d'avoir le bouclage. En effet, le HEMT a un gain négatif, il faut donc inverser le signal pour avoir un feedback positif et ne pas perturber le signal en entrée. Le gain des amplificateurs LT1007 s'écrit :

$$G_{ol} = \frac{g_m}{j\omega C_4} \approx \frac{10^7}{f} \quad (\text{IV.19})$$

Le calcul du gain en boucle fermé fait intervenir le feedback alternatif (AC), produit par les capacités C_2 , C_3 et C_6 , ainsi que le feedback continu (DC), qui fait intervenir les résistances R_6 , R_7 , R_9 et la capacité C_5 . Le système peut-être considéré dans sa globalité comme un montage intégrateur, tant que le gain en boucle ouverte est suffisamment grand.

Le gain en boucle fermée de ce montage est alors :

$$G_{cl} = \frac{G_{ol}}{1 + \frac{G_{ol}}{\alpha} + \frac{G_{ol}}{\beta}} \approx -\frac{C_{fb}}{C_{fb} + C_1} = -101 \quad (\text{IV.20})$$

$$\text{avec} \quad \alpha = \frac{C_{fb}}{C_{fb} + C_1} \quad \beta = \frac{Z_{R7} + Z_{C5}}{Z_{R7} + Z_{C5} + Z_{R6}} \frac{Z_{C1}}{Z_{C1} + Z_{R9}} \quad C_{fb} = \frac{C_2 \cdot C_3}{C_2 + C_3 + C_6}$$

où Z_{C1} est l'impédance complexe du détecteur (associé à la capacité C_1) et C_{fb} est l'impédance du bouclage, $1/\alpha + 1/\beta$, somme des bouclages DC et AC. Le bouclage DC va imposer un filtre passe-haut de fréquence de coupure $f_c = 1$ Hz, via la résistance R_9 et la capacité C_1 du détecteur. Le filtre passe-haut du système est défini par son gain boucle ouverte, de la même façon que pour l'amplificateur chaleur, comme présenté en section IV.3.2.b.

Dans ce montage pour la voie ionisation, la source du HEMT ne sera pas affectée par le changement de tension du système, ce qui assure la stabilité de la tension V_{gs} . Le gain sera lui aussi stable car seule la tension V_g va être affectée par les interactions dans le détecteur.

La Figure IV.18 (gauche) montre la bande passante du détecteur avec trois points de polarisation différents. La coupure basse fréquence est correctement reproduite, mais le modèle est moins précis sur la coupure haute fréquence, comme c'était déjà le cas pour l'amplificateur chaleur. Le gain mesuré vaut $G_{cl} = 115$ pour les 3 polarisations, alors que la valeur attendue était de 101. L'écart pourrait être expliqué par des variations de capacité à froid, et par la présence de capacités parasites sur le PCB froid. On constate que la bande passante est supérieure à 20 kHz pour les trois polarisations, correspondant à l'objectif pour RICOCHET.

La Figure IV.18 (droite) montre le spectre de bruit de la voie ionisation de l'amplificateur (courbe bleue), obtenu à froid à une température de 4.2 K, avec une résistance $R_{10} = 2$ G Ω . Sur ce spectre, on constate que la partie basse fréquence est bien modélisée par le bruit Johnson de la résistance, mais qu'au-delà de 10 Hz, un bruit de type 1/f en excès est présent. Des mesures sont prévues dans le cryostat de l'IP2I, pour caractériser finement ce bruit, essayer de le réduire et déterminer les valeurs des résolutions que l'on peut atteindre avec cette typologie d'amplificateur. On constate que le bruit est actuellement supérieur d'environ un ordre de grandeur au signal

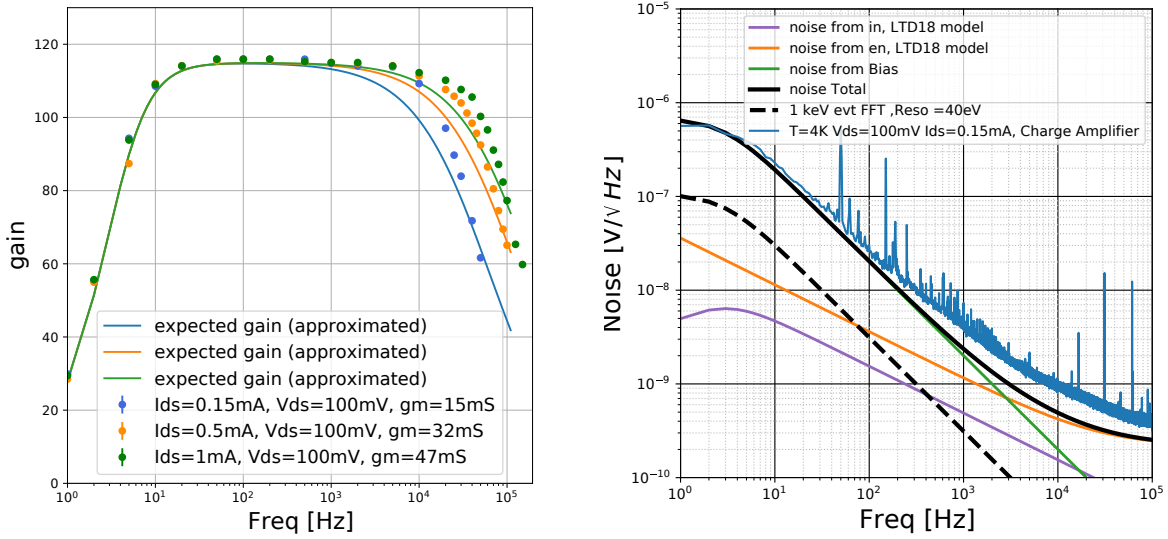


Figure IV.18 – Gauche : Bande passante du prototype de la voie ionisation pour des points de polarisation $V_{ds} = 100$ mV et $i_{ds} = 0.15/0.5/1$ mA. Les points représentent les données et les courbes correspondent aux bandes passantes simulées. Droite : Spectre de bruit obtenu à 4.2 K pour le prototype de la voie ionisation, en bleu, avec une résistance d'entrée $R_{10} = 2$ G Ω , et comparaison avec le spectre de bruit total (courbe pleine en noir), d'après le modèle de bruit des HEMT. Les différentes contributions au bruit total d'après ce modèle sont également représentées en violet, orange et vert. La courbe en tiret noir montre le signal associé à un événement d'énergie 1 keV : c'est l'objectif de bruit quand les résistances de l'amplificateur seront à 10 mK au lieu de 4 K.

associé à un événement d'énergie 1 keV. Le bruit devrait diminuer d'un facteur ~ 20 quand les résistances de l'amplificateur seront à 10 mK au lieu de 4 K, permettant d'atteindre un rapport signal sur bruit suffisant pour les mesures.

Le bruit en excès observé pourrait être dû à la technologie de résistance utilisée pour le feedback. Comme il sera montré au chapitre V, plusieurs mesures de résistances à froid ont été réalisées afin de sélectionner les technologies de résistance les plus adaptées pour le CryoCube. Une solution avec des relais actifs à base de transistors HEMT ou encore de CMOS [119], est en cours de discussion dans le groupe électronique de RICOCHET.

Les résultats concernant le second prototype de la voie ionisation, qui montrent de moins bonnes performances, ne sont pas présentés dans ce manuscrit.

IV.4 Conclusion

L'étude des HEMT valide les performances annoncées par le constructeur (C2N/CryoHEMT) sur le gain et le bruit en tension des HEMT dans les conditions de fonctionnement de la future

expérience : $15 \mu\text{W}$ de dissipation par HEMT sur un étage d'électronique à 1 K au lieu de $50 - 100 \mu\text{W}$ à 4.2 K

Les performances en bruit et le gain en montage source commune sont suffisantes mais ce montage est intrinsèquement limité en terme de stabilité du gain sur une grande dynamique, ce qui est un pré-requis pour RICOCHET.

Le groupe électronique de la collaboration a ainsi étudié et développé des typologies d'amplificateurs bouclés pour stabiliser le gain aussi bien pour la voie chaleur que pour la voie ionisation. Les premières mesures sur ces prototypes montrent qu'ils respectent ce cahier des charges.

Chapitre V

Etude des HEMT couplés aux détecteurs

Sommaire du chapitre

V.1	Validation de l'électronique : montage "faux bolomètre"	140
V.1.1	Choix des résistances	140
V.1.2	Emplacement de la résistance de polarisation	143
V.1.3	Montage "Faux bolomètre"	145
V.1.4	Bruit en courant et effet Miller	146
V.1.4.a	Montage source commune	146
V.1.4.b	Méthode d'ajustement	150
V.1.4.c	Bruit lié au prototype de l'amplificateur chaleur du CryoCube	152
V.1.5	Effet de l'emplacement des HEMT	154
V.2	Méthode d'analyse et d'extraction de la résolution ligne de base	155
V.2.1	Sélection du template	155
V.2.2	Sélection des événements	157
V.2.3	Méthode d'extraction de la résolution ligne de base	157
V.2.3.a	Coupures	157
V.2.3.b	Extraction de la résolution ligne de base	158
V.2.3.c	Optimisation des paramètres du processing	160
V.3	Performances en voie chaleur	161
V.3.1	Présentation des runs effectués	162
V.3.2	Premiers runs chaleur en montage source commune	164
V.3.2.a	Installation	164
V.3.2.b	Performances obtenues	165
V.3.3	Prototype d'amplificateur chaleur pour le détecteur CryoCube	168
V.3.3.a	Installation	168
V.3.3.b	Performances obtenues	168
V.3.4	Caractérisation du bruit	171
V.3.4.a	Forme des signaux parasites	171
V.3.4.b	Evolution temporelle du bruit lié aux événements parasites .	172
V.3.4.c	Autres mesures pour caractériser les événements parasites .	174
V.3.5	Hypothèses sur l'origine du bruit	174
V.3.6	Conclusion et perspectives pour la voie chaleur	176
V.4	Performances en voie ionisation sur des détecteurs planaires	176
V.4.1	Présentation des runs effectués	177

V.4.2	Estimation de la résolution avec des résistances à 1 K	179
V.4.2.a	Installation du run 93	179
V.4.2.b	Performances en résolution	181
V.4.2.c	Estimation des paramètres du modèle de bruit	183
V.4.3	Résolution avec des résistances à 10 mK	186
V.4.3.a	Installation du run 101	186
V.4.3.b	Performances en résolution	188
V.4.3.c	Rôle de la capacité entre les électrodes	190
V.4.3.d	Mesure du bruit en excès sur le détecteur RED177	192
V.4.4	Conclusion et perspectives pour la voie ionisation	194

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats obtenus durant la thèse sur l'électronique HEMT couplée aux bolomètres cryogéniques, pour le détecteur CryoCube de l'expérience RICOCHET. Après la présentation des tests effectués en vue de valider l'électronique, la méthode utilisée pour analyser les différents résultats sera introduite. Les performances obtenues en voie chaleur, puis en voie ionisation, seront données dans les deux dernières parties.

V.1 Validation de l'électronique : montage "faux bolomètre"

Dans les chapitres précédents, il a été montré que plusieurs étapes ont été nécessaires afin de vérifier les performances des HEMT, comme la mesure du gain, sa stabilité, le bruit en tension, ou encore l'influence du point de polarisation et de la température. Avant de réaliser les mesures sur les détecteurs, il est important de vérifier également que le montage fonctionne sans ces derniers. Les détecteurs sont alors remplacés par une résistance pour les mesures en voie chaleur, et par un condensateur pour celles en voie ionisation. Ce montage est ici appelé "faux bolomètre". Cette section se concentre sur la validation du système de mesures : le choix des résistances à utiliser, une estimation du bruit en courant des HEMT et l'utilisation des faux bolomètres.

V.1.1 Choix des résistances

Dans les montages de la voie chaleur comme de la voie ionisation, il est nécessaire d'utiliser des résistances. Elles ont pour but de faire passer un courant dans le senseur Ge-NTD pour la voie chaleur. Pour la voie ionisation, elles permettent d'appliquer une tension sur les électrodes, et d'agir comme remise à zéro de la tension de la grille du transistor. Comme montré au chapitre III, pour obtenir les meilleures résolutions, les résistances de polarisation et de feedback pour la voie ionisation ont idéalement besoin d'avoir des valeurs de plusieurs $G\Omega$, à une température de 10 mK.

Si on considère la voie chaleur, le courant est généré via une résistance de polarisation R_{polar} . Pour que le courant dépende uniquement de cette résistance, il faut que sa valeur soit plus grande que la valeur de la résistance R_{NTD} du Ge-NTD. Le courant qui circule dans le Ge-NTD s'écrit alors :

$$i_{\text{NTD}} = \frac{V_{\text{polar}}}{R_{\text{NTD}} + R_{\text{polar}}} = \frac{V_{\text{polar}}}{R_{\text{polar}}} \quad (\text{V.1})$$

où V_{polar} est la tension injectée en entrée de la résistance de polarisation. Comme la résistance NTD varie en fonction de la température entre 0.1–10 M Ω , il faut que la résistance de polarisation soit supérieure à 100 M Ω , pour avoir une injection de courant connue. Le deuxième intérêt de choisir une résistance de polarisation de valeur élevée est que son bruit sera d'autant plus divisé, du fait du diviseur de tension formé par les résistances R_{NTD} et R_{polar} .

Le bruit des résistances dépend de leur température, Ainsi, pour limiter le bruit total, il faut placer les résistances sur l'étage 10mK. A cette température, le bruit Johnson diminue, pouvant laisser apparaître un autre bruit en excès. Il est donc important de mesurer les niveaux de bruit des résistances. Cette mesure, pour différentes résistances, a été réalisée successivement pour trois configurations : la mesure avec un électromètre, celle avec l'électronique d'EDELWEISS-III, et finalement la mesure directe avec l'électronique HEMT.

Pour la mesure avec l'électromètre, les résistances sont placées à l'étage 10mK, et la mesure s'effectue à plusieurs points de température, durant la descente et la remontée en température du cryostat. Cet électromètre permet de mesurer des résistances jusqu'à 200 G Ω , et le montage utilisé permet de placer cinq résistances à 10mK. L'électromètre pose problème sur les mesures aux plus basses température, il injecte un bruit parasite pouvant augmenter la température de la résistance par découplage électron-phonon, qui ne peut alors être mesurée à 10 mK.

La deuxième mesure possible se fait via l'électronique EDELWEISS. Cette technologie a été développée dans le but de mesurer les courbes $R(T)$ des résistances Ge-NTD à froid, elle est donc adaptée pour ne pas envoyer de courant pouvant chauffer les résistances. La mesure est effectuée par modulation et ne permet pas la mesure des résistances au-delà de 200 M Ω . En fonction du nombre de détecteurs installés sur la tour, il est possible de mesurer plusieurs résistances simultanément.

La dernière étape de validation consiste à la mesure des résistances avec les transistors HEMT. Durant cette étape, les spectres de bruits sont mesurés afin de vérifier que ces résistances n'ont pas de bruit en excès par rapport au bruit Johnson.

Plusieurs résistances ont ainsi pu être mesurées par ces techniques, et plusieurs problèmes ont été mis en évidence. Le premier est qu'aucune des différentes résistances de plusieurs G Ω mesurées n'est stable à froid (en dessous de 1 K), c'est-à-dire que leur résistance est supérieure à 200 G Ω . Le deuxième problème est que si la valeur de la résistance est trop élevée, alors la mesure de son bruit n'est plus possible avec les HEMT, puisqu'il est divisé par le filtre passe-bas engendré par cette résistance et la capacité de l'électronique froide. Pour une résistance de 100 G Ω et un HEMT de 5 pF, la fréquence de coupure est $f_c = 0.3$ Hz. Le bruit de la résistance devient typiquement plus faible que le bruit en tension du HEMT, ce qui permet d'obtenir des limites sur les bruits en excès.

Finalement, parmi toutes les résistances mesurées, seules deux technologies de résistances ont été validées : des résistances MSI de $150\text{ M}\Omega$ et $50\text{ M}\Omega$ [143], une résistance OHMITE de $22\text{ M}\Omega$ [144], ainsi que diverses résistances de valeur inférieure à $10\text{ M}\Omega$. Pour les valider, les résistances sont placées à l'étage 10mK du cryostat. A cette étage, la température est au minimum de 14 mK , mais il est possible de chauffer et de réguler l'étage jusqu'à 800 mK , ce qui permet d'étudier le spectre de bruit des résistances sur une large gamme en températures.

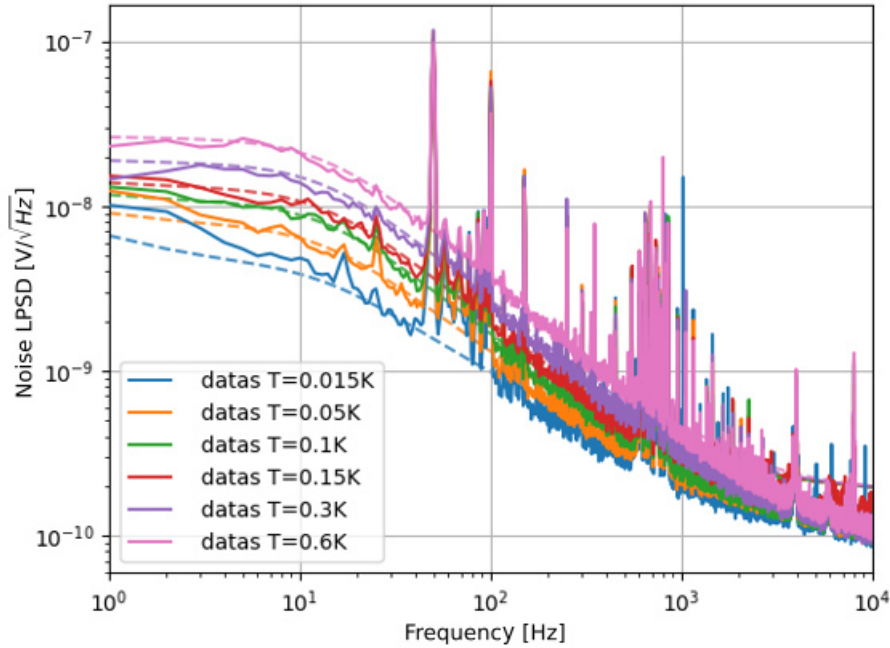


Figure V.1 – Evolution du spectre de bruit d'une résistance en fonction de la température. Il s'agit d'une résistance OHMITE de $22\text{ M}\Omega$ reliée à un HEMT de 200 pF . Les courbes en trait plein représentent les données, tandis que les courbes en pointillé représentent le modèle de bruit, pour différentes valeurs de résistances. Ce modèle est composée du bruit d'un HEMT de 200 pF , comme défini au chapitre III, avec en entrée une résistance de $22\text{ M}\Omega$ à la température étudiée.

La figure V.1 montre l'évolution du bruit Johnson en fonction de la température, pour une résistance OHMITE de $22\text{ M}\Omega$, avec un HEMT de 200 pF . Sur cette figure est aussi montré un modèle, composé du bruit (fourni par le fabricant) d'un HEMT de 200 pF placé sur le doigt froid, ainsi que du bruit de la résistance à la température de l'étude (le doigt froid est présenté en section V.1.5). Pour cette résistance OHMITE de $22\text{ M}\Omega$, les données sont en accord avec le modèle. A des température inférieures à 100 mK , un bruit en excès est présent, qui peut provenir d'un excès de bruit de la résistance. Une structure est également présente vers 100 Hz , elle est due à la vibration du câblage, entre la résistance qui est sur la tour et le HEMT qui est sur le doigt froid, comme montré sur la figure V.2 en section suivante. Les MSI [143] sont des résistances carrées de 1 mm de côté. Elles sont reliées au circuit électrique par bonding et collage sur le PCB. Leur petite taille leur permet d'être utilisées en série. La valeur de leur résistance varie, de $150\text{ M}\Omega$ à chaud à $200\text{ M}\Omega$ à 100 mK . Les résistances OHMITE de $22\text{ M}\Omega$ sont stables à froid, mais sont plus volumineuses que les MSI, rendant difficile de travailler avec un grand nombre de ces résistances en série.

La table V.1 présente la résolution ionisation attendue par le modèle deux voies ionisation

Type de résistance	Résolution ionisation [eV _{ee}] HEMT 5 pF
Résistance MSI 150 MΩ	32.6
Résistance OHMITE 22 MΩ	41.9
Résistance 10 GΩ	23.9

Table V.1 – Résolution en voie ionisation attendue pour un détecteur planaire en mesure différentielle, avec différents types de résistances utilisées pour la polarisation et le feedback. La température des résistances est de 15 mK, avec une capacité parasite de 10 pF. Les résolutions sont calculées à partir du modèle deux voies développé au chapitre III, en mesure différentielle comme définie en section III.3.5.

présenté en section III.3, en mesure différentielle, avec les résistances MSI et OHMITE, pour des températures de 15 mK et une capacité parasite de 10 pF. Ces paramètres sont ceux visés pour la R&D, et non pour l'expérience. Il est ainsi préférable de travailler avec des valeurs de résistances les plus élevées possible. Comme il est plus facile de travailler avec des résistances MSI en série, il a été décidé de réaliser une première étape de R&D avec ces résistances pour la voie ionisation.

Pour la voie chaleur, il faut que la résistance de polarisation R_{polar} soit supérieure à la résistance R_{NTD} pour que le courant soit bien défini. Comme les résistances des senseurs Ge-NTD peuvent aller jusqu'à 10 MΩ, il a été décidé de travailler avec des MSI de 150 MΩ.

V.1.2 Emplacement de la résistance de polarisation

La mesure des résistances de polarisation R_{polar} utilise le schéma électronique présenté sur la V.2 (en bas à gauche). La résistance peut être placée sur le connecteur 10 mK ou sur le connecteur à 1 K, comme montré sur la figure V.2 (en bas à droite).

La figure V.2 (en haut) montre la différence entre le spectre LPSD d'une résistance de 800 MΩ (constituée de quatre MSI en série) placée à l'entrée du HEMT sur le doigt froid, et celui obtenu avec des résistances MSI en série placées sur le connecteur à 10 mK, et le modèle attendu dans les deux cas (courbe noire en pointillés).

Pour les résistances placées directement sur le PCB du HEMT posé sur le doigt froid à 1 K (courbe orange), le niveau de bruit correspond au modèle, même si deux structures sont présentes entre 50 Hz et 100 Hz. Lorsque les résistances sont placées sur le connecteur à 10 mK (courbe bleue), du bruit en excès apparaît clairement. Ce bruit dépend de plusieurs facteurs, mais il semble être couplé à la valeur de la résistance. Plus celle-ci est grande et plus le bruit en excès est important. Des structures basses fréquences apparaissent également, car le bruit Johnson des résistances diminue. L'origine de ces structures pourrait être la vibration du câble entre les étages 1K et 10mK : des mesures avec le pulse tube éteint, pour diminuer les vibrations du cryostat, ont montré également une diminution de l'amplitude de ces structures. Différentes

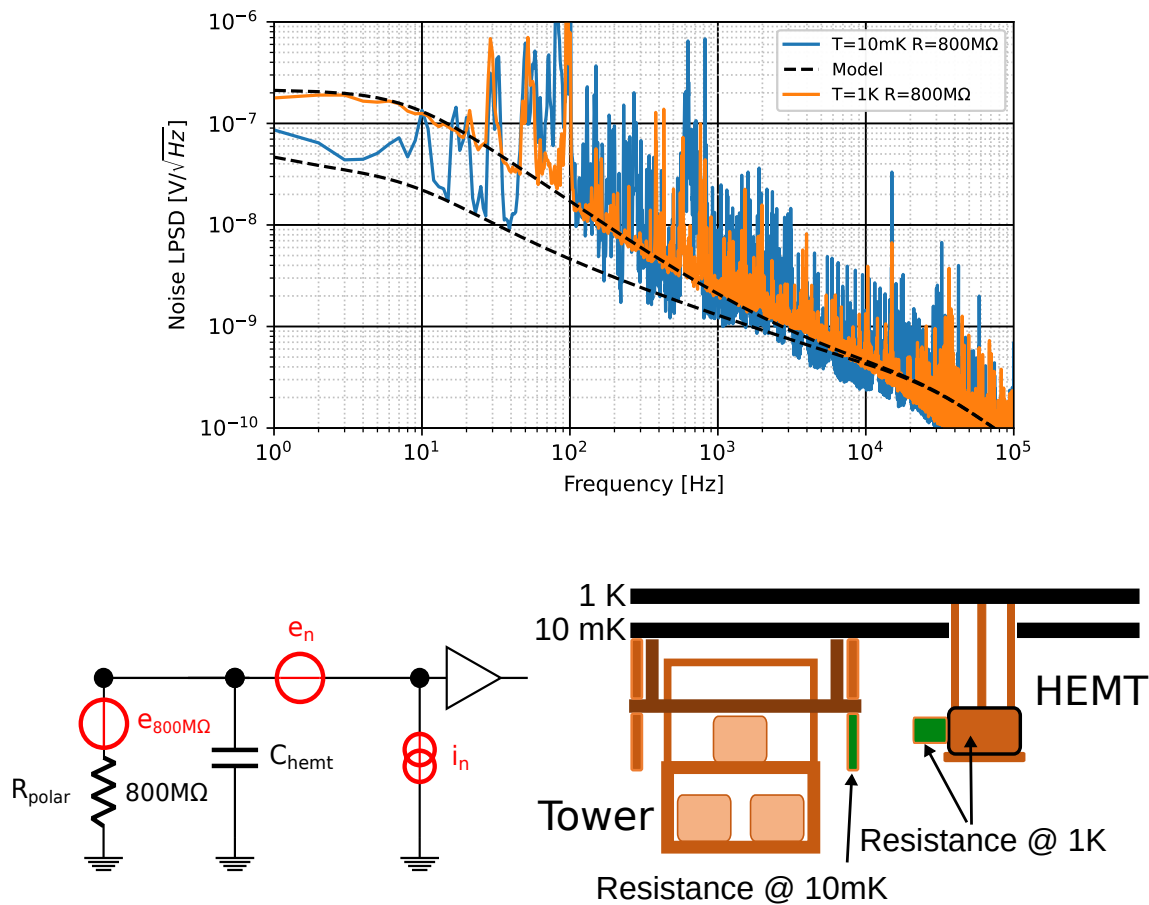


Figure V.2 – Haut : Spectre de bruit pour une résistance de 800 MΩ couplée à un HEMT de 5 pF placé à l'étage 10 mK sur la tour (bleu) et placé sur le doigt froid à 1 K sur le connecteur reliant le HEMT au détecteur (orange). Les traits pointillés noirs correspondent au modèle attendu pour ces deux températures. Bas gauche : électronique utilisée pour la mesure d'une résistance de 800 MΩ couplée à un HEMT. Bas droite : Schéma de la partie basse du cryostat montrant les deux emplacements possibles pour les résistances de polarisation et de feedback.

tentatives pour essayer de supprimer ce bruit ont finalement permis de le diminuer pour les mesures avec des détecteurs.

Au vu de ces résultats, il a été décidé de réaliser deux étapes pour les mesures des détecteurs. La première consiste à mesurer les détecteurs avec toutes les résistances placées sur le PCB du HEMT posé sur le doigt froid à 1 K. Cette étape permet de vérifier que les détecteurs n'apportent pas de bruit supplémentaire, et de lever une potentielle dégénérescence entre un problème au niveau du détecteur et le bruit en excès décrit ici. Lorsque les HEMT et les résistances sont placés sur le PCB du doigt froid, toute la partie avant amplification est protégée du rayonnement électromagnétique par les châssis en cuivre qui sont de plus à la même référence électrique, ce qui permet d'être moins sensible à certains signaux parasites comme le 50 Hz des prises de courant.

Lorsque tout est validé sur le doigt froid, une deuxième étape est réalisée avec les résistances à 10 mK. Ceci permet de diminuer le bruit Johnson des résistances, et d'obtenir ainsi de meilleures

résolutions.

Emplacement de la résistance	Résolution ionisation [eV _{ee}]	Résolution chaleur [eV]	
	HEMT 5 pF	HEMT 100 pF/200 pF	
Paramètre modèle	$C_{ii} + C_p = 10$ pF	$R_{NTD} = 1$ M Ω	$R_{NTD} = 10$ M Ω
T = 1 K sur le PCB HEMT	55.8	12.5/14.5	30.3/34.8
T = 15 mK connecteur	29.8	12.1/14.0	18.8/22.6

Table V.2 – Résolutions attendues données par le modèle, pour deux emplacements de résistance (connecteur 10 mK ou doigt froid 1 K). Pour la voie chaleur, on considère une sensibilité de 1 μ V/keV, avec une résistance de polarisation MSI de 150 M Ω , et une résistance Ge-NTD de 1 M Ω ou 10 M Ω . Pour la voie ionisation, on considère le cas d'un détecteur planaire avec $C_d + C_p = 10$ pF et l'utilisation de quatre résistances MSI de 150 M Ω en série pour les résistances de polarisation et feedback.

La table V.2 présente les résolutions attendues données par le modèle pour deux emplacements des résistances (connecteur 10 mK ou doigt froid 1 K). Pour la voie ionisation on considère un détecteur planaire (mesure de deux électrodes) avec un HEMT de 5 pF et une capacité détecteur plus câblage $C_d + C_p = 10$ pF, avec quatre résistances MSI de 150 M Ω en série pour les résistances de feedback et polarisation. La capacité entre les électrodes est fixée à 10.86 pF, qui est la valeur obtenue à partir du logiciel COMSOL (voir chapitre III). En voie chaleur, on considère un modèle avec des HEMT de 100 pF et 200 pF, de sensibilité 1 μ V/keV, une résistance R_{NTD} de 1 M Ω ou de 10 M Ω , et une résistance de polarisation MSI de 150 M Ω à une température de 15 mK. Ces différentes données sont injectées dans le modèle de bruit pour obtenir les résolutions présentées dans la table. Pour la voie chaleur, plus la valeur de la résistance du Ge-NTD est grande plus l'effet de l'emplacement des résistances sur la résolution est grand. Par exemple, pour une résistance $R_{NTD} = 10$ M Ω , la résolution passe de 18.8 eV pour une résistance de polarisation placée sur le connecteur à 10 mK, à 30.8 eV lorsqu'elle est placée sur le doigt froid à 1 K. Cette table ne prend pas en compte les problèmes de vibration. La première étape lors des mesures sera donc de diminuer les bruits en excès.

Des résistances de plus grandes valeurs ont été validées à 1 K, mais divergent à 10 mK. Utiliser ces résistances à 1 K pour la voie ionisation permettrait de gagner en résolution, mais les performances sont meilleures en plaçant les résistances MSI à 15 mK.

V.1.3 Montage "Faux bolomètre"

La dernière étape avant de réaliser les mesures avec un détecteur est de fabriquer un "faux bolomètre". Pour la voie chaleur, il s'agit de remplacer le Ge-NTD par une résistance stable à 10 mK. La résistance choisie vaut 5 M Ω , proche des valeurs des senseurs Ge-NTD étudiés avec l'électronique EDELWEISS-III. Pour la voie ionisation, le détecteur est considéré comme un condensateur. La figure V.3 montre les schémas des faux bolomètres utilisés, avec une capacité de découplage C_c , une résistance de feedback R_{fb} et une résistance de polarisation R_{polar} pour la voie ionisation (à gauche) et avec une résistance R_{NTD} et une résistance R_{polar} pour la voie chaleur (à droite).

Pour la voie ionisation, la capacité de câblage C_p entre les différentes parties simule la capacité détecteur, mais avec une valeur plus faible. Cette mesure sur la voie ionisation permet de vérifier que la capacité de découplage ne dégrade pas le bruit ou le signal, et qu'elle fonctionne à 1 K.

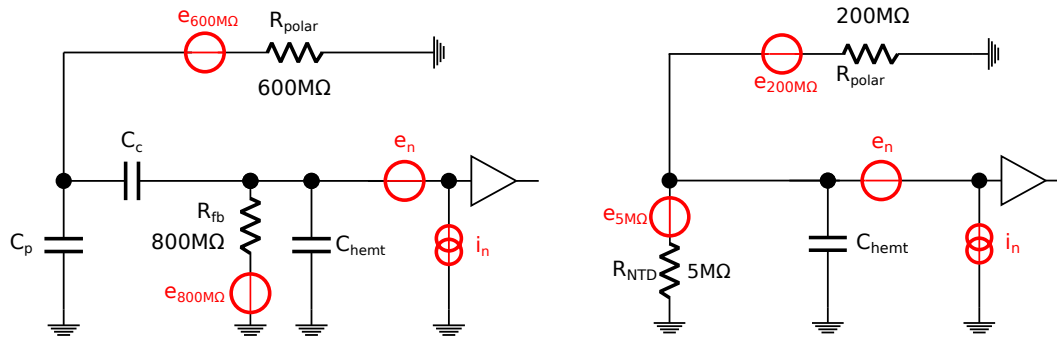


Figure V.3 – Schéma des faux bolomètres utilisés pour simuler les détecteurs en voie ionisation (gauche) et en voie chaleur (droite).

Les spectres de bruits associés aux mesures pour différents points de polarisation sont présentés sur la figure V.4, en haut pour la voie ionisation et en bas pour la voie chaleur. Les spectres de bruits sont ajustés avec comme paramètres l'effet Miller (C_{miller}), et un bruit en courant en excès (i_0 , i_a), comme discutés en section V.1.4. Cet ajustement fournit des valeurs sur le niveau de bruit en excès. Les données sont normalisées par rapport au gain mesuré (dans la légende de la figure V.4). Les différentes mesures montrent le même niveau de bruit dans le plateau. Un léger excès de bruit est présent au-dessus de 100 Hz, possiblement dû à un excès de bruit du HEMT ou de l'électronique froide.

Ces mesures ont permis de valider toute la chaîne d'acquisition, avant de passer au couplage avec le détecteur.

V.1.4 Bruit en courant et effet Miller

V.1.4.a Montage source commune

Une série de mesures a été effectuée pendant la validation des résistances MSI, en montage source commune, afin d'estimer le bruit en excès. La voie chaleur est composée d'une résistance R_{NTD} de $5\text{M}\Omega$, avec une résistance de polarisation de $150\text{M}\Omega$ ($200\text{M}\Omega$ à froid), et la voie ionisation est composée de quatre résistances MSI en série simulant une résistance de feedback $R_{fb} = 800\text{M}\Omega$. La figure V.3 montre le schéma électrique pour la voie ionisation (gauche) et la voie chaleur (droite).

L'impédance d'entrée Z_{input} du détecteur, qui contribue au bruit total par l'intermédiaire du bruit en courant i_n , est plus grande que lors des mesures de bruit en tension réalisées au chapitre III. Suivant son niveau, le bruit en courant peut donc contribuer au bruit total de façon plus importante.

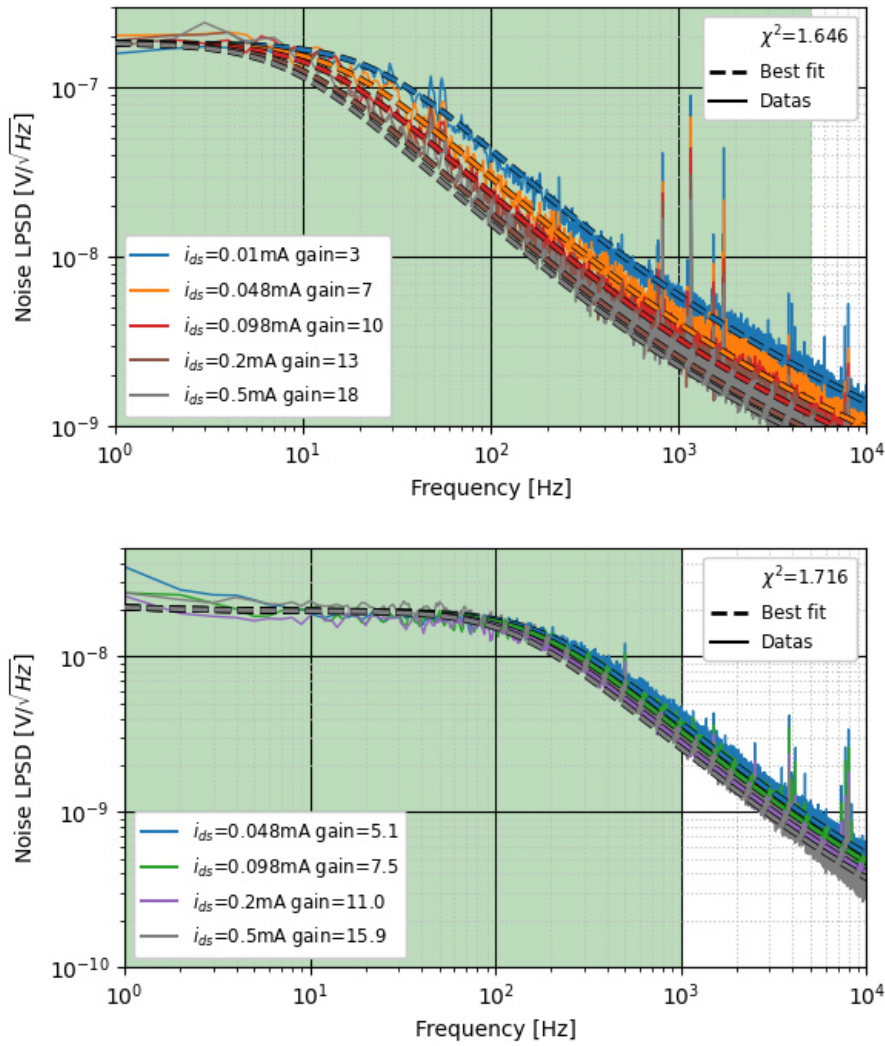


Figure V.4 – Spectres de bruit mesurés pour différents points de polarisation, en fonction de la fréquence (courbes en trait plein). Haut : En voie ionisation, pour un HEMT de 5 pF avec une résistance de feedback $R_{fb} = 800 \text{ M}\Omega$, une résistance de polarisation $R_{polar} = 600 \text{ M}\Omega$, avec une capacité de découplage $C_c = 2.2 \text{ nF}$. Bas : En voie chaleur pour un HEMT de 100 pF, avec une résistance de polarisation $R_{polar} = 200 \text{ M}\Omega$ et une résistance R_{NTD} de 5 M Ω . Utiliser plusieurs points de polarisation pour les mesures des spectres de bruit permet d'estimer l'effet Miller des HEMT. Un ajustement est réalisé (courbe en pointillés), avec comme paramètres l'effet Miller (C_{miller}), et un bruit en courant en excès (i_0 , i_a). La zone verte correspond à la zone en fréquence pour laquelle l'ajustement a été réalisé.

Le bruit total pour la voie chaleur s'écrit :

$$\begin{aligned}
 e_{tot}^2 &= e_n^2 + e_{R_{NTD}}^2 + e_{R_{polar}}^2 + i_n^2 \cdot (R_{NTD} // Z_{input} // R_{polar})^2 \\
 \text{avec} \quad e_{R_{NTD}}^2 &= (e_j(5\text{M}\Omega))^2 \cdot \left(\frac{R_{polar} // Z_{input}}{R_{NTD} + R_{polar} // Z_{input}} \right) \\
 \text{et} \quad e_{R_{polar}}^2 &= (e_j(200\text{M}\Omega))^2 \cdot \left(\frac{R_{NTD} // Z_{input}}{R_{polar} + R_{NTD} // Z_{input}} \right)
 \end{aligned} \tag{V.2}$$

où e_j représente le bruit Johnson des résistances de polarisation et du Ge-NTD, et e_n est le bruit en tension du HEMT dont la mesure a été présentée au chapitre III. Le bruit en courant est défini comme $i_n^2 = i_0^2 + i_a^2 \cdot f$ (voir équation III.24), et Z_{input} est l'impédance d'entrée du HEMT, qui représente la capacité vue en entrée du HEMT C_{input} , liée à la capacité C_{gs} et la capacité associée à l'effet Miller C_{miller} (donc à C_{gd}), par l'équation V.3. Il est possible de mesurer l'effet Miller en changeant le gain de la tension, de sorte que C_{input} soit égale à :

$$C_{\text{input}} = C_{\text{gs}} + C_{\text{miller}} + C_p \quad \text{avec} \quad C_{\text{miller}} = (1 + A) \times C_{\text{gd}} \quad (\text{V.3})$$

où A représente le gain du système, et C_p représente la capacité parasite en partie liée à la capacité du câblage.

Si le point de polarisation du transistor change, l'impédance effective du système change. Les données constructeur montrent que l'effet Miller, mesuré via la capacité C_{gd} , vaut 1.0/8.9/8.9 pF pour des HEMT de capacité $C_{\text{gs}} = 4.6/103/236$ pF respectivement. Cet effet n'est donc pas négligeable dans les mesures du bruit. Des mesures à différentes polarisations ont été réalisées, comme montrées sur la figure V.4. Avec les valeurs données par le constructeur, la capacité d'entrée C_{input} du HEMT peut alors varier d'un facteur 3 quand le gain varie entre 3 et 20. L'effet Miller va donc modifier la forme du spectre de bruit.

Lorsque plusieurs spectres de bruits sont mesurés, avec des gains différents, la fréquence de coupure du bruit Johnson e_j varie, à cause de l'effet Miller. Ici, les points de polarisation choisis varient de $i_{\text{ds}} = 0.01$ mA à $i_{\text{ds}} = 0.5$ mA, pour une tension $V_{\text{ds}} = 100$ mV. Les gains observés varient de 3 à 18 pour le HEMT de 5 pF et de 5 à 16 pour le HEMT de 100 pF.

En utilisant la méthodologie d'ajustement qui sera décrite en section suivante, ces mesures permettent d'estimer la valeur de C_{gd} donnant l'effet Miller, ainsi que celles des paramètres i_0 et i_a , fournissant une limite supérieure sur le bruit en courant i_n .

Pour un HEMT de 5 pF on obtient :

$$C_{\text{gd}} = (1.60 \pm 0.01) \text{ pF} \quad i_0 = (4.98 \pm 5.30) \text{ aA}/\sqrt{\text{Hz}} \quad i_a = (9.16 \pm 0.06) \text{ aA/Hz} \quad (\text{V.4})$$

tandis que pour un HEMT de 100 pF on a :

$$C_{\text{gd}} = (6.03 \pm 0.17) \text{ pF} \quad i_0 = (16.5 \pm 10.8) \text{ aA}/\sqrt{\text{Hz}} \quad i_a = (32.2 \pm 1.88) \text{ aA/Hz} \quad (\text{V.5})$$

Pour la mesure de l'effet Miller via la capacité C_{gd} , on observe une augmentation de 60 % entre la valeur donnée par le constructeur (1.0 pF) et la valeur estimée ici (1.6 pF) pour le HEMT de 5 pF. Cette différence peut être expliquée par une capacité parasite due au PCB sur lequel les composants électroniques sont soudés. Pour le HEMT de 100 pF, on observe une diminution d'environ 50 % (6.03 pF) par rapport à la valeur constructeur (8.9 pF). Ces mesures n'ont été réalisées que pour un HEMT de 5 pF et un HEMT de 100 pF. Il sera nécessaire d'effectuer la mesure pour d'autres HEMT, pour valider ces résultats, et également de mesurer le gain pour des valeurs différentes de celles mesurées (voir figure V.4), afin de mieux ajuster les paramètres.

L'estimation du bruit en courant i_n est obtenue à partir de deux paramètres, l'un indépendant de la fréquence i_0 et une partie qui varie avec la fréquence $i_a \cdot f$. L'estimation du paramètre

i_0 est compatible avec une valeur nulle pour le HEMT de 5 pF (équation V.4), à cause de l'incertitude, ce qui correspond au modèle développé au chapitre III (voir table III.1), donnant $i_0 = 4.0 \times 10^{-5}$ aA/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Pour ce HEMT de 5 pF, la valeur de i_a ajustée (équation V.4) est supérieure d'un facteur 3.5 à celle donnée par le modèle de bruit de RICOCHET ($i_a = 2.6$ aA/Hz). Pour un HEMT de 100 pF, l'ajustement donne aussi une valeur supérieure (équation V.5), mais d'un facteur deux, à celle du modèle ($i_a = 16$ aA/Hz).

Cet excès de bruit peut avoir deux origines dans le montage électronique utilisé. Il peut provenir des résistances, car peu de mesures à froid ont été réalisées avec ces résistances à 1 K, et de ce fait un bruit en excès de ces résistances n'a jamais été étudié à ces températures. La deuxième possibilité est que les HEMT possèdent un bruit en excès par rapport aux données constructeur. Pour vérifier ces hypothèses, plusieurs mesures avec différentes résistances MSI et différents HEMT sont nécessaires, mais n'ont pas pu être effectuées durant cette thèse.

La table V.3 résume les résolutions attendues en voie ionisation et en voie chaleur, avec le modèle sans bruit en excès considéré au chapitre III, et pour les autres lignes, en considérant l'excès de bruit. Les deux premières lignes avec excès correspondent à des valeurs de résistances que l'on souhaite utiliser, tandis que la dernière ligne correspond aux résistances utilisées pendant la R&D.

Dans le cas où cet excès est présent sur toutes les voies du système, la résolution du modèle est dégradée d'un facteur deux par rapport au modèle en voie ionisation (42 eV_{ee} au lieu de 24 eV_{ee}). Ce bruit en excès n'ayant été mesuré que pour un HEMT de 5 pF et un HEMT de 100 pF, il est nécessaire d'effectuer des mesures complémentaires sur d'autres HEMT et MSI avant de conclure définitivement.

Pour la voie chaleur, le bruit en excès intervient peu lorsque la valeur de la résistance du Ge-NTD est inférieure à quelques M Ω , car le bruit induit est proportionnel à l'impédance d'entrée du HEMT. Il commence à être dominant lorsque R_{NTD} est proche de 10 M Ω et placée à 1 K.

Emplacement de la résistance	Résolution ionisation [eV _{ee}] HEMT 5 pF	Résolution chaleur [eV] HEMT 100 pF	
		R _{NTD} = 1 M Ω	R _{NTD} = 10 M Ω
Paramètres modèle	C _{ii} + C _p = 10 pF	R _{NTD} = 1 M Ω	R _{NTD} = 10 M Ω
Bruit du modèle chapitre III	23.9	12.1	18.8
Avec excès, R _{polar} et R _{fb} à 10 mK	42.1	12.1	18.8
Avec excès, R _{polar} et R _{fb} à 1 K	56.6	12.5	30.6
Avec excès, résistance MSI à 1 K (R&D)	77.9	12.5	30.6

Table V.3 – Table des résolutions attendues avec une fréquence d'échantillonnage de 20 kHz, pour le modèle défini au chapitre III, et en considérant l'ajout de l'excès de bruit, avec des résistances R_{polar} et R_{fb} de 10 G Ω pour un modèle de détecteur planaire en voie ionisation, et pour une résistance R_{polar} = 200 M Ω pour la voie chaleur. On considère ces résistances placées à 10 mK ou 1 K. La dernière ligne correspond à 4 résistances MSI de 150 M Ω en série à 1 K pour R_{polar} et R_{fb}.

Durant cette thèse, seules deux voies ont pu être mesurées en même temps. Durant la première moitié de la thèse, les études ont été réalisées avec un HEMT de 5 pF et un HEMT de 100 pF ou 200 pF, pour étudier l'électronique avant couplage avec les détecteurs. Puis durant la deuxième moitié, les deux voies ont été couplées avec un détecteur.

V.1.4.b Méthode d'ajustement

Les résultats présentés en section précédente résultent d'une méthodologie d'ajustement décrite ici, afin d'estimer les valeurs de C_{gd} , i_0 et i_a . Le but est d'implémenter une fonction de minimisation du χ^2 capable d'ajuster un modèle avec des paramètres libres sur des données. Pour cela, il faut connaître la distribution de bruit du système. Les données présentées dans cette section sont prises avec une fenêtre temporelle de 1 s, avec une fréquence d'échantillonnage de $f_s = 200$ kHz. Les données sont transformées en spectre LPSD par l'application d'un algorithme de Welch. La durée d'acquisition des données dépend du bruit observé durant la période, mais elle est en général de $N=150$ s. Ainsi, une LPSD est calculée chaque seconde. Comme la variance sur chaque point de la LPSD est égale à elle-même, on peut calculer une LPSD moyenne, permettant de diminuer l'erreur de mesure :

$$\sigma_{\text{LPSD}_{\text{tot}}} = \frac{\sigma_{\text{LPSD}_{1\text{s}}}}{\sqrt{N}} \quad (\text{V.6})$$

Lors de la prise de données, des problèmes de lecture peuvent survenir comme des glitches, c'est-à-dire un changement brutal de tension dû au numériseur de données (changement de tension sur un point), ou encore des problèmes de stabilité qui déforment la LPSD. Deux coupures de qualité sont appliquées permettant de supprimer ces données. La première consiste à effectuer une coupure selon un seuil : si dans la période temporelle considérée un événement dépasse le seuil, ni la durée de la fenêtre $t_s = 1$ s associée au temps de l'événement, ni le t_s de 1 s suivant, ne sont pris en compte dans le calcul de la LPSD. La deuxième coupure porte sur la médiane de la LPSD sur les fréquences entre 1 et 100 Hz. Cette médiane est calculée pour chaque seconde, puis la moyenne est calculée. Si une des valeurs de médiane est deux fois plus grande que la moyenne, alors elle n'est pas prise en compte lors du calcul de la LPSD moyenne. Cela se produit lorsqu'un événement détecteur est présent dans le t_s de 1 s considéré, ou que le point de polarisation du HEMT est en cours de stabilisation. Pour les données discutées dans cette section, environ 20 s sont coupées.

Une fois connu le nombre de secondes à utiliser, la fonction χ^2 peut être déterminée par l'équation V.7 ci-dessous. Comme les données sont transformées en LPSD, la somme dans la fonction χ^2 s'effectue uniquement sur les fréquences positives, de 1 à $f_s/2$. La LPSD est par contre sommée sur tous les courant étudiés $N_{i_{ds}}$.

$$\chi^2 = \sum_0^{N_{i_{ds}}} \sum_1^{f_s/2} \left(\frac{y_{\text{data}} - M(x_{\text{data}}, \theta)}{\sigma_{\text{LPSD}_{\text{tot}}}} \right)^2 \quad (\text{V.7})$$

où M représente la fonction de bruit total à minimiser (équation V.2), avec θ les sets de paramètres à ajuster.

Lorsque le jeu de paramètres est proche de la valeur des données d'entrée, le numérateur tend vers l'erreur, donnant une valeur proche de 1. Ainsi, la valeur du χ^2 se rapproche du nombre de points, ici $N_{i_{ds}} \times f_s/2$, lorsque le set de paramètres à optimiser se rapproche des valeurs des données. La valeur du χ^2 est souvent normalisée en divisant par le nombre de points dans la fonction. Si la valeur de ce χ^2 par degrés de liberté est proche de 1, l'ajustement est bon. Le nombre de degrés de liberté est défini comme la différence entre le nombre de points (ici $N_{i_{ds}} \times f_s/2$) et le nombre de paramètres à ajuster.

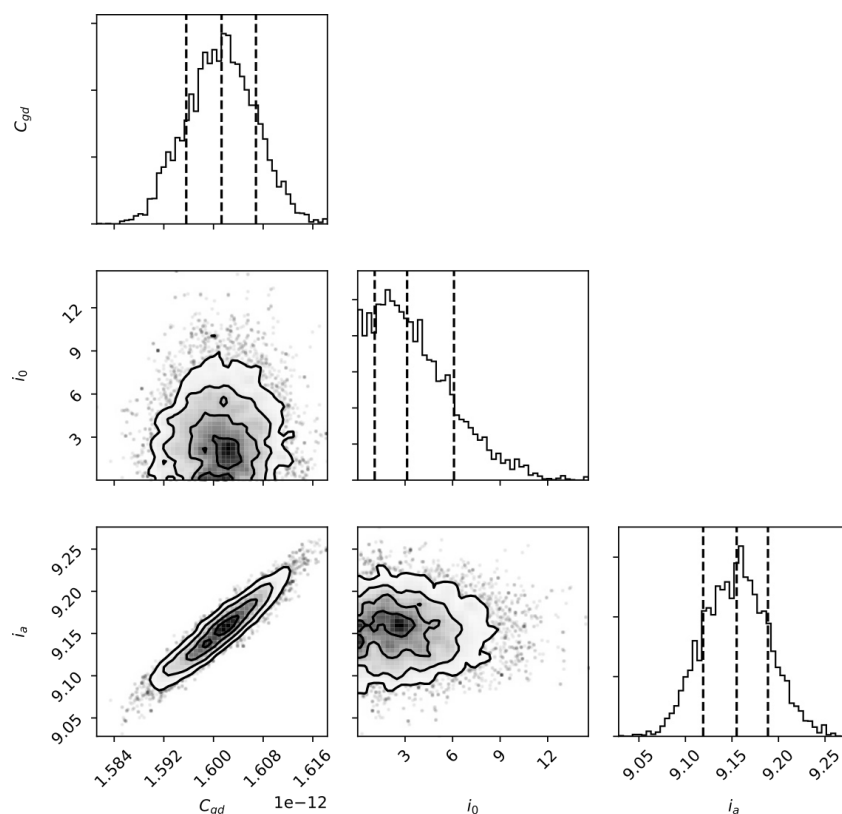


Figure V.5 – Histogramme des chaînes de Markov, avec sur les spectres de la diagonale, les paramètres libres à ajuster C_{gd} , la capacité du HEMT, et i_0 et i_a , les paramètres du modèle de bruit en courant. Les corrélations entre les différents paramètres sont représentées sur les trois autres spectres. Ces histogrammes correspondent à l'ajustement des spectres de bruit d'un HEMT de 5 pF avec une résistance de polarisation $R_{polar} = 600 \text{ M}\Omega$ et une résistance de feedback $R_{fb} = 800 \text{ M}\Omega$, pour différents courants (voir figure V.4).

Dans un premier temps, la fonction du χ^2 est minimisée en utilisant la fonction 'minimize' du package scipy de python [131], en utilisant un algorithme de Nelder-Mead [145]. On se propose d'abord un principe simplifié de l'algorithme. Cet algorithme est basé sur le concept de simplexe, qui est une fonction à $n+1$ sommets (triangle à trois dimensions) dans l'espace des paramètres à minimiser. Par itérations successives, l'algorithme va calculer la fonction à minimiser, et modifier les sommets du simplexe dans le but de diminuer leurs valeurs. Le processus s'arrête lorsque la valeur des sommets est suffisamment proche, ou s'il ne converge pas en un nombre de pas défini.

Ce processus est rapide, mais il est sujet à tomber dans des minima locaux, rendant le processus

instable. Lorsque cela arrive, l'algorithme est relancé. Ce processus est le plus souvent lancé seul. Aucune erreur sur les paramètres ne peut être obtenue par cette méthode. Lorsque les paramètres ont besoin d'être connus avec précision, un autre algorithme est utilisé, avec comme paramètres de départ les valeurs obtenues par le premier algorithme, et basé sur une distribution aléatoire centrée autour des paramètres optimisés par l'algorithme Nelder Mead.

La détermination des paramètres et de ses erreurs se fait via un algorithme de Monte Carlo par Chaîne de Markov (MCMC), utilisé avec le package 'emcee' de python [146]. Le but est de démarrer avec plusieurs chaînes de Markov, ici entre 10 et 100 et dépendant du nombre de paramètres à déterminer, et de minimiser la fonction χ^2 donnée en équation V.7. Ces chaînes vont évoluer en fonction d'un nombre de pas, typiquement 1000, et vont être recalculées par la méthode de Metropolis Hastings, qui consiste en une marche aléatoire. Si le nouveau set de paramètres est inférieur à un taux d'acceptation défini par l'ancien set, alors le processus est réitéré avec ce nouveau set de paramètres, sinon l'ancien set est réutilisé. Ce taux est défini dans l'article [146]. Tous les jeux de paramètres ayant un χ^2 faible (inférieur à un certain nombre) sont gardés et stockés dans un histogramme de paramètres. Ainsi, les paramètres vont fluctuer jusqu'à que le nombre d'itérations corresponde au nombre de pas défini au début de l'algorithme.

La figure V.5 montre l'ajustement des paramètres i_0 , i_a et C_{gd} pour un HEMT de 5 pF décrit précédemment. Les plots sur la diagonale montrent l'histogramme des paramètres possibles avec, en trait plein, la valeur centrale et en traits pointillés les valeurs à $\pm 1 \sigma$. Les plots hors diagonale représentent la corrélation entre les paramètres. Les paramètres sont envoyés bornés dans la fonction, c'est-à-dire qu'il est impossible pour l'algorithme de prendre des valeurs en dehors de ces bornes. C'est ce que montre l'évolution de i_0 , qui ne peut pas être inférieur à zéro. Le plot en bas à gauche montre une corrélation entre la valeur de C_{gd} et la valeur de i_a . En effet, plus la valeur de C_{gd} est grande, plus le filtre appliqué sur i_a est grand, et pour compenser cet effet, i_a devra aussi être plus grand.

V.1.4.c Bruit lié au prototype de l'amplificateur chaleur du CryoCube

Pour mesurer la voie chaleur, la résistance morte est remplacée par un senseur Ge-NTD de résistance R_{NTD} . La résistance de polarisation R_{polar} est une MSI de 150 M Ω . Ces résistances sont placées sur la tour suspendue, avec une température variant entre 17 et 22 mK sur la période de mise en froid.

La résistance Ge-NTD varie en fonction de la température, comme décrit en chapitre II. Sa valeur varie de quelques k Ω pour des températures au-dessus de 50 mK, à 10 M Ω pour des températures en-dessous de 20 mK.

Le niveau de bruit mesuré est décrit par l'équation V.2. Les contributions à ce bruit sont celles de la résistance Ge-NTD, qui varie en fonction de la température, de la résistance de polarisation, des résistances à 1 K et du bruit propre du HEMT.

Le bruit e_{tot1K} correspond au bruit calculé à partir de l'équation IV.18 (avec $e_b = i_b = 0$). Il prend en compte le bruit thermique (bruit Johnson) des composants placés à 1 K et celui du Ge-NTD et de la résistance de polarisation qui sont à une température de 19 mK. La figure V.6 montre le spectre de bruit du HEMT, avec une résistance de polarisation de 200 M Ω et

une résistance Ge-NTD d'environ $5\text{ M}\Omega$. En ne considérant que le bruit en tension du HEMT (avec $e_b = 0$) et des résistances de polarisation, un excès de bruit est présent. La partie basse fréquence (jusqu'à 10 Hz) est aussi présente avec une résistance de $50\ \Omega$ à la place de la $5\text{ M}\Omega$, il est ainsi considéré comme un bruit en tension de valeur e_b . Le plateau au dessus de 10 Hz n'est présent qu'avec des résistances supérieurs au $\text{M}\Omega$, on le caractérise comme un bruit en courant i_0 .

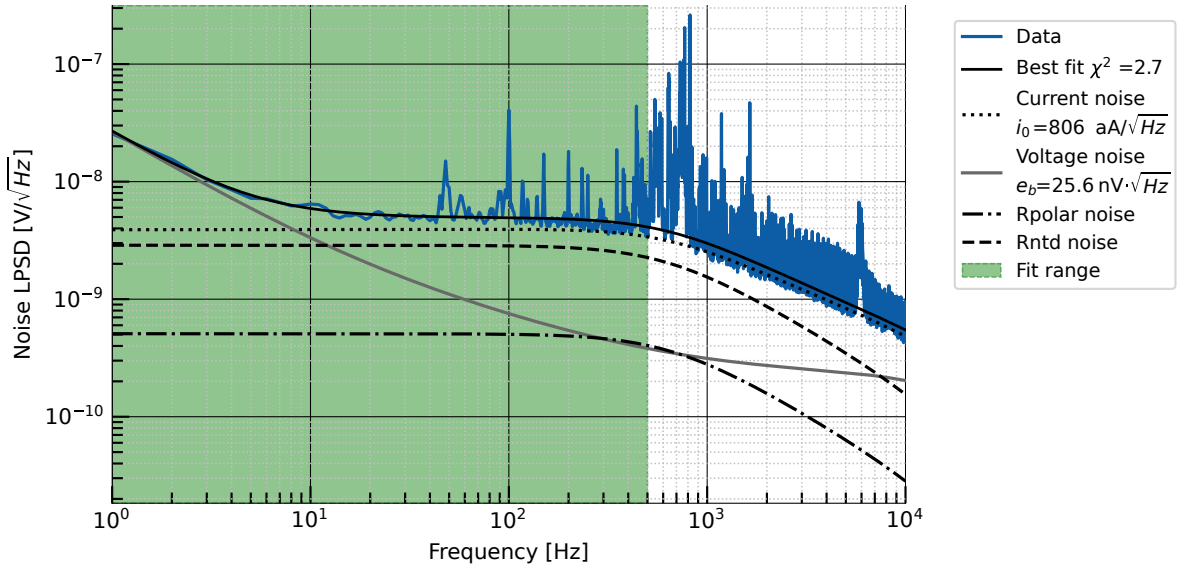


Figure V.6 – Spectre de bruit du prototype chaleur, avec une résistance de Ge-NTD $R_{\text{NTD}} = 5\text{ M}\Omega$, à une température $T = 19\text{ mK}$ (courbe en bleu). La courbe noire en trait plein montre un ajustement des paramètres de bruit en courant et en tension en excès, avec un bon accord avec les données en dessous de 50 Hz . Les autres courbes montrent les différentes contributions au bruit total comme indiquées sur la légende. Les valeurs ajustées associées à e_b et i_0 , comme indiquées en équation V.8 montrent les bruits en excès par rapport au modèle de bruit de RICOCHET. L'ajustement est réalisé sur la plage de fréquence définie par la zone en vert.

Un ajustement sur ce spectre de bruit est réalisé par MCMC, montré par la courbe noire en trait plein sur la figure V.6, en ajoutant un bruit en tension $e_b^2 \propto 1/f^2$ pour expliquer le bruit basse fréquence (présent aussi sur la figure IV.16), et en ajoutant un bruit en courant $i_0 = \alpha$ pour expliquer le bruit blanc observé avec une impédance d'entrée de plusieurs $\text{M}\Omega$ (les valeurs obtenues avec le modèle de bruit du chapitre III étaient compatibles avec $i_0 \sim 0$). Ici l'effet Miller n'est pas considéré car il n'est pas présent dans l'amplificateur utilisé (amplificateur bouclé). L'ajustement du modèle sur les données fournit :

$$e_b = (25.6 \pm 1.9)\text{ nV} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \quad i_0 = (806 \pm 7)\text{ aA}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (\text{V.8})$$

Le bruit en tension obtenu pour l'ajustement correspond au bruit en tension intrinsèque du HEMT. Le bruit en courant i_0 montre un excès important par rapport au modèle HEMT. Il a été mesuré avec une résistance morte de $5\text{ M}\Omega$, mais aussi avec une résistance Ge-NTD. Ces différentes mesures ont été effectuées avec le système Bilt filtré, mais aussi avec un boîtier de polarisation fabriqué par l'Institut Néel et possédant un niveau de bruit inférieur à la Bilt. Ces deux systèmes ont mesuré les mêmes bruits en sortie. Des mesures à différentes polarisations du

HEMT ont été réalisées en changeant les valeurs de la transconductance g_m et de la conductance de sortie g_d du transistor, sans que l'excès de bruit ne soit modifié. Des mesures complémentaires sont nécessaires mais ce bruit en courant semble provenir du prototype d'amplificateur chaleur bouclé. En effet ce bruit n'a pas été mesuré en montage source commune.

Modèle	Résolution chaleur [eV]	
	1 M Ω	10 M Ω
Sans excès	12.1	18.8
Excès prototype chaleur	18.8	49.8

Table V.4 – Table des résolutions attendues pour la voie chaleur, en prenant en compte l'excès de bruit mesuré pour le prototype chaleur. On considère une résistance Ge-NTD de 1 M Ω ou 10 M Ω , à une température de 15 mK, pour un HEMT de 100 pF avec une sensibilité de 1 μ V/keV.

La table V.4 montre la résolution attendue avec et sans excès de bruit du prototype chaleur du CryoCube, en considérant le détecteur à 15 mK et une sensibilité de 1 μ V/keV pour un HEMT de 100 pF. Comme l'excès de bruit est un bruit en courant, plus la résistance du Ge-NTD est grande, plus l'impact du bruit est important. Ce bruit peut dégrader la résolution attendue d'un facteur 3 avec une résistance élevée. D'autres mesures, non présentées ici, ont montré que le bruit varie bien avec la valeur de la résistance. L'origine du bruit n'est pas connue, mais sa présence remet en question l'utilisation de ce prototype pour la voie chaleur du CryoCube. Pendant les mesures avec détecteurs, d'autres sources de bruits ont dégradé la résolution, ne permettant pas de conclure quand à l'origine de ce bruit en courant.

V.1.5 Effet de l'emplacement des HEMT

L'emplacement des HEMT dans le cryostat va déterminer la longueur du câble entre l'amplificateur et le détecteur. Plus le HEMT est éloigné des détecteurs, plus grande est la capacité du câblage. Comme montré au chapitre III, il faut minimiser cette capacité le plus possible pour la voie ionisation. Les HEMT ont d'abord été étudiés sur l'étage 4K du cryostat, puis sur la platine découplée du bouilleur. Cette platine, du fait de son faible échange thermique avec la platine 1K, permet d'être chauffée de quelques Kelvin sans que cela ne pose de problème pour le cryostat. Cependant, la distance entre ces platines et les détecteurs est d'environ 70 cm, comme montré sur la figure V.7. Avec les câbles utilisés, la capacité parasite estimée vaut $C_p = 35$ pF, sans compter les différentes connexions qui vont s'ajouter à cette valeur.

Afin de diminuer le câble de liaison entre le détecteur et l'amplification du signal, un design de platine découplée 1K, ici appelé doigt froid, a été installé dans le cryostat. Cette platine est déportée de l'étage 1K principal lié au bouilleur. Cela permet de rapprocher les HEMT à environ 15 cm des détecteurs, pour une capacité parasite estimée $C_p = 8$ pF, (voir position (2) sur la figure V.7). En comptant la capacité du détecteur, qui vaut environ 10 pF, et les capacités parasites des connexions entre les différentes parties, la capacité totale est d'environ 20 pF. Le doigt froid est en cuivre et relié à l'étage 1K, il traverse la platine 100mK.

Pour les mesures des détecteurs en voie ionisation, les HEMT ont toujours été placés sur

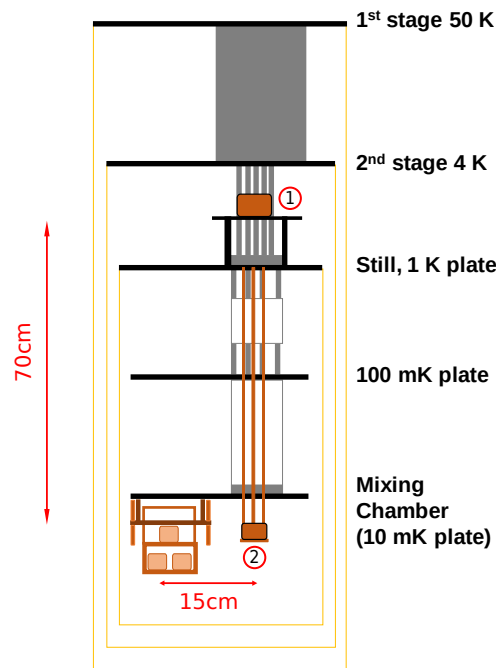


Figure V.7 – Schéma du cryostat montrant les différents emplacements possibles pour les HEMT. La position (1) correspond à l'étage 1K, la position (2), à seulement 15 cm des détecteurs, correspond au doigt froid.

le doigt froid. Alors que pour les premières mesures de la voie chaleur et les mesures avec le prototype chaleur du CryoCube, les HEMT ont d'abord été placés sur l'étage découplé 1K. Néanmoins cela ne pose pas de problème pour la voie chaleur, car la bande passante du détecteur est inférieure à 1 kHz.

V.2 Méthode d'analyse et d'extraction de la résolution ligne de base

Cette section se concentre sur la méthode d'extraction de la résolution ligne de base, qui utilise au préalable une étape de processing des données. Le processing permet d'extraire des données des périodes où seul du bruit est présent, tandis que les événements de signal sont obtenus en utilisant une méthode de filtrage optimal.

V.2.1 Sélection du template

La première étape consiste en la sélection du template de la voie utilisée pour lancer le processing. Comme expliqué au chapitre III, le filtre optimal a pour but de maximiser le rapport signal sur bruit, en connaissant la forme du signal et la forme du bruit. Le template correspond à la forme du signal en sortie de la chaîne de lecture. La forme du bruit sera elle extraite à l'issue du processing.

Pour la voie chaleur, la forme du signal est montrée dans [106], avec un événement décrit par trois exponentielles. En plus de cette forme, l'électronique froide va imposer un filtre passe-bas dû au NTD et à la capacité du HEMT utilisée. Le signal de la voie ionisation est décrit au chapitre III de ce manuscrit. Il correspond à une montée de type Heavyside, puis à une décroissance exponentielle due au filtre passe-bas des résistances de polarisation et de feedback, couplé à la capacité totale du système.

Les signaux des voies chaleur et ionisation sont ensuite mis en forme par la chaîne de lecture du système. Un amplificateur SR5184 est souvent utilisé pour le gain du système. Il possède également un filtre passe-haut de 0.5 Hz.

Pour générer le template, un signal supérieur au niveau de bruit est choisi. Le template est un ajustement de ce signal. Il permet d'extraire des informations sur la chaîne de lecture, comme sur la capacité totale, avant amplification. Pour la voie chaleur, les signaux ne sont pas linéaires en fonction de leur énergie, c'est-à-dire que la forme du signal change quand l'événement a une énergie trop élevée. Cette déformation commence à se produire à partir d'une énergie de 50 keV. Le signal de la voie ionisation, quant à lui, garde la même forme quelle que soit l'énergie.

La figure V.8 montre la comparaison d'un événement d'environ 6 keV (en bleu) en voie chaleur, avec un événement moyen d'environ 1000 événements d'énergie comprise entre 5.5 keV et 6.5 keV (en orange), pour le détecteur RED21, durant le run 78. L'avantage de l'événement moyen est que le bruit et les signaux parasites (ici le 50 Hz et ses harmoniques), sont fortement diminués, ce qui permet de faire un ajustement plus sensible à l'événement. Sur cette figure, l'événement moyen laisse apparaître une plage de temps après l'événement, où la ligne de base est inférieure à zéro, alors qu'avec un événement seul, cela n'est pas visible. Le template de cet événement est obtenu par ajustement d'une fonction analytique de trois exponentielles sur l'événement moyen.

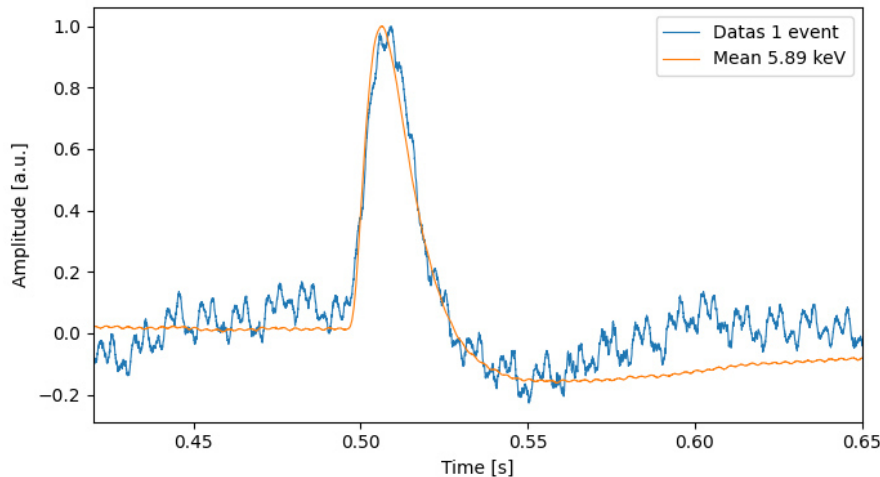


Figure V.8 – Événements du détecteur RED21, en voie chaleur, avec une température de 15 mK pour une sensibilité de $2 \mu\text{V}/\text{keV}$, durant le run 78. En bleu est représenté un événement d'environ 6 keV, tandis qu'en orange on a une moyenne de 1000 événements entre 5.5 keV et 6.5 keV.

Pour la voie ionisation, le template ne varie pas en fonction de la température du système, et varie très peu entre les mises en froid, car il ne dépend que de l'impédance du système. Cette

dernière ne peut être affectée que par le changement de la capacité du système ou des résistances de polarisation, qui ne varient que si des modifications sont apportées sur le système de mesure.

Pour la voie chaleur, le template varie avec la température du senseur Ge-NTD. Pour limiter l'impact du bruit sur le template, un deuxième template est réalisé après le lancement du processing, en ne sélectionnant que les événements obtenus avec la source de calibration. Cela permet de mieux estimer l'énergie des événements, ainsi que la forme des signaux. Plusieurs coupures sont réalisées pour avoir uniquement un événement par fenêtre, ou encore afin d'avoir une ligne de base stable. Ensuite, l'amplitude des événements est normalisée à 1 en unités arbitraires, afin que tous les événements aient la même amplitude. Enfin, les événements sont moyennés, ce qui a pour but de diminuer l'amplitude du bruit et de limiter son impact sur la forme du template.

V.2.2 Sélection des événements

Les données sont enregistrées en continu avec une fréquence d'échantillonnage allant de $f_s = 20$ kHz à $f_s = 100$ kHz. Les données enregistrées sont ensuite processées par le programme MPS [147]. Cela permet d'identifier les événements de signal du détecteur et d'extraire des périodes de bruit dans les données. La première étape du processing consiste à appliquer un filtre passe-haut sur les données pour supprimer les fluctuations de la ligne de base. Afin d'appliquer un filtre optimal aux données, comme décrit au chapitre III, le programme a besoin d'une forme d'événement de signal (le template) des détecteurs et de la forme du bruit. Le bruit est extrait toutes les 20 minutes, en calculant une fonction χ^2 avec des fenêtres choisies aléatoirement. Une fois la sélection de bruit effectuée, le filtre optimal est appliqué sur la période.

Un plafond en amplitude est ensuite imposé pour identifier les événements de signal, qui sont ceux dont l'amplitude dépasse une certaine valeur. Ensuite, on extrait les données sur une fenêtre de 0.5 s autour de l'événement et un χ^2 est calculé en utilisant le template choisi, avec comme paramètres libres l'amplitude et la position de l'événement dans la fenêtre. Le χ^2 est ensuite minimisé en faisant varier l'emplacement de l'événement dans la fenêtre, et sa valeur est enregistrée, permettant de vérifier la qualité de l'événement. Le temps et l'amplitude de l'événement sont aussi enregistrés.

V.2.3 Méthode d'extraction de la résolution ligne de base

V.2.3.a Coupures

Afin d'extraire des informations fiables des données, des coupures sont nécessaires pour éliminer les événements possédant une mauvaise reconstruction de leur énergie.

La première coupure effectuée est une coupure temporelle. Elle consiste à couper des périodes où il y a eu des problèmes lors de la prise des données, comme un changement de température brusque. Cette coupure est surtout utilisée pour la voie chaleur, pour laquelle du bruit en excès est présent sur certaines périodes de la journée.

Comme introduit en section V.2.2, le processing permet d'extraire le χ^2 de chaque événement, et sa valeur décrit la cohérence entre l'événement issu des données et la forme du template utilisé. Lorsque la valeur du χ^2 est trop grande, cela signifie que la forme de l'événement n'est pas correcte. La coupure χ^2 permet d'éliminer les événements n'ayant pas la bonne forme, comme ceux correspondant à des glitches ou des événements saturés. Pour ce faire, la coupure χ^2 se fait aussi selon un plafond, et tous les événements au-dessus de ce plafond sont rejetés. Pour la voie chaleur, un terme quadratique est ajouté, de la forme :

$$\chi_{\text{cut}}^2(A_X) = \chi_0^2 \cdot (1 + (A_X/A_0)^2) \quad (\text{V.9})$$

où A_X est la valeur de l'amplitude du signal, χ_0^2 représente le plafond choisi et A_0 représente la valeur de l'amplitude du signal (ou de l'énergie associée) pour laquelle la forme du signal commence à ne plus être celle attendue.

La figure V.9 (haut) montre le χ^2 en fonction de l'amplitude des données du run 101, pour le détecteur RED177. Les événements sont échantillonnés à une fréquence $f_s = 200$ kHz, avec des fenêtres de temps $t_s = 1$ s. Les événements doivent donc avoir une valeur de χ^2 proche de 200000. Les événements ayant un χ^2 au-dessus de cette valeur sont mal reconstruits. C'est le cas par exemple quand deux événements se superposent. Les événements d'énergie supérieure à 100 keV font saturer la chaîne de lecture. Ces événements sont considérés comme ayant une énergie de 100 keV, avec un mauvais χ^2 , et ils ne sont pas sélectionnés pour l'analyse.

Pour les données de cette figure V.9, le processing a été lancé avec un mauvais template. Celui utilisé ne considère pas la chaîne de lecture, qui va modifier la forme de l'événement en y appliquant un filtre passe-haut. En ne considérant pas la coupure χ^2 , l'histogramme du bas de la figure V.9 présente une raie autour de 1.5 keV, ainsi qu'une raie autour de 6 keV (indiqués par les flèches "bad reconstruction" sur la figure), qui sont supprimés lors de la coupure χ^2 . Lorsqu'on utilise le template correct, prenant en compte la déformation des événements par la chaîne de lecture, le nombre d'événements mal reconstruits diminue, et les raies supplémentaires disparaissent, même avant la coupure χ^2 .

V.2.3.b Extraction de la résolution ligne de base

Le bruit ligne de base correspond aux données pour lesquelles il n'y a pas de signal provenant du détecteur. Ce bruit est présent en permanence et empêche de collecter des signaux de trop petite énergie. Il est simulé comme montré au chapitre III. L'application du filtre optimal permet de diminuer la valeur de ce bruit jusqu'à une valeur minimum.

Les coupures précédemment décrites sont utilisées sur les événements et sur les fenêtres de bruit, afin de soustraire aux données les événements parasites, ou les événements ayant été mal reconstruits. Pour transformer la valeur de la résolution ligne de base de tension en énergie, il faut déterminer la sensibilité du détecteur. Pour ce faire, une source de calibration qui émet des particules d'énergie connue est placée dans le cryostat. Il s'agit pour notre étude d'une source de ^{55}Fe , avec des énergies de 5.89 keV et 6.49 keV (pour un détecteur ne mesurant que la chaleur), comme détaillé en section V.3.1, ou d'une source d'AmBe produisant l'activation neutronique des détecteurs, et donnant des événements d'énergie 0.16/1.3/10.37 keV (pour un détecteur avec électrodes), comme expliqué en section V.4. Les sources de calibration génèrent des événements

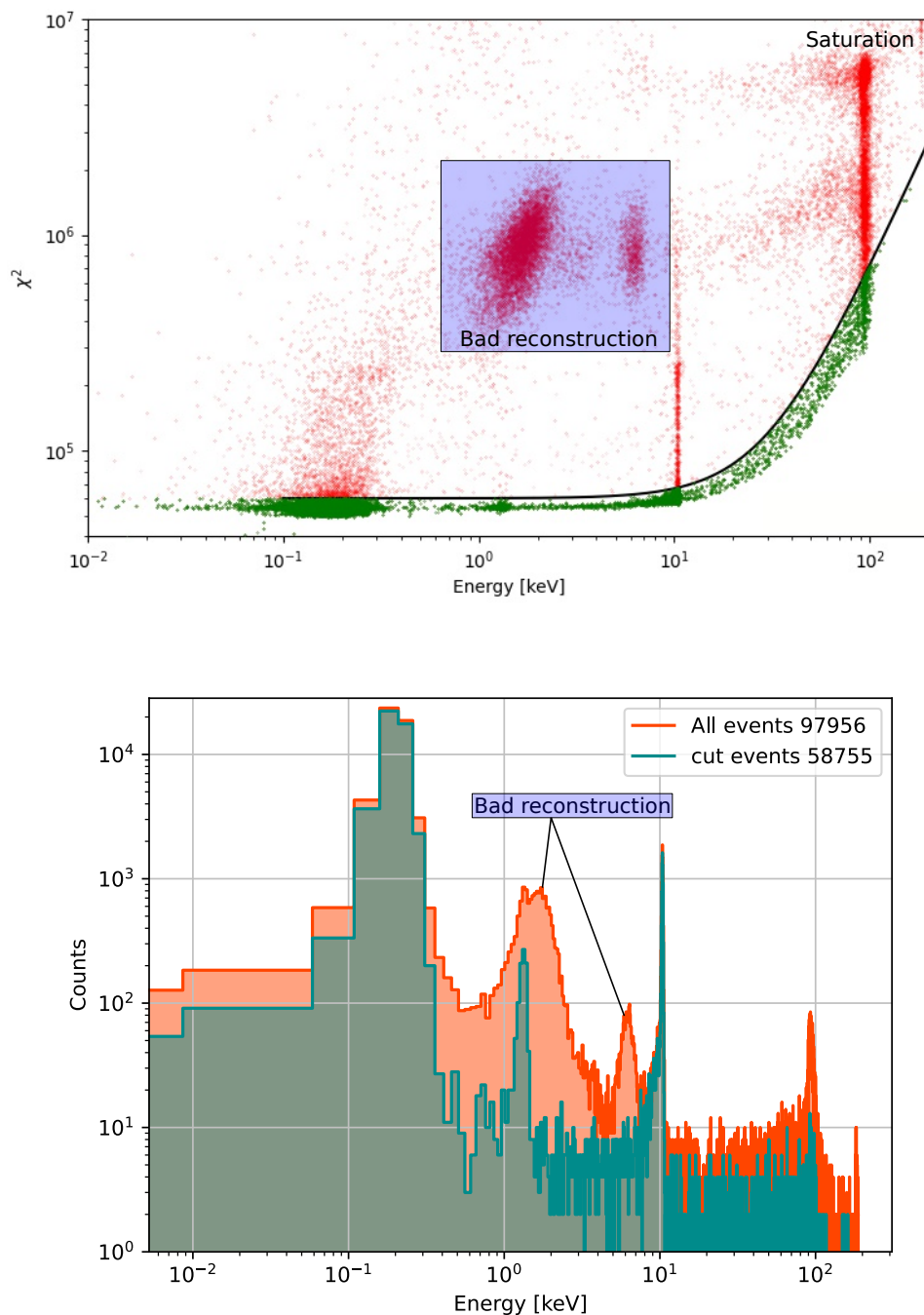


Figure V.9 – Haut : χ^2 en fonction de l'amplitude des événements sélectionnés. Le plafond est représenté par la courbe en noir. Les événements en vert, qui sont en dessous du plafond, sont sélectionnés pour la suite de l'analyse. La configuration de l'électronique impose un plafond en énergie à 100 keV, car les événements au-dessus de ce plafond saturent la chaîne d'amplification. Il s'agit des données du run 101 avec le détecteur RED177, avec certains événements mal reconstruits (dans le rectangle bleu). Bas : Histogramme de l'énergie des événements lors du même processing. L'histogramme en rouge correspond à tous les événements sans coupure, et celui en bleu correspond aux événements sélectionnés après la coupure sur le χ^2 (les événements en vert sur la figure du haut). Les pics de calibration à 1.3 keV et 10.37 keV sont parfaitement visibles.

d'énergie connue, permettant d'étalonner le détecteur, et d'associer à un signal de tension en V une énergie de la particule ayant interagi, en keV.

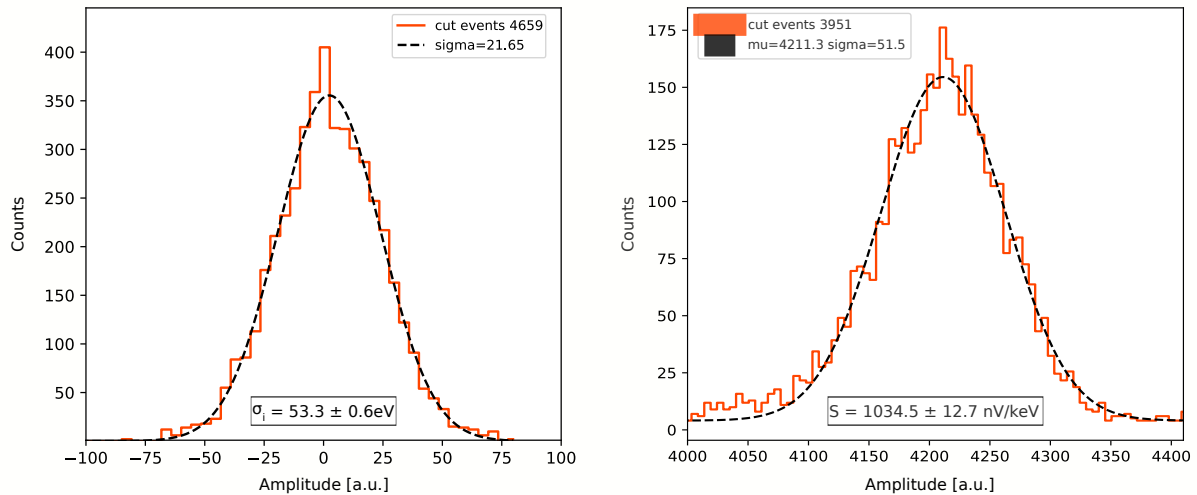


Figure V.10 – Détermination de la résolution ligne de base du détecteur RED177 en voie ionisation lors du run 101. Gauche : Histogramme du bruit, après application du filtre optimal. L'ajustement par une gaussienne donne $\sigma = 21.65$ en RMS, ce qui correspond à une résolution de $53.3 \pm 0.6 \text{ eV}_{ee}$. Droite : Événement d'énergie 10.37 keV associé à la calibration du détecteur, donnant une sensibilité de $1034.5 \pm 12.7 \text{ nV/keV}$.

Une fois les données calibrées, il est possible d'avoir accès à la résolution ligne de base. Ici, elle est déterminée en ajustant une fonction gaussienne sur l'histogramme obtenu après l'étape du processing des données. La figure V.10 montre un exemple de calibration pour le détecteur RED177 en voie ionisation, pour le run 101. La résolution ligne de base correspond à la valeur RMS du signal sans événement, ici $53.3 \pm 0.6 \text{ eV}_{ee}$.

V.2.3.c Optimisation des paramètres du processing

Pour lancer le processing, un template et un fichier de configuration doivent être renseignés. Le fichier de configuration permet à l'utilisateur de définir plusieurs paramètres utilisés lors du processing, comme le type de fenêtre utilisé lors de la transformation du signal en LPSD. Comme décrit au chapitre III, le type de fenêtre utilisé dépend de la forme du bruit des données. Par exemple, il est préférable d'utiliser une fenêtre de type "Hanning" lorsqu'une fréquence parasite a une forte amplitude. Durant le run 100, l'utilisation de cette fenêtre a permis d'obtenir des résolutions autour de $\sim 70 \text{ eV}$, alors que la résolution était de $\sim 100 \text{ eV}$ lorsqu'aucune fenêtre n'était utilisée.

Le fichier de configuration laisse aussi la possibilité de choisir la durée des fenêtres t_s pour la sélection du bruit. Cela permet d'avoir accès à d'autres fréquences pour le calcul de la résolution, puisque les fréquences du bruit sont comprises dans l'intervalle $[1/t_s; f_s]$, par pas de $1/t_s$. En augmentant la taille de la fenêtre, la résolution doit s'améliorer, mais il devient alors plus compliqué de trouver des fenêtres de bruit ne contenant pas d'événements. Le nombre

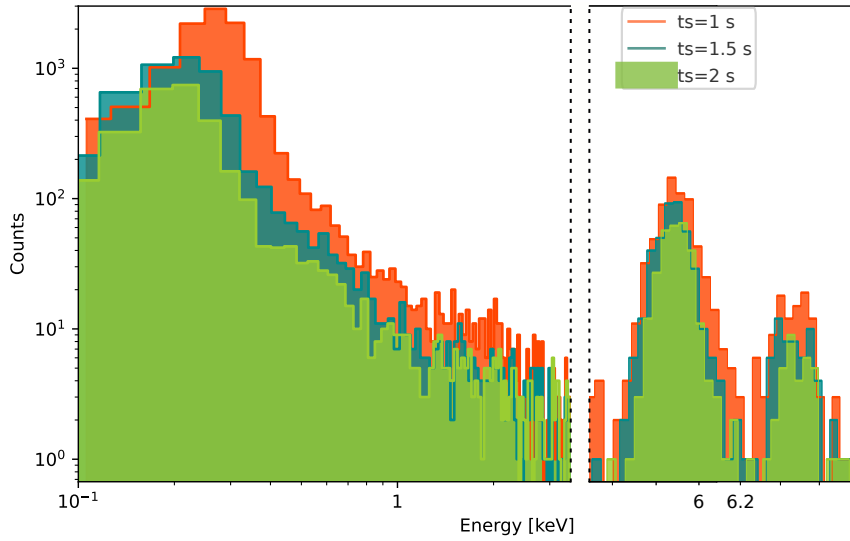


Figure V.11 – Spectre en énergie pour le détecteur RED21 (détecteur sans électrodes pour mesure de la chaleur) durant le run 101, avec différents processings correspondant à plusieurs tailles de fenêtre. La table V.5 montre les résolutions ligne de base obtenues pour chacune de ces différentes fenêtres.

d'événements sélectionnés va aussi diminuer avec l'augmentation de cette fenêtre. Par exemple, pour le détecteur RED21 lors du run 91, des processings avec des fenêtres de 1 s et 2 s ont été lancés, avec une sélection de 71000 et 35000 événements respectivement. Cette diminution du nombre d'événements sélectionnés se voit aussi sur la figure V.11, qui montre l'évolution du spectre en énergie obtenu avec des fenêtres de processing ts de 1/1.5/2 s. Cependant, l'amélioration de la résolution, montré dans la table V.5, permet de diminuer le seuil en énergie. Le paramètre ts est optimisé pour les différents runs, mais comme le taux d'événements est en général élevé (de l'ordre du Hz), il est préférable de travailler avec des fenêtres proches de ts = 1 s.

Modèle	Résolution chaleur [eV]
ts = 1 s	64.2 ± 0.7
ts = 1.5 s	63.5 ± 0.7
ts = 2 s	57.9 ± 0.6

Table V.5 – Résolution en voie chaleur du détecteur RED21 (détecteur sans électrodes), pour le run 91, avec différentes tailles de fenêtre pour la sélection de bruit.

V.3 Performances en voie chaleur

V.3.1 Présentation des runs effectués

Plusieurs mises en froid, ici appelées run, ont été effectuées entre décembre 2020 et décembre 2021, dans le but d’obtenir les résolutions prévues par le modèle de bruit de RICOCHET, autour de 15 eV pour la voie chaleur avec des HEMT. La liste de ces runs est présentée en table V.6.

Run	Détecteur	Amplificateur	Durée	HEMT	Température [mK]	Résolution [eV]
75	RED21	Source commune	1 semaine	200 pF	23	174
76	RED21	Source commune	1 semaine	200 pF	17	142
77	RED21	Source commune	1 semaine	200 pF	15	127
78	RED21	Source commune	1 mois	200 pF	15	95
83	RED21	Source commune	1 semaine	100 pF	18	
86	RED21	Source commune	1 semaine	100 pF	17	150
88	RED125	Source commune	1 semaine	100 pF	17	
91	RED21	Prototype chaleur	1 mois	100 pF	15	58
	RED135	Source commune	1 mois	100 pF	15	
95	RED21	Source commune	1 mois	5 pF	15	135
	RED95	Prototype chaleur	1 mois	100 pF	15	

Table V.6 – Liste des runs effectués avec un détecteur en voie chaleur, et résolutions associées.

L’électronique froide est composée d’un HEMT de 200 pF ou de 100 pF, d’un détecteur pour la voie chaleur (senseur Ge-NTD) et d’une résistance de polarisation.

La source de calibration utilisée est une source de fer 55, placée à l’intérieur du support en cuivre du détecteur. Cette source a l’avantage d’avoir une période de 2.7 années. Le fer 55 se désintègre par capture électronique en manganèse 55. La source émet des photons de 5.89 keV et 6.49 keV avec un rapport de 11/1. Ces photons, de basse énergie, sont absorbés en surface. L’utilisation du fer 55 est limitée aux détecteurs avec lecture de la chaleur seule, la collecte de charge pour les événements de surface pouvant être incomplète.

L’objectif de l’étude est de valider les HEMT pour l’utilisation en voie chaleur, et donc d’obtenir des performances proches ou meilleures qu’avec l’électronique Si-JFET, actuellement utilisée.

Dans un premier temps, le but est de se comparer au modèle sans que le montage ne soit optimal.

Dans le premier run (run 75, en octobre 2021), un HEMT de 200 pF était couplé au détecteur RED21. Ce détecteur a été choisi car il a obtenu des bonnes résolutions, autour de 20 eV,

quelques mois avant la mise en place du système HEMT. Ce détecteur sert d'étalon lorsqu'il y a un changement dans le cryostat. Le HEMT était sur la platine découplée 1 K, relié au détecteur par un câble d'environ 70 cm, la résistance de polarisation étant placée à 10 mK pour minimiser son bruit. Cela a permis d'obtenir des résolutions autour de 174 eV. Des problèmes d'événements parasites ont été observés durant ce run, ils seront décrits dans les sections suivantes. L'électronique du run 76 est la même que celle du run 75. Durant ce run, la température du détecteur a pu descendre à des valeurs plus basses, jusqu'à 15 mK. Le problème d'événements parasites a persisté, mais il n'était présent qu'en journée, et la résolution présentée dans cette section a été calculée sur les périodes sans ce problème.

L'objectif des runs suivants a alors consisté à comprendre l'origine des événements parasites, en modifiant la partie froide. Plusieurs runs n'ont duré qu'une semaine, sans chercher à optimiser les performances des détecteurs.

Le run 77 a eu pour but de changer les câbles reliant le détecteur RED21 à l'interface de connexion entre les étages 10mK et 1K. Pour les runs précédents, ce câble était en constantan non blindé, tandis que pour le run 77, un câble en constantan blindé a été utilisé. Cela n'a pas permis de régler le problème d'événements parasite, mais la résolution est passée de 174 eV à 127 eV, avec les mêmes températures que pour le run 76.

Le run 78 a eu pour but d'enlever des capacités de filtrage froides. Durant ce run, plusieurs détecteurs étaient présents, mesurés avec deux types d'électronique. Afin de ne pas perturber les mesures des autres détecteurs par du crosstalk, les mesures des deux électroniques n'ont pas été réalisées simultanément. Le détecteur RED21 n'a pas vu d'événements parasites durant ce run. La prise de données a commencé au bout de deux semaines de mise en froid, et le run a duré un mois avec une température d'environ 15 mK. Cela a permis d'atteindre une résolution de 95 eV.

De nouvelles mesures avec le détecteur RED21 ont commencé par le run 83. Plusieurs changements ont été effectués. Depuis ce run, les HEMT ne sont plus sur le même PCB. Ils sont maintenant placés dans des sockets, afin de les changer plus facilement, sans avoir à les dessouder (voir figure V.15 (haut)). De plus, la nouvelle électronique froide, en montage source commune, est plus modulaire et permet de placer la référence à différents endroits (à 1 K ou à chaud). Pour les premières mesures de ce run, la référence froide a été placée à l'étage 1K, et la résistance de polarisation à 10mK. Les condensateurs froids ont également été remis. Le boîtier est connecté au doigt froid, qui permet d'avoir une température de 1 K à 15 cm du détecteur. Un changement de HEMT a également été effectué, pour lire la voie chaleur avec un HEMT de 100 pF au lieu de 200 pF. Ce run a duré une semaine avec une température descendant à 17 mK. Le niveau important d'événements parasites a empêché la mesure des événements de calibration, et aucune résolution ligne de base n'a pu être mesurée.

Trois runs ont ensuite été effectués sans détecteur, afin de vérifier que l'installation fonctionnait correctement ; les mesures avec une résistance n'ont pas montré d'événements parasites. Durant ces tests, il a aussi été observé que le placement de la résistance de polarisation à 1 K permettait de diminuer certaines fréquences sur le spectre de bruit, permettant ainsi de mieux visualiser les pics de calibration. Ainsi, seul ce changement est opéré entre les runs 83 et 86. Le run 86 est aussi sensible aux événements parasites, mais le pic de calibration du détecteur RED 21 a pu être observé, avec une résolution ligne de base de 150 eV.

Le run 88 a fourni la première mesure de la voie ionisation sur le détecteur RED125. Une mesure en voie chaleur a également été réalisée sur ce même détecteur. Ce détecteur est aussi sensible aux événements parasites. La courte durée du run et le temps de refroidissement long de RED125 n'ont pas permis d'atteindre une sensibilité suffisante pour voir le pic de calibration, ni d'estimer la résolution ligne de base.

Les runs 89 et 90 ont été consacrés à la caractérisation du prototype d'amplificateur chaleur du CryoCube. Ce prototype a été couplé au détecteur RED21 pendant le run 91. L'électronique est connecté sur l'étage 1K découplé, avec environ 70 cm de câblage. Ce run a permis de mesurer deux détecteurs simultanément, car le boîtier HEMT source commune était placé sur le doigt froid. Le HEMT était placé sur le détecteur RED135, qui est un détecteur planaire. Le run a duré environ un mois, avec des résolutions allant jusqu'à 58 eV pour le prototype chaleur couplé à RED21. Pour le détecteur RED135, le pic de calibration n'a pas été observé et la résolution n'a pu être mesurée.

Le dernier run effectué en voie chaleur est le run 95, qui a duré un mois. Deux détecteurs en voie chaleur unique ont été étudiés : le détecteur RED95 et le détecteur RED21. Le premier est couplé au prototype chaleur du CryoCube. Il a permis d'obtenir des résolutions de 135 eV. Le détecteur RED21 était quant à lui lu par deux HEMT de 5 pF, en mesure pseudo-différentielle, c'est-à-dire que les deux bornes du NTD étaient lues en même temps, comme expliqué en section V.3.5. Durant ce run, les deux détecteurs étaient sensibles aux événements parasites. Le pic de calibration n'étant pas visible, aucune résolution ligne de base n'a été extraite.

Les parties suivantes de cette section détaillent les mesures en montage source commune, puis celles avec le prototype de l'amplificateur chaleur, avant de s'intéresser à la compréhension du bruit, et notamment l'origine des événements parasites.

V.3.2 Premiers runs chaleur en montage source commune

Ici, on se concentre sur la première partie des mesures de la voie chaleur, avec des transistors HEMT, correspondant aux runs 75 à 78. Les HEMT sont placés sur l'étage découplé 1 K, avec une typologie d'amplification en montage source commune.

V.3.2.a Installation

Les premiers runs avec détecteur ont été réalisés en voie chaleur seule, sur le détecteur RED21. Ce détecteur a été caractérisé plusieurs fois avec l'électronique d'EDELWEISS-III et la meilleure résolution obtenue était de 17.7 eV [103]. Le détecteur RED21 (voir figure V.12 en bas à droite) est installé sur la tour, qui est fixée sur la chambre à mélange du cryostat, comme montré sur cette même figure V.12 (à gauche). Ce détecteur est souvent utilisé dans le cadre de la R&D, afin de valider les modifications faites sur l'environnement.

Le boîtier HEMT est placé sur l'étage 1K découplé, position (1) de la figure V.7. Deux HEMT sont placés dans ce boîtier, comme montré sur la figure V.12 (en haut à droite) : un HEMT de 200 pF, qui lit le détecteur RED21, et un HEMT de 5 pF, qui lit une résistance. Les barreaux reliant le bouilleur, qui fournit la température de l'étage 1 K, ont été remplacés par des barreaux

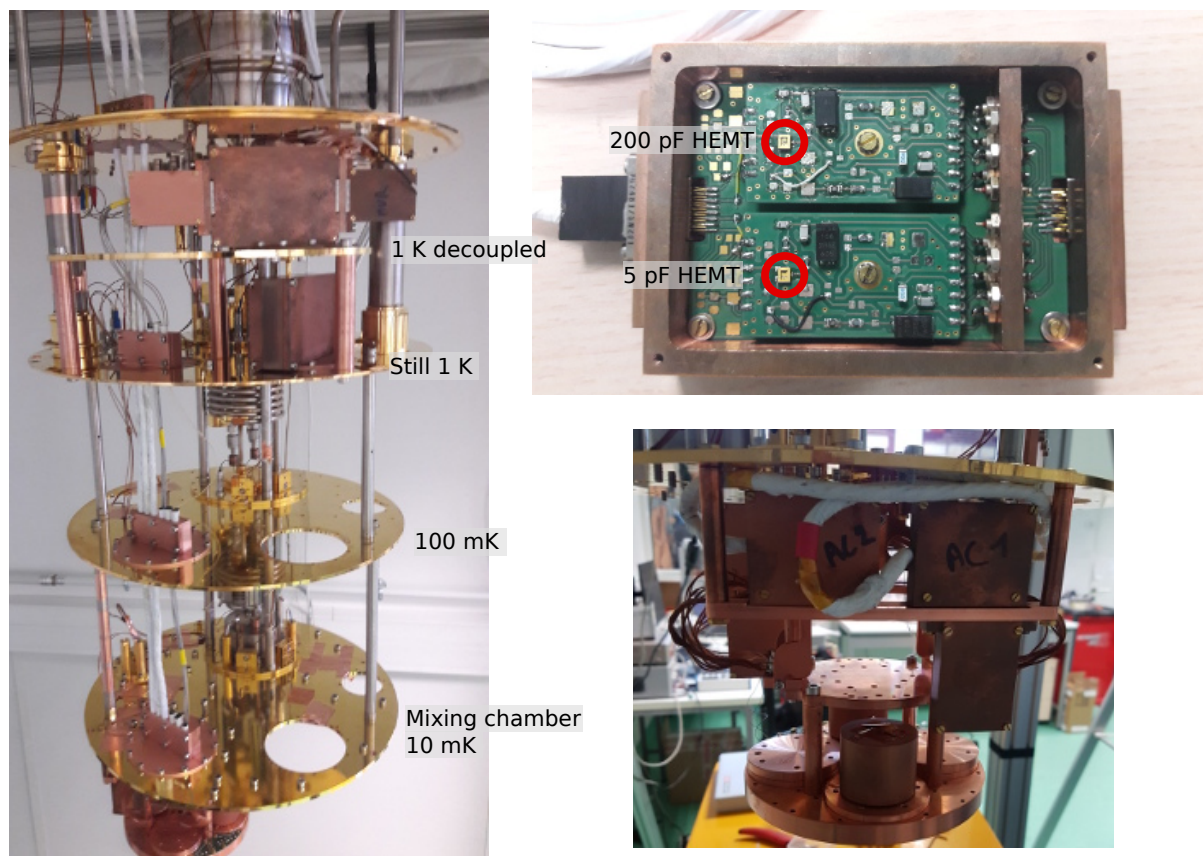


Figure V.12 – Différentes vues du cryostat durant le run 78. Gauche : Cryostat ouvert. En bas se situe la tour suspendue sur laquelle est installée le détecteur RED21; l'électronique HEMT est située sur l'étage 1K découplé. Droite : En haut, boîtier dans lequel se situent les HEMT en mode source commune. En bas, détecteur RED21 dans la tour.

en cuivre, qui permettent d'être à la même température que le bouilleur.

Les câbles reliant les HEMT et le détecteur RED21 sont des câbles coaxiaux de 70 cm en constantan, fabriqué par la compagnie Axon (câble gris avec scotch jaune, visible sur la V.12, à gauche). A chaque étage, le câble est thermalisé par des plaques en cuivre pour limiter l'apport de puissance thermique. Ce câblage n'est pas directement relié au détecteur, il est d'abord connecté à un adaptateur micro D permettant de placer la résistance de polarisation, sans refaire tout le câblage à chaque modification de l'environnement (boîtier visible en dessous de l'indication AC1 sur la figure V.12, en bas à droite). Les boîtiers de connecteurs AC1 et AC2, comme montrés sur la figure V.12, en bas à droite, sont des interfaces de connexion entre l'électronique froide et les détecteurs.

V.3.2.b Performances obtenues

Plusieurs runs ont été réalisés avec ce dispositif expérimental, du run 75 au run 78. Le premier run a seulement duré deux jours à froid suite à des problèmes cryogéniques. Les runs 76 et 77 ont duré une semaine chacun, avec une température plus stable (autour de 15 mK). Le run 78 a duré quant à lui un mois, car en parallèle du détecteur RED21 couplé à l'électronique HEMT,

plusieurs autres détecteurs ont été caractérisés durant ce run.

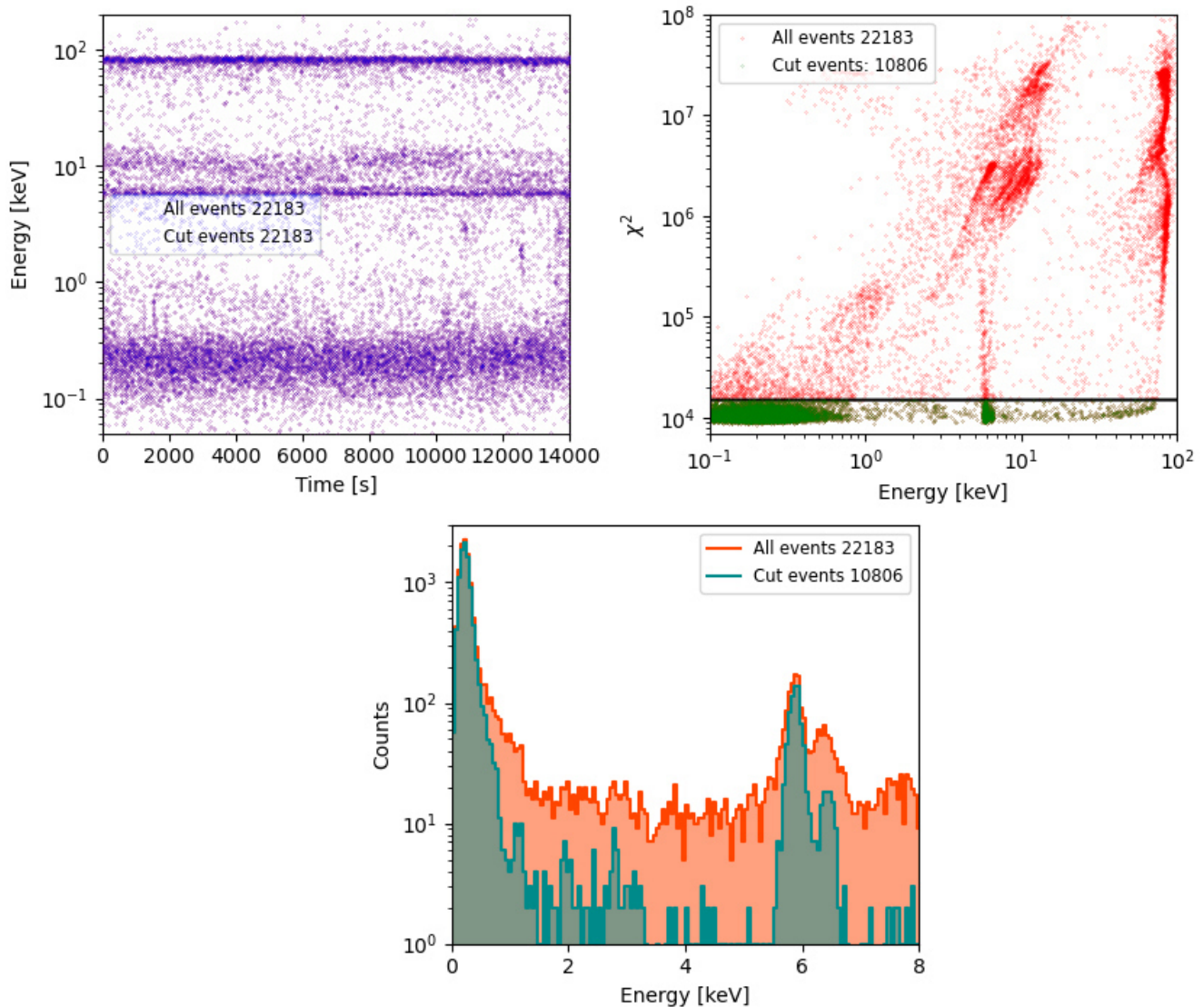


Figure V.13 – Étapes pour la sélection des événements du run 78. Haut, gauche : Évolution temporelle des événements. Ici aucune coupure temporelle n'est nécessaire, toute la période est sélectionnée. Haut, droite : Sélection des événements qui ont passé la coupure temporelle (ici, tous les événements), en fonction de leur valeur de χ^2 . Les points verts correspondent aux événements passant la coupure χ^2 . Bas : Histogramme en énergie de tous les événements ayant passé la coupure temporelle (en rouge), et des événements sélectionnés par la coupure χ^2 (en bleu). L'étalonnage en énergie est réalisé avec les raies de la source de ^{55}Fe , à 5.89 et 6.49 keV.

Peu de changements ont été effectués entre ces runs, en dehors de la modification du type de câble entre le détecteur et l'interface de connexion détecteur-électronique. Egalement, pour le run 78, le changement des condensateurs de filtrage de 1 mF, qui sont sur le drain et la source des HEMT et permettent de filtrer le bruit de l'électronique chaude, ainsi que de mettre la source du HEMT à la masse à partir d'une fréquence de quelques Hz.

Les meilleures performances de ces premiers runs en voie chaleur correspondent aux données du run 78, prises au bout de trois semaines en froid. En effet, il faut en général deux ou trois

semaines pour que le détecteur atteigne sa sensibilité finale. Le run 78 est le seul run durant lequel les événements parasite ne sont pas présents.

Durant tout le run, la température de la tour a diminué, allant jusqu'à 14.8 mK. Pour avoir une sensibilité stable lors de la prise de mesures, la tour est réglée à 15 mK sur toute une nuit. Le détecteur est polarisé avec un courant de 0.1 nA, qui a permis d'obtenir une sensibilité de $2 \mu\text{V}/\text{keV}$, avec une résolution ligne de base de 95 eV sur le run. Au cours de ce run les sensibilités du détecteur ont été les mêmes que celles mesurées avec l'électronique Si-JFET.

La figure V.13 montre les coupures réalisées sur les données et le spectre en énergie résultant. Le run étant stable sur toute la période, aucune coupure temporelle n'est nécessaire (en haut à droite). Seule une coupure χ^2 a été réalisée. Cette coupure, présentée sur la figure V.13 (en haut à droite), permet de sélectionner uniquement les événements bien reconstruits par le processing, comme décrit en section V.2.3.a. La figure V.13 (bas) montre également le spectre en énergie des événements, en bleu pour ceux sélectionnés. Le processing a été réalisé avec une fréquence d'échantillonnage de 20 kHz, afin d'obtenir le spectre de bruit associé (voir figure V.14). Cela permet aussi d'avoir un χ^2 constant jusqu'à saturation des événements, mais la résolution reste la même que pour une fréquence d'échantillonnage de 500 Hz.

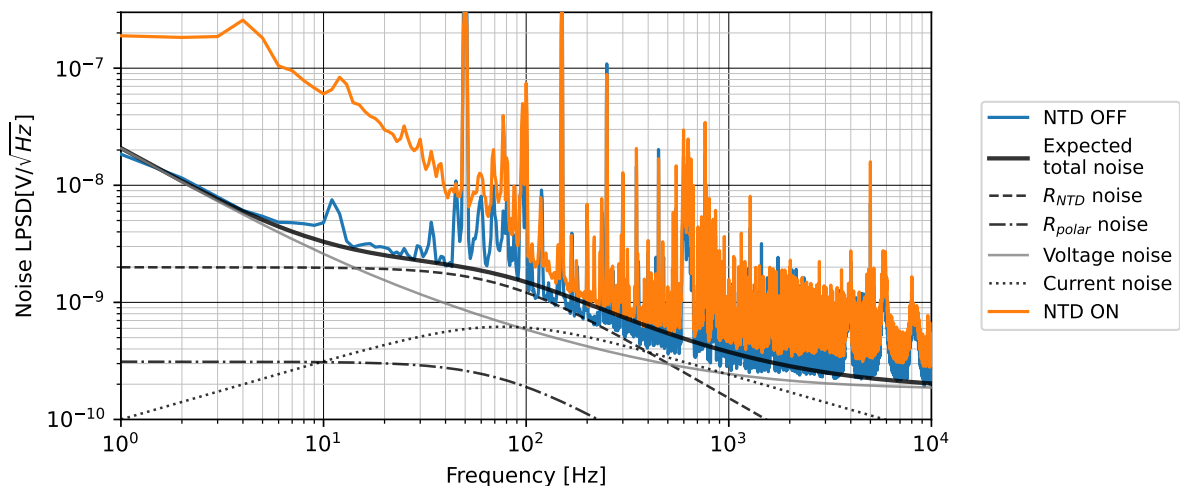


Figure V.14 – Spectres de bruit du détecteur RED21, mesurés durant le run 78 en montage source commune. Le spectre de bruit sélectionné par le programme du processing des données est en orange, tandis que le spectre de bruit lorsque le senseur Ge-NTD n'est pas traversé par un courant est en bleu. Ce dernier est comparé au bruit en tension mesuré avec une résistance de 50Ω et le bruit en courant du modèle de bruit (courbes en noir).

Les spectres de bruit obtenus lors de cette prise de données sont présentés figure V.14 (NTD-ON en orange). Le spectre de bruit sans polarisation est aussi montré sur cette figure (NTD-OFF en bleu). En temps normal, lorsque un courant traverse le Ge-NTD, celui-ci chauffe localement, diminuant sa résistance et sa sensibilité. Le bruit attendu pour un Ge-NTD polarisé doit donc être plus faible, car le bruit Johnson du Ge-NTD est plus faible. Cette figure montre donc qu'un bruit en excès important est présent lorsque le détecteur est polarisé.

Ce spectre de bruit a été réalisé au bout de deux semaines de mesures, ce qui exclut les bruits

thermodynamiques pendant la descente en température du détecteur. En effet, comme la chambre de mélange descend en température plus vite que le détecteur, du bruit thermodynamique ressemblant à cet excès de bruit peut être présent pendant la descente en température.

Le spectre non polarisé est bien expliqué par le bruit en tension mesuré avec une résistance de $50\ \Omega$ et le bruit en courant du modèle de bruit et ne montre pas de bruit en courant en excès, contrairement au prototype d'amplificateur bouclé (voir section V.1.4.c). Il est dominé à basse fréquence par le bruit en tension du HEMT, puis par le bruit Johnson du Ge-NTD, qui est ici de $5\ \text{M}\Omega$. Des mesures ont été effectuées avec différentes polarisations du détecteur, allant de 0.1 à $1\ \text{nA}$, sans que cela ne change la forme du spectre de bruit. Cet excès de bruit est présent sur la totalité du run, et apparaît seulement quand le détecteur est polarisé. Plusieurs mesures ont été effectuées, comme un changement de polarisation du HEMT, sans que cela ne change l'amplitude du bruit. Cet excès n'est pas compris. Les mesures qui ont suivi ce run ont eu pour but de diminuer cet excès.

V.3.3 Prototype d'amplificateur chaleur pour le détecteur CryoCube

V.3.3.a Installation

Deux runs ont été effectués avec le prototype d'amplificateur bouclé pour la voie chaleur du CryoCube, décrit au chapitre IV : le run 91 et le run 95. Les deux runs avaient la même configuration : le boîtier HEMT est placé sur l'étage 1K découplé, comme pour les runs précédents, avec les mêmes câbles reliant le HEMT à l'interface de connexion à 10mK . Le boîtier HEMT a été modifié pour le rendre plus modulaire, comme montré en figure V.15 (droite). Ce boîtier permet d'utiliser deux HEMT. Durant les runs 91 et 95, un HEMT est utilisé pour la mesure du détecteur et le deuxième est utilisé comme témoin, pour vérifier qu'il n'y a pas de problème sur l'étage 1K découplé.

Contrairement aux mesures précédentes, les HEMT ne sont pas soudées sur le PCB, mais sont placées dans des sockets, ce qui permet de les changer plus facilement entre les mesures. Des mesures sur le bruit en tension ont été préalablement réalisées avec ces sockets, dans le dispositif 10 HEMT décrit en section IV.2.1. Aucun changement au niveau de bruit n'a été observé. Ce boîtier avec sockets permet en plus de mettre la référence globale du système sur le boîtier, et ainsi d'avoir une référence commune (détecteur, HEMT) sur l'étage 1K découplé.

La figure V.15 (gauche) montre la disposition des détecteurs pour le run 91. Le détecteur RED21 est monté sur le haut de la tour, et connecté à l'amplificateur situé à l'étage 1K découplé. L'étage du bas est composé de trois détecteurs à caractériser en voie chaleur et en voie ionisation, couplés à l'électronique Si-JFET, et du détecteur RED135 lu par une électronique HEMT en montage source commune sur le doigt froid.

V.3.3.b Performances obtenues

Lors des mesures avec le prototype chaleur, on retrouve la présence des événements parasites, qui disparaissent une partie de la nuit. La résolution est calculée durant cette période. Les runs

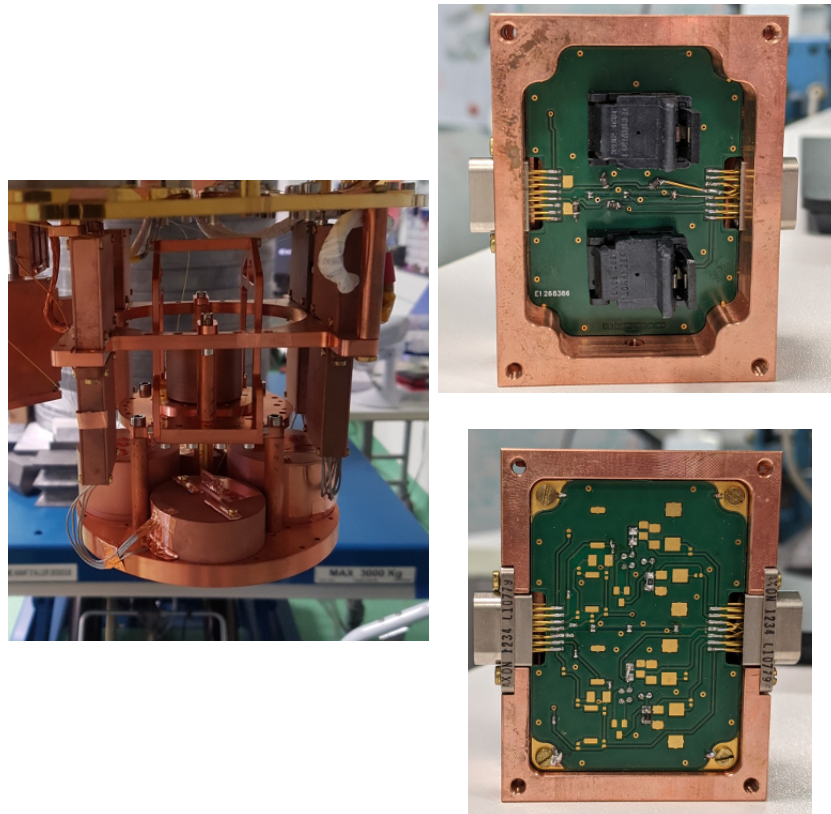


Figure V.15 – Gauche : Photographie de la tour durant le run 91. Le détecteur du haut est RED21, lu par l'électronique HEMT, et l'étage du bas est constitué de trois détecteurs lus par l'électronique Si-JFET, et du détecteur RED135, lu par l'électronique HEMT en montage source commune. Droite : Photographies du boîtier HEMT utilisé en prototype d'amplificateur chaleur pour le détecteur CryoCube, avec en haut le côté avec les sockets, où sont placés les HEMT, et en bas, les résistances froides du prototype.

91 et 95 ont duré plus d'un mois, laissant le temps aux détecteurs de se refroidir et d'obtenir leurs sensibilités finales. Durant ces runs, la température est descendue en dessous de 15 mK et a été régulée pour éviter des problèmes d'instabilité.

La figure V.16 montre la période la plus performante des mesures HEMT avec le prototype d'amplificateur pour la voie chaleur. Le détecteur est à une température de 15 mK, avec une polarisation de 1 nA et une sensibilité de $1.3 \mu\text{V}/\text{keV}$. La prise de données a duré une nuit, comme montré sur la figure V.16 (en haut à gauche), et une période moins bruyante est présente. Une sélection de 5h30min (en bleu) est effectuée pour ne garder que la période concernée, correspondant au moment où les événements parasites ne sont plus présents. Contrairement aux mesures en source commune, la fréquence d'échantillonnage est de 500 Hz et la taille des fenêtres est $t_s = 2 \text{ s}$ (voir section V.2.3.c). Cette optimisation de t_s a permis de gagner $\sim 6 \text{ eV}$ pour atteindre une résolution ligne de base de 57.9 eV.

Sur la figure V.16 (bas) qui montre l'histogramme en énergie avant et après la coupure χ^2 , on observe sur le spectre avant sélection un pic assez large autour de 2 keV, qui correspond à des événements parasites résiduels. Durant cette mesure, les événements parasites ont diminué de façon progressive, jusqu'à ce qu'ils disparaissent. Lorsqu'ils sont peu nombreux (inférieurs

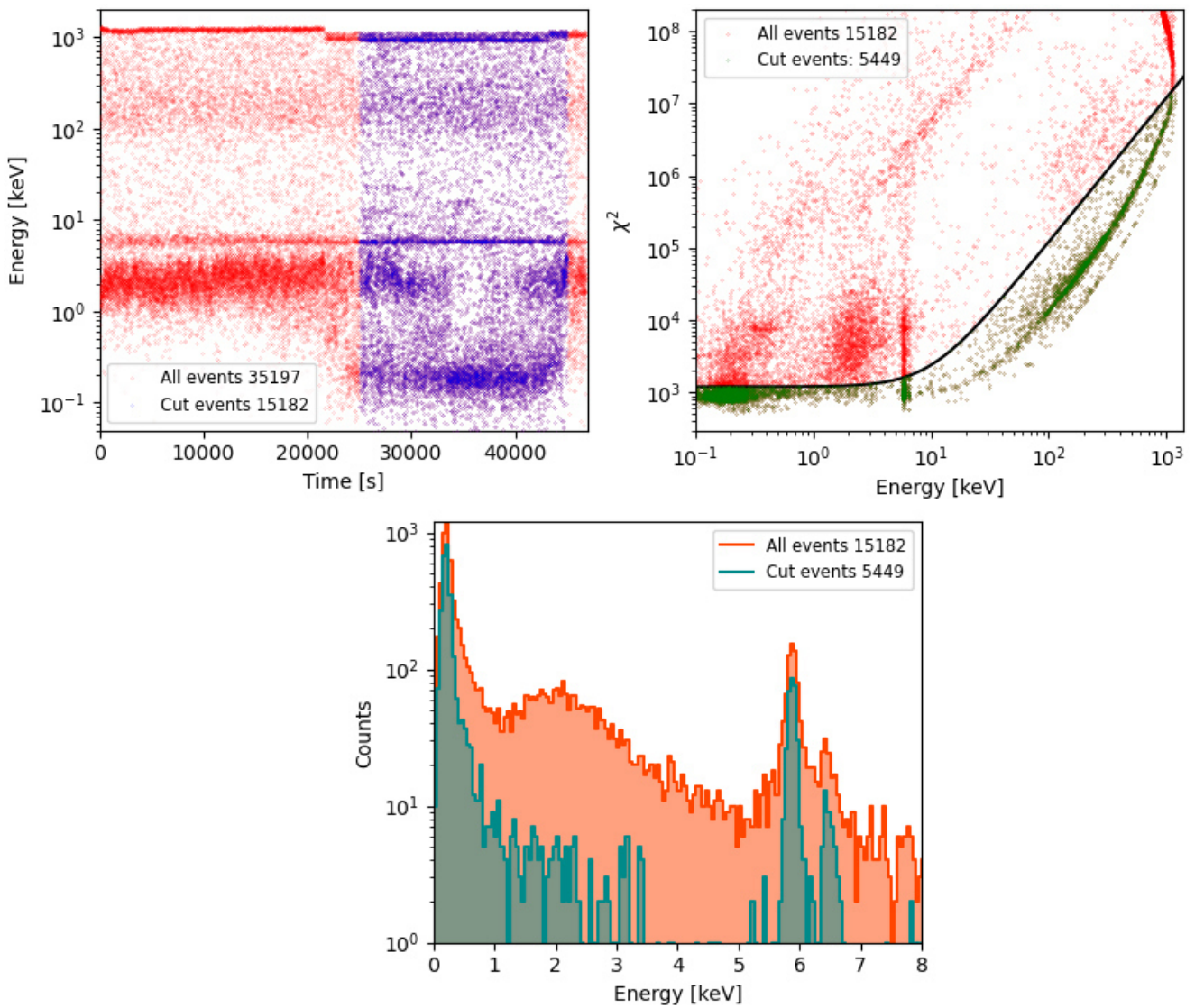


Figure V.16 – Etapes pour la sélection des événements du run 91. Haut, gauche : Evolution temporelle des événements, avec en bleu les événements sélectionnés par une coupure temporelle. Haut, droite : Sélection des événements qui ont passé la coupure temporelle, en fonction de leur valeur de χ^2 . Les points verts correspondent aux événements passant la coupure χ^2 . Bas : Histogramme en énergie de tous les événements ayant passé la coupure temporelle (en rouge), et des événements sélectionnés par la coupure χ^2 (en bleu). L'étalonnage en énergie est réalisé avec les raies de la source de ^{55}Fe , à 5.89 et 6.49 keV

à 1 Hz), le processing permet d'obtenir des résolutions comparables à celles obtenues sans ces événements. Dans le processing, les événements restants sont considérés mais ont un mauvais χ^2 , permettant de les exclure pour la suite de l'analyse.

La figure V.17 montre les spectres de bruits obtenus lors des runs 91 (orange) et 95 (vert) dans des conditions similaires, avec le prototype de l'amplificateur chaleur. Pour le run 91, c'est le détecteur RED21 qui est connecté à cette électronique, tandis que pour le run 95, c'est le détecteur RED95. Le niveau de bruit des deux spectres est le même, mais une structure supplémentaire au-dessus de 100 Hz est présente pour le run 95. De plus, pendant le run 95, la

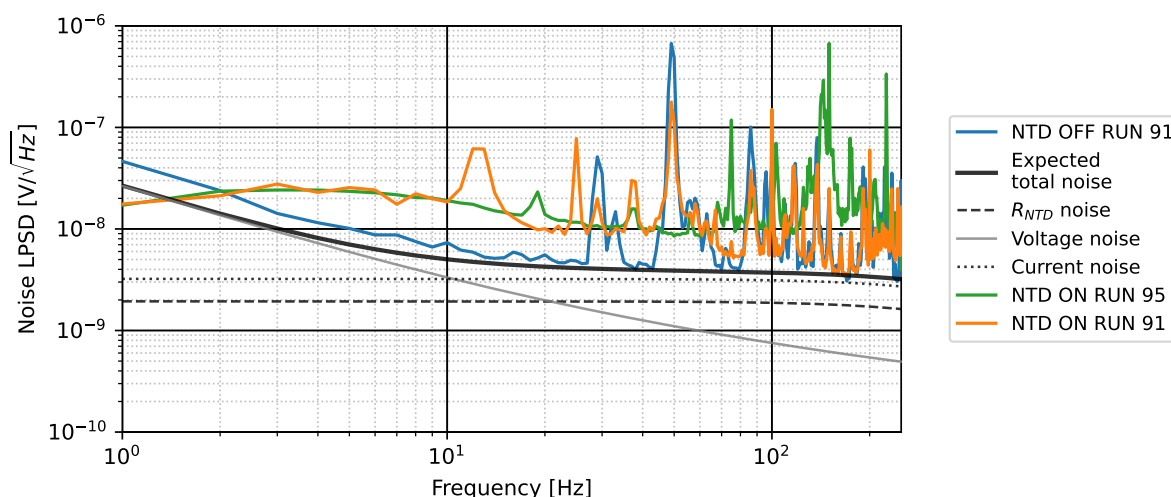


Figure V.17 – Spectre de bruit du détecteur RED21 durant le run 91, avec polarisation du Ge-NTD (orange) et sans polarisation (bleu). Le spectre de bruit du détecteur RED95 pendant le run 95 est également présenté, avec polarisation (vert), afin de comparer les niveaux des deux détecteurs. Les spectres sont réalisés dans des conditions similaires (polarisation de 1 nA et température de 15 mK). Il est aussi montré en noir le spectre de bruit attendu par le modèle, pour une résistance Ge-NTD de 5 M Ω , en considérant le bruit Johnson et le bruit en excès (voir section V.1.4.c).

sensibilité du détecteur RED95 était deux fois plus faible que celle du détecteur RED21 pendant le run 91, ce qui justifie en partie les différences observées sur la résolution chaleur entre les deux runs, alors que les niveaux de bruit sont les mêmes.

Sur la figure V.17 est également représenté (bleu) le niveau de bruit lorsqu’aucune polarisation n’est appliquée sur le détecteur. La valeur de la résistance lors de cette mesure est de 5 M Ω , le bruit Johnson et le bruit en excès sont ceux caractérisés en section V.1.4.c. La forme du spectre de bruit total est bien modélisée (courbe noire en trait plein) avec cette valeur de résistance et l’excès de bruit. Comme expliqué en section V.3.2, lorsque le détecteur est polarisé, son niveau de bruit devrait rester inchangé ou diminuer. Ici encore ce n’est pas le cas puisque le niveau de bruit augmente.

V.3.4 Caractérisation du bruit

V.3.4.a Forme des signaux parasites

Pour toutes les mises en froid, hormis pour le run 78, des signaux parasites étaient présents sur les données comme illustré en figure V.18. Ce bruit est caractérisé par des changements brusques de tensions de plusieurs μ V sur la ligne de base, assez réguliers et ressemblant à un bruit de type télégraphe d’amplitude variable. La source de ce bruit n’est pas comprise et affecte la prise de données. Ces événements disparaissent de façon aléatoire durant la nuit pour des périodes de plusieurs heures, en général entre minuit et six heures du matin, comme montré sur la figure

V.18 en haut (cas b, période de transition, et cas c, période sans bruit parasite), et sur les figures du bas (milieu pour la transition et droite pour la période non bruyante).

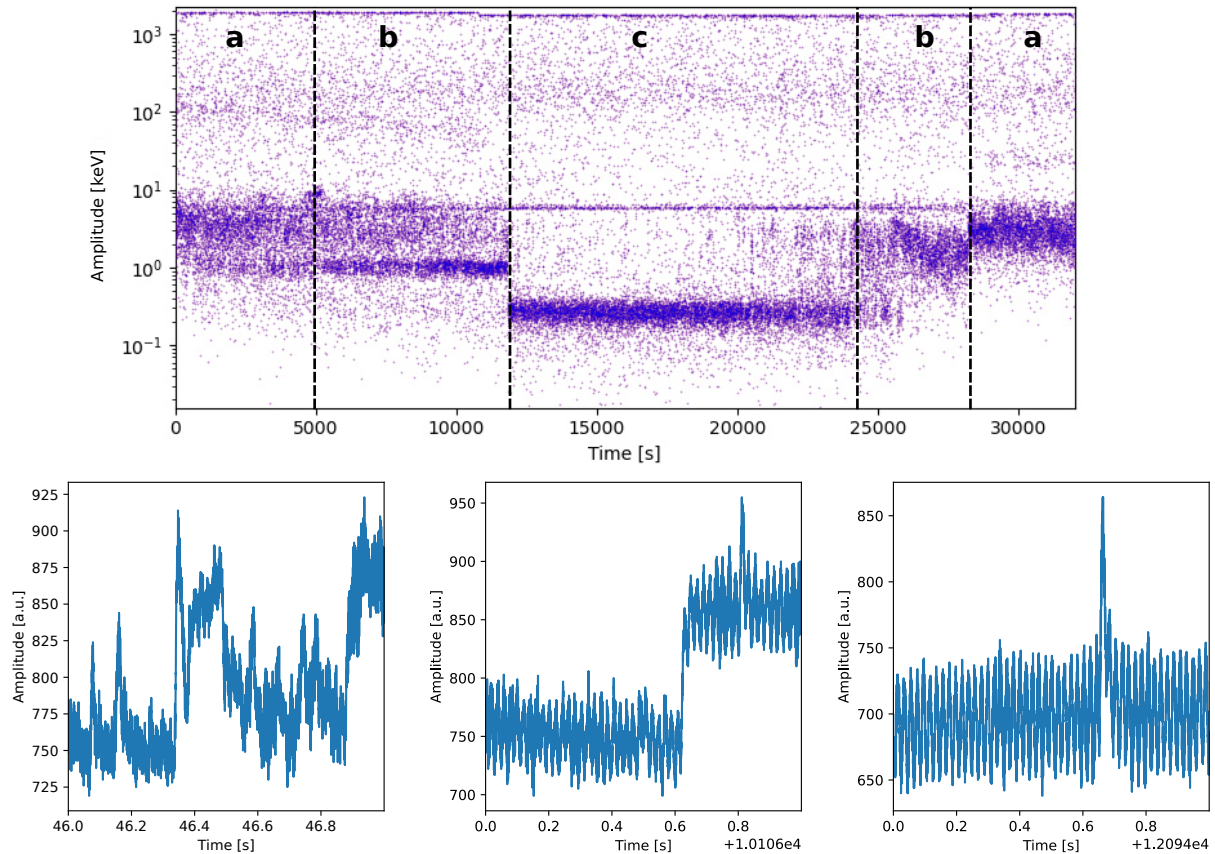


Figure V.18 – Haut : Evolution temporelle des événements sélectionnés en sortie de processing. Trois zones caractéristiques peuvent en être extraites : la zone a) qui correspond à la période bruyante, la zone b) qui est une zone de transition, et la zone c) qui est la période sans signaux parasites. Bas : Signaux de sortie caractéristiques associés aux trois périodes de mesures (zone a) à gauche, zone b) au milieu, et zone c) à droite.

Ces événements prennent différentes formes. Cependant, ce bruit n'est présent qu'en tension positive par rapport à la ligne de base. Le niveau de la ligne de base augmente en quelques ms, puis il redescend à son niveau normal. Sur la figure V.18 (bas), les données sont prises à une semaine d'écart. Sur la figure de gauche, la tension ne reste pas plus de quelques ms sur le plateau haut de la ligne de base, alors que sur la figure de droite, le plateau peut rester plusieurs centaines de ms sur la ligne de base haute. Ces instabilités de la ligne de base arrivent très régulièrement mais uniquement lorsque le Ge-NTD est polarisé.

V.3.4.b Evolution temporelle du bruit lié aux événements parasites

L'amplitude des signaux parasites dépend de la période de la journée. La figure V.18 montre l'évolution des événements sélectionnés durant une nuit, pour le run 91. L'amplitude importante des signaux parasites est clairement visible sur ces figures, avec des valeurs de quelques μV . Ainsi,

l'amplitude des événements parasites peut être supérieure à celle des événements de calibration, même si il est possible de voir les pics de calibration pendant les périodes où les signaux parasites sont présents.

Sur la figure V.18 (haut), on constate également que la transition entre événements parasites présents ou absents ne se produit pas toujours de la même façon. Pour un temps égal à 12000 s environ, au passage du cas b) au cas c), les événements parasites s'arrêtent brutalement durant une certaine période, sachant qu'aucune modification n'a eu lieu volontairement dans le cryostat durant cette période. Au contraire, autour de la transition de c) vers b) à un temps de 24000 s, le nombre d'événements parasites augmente lentement, sans transition brutale, rendant plus difficile l'application de la coupure temporelle (voir figure V.16).

Pour comprendre davantage l'évolution temporelle de ces périodes, la figure V.19 (haut) montre l'évolution de la tension médiane sur des périodes de dix minutes pendant la totalité du run 91. Les conditions n'ont pas changé entre les différentes prises de mesures, la sensibilité est mesurée entre $1.1 \mu\text{V}/\text{keV}$ et $1.3 \mu\text{V}/\text{keV}$ durant la prise de données. Le courant traversant le Ge-NTD est de 1 nA, pour des températures allant de 16 mK à 15 mK. La figure du bas montre l'évolution de la résolution en filtrage optimal sur la même période. Le processing a les mêmes paramètres pour toutes les prises de données, il n'a pas été optimisé, ce qui explique la différence entre la résolution mesurée ici, et celle présentée en section V.3.3.

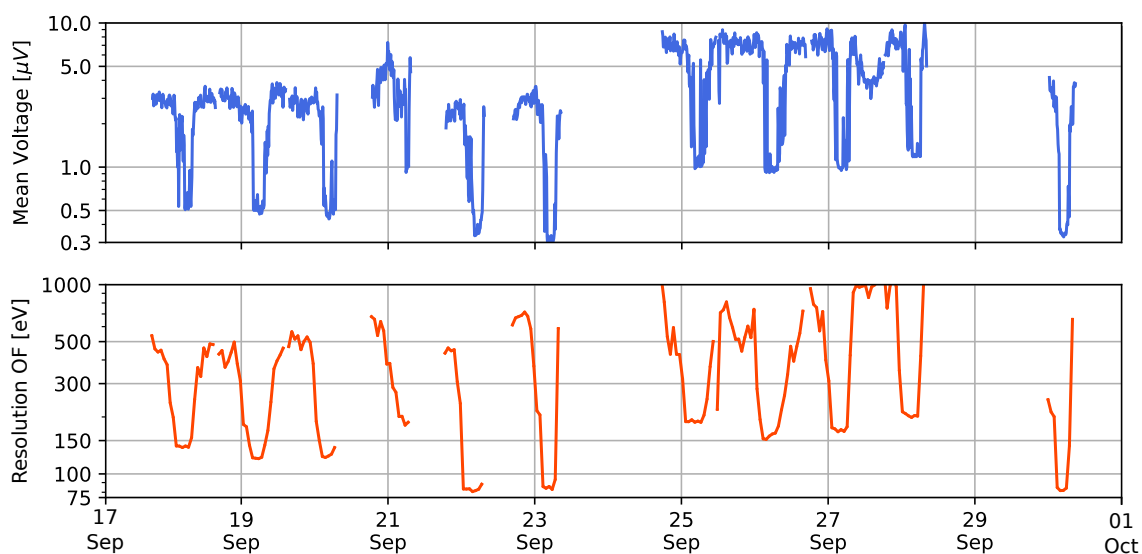


Figure V.19 – Haut : Evolution temporelle de la médiane de la tension (en V) des événements sélectionnés par le processing sur des périodes de 10 min, sur la durée du run 91. Bas : Evolution de la résolution par filtrage optimal. La température est comprise entre 15–16 mK, avec une sensibilité comprise entre $1.1\text{-}1.3 \mu\text{V}/\text{keV}$.

Lors des prises de données, on a constaté que les événements parasites diminuaient durant la nuit pour des périodes précises, situées entre minuit et 6h00 du matin, mais que cela n'arrivait pas au même moment toutes les nuits. Des mesures effectuées pendant le week-end et les vacances ont aussi été réalisées, sans changement dans la fréquence de ces événements parasites, ni sur la période où ces événements ne sont pas présents. Durant le run 91, une mesure de spectre de bruit à différentes températures a été réalisée, le 21 septembre, ce qui explique l'amplitude des

événements sur la figure V.19 (haut), durant la nuit du 21 au 22. Des changements au niveau de la résolution sont également visibles après cette journée (figure du bas), sans qu'aucune mesure ne soit prise.

On conclut de cette étude de l'évolution temporelle des événements parasite que ces derniers doivent avoir une origine externe au cryostat.

V.3.4.c Autres mesures pour caractériser les événements parasites

Différentes mesures ont été réalisées pour essayer de caractériser ces événements parasites, sans comprendre leur origine. Des mesures à différentes températures ont été réalisées, ou avec des courants de polarisation du Ge-NTD plus faibles. Ces mesures permettent de modifier la valeur de la résistance du Ge-NTD et ainsi modifier la sensibilité du détecteur. Les différentes mesures ont montré que l'amplitude des événements varie avec l'impédance du Ge-NTD, sans que la résolution ne s'améliore. En dessous d'une centaine de $k\Omega$, ces événements disparaissent, mais la sensibilité devient alors trop faible. Des mesures avec différentes polarisations du HEMT laissent inchangées la fréquence et l'amplitude de ces événements parasites. Des mesures avec différents HEMT ont également été réalisées, de 5/100/200 pF. Tous les HEMT sont sensibles à ces événements parasites, mais en voie chaleur uniquement et seulement lorsque le Ge-NTD est polarisé, alors que des mesures avec des HEMT de 5 pF sur la voie ionisation ont été réalisées sans que ces événements ne soient présents.

V.3.5 Hypothèses sur l'origine du bruit

Au vu de l'ensemble des résultats obtenus, la principale hypothèse sur l'origine de ces événements parasites est qu'ils viennent d'un couplage Ge-NTD/HEMT. Des mesures sur des résistances simples ont permis de vérifier que ce bruit n'est pas présent, même lorsque un courant traverse la résistance. De plus, les mesures des HEMT de 5 pF en voie ionisation montrent que ce bruit ne provient pas du HEMT seul.

L'une des premières hypothèses testée est l'injection de charge dans les HEMT via les condensateurs présents dans le boîtier HEMT, qui sont visibles sur la figure V.12 (haut). Ces condensateurs peuvent modifier la tension du point de polarisation, changeant le gain du HEMT, et modifiant la ligne de base. Ces capacités ont été enlevées et sont la seule modification dans l'environnement, entre le run 77 et le run 78. Ce run 78 n'a pas été sensible à ces événements parasites. Cependant, les mesures des runs 91 et 95 ont été réalisées sans ces condensateurs, et les données ont pourtant montré la présence des événements parasites. On conclut que ces capacités ne sont pas à l'origine de ces événements.

Le point de polarisation du HEMT est généré via une alimentation Bilt. Cette source de tension est asservie, c'est-à-dire qu'elle lit en permanence la tension injectée et la corrige si elle n'est pas à la tension voulue. Cette régulation de tension se fait par palier, ce qui peut entraîner des variations de tension sur les signaux mesurés. Cependant, cette hypothèse est incompatible avec l'effet jour-nuit. De plus, des mesures avec des piles montrant aussi des événements parasites, ont permis de conclure que le système utilisé n'injecte pas ces événements.

Comme dit précédemment, le changement d'impédance d'entrée, en modifiant la température ou le courant qui traverse le Ge-NTD, modifie l'amplitude des événements. Une variation de cette impédance se produit également lorsqu'une particule interagit dans le détecteur. Lorsque des événements de haute énergie traversent le détecteur, des charges pourraient être piégées dans les condensateurs froids (sur la source et le drain), et libérées sous forme de changement de tension. Cependant, le taux d'événements reste constant pendant un jour, alors que les événements parasites sont moins importants la nuit.

D'autres modifications ont été réalisées dans le but de supprimer ces événements, comme des mises à la masse différentes, ou encore en changeant la position du HEMT, sur la platine 1K découplée ou le doigt froid, sans que cela ne règle le problème.

Le prototype d'amplificateur chaleur du CryoCube avait aussi pour but de vérifier si le problème venait de la typologie source commune utilisée. Ce prototype fonctionne en boucle fermée, c'est-à-dire que lorsqu'un événement se produit sur la grille, une contre-réaction se produit sur la source, pour que le gain reste constant quelle que soit son amplitude. L'utilisation de cette typologie en boucle fermée a permis de diminuer la résolution ligne de base, mais n'a pas permis de supprimer ces événements parasites.

On peut noter que ce phénomène d'événements parasites n'a jamais été observé avec la technologie Si-JFET de l'expérience EDELWEISS, utilisant une polarisation du détecteur à travers un condensateur. Une explication sur l'origine de ces événements a été avancée comme liée à un couplage entre la résistance de polarisation, utilisée avec la technologie HEMT, et la résistance NTD. La résistance de polarisation pourrait chauffer la résistance NTD, en ayant des fluctuations de tension avec une référence mal isolée. Des mesures avec une électronique chaude à base de Si-JFET, mais utilisant une résistance de polarisation au lieu d'un condensateur, ont déjà été réalisées, sans que ces événements parasites ne soient observés. Avec les Si-JFET on n'observe donc pas de couplage entre les deux résistances.

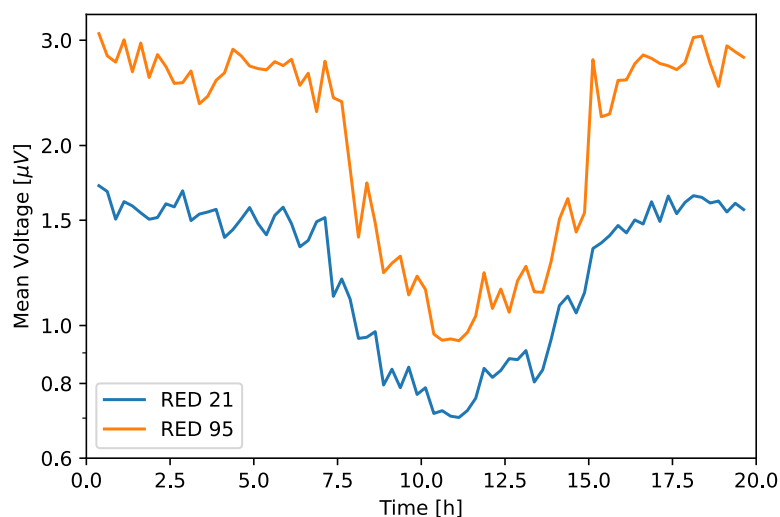


Figure V.20 – Evolution temporelle de la médiane des amplitudes des événements sélectionnés par le processing pour les détecteurs RED21 (bleu) et RED95 (orange), pendant le run 95. Le détecteur RED21 est lu avec des HEMT de 5 pF en pseudo-différentiel en montage source commune, et le détecteur RED95 est lu par un HEMT de 100 pF, avec le prototype d'amplificateur chaleur du CryoCube.

Des mesures ont été effectuées avec deux détecteurs simultanément lors du run 95, comme montré sur la figure V.20, afin de vérifier si les deux sont sensibles aux mêmes signaux parasites. Cette figure montre l'évolution de la médiane des amplitudes sélectionnées par le processing pour les détecteurs RED21 et RED95. Les deux montages sont différents. Le détecteur RED95 (position (1) sur la figure V.7) est lu par le prototype d'amplificateur chaleur du CryoCube, tandis que le détecteur RED21 (position (2) sur cette même figure) est lu par une électronique pseudo-différentielle en montage source commune, avec des HEMT de 5 pF. Ce montage consiste à lire les deux bornes du Ge-NTD, ce qui permet notamment de soustraire les bruits en mode commun du système. Des événements parasites ont été observés. Des données prises simultanément sur les deux détecteurs ont pu montrer que les périodes où les événements parasites diminuent se produisent en même temps pour les deux détecteurs, malgré leurs électronique/câblage/chaîne de lecture différentes. Cela laisse à penser que ces signaux parasites proviennent d'une source extérieure au détecteur et à la chaîne de lecture.

V.3.6 Conclusion et perspectives pour la voie chaleur

Les premières mesures de la voie chaleur avec des HEMT ont montré l'apparition de signaux parasites. L'étude de ces événements n'a pas permis de conclure définitivement sur leur origine, mais l'hypothèse principale vient d'un couplage non identifié entre le Ge-NTD, le HEMT et l'environnement. Cette hypothèse est fondée notamment sur les changements brusques du nombre d'événements parasites observés durant les différents runs.

Pour le détecteur CryoCube de l'expérience RICOCHET, une électronique alternative est prévue pour la première phase. L'objectif est d'utiliser une électronique chaude à base de Bi-FET de nouvelle génération [148], qui possède un niveau de bruit en tension et en courant inférieur au bruit des Si-JFET de l'électronique EDELWEISS-III. La mesure sera effectuée en différentielle, pour rejeter les bruits en mode commun, et en continu pour permettre de travailler avec des impédances plus élevée que l'électronique modulée d'EDELWEISS-III. Cette électronique est en cours de développement par l'Institut Néel et devrait pouvoir atteindre la résolution de 10 eV nécessaire pour les objectifs de l'expérience avec des détecteurs suffisamment sensibles. Une fois cette électronique validée pour la première phase, la R&D avec une électronique à base de HEMT sera relancée. L'utilisation de deux étages de températures différentes pour l'électronique froide (1 K pour les HEMT et 100 K pour les Si-JFET) complexifie en effet le câblage. Une solution complète à base de HEMT reste privilégiée.

V.4 Performances en voie ionisation sur des détecteurs planaires

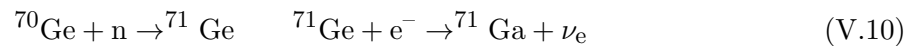
On s'intéresse à présent aux performances de la voie ionisation, qui ont été étudiées avec des HEMT de 5 pF, couplés à une électrode. Cette thèse s'est concentrée sur la lecture de détecteurs planaires munis de deux électrodes. Tout d'abord en plaçant une des électrodes à la masse ce qui permet d'obtenir selon notre modèle une meilleure résolution et ensuite avec les lectures des deux voies ce qui permet de décorréler certains signaux et de rejeter les modes communs.

La liste des runs effectués est présentée en table V.7.

V.4.1 Présentation des runs effectués

Pour analyser les données des détecteurs, ceux-ci doivent être étalonnés.

La calibration des détecteurs est réalisée par l'activation du germanium constituant le cristal du bolomètre. L'activation du détecteur consiste à irradier celui-ci avec des neutrons issus d'une source intense d'AmBe. Le ^{70}Ge , présent à 20% dans le détecteur, capture les neutrons pour former du ^{71}Ge , qui se désintègre ensuite via capture électronique :



La réorganisation du cortège électronique du noyau fils ^{71}Ga conduit à l'émission de photons X, d'énergies 10.37/1.3/0.16 keV, suivant la couche K, L ou M du dernier électron, avec un rapport d'embranchement de 100/10/1, respectivement. Le nombre de désintégrations est proportionnel au temps d'exposition du détecteur à la source AmBe, et l'activation se fait de façon homogène dans tout le détecteur. Cela permet de définir la zone fiducielle du détecteur.

Run	Détecteur	Durée	Résolution [eV _{ee}]			Sensibilité [nV/keV]		
			1	2	1-2	1	2	1-2
87	RED125	1 semaine						
88	RED125	1 semaine						
89	RED125	1 semaine						
90	RED135	3 semaines	127			914		
91	RED135	1 mois	260			580		
92	RED135	1 mois	790	525	220	848	852	1476
93	RED135	2 semaines	339		76	776		1469
94	RED135	1 semaine	589	421	115	752	724	1586
96	RED136	2 semaines	314	175		821	956	
100	RED137	1 semaine	163	152	70	1285	1065	1997
101	RED137	3 semaines			41			1759
	RED 177		71	79	44			

Table V.7 – Liste des runs effectués avec un détecteur en voie ionisation, avec la résolution et la sensibilité associées aux deux voies (1 et 2), ainsi qu'à la mesure différentielle des deux voies (1-2).

La première mesure de la voie ionisation avec un détecteur a été réalisée avec le détecteur planaire RED125 lors du run 87 de juin 2021. Les performances en résolution ligne de base

de RED125 ont été mesurées autour de 200 eV_{ee} , avec l'électronique d'EDELWEISS-III. Les câbles reliant le détecteur et le HEMT sont des câbles supraconducteurs en NbTi non blindés. La référence des résistances est placée à chaud, sur le cryostat, tout comme une des électrodes de RED125, alors que les résistances sont placées sur le doigt froid à une température de 1 K. Les mesures ont montré un excès dans le spectre de bruit, d'un ordre de grandeur par rapport aux données du run 86, avec un faux bolomètre à la place de RED125. Le run 87 a duré une semaine.

Pour le run 88, aucun changement n'a été opéré au niveau du HEMT et du détecteur. La modification effectuée est au niveau du plan de masse. Contrairement au run 87, la référence des résistances n'est plus directement reliée à la masse du cryostat, mais au boîtier HEMT sur le doigt froid. De plus, un câble reliant le châssis de cuivre du détecteur (référence des électrodes) et le boîtier HEMT (référence des résistances) a été installé. Cette modification a permis de gagner un ordre de grandeur au niveau du spectre de bruit. Le programme du processing n'ayant pas encore été mis en place à cette période, aucune résolution n'a pu être déduite de ce run.

Pour le run 90, le HEMT utilisé a été remplacé par un HEMT ayant un bruit en tension plus faible. Aucune amélioration sur le niveau de bruit n'a été observée, mais le programme de processing a pu être utilisé, donnant une résolution ligne de base de 127 eV_{ee} pour une sensibilité de 914 nV/keV . Cette résolution est inférieure à celle obtenue avec l'électronique Si-JFET, limitée à environ 200 eV_{ee} . Aucune période avec des signaux parasites n'a été observée durant ce run.

La mesure du run 91 a été réalisée avec le détecteur RED135. Comme pour sa mesure en voie chaleur, les capacités froides de filtrage du drain et de la source ont été enlevées, afin de vérifier leur impact sur le spectre de bruit. La résolution s'est dégradée, à 260 eV_{ee} pour une sensibilité de 580 nV/keV .

Pour le run 92, il a été décidé de lire les deux voies du détecteur, ce qui a permis d'atteindre une résolution de 220 eV_{ee} en mesure différentielle et une sensibilité de 1476 nV/keV . Cette résolution reste très supérieure à celle attendue, à cause du spectre de bruit du détecteur, qui a montré l'apparition d'un bruit haute fréquence sur ce run. Cet excès de bruit a été compris dans la suite des mesures. Il était dû à un problème de l'électronique chaude, et a été corrigé pour les runs suivants.

Durant le run 93, le câblage reliant les HEMT au détecteur a été changé pour des câbles en constantan blindé. Le but est de diminuer la capacité des câbles et d'obtenir une meilleure sensibilité. Cette mesure a permis d'obtenir des résolutions de 76 eV_{ee} , avec une sensibilité de 1659 nV/keV en mesure différentielle.

Aucun changement n'a eu lieu pour le run 94 au niveau de l'électronique, mais la résolution ligne de base s'est dégradée à 115 eV_{ee} environ, pour une sensibilité équivalente à celle du run 93.

Pour le run 96, le support du détecteur a été modifié (version 6 du support), afin de mieux contraindre le positionnement du détecteur dans le support, limitant ainsi les vibrations du détecteur. Pour prendre en compte ces modifications, le détecteur RED135 change de nom et devient RED136, comme expliqué en section II.5. Ce changement de support a permis de diminuer certaines fréquences du spectre de bruit en voie unique. Cependant, l'une des deux

voies présentait un bruit en excès. La résolution en mesure différentielle est alors moins bonne que la résolution en voie unique, qui est de 175 eV_{ee} pour une sensibilité de 956 nV/keV .

Le run 100 a donc été lancé avec les résistances à 10 mK sur le support du détecteur devenu RED137, et la référence est mise au niveau du détecteur. Une amélioration dans le programme du processing a également permis d'améliorer la résolution en ne considérant plus les voies uniques, mais une combinaison linéaire des deux. Cela a permis de diminuer la résolution à 70 eV_{ee} .

Deux détecteurs ont été étudiés pour le run 101. Le premier est le détecteur RED137, avec un changement de référence qui se situe pour ce run au niveau du boîtier HEMT. Le deuxième est le détecteur planaire RED177 qui n'avait pas encore été caractérisé. Le support de ce dernier permet de souder les HEMT directement sur le support, en montage source commune. Les résolutions obtenues en mesure différentielle sont de 41 eV_{ee} pour RED137, avec une sensibilité de 1759 nV/keV , et de 44 eV_{ee} pour RED177.

Les différentes prises de données sont réalisées avec une fréquence d'échantillonnage de 200 kHz , avec un filtre passe-bas du deuxième ordre ayant une fréquence de coupure de 30 kHz ou 50 kHz . Ce filtre permet d'éviter le repliement du spectre lors de la numérisation du signal. Les résolutions discutées dans cette section sont sous-échantillonnées à des fréquences de 50 kHz .

V.4.2 Estimation de la résolution avec des résistances à 1 K

Plusieurs mesures ont été effectuées avec les HEMT de 5 pF sur la voie ionisation d'un détecteur planaire. On présente ici les mesures du run 93, avec lecture des deux voies d'un détecteur planaire. Ce type de run permet de soustraire les deux voies et de diminuer les modes communs. En théorie, la mesure des deux voies d'un détecteur dégrade légèrement la résolution ligne de base, mais lorsque les bruits communs sont dominants, la résolution en mesure différentielle peut être meilleure que pour une seule voie.

V.4.2.a Installation du run 93

Le but du run 93 est de lire les deux voies du détecteur RED135 et d'estimer les bruits communs sur les deux voies. Les mesures avec l'électronique d'EDELWEISS-III donnent des résolutions autour de 200 eV pour ce détecteur RED137, mais comme décrit au chapitre III, il s'agit de la limite atteignable pour cette électronique. Ce run prend place après le run 92, dans lequel cette mesure a été effectuée avec des câbles en NbTi supraconducteurs, permettant d'apporter moins de puissance thermique sur les détecteurs.

Pour ce run 93, les câbles sont en constantan blindé. Les résistances MSI de $150 \text{ M}\Omega$ de polarisation et de feedback sont directement collées dans le boîtier HEMT, comme montré en figure V.21 (bas). La résistance de feedback $R_{fb} = 800 \text{ M}\Omega$ est composée de quatre résistances en série, et la résistance de polarisation $R_{polar} = 600 \text{ M}\Omega$ de trois résistances en série. Contrairement à la voie chaleur, il n'y a pas d'interface $10 \text{ mK}/1 \text{ K}$. Les câbles sont directement soudés sur un connecteur en sortie de boîtier HEMT, ne laissant pas la possibilité de placer les résistances à 10 mK . La capacité de découplage, de valeur de 2 nF , est aussi placée dans le boîtier HEMT.

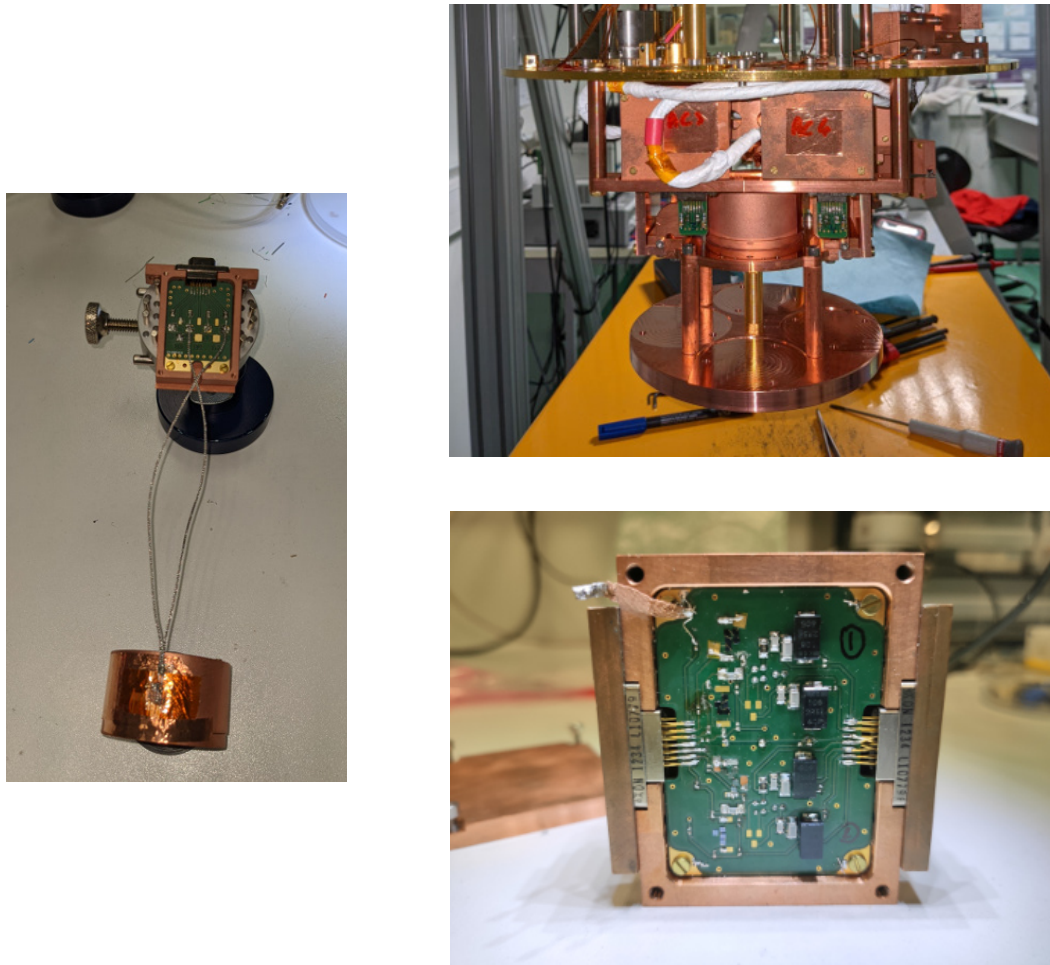


Figure V.21 – Photographie du détecteur et de son électronique lors du run 93. Gauche : Le détecteur RED137 et son connecteur HEMT avec deux câbles coaxiaux en constantan de 15 cm. Droite : En haut, la tour contenant le détecteur RED137 en position haute. En bas : Boîtier HEMT placé sur le doigt froid à 1 K, ouvert du côté électronique.

Les capacités de filtrage, en noir sur la figure, sont présentes sur le PCB, mais ne sont pas connectées au circuit d'amplification.

Des problèmes liés à la référence des résistances ont été observés pour plusieurs runs. Le niveau de bruit est en moyenne plus faible lorsque la référence des résistances est mise sur le PCB du HEMT. Un câble relie cette masse à la masse chaude (tête du cryostat). Cette référence est alors différente de la référence vue par les électrodes, qui correspond à celle à 10 mK.

Le boîtier HEMT est placé sur le doigt froid, qui correspond à un étage 1K découplé, proche des détecteurs. Cet étage est maintenu à cette température avec des valeurs de températures comprises entre 800 mK et 1.1 K, dépendant de l'état du cryostat, sans que cela ne change la forme du spectre de bruit. Pour éviter d'avoir une capacité de câblage trop importante, le câble fait une longueur de 15 cm, comme montré en figure V.21 (gauche). Cependant, plus le câble est court entre les étages 1K et 10mK, plus la puissance thermique apportée à la tour est importante. Durant ce run 93, la température de la tour n'est pas descendue en dessous de 20 mK. Néanmoins, comme les résistances sont sur le doigt froid à une température de 1 K, cela

n'a aucune influence sur la résolution.

V.4.2.b Performances en résolution

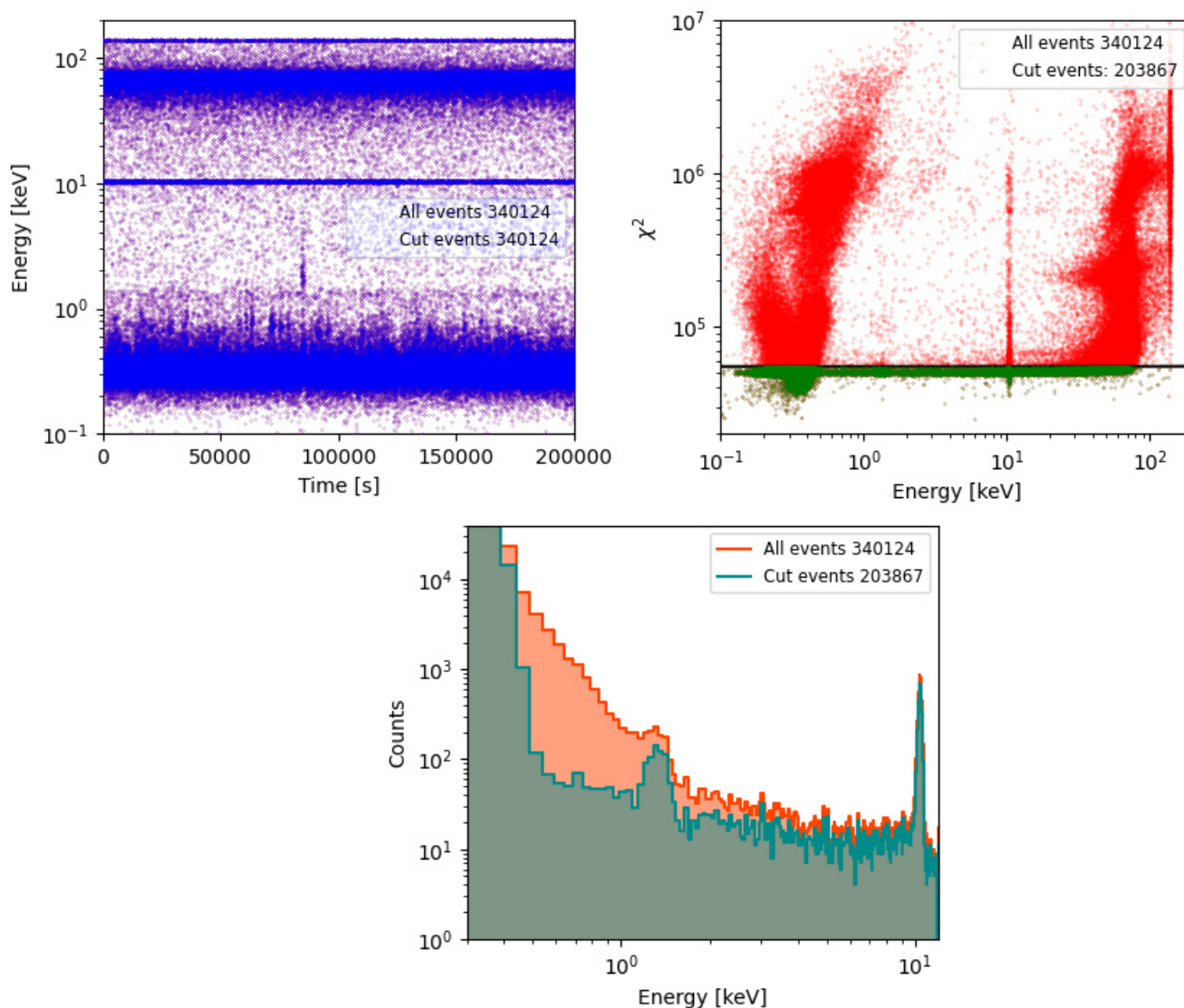


Figure V.22 – Sélection des événements du détecteur RED135 pour une prise de données de trois jours pour le run 93, en mesure différentielle. Haut, gauche : Evolution temporelle des événements. Ici aucune coupure temporelle n'est nécessaire, tous les événements sont sélectionnés. Haut, droite : Sélection des événements qui ont passé la coupure temporelle (ici, tous les événements), en fonction de leur valeur de χ^2 . Les points verts correspondent aux événements passant la coupure χ^2 . Bas : Histogramme en énergie de tous les événements ayant passé la coupure temporelle (en rouge), et des événements sélectionnés par la coupure χ^2 (en bleu).

Contrairement à ce qui a été observé pour la voie chaleur, la résolution s'améliore avec l'augmentation de la fréquence d'échantillonnage. Celle-ci est fixée ici à 50 kHz pour toutes les mesures du run. Durant ce run, un changement d'amplificateur chaud a permis de passer d'une

résolution mesurée de 120 eV_{ee} , à une résolution de 76 eV_{ee} , stable sur trois jours consécutifs. La figure V.22 (en haut à gauche), montre l'évolution des événements sélectionnés par le processing, en fonction du temps. Pour la voie ionisation aucun événement parasite n'a été observé, durant la totalité des runs, et aucune période avec des bruits en excès n'a été mesurée, en dehors de problèmes liés à la sélection de bruit lors du processing. Ainsi, seule une coupure sur le χ^2 est effectuée pour sélectionner les événements, comme montré en figure V.22 (en haut à droite). La tension sur les électrodes est de $+2/-2 \text{ V}$ sur les voie 1 et 2 respectivement.

Les résolutions en voie unique sont moins performantes que celles du run 90, avec environ 340 eV sur les voies. Du run 93 jusqu'au run 101, les mesures différentielles sont effectuées par un amplificateur unique, ne donnant pas accès aux données individuelles des deux voies du détecteur. La différence observée, entre les résolutions en voie unique et celles provenant de la mesure différentielle, provient du bruit commun important sur les deux voies. La mesure différentielle permet de diminuer fortement ce bruit, ce qui avait également été observé avec les câbles NbTi supraconducteurs.

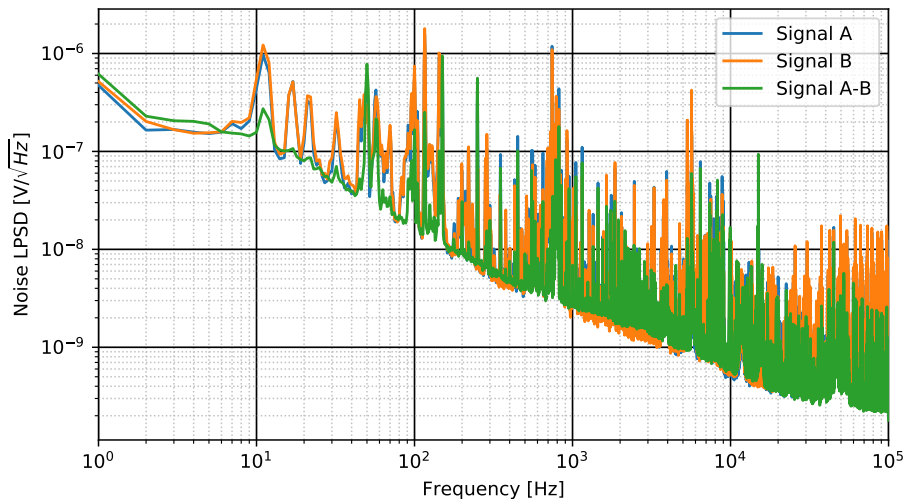


Figure V.23 – Spectre de bruit de la chaîne d'acquisition du détecteur RED135 avec, en bleu et en orange, les mesures individuelles des deux électrodes, et en vert la mesure différentielle. Les bruits des deux voies étant communs, ils disparaissent avec la mesure différentielle. Ces mesures ont été réalisées durant le run 93.

La figure V.23 montre les spectres de bruits obtenus lorsque la polarisation des électrodes est nulle, pour avoir moins d'événements. Les mesures des deux électrodes individuelles (en bleu et orange), montrent des structures sur toute la gamme de fréquence, en partie issues de la vibration des câbles ou du cristal dans son châssis, ou encore liées à des parasites provenant de la référence. Lorsque les deux voies sont soustraites, ces structures disparaissent du spectre de bruit en mesure différentielle (en vert).

L'enveloppe des voies uniques n'est pas plus élevée que celle du spectre en mesure différentielle, ce qui montre l'importance des structures fréquentielles, qui dégradent énormément la résolution du système. Il est donc important d'avoir un environnement maîtrisé pour atteindre les objectifs en résolution de 20 eV_{ee} pour RICOCHET.

V.4.2.c Estimation des paramètres du modèle de bruit

A partir des différentes mesures, il est possible d'extraire des paramètres comme la somme de la capacité de câblage et de la capacité du détecteur, ou encore les valeurs des bruits en excès. La somme des capacités du câblage et du détecteur permet de déterminer la forme du spectre de bruit, ainsi que le temps de décroissance des impulsions. Ce paramètre peut aussi être utilisé pour estimer la sensibilité du détecteur.

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour estimer les paramètres du modèle du bruit, dont la capacité totale résultante, incluant la capacité parasite. Cependant, ces différentes méthodes ne donnent pas accès aux mêmes paramètres. On peut néanmoins à chaque fois estimer une valeur de capacité totale équivalente C_{eq} , même si cette dernière n'a pas à chaque fois la même définition. Le spectre de bruit des HEMT peut aussi montrer un excès du niveau de bruit, qu'il faut alors comprendre et modéliser, c'est le second paramètre du modèle de bruit à estimer.

On se propose dans un premier temps d'ajuster le bruit en excès de l'électronique et la capacité parasite du système. Cette dernière est associée à la fréquence de coupure du spectre de bruit. Les valeurs des différentes capacités sont fixées, ainsi que la capacité intrinsèque du HEMT. On utilise ici le spectre de bruit obtenu en mesure différentielle, puisque les spectres de bruit des voies uniques possèdent trop de structures et ne permettent pas d'ajuster correctement les paramètres.

Pour ajuster la fonction, on considère donc que les capacités parasites des deux voies sont égales. Le bruit en excès est considéré ici comme un bruit en courant, en excès au niveau du HEMT, de la forme $i_n^2 = i_0^2 + i_a^2 \cdot f$, comme utilisé en section V.1.4. Mais ce bruit pourrait aussi être considéré comme un bruit en tension, provenant d'une autre partie de l'électronique.

La figure V.24 présente un spectre de bruit obtenu en mesure différentielle, ainsi qu'un ajustement, avec la méthode décrite en section V.1.4, avec pour paramètres libres une capacité totale C_{eq} , et une source de bruit en courant en excès i_n , avec comme paramètres i_0 et i_a . Les résistances de polarisation et de feedback étaient à une température de 850 mK. Les paramètres extraits de l'ajustement sont :

$$C_{eq} = (53.7 \pm 4.5) \text{ pF} \quad i_0 = (1.4 \pm 1.5) \text{ aA}/\sqrt{\text{Hz}} \quad i_a = (10.5 \pm 0.9) \text{ aA/Hz} \quad (\text{V.11})$$

Avec cette première méthode, la capacité C_{eq} prend en compte dans l'ajustement les capacités du câblage, du détecteur et celle associée à l'effet Miller, donc $C_{eq} = C_p + C_{11} + C_{miller} + C_{gs}$. La capacité entre les électrodes C_{12} n'intervient pas dans ce calcul.

Les valeurs du bruit en excès sont en accord avec celles mesurées en section V.1.4. Cela indique que la connexion avec le détecteur n'a pas apporté de bruit supplémentaire, et aussi que le détecteur lui-même n'apporte pas de bruit.

Une autre façon de mesurer la capacité C_{eq} est de déterminer la sensibilité du détecteur, ce qui permet d'extraire la capacité C_{gd} , qui est le paramètre influant pour l'effet Miller (voir équation V.3). Pour cela, il faut prendre en compte la formule de sensibilité III.48 du chapitre III. On décompose d'abord la capacité totale comme la somme de la capacité due à l'effet Miller et de la capacité du système, $C_{miller} + C_{input}$, avec $C_{input} = C_{gs} + C_p + C_d$. La sensibilité du

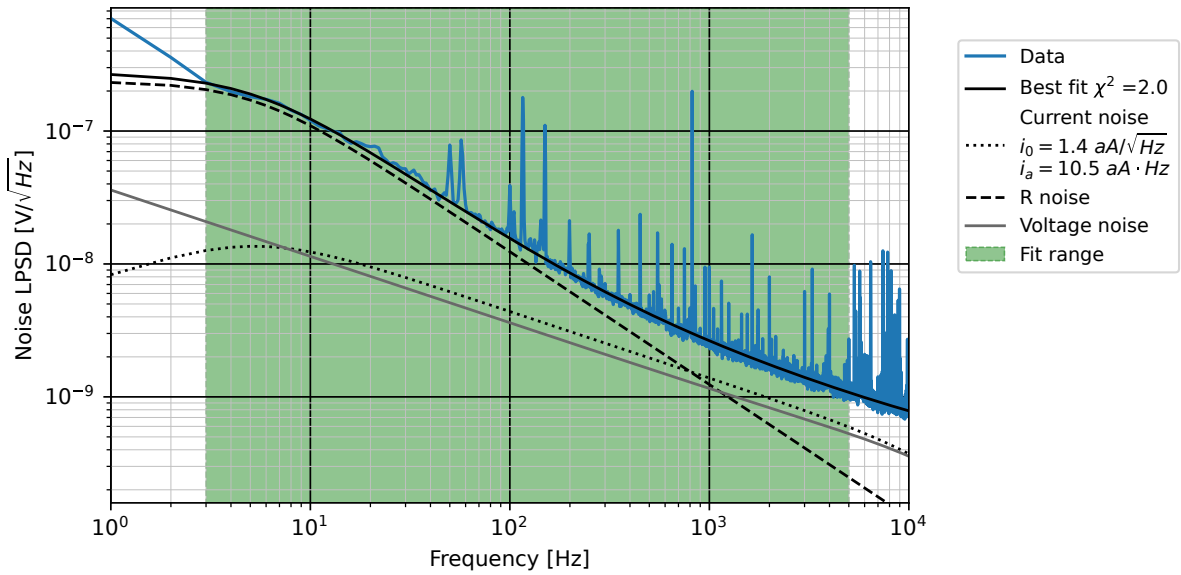


Figure V.24 – Ajustement du spectre de bruit en mesure différentielle, pour extraire la capacité parasite du système électronique ainsi que le bruit en excès (voir équation V.11). Cette mesure est réalisée pendant le run 93 avec le détecteur RED135, et les résistances de polarisation et de feedback sont à une température de 850 mK.

détecteur s'écrit alors :

$$S = N \cdot q \frac{C_{\text{input}} + C_{\text{miller}}}{(C_{\text{input}} + C_{\text{miller}} + C_{12})^2 - C_{12}^2} \quad (\text{V.12})$$

où q est la charge élémentaire, N est le nombre de paires créées par un événement de 1 keV et C_{12} est la capacité entre les deux électrodes. Dans le cas présenté ici, deux mesures ont été effectuées, avec pour gain respectif $g_1 = 7.5 \pm 0.8$ et $g_2 = 14.8 \pm 1.2$. Le gain est calculé en injectant un signal de forme sinusoïdale à l'entrée du HEMT, sur des fréquences comprises entre 1 et 50 Hz. A partir de ces deux mesures, la capacité C_{gd} s'écrit :

$$C_{\text{gd}} = \frac{N \cdot q}{(g_2 - g_1)} \left(\frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_1} \right) \quad (\text{V.13})$$

avec $S_1 = 797.5 \pm 35.1$ nV/keV la sensibilité associée au gain g_1 , et $S_2 = 750 \pm 51.2$ nV/keV la sensibilité associée au gain g_2 .

On obtient pour valeur de C_{gd} :

$$C_{\text{gd}} = 0.63 \pm 0.78 \text{ pF} \quad (\text{V.14})$$

Cette valeur de la capacité C_{gd} est compatible avec zéro, rendant l'effet Miller négligeable dans le calcul de la capacité du système, mais elle est aussi compatible avec la mesure effectuée en section V.1.4. Cette deuxième méthode permet de vérifier l'impact de l'effet Miller dans la mesure de la capacité d'entrée. Cependant, l'incertitude sur la sensibilité ne permet pas d'obtenir des mesures précises de C_{gd} . Pour gagner en précision, il faudrait soit améliorer l'erreur sur la sensibilité, soit utiliser la technique présentée en section V.1.4.

Cette mesure a été reproduite pendant le run 94, avec la même conclusion.

A partir de la capacité $C_{\text{miller}} = (1 + g) \cdot C_{\text{gd}}$ (avec g le gain), on peut estimer par cette méthode une deuxième valeur de la capacité totale C_{eq} :

$$C_{\text{input}} = -C_{\text{miller}} + \frac{N \cdot q}{S_1} \quad (\text{V.15})$$

et on obtient :

$$C_{\text{eq}} = 2C_{12} + C_p + C_{11} + C_{\text{gs}} = 2C_{12} + C_{\text{input}} = 60.9 \pm 4.2 \text{ pF} \quad (\text{V.16})$$

Contrairement à la 1ère méthode utilisant le spectre de bruit, pour laquelle la capacité entre les électrodes n'apparaît pas, cette 2ème méthode contient deux fois le terme C_{12} . Cependant, la comparaison du résultat V.16, avec le résultat obtenu avec le spectre de bruit V.11, montre que les deux mesures sont compatibles.

Une dernière méthode peut être utilisée pour estimer une troisième valeur de C_{eq} , basée sur la forme de l'événement. Il s'agit d'estimer le temps de descente des impulsions générées par l'interaction d'une particule. La valeur de la capacité parasite C_{eq} est dans ce cas :

$$C_{\text{eq}} = C_p + C_{11} + C_{\text{miller}} + C_{\text{gs}} = 58.3 \pm 2.1 \text{ pF} \quad (\text{V.17})$$

La table V.8 présente les valeurs de la capacité totale C_{eq} , estimée par les trois méthodes.

Estimation	Forme du spectre de bruit	Sensibilité	Forme d'un événement
$C_{\text{eq}} =$	$C_p + C_{11} + C_{\text{miller}} + C_{\text{gs}}$	$2C_{12} + C_p + C_{11} + C_{\text{gs}}$	$C_p + C_{11} + C_{\text{miller}} + C_{\text{gs}}$
Capacité [pF]	53.7 ± 4.5	60.9 ± 4.2	58.3 ± 2.1

Table V.8 – Estimation de la capacité totale C_{eq} du système par plusieurs méthodes, avec le détecteur RED135 lors du run 93, en utilisant la sensibilité du détecteur, la forme de l'événement et la forme du spectre de bruit. L'expression de C_{eq} est différente pour chaque méthode (voir texte), et présentée sur la deuxième ligne de la table.

Pour comprendre ce qu'il faut améliorer pour les futures mesures, il est possible d'injecter dans notre modèle de bruit, le bruit en courant i_n et la capacité totale C_{eq} mesurés, afin d'estimer le paramètre le plus important à modifier. La table V.9 montre les résolutions attendues, en utilisant les paramètres de bruit obtenus par l'étude du spectre de bruit (équation V.11), qui donnent à la fois la capacité parasite et le bruit en courant en excès. Le modèle de bruit est utilisé initialement avec $C_p + C_{ii} = 10 \text{ pF}$ et une fréquence d'échantillonnage de 50 kHz. Dès lors qu'on considère la capacité parasite (3ème et 4ème lignes de la table), on injecte dans le modèle de bruit $C_p + C_{ii} = C_{\text{eqi}} = 60 \text{ pF}$. Une troisième colonne est présente avec des températures prévues pour l'expérience RICOCHET, pour vérifier l'impact de ces mesures de bruits et de capacités.

La table V.9 montre que l'excès de bruit et la capacité parasite diminuent de la même façon l'écart entre la résolution mesurée et celle attendue, montrant que les effets pris en compte correspondent bien aux mesures.

Modèle	Résolution [eV _{ee}]	
	R _{fb} /R _{polar} à 200 mK	R _{fb} /R _{polar} à 10 mK
Modèle du chapitre III, C _p + C _{ii} = 10 pF	50.3	27.8
Bruit en excès seul, C _p + C _{ii} = 10 pF	70.6	48.3
C _p + C _{ii} = 60 pF	65.2	48.7
Bruit en excès et capacité parasite, C _p + C _{ii} = 60 pF	77.9	55.6
Mesure	76	

Table V.9 – Estimation de la résolution à partir du modèle décrit au chapitre III, pour une capacité totale $C_p + C_{ii} = 10$ pF, avec des résistances de polarisation à 1 K et 10 mK, sur la 1ère ligne. Sur les trois lignes suivantes, on considère soit l’ajout d’un bruit en courant en excès, soit l’ajout d’une capacité parasite (dans ce cas la capacité totale est directement $C_p + C_{ii} = C_{eqi} = 60$ pF), soit les deux en même temps. Les valeurs utilisées sont celles de l’équation V.11, déterminées à partir des données du run 93. La résolution mesurée est donnée en dernière ligne pour comparaison.

Cette méthode est à considérer avec précaution, car la valeur de la capacité C_{eq} est injectée dans la capacité du câble, alors qu’une partie de celle-ci peut provenir de la capacité entre les électrodes C_{12} . Or cette dernière a un impact plus important sur la résolution que la capacité du câblage. Selon la valeur de C_{gd} , l’effet Miller peut également avoir un impact dominant sur la capacité C_{eq} .

V.4.3 Résolution avec des résistances à 10 mK

Dans les runs qui ont suivi le run 93, l’effort s’est porté sur l’installation des résistances de polarisation et de feedback à 10 mK, sans impacter la capacité totale, ni le bruit. Le but est que leur nouvel emplacement permette d’améliorer la résolution, en diminuant le bruit Johnson de ces résistances.

V.4.3.a Installation du run 101

Pour le run 101, deux détecteurs ont été étudiés : RED137, qui a déjà montré des résolutions de 76 eV en mesure différentielle avec résistance à 1 K, et un nouveau détecteur planaire RED177 non caractérisé.

Le but du run 101 est d’étudier RED137 et RED177 en comparant leurs configurations. RED137 simule un détecteur avec les résistances et les capacités de câblages embarquées sur le support du détecteur à 10 mK, comme cela sera fait dans l’expérience RICOCHET. Le montage du détecteur RED137 reste le même que lors du run 93. Les HEMT sont situés sur le doigt froid à 1K, avec un changement de HEMT entre les runs 93 et 101, sur l’une des deux voies. Les résistances sont placées sur le support du détecteur, comme le montre la figure V.25 (en bas à gauche), avec quatre résistances MSI pour le feedback et la polarisation. Les deux capacités de

découplage sont aussi placées à 10 mK et les HEMT sont sur le PCB placé sur le doigt froid à 1K. Cette disposition ne doit pas changer la capacité totale du système.

Le détecteur RED177 a quant à lui son électronique froide HEMT/résistances/capacité sur le support du détecteur.

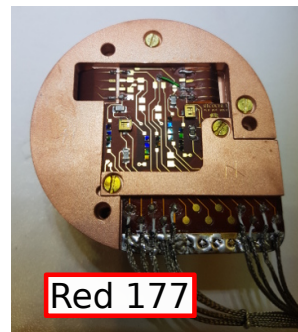
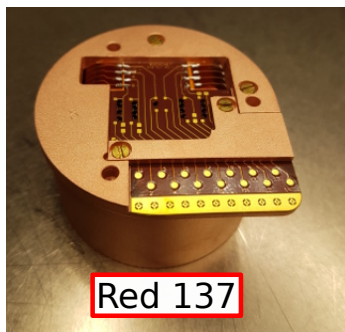
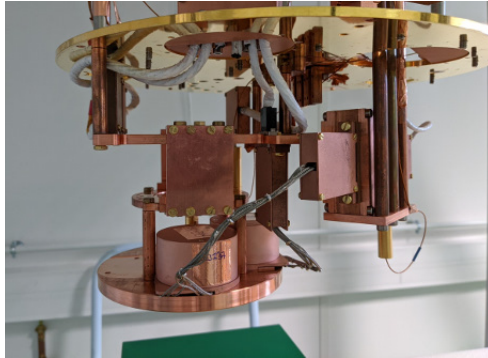


Figure V.25 – Photographies associées au run 101. Haut : Tour contenant le détecteur RED137, connecté au doigt froid par six câbles coaxiaux (même technologie que pour le run 93), et le détecteur RED177, directement connecté à la partie chaude. Bas, gauche : Détecteur RED137, avec son support contenant les résistances de feedback et de polarisation, ainsi que les capacités de découplage. Bas, droite : Détecteur RED177 avec son support contenant toute l'électronique froide, les résistances, les condensateurs, ainsi que les HEMT.

Contrairement au run 93, au cours duquel seuls deux câbles étaient nécessaires pour connecter le HEMT au détecteur, à la fois pour polariser les électrodes et récupérer le signal, il en faut six pour le run 101. Ils servent à appliquer la polarisation du détecteur, extraire les signaux de sortie des électrodes, et aussi à connecter la référence froide des résistances de feedback à 1K. L'utilisation de tous ces câbles n'a pas permis de descendre les détecteurs en dessous d'une température de 23 mK. Cela ne pose pas de problème pour les détecteurs qui sont en ionisation seule, mais le bruit des résistances va augmenter de 23% par rapport celui à une température de 15 mK.

L'électronique du détecteur RED177 est embarquée sur le support du détecteur. La totalité du système est donc sur la tour à 10 mK, comme montré sur la figure V.25 (en bas à droite). Avoir toute l'électronique embarquée permet de diminuer la capacité totale du système, en enlevant la capacité du câblage entre le doigt froid et le détecteur. Mais cela permet aussi d'éviter les

problèmes liés aux boucles de masse, car toute l'électronique est concentrée au même endroit, et elle est aussi entourée d'un boîtier en cuivre. Comme le détecteur est muni de son électronique, les câbles remontant à l'électronique chaude peuvent être thermalisés à tous les étages. Dans cette configuration, bien que huit câbles remontent sur l'électronique chaude, ils n'apportent pas de puissance thermique supplémentaire.

V.4.3.b Performances en résolution

Pour le détecteur RED137, pour lequel le spectre de bruit en mesure différentielle présentait peu de structures pendant le run 93, les spectres de bruit des runs 100 et 101 possèdent plusieurs structures aux alentours de 100 Hz. Ces structures sont présentes sur tous les runs en voie unique, mais pendant le run 93, la mesure différentielle pour RED137 avaient permis de les diminuer, comme montré en figure V.23.

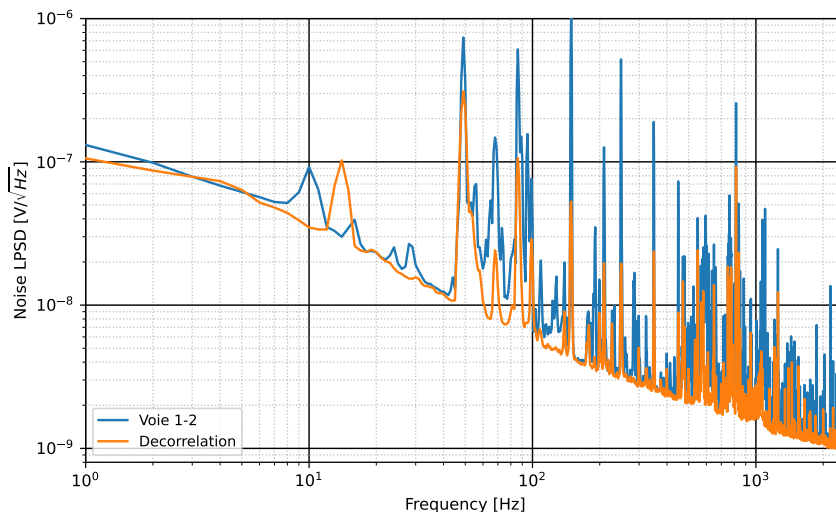


Figure V.26 – Spectres de bruit du détecteur RED137 durant le run 101, montrant la différence de processing utilisé. En bleu, seule une mesure différentielle est utilisée, alors que la courbe orange montre le spectre de bruit obtenu après décorrélation des voies.

Pour diminuer les fréquences parasites pendant le run 93 avec RED137, la mesure différentielle entre les voies 1 et 2 a été utilisée, avec la formule $1-2 \equiv a \cdot 1 - b \cdot 2$, les facteurs a et b permettant de corriger la différence de gain entre les deux voies. Pour le run 101, cette même technique donne le spectre en bleu sur la figure V.26. Afin de supprimer les structures du spectre de bruit, ou au moins diminuer leur amplitude, une possibilité est de ne plus considérer voies 1 et 2 individuellement, mais la combinaison linéaire $a \cdot 1 - b \cdot 2$ des deux voies, mais aussi d'utiliser $1 + 2 \equiv a \cdot 1 + b \cdot 2$ en entrée du processing. Ici la voie $1 - 2$ correspond au signal du détecteur et la voie $1 + 2$ correspond au bruit. Comme les signaux des deux électrodes sont de signes opposés, cela permet d'augmenter le signal $1 - 2$ d'un facteur deux, et de diminuer le bruit d'un facteur $\sqrt{2}$. Le programme de processing permet alors d'appliquer un filtre sur ces deux voies ($1 - 2$ et $1 + 2$) permettant ainsi de diminuer le spectre de bruit du système, comme montré sur la courbe orange de la figure V.26. Cette technique de décorrélation a permis, sur ce run 101,

de diminuer la résolution du détecteur RED137 de 10%, une étude est en cours pour vérifier l'apport de cette analyse sur le bruit et la résolution. Pour le détecteur RED177, le spectre de bruit en mesure différentielle ne possédant pas de structure pertinente, la décorrélation n'a pas permis d'améliorer sa résolution.

La résolution ionisation du détecteur RED137 s'est améliorée jusqu'à atteindre $\sigma_i = 41$ eV_{ee}, lorsque la température des résistances était de 24 mK.

Pour le détecteur RED177 la polarisation du transistor dissipe de la puissance directement sur la chambre de mélange, augmentant la température du support détecteur et donc des résistances. La température minimale atteinte n'a donc été que de 75 mK. RED177 a néanmoins obtenu des résolutions équivalentes à celles de RED137. Avec une polarisation du HEMT $V_{ds} = 124$ mV, pour un courant $i_{ds} = 52$ μ A et une température de 110 mK, la meilleure résolution ionisation atteinte est $\sigma_i = 44$ eV_{ee}, très proche de celle obtenue avec RED137. On conclut que la diminution de la longueur des câbles, donc de la capacité de câblage, a bien un effet de compensation par rapport à l'augmentation du bruit Johnson des résistances liée à l'augmentation de la puissance.

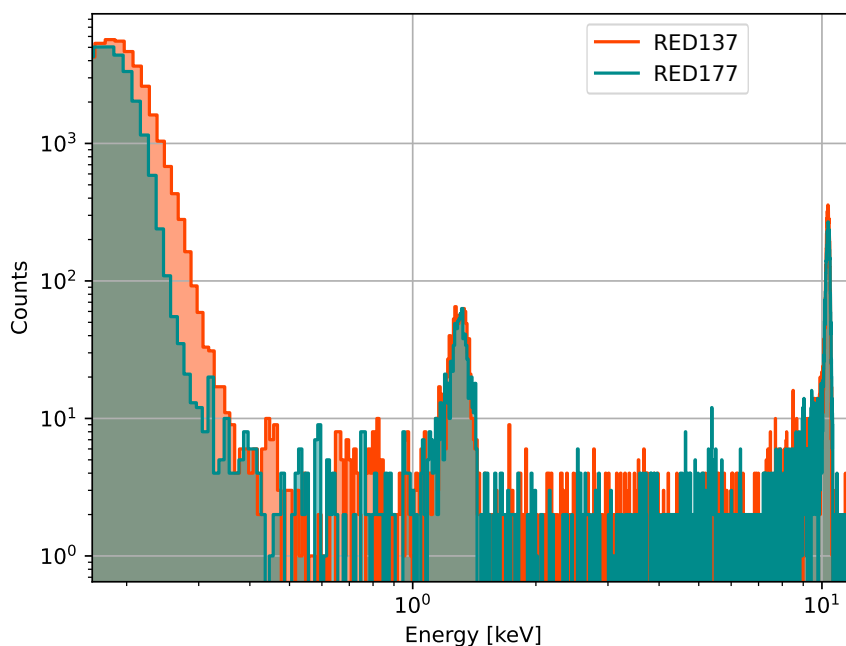


Figure V.27 – Comparaison des spectres en énergie des détecteurs RED137 et RED177, polarisés avec des tensions de +2/-2V. Les données des deux détecteurs ont été prises à plusieurs jours d'écart.

La figure V.27 montre pour comparaison les meilleurs spectres en énergie des détecteurs RED137 et RED177 d'une première analyse, polarisés avec des tensions sur les électrodes de +2/-2V, après coupure χ^2 . Comme pour tous les autres runs en voie ionisation, le bruit est stable sur toute la durée du run 101.

Au-dessus d'environ 0.4 keV, les deux détecteurs ont des spectres en énergie et des résolutions

comparables. Ceci est vrai également pour les pics de calibration à 1.3 keV et 10.37 keV.

V.4.3.c Rôle de la capacité entre les électrodes

La capacité entre les électrodes C_{12} est un des paramètres qui influe le plus sur la résolution du système, et sa valeur doit être la plus faible possible pour améliorer les performances. La modélisation avec le logiciel COMSOL fournit pour les détecteurs planaires une valeur attendue pour la capacité $C_{12} = 10.86$ pF. Dans le montage électronique utilisé, le PCB peut ajouter quelques pF sur ce terme.

Une façon d'estimer la capacité C_{12} est d'envoyer un signal en entrée à travers la résistance de polarisation, et de le mesurer en sortie des deux voies (voir schéma électrique en figure V.28). Un filtre passe-haut dû à la capacité C_{12} va être produit sur la sortie du deuxième HEMT. Il est ainsi possible de mesurer la capacité C_{12} , ainsi que le gain des deux voies.

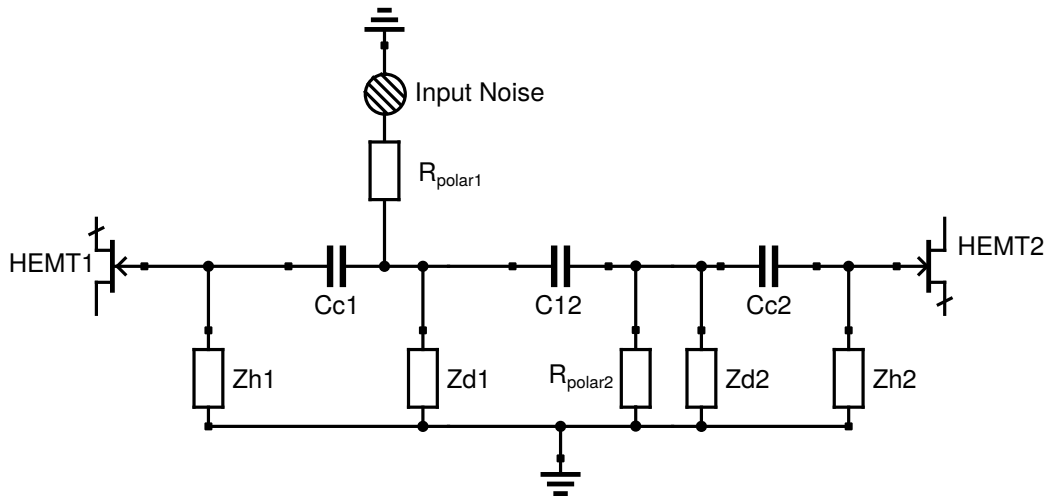


Figure V.28 – Schéma électrique associé à la mesure de la capacité C_{12} . Un bruit blanc est envoyé dans le système à travers la résistance R_{polar1} . Cela permet de mesurer le gain en sortie du HEMT1. Ce bruit va aussi être présent en sortie du HEMT2, mais aura subi un filtre passe-haut dû à la capacité C_{12} . La mesure des deux voies permet de déduire la capacité C_{12} , ainsi que le gain des deux voies.

Pour estimer ces paramètres, on divise le signal de sortie du HEMT1 par le signal de sortie du HEMT2, ce qui permet de supprimer l'effet du diviseur de tension subi par R_{polar1} , et on obtient :

$$\frac{S1}{S2}(f) = \frac{Z_{h1}}{C_{c1} + Z_{h1}} \cdot \frac{C_{12} + Z_{eq2}}{Z_{eq2}} \cdot \frac{C_{c2} + Z_{h2}}{Z_{h2}} \quad (V.18)$$

$$\text{Avec } Z_{eq2} = R_{polar2} // Z_{d2} // (C_{c2} + Z_{h2})$$

où S1 et S2 représentent les signaux en sorties des HEMT 1 et 2, le paramètre Z_{h2} est l'impédance complexe de la capacité du HEMT C_{gs2} , et Z_{di} (pour $i=1,2$) est l'impédance complexe de $C_{ii} + C_{pi}$.

Dans les différents runs avec mesure des deux voies, ces deux voies sont composées de la même

électronique et du même câblage, de sorte que seuls les paramètres Z_{eq2} et C_{12} interviennent dans l'équation V.18. Les résistances, $Cc1$ et $Cc2$ sont connus, cette méthode permet l'ajustement de C_{12} et de Z_{eq2} , qui représente la capacité $C_{eq2} = Zd2//((Cc2 + Zh2)$. Si on injecte le bruit blanc sur la voie 2 cette fois, on récupère après ajustement les valeurs de C_{12} et C_{eq1} .

Cette méthode a été utilisée sur une voie du détecteur RED137 lors du run 100, et sur les deux voies du détecteur RED177 durant le run 101. Pour ce même run 101, la méthode n'a pas donné de résultats avec RED137, car les structures de bruit sur ce détecteur n'ont pas permis d'estimer les paramètres.

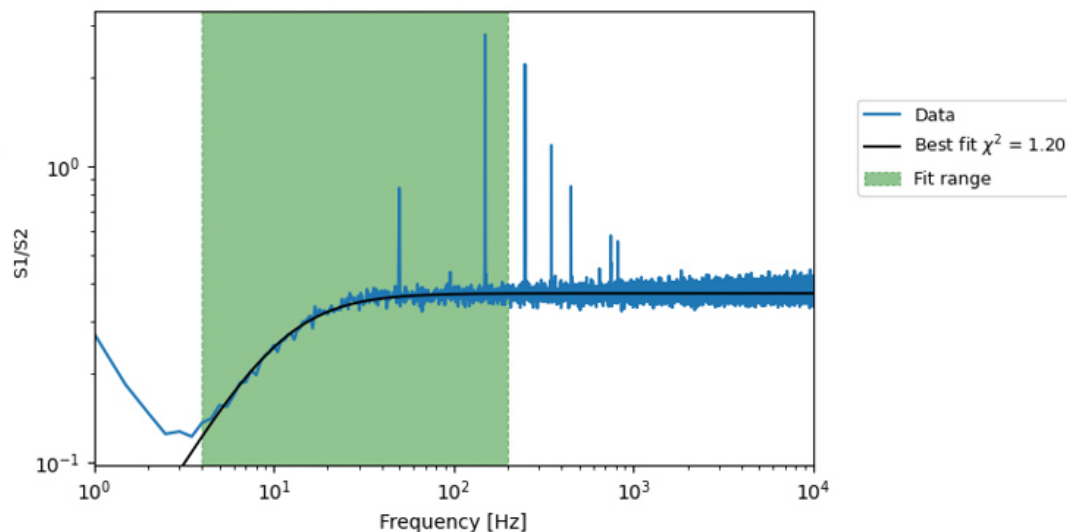


Figure V.29 – Spectre de bruit du détecteur RED177, utilisé pour l'estimation des paramètres C_{12} et Z_{eq2} , obtenu en injectant un bruit blanc sur l'entrée du HEMT1 à travers la résistance de polarisation de la voie 1, et en mesurant les deux HEMT. La courbe représente le meilleur ajustement sur la modélisation présentée en équation V.18.

La figure V.29 montre le rapport des spectres de bruits du détecteur RED177 lors du run 101, en injectant un bruit blanc sur l'entrée du HEMT1 pour l'estimation de la capacité C_{12} et de l'impédance totale Z_{eq2} de la voie 2. Le bruit blanc injecté correspond à un bruit rms de 2 V_{pp}, sur une bande de fréquence de 50 kHz. Les spectres de bruits des deux détecteurs sont échantillonnés à une fréquence de 100 kHz, pendant une durée de 30 min. Des spectres de bruits sont calculés chaque seconde, avant d'être moyennés, et des coupures sont effectuées pour supprimer les périodes avec des événements résiduels.

A partir de la valeur ajustée Z_{eq2} , on déduit la capacité totale équivalente sur la voie 2 C_{eq2} , avec $C_{eqi} = C_{ii} + C_{pi} + C_{gs} + C_{miller}$. L'ajustement sur la seconde voie donne C_{eq1} . Les résultats pour le détecteur RED177 pendant le run 101 sont :

$$C_{12} = 13.3 \pm 0.5 \text{ pF} \quad C_{eq1} = 14.2 \pm 0.9 \text{ pF} \quad C_{eq2} = 14.8 \pm 0.9 \text{ pF} \quad (\text{V.19})$$

La valeur de C_{12} est identique lorsqu'elle est mesurée via l'injection du bruit blanc sur la voie 1 ou sur la voie 2. Cette valeur est également proche de celle simulée avec le logiciel COMSOL. L'écart observé peut en partie s'expliquer en considérant une capacité sur le PCB, en parallèle avec celle du système.

Les résultats pour le détecteur RED137 pendant le run 100, avec la même mesure effectuée seulement sur la voie 1, a fourni les paramètres :

$$C_{12} = 15.0 \pm 0.5 \text{ pF} \quad C_{eq2} = 63.1 \pm 2.8 \text{ pF} \quad (\text{V.20})$$

On retrouve pour la valeur de C_{eq} l'ordre de grandeur obtenue pour RED135 pendant le run 93, (voir section V.4.2.c). On pouvait s'attendre à ce résultat, RED137 étant le même détecteur que RED135, avec seulement quelques modifications au niveau du support, et que l'électronique est équivalente (hormis un changement de HEMT).

Si on compare les valeurs de C_{eq} pour RED177 et RED137, on a par contre un facteur 4. Cette différence est liée d'une part à l'effet Miller, avec un point de polarisation plus faible pour RED177, et d'autre part à la capacité du câblage plus importante pour RED137, puisque RED177 a son électronique embarquée dans son support.

V.4.3.d Mesure du bruit en excès sur le détecteur RED177

Le spectre de bruit des deux voies du détecteur RED177 ne possède pas de structures pendant le run 101, comme montré en figure V.30 pour la voie 1. Cela permet d'ajuster des paramètres de bruit en courant en excès sur les deux voies. Pour un meilleur ajustement, la capacité totale $C_{eq1} = C_{p1} + C_{11} + C_{miller} + C_{gs}$ de la voie 1 est également un paramètre libre.

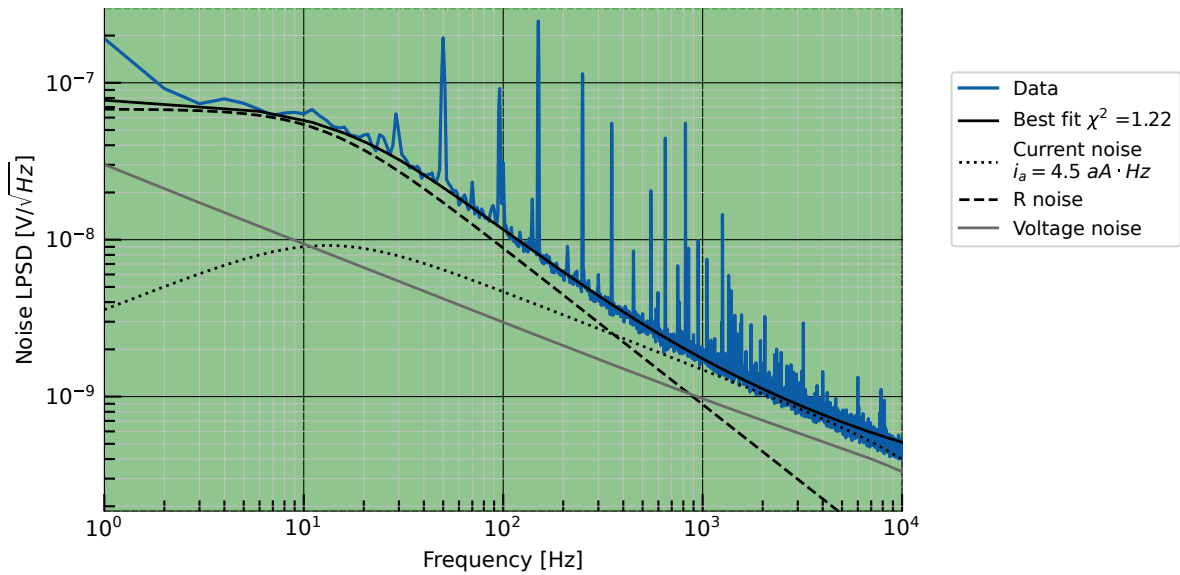


Figure V.30 – Spectre de bruit de la voie 1 pour détecteur RED177 pendant le run 101 (en bleu). La courbe noire en trait plein correspond au meilleur ajustement des paramètres du modèle de bruit, avec un bruit en courant en excès, i_0 et i_a , pour un HEMT de 5 pF, des résistances de feedback et de polarisation de 800 M Ω , à une température de 200 mK. La capacité totale C_{eq1} de la voie 1 est un paramètre libre de l'ajustement.

Avec ces ajustements les paramètres mesurés pour la voie 1 (voir figure V.30) sont :

$$C_{eq1} = (19.2 \pm 0.1) \text{ pF} \quad i_0 = (1.1 \pm 1.6) \text{ aA}/\sqrt{\text{Hz}} \quad i_a = (4.49 \pm 0.03) \text{ aA}/\text{Hz} \quad (\text{V.21})$$

La même mesure pour la voie 2 donne :

$$C_{\text{eq}2} = (20.0 \pm 0.1) \text{ pF} \quad i_0 = (1.4 \pm 1.3) \text{ aA}/\sqrt{\text{Hz}} \quad i_a = (4.13 \pm 0.02) \text{ aA}/\text{Hz} \quad (\text{V.22})$$

avec $C_{\text{eq}i} = C_{\text{miller}} + C_p + C_{\text{ii}}$.

La table V.10 montre les valeurs des capacités estimées durant cette section.

On ne peut pas effectuer cette mesure sur le détecteur RED137, ni pour le run 100, ni pour le run 101, à cause des structures sur le spectre de bruit. On ne peut donc comparer le résultat directement sur un même détecteur.

En comparant le bruit en courant en excès par rapport au modèle obtenu sur RED177 dans le run 101, à celui du détecteur RED135 pour le run 93 (voir équation V.11), on constate un facteur 2 pour le run 101 contre un facteur 4 pour le run 93 sur la valeur de i_a . Un changement de HEMT et un changement de résistances ont été effectués entre les deux mesures et les détecteurs sont différents. Même en considérant que les détecteurs n'apportent aucun bruit (courant de fuite par exemple), il est difficile de conclure sur l'origine et la véritable valeur de l'excès. Ces mesures sont à prendre comme ordre de grandeur et des études dédiées doivent être faites.

Estimation	Gain		Spectre de bruit
$C_{\text{eq}} =$	C_{12}	$C_{\text{miller}} + C_p + C_{\text{ii}}$	$C_{\text{miller}} + C_p + C_{\text{ii}}$
Capacité voie 1 [pF]	13.3 ± 0.5	14.2 ± 0.9	19.2 ± 0.1
Capacité voie 2 [pF]	13.3 ± 0.5	14.2 ± 0.9	20.0 ± 0.1

Table V.10 – Estimation de la capacité totale du système avec le détecteur RED177 et des mesures en voie unique, lors du run 101, pour les voies 1 et 2. Comparaison des valeurs obtenues en mesurant C_{12} , et en utilisant la mesure du gain ou forme du spectre de bruit.

Les capacités totales sont du même ordre de grandeur pour les deux voies 1 et 2.

De la même façon qu'en section V.4.2.c, on étudie l'évolution de la résolution en fonction des paramètres du modèle de bruit pour le détecteur RED177 dans le but d'améliorer les performances pour les prochains runs. Les résultats sont présentés en table V.11 ainsi que les résolutions attendues avec ces résistances à 10 mK.

On constate qu'il reste seulement un facteur 20% à gagner sur la résolution ligne de base du détecteur RED177 pour obtenir les performances du modèle. La valeur de la capacité de câblage étant déjà la plus petite atteignable dans cette configuration, il faut maintenant se concentrer sur le bruit en excès des HEMT ou des résistances MSI.

Les bonnes performances du détecteur RED137 ne sont pas bien comprises. En considérant les capacités $C_{12} = 15 \pm 0.5 \text{ pF}$ et $C_{\text{eq}1} = 63.1 \pm 2.8 \text{ pF}$ obtenues par l'ajustement (voir équation V.20), sans bruit en courant en excès, on s'attend à une résolution de $57.5 \text{ eV}_{\text{ee}}$. Or, la résolution mesurée pour RED137 est $\sigma_i = 41 \text{ eV}_{\text{ee}}$. Pour obtenir cette résolution, il faudrait que la capacité équivalente soit de $C_{\text{eq}1} = 30 \text{ pF}$ pour $C_{12} = 15 \text{ pF}$. Des mesures avec des spectres de bruit présentant moins de structures devront être étudiées pour comprendre quels changements, entre

Modèle	Résolution [eV_{ee}]	
	R_{fb}/R_{polar} à 200 mK	R_{fb}/R_{polar} à 10 mK
Modèle de bruit du chapitre III, $C_p + C_{ii}=10$ pF	38.2	27.0
Bruit en excès seul, $C_p + C_{ii}=10$ pF	42.3	30.1
$C_p + C_{ii}=20$ pF et $C_{12} = 13.3$ pF	44.6	33.3
Bruit en excès et capacités mesurées	47.3	35.2
Mesure	44.1	

Table V.11 – Estimation de la résolution à partir du modèle décrit au chapitre III, pour une capacité totale $C_p + C_{ii} = 10$ pF, avec des résistances de 800 M Ω à $200/10$ mK, sur la 1ère ligne. Sur les trois lignes suivantes, on considère soit l’ajout d’un bruit en courant en excès, soit l’ajout d’une capacité parasite (dans ce cas on utilise $C_p + C_{ii} = C_{eqi} = 20$ pF et $C_{12} = 13.3$ pF, comme en table V.10), soit les deux en même temps. Les valeurs utilisées sont celles du détecteur RED177 et les mesures du run 101 (équations V.21 et V.22). La résolution mesurée est donnée en dernière ligne pour comparaison.

les runs 100 (utilisé pour estimer les paramètres) et 101 (mesure de la résolution), induisent un tel effet sur la résolution.

V.4.4 Conclusion et perspectives pour la voie ionisation

Tous les paramètres de la voie ionisation n’ont pas pu être étudiés aussi longuement que ceux présentés dans les sections précédentes.

Par exemple, les HEMT du détecteur RED177 ont été étudiés dans des conditions de puissance de polarisation et de température de fonctionnement jamais testées jusqu’ici, avec des performances excellentes. Les données constructeur sont fournies pour une puissance dissipée de 50 μ W et 100 μ W à 4.2 K, alors que l’on a étudié les transistors jusqu’à 5 μ W et 70 mK !

La figure V.31 montre l’évolution de la résolution en fonction de la puissance dissipée par les HEMT. Dans un cas idéal, la résolution diminue en fonction de la température, mais comme la puissance est liée au gain du HEMT, des bruits extérieur peuvent dominer lorsque le gain est trop faible, ce qui dégrade la résolution.

Pendant le run 101, des problèmes de couplage thermique étaient également présents, cette mesure n’est donc pas optimale. L’objectif des prochains runs est de réaliser la même mesure avec des températures plus basses, permettant d’avoir un optimum en résolution pour le setup, et vérifier si les HEMT peuvent fonctionner à des températures de l’ordre de 20 mK. Cette mesure indique néanmoins qu’il est possible de travailler avec des points de polarisation plus faibles que ceux envisagés pour le détecteur CryoCube, ce qui permettrait de limiter la charge thermique sur l’étage 1K du cryostat de RICOCHET.

En terme de résolution en énergie pour la voie ionisation, les perspectives pour l’expérience

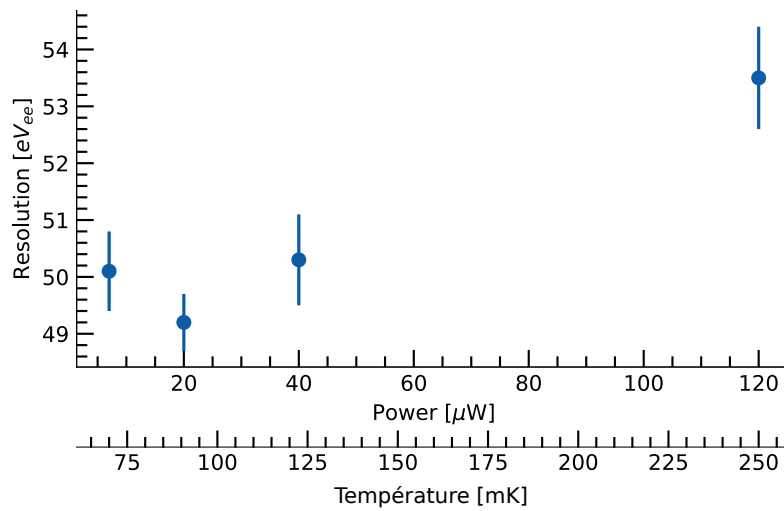


Figure V.31 – Evolution de la résolution en fonction de la puissance dissipée par l'électronique froide et en fonction de la température du détecteur. Ces mesures ont été réalisées pendant le run 101 avec le détecteur RED177, avec une fréquence d'échantillonnage de 20 kHz.

RICOCHET sont très bonnes. Les progrès sur les derniers runs sont très rapides, les résolutions mesurées récemment sont nettement meilleures que celles des premiers runs, puisque la résolution est passée de $\sigma_i \sim 200 eV_{ee}$ à une résolution de $41 eV_{ee}$ pour le détecteur RED137 pendant le run 101. Ces excellents résultats constituent une première mondiale. La chaîne d'amplification froide se rapproche de celle prévue pour l'expérience, avec toutes les résistances et la capacité de découplage embarquées sur le détecteur.

Les efforts de R&D doivent maintenant se porter d'une part sur l'origine des capacités parasites, et d'autre part sur l'étude des bruits en courant en excès. Des tests avec resets actifs pour remplacer les résistances de feedback et de polarisation apporteraient des informations très utiles.

Conclusion et perspectives

Cette thèse s'inscrit dans l'optimisation des bolomètres pour la physique des événements rares, comme la détection de la diffusion élastique cohérente neutrino-noyau (CENNS) par l'expérience RICOCHET. L'objectif est de diminuer le seuil en énergie du recul nucléaire mesuré, via l'amélioration de la résolution en voie chaleur des détecteurs, avec comme objectif $\sigma_c = 10$ eV, et d'augmenter le pouvoir de discrimination des événements dans un bolomètre en germanium, via l'amélioration de la résolution en voie ionisation à $\sigma_i = 20$ eV_{ee} (équivalent électron). Pour réaliser cet objectif, de nombreuses mesures ont été réalisées au sein du cryostat à dilution de l'IP2I dédié à la R&D et des modèles prédictifs ont été développés.

Pour la voie chaleur, l'amélioration de la résolution a nécessité une première étape, antérieure à cette thèse, de diminution de la taille des détecteurs utilisés par l'expérience EDELWEISS de recherche directe de matière noire. La masse initiale de 800 g pour les détecteurs a été réduite à 38 g, permettant d'obtenir des résolutions autour de 20 eV. Pour la voie ionisation, un modèle de bruit a été développé, en utilisant les caractéristiques d'une électronique à base de transistors HEMT (High Electron Mobility Transistor). L'avantage de cette technologie réside dans sa possibilité de fonctionnement à très basse température (<4 K), permettant d'utiliser les HEMT proches des détecteurs, ce qui réduit fortement la longueur et la capacité parasite du câblage, avant le premier étage d'amplification traditionnellement composé de transistor silicium (Si-JFET) fonctionnant autour de 120 K. Ce gain en capacité parasite améliore directement les performances en voie ionisation. Le modèle de bruit développé, basé sur les données HEMT du C2N à 4.2 K et sur les géométries de détecteurs optimisées pour RICOCHET, montre que les objectifs en résolution de 20 eV_{ee} pour la voie ionisation sont atteignables, pour des détecteurs de 38 g et une capacité totale en entrée des HEMT réduite à 20 pF. Une étude complète a été réalisée sur un détecteur possédant deux voies en ionisation, montrant l'impact du signal de la deuxième voie. Il est possible d'améliorer davantage la résolution si la capacité entre les deux voies du détecteur diminue. Le modèle de bruit prédit également une amélioration de la résolution avec une électronique HEMT pour la voie chaleur.

Par la suite, une caractérisation des performances des transistors HEMT a été effectuée pour contraindre leur utilisation dans la future expérience, en mesurant leur gain et leur bruit en tension, pour un large spectre de conditions de température, jusqu'à 20 mK, et de dissipation, sans que des bruits en excès trop importants ne soient observés. L'homogénéité des performances a été étudiée sur 25 transistors et a permis d'extrapoler sur la faisabilité pour RICOCHET d'utiliser jusqu'à 150 HEMT. Dans le cadre de l'expérience RICOCHET, plusieurs mesures ont été réalisées pour définir un cahier des charges sur l'électronique froide. Cela concerne notamment la possibilité d'utiliser les HEMT sur l'étage 1 K découplé dans le futur cryostat, déporté à seulement

quelques centimètres des détecteurs.

L'électronique de lecture et de polarisation de RICOCHET sera couplée dans un même Boitier Bolomètre (BB) avec l'électronique de numérisation, de répartition et de synchronisation des données, développée conjointement par l'IP2I et l'Institut Néel. Les mesures effectuées ont aidé à la conception de prototypes d'amplificateurs pour la voie chaleur et pour la voie ionisation. Un prototype pour chacune des voies a été réalisé, puis caractérisé durant cette thèse. Les performances de linéarité et de grande dynamique sont atteintes. Le prototype chaleur montre un bruit en courant important qui nécessite des études plus poussées avant utilisation.

Les HEMT ont enfin été couplés à des détecteurs prototypes. Les premières mesures se sont concentrées sur la voie chaleur, montrant un bruit en excès par rapport au modèle, puis des problèmes d'événements parasites sont intervenus sur cette voie, ne permettant de tester les performances que quelques heures par nuit. L'origine de ces événements n'a pas été comprise, mais des résolutions $\sigma_c = 60$ eV ont pu être observées pour la voie chaleur, malgré ces événements. Des scénarios d'explications possibles ont été définis et devront être testés. Les signaux chaleur seront lus par une électronique plus classique, à base de Si-JFET, pendant la première phase de RICOCHET. Pour la voie ionisation, l'électronique à base de transistors HEMT a permis de gagner en résolution pour obtenir $\sigma_i = 41$ eV_{ee}, sans que l'électronique et le câblage ne soient entièrement optimisés. Cela constitue la meilleure performance mondiale obtenue sur des détecteurs cryogéniques en germanium. Les pistes d'optimisation sont bien définies pour atteindre l'objectif de 20 eV_{ee}.

Bibliography

- [1] H. R. Crane. “An Attempt to Observe the Absorption of Neutrinos”. In: *Phys Rev* (1939). DOI: [10.1103/PhysRev.55.501](https://doi.org/10.1103/PhysRev.55.501) (cit. on p. 6).
- [2] Raymond Davis Jr. “Attempt to Detect the Antineutrinos from a Nuclear Reactor by the Cl 37 ($\bar{\nu}$, e^-) A^{37} Reaction”. In: *Phys Rev* (1955). DOI: [10.1103/PhysRev.97.766](https://doi.org/10.1103/PhysRev.97.766) (cit. on p. 6).
- [3] P. Vogel and John F. Beacom. “Angular distribution of neutron inverse beta decay, $\bar{\nu}_e + \vec{p} \rightarrow e^+ + n$ ”. In: *Phys Rev D* (1999). DOI: [10.1103/PhysRevD.60.053003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.60.053003) (cit. on p. 6).
- [4] Clyde L Cowan Jr, Frederick Reines, FB Harrison, HW Kruse, and AD McGuire. “Detection of the free neutrino: a confirmation”. In: *Science* (1956) (cit. on p. 6).
- [5] Gaillard Danby, Jean Maurice Gaillard, Konstantin Goulianos, Leon M Lederman, Nariman Mistry, Melvin Schwartz, and Jack Steinberger. “Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos”. In: *Phys Rev Lett* (1962). DOI: [10.1103/physrevlett.9.36](https://doi.org/10.1103/physrevlett.9.36) (cit. on p. 6).
- [6] **DONuT** collaboration. “Final tau-neutrino results from the DONuT experiment”. In: *Physical Review D* (2008). DOI: [10.1103/PhysRevD.78.052002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.052002) (cit. on p. 7).
- [7] **ALEPH** collaboration. “Precision electroweak measurements on the Z resonance”. In: *Physics Reports* (2006). DOI: [10.1016/j.physrep.2005.12.006](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.12.006) (cit. on p. 7).
- [8] Donald H Perkins. *Particle astrophysics*. 10. Oxford University Press, 2009 (cit. on p. 7).
- [9] Edoardo Vitagliano, Irene Tamborra, and Georg Raffelt. “Grand unified neutrino spectrum at Earth: Sources and spectral components”. In: *Rev Mod Phys* (2020). DOI: [10.1103/revmodphys.92.045006](https://doi.org/10.1103/revmodphys.92.045006) (cit. on p. 8).
- [10] S Turck-Chièze. “The standard solar model and beyond”. In: *Journal of Physics: Conference Series* (2016). DOI: [10.1088/1742-6596/665/1/012078](https://doi.org/10.1088/1742-6596/665/1/012078) (cit. on p. 9).
- [11] **BOREXINO** collaboration. “First detection of CNO neutrinos with Borexino”. In: (2021). arXiv: [2105.09211](https://arxiv.org/abs/2105.09211) (cit. on p. 9).
- [12] M Honda, M Sajjad Athar, T Kajita, K Kasahara, and S Midorikawa. “Atmospheric neutrino flux calculation using the NRLMSISE-00 atmospheric model”. In: *Physical Review D* (2015). DOI: [10.1103/physrevd.92.023004](https://doi.org/10.1103/physrevd.92.023004) (cit. on p. 9).
- [13] F Ruppin, J Billard, E Figueroa-Feliciano, and L Strigari. “Complementarity of dark matter detectors in light of the neutrino background”. In: *Physical Review D* (2014). DOI: [10.1103/physrevd.90.083510](https://doi.org/10.1103/physrevd.90.083510) (cit. on p. 10).

- [14] Kazuto Hirata, Takaaki Kajita, Masatoshi Koshiba, M Nakahata, Y Oyama, N Sato, A Suzuki, M Takita, Y Totsuka, T Kifune, et al. “Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A”. In: *Phys Rev Lett* (1987). DOI: [10.1016/0375-9474\(88\)90844-5](https://doi.org/10.1016/0375-9474(88)90844-5) (cit. on p. 10).
- [15] R. M. Bionta, G. Blewitt, C. B. Bratton, D. Casper, A. Ciocio, R. Claus, B. Cortez, M. Crouch, S. T. Dye, S. Errede, G. W. Foster, W. Gajewski, K. S. Ganezer, M. Goldhaber, T. J. Haines, T. W. Jones, D. Kielczewska, W. R. Kropp, J. G. Learned, J. M. LoSecco, J. Matthews, R. Miller, M. S. Mudan, H. S. Park, L. R. Price, F. Reines, J. Schultz, S. Seidel, E. Shumard, D. Sinclair, H. W. Sobel, J. L. Stone, L. R. Sulak, R. Svoboda, G. Thornton, J. C. van der Velde, and C. Wuest. “Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud”. In: *Phys Rev Lett* (1991). DOI: [10.1103/PhysRevLett.58.1494](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.1494) (cit. on p. 10).
- [16] EN Alekseev, LN Alekseeva, IV Krivosheina, and VI Volchenko. “Detection of the neutrino signal from SN 1987A using the INR Baksan underground scintillation telescope”. In: (1987). DOI: [10.1016/0370-2693\(88\)91651-6](https://doi.org/10.1016/0370-2693(88)91651-6) (cit. on p. 10).
- [17] **Particle Data Group** collaboration. “Neutrino Properties”. In: *Prog. Theor. Exp. Phys.* (2020). DOI: [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104). URL: <https://pdg.lbl.gov/2020/listings/rpp2020-list-neutrino-prop.pdf> (cit. on p. 10).
- [18] Babak Abi, R Acciarri, Mario A Acero, G Adamov, D Adams, M Adinolfi, Z Ahmad, J Ahmed, T Alion, S Alonso Monsalve, et al. “Supernova neutrino burst detection with the deep underground neutrino experiment”. In: *The European Physical Journal C* (2021). DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09166-w](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09166-w) (cit. on p. 10).
- [19] **JUNO** collaboration. “Neutrino physics with JUNO”. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* (2016). DOI: [10.1088/0954-3899/43/3/030401](https://doi.org/10.1088/0954-3899/43/3/030401) (cit. on p. 10).
- [20] Masashi Yokoyama. “The hyper-Kamiokande experiment”. In: (2017). arXiv: [1705.00306](https://arxiv.org/abs/1705.00306) (cit. on pp. 10, 21).
- [21] **BOREXINO** collaboration. “Comprehensive geoneutrino analysis with Borexino”. In: *Physical Review D* (2020). DOI: [10.1103/PhysRevD.101.012009](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.012009) (cit. on p. 11).
- [22] JI Collar, NE Fields, M Hai, TW Hossbach, JL Orrell, CT Overman, G Perumpilly, and B Scholz. “Coherent neutrino-nucleus scattering detection with a CsI[Na] scintillator at the SNS spallation source”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* (2015). DOI: [10.1016/j.nima.2014.11.037](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.11.037) (cit. on p. 11).
- [23] **COHERENT** collaboration. *Simulating the neutrino flux from the Spallation Neutron Source for the COHERENT experiment*. 2021. arXiv: [2109.11049](https://arxiv.org/abs/2109.11049) (cit. on p. 12).
- [24] Thomas Salagnac. “Recherche d’un neutrino stérile avec l’expérience STEREO : développement de l’électronique et identification des neutrinos”. Theses. Université Grenoble Alpes, 2017. URL: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01757168> (cit. on p. 13).
- [25] **SNO** collaboration. “Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory”. In: *Phys Rev Lett* (2002). DOI: [10.1103/PhysRevLett.89.011301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.011301) (cit. on pp. 13, 16).
- [26] **Super-Kamiokande** collaboration. “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”. In: *Phys Rev Lett* (1998). DOI: [10.1103/PhysRevLett.81.1562](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562) (cit. on p. 13).

- [27] B Pontecorvo. “MESONIUM AND ANTIMESONIUM”. In: (1958) (cit. on p. 14).
- [28] B. Pontecorvo. “Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge”. In: *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* (1957) (cit. on p. 14).
- [29] Ziro Maki, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata. “Remarks on the unified model of elementary particles”. In: *Progress of Theoretical Physics* (1962). DOI: [10.1143/ptp.28.870](https://doi.org/10.1143/ptp.28.870) (cit. on p. 14).
- [30] L. Wolfenstein. “Neutrino oscillations in matter”. In: *Phys. Rev. D* (1978). DOI: [10.1103/PhysRevD.17.2369](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.17.2369) (cit. on p. 15).
- [31] S.P. Mikheyev and A.Yu. Smirnov. “Resonant neutrino oscillations in matter”. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* (1989). DOI: [10.1016/0146-6410\(89\)90008-2](https://doi.org/10.1016/0146-6410(89)90008-2) (cit. on p. 15).
- [32] Raymond Davis. “A review of the homestake solar neutrino experiment”. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* (1994). DOI: [10.1016/0146-6410\(94\)90004-3](https://doi.org/10.1016/0146-6410(94)90004-3) (cit. on p. 16).
- [33] **Super-Kamiokande** collaboration. “Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I”. In: *Phys. Rev. D* (2006). DOI: [10.1103/PhysRevD.73.112001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.112001) (cit. on p. 16).
- [34] **SNO** collaboration. “Measurement of day and night neutrino energy spectra at SNO and constraints on neutrino mixing parameters”. In: *Physical Review Letters* (2002). DOI: [10.1103/PhysRevLett.89.011302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.011302) (cit. on p. 16).
- [35] Maria Concepcion Gonzalez-Garcia, Michele Maltoni, and Thomas Schwetz. “NuFIT: Three-Flavour Global Analyses of Neutrino Oscillation Experiments”. In: *Universe* (2021). DOI: [10.3390/universe7120459](https://doi.org/10.3390/universe7120459) (cit. on pp. 17, 18).
- [36] **KamLAND** collaboration. “First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance”. In: *Phys Rev Lett* (2003). DOI: [10.1103/PhysRevLett.90.021802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.021802) (cit. on p. 18).
- [37] **Minos** collaboration. “Measurements of atmospheric neutrinos and antineutrinos in the MINOS far detector”. In: *Physical Review D* (2012). DOI: [10.1103/PhysRevD.86.052007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.052007) (cit. on p. 18).
- [38] **Daya Bay** collaboration. “Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay”. In: *Phys Rev Lett* (2012). DOI: [10.22323/1.166.0051](https://doi.org/10.22323/1.166.0051) (cit. on p. 18).
- [39] **T2K** collaboration. “Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations”. In: *Nature* (2020). DOI: [10.1038/s41586-020-2177-0](https://doi.org/10.1038/s41586-020-2177-0) (cit. on p. 18).
- [40] Ivan Esteban, Maria Concepcion Gonzalez-Garcia, Michele Maltoni, Thomas Schwetz, and Albert Zhou. “The fate of hints: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations”. In: *J. High Energy Phys.* (2020). DOI: [10.1007/jhep09\(2020\)178](https://doi.org/10.1007/jhep09(2020)178) (cit. on pp. 18, 19).
- [41] Pablo F De Salas, Stefano Gariazzo, Olga Mena, Christoph A Ternes, and Mariam Tórtola. “Neutrino mass ordering from oscillations and beyond: 2018 status and future prospects”. In: *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* (2018). DOI: [10.3389/fspas.2018.00036](https://doi.org/10.3389/fspas.2018.00036) (cit. on p. 19).

- [42] **Particle Data Group** collaboration. “Review of Particle Physics 25 Neutrinos in Cosmology”. In: *Phys. Rev. D* (2018). DOI: [10.1103/PhysRevD.98.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001). URL: <https://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2019-rev-neutrinos-in-cosmology.pdf> (cit. on p. 20).
- [43] **KATRIN** collaboration. “Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity”. In: *Nature Phys.* (2022). DOI: [10.1038/s41567-021-01463-1](https://doi.org/10.1038/s41567-021-01463-1) (cit. on p. 20).
- [44] Sandhya Choubey, Debajyoti Dutta, and Dipyaman Pramanik. “Measuring the sterile neutrino CP phase at DUNE and T2HK”. In: *The European Physical Journal C* (2018). DOI: [10.1140/epjc/s10052-018-5816-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5816-y) (cit. on p. 21).
- [45] Sacha Davidson, Enrico Nardi, and Yosef Nir. “Leptogenesis”. In: *Physics Reports* (2008). DOI: [10.1016/j.physrep.2008.06.002](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2008.06.002) (cit. on p. 21).
- [46] **LSND** collaboration. “Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam”. In: *Physical Review D* (2001). DOI: [10.1103/PhysRevD.64.112007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.64.112007) (cit. on p. 21).
- [47] **MiniBooNE** collaboration. “Improved Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations in the Mini-BooNE Experiment”. In: *Phys Rev Lett* (2013). DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.161801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.161801) (cit. on p. 21).
- [48] R. N. Mohapatra. “Seesaw mechanism and its implications”. In: *SEESAW25: International Conference on the Seesaw Mechanism and the Neutrino Mass*. 2004. DOI: [10.1142/9789812702210_0003](https://doi.org/10.1142/9789812702210_0003) (cit. on p. 22).
- [49] W. H. Furry. “On transition probabilities in double beta-disintegration”. In: *Phys Rev* (1939). DOI: [10.1103/PhysRev.56.1184](https://doi.org/10.1103/PhysRev.56.1184) (cit. on p. 22).
- [50] **KamLAND-Zen** collaboration. “First Search for the Majorana Nature of Neutrinos in the Inverted Mass Ordering Region with KamLAND-Zen”. In: (2022). arXiv: [2203.02139](https://arxiv.org/abs/2203.02139) (cit. on p. 22).
- [51] **nEXO** collaboration. “nEXO: neutrinoless double beta decay search beyond 10^{28} year half-life sensitivity”. In: *J. Phys. G* (2022). DOI: [10.1088/1361-6471/ac3631](https://doi.org/10.1088/1361-6471/ac3631) (cit. on p. 22).
- [52] **LEGEND** collaboration. “The Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless $\beta\beta$ Decay: LEGEND-1000 Preconceptual Design Report”. In: (2021). arXiv: [2107.11462](https://arxiv.org/abs/2107.11462) (cit. on p. 22).
- [53] **CUPID** collaboration. “CUPID pre-CDR”. In: (2019). eprint: [1907.09376](https://arxiv.org/abs/1907.09376) (cit. on pp. 23, 75).
- [54] **CUPID-Mo** collaboration. “Final results on the $0\nu\beta\beta$ decay half-life limit of ^{100}Mo from the CUPID-Mo experiment”. In: (2022). arXiv: [2202.08716](https://arxiv.org/abs/2202.08716) (cit. on pp. 23, 75).
- [55] Daniel Z Freedman. “Coherent effects of a weak neutral current”. In: *Physical Review D* (1974). DOI: [10.1103/physrevd.9.1389](https://doi.org/10.1103/physrevd.9.1389) (cit. on p. 23).
- [56] JD Lewin and PF Smith. “Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil”. In: *Astropart. Phys.* (1996). DOI: [10.1016/S0927-6505\(96\)00047-3](https://doi.org/10.1016/S0927-6505(96)00047-3) (cit. on p. 24).
- [57] **EDELWEISS** collaboration. “Performance of the EDELWEISS-III experiment for direct dark matter searches”. In: *J. Instrum.* (2017). DOI: [10.1088/1748-0221/12/08/P08010](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/08/P08010) (cit. on pp. 26, 32, 87).

- [58] **EDELWEISS** collaboration. “Searching for low-mass dark matter particles with a massive Ge bolometer operated above ground”. In: *Physical Review D* (2019). DOI: [10.1103/PhysRevD.99.082003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.082003) (cit. on p. 27).
- [59] A Juillard, J Billard, D Chaize, JB Filippini, D Misiak, L Vagneron, A Cavanna, Q Dong, Y Jin, C Ulysse, et al. “Low-noise HEMTs for Coherent Elastic Neutrino Scattering and Low-Mass Dark Matter Cryogenic Semiconductor Detectors”. In: *J. Low Temp. Phys.* (2019). DOI: [10.1007/s10909-019-02269-5](https://doi.org/10.1007/s10909-019-02269-5) (cit. on pp. 27, 59, 87).
- [60] N Allemandou, Helena Almazan, P del Amo Sanchez, L Bernard, C Bernard, A Blanchet, Aurélie Bonhomme, G Bosson, O Bourrion, J Bouvier, et al. “The STEREO experiment”. In: *J. Instrum.* (2018). DOI: [10.1088/1748-0221/13/07/p07009](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/07/p07009) (cit. on p. 27).
- [61] **GEANT4** collaboration. “GEANT4—a simulation toolkit”. In: *Nucl Instrum Meth A* (2003). DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8) (cit. on p. 28).
- [62] *EXCESS workshop: Descriptions of rising low-energy spectra*. 2022. arXiv: [2202.05097](https://arxiv.org/abs/2202.05097) (cit. on pp. 28, 50).
- [63] T. Salagnac, J. Billard, J. Colas, D. Chaize, M. De Jesus, L. Dumoulin, J. -B. Filippini, J. Gascon, A. Juillard, H. Lattaud, S. Marnieros, D. Misiak, C. Oriol, L. Vagneron, and the RICOCHET collaboration. “Optimization and performance of the CryoCube detector for the future RICOCHET low-energy neutrino experiment”. In: *arXiv preprint* (2021). URL: <https://arxiv.org/abs/2111.12438> (cit. on pp. 33, 56, 66).
- [64] Julien Billard. “Searching for Dark Matter and New Physics in the Neutrino sector with Cryogenic detectors”. HDR. Université Claude Bernard Lyon 1, 2021. URL: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03259707> (cit. on pp. 33, 35, 37, 50).
- [65] **EDELWEISS** collaboration. “First germanium-based constraints on sub-MeV Dark Matter with the EDELWEISS experiment”. In: *Phys Rev Lett* (2020). DOI: [10.1103/PhysRevLett.125.141301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.141301) (cit. on p. 33).
- [66] Julien Billard, Joseph Johnston, and Bradley J. Kavanagh. “Prospects for exploring New Physics in Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering”. In: *JCAP* (2018). DOI: [10.1088/1475-7516/2018/11/016](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2018/11/016) (cit. on pp. 34, 36).
- [67] **RICOCHET** collaboration. “Ricochet Progress and Status”. In: (2021). arXiv: [2111.06745](https://arxiv.org/abs/2111.06745) (cit. on pp. 35, 37).
- [68] Kazuo Fujikawa and Robert E. Shrock. “Magnetic Moment of a Massive Neutrino and Neutrino-Spin Rotation”. In: *Phys Rev Lett* (1980). DOI: [10.1103/PhysRevLett.45.963](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.963) (cit. on p. 34).
- [69] **BOREXINO** collaboration. “Limiting neutrino magnetic moments with Borexino Phase-II solar neutrino data”. In: *Phys. Rev. D* (2017). DOI: [10.1103/PhysRevD.96.091103](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.091103) (cit. on p. 35).
- [70] Santiago Arceo Diaz, Klaus-Peter Schröder, Kai Zuber, Dennis Jack, and Elena Elsa Bricio Barrios. “Constraint on the axion-electron coupling constant and the neutrino magnetic dipole moment by using the tip-RGB luminosity of fifty globular clusters”. In: (2019). arXiv: [1910.10568](https://arxiv.org/abs/1910.10568) (cit. on p. 35).
- [71] XENON Collaboration. “Excess electronic recoil events in XENON1T”. In: *Phys. Rev. D* (2020). DOI: [10.1103/PhysRevD.102.072004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.072004) (cit. on p. 35).

- [72] **APEX** collaboration. “Search for a new gauge boson in the A’ Experiment (APEX)”. In: *Physical Review Letters* (2011). DOI: [10.1103/PhysRevLett.107.191804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.191804) (cit. on p. 36).
- [73] **ATLAS** collaboration. “Search for new high-mass phenomena in the dilepton final state using 36 fb”. In: *J. High Energy Phys.* (2017). DOI: [10.1007/JHEP10\(2017\)182](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2017)182) (cit. on p. 36).
- [74] **ATLAS** collaboration. “Search for high-mass new phenomena in the dilepton final state using proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector”. In: *Phys Lett B* (2016). DOI: [10.1016/j.physletb.2016.08.055](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.08.055) (cit. on p. 36).
- [75] **COHERENT** collaboration. “Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering”. In: *Science* (2017). DOI: [10.1126/science.aao0990](https://doi.org/10.1126/science.aao0990) (cit. on pp. 36, 38).
- [76] M. Abdullah et al. “Coherent elastic neutrino-nucleus scattering: Terrestrial and astrophysical applications”. In: *2022 Snowmass Summer Study*. 2022. arXiv: [2203.07361](https://arxiv.org/abs/2203.07361) (cit. on p. 37).
- [77] **COHERENT** collaboration. “First measurement of coherent elastic neutrino-nucleus scattering on argon”. In: *Phys Rev Lett* (2021). DOI: [10.1103/PhysRevLett.126.012002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.012002) (cit. on pp. 37, 38).
- [78] **COHERENT** collaboration. “COHERENT 2018 at the Spallation Neutron Source”. In: (2018). arXiv: [1803.09183](https://arxiv.org/abs/1803.09183) (cit. on p. 37).
- [79] **COHERENT** collaboration. “Measurement of the Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering Cross Section on CsI by COHERENT”. In: (2021). arXiv: [2110.07730](https://arxiv.org/abs/2110.07730) (cit. on pp. 37, 38).
- [80] **CONNIE** collaboration. “Exploring low-energy neutrino physics with the Coherent Neutrino Nucleus Interaction Experiment”. In: *Phys. Rev. D* (2019). DOI: [10.1103/PhysRevD.100.092005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.092005) (cit. on p. 37).
- [81] **CONUS** collaboration. “Constraints on Elastic Neutrino Nucleus Scattering in the Fully Coherent Regime from the CONUS Experiment”. In: *Phys Rev Lett* (2021). DOI: [10.1103/PhysRevLett.126.041804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.041804) (cit. on p. 37).
- [82] **MINER** collaboration. “Background Studies for the MINER Coherent Neutrino Scattering Reactor Experiment”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* (2017). DOI: [10.1016/j.nima.2017.02.024](https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.02.024) (cit. on pp. 37, 38).
- [83] **RED-100** collaboration. “First ground-level laboratory test of the two-phase xenon emission detector RED-100”. In: *JINST* (2020). DOI: [10.1088/1748-0221/15/02/P02020](https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/02/P02020) (cit. on p. 37).
- [84] **TEXONO** collaboration. “Taiwan EXperiment On Neutrino — History and Prospects”. In: *The Universe* (2015). DOI: [10.1142/S0217751X18300144](https://doi.org/10.1142/S0217751X18300144) (cit. on p. 37).
- [85] **NUCLEUS** collaboration. “Exploring CE ν NS with NUCLEUS at the Chooz nuclear power plant”. In: *Eur. Phys. J. C* (2019). DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-7454-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7454-4) (cit. on pp. 37, 38).
- [86] **NUGEN** collaboration. “The ν GeN experiment at the Kalinin Nuclear Power Plant”. In: *JINST* (2015). DOI: [10.1088/1748-0221/10/12/P12011](https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/12/P12011) (cit. on p. 37).
- [87] Charles Kittel, Paul McEuen, and Paul McEuen. *Introduction to solid state physics*. Wiley New York, 1996 (cit. on pp. 44, 47).

- [88] E Olivieri, M Barucci, J Beeman, L Risegari, and G Ventura. “Excess heat capacity in NTD ge thermistors”. In: *J Low Temp Phys* (2006). DOI: [10.1007/s10909-006-9214-8](https://doi.org/10.1007/s10909-006-9214-8) (cit. on p. 45).
- [89] Youri Wladimir Dolgorouky. “Optimisation du pouvoir de résolution et du rejet du fond radioactif de détecteurs ionisation-chaleur équipés de couches minces thermométriques pour la détection directe de WIMPs.” Theses. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. URL: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00401690> (cit. on p. 45).
- [90] Dan McCammon. “Semiconductor thermistors”. In: *Cryogenic Particle Detection* (2005). DOI: [10.1007/10933596_2](https://doi.org/10.1007/10933596_2) (cit. on p. 45).
- [91] S. Mathimalar, V. Singh, N. Dokania, V. Nanal, R.G. Pillay, S. Pal, S. Ramakrishnan, A. Shrivastava, Priya Maheshwari, P.K. Pujari, S. Ojha, D. Kanjilal, K.C. Jagadeesan, and S.V. Thakare. “Characterization of Neutron Transmutation Doped (NTD) Ge for low temperature sensor development”. In: *Nucl Instrum Methods Phys Res , Sect B* (2015). DOI: [10.1016/j.nimb.2014.12.020](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2014.12.020) (cit. on p. 46).
- [92] Al L Efros and Boris I Shklovskii. “Coulomb gap and low temperature conductivity of disordered systems”. In: *J. Phys. C: Solid State Phys.* (1975). DOI: [10.1088/0022-3719/8/4/003](https://doi.org/10.1088/0022-3719/8/4/003) (cit. on p. 46).
- [93] **EDELWEISS** collaboration. “Search for sub-GeV Dark Matter via Migdal effect with an EDELWEISS germanium detector with NbSi TES sensors”. In: (2022). arXiv: [2203.03993](https://arxiv.org/abs/2203.03993) (cit. on pp. 47, 73, 74).
- [94] S. Marnieros et al. “High impedance TES bolometers for EDELWEISS”. In: *19th International Workshop on Low Temperature Detectors*. 2022. arXiv: [2201.01639](https://arxiv.org/abs/2201.01639) (cit. on p. 47).
- [95] Quentin Arnaud. “Détection directe de matière noire avec l’expérience EDELWEISS-III : étude des signaux induits par le piégeage de charges, analyse de données et caractérisation de la sensibilité des détecteurs cryogéniques aux WIMPs de basse masse”. Theses. Université Claude Bernard - Lyon I, 2015. URL: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01273303> (cit. on p. 48).
- [96] Claude A Klein. “Bandgap dependence and related features of radiation ionization energies in semiconductors”. In: *J Appl Phys* (1968). DOI: [10.1063/1.1656484](https://doi.org/10.1063/1.1656484) (cit. on p. 48).
- [97] Ugo Fano. “Ionization yield of radiations. II. The fluctuations of the number of ions”. In: *Phys Rev* (1947). DOI: [10.1103/physrev.72.26](https://doi.org/10.1103/physrev.72.26) (cit. on p. 48).
- [98] Hans R Bilger. “Fano factor in germanium at 77 K”. In: *Phys Rev* (1967). DOI: [10.1103/physrev.163.238](https://doi.org/10.1103/physrev.163.238) (cit. on p. 48).
- [99] PN Luke. “Voltage-assisted calorimetric ionization detector”. In: *J Appl Phys* (1988). DOI: [10.1063/1.341976](https://doi.org/10.1063/1.341976) (cit. on p. 48).
- [100] Jens Lindhard, V Nielsen, M Scharff, and PV Thomsen. “Integral equations governing radiation effects”. In: *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk* (1963). URL: <http://gymarkiv.sdu.dk/MFM/kdvs/mfm%2030-39/mfm-33-10.pdf> (cit. on p. 50).
- [101] **EDELWEISS** collaboration. “Measurement of the response of heat-and-ionization germanium detectors to nuclear recoils”. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* (2007). DOI: [10.1016/j.nima.2007.04.118](https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.04.118) (cit. on p. 50).

- [102] **EDELWEISS** collaboration. “Performance of the EDELWEISS-III experiment for direct dark matter searches”. In: *J Instrum* (2017). DOI: [10.1088/1748-0221/12/08/P08010](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/08/P08010) (cit. on pp. 51, 54, 57, 60, 61, 73).
- [103] **EDELWEISS** collaboration. “Searching for low-mass dark matter particles with a massive Ge bolometer operated above-ground”. In: *Phys Rev D* (2019). DOI: [10.1103/PhysRevD.99.082003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.082003) (cit. on pp. 51, 73, 83, 164).
- [104] J Billard, M De Jesus, A Juillard, and E Queguiner. “Characterization and optimization of EDELWEISS-III FID800 heat signals”. In: *J Low Temp Phys* (2016). DOI: [10.1007/s10909-016-1500-5](https://doi.org/10.1007/s10909-016-1500-5) (cit. on p. 51).
- [105] COMSOL corporation. *COMSOL*. URL: <https://www.comsol.com/> (cit. on p. 53).
- [106] Dimitri Misiak. “Development of new cryogenic low-threshold detectors for the search of light dark matter and low-energy neutrino physics”. PhD thesis. Lyon, 2021. URL: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03328713> (cit. on pp. 53–56, 68, 71, 94, 156).
- [107] Bernard ORSAL Michel SAVELLI Daniel GASQUET. “Physique des dispositifs électroniques”. In: *Techniques de l'ingénieur* (1996). DOI: [10.51257/a-v1-e1100](https://doi.org/10.51257/a-v1-e1100) (cit. on p. 58).
- [108] Quan Dong. “HEMTs cryogéniques à faible puissance dissipée et à bas bruit”. PhD thesis. Paris 11, 2013 (cit. on p. 59).
- [109] Emile Grémion. “Transistor balistique quantique et HEMT bas-bruit pour la cryoélectronique inférieure à 4.2 K”. PhD thesis. Paris 11, 2008. URL: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00315433/fr/> (cit. on p. 59).
- [110] CryoHemt. *CryoHemt products*. URL: <http://cryohemt.com/index.php/products/> (cit. on pp. 59, 60).
- [111] InterFET corporation. *IF860 Dual N-Channel Silicon Junction Field-Effect Transistor*. URL: <https://www.interfet.com/jfet-datasheets/jfet-ifn860-interfet.pdf> (cit. on p. 60).
- [112] InterFET corporation. *IF1320 N-Channel JFET*. URL: <https://www.interfet.com/jfet-datasheets/jfet-if1320-interfet.pdf> (cit. on pp. 60, 61, 87).
- [113] B Censier, Alain Benoit, G Bres, F Charlieu, J Gascon, J Gironnet, M Grollier, R Guichardaz, A Juillard, L Lauro, et al. “EDELWEISS read-out electronics and future prospects”. In: *J Low Temp Phys* 167 (2012), pp. 645–651. DOI: [10.1007/s10909-012-0568-9](https://doi.org/10.1007/s10909-012-0568-9) (cit. on pp. 60, 80, 109).
- [114] J.M Lamarre, J.L Puget, F Bouchet, P.A.R Ade, A Benoit, J.P Bernard, J Bock, P De Bernardis, J Charra, F Couchot, J Delabrouille, G Efstathiou, M Giard, G Guyot, A Lange, B Maffei, A Murphy, F Pajot, M Piat, I Ristorcelli, D Santos, R Sudiwala, J.F Sygnet, J.P Torre, V Yurchenko, and D Yvon. “The Planck High Frequency Instrument, a third generation CMB experiment, and a full sky submillimeter survey”. In: *New Astron Rev* (2003). DOI: [10.1016/j.newar.2003.09.006](https://doi.org/10.1016/j.newar.2003.09.006) (cit. on p. 60).
- [115] **Planck** collaboration. “Planck pre-launch status: The HFI instrument, from specification to actual performance”. In: *A&A* (2010). DOI: [10.1051/0004-6361/200912975](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912975) (cit. on p. 60).
- [116] Axon corporation. URL: https://www.axon-cable.com/fr/00_accueil/00_sommaire/00/index.aspx (cit. on p. 61).

- [117] R. Maisonobe, J. Billard, M. De Jesus, A. Juillard, D. Misiak, E. Olivieri, S. Sayah, and L. Vagneron. “Vibration decoupling system for massive bolometers in dry cryostats”. In: *J Instrum* (2018). DOI: [10.1088/1748-0221/13/08/t08009](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/08/t08009) (cit. on p. 65).
- [118] **EDELWEISS** collaboration. “First germanium-based constraints on sub-MeV Dark Matter with the EDELWEISS experiment”. In: *Phys Rev Lett* (2020). DOI: [10.1103/PhysRevLett.125.141301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.141301) (cit. on pp. 70, 73, 74).
- [119] G. Baulieu, J. Billard, G. Bres, J-L Bret, D. Chaize, J. Colas, Q. Dong, O. Exshaw, C. Guerin, S. Ferriol, J-B Filippini, M. De Jesus, Y. Jin, A. Juillard, J. Lamblin, H. Lattaud, J. Minet, D. Misiak, A. Monfardini, F. Rarbi, T. Salagnac, and L. Vagneron for the RICOCHET Collaboration. “HEMT-based 1K front-end electronics for the heat and ionization Ge CryoCube of the future RICOCHET CEvNS experiment”. In: (2021). arXiv: [2111.10308](https://arxiv.org/abs/2111.10308) (cit. on pp. 71, 125, 129, 132, 133, 135, 137).
- [120] **PLANCK** collaboration. “Planck 2018 results-VI. Cosmological parameters”. In: *Astronomy & Astrophysics* (2020). DOI: [10.1051/0004-6361/201833910](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910) (cit. on p. 72).
- [121] Curtis D Motchenbacher and Joseph Alvin Connelly. *Low noise electronic system design*. Wiley, 1993 (cit. on pp. 78, 79).
- [122] H. A. Haus and al. “Representation of Noise in Linear Twoports”. In: *Proc IRE* (1960), pp. 69–74. DOI: [10.1109/jrproc.1960.287381](https://doi.org/10.1109/jrproc.1960.287381) (cit. on p. 79).
- [123] Veljko Radeka. “Low-noise techniques in detectors”. In: *Annu Rev Nucl Part Sci* (1988). DOI: [10.1146/annurev.ns.38.120188.001245](https://doi.org/10.1146/annurev.ns.38.120188.001245) (cit. on p. 80).
- [124] Giuseppe Bertuccio, A Pullia, and G De Geronimo. “Criteria of choice of the front-end transistor for low-noise preamplification of detector signals at sub-microsecond shaping times for X-and γ -ray spectroscopy”. In: *Nucl Instrum Methods Phys Res , Sect A* (1996). DOI: [10.1016/s0168-9002\(96\)00474-3](https://doi.org/10.1016/s0168-9002(96)00474-3) (cit. on p. 80).
- [125] Catherine CATZ. “Analyseurs de Fourier”. In: *Techniques de l'ingénieur Mesures et tests électroniques* (1996). DOI: [10.51257/a-v1-r1156](https://doi.org/10.51257/a-v1-r1156) (cit. on p. 80).
- [126] Bernard DEMOULIN. “Fonctions aléatoires”. In: *Techniques de l'ingénieur Méthodes de mesure* (2014). DOI: [10.51257/a-v2-r220](https://doi.org/10.51257/a-v2-r220) (cit. on p. 80).
- [127] Gerhard Heinzl, Albrecht Rüdiger, and Roland Schilling. “Spectrum and spectral density estimation by the Discrete Fourier transform (DFT), including a comprehensive list of window functions and some new at-top windows”. In: (2002). URL: https://pure.mpg.de/pubman/faces/ViewItemOverviewPage.jsp?itemId=item_152164 (cit. on pp. 80–82).
- [128] J.Billard. “N-Dimensional Optimal Filtering”. Internal note. 2016 (cit. on p. 80).
- [129] Anders Brandt. *Noise and vibration analysis: signal analysis and experimental procedures*. 2011 (cit. on p. 81).
- [130] Peter Welch. “The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms”. In: *IEEE Trans Audio Electroacoust* (1967). DOI: [10.1109/tau.1967.1161901](https://doi.org/10.1109/tau.1967.1161901) (cit. on pp. 81, 82).

- [131] Pauli Virtanen, Ralf Gommers, Travis E. Oliphant, Matt Haberland, Tyler Reddy, David Cournapeau, Evgeni Burovski, Pearu Peterson, Warren Weckesser, Jonathan Bright, Stéfan J. van der Walt, Matthew Brett, Joshua Wilson, K. Jarrod Millman, Nikolay Mayorov, Andrew R. J. Nelson, Eric Jones, Robert Kern, Eric Larson, C J Carey, İlhan Polat, Yu Feng, Eric W. Moore, Jake VanderPlas, Denis Laxalde, Josef Perktold, Robert Cimrman, Ian Henriksen, E. A. Quintero, Charles R. Harris, Anne M. Archibald, Antônio H. Ribeiro, Fabian Pedregosa, Paul van Mulbregt, and SciPy 1.0 Contributors. “SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python”. In: *Nat Methods* 17 (2020), pp. 261–272. DOI: [10.1038/s41592-019-0686-2](https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2) (cit. on pp. 82, 151).
- [132] E. Gatti and P.F. Manfredi. “Processing the Signals From Solid State Detectors in Elementary Particle Physics”. In: *Riv. Nuovo Cim.* 9N1 (1986), pp. 1–146. DOI: [10.1007/BF02822156](https://doi.org/10.1007/BF02822156) (cit. on p. 83).
- [133] Dan McCammon. “Thermal equilibrium calorimeters—an introduction”. In: *Cryogenic particle detection* (2005), pp. 1–34. DOI: [10.1007/10933596_1](https://doi.org/10.1007/10933596_1) (cit. on p. 83).
- [134] William J Herrera and Rodolfo A Diaz. “The geometrical nature and some properties of the capacitance coefficients based on Laplace’s equation”. In: *American Journal of Physics* (2008). DOI: [10.1119/1.2800355](https://doi.org/10.1119/1.2800355) (cit. on p. 100).
- [135] Qucs. URL: <http://qucs.sourceforge.net/> (cit. on p. 117).
- [136] iTest corporation. “BiLT System”. URL: http://www.itest.fr/Pdf/BN100_brochure.pdf (cit. on p. 118).
- [137] AMETEK corporation. “Model 5184 Ultra Low Noise Preamplifier”. URL: https://www.ameteks.com/-/media/ameteks/download_links/documentations/5184/model_5184.pdf?revision=c5ef1fc8-9a06-4817-9052-5d0d61316248 (cit. on p. 118).
- [138] Stanford Research Systems corporation. “Low-Noise Voltage Preamplifier SR560”. URL: <https://www.thinksrs.com/downloads/pdfs/catalog/SR560c.pdf> (cit. on p. 118).
- [139] KEYSIGHT corporation. “33500B and 33600A Series Trueform Waveform Generators”. URL: <https://www.keysight.com/fr/en/assets/7018-05928/data-sheets/5992-2572.pdf> (cit. on p. 118).
- [140] NATIONAL INSTRUMENTS corporation. “SPECIFICATIONS USB-6210”. URL: <https://www.ni.com/pdf/manuals/375194d.pdf> (cit. on p. 118).
- [141] Xavier de la Broïse and Ayoub Bounab. “Cryogenic ultra-low noise HEMT amplifiers board”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* (2015). DOI: [10.1016/j.nima.2014.11.016](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.11.016) (cit. on p. 127).
- [142] Analog Devices. *LT1007*. URL: <https://www.analog.com/en/products/lt1007.html> (cit. on p. 130).
- [143] *MINI-SYSTEMS, INC.* URL: <https://www.mini-systemsinc.com/> (cit. on p. 142).
- [144] *OHMITE*. URL: <https://www.ohmite.com/> (cit. on p. 142).
- [145] J. A. Nelder and R. Mead. “A Simplex Method for Function Minimization”. In: *The Computer Journal* (1965). DOI: [10.1093/comjnl/7.4.308](https://doi.org/10.1093/comjnl/7.4.308) (cit. on p. 151).
- [146] Daniel Foreman-Mackey, David W. Hogg, Dustin Lang, and Jonathan Goodman. “emcee: The MCMC Hammer”. In: *pasp* (2013). DOI: [10.1086/670067](https://doi.org/10.1086/670067) (cit. on p. 152).

- [147] J Colas, J Billard, S Ferriol, J Gascon, and T Salagnac. “Development of data processing and analysis pipeline for the RICOCHET experiment”. In: (2021). arXiv: [2111.12856](https://arxiv.org/abs/2111.12856) (cit. on p. 157).
- [148] Texas instrument Corporation. *JFE2140 N-Channel JFET*. URL: <https://www.ti.com/product/JFE2140> (cit. on p. 176).