



HAL
open science

Bolomètres refroidis à très basse température pour la détection de la matière noire non baryonique

Pierre de Marcillac

► **To cite this version:**

Pierre de Marcillac. Bolomètres refroidis à très basse température pour la détection de la matière noire non baryonique. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Paris VII, 1993. Français. <NNT: >. <tel-01667932>

HAL Id: tel-01667932

<https://hal.science/tel-01667932v1>

Submitted on 19 Dec 2017

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.



HAL Authorization

Université Paris VII

THESE

présentée pour obtenir le diplôme de

Docteur de l'Université Paris VII

Spécialité : Astrophysique et Techniques Spatiales

par

Pierre de Marcillac

**Bolomètres massifs refroidis à très basse température
pour la
détection de la matière noire non baryonique**

**Faisabilité
et
premières mesures souterraines au tunnel du Fréjus**

Soutenue le 21 décembre 1993 devant la Commission d'Examen composée de

M.M.	N. Coron	
	Y. Declais	
	E. Fiorini	Rapporteur
	P. Léna	Président
	J-L. Puget	
	M. Spiro	Rapporteur

**BOLOMETRES MASSIFS REFROIDIS
A TRES BASSE TEMPERATURE
POUR LA DETECTION DE
LA MATIERE NOIRE NON BARYONIQUE**

**Faisabilité
et
Premières mesures souterraines
au Tunnel du Fréjus**

Pierre de Marcillac

PLAN :

INTRODUCTION

- 1. LE PROBLÈME DE LA MATIÈRE NOIRE EN ASTROPHYSIQUE.**
- 2. UN CANDIDAT DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES : LE WIMP.**
- 3. BOLOMÈTRES MASSIFS : PRINCIPES ET MECANISMES.**
- 4. BOLOMETRES : MODELISATION ET ASPECTS EXPERIMENTAUX.**
- 5. RESULTATS.**
- 6. PERSPECTIVES.**

CONCLUSION.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.

PUBLICATIONS.

INTRODUCTION	1
1. LE PROBLÈME DE LA MATIÈRE NOIRE EN ASTROPHYSIQUE	9
1.1. PRESENCE DE LA MATIÈRE NOIRE AUX DIFFÉRENTES ÉCHELLES	9
1.1.1. Observations	12
♦ Galaxies spirales	12
- <i>Le halo galactique</i>	13
♦ Distribution	17
1.1.2. Indices théoriques	19
♦ Inflation	19
1.1.3. Résumé	20
1.2. NATURE DE LA MATIÈRE NOIRE	21
1.2.1. Matière Noire Baryonique	21
♦ Nucléosynthèse primordiale	21
♦ Naines brunes	22
1.2.2. Matière Noire Non Baryonique	23
♦ Matière Noire Non Baryonique chaude (HDM)	23
♦ Matière Noire Non Baryonique froide (CDM)	23
2. UN CANDIDAT DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES : LE WIMP	27
2.1. PARTICULES FOSSILES	27
2.1.1. Densité Relique à Grande Echelle	28
2.1.2. Un bon candidat : le neutralino	31
2.2. DETECTABILITE	35
2.2.1. Forme des Spectres	36
♦ Flux	36

- Densité	36
- Cinématique	36
♦ Energie déposée	37
- Un détecteur de bas seuil	37
2.2.2. Taux d'événements	41
♦ Incertitudes	41
♦ Cohérence	42
♦ Couplages	43
2.2.3. Détection : Contraintes Expérimentales	45
3. BOLOMÈTRES MASSIFS : PRINCIPES ET MECANISMES	49
3.1. HISTORIQUE	50
3.2. DESCRIPTION FONCTIONNELLE	54
3.3. BASSES TEMPERATURES	55
3.4. RESOLUTION ULTIME	58
3.5. CONSTRUCTION DES BOLOMETRES	61
3.5.1. Cahier des charges	61
3.5.2. Propriétés thermiques des solides aux basses températures	62
♦ Chaleurs spécifiques	64
♦ Conductivités thermiques	69
♦ Résistance de Kapitza	74
♦ Et diffusivité thermique	76
3.5.3. Solution retenue : Le bolomètre à cible diélectrique	
et thermistor dopé.....	77
♦ Théorie de Debye et Phonons	80
♦ Variété des cibles disponibles	85

3.6. DESCRIPTION DE L'INTERACTION	89
3.6.1. Cinématique élémentaire	90
3.6.2. Perte d'énergie des particules dans les cibles diélectriques	91
♦ Electrons	92
- <i>La recombinaison</i>	98
- <i>Non recombinaison</i>	104
- <i>Recombinaison - Conclusion</i>	113
♦ Photons	114
♦ Alphas	119
♦ Noyaux de recul : L'événement "Matière Noire"	121
♦ Neutrons	141
♦ Et rayonnement cosmique	142
3.6.3. Retour à la température de base	142
4. BOLOMETRES : MODELISATION ET ASPECTS EXPERIMENTAUX ...	145
4.1. MODELISATION.....	145
4.1.1. Théorie	145
♦ Circuit de polarisation	146
♦ Bilan énergétique	148
♦ Signal : $V(T)$	150
- <i>Une première expression</i>	150
- <i>Caractéristiques V-I</i>	152
- <i>Réponse</i>	154
4.1.2. Application : Le signal attendu du bolomètre de 24g en Saphir.	155
♦ Caractéristiques V-I mesurées	155
♦ $R(T)$	157
♦ - Conductance thermique	158
- <i>Discussion</i>	158
- <i>Estimation</i>	160
- <i>Reconstruction numérique des faisceaux de courbes V-I</i>	161
- <i>Détermination du point de polarisation optimal sur l'isotherme T_0</i>	164
- <i>Calcul de la réponse d'après le modèle : signal non filtré</i>	166
♦ Modélisation : Compléments	168
- <i>Effet d'une puissance parasite</i>	168
- <i>Circuit dynamique</i>	171
- <i>Caractéristiques complètes de l'exp 138</i>	172
- <i>Déformation de l'impulsion par la capacité parasite</i>	174

- Signal attendu à l'entrée de l'amplificateur	175
4.1.3. Confrontation du modèle avec les données expérimentales	177
♦ Une impulsion trop rapide	177
- <i>Insuffisance du modèle</i>	179
♦ Enjeu de la modélisation	179
4.2. .BOLOMETRES : ASPECTS EXPERIMENTAUX	180
4.2.1. Thermistors	180
4.2.2. Bruits	189
♦ Quelques rappels et définitions	191
♦ Thermodynamique	193
♦ Bruit Johnson	194
♦ Amplificateur : en, in	195
♦ Microphonie	201
♦ Rayonnement électromagnétique	205
♦ Application numérique : le bruit de l'expérience 138	207
4.2.3. Acquisition	210
♦ Environnement	210
♦ Traitement des impulsions et construction des spectres	215
4.2.4. Dérives de T	219
4.2.5. Fluctuations de pression	222
4.2.6. Non-Linéarité	223
5. RESULTATS	231
A-Premier Bolomètre massif : un Saphir de 25g	231
B - Mesures Bolométriques de Radioactivité au Sol	233
C - Un Nouveau Bolomètre en Saphir de 24g : Annonce de nos résultats .	235
D - Bolomètres et Spectrométrie Nucléaire	237
E - 600 eV sur la Ligne de Base	241
F - Effet Magnétorésistant des Thermistors Ge:Ga	249

G - Premiers Bolomètres sous Champ Magnétique	249
H - Performances d'un Bolomètre de 100mg	250
I - Un Bolomètre de 2g LiF : Calibration et Neutrons	251
J - Mesures dans le Tunnel du Fréjus : Seuil \approx 3 keV	252
K - Spectre bolométrique des Noyaux de Recul de ^{210}Po	253
6. PERSPECTIVES	255
6.1. DETECTION DE LA MATIERE NOIRE SOUS FORME DE WIMPS	255
6.1.1. Calibration	255
♦ Faisceau de neutrons pulsés	256
♦ Noyaux de recul (^{210}Po).....	258
♦ Sources électrostatiques	260
♦ Une pastille de ^6LiF	261
6.1.2. Rejet des événements du fond	261
♦ Mesures simultanées	262
- Charges/Phonons	262
- Lumière/Phonons	266
♦ Mesure des neutrons par un couple de bolomètres ^6LiF - ^7LiF	267
6.1.3. Blindage	268
♦ Plomb romain	268
6.1.4. Améliorer le seuil	268
♦ Suppression de la microphonie par un montage différentiel à deux bolomètres	269
♦ Une électronique refroidie	269
6.1.5. Améliorer la résolution	271
♦ Recherche de matériaux recombinaut les charges	271
♦ Correction des dérives de T par passage du continu	271
6.2. SPECTROMETRIE NUCLEAIRE	272
6.2.1. Toutes spectrométries et en particulier celle des neutrons	273

6.2.2. Contrôle de l'épaisseur des sources alpha	276
6.3. PHYSIQUE DES SOLIDES	277
6.3.1. Utilisation du système ^{210}Po +Bolomètre pour l'étude des surfaces	277
6.3.2. Energie stockée dans les défauts	277
6.4. ASTROPHYSIQUE (DETECTEURS)	278
6.4.1. Calibration des bolomètres Submm par particule	278
6.5. GEOPHYSIQUE	279
6.5.1. Etude non destructive des contaminants internes radioactifs à l'état de trace dans les cristaux	279
CONCLUSION	281
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	285
PUBLICATIONS	291

Introduction

En marge du développement de grands instruments (télescopes, accélérateurs), les années 1990 ont vu naître et s'amplifier un mouvement de regroupement d'astrophysiciens et de physiciens des particules autour d'expériences communes.

Aux vingt-cinq années d'isolement de l'expérience de R. Davis succèdent alors une multitude de projets dont la réalisation doit aboutir à un enrichissement sans précédent du domaine spectral. De nombreuses équipes se sont ainsi formées autour des thèmes suivants : physique des neutrinos, rayonnement cosmique, ondes gravitationnelles, matière noire, ...

Ce renouveau expérimental est la conséquence des succès respectifs des modèles-standard de l'astrophysique et de la physique des particules, et de leurs interpénétrations croissantes :

- La découverte des bosons de jauge de l'interaction électrofaible en 1983, en venant confirmer les prévisions du modèle standard de la physique des particules, a mobilisé les plus grands accélérateurs. Comment tester les extensions du modèle, désormais hors d'atteinte des collisionneurs ? En étudiant par exemple le rayonnement cosmique, ou en cherchant dans les reliques de l'Univers primordial des particules créées dans des conditions extrêmes de densité et de température.
- La cosmologie du Big-Bang, pour progresser, est également tributaire de la physique des particules : alors que les effets de la gravitation ne se faisaient pas encore sentir, la

nature et les interactions des particules présentes ont déterminé les modes de croissance des fluctuations primordiales de densité.

- La détection directe des particules interagissant faiblement - qu'elles soient sondes des coeurs stellaires ou impliquées dans les bilans énergétiques - est un test fondamental des modèles de structure interne et d'évolution stellaire de l'astrophysique.

Les contraintes tirées des observations étant très faibles, il était donc prévisible de voir les deux communautés unir leurs efforts dès l'annonce de l'ouverture de nouvelles fenêtres de détection.

L'enjeu de ces expériences - qui ont en commun l'Univers comme source de rayonnement, des taux d'événements faibles dans de nouveaux détecteurs, et qui diffèrent par leur degré de technologie - est considérable : si les mesures faites conduisent à une vision incohérente de l'Univers, il faudra réviser les modèles. A l'inverse, la détection des neutrinos de SN1987 a montré combien une mesure positive peut renforcer un modèle.

J'ai été accueilli en septembre 1988 à l'Institut d'Astrophysique de Paris pour participer à la préparation d'une telle expérience, sous la direction de Noël Coron, directeur de recherche à l'Institut d'Astrophysique Spatiale.

L'objet de notre travail était de **prouver la faisabilité de la détection de la matière noire sous forme de particules non baryoniques par bolomètre massif refroidi à très basse température.**

A lire cet énoncé, on comprendra facilement les raisons pour lesquelles il fallait beaucoup d'enthousiasme et une certaine inconscience pour nous soutenir à cette époque pas trop lointaine :

La matière noire : personne ne l'a jamais vue...

C'est une définition !

Nous nous proposons donc de commencer une expérience difficile dont le résultat pouvait être nul (bien que frustrant, c'est encore un résultat !). Nous avons dû nous convaincre de l'existence de la matière noire et de son importance pour la cosmologie et l'astrophysique en général (Chapitre 1).

Les particules massives non-baryoniques : personne ne les a jamais vues...

Les physiciens des particules nous immergent dans un univers parallèle constitué de particules qui nous échappent complètement...(Chapitre 2). Il est bien plus rassurant dans un dernier sursaut de l'anthropocentrisme de ne croire qu'en la matière ordinaire ("Stuff like us"). Nous devons pourtant nous souvenir des neutrinos bien plus impalpables, dont Pauli, déjà, en 1930, supposait l'existence, mais dont l'interaction directe ne fut détectée qu'en 1953 par Cowan et Reines. Et comparer, pour nous rassurer, les masses des plus gros détecteurs (plusieurs milliers de tonnes) à celles que nous nous proposons de construire (quelques kilogrammes). L'audace consistait à ne faire qu'un de ces deux univers sombres parallèles. Il m'apparait maintenant presque comme un devoir de participer à une expérience capable de soutenir ou de détruire ces affirmations, car on se forge une âme d'expérimentateur durant ces années de mesure. Mes livres de chevet furent les "*Souvenirs entomologiques*" de Jean-Henri Fabre [1], qui m'ont fait comprendre combien la recherche expérimentale pouvait rendre enthousiaste.

Bolomètres massifs : personne n'en avait jamais construit ...

Les détecteurs thermiques étaient ignorés de la majorité des physiciens nucléaires et les bolomètres se trouvaient seuls dans les tiroirs des laboratoires d'astrophysique de spectroscopie Infra-Rouge dans les années 1980. Mon arrivée a coïncidé avec l'apparition des premiers

bolomètres de masse supérieure au gramme en 1988 à l'initiative de différents groupes, dont le nôtre avec un détecteur de 25g en saphir au mois de novembre : le développement de ces détecteurs massifs était motivé par la recherche d'événements rares comme la double désintégration bêta sans neutrino (Italie) ou la possibilité récente de détecter la matière noire du halo galactique (USA, GB, RFA et France). Une motivation puissante fut sans doute le désir de participer à la construction d'une recherche expérimentale marginale par rapport aux grandes installations de plus en plus coûteuses et impersonnelles, avec des moyens beaucoup plus modestes. Je venais de faire un stage de DEA sous la direction de Georges Waysand au Groupe de Physique des Solides de Jussieu : de là est sans doute née un penchant vers les approches pluridisciplinaires de la physique. Le sujet auquel je me suis intéressé était alors la détection directe des neutrinos solaires par des microbilles d'Indium supraconducteur. Au moment de chercher un sujet de thèse, je me suis adressé à Noël Coron sur les conseils d'Alfred Vidal-Madjar. La description donnée par Noël Coron du bolomètre en tant que détecteur de particules universel dans *La Recherche* [2] me convainquit alors de la richesse potentielle de ce détecteur. Des réunions se tenaient à l'époque à l'IAP, convoquées par Jean Audouze : les principaux acteurs français des équipes de recherche en physique des solides, cryogénie, astrophysique et physique des particules tentaient de mettre sur pied une structure pluridisciplinaire autour de détecteurs refroidis. Un stage commencé au LPSP (futur IAS) en juin 1988 fut l'occasion d'échanges plus fréquents entre les deux laboratoires LPSP et IAP. Claudine Goldbach et Gérard Nollez, tous deux expérimentateurs spectroscopistes à l'IAP où ils ont construit un arc à plasma, se sont déclarés prêts à se reconvertir à la spectrométrie thermique, franchissant ainsi six ordres de grandeur en température. Alfred Vidal-Madjar nous assurait également de son soutien dans les épreuves que nous devions rencontrer. La décision de m'accorder une Bourse de Docteur Ingénieur (BDI) sur sujet par le CNRS fut le dernier point qui provoqua le départ de l'expérience Manolia, dont je présente ici les résultats. P.G.de Gennes, directeur de l'Ecole Supérieure de Physique et de Chimie Industrielle de la Ville de Paris, où je fus étudiant, m'a encouragé dans cette voie en soutenant le dossier de demande de

bourse. Jean Audouze, Alain Omont - respectivement directeurs successifs de l'IAP - et Alan Gabriel - directeur du LPSP - ont pris le risque de cette collaboration et nous ont également constamment soutenus dans notre recherche. Afin de concrétiser cette collaboration, il fut décidé que je m'installerais à l'IAP (Paris), avec Noël Coron comme directeur de thèse à Verrières-le-Buisson et Alfred Vidal-Madjar comme parrain scientifique.

Basses températures

La difficulté évidente, mais non insurmontable, de l'expérience que nous projetions, réside dans la maîtrise des techniques cryogéniques, et en particulier des réfrigérateurs à dilution. Ces réfrigérateurs existaient depuis longtemps dans les laboratoires de basse température (comme le CRTBT à Grenoble), mais il revient à Noël Coron le mérite de les avoir introduits dans les laboratoires d'astrophysique du CNRS en France. Les plus basses températures atteintes plafonnaient à 300 mK, obtenues par pompage sur un bain de ^3He , à comparer aux 20 mK accessibles sans difficulté sur un réfrigérateur à dilution. De telles températures sont nécessaires pour l'expérience que nous proposons : nous avons donc contribué à préparer le passage aux très basses températures dans les instituts d'astrophysique. Cette conversion est inévitable : tous les détecteurs présentent des bruits d'origine thermique. Un refroidissement aux plus basses températures de la partie active bruyante du détecteur, lorsqu'il est technologiquement faisable, doit réduire ce bruit au plus bas niveau et augmenter ainsi sa sensibilité.

Les résultats présentés ici sur les bolomètres massifs ont été, en grande partie, réalisés sur un réfrigérateur mis au point par Patrick Pari du laboratoire de l'Orme des Merisiers (CEA-S.Ap.) et prêté au LPSP après accord de R.Rothenflug. Ce réfrigérateur, adapté aux mesures bolométriques pour l'astronomie X grâce à soutien du C.N.E.S., atteint actuellement 45mK : il n'était pas disponible à plein temps pour notre sujet de recherche et ne pouvait pas refroidir des détecteurs plus massifs sans perte de performance. Nos meilleurs résultats, obtenus avec ce

réfrigérateur, représentent en réalité peu de mesures à très basse température : nous avons eu assez de chance pour pouvoir en tirer la substance de plusieurs publications. Le temps libéré par le non-emploi du réfrigérateur a été consacré à la préparation d'une installation cryogénique à l'IAP reprenant les idées mises au point à Verrières-le-Buisson pour protéger le détecteur de son environnement. Dans le même temps, nous avons amélioré l'installation existante au LPSP (acquisition principalement) et effectué de nombreux tests de thermistors à 1.2K et 300mK sur les cryostats de Verrières-le-Buisson.

Enfin, nous avons dû tous nous former dans le groupe à la spectrométrie nucléaire (et certains à la radioprotection) avec un détecteur de particules que l'on ne trouvera pas décrit dans les ouvrages... Nous avons bien souvent ouvert les vieux Physical Review des années 1930 du sous-sol de l'IAP à mesure que nous redécouvrons les rayons cosmiques, la radioactivité alpha ou les interactions des neutrons... Nombre de difficultés d'interprétation que nous rencontrions avaient déjà été résolues par nos aînés : Nous avons ainsi eu le plaisir de revoir défiler ces années riches en découvertes qui ont préparé la physique moderne. Le détecteur que nous proposons, le bolomètre refroidi à $T < 100\text{mK}$, est, quant à lui, bien nouveau. Tout en nous concentrant sur la préparation d'une expérience de détection de la Matière Noire, nous pensons avoir fait de substantiels progrès dans la compréhension que nous avons de son fonctionnement en mode détection de particules. Cette meilleure compréhension est le fruit, d'une part de nos propres résultats - que nous avons toujours cherché à interpréter - et de ceux d'autres équipes, et d'autre part d'une recherche bibliographique.

Le Chapitre 3 de cet ouvrage a été écrit dans un esprit de synthèse : Il met en lumière les particularités inédites du bolomètre en regard des autres détecteurs de particules, dont certaines pourraient bien lui ouvrir des horizons nouveaux. Il nous a fallu reprendre pour cela la physique des interactions, suivre chaque particule dans le détecteur, essayer de comprendre la façon dont elle abandonnait son énergie, et, en particulier, l'efficacité de la thermalisation. Bien des mécanismes ont dû être démontés dans ce but, et pour certains, faute de

connaissances ou de données, nous avons repris les conclusions d'autres expériences et les avons extrapolées à notre détecteur.

Ce travail est nécessaire : nous ne pouvons prétendre réduire les taux d'événements parasites à un niveau acceptable pour une première expérience de Détection de la Matière Noire si nous ne reconnaissons pas la signature de chaque particule dans le bolomètre. La difficulté consistant à rassembler des informations éparses en raison de l'aspect pluridisciplinaire du sujet pour en proposer une vision cohérente.

Le Chapitre 4 présente les différents aspects de la modélisation du détecteur et de la technique expérimentale. Car nous devons également montrer les outils permettant de démonter les mécanismes, et faire part de leurs imperfections. Pour ce faire, nous avons comparé nos données avec les prévisions des modèles.

Le Chapitre 5 est un inventaire critique de nos résultats. Ceux-ci attestent que l'objectif initial a été largement atteint : les bolomètres massifs refroidis peuvent détecter la Matière Noire si elle se présente effectivement sous la forme que nous supposons. Nous sommes cependant allés plus loin dans l'idée de préparer les premières mesures souterraines. Une première mission au tunnel du Fréjus a ainsi été entreprise en novembre 1991 : elle fut l'occasion de la mise en place d'une collaboration INSU-IN2P3-CEA. Nous nous sommes ensuite attachés au problème de la calibration. Deux expériences ont été entreprises qui devraient avoir à terme des implications dans les procédés de calibration des expériences de détection de la Matière Noire. Nous pensons qu'elles trouveront également des applications dans d'autres branches de la physique.

Le Chapitre 6 présente les perspectives d'avenir des bolomètres, qui sont grandes, tant pour l'expérience qui nous a concernés et les nombreuses améliorations qui sont encore à réaliser, que pour les applications à d'autres secteurs de recherche. Certaines de ces idées

restent à démontrer expérimentalement, et sont, selon nous, réellement dignes d'intérêt. Nous espérons leur y consacrer du temps...

Chapitre 1

Le problème de la Matière Noire en Astrophysique

Soulevé par F. Zwicky dès 1933, le problème de la masse manquante – également appelée matière sombre, matière noire – est encore d'actualité. Zwicky qui s'intéressait à la dynamique des galaxies dans le grand amas de Coma concluait que les galaxies visibles ne constituent qu'une fraction (1/10) de la masse de l'amas...

Alain Bouquet a résumé les différents aspects de la matière noire depuis les observations des astrophysiciens jusqu'aux candidats proposés par la physique des particules dans le cours très lisible qu'il a donné à l'occasion de l'Ecole d'été de Physique des Particules GIF 89 [1.1].

Nous nous contenterons dans ce chapitre de décrire le problème tel qu'il est posé par les astrophysiciens, qu'ils soient observateurs ou théoriciens. Virginia Trimble l'a passé en revue en juillet 1986 [1.2].

Pour une approche plus accessible de la matière noire, ou en guise d'introduction rapide, on consultera les références [1.3], et [1.4] qui aborde également les aspects expérimentaux de la détection de la Matière Noire.

1.1. PRESENCE DE LA MATIERE NOIRE AUX DIFFERENTES ECHELLES.

La densité de matière dans l'univers ρ est un des paramètres fondamentaux de la cosmologie. Sa valeur à grande échelle conditionne la métrique de notre Univers, elle se discute communément par l'intermédiaire du paramètre sans dimension

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} \quad (1)$$

où ρ_c désigne la densité critique

$$\rho_c = \frac{3}{8\pi} \frac{H_0^2}{G} \quad (2)$$

H_0 est la vitesse de Hubble et G la constante universelle de la gravitation. La compétition entre la gravitation et le flot de Hubble est déjà visible dans l'expression (2) où elles apparaissent de part et d'autre d'une fraction. L'étude du facteur d'échelle cosmique $R(t)$, qui apparaît dans les équations d'Einstein du modèle standard de la cosmologie, nous renseigne sur le destin de notre Univers :

$\Omega > 1$: La densité de l'univers est supérieure à la densité critique. La gravitation agit comme un frein sur l'expansion de Hubble, la courbure de l'Univers est positive et son destin est de se recroqueviller.

$\Omega < 1$: L'Univers est en expansion infinie, rapide, avec une courbure négative.

$\Omega = 1$: L'Univers reste en expansion, il est plat.

Dans les unités habituelles ($c^2=1$)

$$\rho_c = 1.9 \cdot 10^{-29} \text{ g cm}^{-3} \times h_0^2 = 1.1 \cdot 10^{-5} \text{ GeV cm}^{-3} \times h_0^2 \quad (3)$$

et h_0 est défini par

$$0.5 < h_0 = \frac{H_0}{100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}} < 1 \quad (4)$$

L'incertitude sur le facteur de Hubble qui intervient ici est également une des plus grandes sources d'erreurs dans les estimations absolues de la masse et de la luminosité des objets distants. Leur rapport M/L mesuré en unités solaires M_\odot/L_\odot renseigne sur la quantité de matière invisible du système considéré. Le rapport M/L_V , où L_V est la luminosité mesurée dans la visible, est relié à la densité Ω à grande échelle par $M/L_V = 1500\Omega h$.

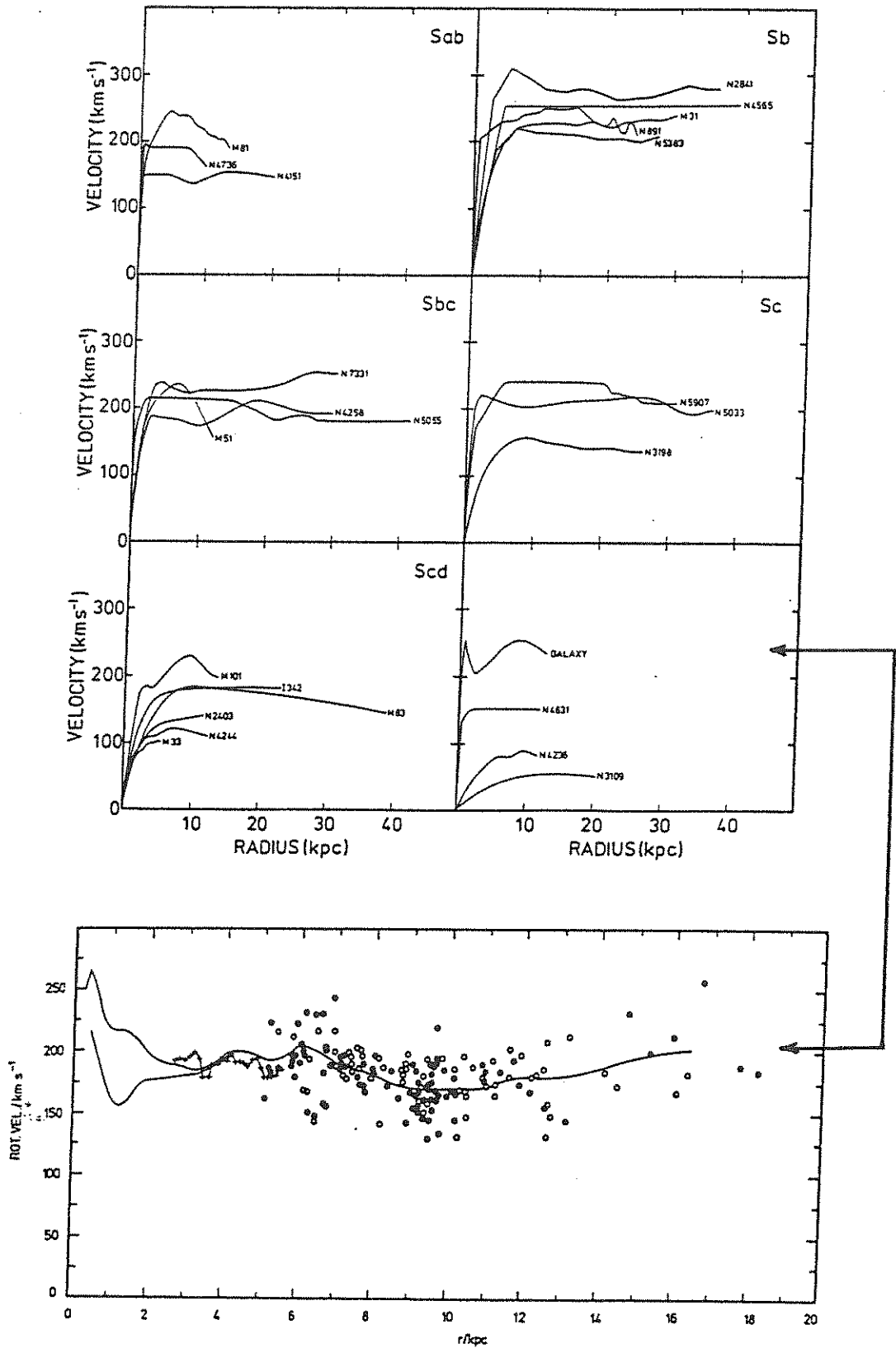
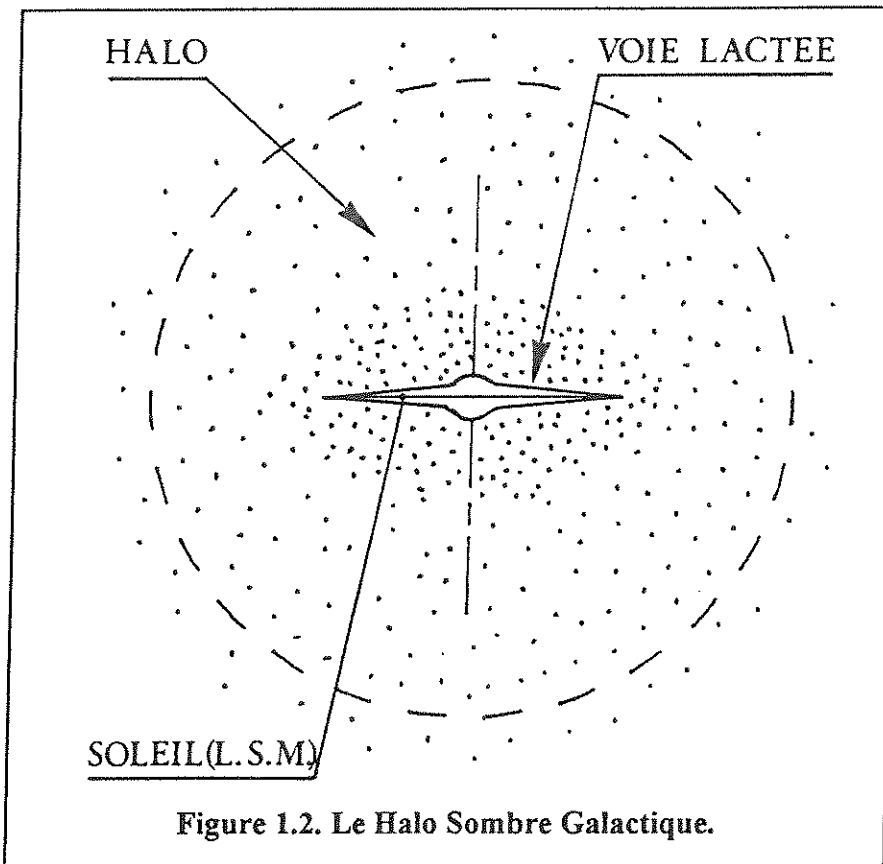


Figure 1.1. a) et b) Courbes de rotation des galaxies spirales.

1.1.1. OBSERVATIONS.

◆ GALAXIES SPIRALES.

Les premiers soupçons de Zwicky ont été étayés par de nombreuses observations parmi lesquelles, en premier lieu, la platitude des courbes de rotation des galaxies spirales (fig. 1.1.a. d'après [1.5]) dont la nôtre (fig 1.1. b. d'après [1.6]), indépendamment de leur type morphologique et bien au-delà des limites optiques des disques galactiques. Il est possible d'en rendre compte en faisant l'hypothèse que s'ajoute aux différentes composantes des galaxies, une composante obscure - à répartition sphérique, avec un profil de densité "isotherme" - baptisée "halo galactique" et représentant environ 90 % de la masse totale des galaxies (fig. 1.2).



- Le halo galactique.

- Densité.

Le profil de densité du halo $\rho(R)$ est calculable. L'accélération normale d'un objet en rotation autour du centre galactique (CG) avec la vitesse circulaire constante v_c

$$\frac{GM(R)}{R^2} = \frac{V(R)^2}{R} = \frac{v_c^2}{R} \quad (5)$$

implique $M(R) \propto R$. Considérant la coquille de volume $4\pi R^2 dR$ à la distance R du CG et différenciant $M(R)$ par rapport à R , il vient immédiatement

$$\rho(R) = \frac{1}{R^2} \times \frac{v_c^2}{4\pi G} \quad (6)$$

d'où

$$\frac{\rho(R)}{\rho_c} = \frac{2}{3} \left(\frac{v_c}{H_0 R} \right)^2 \quad (7)$$

une application numérique de (6) et (7) avec [1.2]

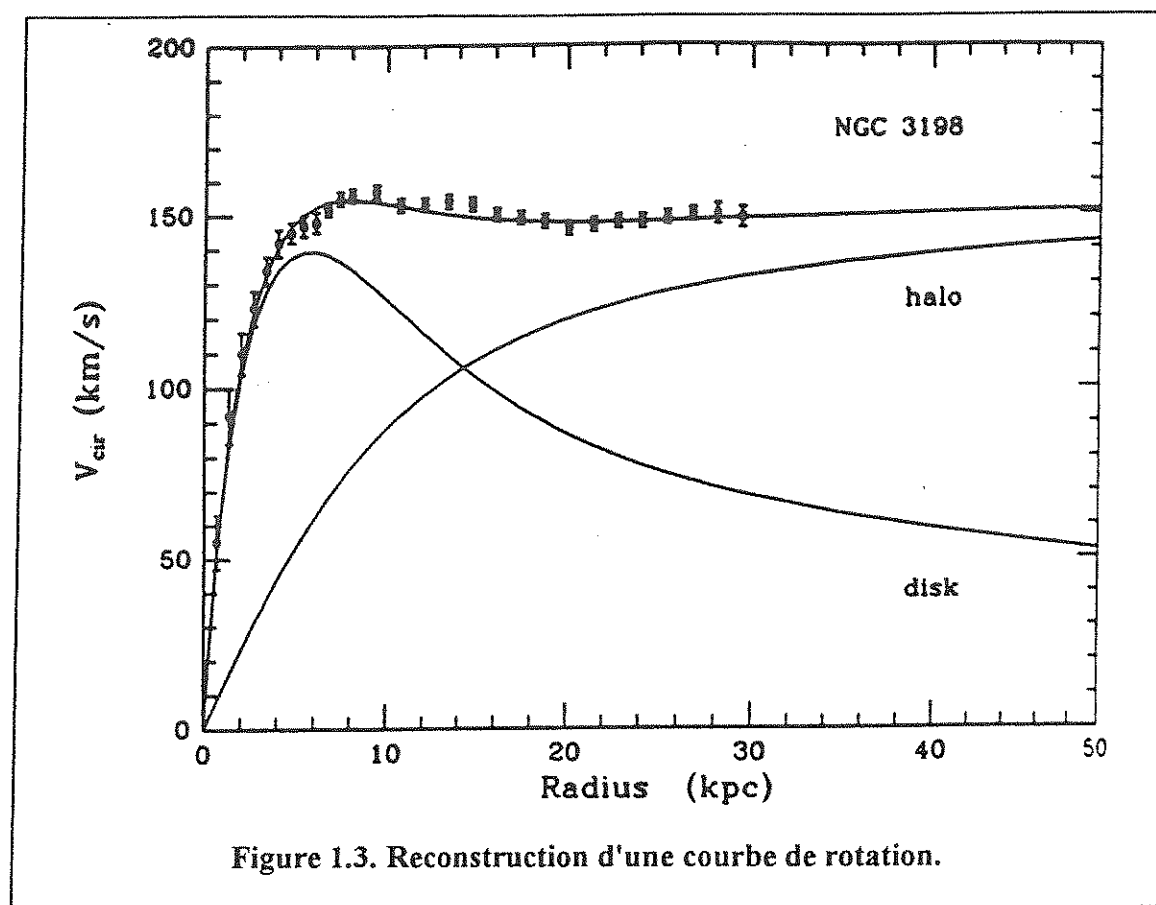
$$\begin{cases} v_c(R_\odot) \approx 220 \text{ kms}^{-1} \\ R_\odot \approx 8.5 \text{ kpc} \end{cases} \quad (8)$$

donne $\rho(R_\odot) \approx 0.5 \text{ GeVcm}^{-3}$ au voisinage solaire. Les équations (5), (6) et (7) sont en réalité uniquement valables loin du centre galactique où la vitesse circulaire est réellement constante : la divergence de (6) lorsque $R \rightarrow 0$ n'est pas physique. Le profil de densité du halo galactique inclut en fait une échelle de distance a (en kpc) mal connue qui varie de $a=2\text{kpc}$ à $a=8 \text{ kpc}$ selon les auteurs (voir [1.1]) et entre dans l'expression de la densité par

$$\rho(R) = \frac{\rho(0)}{1 + \left(\frac{R}{a}\right)^2} \quad (9)$$

Lorsque $R \ll a$, la densité du halo est constante, $M(R) \propto R^3$ et $V(R) \propto R$: ce qui correspond à la phase de croissance linéaire de la figure 1.3 (d'après [1.7]).

Lorsque $R \gg a$, $\rho \propto R^{-2}$, $M \propto R$: on retrouve une vitesse circulaire constante.



Le paramètre "a" correspond donc, à peu de chose près, à l'intersection de la tangente en $R=0$ de la courbe représentée sur la figure 1.3 ("halo") avec $V=V_c$. On conçoit facilement que cet ajustement soit peu précis : il va dépendre d'un bon échantillonnage des courbes $V(R)$. En reprenant ce nouveau profil de densité, on montre que dans notre voisinage

$$\rho_{\odot}^{\text{halo}} \approx 0.3 - 0.5 \text{ GeVcm}^{-3} \quad (10)$$

L'incertitude élevée sur ρ , presque un facteur 2, représente l'indétermination sur la valeur de a et sur les paramètres du soleil dans le référentiel galactique : R_{\odot} et $v(R_{\odot})$.

- Cinématique.

A la différence du disque galactique que le moment angulaire préserve de l'effondrement vers le centre galactique, le halo sombre est maintenu par la vitesse aléatoire de ses éléments,

analogue à une pression [1.8]. En appliquant l'équation d'équilibre hydrostatique dans la direction radiale

$$\frac{d(\rho(R)\langle v_{\text{Rad}}^2 \rangle)}{dR} = \rho(R) \frac{d\Phi}{dR} \quad (11)$$

où Φ est le potentiel gravitationnel en R , et en reprenant l'expression en R^{-2} de $\rho(R)$, on peut déterminer la dispersion de vitesse radiale

$$\langle v_{\text{Rad}}^2 \rangle = \frac{v_c^2}{2} \quad (12)$$

Au moment de la formation de notre Galaxie, le halo s'est séparé du disque au cours d'un phénomène appelé *relaxation violente* qui a vu le disque se former rapidement alors que les constituants du halo tel que nous l'imaginons aujourd'hui ont simplement subi une redistribution spatiale de leur vitesse (isotropisation). Le halo s'est maintenu dans cette forme depuis sa création : les sections efficaces de collisions des deux composantes halo et disque baryonique peuvent être suffisamment faibles (cas des WIMPS) pour conférer au halo un temps de relaxation qui dépasse l'âge de l'Univers de plusieurs ordres de grandeur. La dispersion de vitesse des constituants du halo est dans ce cas isotrope et vaut donc

$$\langle v^2 \rangle = 3\langle v_{\text{Rad}}^2 \rangle = \frac{3}{2} v_c^2 \quad (13)$$

elle est donc reliée à la seule vitesse circulaire v_c , ce qu'un argument dimensionnel pouvait permettre de prévoir. Prenant les valeurs numériques données par (8), nous déterminons

$$\langle v^2 \rangle \approx 270 \text{ kms}^{-1} \quad (14)$$

qui est l'ordre de grandeur communément adopté pour la dispersion de vitesse du halo (sa "température"). On trouvera également dans la littérature $\langle v^2 \rangle \approx 300 \text{ kms}^{-1}$, qui correspond à un autre choix du couple $R_0=10 \text{ kpc}$ et $v_c=250 \text{ kms}^{-1}$ [1.2].

Les particules du halo ont la possibilité de s'en échapper pourvu que leur vitesse soit supérieure à la vitesse de libération de la galaxie. En supposant les étoiles rapides au bord de notre

Galaxie encore liées gravitationnellement, on détermine une vitesse de libération des particules du halo

$$v_{\text{lib}} \approx 600 \text{ kms}^{-1} \quad (15)$$

Les particules ayant cette vitesse se sont échappées depuis longtemps... ce qui introduit une troncature dans la fonction de distribution des vitesses des particules du halo.

Nous avons tous les éléments pour déterminer le flux des constituants du halo dans un laboratoire terrestre :

- La densité [(10)] nous donne la densité numérique de ces particules si leur masse est connue
- La distribution de vitesse [(14) et (15)] dans le référentiel terrestre [(8)] nous permet de calculer leur énergie cinétique.

Pour calculer le taux d'événements dans un détecteur donné, il ne nous manque plus que la section efficace dont l'estimation fera l'objet du Chapitre 2 dans le cas où le halo est constitué de particules massives non baryoniques sous forme de WIMPS.

- *Forme.*

L'hypothèse d'un halo sombre de forme sphérique associé à notre galaxie est confortée par des observations indépendantes dont ([1.2]) :

- L'évasement des disques HI aux confins galactiques : les équipotentielles gravitationnelles semblent s'arrondir, ce qui suppose une composante de plus en plus importante de matière hors du disque.
- Le gauchissement des disques HI à grande distance. Alors que la rotation différentielle devrait détruire cette structure, un halo sphérique la stabilise.
- L'existence de galaxies à anneau polaire de gaz, perpendiculaire au plan principal galactique (\oplus en vue de face), dans lequel on mesure la même vitesse de rotation circulaire qu'au bord du disque galactique.

- Masse.

Nous ne pouvons estimer la masse totale du halo que si nous connaissons son extension : il faut donc chercher des particules sondes du potentiel gravitationnel à partir desquelles on observera la décroissance Képlérienne attendue. Dans le cas contraire, sa masse est infinie. Ici encore les incertitudes sont grandes car il est difficile de savoir si les systèmes que nous observons sont liés ou non, mais la masse totale semble ne plus augmenter au-delà de 100kpc, où elle atteint environ $10^{12} M_{\odot}$. Pour résumer, nous reprenons les conclusions prudentes de Virginia Trimble [1.2] :

- La masse de la composante sombre à l'intérieur de la sphère galactique de rayon R_0 est comparable à celle contenue dans le disque.
- Il pourrait y avoir encore 10 fois autant de matière à l'extérieur de cette sphère qu'à l'intérieur.

Ainsi le halo sombre pourrait bien représenter jusqu'à 95% (21/22) de la masse de notre Galaxie. La densité du halo au voisinage solaire est plus faible localement que celle du disque. Le rapport des densités locales du disque et du halo vaut approximativement $\frac{\rho_{\text{halo}}}{\rho_{\text{disque}}} \approx 10\%$ de

sorte que notre Univers immédiat est constitué en moyenne d'une pâte semblable à la nôtre...

◆ *DISTRIBUTION.*

L'étude par le théorème du viriel de la dynamique des systèmes liés par la gravité confirme la présence de matière sombre à toutes les échelles.

L'estimation de la densité moyenne des structures observées depuis les galaxies jusqu'aux superamas conduit à une valeur moyenne de

$$\Omega \approx 0.2$$

(16)

dans ces systèmes. Il existe plusieurs façons de présenter ces observations. On peut tracer le rapport M/L en fonction de la masse des systèmes considérés mais le rapport M/M_{visible} est plus parlant : les grands systèmes ont une émission X importante (gaz chaud) qui n'est pas comptée généralement dans la luminosité L , restreinte au domaine visible (L_V) ou à la bande bleue (L_B). Le rapport M/L augmente ainsi avec la masse de ces systèmes sans refléter pour autant un accroissement de la fraction de matière sombre. Ces deux approches sont résumées dans la figure 1.4 (d'après Krauss [1.4], unités logarithmiques).

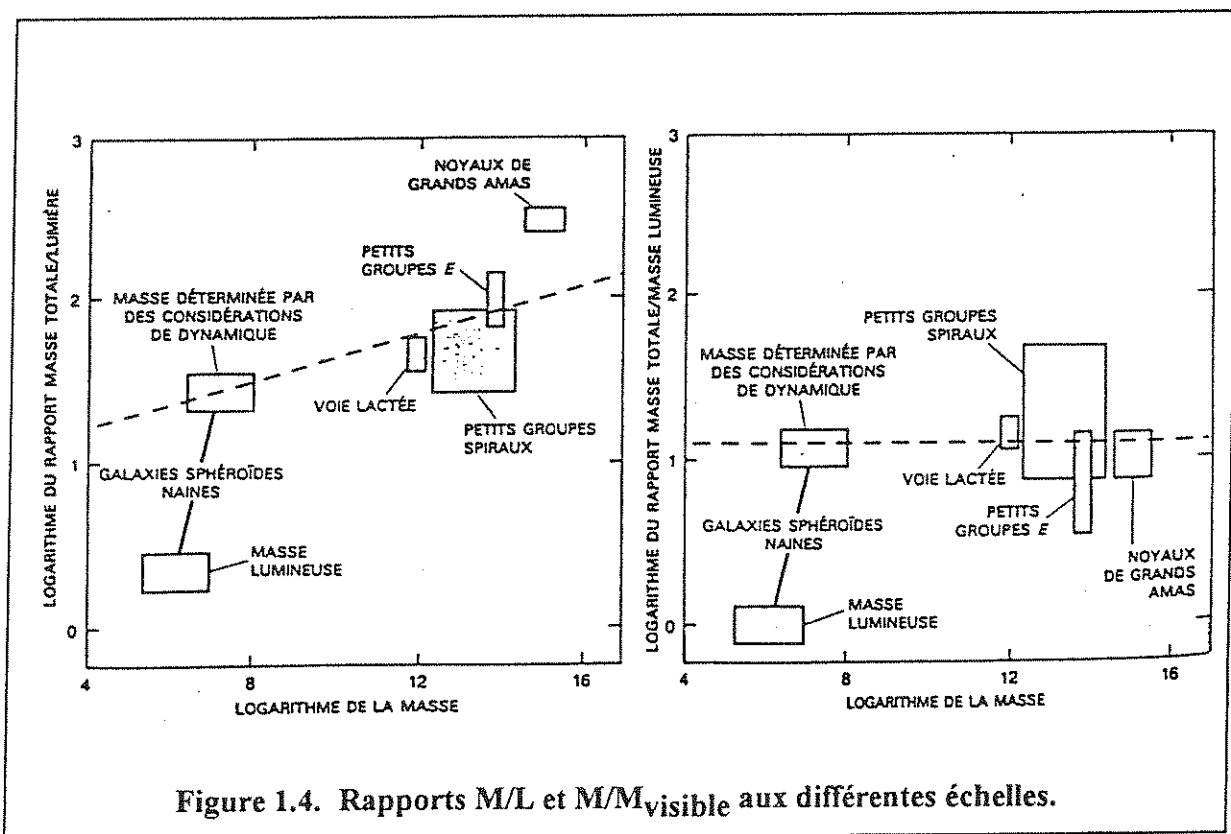


Figure 1.4. Rapports M/L et M/M_{visible} aux différentes échelles.

Le rapport M/M_{visible} semble donc constant et les grandes structures n'ont proportionnellement pas plus de masse sombre que les petites.

La densité de matière moyenne estimée à l'échelle de notre galaxie est

$$\Omega_{\text{totale}}=0.02-0.2 \quad (17)$$

tandis que la fraction visible représente

$$\Omega_{\text{visible}}=0.01 \quad (18)$$

1.1.2. INDICES THEORIQUES.

Les indices théoriques sont encore plus alarmants. La théorie de l'inflation, en résolvant simultanément, de façon très élégante, les problèmes de la courbure de l'univers et de l'homogénéité du rayonnement cosmologique à 3 K, et en proposant par ailleurs un mécanisme de création du spectre de fluctuations primordiales de Zeldovich, a séduit les cosmologistes.

◆ INFLATION.

Notre univers est quasiment plat. Nous venons de voir que Ω est de l'ordre de 1. Dans le modèle-standard du Big-Bang, la situation $\Omega(t)=1$ est un point d'équilibre instable. Tout écart relatif de Ω par rapport à 1 doit croître au cours du temps. La seule constante de temps qui apparaisse dans le modèle est le temps de Planck,

$$t_p = \left(\frac{\hbar G}{c^5} \right)^{1/2} = 5.4 \cdot 10^{-44} \text{ s}$$

et notre univers est actuellement âgé de $10^{60} t_p$. Le fait que $\Omega \sim 1$ aujourd'hui avec les valeurs que nous mesurons implique :

$$T = 10^{19} \text{ GeV} \quad |\Omega - 1| < 10^{-59} \text{ (au temps de Planck).}$$

$$T = 10^{14} \text{ GeV} \quad |\Omega - 1| < 10^{-49} \text{ (Grande Unification).}$$

$$T = 1 \text{ MeV} \quad |\Omega - 1| < 10^{-15} \text{ (Nucléosynthèse).}$$

et nous sommes fortement tentés de penser que $\Omega=1$ exactement...

La théorie de l'inflation, proposée par A. Guth en 1981 [1.9], suppose l'existence, à un instant donné, d'un *champ scalaire* associé à une *énergie du vide* qui domine le contenu énergétique de l'Univers. Des mécanismes susceptibles de produire un tel champ existent

(brisure d'une symétrie, fluctuations quantiques de la gravitation...[1.10]). La densité de l'énergie du vide ne subit pas les effets de la dilution liés à l'expansion de l'Univers. Par conséquent, en présence d'une telle énergie, l'expansion de l'Univers croît de façon exponentielle tant que le champ n'a pas rejoint son minimum (phase inflatoire). L'univers devient très rapidement plat dans cette théorie. Les régions semblables qui paraissaient disconnectées causalement dans le modèle standard, étaient en fait connectées au début de l'inflation. En prévoyant des facteurs d'expansion très supérieurs aux 10^{30} , l'inflation résout ainsi le paradoxe de l'homogénéité de notre Univers.

La conséquence immédiate de la théorie de l'inflation est donc de prévoir

$$\Omega=1 \quad (19)$$

aux grandes échelles - sauf dans le cas d'un ajustement très subtil des paramètres sous-jacents à la théorie - de sorte que la matière non lumineuse représenterait près de 99 % de la masse de l'univers !

1.1.3. RESUME.

Le tableau 1.1, d'après Primack *et al.* [1.11], résume les estimations et incertitudes, en 1988, sur la valeur de Ω aux différentes échelles cosmologiques. Le problème de la matière noire tel qu'il est soulevé par les astrophysiciens peut se résumer ainsi : la densité de matière visible observée à l'échelle des galaxies est inférieure à celle que l'on peut tirer des mesures dynamiques, à toutes les échelles. La difficulté théorique que doivent résoudre les cosmologistes est bien évidemment de relier les différentes valeurs de Ω entre elles pour proposer une vision cohérente de notre Univers. En particulier, il faut imaginer, pour concilier $\Omega=1$ (inflation...) et $\Omega=0.2$ (grandes structures), des scénarios de formation biaisée des galaxies dans lesquelles la distribution de la Matière Noire ne suit pas la distribution de matière...

Tableau 1.1. Estimation de Ω aux différentes échelles cosmologiques.

	Echelle de distance ($\times h^{-1}$ Mpc)	Ω
Partie lumineuse des galaxies	~ 0.02	0.01
Halos des galaxies et groupes de galaxies	$\sim 0.1-1$	0.02-0.2
Théorème du viriel cosmique	~ 3	~ 0.2
Chute vers Virgo	~ 10	~ 0.2
Mouvements aux grandes échelles	~ 30	$\sim 0.2-1$
Tests cosmologiques	3000	0.1-2
Inflation		1

1.2. NATURE DE LA MATIERE NOIRE.

Si l'existence de la matière noire n'est pratiquement plus controversée, le problème de sa nature est loin d'être résolu.

1.2.1. MATIERE NOIRE BARYONIQUE.

◆ *NUCLEOSYNTHESE PRIMORDIALE.*

Le modèle standard de la nucléosynthèse primordiale des éléments légers donne les limites sur Ω_b , composante baryonique de la matière. Les proportions relatives du ${}^7\text{Li}$ ou du deutérium observées actuellement dépendent de façon sensible de la densité de baryons

disponibles au moment de la nucléosynthèse. Les mesures de ces proportions permettent donc de fixer des limites sur la densité baryonique primitive, laquelle est reliée à la densité actuelle par un facteur de dilution lié à l'expansion. Des incertitudes importantes demeurent, comme par exemple le taux de certaines réactions nucléaires ou le taux de destruction du deutérium dans les étoiles... On trouve dans la référence [1.12]

$$\Omega_b = 0.02 - 0.11 \quad (20)$$

La borne inférieure admissible est encore supérieure aux mesures effectuées dans la Galaxie en comptant les étoiles et le gaz interstellaire (18), ce qui implique l'existence d'une matière sombre baryonique.

◆ *NAINES BRUNES.*

Cette constatation est une motivation puissante pour l'expérience de détection de naines brunes dans le halo galactique par des effets de microlentilles gravitationnelles, expérience qui fut proposée en 1990 par l'INSU, le CEA, l'IN2P3 et à laquelle l'IAP participe - projet EROS, répondant au projet américano-australien MACHOs. Trois candidats de forte masse ont été annoncés récemment par ces deux équipes à l'occasion de TAUP 93 [1.14],[1.15].

La borne supérieure de Ω_b serait encore compatible avec la densité du halo galactique, qui pourrait alors être uniquement formé de baryons. Il reste à expliquer pourquoi ce matériau dissipatif ne s'est pas effondré dans le disque... D'une façon plus générale, l'hypothèse conservatrice d'une matière sombre entièrement baryonique donne lieu à une difficulté très sérieuse lorsqu'on l'applique aux scénarios de formation des galaxies : les fluctuations de densité n'ont pas le temps de croître depuis la recombinaison pour former des galaxies ($\frac{\delta\rho}{\rho} > 1$), si l'on considère un univers entièrement baryonique.

1.2.2. MATIERE NOIRE NON BARYONIQUE.

Les modèles de formation des galaxies sont donc amenés à postuler l'existence d'une quantité importante de matière non baryonique (et encore sombre!). Se découplant plus tôt, les fluctuations de matière non baryonique ont alors le temps de croître, puis d'accélérer la formation des galaxies, en piégeant les baryons dans les puits de potentiel ainsi créés dans l'ère post-recombinaison. Ce postulat devient une exigence lorsqu'il faut concilier l'inflation ($\Omega=1$) et le modèle standard de la nucléosynthèse ($\Omega_b^{\text{max}} = 0.11$)...

◆ *MATIERE NOIRE NON BARYONIQUE CHAUDE (HDM).*

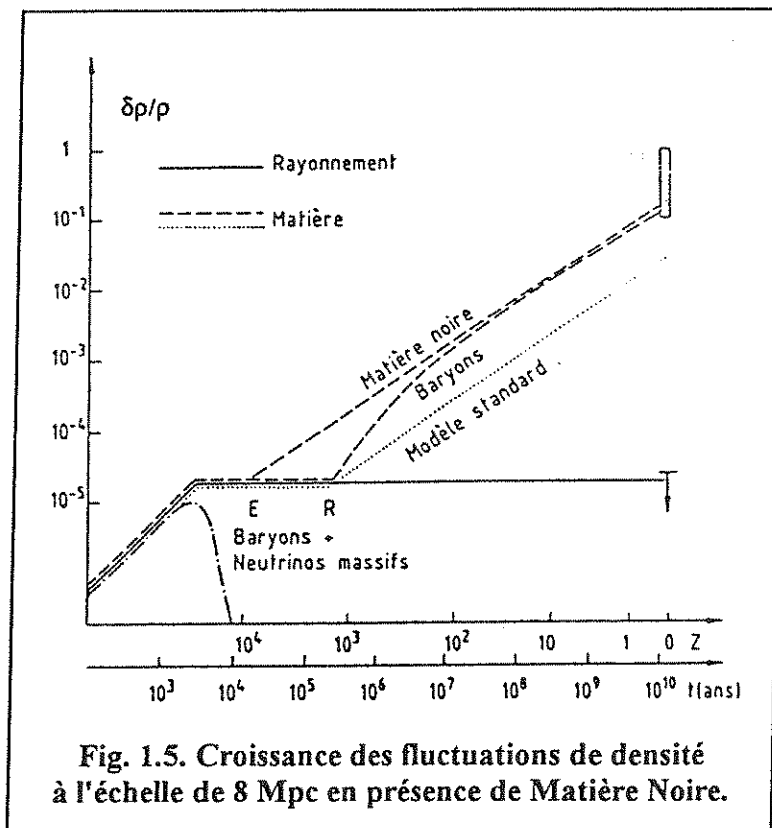
On regroupe généralement les candidats à la matière noire non-baryonique en deux classes. Les particules chaudes (HDM), dont un type serait un neutrino léger, sont relativistes au moment du gel de leurs interactions dû à l'expansion de l'Univers. Tant que ces particules restent relativistes, leurs mouvements gomment, par interaction gravitationnelle, toute fluctuation de densité de taille inférieure à l'horizon. Dans ce scénario, les plus grandes structures se forment en premier, puis se fragmentent jusqu'à former les galaxies ("top-down"). Alors qu'il reproduit bien les structures à grande échelle (vides, filaments, ...), des simulations numériques de ce modèle ont montré que, dans un univers dominé par les neutrinos, les galaxies se sont formées récemment, et il devient difficile d'expliquer la formation des plus vieilles structures comme les quasars ...

◆ *MATIERE NOIRE NON BARYONIQUE FROIDE (CDM).*

Les particules de matière noire froide non-baryonique (CDM) n'ont pas ces problèmes. Ayant une dispersion de vitesse négligeable devant le flot de Hubble au moment de leur

découplage, les particules de CDM laissent croître plus tôt des fluctuations de petite taille. Dans ce modèle, le spectre des fluctuations post-recombinaison dispose de puissance aux plus petites échelles, et les structures se forment dans l'ordre hiérarchique ("bottom-up").

La contribution de la Matière Noire non baryonique, froide ou chaude, au mode de croissance des fluctuations adiabatiques de densité de la matière baryonique est représentée schématiquement sur la figure 1.5, d'après Mazure [1.15].

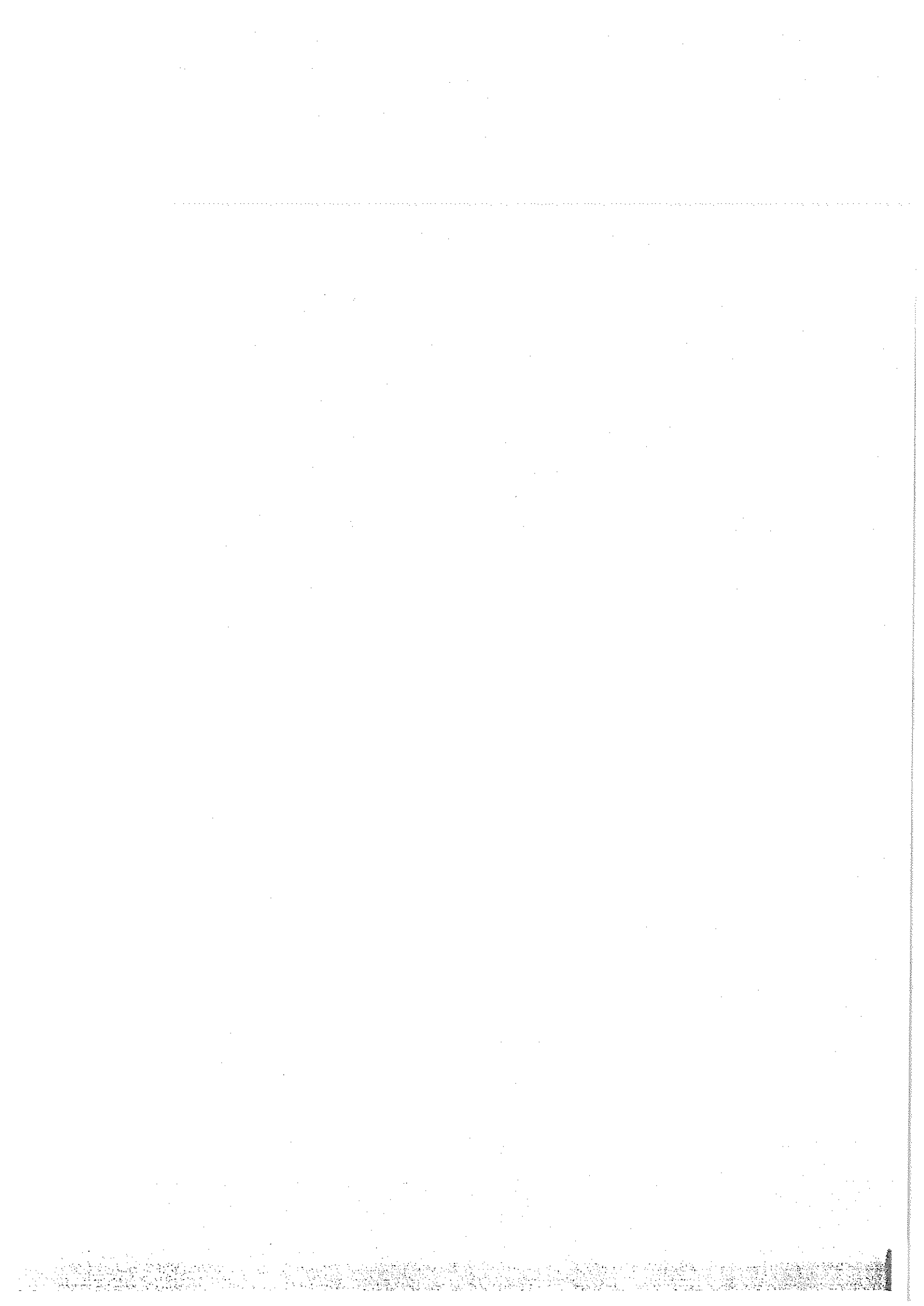


Sur cette figure, les fluctuations du rayonnement sont gelées, à la valeur observée aujourd'hui ($\Delta T/T \approx 2.5 \cdot 10^{-5}$), lorsqu'elles entrent dans l'horizon (sphère de rayon ct). Les fluctuations de la densité baryonique dans le modèle standard se découplent du rayonnement au moment de la recombinaison (R). Leur croissance ultérieure ne peut en aucun cas expliquer les fluctuations de densité observées à l'échelle de 8 Mpc (rectangle de la figure).

En présence de Matière Noire non baryonique froide (CDM), très faiblement couplée au rayonnement, seule la gravitation contraint les particules non baryoniques à suivre les densités de fluctuation du rayonnement. Au moment de l'équilibre (E), lorsque la matière supplante le rayonnement, les fluctuations de densité de la Matière Noire peuvent croître. Quand la matière baryonique se détache elle-même du rayonnement, ses fluctuations de densité peuvent être amplifiées par celles, déjà présentes, de la Matière Noire.

En présence de Matière Noire non baryonique chaude (HDM), comme par exemple des neutrinos légers massifs, les fluctuations de densité de la matière baryonique sont détruites par les effets dissipatifs de ces derniers à l'échelle considérée.

Les simulations numériques basées sur le modèle de la Matière Noire non baryonique froide (CDM) ont su le mieux rendre compte des caractéristiques des structures de l'Univers aux différentes échelles - comme l'illustre en partie la figure 1.5 -, ce qui en a fait le modèle d'élection de la cosmologie depuis les années 1980.



Chapitre 2

Un Candidat de la Physique des Particules : le Wimp.

Notre Univers pourrait être dominé gravitationnellement par une Matière Noire Non Baryonique froide : nous avons décrit dans le précédent chapitre les différentes étapes qui ont mené les cosmologistes à cette conclusion dans les années 1980. Indépendamment les physiciens des particules conjecturaient l'existence d'une foule de candidats CDM tels que l'axion, le photino, des neutrinos lourds de masse $> 1 \text{ GeV}/c^2$. Ces particules, issues des tentatives de grande unification, ont des probabilités d'existence indéterminées ..., et certaines d'entre elles ne sont pas détectables.

2.1. PARTICULES FOSSILES.

En 1985, il est apparu qu'une classe de particules de la matière noire non baryonique froide, regroupant des particules massives (1 à 100 GeV/c^2), et ayant des interactions faibles ($\sigma \approx 10^{-37} \text{cm}^2$) pouvaient donner, dans des détecteurs cryogéniques, des signaux mesurables avec des taux d'événements acceptables. Ces particules ont été baptisées WIMPs (Weakly Interactive Massive Particles). De plus, ces particules - dont un des plus sûrs représentants est le neutralino, particule légère la plus stable prévue par la théorie de la Supersymétrie - ont naturellement une densité relique proche de la densité critique.

2.1.1. DENSITE RELIQUE A GRANDE ECHELLE.

Alain Bouquet a rappelé dans son cours [1.1] la façon dont nous pouvons calculer la densité actuelle d'une particule W de masse M_W émise dans les temps primordiaux. Le paramètre pertinent dans cette discussion est la température de l'Univers T , comparée à la température de seuil T_W définie par l'énergie de masse de la particule

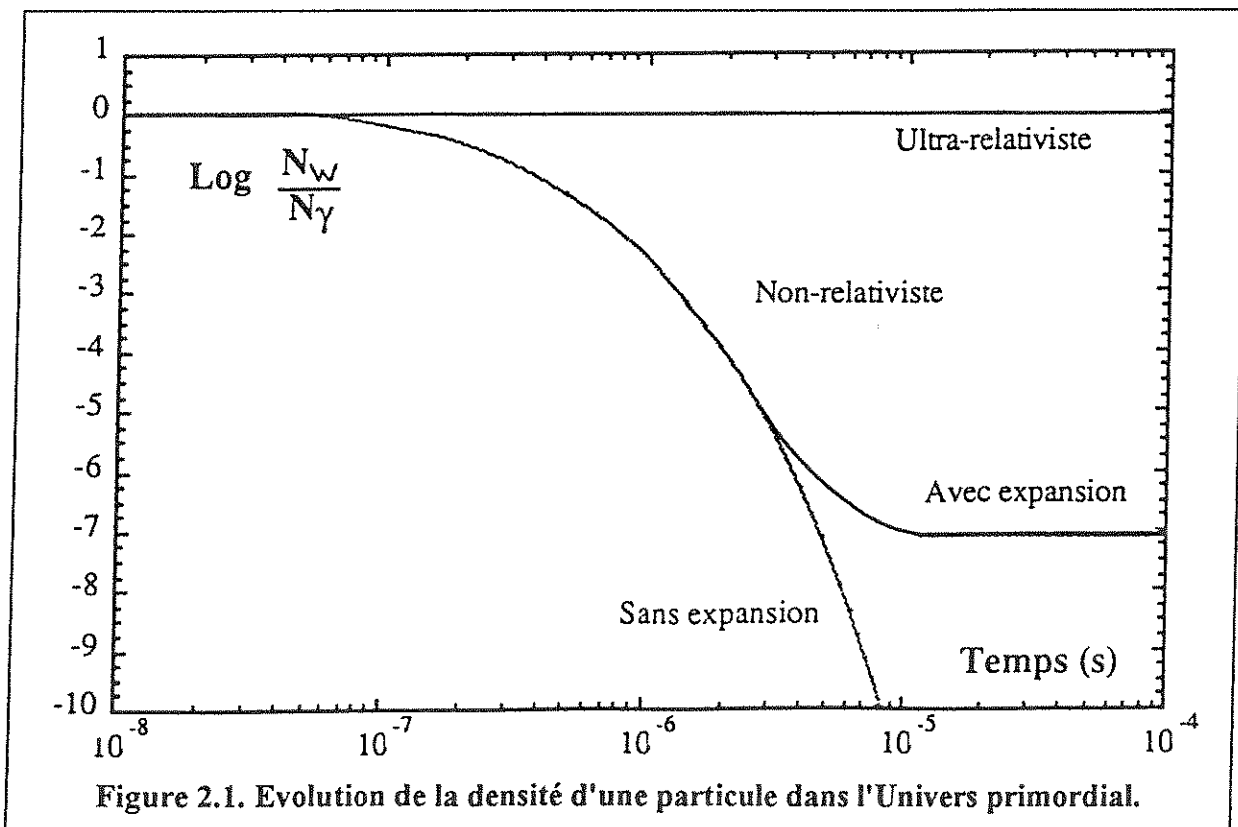
$$kT_W \approx M_W c^2 \quad (1)$$

$T \gg T_W$, la particule ultrarelativiste est en équilibre avec les photons. Leurs densités numériques sont égales. Le taux de production de la particule est identique au taux d'annihilation avec son antiparticule.

$T < T_W$, la production des particules est impossible tandis que leur annihilation se poursuit. La densité numérique de la particule décroît exponentiellement (figure 2.1, d'après [1.1]), selon

$$n_w = n_\gamma \frac{\sqrt{\frac{\pi}{2}}}{4\zeta(3)} \left(\frac{m_w}{T}\right)^{3/2} e^{-\frac{m_w}{T}} \quad (2)$$

où n_γ est la densité numérique de photons à la température T .



Dans le même temps, l'Univers poursuit son expansion. A la température de gel T_{gel} , la densité est trop raréfiée : la particule n'a plus le temps de rencontrer son antiparticule. Sa densité est fixée et subit uniquement, par la suite, un facteur de dilution. La température de gel se calcule en égalant le taux d'annihilation au taux d'expansion de l'Univers

$$n_w \langle \sigma_{ann} v \rangle = H \quad (3)$$

où n_w , v et H sont des fonctions de la température T :

- La constante de Hubble est donnée par le contenu énergétique de l'univers, alors dominé par le rayonnement, et le nombre de particules relativistes (degrés de liberté) à la température de gel

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} g_{eff}(T) a T^4 \quad (4)$$

où a est la constante de Stefan.

- La densité $n_w(T)$ est fixée par la masse M_w (c'est-à-dire T_w) par (2).
- La distribution des vitesses relatives v d'une particule W et de son antiparticule \bar{W} est donnée par la distribution de Boltzman à la température considérée.

L'équation de gel (3) permet de déterminer la densité relique $n_w(1993)$ en fonction de la densité relique des photons $n_\gamma(1993)$, bien connue : l'histoire thermique des photons est le succès du modèle standard de la cosmologie (rayonnement à 3 K). Il ne reste plus ensuite qu'un facteur de dilution à appliquer à $n_w(T_{gel})$. La résolution de (3) revient à calculer le point de décrochement de la figure 2.1. Cette solution est entièrement déterminée par le choix de la masse de la particule M_w et de sa section efficace d'annihilation σ_{ann} . Nous retiendrons surtout de cette équation une propriété remarquable soulignée par A.Bouquet :

- La température de gel T_{gel} ne dépend que logarithmiquement de la masse M_w et de sa section efficace d'annihilation par l'intermédiaire du facteur exponentiel de Boltzman qui intervient dans (2).

En conséquence, les prévisions que nous pouvons faire de la densité relique sont assez précises. Il vient finalement

$$\rho_w(1993) = \frac{m_w}{T_{\text{gel}}} T(1993)^3 \sqrt{\frac{8\pi G}{3} g_{\text{eff}}(T_{\text{gel}})} a \times \frac{1}{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle} \quad (5)$$

où $T(1993) = 2.735 \pm 0.006$ K est la température actuelle des photons de l'Univers mesurée par COBE. En écrivant la densité relique sous cette forme, on fait apparaître le rapport $\frac{m_w}{T_{\text{gel}}}$ qui est

pratiquement constant et ne dépend que de l'ordre de grandeur de la section efficace d'annihilation. Pour des particules de masse m_w comprise entre 1 et 100 GeV et des sections efficaces de l'ordre de 10^{-38}cm^2 à 10^{-36}cm^2 , on trouve en résolvant l'équation de gel

$$\frac{m_w}{T_{\text{gel}}} \approx \frac{1}{20} \quad (6)$$

reprenant cette valeur dans l'expression de la densité relique il vient finalement

$$\rho_w(1993) \approx 3.310^{-30} \text{gcm}^{-3} \times \sqrt{g_{\text{eff}}(T_{\text{gel}})} \times \frac{10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle} \quad (7)$$

La contribution d'une particule de masse M_w à la densité actuelle de l'Univers, exprimée en terme de Ω , se déduit de cette expression. Il faut auparavant calculer le nombre de degrés de liberté g_{eff} du rayonnement au moment de la température de gel, c'est-à-dire dresser l'inventaire des particules ultrarelativistes contribuant alors à la densité énergétique de l'Univers. La contribution au nombre effectif d'espèces g_{eff} est de 1 par boson et 7/8 par fermion. Il faut encore multiplier ce chiffre par 2 - si la particule est différente de son antiparticule -, puis par le nombre d'orientations possibles du spin ([2.1], [2.2]).

Pour une particule de masse $m_w=10\text{GeV}$, la température au moment du gel est $T_{\text{gel}} \approx 500$ MeV par (6), c'est-à-dire avant la transition quark-hadrons ($T \approx 200\text{MeV}$). Les particules présentes sont alors les quarks u, d et s, les neutrinos, l'électron, le muon, le photon et les

gluons : il vient tout bien compté $g_{\text{eff}} \approx 34$ [1.1] et la densité relique observée aujourd'hui d'une particule de 10 GeV est

$$\Omega_w h^2 \approx 1.0 \times \frac{10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle} \quad (8)$$

la vitesse moyenne d'une particule de masse $m_W = 10$ GeV et d'énergie cinétique 500 MeV (T_{gel}) au moment du gel est

$$v \approx 0.3c = 10^{10} \text{ cm s}^{-1} \quad (9)$$

et ainsi

$$\Omega_w h^2 \approx 1.0 \frac{10^{-36} \text{ cm}^2}{\sigma_{\text{ann}}} \quad (10)$$

où la section efficace d'annihilation est calculée à 500 MeV.

Cette équation a des implications très profondes : elle signifie que des particules, produites dans l'Univers primordial, de masse M_W comprise entre 1 et 100 GeV, ayant des sections efficaces d'annihilation de l'ordre de celles de l'interaction faible (pbarn), ont le pouvoir de fermer l'Univers ($\Omega=1$) et de résoudre ainsi le problème de la matière noire. Il ne nous a donc fallu que deux paramètres pour arriver à cette conclusion (M_W, σ_{ann}), ce qui est peu, vu l'ampleur du sujet...

Il nous reste cependant à répondre à deux questions :

- De telles particules existent-elles ?
- Le cas échéant, sont-elles détectables ?

Nous allons d'abord tenter de répondre à la première de ces questions. Si personne ne peut affirmer aujourd'hui qu'une telle particule existe, les idées ne manquent pas...

2.1.2. UN BON CANDIDAT : LE NEUTRALINO.

Un des inconvénients de la physique des particules dans ses tentatives d'unification des forces fondamentales est de prévoir l'existence d'une foule de nouvelles particules difficilement

observables : pour résoudre les contradictions observées dans les résultats des grands accélérateurs et, en particulier, les violations des lois de la symétrie, une théorie nouvelle est amenée à étendre la symétrie à un groupe d'ordre supérieur en créant un nombre quantique particulier. Au cours du refroidissement de l'Univers, lorsque la température descend en-dessous des constantes de couplage prévues par l'extension du modèle standard, la symétrie est brisée. L'Univers laisse derrière lui au moins une particule, la moins massive, qui est devenue stable par conservation de ce nombre quantique...

La *Supersymétrie* est une de ces théories. Le lecteur intéressé en trouvera une introduction dans l'article de Pierre Fayet [2.3], qui en est l'un des fondateurs. Rappelons qu'elle associe à chaque particule connue un superpartenaire dont le spin ne diffère que d'une demie unité. Dans un univers supersymétrique, il devient possible de créer des bosons à partir de fermions et réciproquement, et de coupler alors la majorité des particules connues. Les bosons sont ainsi associés à des fermions : le superpartenaire du photon est le *photino*, celui du gluon est le *gluino* et celui du graviton le *gravitino*, etc. Les fermions sont eux-mêmes associés à des bosons : le partenaire *scalaire* (c'est-à-dire de spin nul) de l'électron est le *sélectron*, ceux des quarks sont les *squarks*, celui du neutrino est le *sneutrino*...

On peut alors construire une physique symétrique de celle de notre univers par l'application de l'opérateur de la supersymétrie. Cependant, pour expliquer qu'aucun des superpartenaires des particules "ordinaires" n'a encore été détecté, il faut lui associer une masse différente et élevée, ce que semble incapable de faire à elle seule la supersymétrie. C'est le *mécanisme de Higgs* qui permet de créer des particules symétriques de masses différentes de leurs particules soeurs, au cours d'une brisure spontanée de la supersymétrie.

Le nombre quantique nouveau associé à la Supersymétrie est la R-parité définie par

$$R_{\text{parité}} = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (11)$$

où B est le nombre Baryonique et L le nombre Leptonique. La $R_{\text{parité}}$ des particules du monde observable (photons, électrons...) est égale à $+1$, tandis que celle de leur superpartenaire est égale à -1 . La $R_{\text{parité}}$ est conservée au cours des échanges entre particules du monde supersymétrique. Cette nouvelle loi de conservation a trois conséquences importantes :

- Les particules supersymétriques de $R_{\text{parité}} = -1$ ne peuvent être produites que par paire dans les accélérateurs.
- La désintégration d'une particule supersymétrique de $R_{\text{parité}} = -1$ produit nécessairement une particule de même parité (-1).

et enfin, ce qui nous intéresse plus particulièrement et qui est une conséquence de la dernière remarque :

- **La particule supersymétrique de parité $R_{\text{parité}} = -1$ la plus légère est forcément stable** : la conservation de la parité lui interdit en effet de se désintégrer en une particule ordinaire tandis que l'autre voie de désintégration lui est interdite à cause de sa masse. Cette particule est couramment appelée LSP (Lightest Supersymmetric Particle).

La supersymétrie implique donc l'existence d'au moins une particule massive, non baryonique, stable dont il est tentant de faire le constituant principal du halo.

Les sections efficaces d'annihilation prévues par le modèle minimal standard de la supersymétrie (MSSM) sont de plus du bon ordre de grandeur (autour du pbarn) !

Que savons nous aujourd'hui de la masse de cette particule (LSP) ?

Les particules supersymétriques de $R_{\text{parité}}$ négative ont été activement recherchées dans les plus grands collisionneurs depuis les années 1980 où leur signature, une "énergie manquante" dans le bilan énergétique des particules créées ou dans l'élargissement d'une raie de résonance,

n'a pas encore été observée : ce qui permet de mettre une limite inférieure sur leur masse. En 1988, Pierre Fayet pouvait dire [2.3] : "... [l']existence [des superpartenaires] n'a été exclue que pour des valeurs des masses qui sont encore relativement basses, et le domaine inexploré reste considérable".

Les grands accélérateurs SLC (Stanford) et LEP (CERN), dont la mise en fonctionnement a suivi de peu cette affirmation, ont apporté d'autres précisions : en particulier, ils ont pratiquement exclu de la liste proposée dans les années 1980 – longue ! – des candidats WIMP susceptibles de constituer la Matière Noire froide (CDM) tels que les neutrinos lourds de Dirac ou de Majorana et les "cosmions", particules ad-hoc proposées pour résoudre l'énigme des neutrinos solaires ou d'autres particules exotiques [2.4]. Ces résultats récents sur la largeur du Z ont également contraint la masse de la particule supersymétrique la plus légère (LSP) et repoussé les limites du côté des masses élevées.

Les conséquences de ces mesures sur les particules LSP les plus souvent discutées sont les suivantes :

- Les partenaires scalaires des neutrinos, les sneutrinos (bosons), de masse supérieure à 10 GeV sont proches d'être exclus comme candidats à la matière sombre.
- Du côté des fermions, un photino "pur" qui était le candidat préféré des théoriciens est devenu improbable, et si elle existe, la particule LSP est probablement plus lourde que 10 GeV. Par contre, le **neutralino**, qui est un mélange des fermions superpartenaires du photon, du Z et des deux bosons de Higgs présents dans la théorie de la supersymétrie, est resté peu contraint. Le terme "mélange" signifie que les états propres de masse, qui ressentent la gravitation, sont distincts des états propres de l'interaction (faible). Le nombre important de paramètres libres dans la description du neutralino est responsable du peu de contraintes : l'espace de phase est trop important pour avoir été déjà exploré par les données du LEP. Ces mesures et des arguments théoriques (résolution du problème de hiérarchie des brisures de symétrie) font que la masse

communément admise du neutralino est comprise entre 10 GeV et quelques centaines de GeV.

Le candidat le plus vraisemblable proposé par les physiciens des particules est donc le neutralino, particule stable émise dans l'univers primordial dont l'existence est assurée si l'Univers est bien supersymétrique.

La masse et la section efficace d'annihilation du neutralino pourraient être suffisantes pour qu'il puisse fermer à lui seul l'Univers. Est-il détectable ?

2.2. DETECTABILITE.

Goodman et Witten ont montré en 1985 que des particules ayant des masses de l'ordre de 1 à 100 GeV et des sections efficaces d'interaction de l'ordre de celle de l'interaction faible (10^{-36} cm^2) - donc de très bons candidats pour la matière noire froide non baryonique -, devaient donner des taux d'événements non négligeables dans des détecteurs en laboratoire [2.5].

Les WIMPs, particules reliques de l'Univers primordial, sont supposés, dans cette description, fermer l'Univers, résolvant ainsi $\Omega=1$ à grande échelle, et représenter le matériau constitutif principal du halo à l'échelle de notre galaxie.

Les WIMPs du halo, particules massives non chargées, interagissent avec les noyaux terrestres, et, en particulier, avec ceux de nos détecteurs au cours d'une diffusion élastique : la seule trace de leur passage est **le recul d'un noyau de la cible**, qui constitue le signal Matière Noire que nous nous efforçons de mettre en évidence.

2.2.1. FORME DES SPECTRES.

◆ *FLUX.*

- *Densité.*

Le halo sombre galactique est supposé être formé de Wimps, de masse M_W . Ayant adopté la représentation du halo par un modèle isotherme, le profil de densité - qui explique naturellement les courbes de rotation observées - impose alors la *densité numérique* de Wimps dans le voisinage solaire. (voir Chapitre 2 : le halo sombre galactique).

La densité de la matière noire ρ est, rappelons-le, estimée à 0.3 GeV.cm^{-3} .

Plus la masse du Wimp est élevée, moins sa densité numérique est importante dans le halo et moins devons-nous attendre de flux... Pour cette raison, les derniers résultats du LEP ne nous facilitent pas le travail. Mais si cette masse n'est pas trop élevée, la détection du Wimp en sera plus aisée - il transporte une quantité de mouvement importante -, à condition de choisir la bonne cible.

- *Cinématique.*

La distribution de vitesse des WIMPS dans le référentiel galactique est isotrope et maxwellienne avec une dispersion de vitesse $v_{rms} \approx 270 \text{ km.s}^{-1}$ (14), si l'on ignore la possibilité qu'à le Wimp de s'échapper de la Galaxie. Le soleil, sur son orbite galactique, qu'il parcourt à la vitesse $v_{soleil} \approx 220 \text{ km.s}^{-1}$, traverse le halo, et, composant les mouvements, *tout détecteur sur Terre voit donc un flux de Wimps ayant une dispersion de vitesse v_{rms} et une vitesse moyenne $v_{soleil} \approx 10^{-3}c$.*

◆ *ENERGIE DEPOSEE.*

Ce dernier chiffre est important car il permet de faire plusieurs prévisions : prenant un WIMP dans l'intervalle de masse avancé par la physique des particules - par exemple un masse $M_W \approx 10 \text{ GeV}/c^2$ -, on tire immédiatement de la valeur précédente $E_{\text{cin}} \approx 5 \text{ keV}$ pour l'énergie cinétique du WIMP dans le référentiel du laboratoire. Cette énergie, faible en regard des énergies nucléaires, va donner certainement lieu à une *diffusion élastique et isotrope* avec les nucléons du détecteur, ce qui simplifie les calculs (la diffusion est isotrope car le caractère s de l'onde diffusée lors de l'interaction est prononcé à basse énergie).

L'énergie de recul moyenne du noyau après interaction $\langle E_r \rangle$ qui représente la grandeur observable, va donc être de l'ordre de $\langle E_r \rangle \approx \frac{E_{\text{cin}}}{2} = 2.5 \text{ keV}$ pour un noyau de même masse que le WIMP, ^{10}B dans notre exemple.

Dans le cas général, il faut multiplier cette valeur par un facteur cinématique < 1 qui tient compte de l'inadaptation des masses du WIMP et du noyau.

- *Un détecteur de bas seuil.*

Nous mettons ainsi en évidence les préliminaires à toute expérience de détection des WIMPS du halo : **disposer d'un détecteur capable de mesurer des énergies de recul inférieures au keV.**

La distribution de vitesse des WIMPS dans le halo, connue, permet aisément de calculer la forme du spectre attendu. Sans sortir tout de suite nos outils mathématiques de leur caisse, nous pouvons déjà, "avec les mains", faire une prévision intéressante.

→ ce spectre remonte aux basses énergies.

En effet, *quelle que soit l'énergie incidente du Wimp E_{cin} , la réalisation de $E_{\text{recul}} \approx 0$ est possible* puisque le spectre est plat, avec une probabilité égale à celle de tirer toute autre valeur

$$E_{\text{recul}} \leq E_{\text{recul}}^{\text{max}} \leq E_{\text{cin}} \quad (12)$$

il y a donc tout intérêt, pour ne rien perdre du flux de Wimps ayant subi une diffusion, à réaliser le seuil de détection le plus bas.

Nous pouvons alors sortir nos outils mathématiques : nous décrivons ci-après les différentes étapes qui mènent au calcul final du spectre des énergies de recul.

Dans un premier temps nous ne nous occuperons que de sa forme, qui est exacte si les paramètres du halo sont connus. Nous décrivons les principales étapes de ce calcul sans les détailler. Le lecteur intéressé trouvera une dérivation de ce spectre dans la thèse de Ning Wang [2.6]. La normalisation de ce spectre (le taux d'événements) fera l'objet du prochain paragraphe.

1)- Le profil isotherme du halo donne la fonction de distribution des vitesses des Wimps, v_w , dans le référentiel galactique qui est une Maxwellienne, avec une coupure à la vitesse d'échappement

$$\frac{\partial n}{\partial \bar{v}_w} = n(\pi v_0^2)^{-3/2} e^{-\frac{v_w^2}{v_0^2}} \quad v_w < v_{\text{lib}} \quad (13)$$

Dans cette expression, n est la densité numérique des Wimps dans le voisinage solaire et v_0 la vitesse la plus probable de la distribution, reliée à la dispersion de vitesse du halo par

$$v_0 = \sqrt{\frac{2}{3}} v_{\text{rms}} \quad (14)$$

Une transformation élémentaire des coordonnées galactiques aux coordonnées terrestres

$$\bar{v}_w = \bar{v} + \bar{v}_T \quad (15)$$

où \bar{v}_T représente la vitesse de la terre dans le référentiel galactique, et, \bar{v} , la vitesse du Wimp dans le référentiel terrestre, donne cette distribution dans le référentiel du laboratoire : le terme de source est complètement défini.

On peut s'arrêter là et donner très rapidement le *taux d'événements intégral* (en coups/jour/kg) si l'on connaît la section efficace de l'interaction. Mais il est beaucoup plus

intéressant de donner le *taux d'événements différentiel* (en coups/jour/kg/keV), ce qui demande tout de même un peu plus d'algèbre :

2)- Le traitement de la diffusion Wimp-noyau est classique en raison de l'isotropie de l'interaction dans le référentiel du centre de masse du Wimp de masse m_W et du noyau de la cible de masse m_A . On introduit le paramètre cinématique

$$r = \frac{4m_W m_A}{(m_W + m_A)^2} \quad (16)$$

qui traduit l'adaptation des masses, ainsi que l'angle θ de diffusion du Wimp par le noyau de la cible dans le référentiel du centre de masse.

$$E_r = rE_{\text{cin}} \times \frac{1 - \cos\theta}{2} \quad (17)$$

Avec cette notation, l'énergie maximale du noyau de recul ($\theta = \pi$) peut se calculer facilement et

$$E_r \leq E_r^{\text{max}} = rE_{\text{cin}} \quad (18)$$

3)- On inverse à présent le point de vue. Pour une énergie de recul donnée, seules contribuent les particules du Wimp ayant une énergie suffisante E_{cin} supérieure au seuil défini par (18), auquel on peut associer une vitesse minimum du Wimp,

$$v_{\text{min}} = \sqrt{\frac{2E_r}{r m_W}} \quad (19)$$

Il vient la forme suivante du taux d'événements différentiel

$$\frac{d\Gamma}{dE_r} = n(\pi v_0^2)^{-3/2} \frac{2\sigma}{m_W r} \int_{v=v_{\text{min}}}^{v=\infty} \int_{\vartheta=0}^{\theta=\pi} \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} e^{-\frac{(\vec{v}+\vec{v}_T)^2}{v_0^2}} \frac{1}{v^2} v d^3\vec{v} \quad (20)$$

où nous négligeons l'effet de la vitesse de libération.

Après intégration des parties angulaires de l'intégrale - θ étant relié à v par l'intermédiaire de (17) - et introduction de la fonction d'erreur

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (21)$$

il vient finalement l'expression suivante du taux d'événements différentiel à l'énergie de recul E_r :

$$\frac{d\Gamma}{dE_r} = \frac{\Gamma_0}{rE_0} \frac{\sqrt{\pi}}{4x_T} \left[\text{erf}(x_{\min} + x_t) - \text{erf}(x_{\min} - x_T) \right] \quad (22)$$

dans laquelle toutes les quantités sont rapportées, lorsque cela est possible, à la vitesse la plus probable du halo v_0 définie par (14).

- $x_{\min} = \frac{v_{\min}}{v_0}$
- $x_T = \frac{v_T}{v_0}$
- $E_0 = \frac{1}{2} m_W v_0^2$ est l'énergie cinétique la plus probable des Wimps du halo, et
- $\Gamma_0 = n\sigma v_0 \frac{2}{\sqrt{\pi}}$ représente le taux d'événements en s^{-1} si les particules du halo étaient monocinétiques à la vitesse v_0 .

Le spectre (22) est représenté sur la figure 2.2 en unités semi-log, pour un détecteur en saphir (Al_2O_3) et des masses de Wimp variant entre 2GeV et 50GeV. La normalisation est arbitraire. La variation des courbes entre elles est le reflet d'une combinaison entre, d'une part les facteurs cinématiques, et d'autre part la raréfaction des Wimps du halo à mesure que leur masse supposée augmente. Le halo galactique est décrit par ses paramètres standard dans cette simulation. Nous constatons que les spectres remontent effectivement tous aux basses énergies, comme prévu : cette remontée serait encore plus accusée en unités linéaires. **Nous devons donc chercher un détecteur qui dispose du meilleur seuil possible.** Nous pouvons, dans un premier temps, nous fixer symboliquement un seuil de 1keV si nous voulons explorer l'intervalle de masse des Wimps.

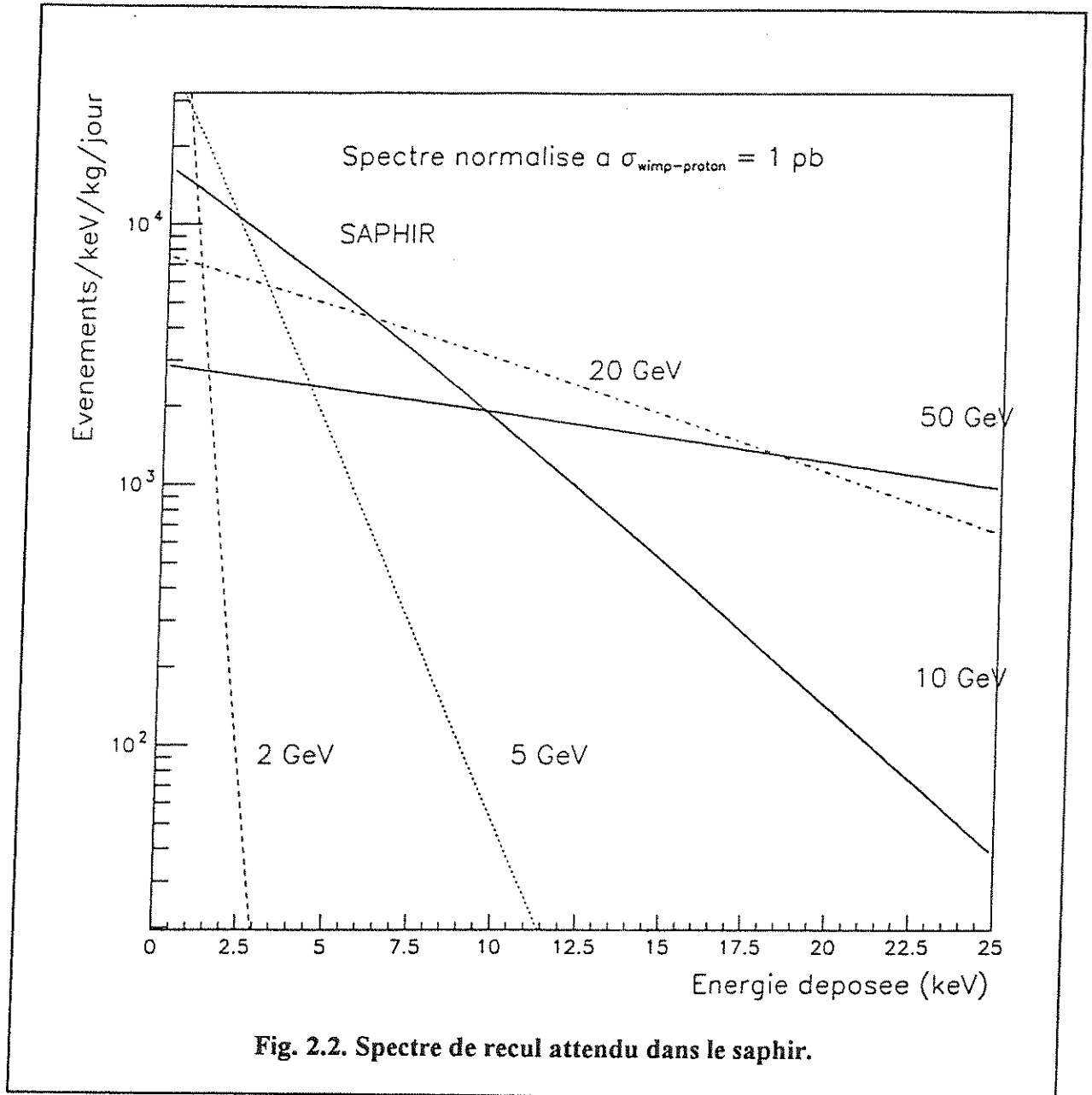


Fig. 2.2. Spectre de recul attendu dans le saphir.

2.2.2. TAUX D'ÉVÉNEMENTS.

◆ INCERTITUDES.

La normalisation de ce spectre, i.e. le calcul du taux d'événements, est autrement plus complexe : alors que l'estimation du flux ne pose pas de problèmes - le modèle du halo étant

connu -, le calcul des sections efficaces de l'interaction présente de nombreuses incertitudes. Interviennent alors : le choix de la particule incidente, de la cible ; la nature du couplage. Résultant d'extensions du modèle standard à des symétries d'ordre supérieur, les WIMPS proposés par les nouvelles théories ressentent a fortiori les interactions décrites par le modèle standard, et les constantes de couplage peuvent être ainsi prévues.

Une propriété remarquable des éléments de matrice de l'interaction, le "*crossing*", permet de relier directement les sections efficaces d'annihilation des Wimps entre eux – dont la valeur nous avait conduits à une densité relique proche de la densité critique pour les neutralinos – à la section efficace de diffusion d'un Wimp sur un noyau [1.10]. **On peut ainsi prévoir les taux d'événements dans un détecteur donné de particules fermant par ailleurs notre Univers.**

◆ COHERENCE.

Le choix d'une particule massive comme candidate à la matière noire a une conséquence intéressante :

L'impulsion associée au Wimp de notre exemple, $M_W=10 \text{ GeV}/c^2$, $E_{\text{cin}}=5 \text{ keV}$, vaut $p_W \sim 10 \text{ MeV}/c$, et la longueur d'onde de Broglie associée, $\lambda_w = \frac{\hbar}{p_w} \approx 2 \cdot 10^{-14} \text{ m}$, est encore

nettement supérieure au rayon nucléaire ($\approx 10^{-15} \text{ m}$). Dans ces conditions, l'onde incidente arrive en phase sur les différents nucléons du noyau, et l'onde diffusée, superposition cohérente des ondes diffusées par les nucléons, a une amplitude maximale.

Lorsque la masse du Wimp, ou celle du noyau, est trop importante, on observera cependant une perte de cohérence, qui se traduit malheureusement par une réduction des taux d'événements attendus.

◆ **COUPLAGES.**

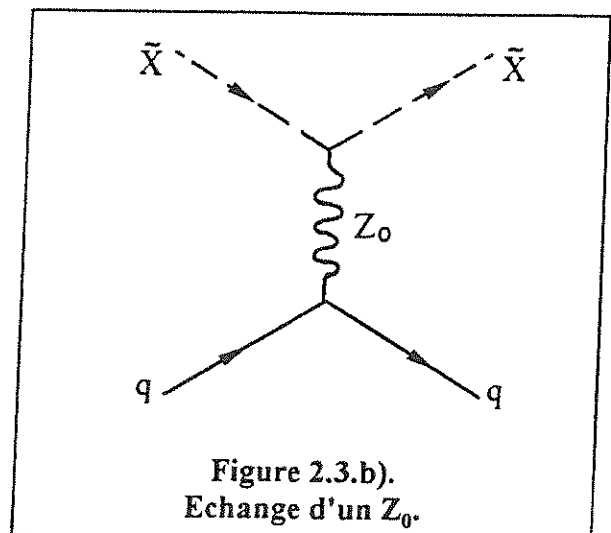
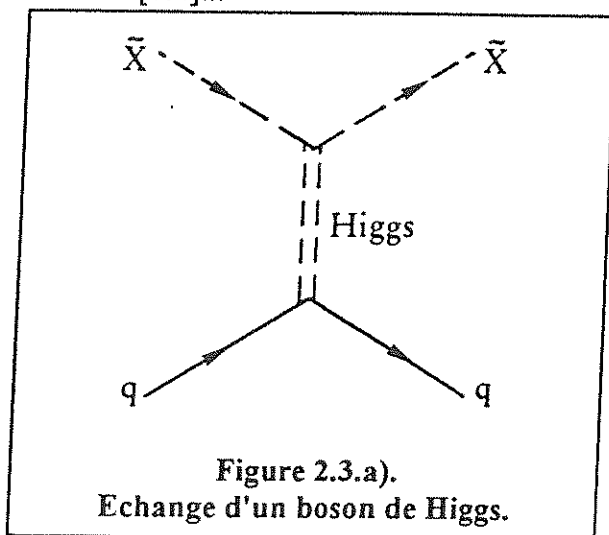
Le Lagrangien de l'interaction des particules supersymétriques avec le quark d'un nucléon de la cible présente deux termes séparables :

- Le premier terme, *vectoriel*, contribue à la section efficace totale en donnant un terme indépendant du spin proportionnel au carré de la masse nucléaire,

$$\sigma_{s.i} \approx \frac{G^2}{2\pi} \mu_{\text{red}}^2 C^2 \quad (23)$$

où C est une fonction linéaire du nombre de protons Z et du nombre de neutrons N du noyau, μ_{red} est la masse réduite du Wimp et du noyau diffusant et G est la constante de couplage de l'interaction. Le terme vectoriel correspond, pour le neutralino, à l'échange d'un boson de Higgs, à l'échange d'un sfermion ou encore au mélange de sfermions. Lorsqu'il est présent, il peut conduire à une section efficace totale élevée. La figure 2.3. a). représente le diagramme de Feynman qui correspond à l'échange d'un boson de Higgs (Wimp= $\tilde{\chi}$).

Un sneutrino est un exemple de WIMP ayant un couplage vectoriel avec les nucléons. La section efficace attendue est élevée en raison de l'effet de la cohérence. Mais nous avons vu qu'une telle particule était pratiquement exclue par les résultats du LEP [2.4]...



- Le second terme, *axial*, donne une section efficace Wimp-noyau dépendante du spin du noyau

$$\sigma_{s.d} \approx G^2 \mu_{red}^2 \lambda^2 J(J+1) \quad (24)$$

où J est le spin nucléaire, λ est un facteur de l'ordre de 1 déterminé par les nombres quantiques orbitaux du nucléon non-apparié, et G est la constante de couplage de l'interaction qui dépend de la nature du nucléon non-apparié (proton ou neutron).

Le terme axial correspond à l'échange d'un sfermion ou d'un boson Z_0 entre le Wimp et les quarks du noyau. La figure 2.3. b). représente le diagramme de Feynman qui correspond à l'échange d'un Z_0 (Wimp= $\tilde{\chi}$).

Si le couplage est de nature axiale, ce qui est le cas d'un pur photino, l'amplitude de diffusion est proportionnelle au spin individuel du nucléon et la contribution à l'amplitude résultante de deux nucléons appariés du noyau sera nulle. La détection de ce type de particules est beaucoup plus difficile et nécessite des noyaux avec un nombre impair de nucléons $N+Z=2p+1$, alors que la majorité des noyaux terrestres vérifie $N+Z=2p$. L'ordre de grandeur du taux d'événements attendu varie considérablement avec la nature des partenaires impliqués, ce qui devrait fournir un moyen d'identification.

L'incertitude principale dans le calcul des sections efficaces réside dans la connaissance de la distribution du spin du nucléon entre les différents quarks. J. Ellis et R. Flores ont "revisité" récemment les taux d'interactions prévus pour la diffusion élastique du neutralino sur les noyaux terrestres, à la lueur des dernières contraintes fournies par le LEP [2.7]. Leurs résultats sont rassemblés dans le tableau 2.1 : le neutralino est supposé être un gaugino dans la colonne de gauche ou un higgsino dans celle de droite. Les taux d'événements sont donnés en coups/kg/jour. Différentes masses de neutralinos ont été simulées et "tan β " est un paramètre libre du modèle dans l'espace des phases du neutralino.

Le fluor ^{19}F est un matériau privilégié d'après Ellis et Flores : il donne des taux d'événements appréciables et le calcul des éléments de matrice de l'interaction comporte peu d'incertitudes. Nous avons déjà testé un détecteur en LiF de 2g (voir Publication I).

2.2.3. DETECTION : CONTRAINTES EXPERIMENTALES.

Le taux d'événements de l'interaction des particules du halo avec le détecteur est estimé d'après le tableau 2.1 entre 0.01 et 1évt./jour/kg ce qui impose à toute expérience :

- **Un bruit de fond propre inférieur à ces valeurs.** C'est une valeur extrêmement faible en comparaison de tout ce qui peut advenir dans une cible si on ne prend aucune précaution :

Isotope	Gaugino				Higgsino	
	$M_1 = 25 \text{ GeV}$		$M_1 = 75 \text{ GeV}$		$M_1 = 60 \text{ GeV}$	$M_1 = 75 \text{ GeV}$
	$\tan \beta = 4$	$\tan \beta = 8$	$\tan \beta = 4$	$\tan \beta = 8$	$\tan \beta = 4.5$	$\tan \beta = 8$
F	0.041	0.025	0.0078	0.0057	0.020	0.017
V	0.0090	0.030	0.0025	0.041	0.0057	0.032
Mn	0.0032	0.030	0.0011	0.047	0.0020	0.034
Co	0.0039	0.034	0.0014	0.053	0.0025	0.038
Ga	0.0024	0.042	0.0011	0.068	0.0016	0.048
As	0.000080	0.045	0.00050	0.075	0.000018	0.052
Br	0.0018	0.050	0.0010	0.082	0.0012	0.057
Nb	0.0061	0.063	0.0022	0.099	0.0039	0.071
Ag	0.0022	0.077	0.0014	0.12	0.0015	0.086
Sb	0.0017	0.084	0.0013	0.13	0.0011	0.092
I	0.00033	0.087	0.00096	0.14	0.00015	0.095
Xe	0.00059	0.043	0.00066	0.066	0.00062	0.046
Cs	0.0015	0.092	0.0013	0.14	0.00086	0.099
La	0.00096	0.096	0.0012	0.15	0.00051	0.10
Gd	0.000081	0.033	0.00034	0.050	0.000042	0.034
Ir	0.0033	0.14	0.0020	0.19	0.0020	0.13
Hg	0.00017	0.042	0.00043	0.059	0.00012	0.041
Tl	0.0040	0.14	0.0023	0.20	0.0026	0.14
Pb	0.00017	0.032	0.00034	0.044	0.00014	0.031
Bi	0.00030	0.15	0.0014	0.20	0.000073	0.14

Tableau 2.1. Taux d'événements de la diffusion élastique de neutralinos dans les cibles terrestres (en évt/kg/jour, d'après [2.7]).

Les photons du fond de radioactivité ou le rayonnement cosmique par exemple, sont capables de submerger complètement ce signal. Les meilleures limites atteintes par un détecteur sont actuellement de l'ordre de 10 évts/jour/kg dans des détecteurs à ionisation. Dans le pire des cas, il y a trois ordres de grandeur à gagner par rapport à ces mesures...

- **Une masse respectable** : les sujets de recherche sont nombreux et nous n'avons pas envie de passer trop de temps dans les souterrains...
- **Un seuil de l'ordre du keV en énergie de recul**, ce qui est une nécessité si nous souhaitons récupérer le maximum de ce flux.
- **Une résolution du même ordre de grandeur** pour identifier dans un premier temps, et réduire dans un second, le fond d'événements indésirables.
- **Un choix de cible important**, pour contraindre plus fortement l'espace des phases des candidats de la physique des particules ou signer définitivement un spectre d'énergie de recul. En faisant varier le spin ou le numéro atomique des atomes de la cible, nous devrions observer les dépendances en ces termes des sections efficaces.

Le taux attendu, bien que faible, est néanmoins bien supérieur au taux mesuré dans les expériences de détection des neutrinos solaires. Un détecteur de 1 kg est maintenant suffisant, alors qu'il fallait auparavant plusieurs tonnes. Mais comment concilier pour un détecteur nucléaire la mesure d'un dépôt d'énergie aussi faible et l'exigence d'une masse suffisante ?

Nous verrons dans le Chapitre 3 que seul le bolomètre massif refroidi à très basse température est susceptible de remplir tous ces critères. Les résultats que nous avons obtenus sont venus le confirmer.

Enfin, il n'est pas exclu que les taux d'événements "remontent", à mesure que les modèles se précisent ou se complexifient... Nous concluons par une remarque adressée aux

expérimentateurs par Leszek Roszkowski à l'occasion d'une revue qu'il fit récemment des particules supersymétriques susceptibles de constituer la matière noire [2.8] :

"In conclusion, even modest modification of the usual grand unification assumptions has a considerable impact on the phenomenological and cosmological properties of the LSP. In particular, the gaugino-like LSPs as light as a few GeV could still be interesting candidates for Dark Matter. Experimentalists in their search for new physics should not be constrained by theoretical expectations and biases."

Chapitre 3

Bolomètres massifs : Principes et Mécanismes.

Dans ce chapitre, nous allons essayer de démontrer que le bolomètre massif refroidi à très basse température est le détecteur le plus approprié pour tenter une première expérience de détection de la Matière Noire. Après un bref historique, nous montrerons d'abord que le bolomètre a la sensibilité requise, à condition de le refroidir. Les principes de la thermodynamique, seuls invoqués, nous l'enseignent.

A partir du schéma fonctionnel du bolomètre, nous définissons les propriétés thermiques demandées aux matériaux le constituant ("Cahier des Charges"). Une brève revue des propriétés thermiques des matériaux à basse température nous permet ensuite de justifier le choix que nous avons fait. Elle est l'occasion de nous familiariser avec les différentes excitations, principalement électrons et phonons, intervenant aux températures que nous utilisons. La sensibilité la plus grande, à température égale, est atteinte pour des cibles isolantes. Nous donnons une description de l'énergie interne des isolants (loi de Debye) rassemblée dans les phonons, et des propriétés de transport de ceux-ci.

Nous abordons ensuite la partie "Détecteur" du bolomètre. Il nous a paru nécessaire d'essayer de comprendre la façon dont l'énergie incidente d'un événement était thermalisée dans la cible en raison de la diversité des particules auxquelles nous sommes confrontés dans cette expérience, tant comme particules du fond que comme particules utilisées pour la calibration. Les pertes d'énergie des électrons en particulier, font l'objet d'un long développement : les électrons sont souvent le dernier maillon de la chaîne dans les mécanismes de perte d'énergie. Après une description rapide des interactions des photons dans la cible, qui se ramène à celle

des électrons, nous présentons la façon dont les alphas y perdent leur énergie. Ces particules lourdes ont, en fin de parcours, un comportement analogue à celui d'un atome de recul. Ceci nous permet une transition vers le signal matière noire, précisément un atome de recul. Nous nous servons de la description, à peine achevée, des pertes d'énergie des autres particules, pour bien distinguer les différentes caractéristiques de ce signal qui paraît unique : on constate que l'efficacité de la conversion de l'énergie de recul en chaleur est proche de 100%. Nous tentons une description imagée à l'aide de simulations numériques.

Nous nous sommes finalement demandés si ce signal portait en soi une signature thermique particulière. Faute de données et d'expériences sur ce sujet - les bolomètres sont les seuls détecteurs solides capables de mesurer des énergies de recul aussi faibles -, nous tentons une extrapolation dont les conséquences nous ont paru intéressantes. Un petit détour par les neutrons et le rayonnement cosmique, nous convainc de laisser seul le bolomètre dans l'attente d'un événement que nous espérons positif, dans un environnement des plus étranges : au fin fond d'un tunnel, dans le noir, dans le froid, et sous un silence des plus profonds.

Les applications numériques que l'on trouvera au long de ce chapitre se rapportent autant que possible au saphir synthétique - une alumine de formule Al_2O_3 - qui est la cible principale de nos détecteurs.

3.1. HISTORIQUE.

LE PREMIER BOLOMETRE ...

Les montages utilisant les premiers réseaux de qualité construits vers 1880 souffrent d'une faible luminosité. Désireux d'appliquer la haute résolution spectrale de ces nouveaux instruments à l'étude du spectre solaire, S. Langley construit un appareil baptisé bolomètre [3.1] ($\beta\omicron\lambda\eta$ = radiation, $\mu\epsilon\tau\rho\upsilon$ = mesure) ; c'est, à l'origine, un ruban métallique de platine,

noirci, d'épaisseur $4\mu\text{m}$, qui forme une branche d'un pont de Wheatstone et regarde la lumière issue du réseau par réflexion (fig. 3.1).

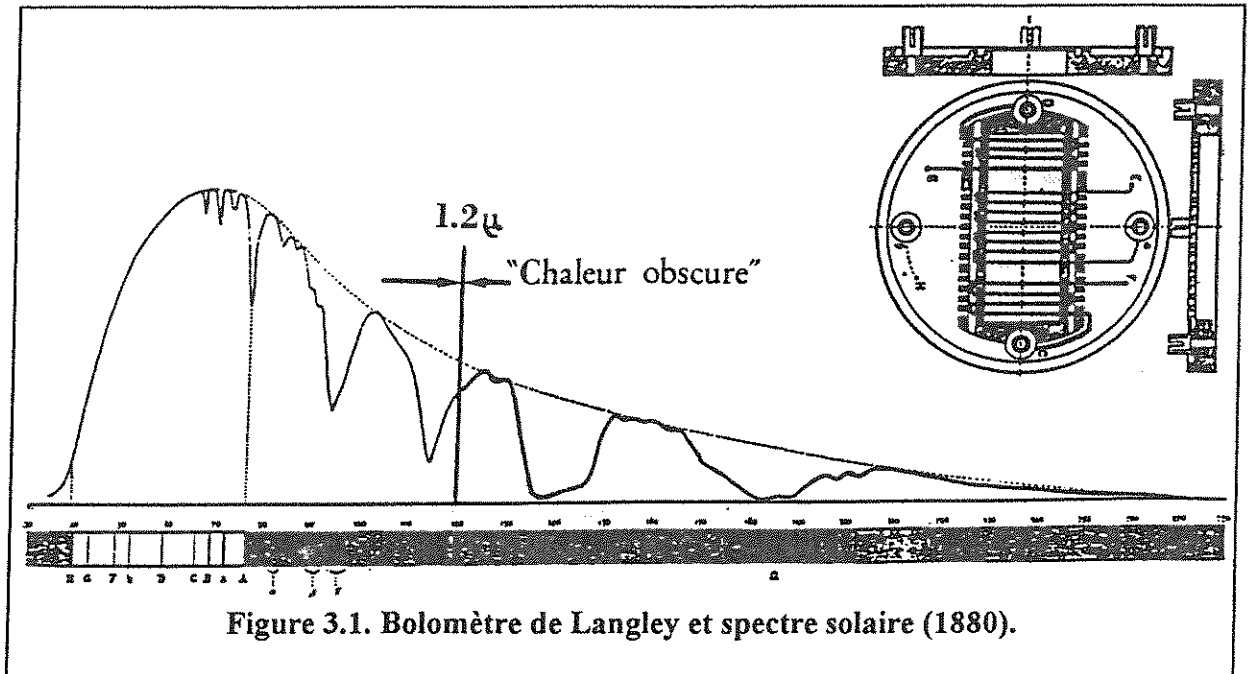


Figure 3.1. Bolomètre de Langley et spectre solaire (1880).

Le bolomètre métallique de Langley est certainement l'instrument le plus sensible autorisé par la technologie de son époque. Le choix du platine en ruban remplit effectivement les conditions requises par un bon bolomètre :

- une réponse électrique élevée à 300 K ($\frac{1}{R} \frac{dR}{dT} > 0$),
- une chaleur spécifique réduite au minimum par le choix d'une géométrie en ruban,
- une conductibilité thermique élevée.

Avec ce premier instrument, S. Langley s'affirme comme le pionnier de la spectroscopie IR :

- l'identité des différents rayonnements (chaleur, lumière, rayons actiniques) est confirmée, venant clore un vieux débat.
- le domaine spectral est étendu jusqu'à 2.8μ , où régnait auparavant la *chaleur obscure* (déjà!) décrite par Hershell en 1800,
- la température de surface du soleil est correctement estimée,
- la fonction de dispersion des prismes devient mesurable avec précision.

On réalise peu après l'avantage à monter un appareil sous vide pour la suppression du terme convectif dans la conduction thermique du détecteur, et l'usage du bolomètre est étendu à la photométrie stellaire.

PHOTOMETRIE IR...

La première partie du XXème siècle est marquée par l'apparition de nouveaux détecteurs thermiques (cellule de Golay, détecteurs pyroélectriques), tandis que se perfectionnent le bolomètre et les thermopiles. Alors qu'est réalisé assez tôt l'avantage lié au refroidissement des bolomètres (^4He est liquéfié en 1908), les performances des détecteurs refroidis sont encore limitées en 1950 par des bruits d'origine électronique. Le développement très rapide des semi-conducteurs après la découverte du transistor (1948), vient révolutionner la spectroscopie IR. Les photoconducteurs (détecteurs quantiques) supplantent d'emblée les détecteurs thermiques dans l'IR proche. Parallèlement, la maîtrise des nouveaux thermistors à semi-conducteurs dopés permet à F. Low de proposer dès 1961 un bolomètre à 2.5 K aux limites proches des limites thermodynamiques [3.2]. Les années 1960-1990 sont marquées par une amélioration spectaculaire des NEP (Noise Equivalent Power) des deux types de détecteurs (de 10^{-12} $\text{WHz}^{-1/2}$ à 10^{-17} $\text{WHz}^{-1/2}$) ; un élargissement du domaine d'ondes submillimétriques (λ seuil ~ 200 μ pour Ge : Ga sous pression en 1991), au-delà desquelles les bolomètres refroidis règnent sans concurrents jusqu'aux radiofréquences. Cette évolution des photoconducteurs vers des gaps de plus en plus bas, va de pair avec un refroidissement du détecteur (pour la réduction de la génération thermique des porteurs) et la maîtrise de technologies de plus en plus complexes, de sorte qu'en définitive, la mise en oeuvre de bolomètres à ces longueurs d'onde peut être plus aisée.

Les bolomètres, appliqués à la radioastronomie dans le domaine submm, largement inexploré, ont des possibilités uniques : le bolomètre étant un récepteur quadratique de flux (il mesure une énergie) échappe aux contraintes de cohérence qui limitent l'étendue de faisceau

des radiotélescopes à $S\Omega|_{\text{radiotélescopes}} \approx \lambda^2$, ce qui devrait réduire les temps d'observation. Des montages à étendue de faisceau élevée deviennent ainsi réalisables, à condition d'employer des bolomètres de fort diamètre ($S\Omega|_{\text{bolomètres}} \approx \frac{\pi}{2} S_{\text{détecteur}}$). Il faut donc s'attendre à un renouveau de la technologie bolométrique aux longueurs d'onde submm et à des échanges de plus en plus nombreux avec des expériences utilisant des bolomètres massifs - ce qui est devenu une nécessité en raison du diamètre important recherché - comme celle que nous proposons pour la détection de la matière noire.

SPECTROMETRIE NUCLEAIRE ...

Les méthodes calorimétriques ont accompagné le développement de la physique nucléaire depuis la découverte de la radioactivité. Ainsi, la mesure de l'énergie moyenne libérée au cours de la désintégration β de ^{210}Bi (389 keV), confrontée à l'énergie maximale des électrons relevée par un spectromètre magnétique (1.16 MeV) conduit Pauli à postuler l'existence du neutrino en 1930. F. Simon est, en 1935, le premier à attirer l'attention sur le gain en sensibilité à attendre de la microcalorimétrie aux basses températures, où les chaleurs spécifiques des matériaux sont plus faibles [3.3]. Mais il faudra attendre les années 1980, une fois révélées les limites intrinsèques des détecteurs à ionisation, pour voir apparaître les premières propositions d'utilisation de bolomètres refroidis à $T \leq 4$ K pour la spectrométrie nucléaire. Ce renouveau est à mettre au crédit de spectroscopistes IR, réalisant, au cours d'expériences en avion, la possibilité d'utiliser ces détecteurs en mode "comptage", alors qu'ils étaient soumis à un flux intense de rayons cosmiques.

BASSES TEMPERATURES.

Les réfrigérateurs à dilution, disponibles sur le marché depuis peu, ne sont plus cantonnés aux seuls laboratoires de recherche en physique du solide. Ainsi, c'est une équipe

d'astrophysiciens travaillant dans la spectroscopie IR qui a pris, en France, l'initiative d'une proposition de détection de la matière sombre par des bolomètres massifs refroidis. Par bien des aspects techniques, cette expérience relève pourtant de la physique nucléaire.

3.2. DESCRIPTION FONCTIONNELLE.

Le bolomètre (fig. 3.2) peut être défini comme l'association de deux éléments :

- Une cible ou absorbeur (A), dont la fonction est l'absorption d'une fraction η de l'énergie E d'une particule incidente, et la conversion en agitation thermique, ΔT .
- Un thermomètre (Th) pour la mesure de température T de la cible.

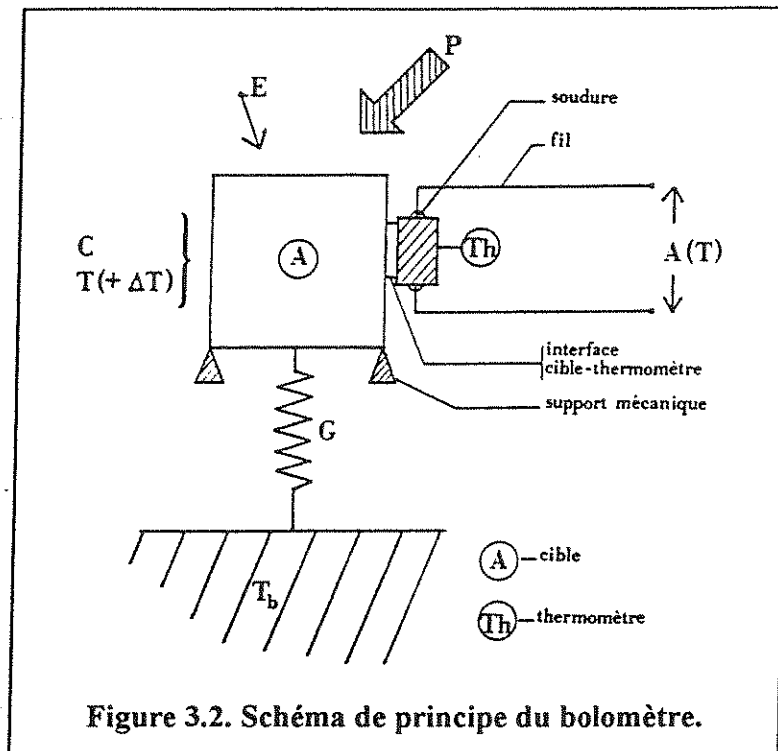
Le thermomètre est l'élément sensible d'un montage électrique, dont il module une des caractéristiques (courant, tension, charge, ...) au point de fonctionnement.

L'ensemble est couplé à un bain froid à la température T_{bain} par l'intermédiaire d'un lien (fuite) thermique de conductance G .

Dans l'hypothèse du bolomètre isotherme que nous venons implicitement de faire dans cette description, les gradients thermiques sont concentrés dans le seul lien thermique. En régime stationnaire, le monde extérieur dissipe une puissance P dans le bolomètre, dont la température s'élève au-dessus de celle du bain.

La fuite thermique G assure les échanges de chaleur et doit être calculée pour :

- refroidir l'ensemble au point de fonctionnement souhaité par le biais d'une relation entre P , T et T_{bain} ,
- évacuer la chaleur lors d'une interaction dans un temps compatible avec la mesure de ΔT .



3.3. BASSES TEMPERATURES :

Le facteur T résoud les problèmes de masse et de sensibilité.

Pourquoi refroidir ? Supposons, pour plus de simplicité, le bolomètre isolé ($G = 0$ et $P = 0$).

Soit $A(T)$ le signal délivré par le thermomètre en réponse à une particule incidente d'énergie E . Nous cherchons à optimiser la réponse du bolomètre, c'est-à-dire l'excursion relative de A :

$$\Delta T \left(\frac{d \ln A}{dT} \right) \quad (1)$$

ou encore :

$$\frac{1}{C_p(T)} \left(\frac{d \ln A}{dT} \right) \quad (2)$$

En effet, $C_p(T)$, capacité calorifique du bolomètre à pression constante, est définie par :

$$C_p(T) = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_p \quad (3)$$

U étant l'énergie interne du bolomètre. La variation d'énergie interne ΔU lors de l'interaction est précisément :

$$\Delta U = \eta E \quad (4)$$

si η est l'efficacité du détecteur

d'où l'on tire :

$$\Delta T \approx \frac{\eta E}{C_p(T)} \quad (5)$$

en première approximation ($\eta E \ll U$, c'est-à-dire aux faibles dépôts d'énergie).

On peut chercher à optimiser le produit (2) en s'intéressant à chacun des membres séparément. Cette approche est justifiée dans le cadre du *bolomètre composite* [3.5], pour lequel les fonctions respectives de la cible et du thermomètre sont relativement bien séparées.

Nous sommes certains de trouver les plus faibles chaleurs spécifiques aux plus basses températures (qq mK en continu pour un réfrigérateur à dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$) : l'énoncé suivant du troisième principe de la thermodynamique (Nernst-Planck) :

$$\lim_{T \rightarrow 0} S(T) = \lim_{T \rightarrow 0} \int_0^T \frac{C_p(T)}{T} dT = 0 \quad (6)$$

dans une transformation imaginaire réversible à pression constante vers le zéro absolu, nous enseignent en effet que :

$$C_p(T) \rightarrow 0 \text{ lorsque } T \rightarrow 0 \quad (7)$$

indépendamment du matériau considéré.

On dénombre de la même façon que :

$$C_v(T) \rightarrow 0 \text{ lorsque } T \rightarrow 0 \quad (8)$$

C_V , chaleur spécifique à volume constant est la quantité calculée par tous les modèles, bien que nous travaillions généralement à P constante. Nous nous assurons ci-après que nous pouvons les confondre.

La relation de Nernst-Lindeman

$$C_P - C_V = A \cdot C_P^2 \cdot T \quad (9)$$

dans laquelle A est une constante du matériau (la mesure donne, pour Cu, $A = 3.68 \cdot 10^{-6}$ moles J^{-1} à 1000 K et $A = 3.67 \cdot 10^{-6}$ moles J^{-1} à 100 K [3.6]), est vérifiée expérimentalement. Conjugée aux limites précédentes, elle implique l'identité asymptotique de C_P et C_V :

$$\lim_{T \rightarrow 0} \frac{C_P(T)}{C_V(T)} = 1 \quad (10)$$

aux basses températures, nous permettant ainsi de les confondre et de supprimer dorénavant les indices.

Le thermomètre est en général un solide au voisinage d'une transition de phase. La largeur de la transition au point de fonctionnement détermine sa sensibilité : la pente logarithmique des thermomètres supraconducteurs est de ce point de vue la plus intéressante, mais leur technologie est élaborée. D'un autre côté, les semi-conducteurs dopés proches de la transition Métal-Isolant très largement utilisés ont une pente $\alpha = d \ln R / d \ln T$ de l'ordre de 4 à 10. Le gain à attendre est plus important dans le terme en $C_{(T)}$ où, dans le meilleur des cas, $C(T) \propto T^3$. Dans la pratique, c'est ce paramètre qui a été privilégié, justifiant ainsi le recours aux basses températures. Nous avons négligé nombre d'aspects dans cette discussion générale : en particulier, on cherchera à optimiser bien évidemment le rapport S/B du détecteur, plutôt que le signal seul. De même, les problèmes de thermalisation très sérieux aux basses températures n'ont pas été mentionnés et vont en général dégrader la sensibilité des thermomètres.

Pour ce qui nous concerne, l'utilisation de moyens cryogéniques trouve sa justification principale dans une idée très simple, à l'origine de notre étude : la capacité calorifique C (en

JK^{-1}) est, comme l'énergie interne, une grandeur additive, ce qui permet de définir une chaleur spécifique c (en $\text{JK}^{-1} \text{g}^{-1}$) par la relation fondamentale de la calorimétrie :

$$C(T) = mc(T) \quad (11)$$

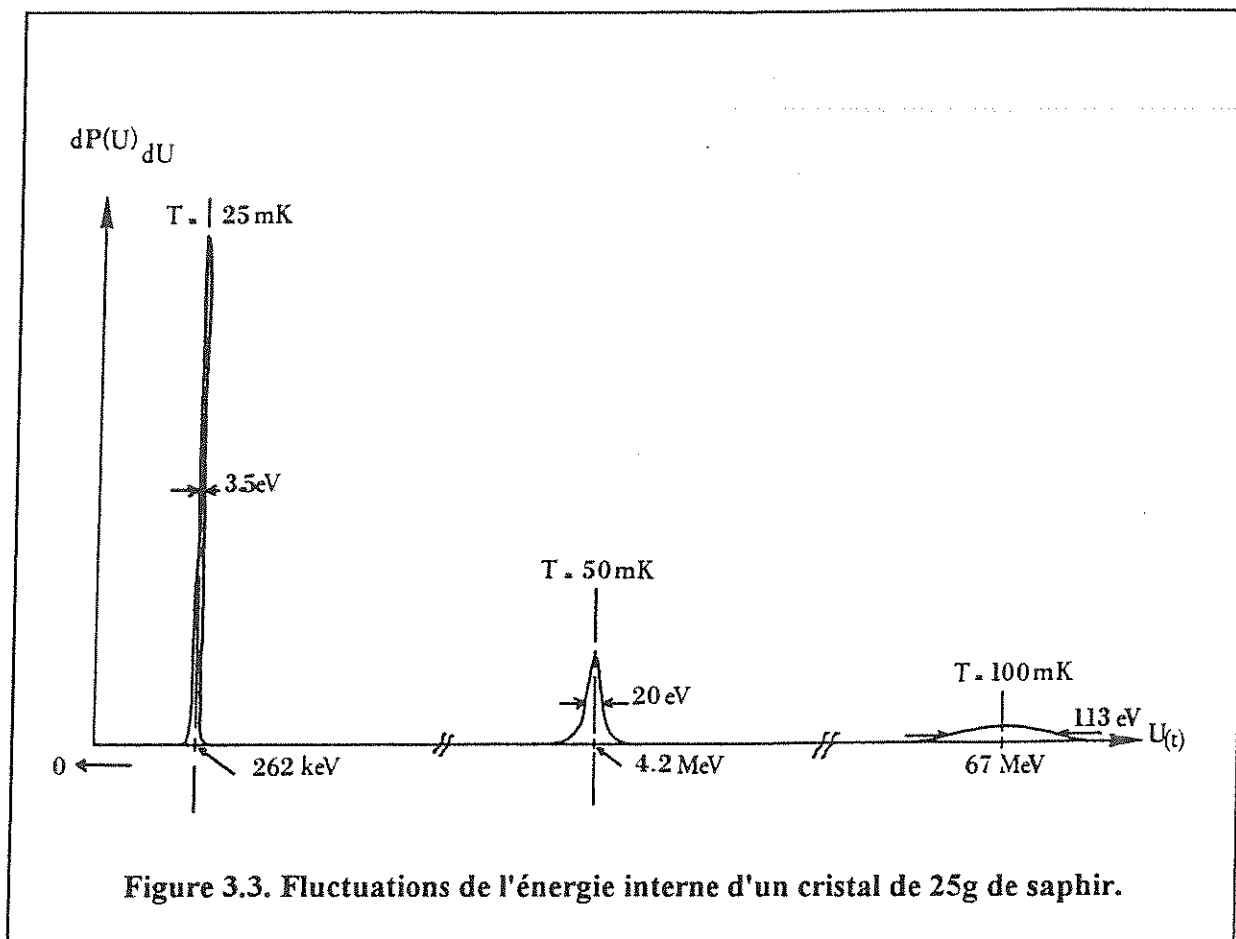
applicable à tous les matériaux entrant dans la composition du bolomètre \Rightarrow Les tailles imposantes des cibles requises par les détecteurs d'événements rares (WIMPS, désintégration β , ...) devraient pouvoir être compensées par la décroissance des chaleurs spécifiques aux basses températures.

3.4. RESOLUTION ULTIME.

L'énergie interne dont nous proposons de mesurer une variation n'est pas une constante. En l'absence d'interaction, elle oscille autour de sa valeur d'équilibre U avec une dispersion donnée par la thermodynamique statistique :

$$\Delta U_{\text{rms}} = \sqrt{kT^2 C} \quad (12)$$

Cette relation détermine le seuil ultime de détection auquel un bolomètre peut prétendre, le thermomètre étant considéré comme parfait. (sans bruit). L'avantage tiré d'un refroidissement est manifeste, comme en témoigne la figure 3.3 : elle représente la probabilité de trouver, à l'instant t , un cristal de 25g de saphir dans l'état d'énergie interne U en fonction de la température. A 25mK, l'énergie interne du cristal est définie à 3.5 eV (FWHM) près ! [On peut constater la faiblesse de l'énergie interne contenue dans le cristal à ces températures : elle peut poser des problèmes de non linéarité lorsqu'on enregistre des particules trop énergétiques (cf. Chap. 4, §4.2.6. Non linéarité).]



En raison de l'importance primordiale du seuil dans les expériences de détection de la matière noire (seuil faible = flux élevé), nous rappelons ci-dessous la démonstration de la relation (12) :

Le bolomètre, en contact thermique seul avec le réservoir, est décrit par la fonction de partition :

$$Z = \sum_k e^{\beta \varepsilon_k}$$

La sommation est étendue à tous les états possibles du système, quel que soit le facteur de dégénérescence des niveaux et $\beta = -\frac{1}{kT}$. Avec cette notation, l'énergie moyenne est :

$$\langle \varepsilon \rangle = U = \frac{\sum_k \varepsilon_k e^{\beta \varepsilon_k}}{Z} = \frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \beta}$$

et sa valeur quadratique moyenne est :

$$\langle \varepsilon^2 \rangle = \frac{\sum_k \varepsilon_k^2 e^{\beta \varepsilon_k}}{Z} = \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial \beta^2}$$

par définition :

$$\Delta U_{\text{rms}}^2 = \langle (\varepsilon - U)^2 \rangle = \langle \varepsilon^2 \rangle - U^2$$

soit

$$\Delta U_{\text{rms}}^2 = \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial \beta^2} - \frac{1}{Z^2} \left(\frac{\partial Z}{\partial \beta} \right)^2 = \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \beta} \right)$$

et

$$\Delta U_{\text{rms}}^2 = \frac{\partial U}{\partial \beta} = \left[\frac{\partial \beta}{\partial T} \right]^{-1} \cdot \frac{\partial U}{\partial T} = kT^2 C$$

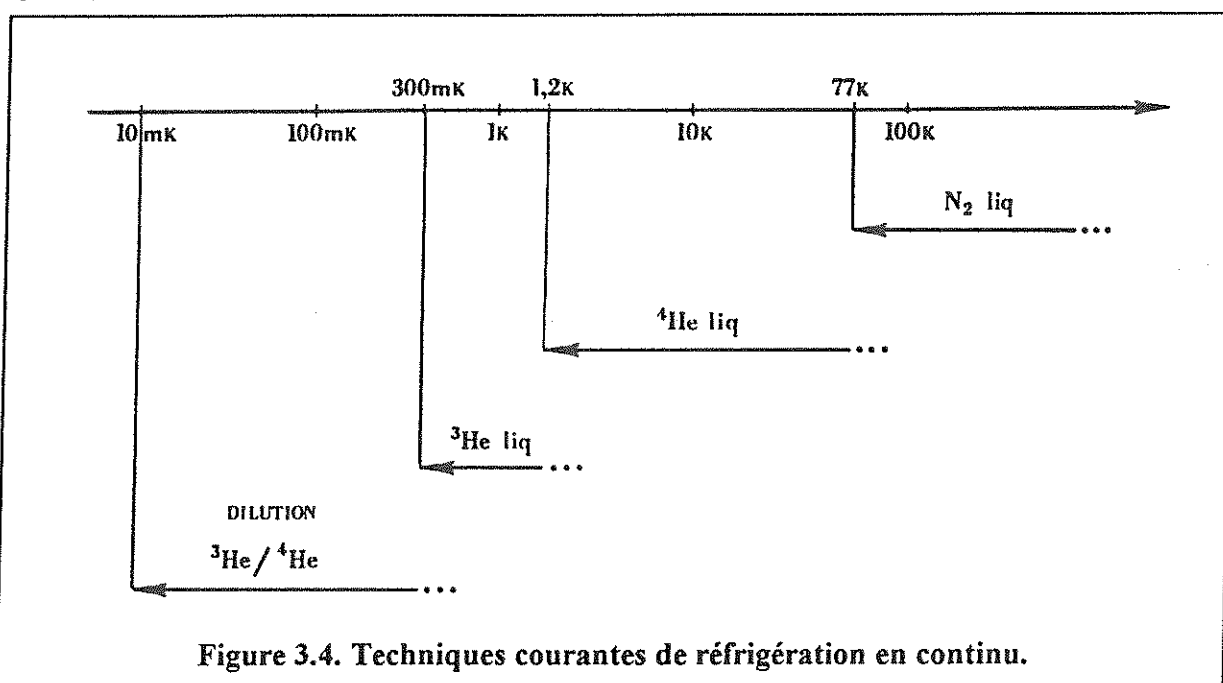
La possibilité laissée au système bolomètre + bain d'échanger de l'énergie est à l'origine de ces fluctuations lorsque l'équilibre thermique est réalisé (il ne s'agit pas de fluctuations de T !). Dans la pratique, le thermomètre et l'environnement extérieur ajoutent au seuil de détection leurs bruits propres de façon quadratique (sources incorrélées). A la température de fonctionnement du détecteur, l'écart relatif du seuil réel au seuil ultime "thermodynamique" est une mesure du degré d'avancement technologique et de la pertinence des choix faits dans la construction du bolomètre.

Nous venons donc de trouver de très bonnes raisons pour refroidir les bolomètres massifs dans le but que nous nous sommes fixé, en invoquant uniquement la thermodynamique des basses températures, sans aucune hypothèse sur la nature des matériaux. La limitation des températures normalement accessibles en laboratoire à $T \geq 10$ mk pour une réfrigération continue (fig. 3.4) va nous imposer une sélection rigoureuse de ces matériaux, qui fait l'objet

du paragraphe suivant. Ainsi, une détection à 5σ d'un événement de 100 eV dans une cible de 1 kg refroidie à 10 mK nous impose de trouver un matériau tel que :

$$5\sqrt{kT^2C} < 100\text{eV}, \text{ soit } c(10\text{ mK}) < 7.4 \cdot 10^{-12} \text{ JK}^{-1} \text{ g}^{-1}.$$

Nous avons vu (fig. 3.3) que les fluctuations d'énergie interne d'un cristal de 25g de saphir étaient de 3.5 eV FWHM à 25 mK. Nous en déduisons immédiatement les fluctuations d'énergie d'un cristal de 1kg à la même température, soit 9.4 eV rms. A 10mK, ce cristal est plus que suffisant.



3.5. CONSTRUCTION DES BOLOMETRES.

3.5.1. CAHIER DES CHARGES

Le bolomètre et son environnement immédiat forment un ensemble de matériaux en contact thermique plus ou moins étroit, qui se distinguent, selon la fonction qui leur est

attribuée, par leurs propriétés thermiques, mécaniques ou électriques. Les caractéristiques demandées aux différents éléments du détecteur (cf. fig. 3.2) sont rassemblées dans le tableau 3.1, qui peut être considéré comme une sorte de "cahier des charges" minimal de l'expérience de détection des WIMPS par un bolomètre massif. Il conviendrait en particulier de rajouter une colonne "radioactivité naturelle", avec l'exigence du plus faible niveau possible pour tous les matériaux proches de la cible.

Tableau 3.1. Cahier des charges des bolomètres massifs.

Bolomètres massifs	Masse	Chaleurs spécifiques	Conductivité thermique	Propriétés électriques	Propriétés mécaniques	Solutions possibles
Cible	massive	faible	bonne			Diélectriques Supraconducteurs $T \ll T_c$
Thermistor		faible	bonne	A(T)		Semiconducteurs dopés
Interface Cible-thermistor		faible	bonne	isolant	compensation des contraintes de dilatation	Colles epoxy de faible épaisseur
Lien thermique		faible	contrôlée			diélectriques, métaux sections contrôlées
Soudures		faible	bonne	conducteur		Soudures froides par pression
Fils			isolant	conducteur		Supraconducteurs, métaux à faible section
Support Mécanique			isolant		compensation des contraintes de dilatation	fils nylons, pointes métalliques + ressorts

3.5.2. PROPRIETES THERMIQUES DES SOLIDES AUX BASSES TEMPERATURES.

Une étude systématique du comportement des solides à basse température s'impose pour justifier des choix présentés dans la dernière colonne du tableau 3.1. Il faut d'abord reconnaître une différence de taille entre notre compréhension des chaleurs spécifiques (propriétés

statiques) et celle des conductivités thermiques (propriétés dynamiques) : alors que la plupart des matériaux ont reçu une description satisfaisante de leur chaleur spécifique, une fois dénombrés et identifiés les différents états d'énergie accessibles au système à l'équilibre thermodynamique, la description de la conductivité est sujette à beaucoup plus d'incertitudes, car elle nécessite un inventaire détaillé de tous les couplages possibles entre ces différents états. Ces couplages interviennent lors de la relaxation d'une population hors équilibre thermodynamique : en permettant de redistribuer la partition de l'énergie, ils sont la source des flux de chaleurs.

Cette constatation appliquée au bolomètre en mode de détection de particules est particulièrement gênante :

L'interaction d'une particule dans la cible est un phénomène transitoire, de durée très brève par rapport aux temps caractéristiques de propagation de la chaleur, avec, relâchée en quelques événements, une énergie considérable par rapport à l'énergie moyenne du milieu ($kT \sim 10^{-5}$ eV à 100 mK). Des états énergétiques d'ordinaire inaccessibles aux températures considérées sont peuplés et les couplages les plus complexes (invoquant l'interaction simultanée de plusieurs quanta) sont mis en jeu. Il faut renoncer à décrire de façon détaillée la relaxation vers l'équilibre de la cible dans les tous premiers instants et se contenter d'une approche plus simplifiée, macroscopique, de la réponse du détecteur. Dans l'hypothèse du bolomètre isotherme, la température de la cible est définie dès $t=0s$ (arrivée de la particule) et l'impasse est faite sur le "big-bang" cristallin. Les particules incidentes perdent leur énergie en quelques ps, alors que la chaleur met quelques μs pour se propager dans des cibles de quelques centimètres.

Nous entreprenons ci-après une description générale des propriétés des matériaux aux basses températures, nécessairement brève. Le lecteur intéressé est invité à consulter, pour plus d'informations, les ouvrages de Mac Clintock *et al.* [3.62], Pobell [3.61] et Kittel [3.14].

◆ CHALEURS SPECIFIQUES.

- *Isolants*

$$c(T) = c_{\text{rés}} = aT^3 \quad (13)$$

L'énergie interne est répartie entre les phonons, modes collectifs de vibration du réseau cristallin.

La loi en T^3 est décrite de façon satisfaisante par la théorie de Debye, qui sera exposée au § 3.5.3. Nous invitons le lecteur à s'y rendre avant de poursuivre cette lecture pour une description plus complète des phonons.

- *Métaux*

$$c(T) = c_{\text{rés}} + c_{\text{él}} = aT^3 + \gamma T \quad (14)$$

Aux températures qui nous intéressent, inférieures à 1K, le terme en T (contribution électronique) domine largement la composante des phonons (dès 7K pour le cuivre). Les électrons de la surface de Fermi, seuls à posséder des états proches vacants, participent seuls aux réarrangements de l'énergie interne et sont donc entièrement responsables de la chaleur spécifique.

- *Semiconducteurs intrinsèques :*

E_{gap} étant très supérieur à l'énergie moyenne d'agitation thermique kT , les électrons sont bloqués dans la bande de valence. On retrouve le comportement en T^3 des isolants (13).

- *Semiconducteurs dopés :*

La chaleur spécifique est dominée par les impuretés aux basses températures : dans les régimes de conduction par saut ("variable range hopping". Voir §4.2.1.) seul l'électron localisé sur une impureté peut céder ou emprunter une énergie très faible dans une transition vers un autre site par effet tunnel. Nous nous attendons donc à un comportement en $\gamma'T$, avec $\gamma' \ll \gamma$, où γ est le facteur de Sommerfeld d'un métal donné. La réalité est beaucoup plus complexe : le lecteur intéressé trouvera une description des problèmes soulevés dans le livre de Efros et Shklovskii [3.7], qui avancent une loi sans plus la détailler :

$$c(T) = c_{\text{rés}} + c_{\text{él}} = aT^3 + \frac{\gamma'T}{\left[\ln\left(\frac{\Delta}{kT}\right)\right]^2} \quad (15)$$

Le paramètre Δ , appelé "gap de Coulomb" est dû aux interactions répulsives entre les impuretés : son principal effet est de raréfier la densité des états au niveau de Fermi. Le dénombrement des états d'énergie accessibles au système nécessite la prise en compte d'interactions à plusieurs électrons, d'où résulte la complexité annoncée. Faute d'un modèle simple, une prévision du comportement de $c(T)$ est risquée: on peut cependant compter sur une décroissance plus rapide qu'une loi $c(T)=\gamma'T$, et extrapoler les données expérimentales obtenues à plus haute température.

- *Supraconducteurs :*

$T > T_c$, on retrouve le comportement des métaux (14):

$$c(T) = c_{\text{rés}} + c_{\text{él}_{\text{normal}}} = aT^3 + \gamma T$$

$T < T_c$, une discontinuité finie de la chaleur spécifique est observée à la transition suivie d'une décroissance exponentielle suffisamment loin de T_c :

$$c(T) = c_{\text{rés}} + c_{\text{él}_{\text{supra}}} = aT^3 + 8.5 \gamma T_c \exp\left(-1.44 \frac{T_c}{T}\right) \quad (16)$$

La décroissance exponentielle est l'indication d'un système à deux niveaux, séparés par un gap Δ , de l'ordre de kT_c à 0K. Les propriétés du gaz d'électrons sont bien décrites dans le cadre de la théorie BCS par le modèle d'un fluide à deux composants. Les coefficients numériques dans l'expression précédente de $c(T)$ empruntés à cette théorie diffèrent peu des valeurs expérimentales. Dans l'état fondamental, "supraconducteur", les électrons ordonnés en paires de Cooper ne participent pas à la chaleur spécifique, dont est seule responsable la fraction d'électrons restés dans l'état excité, "normal", et baptisés "quasi-particules". Le gap des supraconducteurs est en réalité une fonction lentement variable de T , (par rapport au facteur de Boltzman), avec les propriétés suivantes :

$$T \ll T_c, \quad \Delta(T) = \Delta = \Delta(0K) \sim 1.6 - 2.3 kT_c, \quad \text{est constant (voir Kittel [3.14] p. 328)}$$

$$0.5 T_c < T < T_c, \quad \Delta(T) \approx 3.1 kT_c \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{1/2}$$

Ainsi le gap, nul à $T = T_c$, est-il de l'ordre de quelques meV à $T \ll T_c$, et peut descendre au μeV pour les supraconducteurs à faible T_c comme le tungstène ($T_c(\text{W}) \approx 16\text{mK}$). La palette des matériaux à faible chaleur spécifique s'enrichit donc des supraconducteurs refroidis à très basse température ($T \ll T_c$).

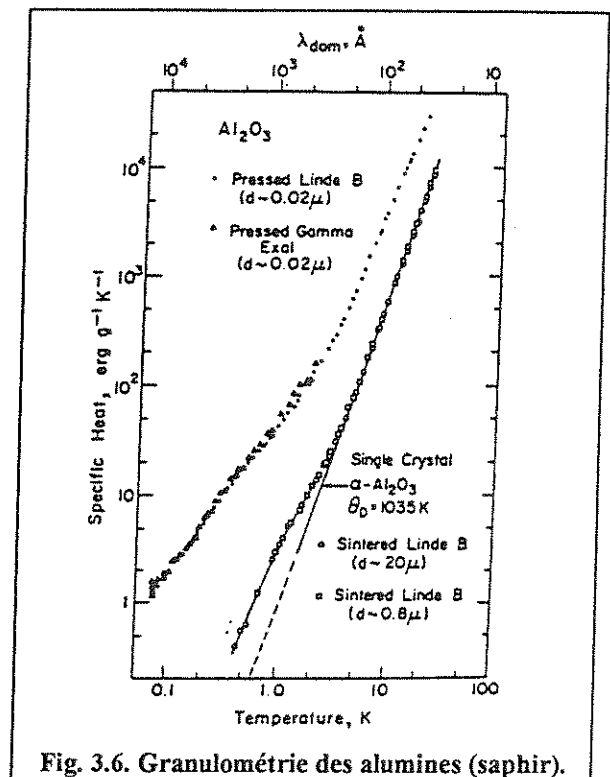
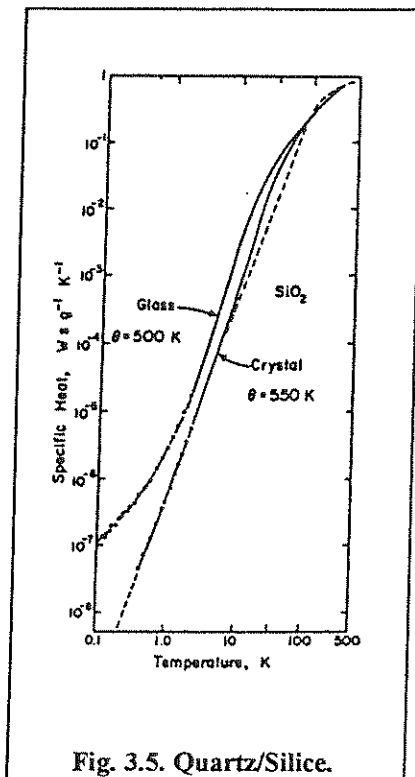
- Solides amorphes : polycristaux, verres, colles...

Les propriétés des solides désordonnés aux basses températures sont rappelées par Philips [3.8]. Alors que les longueurs d'onde dominantes associées aux phonons, comparables à la taille des échantillons, laissent espérer une certaine insensibilité des propriétés thermiques à la structure cristalline, la chaleur spécifique des solides amorphes aux basses températures présente au contraire une "anomalie" et s'écarte notablement de la loi en T^3 du modèle de Debye :

$$c(T) = c_1 T + c_3 T^3 \quad (17)$$

Le terme en T est caractéristique du désordre cristallin et se retrouve aussi bien dans les verres où la dimension caractéristique du défaut est de l'ordre de la maille cristalline, que dans les polycristaux, caractérisés par leur granulométrie.

Les figures 3.5. et 3.6. d'après Philips [3.8] illustrent bien ce comportement :



Dans la figure 3.5. est représentée la chaleur spécifique de la silice SiO_2 sous sa forme vitreuse et sous sa forme cristalline (quartz). Le coefficient c_3 est toujours légèrement supérieur dans la forme amorphe, ce qui se traduit par une température de Debye apparente plus faible. Le terme en T du verre domine en dessous de 500mK : à 20mK, la chaleur spécifique du verre est environ mille fois celle du cristal !

L'influence de la granulométrie d'échantillons d'alumine (Al_2O_3) sur la chaleur spécifique est étudiée sur la figure 3.6. Les courbes supérieures représentent la chaleur spécifique de deux échantillons d'alumine frittée de mêmes caractéristiques (diamètre des grains $\approx 200 \text{ \AA}$), mais d'origine différente (Linde et Gamma). Le terme linéaire en T est comparable en grandeur aux mesures effectuées sur des matériaux vitreux. Un recuit à 1500°C d'un des

échantillons (\square), en faisant croître la taille des grains à $0.8\mu\text{m}$, permet de retrouver le comportement de la forme cristalline (saphir). Le surcroît de chaleur spécifique en dessous de 2K est compatible avec la présence d'impuretés magnétiques dans les proportions garanties par le fournisseur : un recuit à 1800°C (O) en faisant croître la taille des grains à $20\mu\text{m}$ ne montre plus d'amélioration de la chaleur spécifique.

D'après Philips [3.8], qui présente les différentes théories en 1981, il n'existe pas encore actuellement de théorie satisfaisante de la chaleur spécifique des solides amorphes aux basses températures, i.e du terme en T, même si de nombreux modèles ont été proposés : cette situation est en grande partie liée à l'ignorance qu'ont les expérimentateurs de l'état microscopique de leur échantillon, source de nombreux biais dans les mesures. Sans trop nous avancer, nous pouvons cependant attribuer le supplément de chaleur spécifique à l'apparition de nouveaux degrés de liberté dans les solides amorphes par rapport à leur équivalent cristallin : la souplesse des liaisons réticulaires permet en effet de nombreux réarrangements structurels du solide, associés à de nouvelles positions des atomes.

Ce paragraphe souligne les avantages des cibles monocristallines sur toutes les autres : leur chaleur spécifique est inférieure, à basse température, de plusieurs ordres de grandeur. Néanmoins, la construction de bolomètres à cible polycristalline peut se justifier : c'est le cas par exemple d'échantillons dont on souhaite mesurer la contamination radioactive par la méthode bolométrique. Alors que la cristallisation provoquerait irrémédiablement un raffinage du matériau étudié et ainsi une perte d'information sur le contenu en impuretés, le montage brut de la cible en bolomètre offre une technique puissante d'analyse non destructive d'un échantillon. Le prix à payer étant bien entendu le recours à de très basses températures. Nous ne sous-estimons pas les difficultés posées par les problèmes de calibration, mais l'équipe italienne a pu démontrer la faisabilité de telles mesures en utilisant comme cible un plomb sorti brut de la fonderie (sous presse).

Enfin, le constructeur de bolomètres aura tout intérêt à réduire autant que possible les quantités de colle employées dans son montage.

- Hélium II (superfluide).

Bien que l'hélium n'entre pas directement dans la composition des bolomètres, il a de fortes chances d'en mouiller les différentes parties dans les conditions opératoires normales. Le gaz d'échange du vide calorimètre des réfrigérateurs à dilution, utilisé dans la phase de refroidissement du système, est en effet souvent ^4He . Après pompage de ce gaz, la fraction résiduelle d'hélium est en majeure partie condensée en He II aux températures de fonctionnement du détecteur (à $T < T_\lambda = 2.18 \text{ K}$, ^4He est superfluide sous sa pression de vapeur saturante). A 100mK, la chaleur spécifique molaire de HeII est voisine de celle du cuivre ($\approx 7.10^{-5} \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$) et suit une loi en T^3 . Mais la présence d'hélium superfluide est plus gênante en raison de sa conductibilité thermique considérable qu'en raison de la capacité calorifique additionnelle qu'elle représente.

◆ CONDUCTIVITES THERMIQUES.

La conductivité thermique d'un matériau, κ (exprimée en $\text{W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$), caractérise sa capacité de restaurer un équilibre thermodynamique perturbé, par la mise en jeu de tous les mécanismes possibles de transfert d'énergie à sa disposition. Elle est définie en régime stationnaire par la loi de Fourier :

$$\dot{Q} = -\kappa A \frac{dT}{dx} \quad (18)$$

où \dot{Q} est le flux d'énergie par unité de temps traversant la surface A en réponse à un gradient de température constant dT/dx . Le calcul de la conductibilité κ commence par l'inventaire de tous les porteurs de l'énergie, qui sont essentiellement les électrons et les phonons. Les interactions de ces porteurs - entre eux, avec des impuretés ou lors de rencontres avec les surfaces de discontinuité des matériaux - sont autant de processus résistifs qui viennent

s'opposer au transfert efficace de l'énergie. L'énergie moyenne des électrons est de l'ordre de quelques eV (E_F) alors que l'énergie moyenne des phonons est de l'ordre du μeV (kT). Par analogie avec le calcul de la conductivité thermique des gaz (théorie cinétique ; [3.62] p 39),

$$\kappa(T) = \frac{1}{3} \sum_{p,q..} C_{p,q..} v_{p,q..} \ell_{p,q..} = \frac{1}{3} \sum_{p,q..} C_{p,q..} v_{p,q..}^2 \tau_{p,q..} \quad (19)$$

la somme étant étendue à tous les états possibles des porteurs, caractérisés par les paramètres $p,q..$ (vecteur d'onde, polarisation). Dans cette formule, $C_{p,q..}$ représente la contribution des porteurs ($p,q..$) à la chaleur spécifique volumique, $v_{p,q..}$ leur vitesse de groupe, $\ell_{p,q..}$ leur libre parcours moyen ; $\tau_{p,q..}$ représente le temps de relaxation de la population ($p,q..$) vers sa valeur à l'équilibre thermodynamique à la température T . La difficulté réside dans l'estimation de $\ell_{p,q..}$ (ou de $\tau_{p,q..}$). Dans l'hypothèse, souvent vérifiée, d'un groupe de porteurs dominant

$$\kappa(T) = \frac{1}{3} C v \ell \quad (20)$$

Aux très basses températures, de nombreuses simplifications apparaissent dans le calcul de κ , en raison notamment de la raréfaction des phonons.

- Métaux :

La conductivité thermique est dominée par la conduction des électrons. La différence des vitesses respectives des électrons et des phonons dans les métaux suffit à l'expliquer :

$$v_{\text{électrons}} = \text{cste} = v_{\text{Fermi}} \approx 10-100 \text{ cm}/\mu\text{s} \gg v_{\text{phonons}} = v_{\text{son}} = 0.3-0.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$$

Le libre parcours moyen est déterminé par les diffusions d'électrons par les impuretés du milieu à très basse T , dont la densité ρ_{imp} est indépendante de T ($\ell = \text{cste} \approx \rho_{\text{imp}}^{-1/3}$), et ainsi

$$\kappa(T) \sim T \quad (21)$$

- Isolants :

Les phonons assurent le transfert de l'énergie dans les isolants aux basses températures. Les interactions phonons-phonons par l'intermédiaire des termes anharmoniques des potentiels atomiques se font selon le processus N (Normal, par opposition au processus Umklapp, gelé à ces températures). Tout en permettant la redistribution de l'énergie entre excitations ayant des durées de vie différentes, ces interactions ne participent pas directement à la résistance thermique (Kittel, [3.14] p118.). En abaissant suffisamment la température, la longueur d'onde dominante des phonons augmente ($\lambda_{\text{phonon}} = \frac{h\nu_{\text{son}}}{kT} \approx 10\mu\text{m}$ pour Al_2O_3 à 50 mK), ainsi que la taille caractéristique des objets pouvant les diffuser : on observe d'abord une résistance thermique liée aux interactions des phonons avec les défauts ponctuels, puis avec les défauts étendus. Le libre parcours moyen des phonons ℓ augmente en conséquence (la distribution des défauts étant généralement une fonction décroissante de la taille). Lorsqu'il devient de l'ordre de la dimension caractéristique du matériau L , le "*régime de Casimir*" est atteint : les phonons n'interagissent plus qu'avec les parois de l'échantillon : la propagation de l'énergie par les phonons est alors *ballistique* par opposition à un régime de propagation *diffusif*. La longueur d'onde des phonons intervient fortement dans cette distinction : les phonons dominants, de faible énergie et de longueur d'onde élevée, ne sont pas diffusés au cours de leur trajectoire alors qu'il existe encore de nombreux mécanismes susceptibles de diffuser des phonons de plus haute énergie ($\gg kT$). L'état de surface de l'échantillon est caractérisé par des irrégularités de surface de taille a , géométriques (aspérités) ou physiques (dislocations) :

- Dans le cas de la *réflexion diffuse*, $\lambda_{\text{phonon}} \ll a$, la surface absorbe le phonon et le réémet avec une énergie différente. Le calcul de κ donne alors

$$\kappa(T) = \frac{1}{3} C_{v_{\text{son}}} L \propto T^3 \quad (22)$$

- Dans le cas de surfaces bien polies, $\lambda_{\text{phonon}} \gg a$, on assiste à la *réflexion spéculaire* : le phonon incident est réfléchi comme dans un miroir sans perdre son

énergie. Il en résulte une conductivité thermique plus élevée du matériau et $\kappa(T)$ suit une autre loi. Berman [3.9] rapporte une loi $\kappa(T) \propto T^{2.7}$ pour un échantillon de saphir poli. Le facteur 2.7 se traduit immédiatement en une variation du l.p.m $\ell \propto T^{-0.3}$ puisque $c(T)$ est donné par la loi de Debye : lorsque T diminue, λ_{phonon} augmente, la fraction de réflexion spéculaire augmente ainsi que le l.p.m. L'état de surface des isolants joue ainsi un rôle très important dans la transmission de la chaleur à basse température.

- *Semiconducteurs intrinsèques :*

On retrouve le comportement des diélectriques $\kappa(T) \propto T^3$.

- *Semiconducteurs dopés (Ge) :*

Aux concentrations en impuretés rencontrées dans les thermistors en Ge dopés près de la transition métal-isolant ($N_A \approx 10^{17} \text{cm}^{-3}$) la conduction thermique due aux électrons est négligeable devant celle due aux phonons. Pour s'en convaincre, il suffit d'appliquer naïvement aux thermistors que nous avons utilisés la loi de Wiedemann-Franz, qui relie les conductivités électriques et thermiques des métaux d'après (Kittel [3.14] p 152)

$$\frac{\kappa_{el}}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e} \right)^2 T = 2.45 \cdot 10^{-8} T \text{ W}\Omega\text{K}^{-1} \quad (23)$$

La conductivité thermique électronique d'un thermistor typique ($R=5\text{M}\Omega$ à 50mK, de dimensions $l=3\text{mm}$, $S=250\mu\text{m} \times 1.5\text{mm}$) est ainsi estimée à $\kappa_{el} \approx 10^{-14} \text{WK}^{-1}\text{cm}^{-1}$, valeur extrêmement faible en comparaison de la conductivité thermique des phonons. Cette dernière, par rapport à la valeur de "Casimir", est pourtant fortement réduite par les diffusions des phonons sur les électrons (ou trous) de conduction. Une extrapolation à 100mK d'un modèle, vérifié à 1K, de la conductivité thermique d'échantillons de Ge dopé n, montre une réduction d'un facteur 10, voire 100 de κ , ainsi qu'une loi $\kappa(T)$ dépendant de la nature de l'impureté

dopante [3.10]. Il faut souligner l'absence de données à ces températures et les difficultés de modélisation liées à la structure complexe des bandes du germanium. L'expérimentateur devra généralement déterminer lui-même la loi $\kappa(T)$ pour ses échantillons. Nous retiendrons seulement que la conductivité thermique des thermistors en Ge est mauvaise aux basses températures, ce qui se traduira probablement par des gradients de température au sein du thermomètre.

- Supraconducteurs : $T > T_c$

On retrouve la conductivité des métaux $\kappa(T) \propto T$.

$T \ll T_c$

En dehors des phonons, la conductivité thermique est assurée par la fraction des électrons restés dans l'état normal. Lorsque $T \ll T_c$, cette fraction s'évanouit exponentiellement et l'on retrouve la conductivité des phonons $\kappa(T) \propto T^3$. La différence très importante de conductivité thermique des supraconducteurs au passage de la transition est appliquée dans les interrupteurs thermiques.

- Hélium superfluide HeII.

La conductivité thermique de ^4He superfluide est une des propriétés les plus spectaculaires de l'hélium : théoriquement infinie, elle est pratiquement de l'ordre de celle des métaux à 100 mK avec

$$\kappa(T) \approx 20dT^3 \text{ WK}^{-1}\text{cm}^{-1} \quad (24)$$

où d est la dimension caractéristique du volume considéré en cm. La présence d'un film superfluide sur le bolomètre est à éviter à tout prix car un tel film ne manquera pas de court-

circuiter thermiquement les différents éléments du bolomètre (et en particulier la fuite thermique G).

- Solides amorphes :

On se reportera à l'ouvrage de Philips [3.8]. La conductivité des solides désordonnés aux très basses températures est attribuée aux phonons du milieu considéré, diffusés par des excitations encore non identifiées, "localisées", i.e ne concourant pas au transport de l'énergie. Phénoménologiquement, elle suit une loi

$$\kappa(T) \propto T^2 \quad (25)$$

et expérimentalement se révèle inférieure à la conductivité de la forme cristalline (si cette dernière existe) et faible en valeur absolue. Des mesures réalisées à 100mK sur une alumine frittée ont révélé une conductivité thermique plus faible que celle du saphir de deux ordres de grandeur [3.11].

Le nylon, utilisé dans nos montages, est ainsi un des meilleurs isolants thermiques.

◆ RESISTANCE DE KAPITZA

Le bolomètre composite présente par construction des interfaces entre matériaux distincts, lesquelles opposent aux transferts de chaleur une résistance de contact thermique R_K , dite de "Kapitza". La compréhension, encore incomplète, de la résistance de Kapitza est de première importance dans les techniques cryogéniques : de nombreuses études ont été effectuées sur les interfaces des solides avec l'hélium sous toutes ses formes - par exemple, pour la conception des échangeurs discrets de température des réfrigérateurs à dilution. Par contre, il n'existe pas (ou peu) de données sur les résistances de contacts isolants-isolants qui

nous intéressent. Il apparaît de part et d'autre de la surface de contact, d'aire A , une discontinuité de température ΔT :

$$\dot{Q} = \frac{\Delta T}{R_K} = \frac{A}{r_K} \Delta T \quad (26)$$

r_K étant la résistivité de Kapitza associée. On pourra évidemment diminuer les effets de la résistance de Kapitza en augmentant l'aire des surfaces en regard, tout en cherchant à ne pas trop augmenter la chaleur spécifique. La transmission de l'énergie est assurée par les transferts entre porteurs, électrons et phonons, des deux côtés de la paroi. Le mécanisme le plus efficace privilégiant les échanges entre porteurs de même nature. Dans le cas des bolomètres, l'un des matériaux au moins n'est pas un métal, ce qui restreint l'étude des mécanismes à celui du transfert par les phonons. Un modèle (trop) simple transforme dans ce dernier cas le calcul de r_K en un calcul d'accord acoustique analogue au calcul des coefficients de Fresnel en optique :

le facteur de transmission est donné par $\tau = \left(\frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2} \right)^2$ (Mc Clintock *et al*, [3.62] p. 54), où

$Z = \rho v_{\text{son}}$ est l'impédance acoustique du milieu considéré. La température intervient dans le calcul de r_K à travers la densité d'énergie des phonons (en T^4) et une différenciation (bilan des phonons qui entrent et sortent de l'interface) qui fait apparaître le terme ΔT , et finalement $r_K \propto \frac{1}{T^3}$ (Pobell, [3.61] p. 73-80). Malgré le désaccord fréquent entre le calcul de R_K et la

mesure - la résistance réelle est moindre en raison de l'oubli de mécanismes de transfert de l'énergie -, la loi en T^{-3} est bien observée sur des systèmes comme Cu-colle par exemple. Lounasmaa [3.12] donne ainsi $r_K(\text{Cu} - \text{colle}) \approx 8.10^{-4} T^{-3} \text{ Km}^2 \text{ W}^{-1}$. Faute de données, nous pouvons adopter cette valeur pour le système Saphir-colle : dans les deux cas les phonons assurent le transfert de l'énergie à l'interface. Considérant une puissance typique dissipée dans un bolomètre $P = \dot{Q} = 5.10^{-11} \text{ W}$ et une surface de collage de 2mm^2 , la résistance de Kapitza se traduit à 50mK par une différence de température à l'interface de l'ordre de 0.16 mK, i.e encore négligeable devant T . Dans le trajet du thermistor, au bain thermique nous comptons en série au moins quatre résistances de Kapitza solide-colle, c'est-à-dire une différence de

température thermistor-bain de l'ordre du mK. On conçoit cependant que les problèmes de thermalisation aux interfaces vont prendre de plus en plus d'importance à mesure que T diminue et que les phonons se font de plus en plus rares.

◆ *ET DIFFUSIVITE THERMIQUE... :*

Dans la mesure où l'énergie n'est pas transférée balistiquement, les deux propriétés thermiques, chaleur spécifique et conductivité thermique dont nous venons de préciser les formes prises aux basses températures sont réunies par leur rapport dans la diffusivité thermique \mathcal{D} (exprimée en m^2s^{-1}) :

$$\mathcal{D} = \frac{\kappa}{C} \quad \left(= \frac{1}{3} v_{\text{son}} \ell \right) \quad (27)$$

\mathcal{D} est impliquée dans l'équation de diffusion de la chaleur $\frac{\partial T}{\partial t} = \mathcal{D} \nabla^2 T$, et C est la chaleur spécifique volumique du matériau. \mathcal{D} représente la facilité avec laquelle le matériau va pouvoir évacuer le réservoir d'énergie C par l'intermédiaire du lien κ . Dans un régime transitoire diffusif, qui peut caractériser les bolomètres en détection de particules, \mathcal{D} est la constante thermodynamique la plus appropriée. La diffusivité est relativement insensible aux variations de température, sa dépendance en T étant gouvernée par les seules variations du l.p.m avec T, caractérisées généralement par une loi faible en puissance de T. Cette remarque à son importance pour les bolomètres puisqu'elle leur confère ainsi a priori une dynamique large en température. La constante de temps de thermalisation d'un échantillon de taille caractéristique L est dimensionnellement $\tau_{\text{th}} \approx \frac{L^2}{\mathcal{D}}$.

3.5.3. SOLUTION RETENUE : LE BOLOMETRE A CIBLE DIELECTRIQUE ET THERMISTOR DOPE.

La revue rapide que nous venons de faire des propriétés thermiques des matériaux aux très basses T (< 100 mK) nous permet de justifier les propositions faites dans la dernière colonne du tableau 3.1 :

Pour compenser la faiblesse du taux d'événements attendu et ainsi la nécessité de disposer de masse importante pour la cible, le choix d'un isolant ou d'un supraconducteur loin de T_c s'impose pour réduire la chaleur spécifique au minimum. Si ce dernier critère est prépondérant, on préférera les isolants aux supraconducteurs qui présentent des températures de Debye plus faibles. La conductivité thermique de la cible est alors fonction de sa dimension caractéristique (L , régime de Casimir), ce qui lui confère des constantes de temps de thermalisation supérieures à la μs (L/v_{son}). Les bolomètres massifs refroidis sont donc par construction des **détecteurs lents** en comparaison des détecteurs traditionnels de la physique nucléaire (ns), leur temps de réponse est limité par la faiblesse de la vitesse de son dans les matériaux (≤ 10 km/s). Cette caractéristique qui ne devrait pas gêner un détecteur utilisé pour la recherche d'événements rares sera pourtant une limitation sérieuse tant que le bruit de fond n'aura pas été réduit, que le détecteur travaille au plus près de son seuil de détection (Matière Noire) avec un taux de comptage élevé, ou loin de ce dernier ($\beta\beta_{0\nu}$) en raison des coïncidences avec les événements du fond (empilements). La constante de temps intégrale du détecteur pourra éventuellement être allongée en jouant sur la fuite thermique dans le cas d'une thermalisation incomplète des porteurs (phonons ou quasi-particules) : à ce propos, une attention toute particulière devra être portée aux états de surface qui jouent un rôle important dans le maintien des populations hors-équilibre de phonons.

Le thermomètre des bolomètres que nous avons utilisés est un semiconducteur dopé (thermistor) : la maîtrise de cette technologie par le groupe de l'IAS aux températures plus élevées a été la raison principale de ce choix. La taille optimale du thermistor par rapport à

celle du cristal est encore une question controversée : la mesure de l'énergie se faisant dans le thermomètre, il y a tout intérêt à faire en sorte que la majeure partie de l'énergie y réside après l'interaction, ce qui conduit vers des thermistors de grande capacité calorifique par rapport à la cible, contrairement à notre première intuition. Cette taille sera cependant limitée par la nécessité que nous avons déjà de disposer d'une cible massive. Dans l'hypothèse d'un thermistor de forte C, il en résulterait une élévation de température trop faible. Il existe ainsi pour chaque configuration cible-thermomètre un rapport optimal des capacités respectives qui minimise la résolution ultime du détecteur pour une taille de cible donnée. A. Benoit a développé ce point dans son cours de formation [3.13], en montrant que la présence du thermomètre dégrade la résolution attendue des seules fluctuations de l'énergie interne selon

$$\Delta E_{\text{rms}}^2 = kC_{\text{cible}}T^2 y_{\alpha}(x), \text{ avec } y_{\alpha}(x) = \frac{(1+x)(1+x(1-\alpha))}{\alpha x} \quad (28)$$

x est le rapport des capacités calorifiques $C_{\text{th}}/C_{\text{cible}}$, α représente la fraction mesurable de l'énergie du thermomètre et $y_{\alpha}(x)$ est une fonction ≥ 1 . Les courbes $y_{\alpha}(x)$ présentent un minimum en

$$\left(x = \frac{1}{\sqrt{1-\alpha}}; y = \frac{(1+\sqrt{1-\alpha})^2}{\alpha}\right) \quad (29)$$

dont on peut noter la convergence rapide vers $x=1$ à mesure que la qualité du thermomètre se dégrade ($\alpha \rightarrow 0$), et en tirer la conclusion suivante : dans le cas général d'un thermomètre "imparfait" ($\alpha < 1$), la résolution optimale en énergie du bolomètre est obtenue pour une capacité calorifique du thermomètre du même ordre de grandeur que celle de la cible. Nous rejoignons ainsi par un chemin différent une considération avancée par Noël Coron (cf. Publications, Article A), qui nous a amenés à la construction de bolomètres massifs satisfaisant $C_{\text{cible}}=C_{\text{th}}$ à la température de travail du détecteur. Le thermistor dopé Ge-NTD que nous avons utilisé avec un cristal de 25g de saphir présente une capacité calorifique comparable à celle de la cible à 55mK. Le comportement très différent des chaleurs spécifiques de la cible ($\propto T^3$) et du thermistor ($\propto T$) nous pousse aux limites de notre technologie à très basse

température. En passant de 55mK à 15mK par exemple, le volume du thermistor accompagnant le cristal de saphir devra être réduit d'un facteur 5 pour assurer $C_{\text{cible}}=C_{\text{th}}$. Si nous cherchons à conserver, voire agrandir, la surface de collage pour compenser la résistivité de Kapitza, cela signifie une réduction de l'épaisseur du thermistor du même facteur qui passerait ainsi à 50 μm , hors d'atteinte des techniques de découpe que nous avons utilisées jusqu'à présent, et nécessitant l'usage des techniques épitaxiales de croissance cristalline.

La fuite thermique est une poutre de saphir de section calculée : le choix du saphir par rapport au cuivre se justifie par la nécessité de ne pas ajouter trop de capacité calorifique à l'ensemble thermomètre-cristal. Dans la mesure où la capacité calorifique est dominée par celle du cristal, l'utilisation du même matériau pour la fuite thermique confère de plus au détecteur une certaine insensibilité dynamique aux fluctuations de la température de base, avec une constante de temps de thermalisation

$$\tau_{\text{th}} \approx \frac{C_{\text{cible}}}{G_{\text{fuite}}} = \frac{V_{\text{cible}} c_{\text{cible}}(T)}{\frac{A}{L} \kappa_{\text{cible}}(T)} = \frac{V_{\text{cible}}}{\frac{A}{L} \times \frac{1}{3} v_{\text{son}} \ell} \quad (30)$$

indépendante de T. Dans cette formule, C_{cible} , V_{cible} , G_{fuite} , A , L , ℓ , c_{cible} , κ_{cible} , v_{son} représentent respectivement la capacité calorifique et le volume de la cible, la conductance thermique, la section, la longueur et le libre-parcours-moyen des phonons de la fuite thermique, la chaleur spécifique, la conductivité thermique et la vitesse du son du matériau commun à la cible et à la fuite.

Le support est réalisé par des fils en nylon - dont la conductivité thermique est une des plus faibles - qui sont tendus par des ressorts permettant de compenser les contraintes de dilatation lors du refroidissement du détecteur.

Les fils de mesure sont en matériau supraconducteur à la température de travail (In ou Pb par exemple) réalisant ainsi la triple contrainte faible c , faible κ et résistivité nulle.

Les contacts sur le thermistor sont effectués par pression à froid des fils sur les chants du thermistor après dépôt électrolytique et création d'une jonction p-p+ pour le contact ohmique.

Les interfaces entre les différents matériaux sont réalisées par une colle époxy dont l'épaisseur est réduite au minimum (quelque 20 μ m).

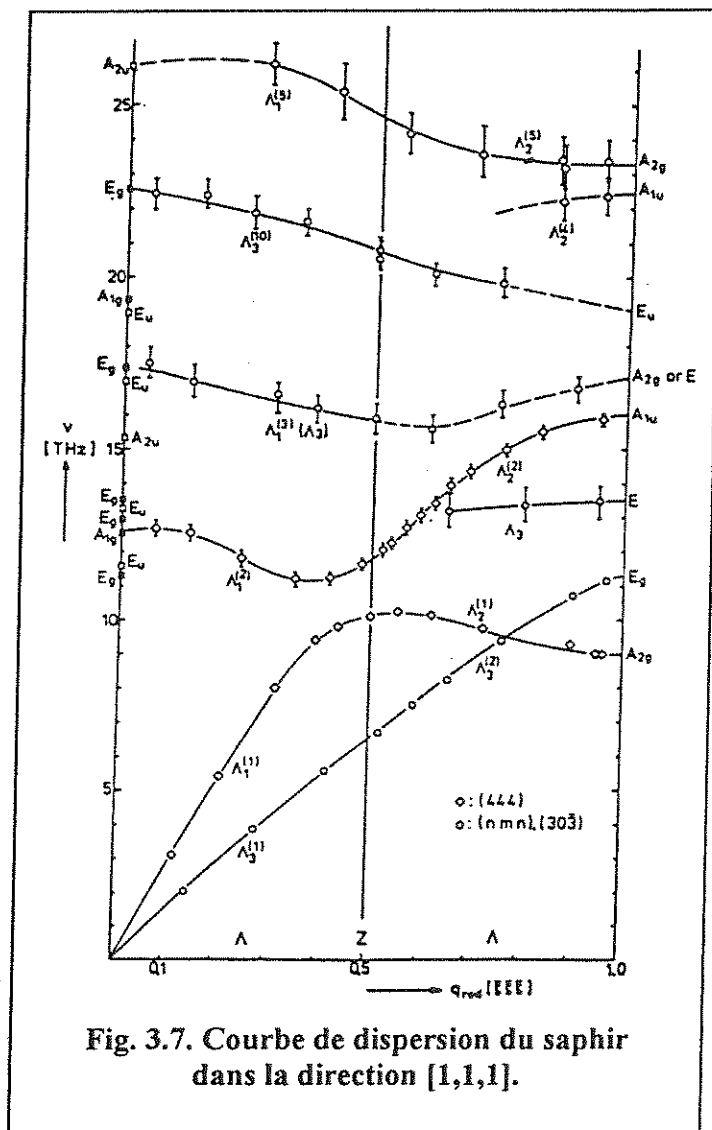
◆ *THEORIE DE DEBYE ET PHONONS.*

La représentation la plus instructive d'un isolant à très basse température est certainement celle qui le décrit comme un gaz de phonons. Nous rappelons brièvement les propriétés des phonons ci-dessous ; le lecteur en trouvera une description approfondie dans l'ouvrage de Kittel [3.14]. Les phonons, quanta d'énergie $\hbar\omega$, sont les modes de vibration collective du réseau cristallin : leur source réside dans les forces de rappel des atomes autour de leur position d'équilibre r_0 . Dans l'*approximation harmonique* qui s'applique tout particulièrement aux très basses températures, seuls les termes élastiques de rappel (en $(r-r_0)^2$) sont considérés et le cristal tout entier peut être considéré comme un ensemble d'oscillateurs harmoniques, auquel on peut appliquer les résultats de la mécanique quantique. Le cristal est le siège de la propagation d'ondes planes progressives (\vec{k}, ω) , dont le vecteur d'onde \vec{k} est défini dans la première zone de Brillouin du cristal, et dont l'énergie est quantifiée selon

$$E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega \quad (31)$$

Le degré n d'excitation du mode $\hbar\omega$, appelé *phonon*, est relié à l'amplitude des vibrations de l'onde. Les conditions de périodicité du réseau cristallin définissent la relation de dispersion $\omega(\vec{k})$, à partir de laquelle il devient possible d'analyser le comportement des phonons et toutes leurs interactions. Cette relation de dispersion est accessible à température ambiante par les expériences de *diffusion inélastique de neutron*. La figure 3.7. représente la courbe de

dispersion du saphir obtenue par cette technique dans la direction de l'axe de symétrie d'ordre 3 du cristal [1,1,1] d'après [3.15]. Les fréquences associées aux phonons dans le saphir s'étagent de 0 à 26 THz.



On remarquera la distinction entre les branches acoustiques, Λ_1 et Λ_3 , caractérisées par des mouvements en phase des atomes, seules accessibles aux basses énergies ($\nu \rightarrow 0$), et les branches optiques plus énergétiques car elles impliquent des déplacements relatifs des atomes entre eux. La vitesse de déplacement de l'énergie par l'onde est donnée par sa vitesse de groupe $v_g = \frac{d\omega}{dk}$, i.e la pente des courbes de dispersion. Aux fréquences acoustiques proprement dites

($v=\omega/2\pi\leq 20$ khz, limite de sensibilité de l'oreille humaine), seules les branches acoustiques sont peuplées dans leur partie linéaire (1 branche longitudinale (Λ_1) et 1 branche transversale (Λ_3) doublement dégénérée dans la direction $[1,1,1]$) et on retrouve la vitesse du son dans la pente à l'origine de la figure [dans le réseau réciproque du saphir, le vecteur $[1,1,1]$ a pour norme 1.452 \AA^{-1}]:

$$\text{pour le saphir} \begin{cases} V_L \approx 11.1 \text{ kms}^{-1} \text{ (soit } 1.11 \text{ cm}\mu\text{s}^{-1}) \\ V_T \approx 6.2 \text{ kms}^{-1} \text{ (soit } 0.62 \text{ cm}\mu\text{s}^{-1}) \end{cases} \quad (32)$$

Il est intéressant également de remarquer sur cette figure la difficulté qu'ont les phonons des branches optiques à transporter de l'énergie (v_g faible, en général) : il faudra attendre que les phonons de haute énergie créés lors du ralentissement d'une particule dans le cristal se désintègrent en phonons acoustiques pour observer dans le cristal un déplacement net de leur énergie. On trouvera une compilation des courbes de dispersion de nombreux isolants dans la réf. [3.16.].

On montre en mécanique quantique que les phonons sont des bosons (spin=0) qui répondent donc à la statistique de Bose-Einstein. Le degré de population moyen n du mode ω sous l'effet de l'agitation thermique est donné par

$$n = n(\omega) = \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (33)$$

Ainsi, à basse température, seuls les modes de basse fréquence sont raisonnablement peuplés (cf. fig 3.7; $v=\frac{kT}{h}$ est de l'ordre de 1 Ghz à 50mK et la longueur d'onde associée $\lambda = \frac{v_{\text{son}}}{\nu}$ est de l'ordre de quelque $10\mu\text{m}$; on est dans la partie basse des courbes de la figure 3.7, très près du point (0,0)). La difficulté principale dans le calcul des quantités thermodynamiques, comme l'énergie interne U , réside dans l'estimation de la distribution des modes $\mathcal{B}(\omega)$, définie comme la densité numérique de modes par unité de fréquence. $\mathcal{B}(\omega)$ est la dernière quantité qui nous manque pour calculer l'énergie interne. On aura une idée de cette distribution en découpant mentalement la fig. 3.7. en bandes de fréquences de longueur unité et en comptant la longueur des segments dans chaque bande : il est impossible d'en donner une expression analytique

simplifiée. Le calcul de Debye repose sur l'*approximation du continu* : aux très basses températures, nous l'avons vu, ne sont peuplés par agitation thermique que les modes acoustiques dans la partie linéaire des courbes (pas de dispersion) ; l'approximation en question suppose justement cette absence de dispersion, ce qui revient à considérer que les ondes acoustiques ne sentent pas la nature discontinue du milieu qui introduirait des déphasages entre elles. Cette approche est particulièrement valide aux très basses températures où λ dominant $>$ $>$ distances inter-atomiques. On peut montrer facilement avec Debye que

$$g(\omega) \propto \omega^2 \quad (34)$$

La condition de normalisation sur le nombre de modes acoustiques peuplés ($=3N$ si N est le nombre de mailles élémentaires du cristal, [3.62] pp 32-35) introduit une fréquence de coupure artificielle ω_D au-delà de laquelle, selon le modèle, il est impossible de trouver un phonon des branches **acoustiques** dans le cristal. La fréquence ω_D est associée à la température de Debye

$$\Theta_D = \frac{\hbar \omega_D}{k_B} \quad (35)$$

dont ce devrait être la véritable définition. En réalité, la définition conventionnelle la plus répandue de la température de Debye Θ_D fait intervenir le nombre total de degrés de liberté ($=3Np$, si p est le nombre d'atomes par maille élémentaire) que l'on retrouve dans la loi de Dulong et Petit aux hautes températures ($C_V = 3Npk_B$). C'est cette valeur que l'on trouvera tabulée le plus souvent. Elle permet en particulier d'ignorer le contenu atomique de la maille élémentaire et de comparer les chaleurs spécifiques de deux matériaux distincts à masse égale. En clair, on feint ainsi d'ignorer que les modes optiques ne sont pas excités aux très basses températures! La fréquence de coupure ν_D se calcule alors selon

$$h \nu_D = k_B \left(\Theta_{Dtab} \times p^{-1/3} \right) \quad (36)$$

Dans le cas du saphir Al_2O_3 ($\Theta_{Dtab} \approx 1035$ K, d'après [3.63]; $p=10$ car la maille élémentaire est double), on détermine ainsi $\nu_D \approx 10$ THz, qui représente bien l'ordre de grandeur des fréquences

maximales acoustiques que l'on peut relever sur la figure 3.7. Si nous devons adopter la définition "physique" de la température de Debye, nous trouverions $\Theta_D \approx 480$ K, ce qui relèguerait le saphir dans la liste des matériaux au comportement thermique moyen : le classement du saphir pour ses propriétés thermiques exceptionnelles est en réalité dû au contenu atomique important de la maille cristalline (seul 3 modes sur 30 sont excités à basse T !).

Le calcul se poursuit ensuite sans difficulté. L'énergie interne se calcule selon

$$U - U_0 = \int_0^{\omega_p} n(\omega) \hbar \omega g(\omega) d\omega \quad (37)$$

où U_0 représente l'énergie de point-zéro du cristal. Aux très basses T et aux fréquences élevées, $n(\omega)$ est évanouissant ce qui permet d'étendre la borne supérieure à $+\infty$, puis de calculer U. On obtient par dérivation /T la capacité calorifique du cristal. Ainsi

$$C(T) = AT^3 = \frac{12\pi^4}{5} Np k_B \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3, \quad T \ll \Theta_D \quad (38)$$

qui est la loi de Debye. Elle définit conventionnellement Θ_D , Np étant le nombre d'atomes total du cristal (cf. la discussion précédente), et

$$U(T) = \frac{A}{4} T^4 = \frac{9Np k_B T^4}{\Theta^3} \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx \quad (39)$$

après le changement de variable $x = \frac{\hbar \omega}{k_B T}$ et en prenant comme référence de l'énergie interne

l'énergie de point-zéro U_0 . On retrouve la forme de la loi de Stéfán pour les photons (corps noir). La distribution en énergie des phonons à l'équilibre thermodynamique $f(x) = \frac{x^3}{e^x - 1}$

admet un maximum en $x = 2.82144$. Ainsi la longueur d'onde des phonons dominants à la température T est-elle celle pour laquelle

$$\hbar \omega_{\text{dom}} = \frac{h \langle v_{\text{son}} \rangle}{\lambda_{\text{dom}}} \approx 2.82 k_B T \quad (40)$$

où $\langle v_{\text{son}} \rangle$ représente une moyenne appropriée de la vitesse du son sur les polarisations de la branche acoustique ([3.61] p.33):

$$\langle v_{\text{son}} \rangle = \left[\frac{1}{3} v_L^{-3} + \frac{2}{3} v_T^{-3} \right]^{-\frac{1}{3}} \quad (41)$$

Reprenant l'exemple du saphir à $T=55\text{mK}$, nous déterminons ainsi $\langle v_{\text{son}} \rangle \approx 7.1 \text{ km}^{-1}$, $\lambda_{\text{dom}} \approx 2.1 \mu\text{m}$, et $\hbar\omega_{\text{dom}} \approx 1.34 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$.

◆ *VARIETE DES CIBLES DISPONIBLES.*

L'avantage principal du bolomètre, outre son exceptionnelle sensibilité à basse température, est sa **versatilité**. Il est aujourd'hui possible de tirer des monocristaux à partir d'à **peu près tous les éléments de la classification périodique (A,Z)** : le lecteur intéressé consultera l'ouvrage de Pamplin [3.17] qui passe en revue toutes les méthodes disponibles de croissance cristalline.

Dans l'hypothèse d'un signal positif Matière-Noire, la possibilité de **changer le spin nucléaire** de la cible en sélectionnant un isotope stable est un élément très important pour la signature des particules incidentes. On retrouvera ainsi les métaux non supraconducteurs, dont la chaleur spécifique paraissait rédhibitoire, présents dans la formule d'oxydes, les électrons libres du métal pur étant à présent engagés dans des liaisons covalentes avec l'oxygène (exemple : CuO_2).

Pour les cristaux demandant encore un peu de temps avant de pouvoir être synthétisés à un prix abordable, comme le diamant C_d , nous pouvons encore nous adresser pour un temps au laboratoire tectonique Terre, sis dans les galeries de minéralogie, où nous trouverions certainement notre bonheur et de belles couleurs...

La possibilité pour une équipe impliquée dans une expérience de détection de la matière noire de s'adresser à une **banque de cristaux**, caractérisés par une grande pureté tant

radioactive que cristallographique, et conservés soigneusement dans les profondeurs des sites souterrains pour limiter les effets de la cosmogénèse, est un espoir que l'on peut nourrir.

La versatilité des bolomètres, que partageraient les chambres à ionisation mais avec une résolution bien plus pauvre, est un facteur unique dans l'histoire de la détection de particules, et leur confère des potentialités extraordinaires d'applications.

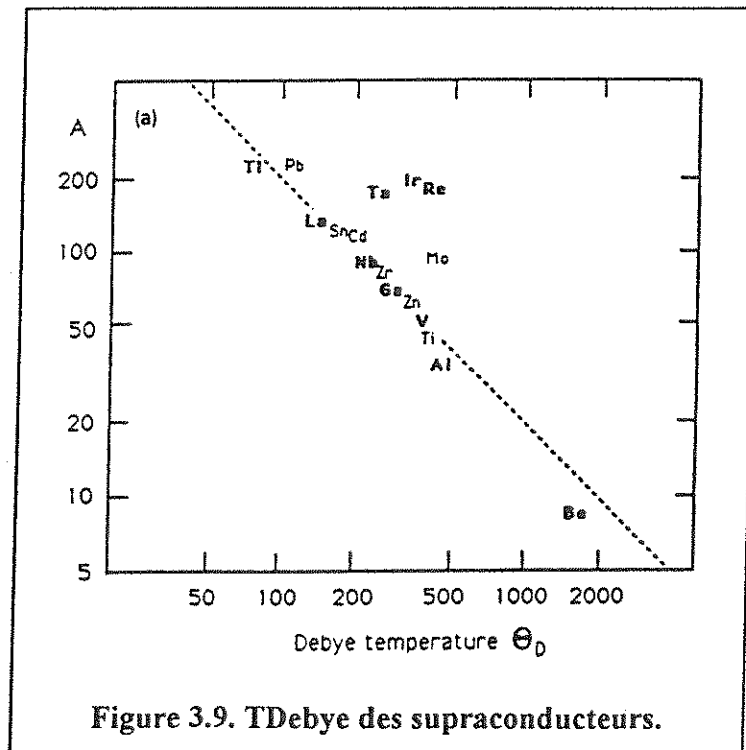
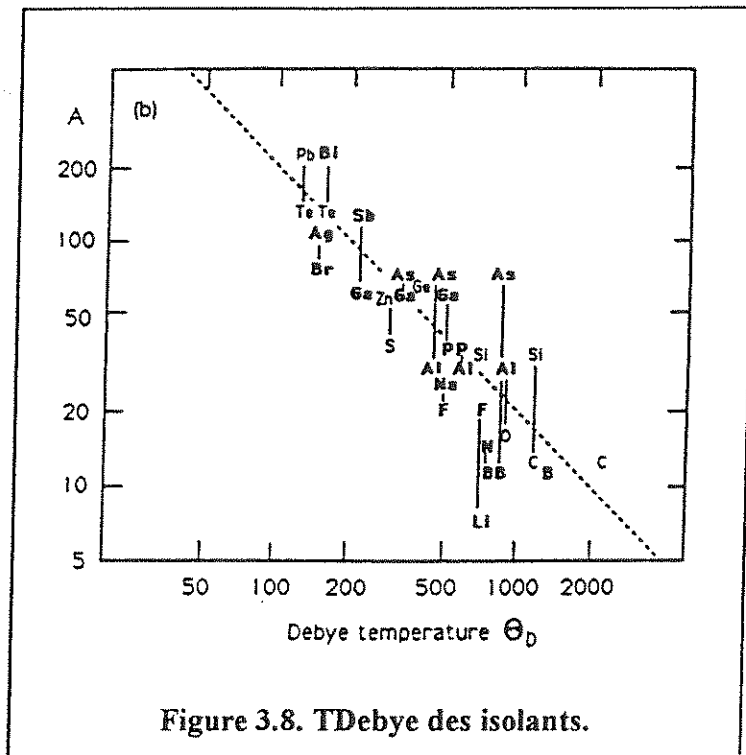
L'expérimentateur perfectionniste devra passer, pour l'expérience qu'il projette, par une étude sur la meilleure méthode de cristallisation, i.e. dans notre cas, celle qui induira dans le cristal la plus faible concentration en impuretés radioactives - privilégiant peut-être ainsi les techniques de croissance sans creuset - et le moins possible de défauts structurels.

Les isotopes de courte durée de vie pourraient être analysés *in situ* après activation neutronique d'un noyau-père plus stable de la cible?

Dans la famille des éléments difficilement cristallisables, nous comptons les gaz rares - solides à basse température, et pour certains, à forte pression (^3He à 34 bar, ^4He à 25 bar) - et l'hydrogène... Pour ce dernier, nous pouvons penser à un monocristal de glace, avec toutes les difficultés expérimentales que cela représente (faisabilité de la croissance, manipulation, collage du thermistor, Θ_D faible...) ; un tel bolomètre devrait également enregistrer avec une sensibilité sans précédent les traces d'éléments radioactifs dans l'eau sans recours à des procédés de concentration ?

Enfin, à titre d'exemple des réalisations récentes en croissance cristalline, soulignons la faisabilité de monocristaux de silicium de 150kg ou celle de fibres monocristallines de quelque $10\mu\text{m}$ de diamètre, de grande longueur et de très haute pureté structurelle (absence de dislocation) [3.18], ou encore la récente synthèse d'un diamant de 0.6g en ^{13}C pur [3.19] !...

Les températures de Debye de nombreux matériaux isolants ou supraconducteurs, rassemblées par Smith & Lewin [3.20] est représentée sur les figures 3.8. et 3.9.



Nous retrouvons sur ces figures la relation phénoménologique de Lindemann rappelée par Ziman [3.21].

$$\Theta_D \approx 190 \frac{\rho^{1/3} T_f^{1/2}}{A^{5/6}} \quad (42)$$

où ρ , T_f et A représentent respectivement la densité (en gcm^{-3}), la température de fusion en K, et le poids atomique moyen du corps considéré. De même, peut-on estimer l'importance de la température de Debye d'un matériau à sa dureté ou à la vitesse du son dans le milieu pour tenter une classification. Il n'est pas donc pas étonnant de trouver des abrasifs en tête des matériaux à forte Θ_D : diamant C_D (trépan, scies à fil, pick-up), carbures de bore (B_4C) et de Silicium (SiC) ou saphir (toile émeri, pick-up)...

La température critique trop basse du béryllium ($T_c=26\text{mK}$, Kittel [3.14] p. 320) nous interdit de profiter de sa faible chaleur spécifique de réseau ($\Theta_D=1440$ K) aux températures courantes de travail des réfrigérateurs à dilution. On notera la position du semiconducteur Si ($\Theta_D=645$ K) et celle, médiocre, de Ge, base de nos thermistors ($\Theta_D=374$ K).

Le saphir (noté ici Al-O) n'est pas à sa place dans ces courbes : sa température de Debye est en effet de 1035K, d'après [3.63].

Il n'existe pas de relation évidente entre le gap des isolants et leur température de Debye : ainsi le LiF, un des meilleurs isolants, est-il classé loin derrière le diamant Cd pour ses propriétés thermiques ($E_g(\text{LiF})=13.6$ eV $\gg E_g(\text{Cd})=5.5$ eV mais $\Theta_D(\text{LiF})=730$ K $\ll \Theta_D(\text{Cd})=2230$ K), les matériaux les plus intéressants pour leur chaleur spécifique sont cependant tous d'excellents isolants...

Pour ce qui nous concerne, le rapport Θ_D /prix a été décisif dans notre choix du saphir pour la construction des premiers bolomètres massifs.

3.6. DESCRIPTION DE L'INTERACTION.

La détection d'un WIMP est révélée par la mesure de l'énergie de recul du noyau diffusant. Ce noyau est évidemment un élément de la maille cristalline dans le cas d'une cible solide diélectrique.

Il s'agit donc de mesurer l'énergie déposée dans le milieu par une particule lourde, de faible énergie, non relativiste. ($E \ll Mc^2$). Le premier problème qui se pose, comme dans toute expérience bien menée, est celui de la calibration de notre détecteur, intimement lié à celui de l'identification du bruit de fond d'origine radioactive. Dans un premier temps, naïvement, nous pouvons ignorer la nature de la particule et considérer le bolomètre comme un révélateur d'énergie absolu ("calorimètre") et confondre la réponse du détecteur avec sa réponse à des particules de même énergie mais de nature différente. Les moyens de calibrations auxquels nous pensons immédiatement sont les sources radioactives de photons, alphas, électrons, neutrons... dont la plupart sont disponibles en format de poche (l'utilisation de sources d'activité réduite pour la calibration des bolomètres est en effet l'unique consolation à leur lenteur...).

L'approche "calorimétrique" ci-dessus est justifiée à "haute" énergie (typiquement > 100 keV) pour des particules de masses différentes interagissant par forces électromagnétiques (alphas, électrons, photons...) : à ces énergies les interactions primaires les plus probables sont les *collisions inélastiques avec les électrons* du milieu. Après la rencontre, l'atome est dans un état ionisé, et les électrons arrachés ont un destin qui ne dépend évidemment plus de la nature de la particule incidente. Cette description sommaire conforte l'observation selon laquelle l'énergie moyenne par paire électron-trou créée est indépendante de la nature de la particule dans les détecteurs à ionisation. Les particules se distinguent alors uniquement par leur parcours dans le milieu considéré, signe que les sections efficaces de collisions sont, elles, bien différentes. Nous pouvons ainsi, par exemple, estimer la réponse du détecteur sur des alphas

($E_{\alpha} \approx 5.5$ MeV) en utilisant comme source ^{60}Co ($E_{\gamma} \approx 1.17-1.33$ MeV) dans un bolomètre en LiF... (voir figure 4.25).

3.6.1. CINEMATIQUE ELEMENTAIRE.

La perte d'énergie d'une particule dans le cristal est décomposable en une série de collisions, que nous supposons incorréllées entre elles pour plus de simplicité, et auxquelles nous pouvons appliquer les lois les plus élémentaires de la cinématique : la connaissance des potentiels d'interaction (c'est-à-dire des sections efficaces) est superflue si nous nous intéressons exclusivement aux transferts d'énergie. Cette approche mécanique est assez riche d'enseignements :

L'énergie maximale transférable d'une particule 1 (m_1, E_1) à une particule 2 ($m_2, E_2=0$) au cours d'une collision élastique est réalisée par un choc frontal

$$T_{\max} = \frac{4m_1m_2}{(m_1 + m_2)^2} E_1 \quad (43)$$

[Si la particule 2 n'est pas au repos dans le référentiel considéré mais vient à l'encontre de la particule 1, la relation ci-dessus se réécrit

$$T_{\max} = (E_2' - E_2)_{\max} = \frac{4m_1m_2}{(m_1 + m_2)^2} (E_1 - E_2) + 4 \frac{(m_2 - m_1)}{(m_1 + m_2)^2} \sqrt{m_1m_2 E_1 E_2} \quad (44)]$$

Le tableau 3.2 regroupe des applications numériques que nous avons jugées utiles pour la suite de notre discussion sur les pertes d'énergie dans les solides, appliquées à notre expérience. Le solide considéré ici est un cristal de Germanium, que nous pouvons imaginer monté en bolomètre ou en diode à ionisation ($m_e = 73 \text{ GeV}/c^2$; gap $E_g = 0.74$ eV à 0K; énergie de déplacement $E_d = 25$ eV). Aux énergies élevées ($\gg E_{\text{potentielle}}$), les électrons du milieu réagissent comme s'ils étaient libres et la formule ci-dessus s'applique. Aux faibles énergies, il

faudra également considérer l'influence du cristal (cf. le § suivant). Les différentes façons qu'a le cristal de stocker l'énergie seront également discutées dans les paragraphes suivants :

Tableau 3.2. Cinématique des collisions.

Particule 1	E_1	Particule 2	T_{\max}	Commentaire & stockage de l'énergie
α	5.5 MeV	e^-	2.8 keV	rayons δ + ionisation aisée
	< 2.9 keV			minimum d'ionisation atteint; collisions atomiques uniquement
	< 2.9 keV	Ge	< 571 eV	création de défauts
	< 127 eV		< E_d	aucun défaut
Ge	< 52.9 keV	e^-		minimum d'ionisation atteint
	1 keV	Ge	1 keV	nombreux défauts
	< 25 eV		< E_d	aucun défaut
e^-	100 keV	Ge	2.8 eV	< E_d , pas de défauts
WIMP $M_W \sim 5 \text{ GeV}/c^2$	1 keV	Ge	241 eV	création de défauts
	< 3.62 keV	e^-		minimum d'ionisation atteint

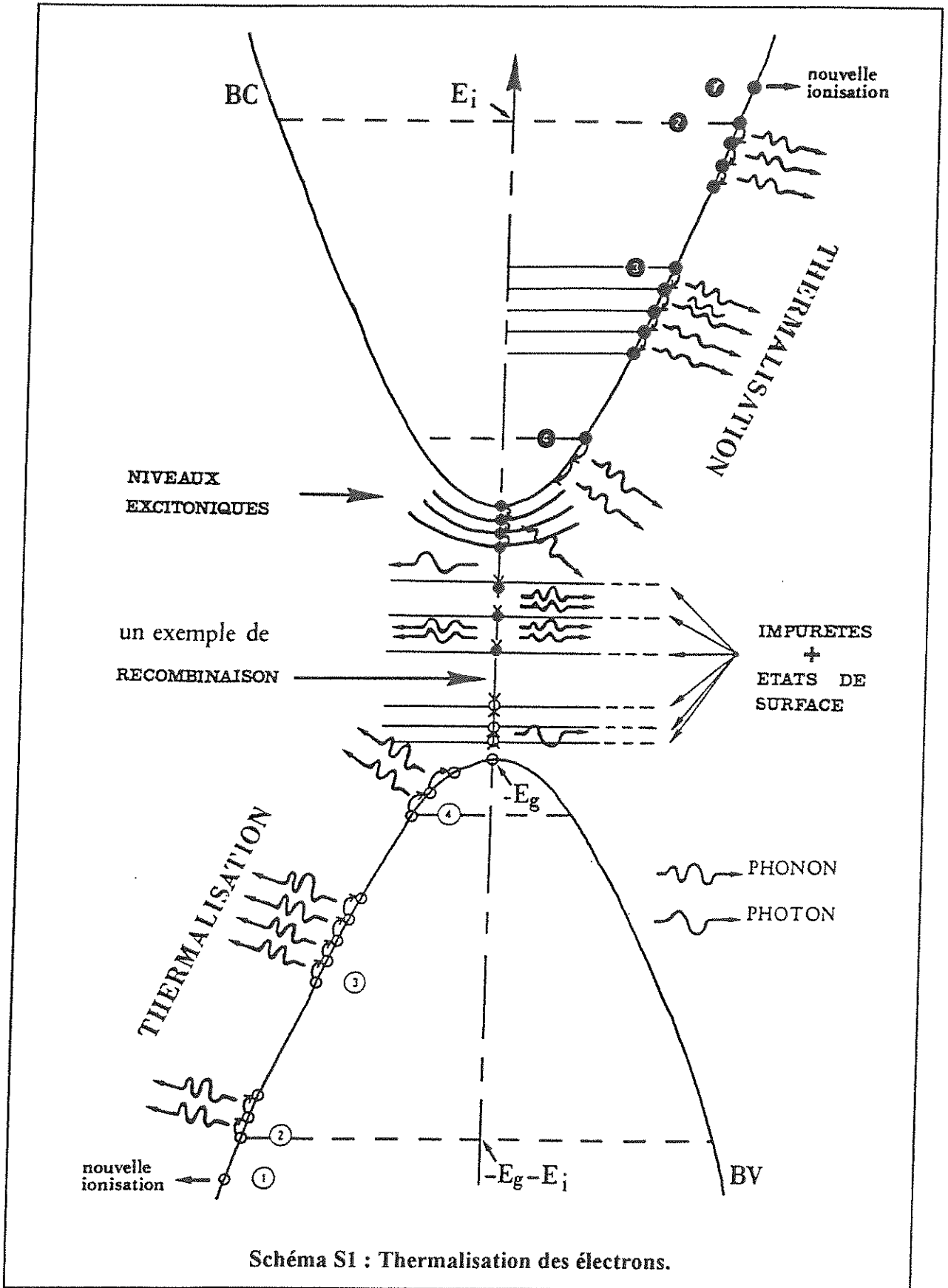
3.6.2. PERTE D'ENERGIE DES PARTICULES DANS LES CIBLES DIELECTRIQUES.

Nous nous intéressons plus particulièrement pour chaque type de particule (qu'elle soit employée à des fins de calibration, particule du fond, noyau de recul ou particule secondaire) au domaine énergétique le plus pertinent pour notre expérience, limité à des dépôts d'énergie de quelques MeV.

Le transfert d'impulsion d'une particule aux électrons liés du cristal est souvent le moyen le plus efficace de la ralentir ou de l'absorber (effet photoélectrique). En suivant le destin des électrons dans le milieu, nous sommes en mesure de comprendre les mécanismes de dégradation de l'énergie de la particule incidente jusqu'à la thermalisation. Lorsque celle-ci est atteinte, les différentes populations du cristal (électrons, phonons,...) sont par définition à l'équilibre thermodynamique (même T) et bien décrites par leurs lois de distributions respectives, de sorte que nous pouvons appliquer avec confiance les principes énoncés (par exemple que la résolution est limitée par les fluctuations d'énergie interne). Dans l'hypothèse d'une cible diélectrique à très basse température, l'énergie interne est regroupée dans les phonons acoustiques de grande longueur d'onde. Notre travail consiste donc à vérifier que l'énergie initiale de la particule leur est bien délivrée, dans le temps de mesure du détecteur, et que nous ne perdons rien en route. Dans le cas contraire, la situation est particulièrement désolante en raison de la nature probabiliste des interactions : les fluctuations inéluctables des "rapports de branchements" ainsi introduits dans la dégradation de l'énergie, pourront masquer la résolution que nous espérons. Les électrons sont de ce point de vue des particules à haut risque auxquelles nous ne confierions pas toute l'énergie de notre particule (les noyaux de recul les ignorent sagement).

◆ *ELECTRONS.*

Les électrons non relativistes ($E \ll 511 \text{ keV}$) perdent eux-mêmes la majeure partie de leur énergie au cours de collisions inélastiques avec les électrons du milieu ($E \approx \text{qqes eV}$). En raison de l'indiscernabilité des particules entrant en collision et de l'isotropie des sections efficaces à basse énergie, la "trajectoire de l'énergie" est chaotique et mal définie. Les mécanismes de conversion de l'énergie des électrons sont représentés sur le schéma suivant (S1). Nous invitons le lecteur à s'y reporter à mesure qu'il nous suivra dans ce chapitre.



Les électrons ayant franchi le gap E_g (création d'une paire électron-trou), et possédant eux-mêmes une énergie supérieure au *minimum d'ionisation* E_i (repères "1" de S1) sont susceptibles de créer d'autres paires. Ils ont également la possibilité de céder de l'énergie par émission de *phonons optiques* par effet Raman mais la compétition entre ces deux façons de perdre leur énergie est nettement en faveur de la multiplication des paires (Klein, [3.22]), du moins pour les diélectriques à gap élevé comme le saphir, le diamant ou le fluorure de lithium. On assiste donc au développement extrêmement rapide d'un nuage d'électrons excités dans les bandes de conduction, ayant les caractéristiques d'un "plasma" si la densité d'ionisation est élevée. Le nuage se dissipe lorsque l'énergie terminale des électrons tombe en dessous du seuil E_i . Le parcours maximal de "l'électron" R_{max} , défini comme la distance la plus lointaine à laquelle on peut trouver un électron excité par collision, est rappelé ci-dessous dans Al (ordres de grandeur):

Tableau 3.3. Parcours maximal des e^- dans Al.

E_{e^-}	R_{max}
30 keV	5 μm
100 keV	50 μm
1 MeV	2 mm

Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent de calculer facilement le minimum d'ionisation E_i d'une particule dans un semi-conducteur dans l'*approximation des particules-libres* ([3.22], [3.23] et [3.64]), dont les prévisions reflètent bien les résultats expérimentaux : abstraction est faite de la structure des bandes au moment de la collision, traitée comme une collision ternaire entre la particule incidente de masse M , l'électron et le trou (c'est-à-dire les autres électrons du cristal), de même masse ici. Le calcul du minimum d'ionisation considère seulement :

1)- les moments des particules colinéaires après la collision, ce qui assure le maximum du transfert d'impulsion.

2)- la perte de l'énergie E_g dans le bilan de l'énergie cinétique.

On peut généraliser alors facilement la relation établie pour les électrons

$$E_i = \left(\frac{M}{2m_e} + 1 \right) E_g \quad (45)$$

Cette expression simple nous permet d'établir les relations suivantes de grande importance pratique :

$$\text{seuil d'ionisation} \begin{cases} \text{électrons } (M = m_e): & E_i = \frac{3}{2} E_g \\ \text{photons } (M = 0): & E_i = E_g \\ \text{particule massive } (M \gg m_e): & E_i \approx \frac{M}{2m_e} E_g \end{cases} \quad (46)$$

où nous avons remplacé l'électron incident par une particule massive dans le calcul classique du seuil d'ionisation par impact.

Ainsi le minimum d'ionisation et le gap sont-ils deux réalités bien distinctes. Le minimum d'ionisation d'un atome d'oxygène O reculant dans le saphir (Al_2O_3 , $E_{\text{gap excitonique}} \approx 9.5 \text{ eV}$) est donc de 149 keV !!!: **un événement matière noire de l'ordre du keV dans un diélectrique est un événement non-ionisant.**

Le calcul du minimum d'ionisation des électrons est un préliminaire indispensable dans celui de l'énergie moyenne dépensée par paire électron-trou définie par

$$\langle E_{\text{paire}} \rangle = \frac{E}{N_{\text{paires}}} \quad (47)$$

où nous rappelons que les détecteurs à ionisation mesurent précisément la charge associée au nombre de paires N_{paires} créées par l'événement ionisant d'énergie E .

L'insensibilité de $\langle E_{\text{paire}} \rangle$ à l'énergie E ou à la nature de la particule incidente est la clef du succès des détecteurs à semi-conducteurs, outre la facilité de leur mise en oeuvre. L'énergie moyenne créée par paire est reliée au gap par la loi empirique remarquable (Klein, [3.22]) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle E_{\text{paire}} \rangle \approx 2.8E_g + \langle E_R \rangle \\ \text{avec } 0.5\text{eV} \leq \langle E_R \rangle \leq 1\text{eV} \end{array} \right. \quad (48)$$

Le terme Raman $\langle E_R \rangle$ associé à l'émission de phonons optiques $\hbar\omega_{\text{Raman}}$ dépend expérimentalement peu du gap. Cette expression explique la meilleure résolution des détecteurs en Ge / Si : pour une particule incidente de même énergie, le nombre de paires créées est plus élevé dans Ge.

Les données expérimentales pour Ge [$\langle E_{\text{paire}} \rangle = 2.95$ eV à 80K ; $E_{\text{gap}} = 0.73$ eV] et pour Si [$\langle E_{\text{paire}} \rangle = 3.72$ eV à 80K ; $E_{\text{gap}} = 1.1$ eV] nous permettent d'estimer d'après (48) le terme Raman dans ces deux semiconducteurs, soit $\langle E_R \rangle = 0.91$ eV pour Ge, et $\langle E_R \rangle = 0.64$ eV pour Si.

En modélisant les bandes de conduction et de valence (ϵ, \mathbf{k}) par des paraboloïdes, et en supposant les états finaux des paires excitées également accessibles dans l'espace des moments \mathbf{k} tels que $\epsilon(\mathbf{k}) \leq E_i$, on peut démontrer la relation (48). Avec ces hypothèses, la densité des états est $\propto E^{1/2}$; l'énergie moyenne par paire créée est égale à la somme du gap, des énergies cinétiques moyennes de l'électron et du trou et de l'énergie moyenne dépensée en émission de phonons Raman par création de paire, soit :

$$\langle E_{\text{paire}} \rangle = E_g + 2 \frac{\int_0^{E_i} E(E^{1/2}) dE}{\int_0^{E_i} E^{1/2} dE} + \langle E_R \rangle = E_g + \frac{6}{5} E_i + \langle E_R \rangle = 2.8E_g + \langle E_R \rangle$$

Pour les diélectriques à gap élevé comme le saphir (≈ 9.9 eV), la collecte des paires électrons-trous est particulièrement difficile, faute d'une technologie appropriée, et il paraît impossible de vérifier cette relation. Ce moyen existe pourtant [3.23] : la mesure des probabilités d'émissions d'électrons secondaires, suite à un bombardement de la surface d'un solide par un faisceau d'électrons, est directement reliée à $\langle E_{\text{paires}} \rangle$. Par ce moyen, la validité de la relation (48) a été étendue à un très vaste groupe d'isolants (dont le saphir) avec des gaps allant jusqu'à 11eV. Ces expériences montrent également le rôle mineur que joue le réseau

cristallin lors du ralentissement des électrons chauds jusqu'au minimum d'ionisation. La situation est inversée au franchissement du seuil d'ionisation : l'émission de phonons lors des diffusions électrons-phonons est alors le seul moyen pour l'électron (et le trou) de perdre leur surplus d'énergie. On observe leur cascade d'un niveau à l'autre, accompagnée de l'émission intense de phonons, jusqu'aux sommets de bande (l'énergie cinétique est "thermalisée"; repères "2" à "4" du schéma S1). Nous pouvons essayer de déterminer l'énergie maximale des phonons impliqués dans ces cascades : la bande (de conduction ici) est modélisée par une parabole :

$$\varepsilon(k) = \varepsilon_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \quad (49)$$

la séparation des plus proches niveaux dans l'intervalle $[0, E_i]$ est maximale au minimum d'ionisation, elle est donnée par

$$\Delta\varepsilon_{\max} = \Delta k \left. \frac{d\varepsilon}{dk} \right|_{E_i} \quad (50)$$

où Δk représente le pas des vecteurs d'onde de la zone de Brillouin ($\Delta k = \text{cste} = \frac{2\pi}{L}$, si L est la dimension caractéristique de l'échantillon). Nous calculons ainsi la séparation maximale de deux niveaux consécutifs

$$\hbar\omega_{\max} = \Delta\varepsilon_{\max} \approx \frac{\hbar}{L} \sqrt{\frac{3E_g}{m_e}} \quad (51)$$

qui, appliqué à un cube de saphir de 1 cm, donne $\hbar\omega_{\max} \approx 9.2 \cdot 10^{-7}$ eV, soit $\nu_{\max} \approx 222$ MHz : nous sommes dans la branche acoustique (cf. fig.3.7.). Il se peut que notre calcul soit hypersimplifié et qu'il faille tenir compte de la masse effective m_e^* de l'électron dans la bande, bien que cette correction soit faible loin du sommet (comme l'est le minimum d'ionisation), et qu'ainsi ν_{\max} soit sous-estimé d'un ordre de grandeur, la conclusion de notre calcul demeure : **la thermalisation des électrons chauds jusqu'aux sommets de bande a les moyens de se faire par émission de phonons acoustiques...** Dans cette première partie de la perte d'énergie d'un électron rapide, que nous pourrions appeler "surplus cinétique", la conversion en phonons

acoustiques de l'énergie est donc particulièrement efficace : il nous reste à envisager l'avenir d'un électron (et d'un trou) en sommet de bande, qui est le problème de la recombinaison.

La Recombinaison.

L'électron et le trou arrivés en sommet de bande peuvent emprunter plusieurs voies pour se recombiner, parmi lesquelles nous pouvons distinguer des mécanismes intrinsèques (i) (seuls observables dans un cristal parfait) et des mécanismes extrinsèques (e) faisant appel à la présence de niveaux d'impuretés dans le cristal. Mentionnons à ce point de la discussion l'existence possible d'états liés électron-trou, dans lesquels l'électron et le trou ne sont plus libres mais liés par leur interaction Coulombienne. Ces états, énergétiquement plus favorables, sont les *excitons* (Kittel, [3.14] p.296) : les niveaux discrets excitoniques ont pour effet d'abaisser le gap apparent et il est fort probable que les électrons et trous ralentis puissent accéder aux niveaux excitoniques les moins énergétiques (plus proches de la bande de conduction). L'état fondamental excitonique peut être enfoui profondément dans la bande interdite dans le cas des cristaux ioniques : par exemple pour le LiF ($E_{\text{gap}} \approx 13.6\text{eV}$), on l'estime à environ 1 eV du sommet de la bande de conduction, mais cette valeur tombe à quelques meV pour les cristaux covalents Ge et le Si... de sorte qu'il importera peu de savoir dans ce dernier cas par quel moyen les paires électron-trou accèdent aux niveaux excitoniques les moins liés, dans notre bilan de l'énergie. Pour le saphir, le niveau fondamental excitonique est à 0.4 eV de la bande de conduction [3.24]. Les mécanismes de la recombinaison se discutent également selon que la paire électron-trou occupe un niveau excitonique ou les bandes de conduction et de valence :

- Recombinaison Auger (i) :

L'électron et le trou confient leur énergie à un troisième électron, libre, et se recombinent. L'énergie n'est pas perdue dans ce cas car l'électron accéléré dans la bande de conduction est du type électron chaud (voir ci-dessus). En raison de l'absence d'électrons libres dans la bande de conduction aux très basses températures, ce mécanisme est très improbable.

- *Recombinaison radiative (i) :*

L'électron et le trou se recombinent en émettant un photon au cours d'une transition directe (verticale) ou indirecte (oblique, si $\vec{k}_e + \vec{k}_t \neq \vec{0}$, avec émission conjointe d'un phonon d'énergie négligeable mais de vecteur d'onde élevé pour assurer la conservation de l'impulsion). Si le photon est émis (dans l'U.V pour le saphir), il peut être perdu pour le cristal car la transition se fait évidemment à la limite de la zone de transparence du solide. Le taux de recombinaison radiative directe est proportionnel aux concentrations en électrons et trous ayant les caractéristiques de la paire considérée. Aux basses températures, ces concentrations sont nulles et la durée de vie des paires vis-à-vis de ce type de recombinaison, en $\exp(\frac{1}{T})$, est longue (on observe déjà $\tau_{\text{rec}}^{\text{directe}} \approx 0.3\text{s}$ pour Ge à 300K). Les transitions indirectes impliquent l'émission de phonons acoustiques de vecteur d'onde élevé au cours d'une diffusion électron-phonon : les modes acoustiques correspondants étant très peu excités, la transition est encore plus improbable. En conclusion, il n'y a pas lieu de considérer les recombinaisons radiatives dans les mécanismes de redistribution de l'énergie potentielle des paires.

- *Recombinaison en surface :*

Les liaisons covalentes brisées des atomes à la surface du cristal se traduisent par l'apparition de sous-niveaux à l'intérieur du gap dans la structure en bande des semiconducteurs, et se comportent donc comme des impuretés (voir ci-dessous) jouant ainsi le rôle de centres de recombinaison. En passivant correctement la surface du cristal - le record semble être de moins d'une liaison disponible sur 40 millions d'atomes superficiels de silicium ![3.25] - on peut réduire fortement cette contribution. A l'inverse, il devrait être possible de l'accélérer en dégradant l'état de surface du cristal...

- *Recombinaison au niveau d'une impureté (e) :*

Shockley et Read[3.26] ont les premiers compris l'importance des impuretés comme principal mécanisme de recombinaison. Les impuretés dont les niveaux électroniques siègent dans la bande interdite agissent comme des *centres de recombinaison*, en jouant en quelque sorte un rôle de catalyseur de la réaction. Les niveaux concernés ont une probabilité de capture

des électrons et des trous non négligeable, que le cristal met à profit pour réaliser la recombinaison en deux temps : dans un premier temps, l'électron (ou le trou) est capturé par le niveau, puis lorsque se présente un partenaire de charge opposée, il est relâché, et on observe alors l'annihilation de la paire. Nous aurons une image assez juste du mécanisme en pensant aux nombreuses fois où nous avons traversé en deux temps le boulevard de l'Observatoire, place Denfert-Rochereau, Paris XIVème, en empruntant l'îlot pour piétons... Nous sommes ainsi retournés à notre point de départ, ayant fait franchir le gap à la paire électron-trou.

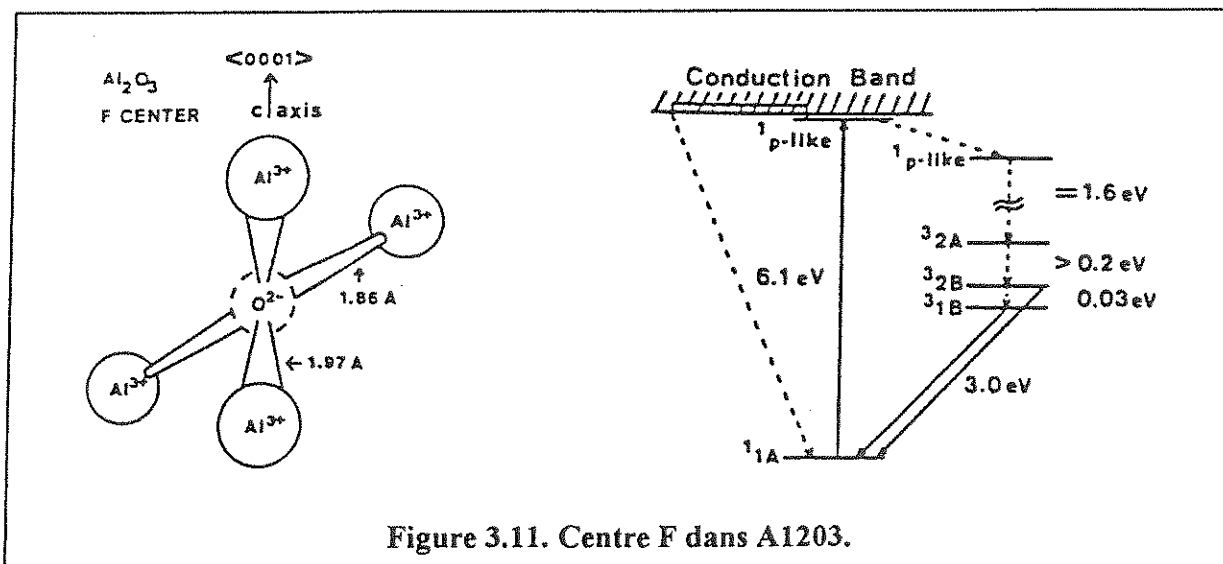
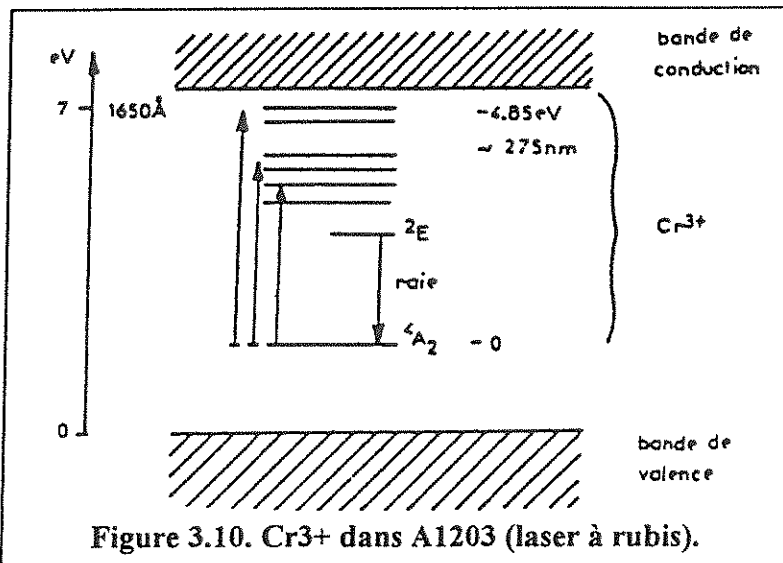
Shockley tire des seules statistiques de Fermi-Dirac les lois comportementales de la recombinaison par impureté en fonction de leur concentration, de la température... - lois vérifiées expérimentalement -, et attribue ainsi les recombinaisons observées à la présence effective d'impuretés. Il n'explique toutefois ni les sections efficaces ni les mécanismes de capture, qui nous intéressent au plus haut point, nous donnant ainsi une idée de la façon dont l'électron et le trou cèdent leur énergie. Les transitions radiatives des bandes vers le niveau fondamental de l'impureté étant toujours aussi improbables, l'hypothèse d'une *transition non-radiative multiphonons* a été avancée. Dans ce dernier cas, l'électron accède au niveau de l'impureté en une seule fois par l'émission simultanée de plusieurs phonons. Cette description se heurte à une très sérieuse difficulté : les sections efficaces de capture calculées sont de plusieurs ordres de grandeur trop faibles par rapport aux sections déduites des temps de recombinaison (mesures). Ce résultat n'est pas surprenant si nous nous rappelons l'énergie maximale des phonons de la branche optique ($\hbar\omega_{\max} \approx 0.12$ eV pour le saphir) : une transition multiphonons de la bande de conduction vers une impureté située 1eV en-dessous, implique la création simultanée d'au moins huit phonons optiques à une température où ces phonons sont inexistantes (l'élément de matrice de l'interaction à huit phonons est ~ 0 en raison de la probabilité infime de trouver les phonons dans l'état final).

Devant ces difficultés d'interprétation, Lax [3.27] a proposé une interprétation beaucoup plus probable du mécanisme de recombinaison par impureté. L'électron (ou le trou) est capturé

par l'impureté sur une orbite de grand rayon, dont le niveau énergétique associé affleure. L'électron rejoint donc l'impureté par l'intermédiaire de ses états excités les moins liés et cascade, tant qu'il le peut, vers son niveau fondamental. Les transitions d'un niveau excité de l'impureté à l'autre impliquent une multiplicité de phonons plus raisonnable, partant probablement de 1 et augmentant à mesure que l'électron se rapproche du niveau fondamental : le dernier échelon - le plus élevé - gouverne la facilité avec laquelle l'électron rejoindra le fondamental, d'où il pourra éventuellement se recombinaison. Si la cascade est interrompue avant son terme, l'électron est bloqué sur un état excité, conservant ainsi avec lui, "potentiellement", une partie de l'énergie cinétique initiale qu'il ne restituera que lors d'une improbable transition radiative. Les impuretés présentes dans la cible cristalline des bolomètres peuvent avoir vis-à-vis de la recombinaison des paires électron-trou une fonction neutre (niveaux hors gap) de centre de recombinaison, mais également celle de *piège*. La distinction entre ces deux dernières éventualités est une question de probabilité : si les sections efficaces de capture de l'électron σ_n et du trou σ_p diffèrent de plusieurs ordres de grandeur, le partenaire le plus influençable (de plus grande σ) est capté par l'impureté et demeure perdu pour la recombinaison. Une activation thermique contrôlée à plus haute température aura pour effet de vider ces pièges sélectivement : une *thermoluminescence* post-irradiation du cristal devrait en principe permettre de récupérer l'information intégrale sur la quantité d'énergie ainsi piégée. Une telle entreprise est peut-être envisageable dans une procédure de calibration absolue du bolomètre où l'on soumettrait initialement le cristal seul à une dose élevée d'une source monochromatique (faisceau d'électrons), mais serait sans doute extrêmement difficile si nous souhaitions mesurer la quantité d'énergie stockée dans les pièges après une mesure de fond.

Connaissant les impuretés probables de la cible après cristallisation, leur état de charge et leur position dans la bande interdite, nous devrions être en mesure d'en prévoir la nature, centre de recombinaison ou piège, en appliquant quelques règles grossières. Par exemple, une impureté de charge (+2) dont le niveau fondamental est proche de la bande de conduction est un centre très attractif pour l'électron : après capture, la charge résiduelle (+1) repousse les trous : c'est

un piège. A l'inverse, une impureté de charge (+1) au voisinage de la bande de conduction aura-t-elle une fonction de centre de recombinaison ? C'est possible. La section efficace de capture de l'atome neutralisé envers l'autre partenaire (par attraction dipolaire) peut ne différer d'avec la première (capture par attraction Coulombienne) que d'un ordre de grandeur... et nous sommes alors en présence d'un centre de recombinaison. Nous suspectons ainsi le rôle de pièges à électron joué par les ions de transition Cr^{3+} ou Ti^{3+} dans le saphir, dont ils constituent des impuretés toujours présentes à l'état de trace ($Al_2O_3:Cr^{3+}$ est le rubis dont les propriétés laser sont bien connues et rappelées sur la figure 3.10. ; le niveau fondamental de Cr^{3+} est au milieu du gap à 4.85 eV de la bande de conduction).



Les défauts structurels de la maille cristalline, géométriques (dislocations, surface du cristal...), ou ponctuels (lacunes, atomes interstitiels...), induisent également des niveaux dans la bande interdite, pouvant ainsi jouer le rôle de centre de recombinaison ou de piège. Ainsi le centre coloré F du saphir, associé à une lacune en oxygène - attractive pour l'électron - est-il enfoui à 6.1 eV de la bande de conduction. Une étude de la fluorescence basse température du saphir à 4K [3.28] révèle déjà l'absence de transition non-radiative directe (phonons) des états excités du centre F au niveau fondamental, avec le passage obligé dans le schéma de cascade par des transitions radiatives interdites d'environ 3.0 eV (le signal de fluorescence) et de durée de vie > 20ms !. Si par un malencontreux hasard l'électron d'une paire s'aventure sur cette voie, et si de plus le photon émis a quelque chance (minime) d'être réabsorbé et son énergie transformée en phonons, il le fera dans un temps très supérieur au temps de mesure du détecteur que nous avons construit (Bol 157), de l'ordre de 3ms !!!

Nous concluons notre étude sur la perte d'énergie des électrons dans les diélectriques à basse température par une note pessimiste : si nous avons de bonnes raisons de croire que nous récupérons sous forme de phonons, acoustiques principalement, le surplus d'énergie cinétique de la paire jusqu'aux sommets de bande, soit une fraction $1 - \frac{E_g}{\langle E_{\text{paire}} \rangle} \approx 64\%$ de l'énergie, il est fort probable que les 36% restants nous échappent en partie...

Il est particulièrement désolant de constater à ce propos que les cristaux sur lesquels nous avons travaillé (Al_2O_3 , LiF, $\text{C}_{\text{diamant}}$) sont également ceux qui présentent le plus de risques du point de vue de la non recombinaison. Le facteur $\frac{E_g}{kT}$ très élevé pour ces cristaux ($\approx 10^6$!), en est responsable : s'il y a, certes, de la place pour des centres de recombinaison, il y en a certainement bien plus pour des pièges. Le LiF, - dopé Ti, Mg - est le matériau de base des dosimètres thermoluminescents Harshaw TLD-100 utilisés en radioprotection, et des cristaux de saphir Al_2O_3 dopés au C ont été récemment proposés pour la même application avec une efficacité 60 fois plus élevée [3.29]...

Il paraît extrêmement difficile d'envisager un mécanisme de cascade par phonons faisant seul traverser le gap aux paires électron-trou dans ces matériaux. Nous nous sommes convaincus au fil de notre travail de ceci : **le contrôle de la recombinaison des charges est le problème central que devront bientôt aborder les équipes travaillant sur les bolomètres.** Nous pensons avoir déjà buté sur ce problème en spectroscopie X sur une cible en diamant (voir tableau 3.4). Faute de le résoudre, il nous paraît ambitieux de réaliser sous peu une expérience "propre" de détection de la matière noire avec des seuils de l'ordre du keV : la difficulté ne venant pas tant de la détection proprement dite d'une particule Matière Noire, non ionisante comme nous l'avons vu, mais plutôt de l'identification du fond et des procédures de calibration.

Nous allons montrer dans un instant comment la non-résolution de cette question peut ruiner les prétentions des bolomètres en spectrométrie nucléaire des événements ionisants, puis nous essaierons de présenter les quelques idées qui nous sont venues à l'esprit...

Non-Recombinaison des Paires... 1)- RESOLUTION.

Dans cette hypothèse, l'énergie de l'électron incident est finalement répartie dans les paires électron-trou sous forme d'énergie potentielle - ignorée par notre détecteur - et en phonons que le bolomètre mesure... Les fluctuations dans le nombre de phonons créés reflètent les fluctuations dans le nombre de paires produites (conservation de l'énergie). Le nombre de paires créées N_{paires} est l'objet de la mesure des diodes à semi-conducteur : ses fluctuations ont été étudiées par Fano [3.30]. Elles représentent les limites intrinsèques en résolution de ces détecteurs...

$$\frac{\Delta E_{\text{rms}}^c}{E^c} = \sqrt{\frac{F}{N_{\text{paires}}}} \quad (52)$$

Dans cette formule, $E^c = N_{\text{paires}} \times E_g$ est la partie de l'énergie dépensée en création de charges (ionisation) et F est un facteur empirique introduit par Fano, $F < 1$. Le besoin d'un facteur

correctif, par rapport à la résolution attendue d'une statistique de Poisson des collisions (en $\frac{1}{\sqrt{n}}$), a été révélé expérimentalement. Il s'explique par la nécessité qu'ont les énergies singulières transférées au cours de chaque collision (en phonons –acoustiques et "Raman" - et en création de paires) de représenter en fin de course de la particule son énergie initiale. Cette nécessité introduit une corrélation entre les collisions qu'il n'est plus possible de considérer comme des phénomènes indépendants. Le facteur de Fano F n'est à peu près connu que pour les semi-conducteurs Si et Ge : son estimation demande en effet que soient éliminées ou estimées correctement toutes les sources de fluctuations externes dans une mesure de l'ionisation, pour ne plus mesurer que la limite de résolution intrinsèque du détecteur.

Il a fallu de nombreuses années avant d'observer un accord quantitatif des mesures de F pour ces matériaux, bien que ce travail ait été motivé par les potentialités de ces détecteurs en spectrométrie nucléaire. Aussi cherchera-t-on en vain une table du facteur de Fano pour les diélectriques, et la recherche sur ce point semble bien essoufflée. L'apparition des bolomètres pourrait bien la relancer...

Le calcul statistique du facteur de Fano requiert la connaissance précise de toutes les sections efficaces de collision mises en jeu lors du ralentissement de la particule, ce qui semble hors de portée. La plus grande incertitude sur F (Klein, [3.31]) est dans l'estimation de la fraction perdue en phonons optiques par effet Raman, notée $\langle E_R \rangle$ précédemment, cette fraction entrant en compétition directe avec les collisions inélastiques des électrons dans leur première phase de ralentissement ($E > E_i$). En s'appuyant sur la constatation expérimentale selon laquelle l'énergie perdue en phonons optiques semble indépendante de la nature du semi-conducteur (et donc du gap E_g), Klein en arrive à la conclusion suivante: "Contrairement à l'intuition, la résolution des détecteurs à semi-conducteurs (diélectriques) pourrait bien s'améliorer avec le développement de cibles à fort gap".

Supposant F connu, nous sommes en mesure de calculer les fluctuations ΔE_{rms}^P de la partie de l'énergie transformée en phonons, E^P , définie par

$$E = E^p + E^c \quad (53)$$

or,

$$E^c = N_{\text{paires}} \times E_g = \frac{E}{\langle E_{\text{paire}} \rangle} \times E_g = \frac{E}{2.8+r} \quad (54)$$

en posant $r = \frac{\langle E_R \rangle}{E_g}$. De même

$$E^p = E - E^c = \frac{1.8+r}{2.8+r} E \quad (55)$$

La conservation de l'énergie implique

$$\Delta E_{\text{rms}}^p = \Delta E_{\text{rms}}^c \quad (56)$$

d'où

$$\frac{\Delta E_{\text{rms}}^p}{E^p} = \frac{1}{1.8+r} \frac{\Delta E_{\text{rms}}^c}{E^c} = \frac{\sqrt{2.8+r}}{1.8+r} \sqrt{F \frac{E_g}{E}} \quad \text{avec} \begin{cases} p = \text{phonons} \\ c = \text{charges} \end{cases} \quad (57)$$

Cette formule est fondamentale car elle démontre que la résolution limite des bolomètres à cible diélectrique sur les particules ionisantes sera, quoiqu'il arrive, meilleure que celle des détecteurs à ionisation, d'un facteur $\frac{1}{8} \approx 0.55$, dans la pire des hypothèses, c'est-à-dire une recombinaison nulle (voir également la publication H, § 2-2.). Ce facteur devrait être encore réduit par tout procédé visant à améliorer la recombinaison. Une fraction importante de l'énergie cédée en phonons optiques (facteur r) par effet Raman va dans le même sens.

Nous vérifions également que le pouvoir de résolution est une fonction croissante de l'énergie en vertu de la loi des grands nombres.

Le tableau 3.4. résume les conséquences d'une non-recombinaison des charges pour des cibles diélectriques montées en détecteur de phonons. Les résolutions FWHM effectivement mesurées par des bolomètres ont été reportées en gras:

Tableau 3.4.
Limites de résolution intrinsèque des bolomètres
en cas de non-recombinaison des charges.

Matériau	E_g	r	F	Particule	Source	E	ΔE_{FWHM}^P
Si	1.1	0.58	0.1	α	^{241}Am	5.5 MeV	995 eV
Ge	0.73	1.25	0.08		^{241}Am		662 eV
Ge				X	fond	1 keV	8.9 eV
Ge				γ	^{60}Co	1.33 MeV	325 eV
diamant *	5.4	?	0.22 ??	X	^{55}Fe	5.9 keV	117 eV
saphir **	9.9	?	10.8 ??	γ	^{241}Am	59.6 keV	3.55 keV
saphir ***			0.17 ??	X	^{55}Fe	5.89 keV	140 eV
saphir ****			0.17	X, e^-	fond	1.56 keV	72 eV
saphir ****			0.17	γ	^{241}Am	59.6 keV	445 eV
saphir ****			0.17	α	^{241}Am	5.5 MeV	4.3 keV

Mesures :

- *bolomètre diamant, mesure IAP 1992 (non publié)
- **bolomètre 24g saphir, mesure IAS 1991; nos meilleurs résultats
- ***bolomètre 31g saphir [3.32]
- **** Voir Commentaire 3 du tableau.

Commentaires du tableau 3.4. :

Les facteurs de Fano inconnus (notés ??) du saphir et du diamant ont été déduits des mesures bolométriques. Négligeant "r" devant 2.8 pour ces matériaux à fort gap, nous tirons immédiatement des relations établies ci-dessus la formule

$$F = \left(\frac{\Delta E_{FWHM}^P}{2.35} \right)^2 \frac{2.8}{E_g E} \quad (58)$$

que nous avons appliquée aux résultats expérimentaux. Rappelons également les bornes admissibles du facteur de Fano, $0 \leq F \leq 1$. Il apparaît alors que :

1)- Le bolomètre X en diamant (qqes mg) est très probablement limité par des effets de non-recombinaison des charges. Le facteur de Fano déduit de ces mesures, $F(\text{diamant}) \approx 0.22$ paraît très plausible. Nous croyons fortement en cette piste étant donné que ce bolomètre, testé à l'IAP et à l'IAS sur deux réfrigérateurs de conception différente, a montré la même résolution sur la raie du ^{55}Fe , alors que la contribution de la chaîne de mesure à la résolution mesurée (résolution "ligne de base") n'est que de 30eV. Si ces soupçons sont fondés, il importe alors de rediriger sans délai la spectroscopie X des bolomètres vers une voie plus adaptée, si nous ne voulons pas perdre de temps, ni gaspiller de l'hélium...

2)- Le bolomètre de 24g en saphir avec lequel nous avons obtenu nos meilleurs résultats n'est très certainement pas limité en résolution par une éventuelle non-recombinaison des charges : le facteur de Fano déduit de nos mesures en supposant cet effet responsable de notre résolution est en effet impossible ($F \gg 1$!). Voir notre discussion au chapitre 5 (Résultats), Article E.

3)- Par contre, le bolomètre de 31g en saphir de l'équipe allemande pourrait bien avoir atteint sa limite intrinsèque de résolution si les charges créées par ionisation ne se recombinaient pas. Prenant cette hypothèse comme base, nous avons interprété leurs données de la façon suivante : la résolution sur la raie due aux seules fluctuations en phonon $\Delta E_{\text{FWHM}}^{\text{P}}$ est estimée après soustraction quadratique à la résolution mesurée sur la raie du ^{55}Fe de la résolution annoncée sur la ligne de base (Frank *et al.* [3.32] mesurent sur la raie 220eV et 170eV sur leur ligne de base, et $220^2 - 170^2 \approx 140^2$). Nous tirons de leur mesure un facteur de Fano, inédit, $F(\text{saphir}) \approx 0.17$, dont l'ordre de grandeur est très vraisemblable, et que nous avons appliqué par la suite dans les dernières lignes (***)).

Dans la mesure où notre interprétation est la bonne, nous nous posons alors la question suivante : est-il possible de continuer dans cette voie (une cible massive en saphir pour la détection de la matière noire) sans modifier la conception du détecteur, c'est-à-dire en ne faisant rien pour accélérer la recombinaison des charges ?

Cette question peut être formulée également ainsi : la résolution en énergie sur les événements du fond sera-t-elle suffisante pour les identifier ? L'énergie d'un événement ionisant (e^- , X) donnant dans le bolomètre le même signal qu'un recul de 1 keV (efficacité $\approx 100\%$ en phonons, voir ci-dessous) est de l'ordre de 1.56 keV, en raison du facteur 2.8. La résolution attendue est alors de 72 eV sur cette mesure. Aux énergies de l'ordre du keV dans une expérience "propre" du point de vue de la radioactivité, les X du fond seront probablement des photons émis par *fluorescence X* dans les écrans de blindage (en surface) et les matériaux les plus proches de la cible. Un bon principe de blindage consiste à organiser les couches périphériques autour du détecteur en matériaux de Z décroissant à mesure qu'on se rapproche de la cible : l'émission d'une couche supérieure étant alors absorbée par la couche interne la plus proche. Pratiquement, il s'agira donc de photons X du cuivre et de ceux des matériaux proches inévitables comme Ge ou Si (thermistor), C, O (colles, nylon...). Ces matériaux ont tous des Z suffisamment distincts pour émettre par fluorescence X dans des domaines bien séparés :

Tableau 3.5. Fond X probable, en KeV ($E > 100$ eV).

Matériau	Z	X-série K keV	X-série L keV
C	6	0.284	
O	8	0.532	
Si	14	1.739 à 1.836	
Cu	29	8.028 à 8.977	0.811 à 1.023
Ge	32	9.855 à 11.101	1.036 à 1.294

La résolution d'un détecteur en saphir ne recombinaut pas les charges, quelle que soit sa masse, serait limitée à 58 eV sur les photons X de 1 keV : c'est une résolution déjà insuffisante pour séparer, par exemple, les raies $X_{L_1M_2}$ (Cu) \approx 1.023 keV et $X_{L_3M_1}$ (Ge) \approx 1.036 keV. Une telle séparation pourrait pourtant s'avérer nécessaire dans une opération de soustraction du bruit de fond... mais nous n'y sommes pas encore. Ces généralités s'appliquent évidemment à tout le spectre énergétique : avoir à sa disposition la meilleure résolution possible est un outil indispensable dans la reconnaissance et soustraction du fond (qu'elle soit matérielle ou informatique).

4)- un bolomètre en saphir limité par la non-recombinaison des paires électron-trou devrait présenter tout de même une résolution de 4.3 keV sur des alphas, hors d'atteinte des diodes à semi-conducteur (qui plafonnent à 8-9 keV). Nous pouvons calculer rapidement, dans cette hypothèse, l'ordre de grandeur de la température en dessous de laquelle il est inutile de refroidir une cible de saphir en mesure de contenir des α de 5.5 MeV, prenant par exemple un volume $V \approx (250 \mu\text{m})^3$ et donc un cristal de 62.5 μg . Ecrivant

$$\Delta E_{FWHM}^{\text{th}} = 2.35 \sqrt{kT^2 C} = 4.3 \text{ keV} \quad (59)$$

et prenant pour chaleur spécifique du saphir $c \approx 1.72 \cdot 10^{-8} T^3 \text{ J.K}^{-1} \cdot \text{g}^{-1}$, nous calculons $T \approx 5.7 \text{ K}$ pour le saphir. Le volume que nous avons pris peut encore être divisé par $8=2^3$ tout en contenant encore les α . Nous calculons également pour un cristal en Ge de $(125 \mu\text{m})^3$ une température limite de 1.6 K en dessous de laquelle la résolution sur des α de 5.5 MeV plafonnera en raison de la non-recombinaison des charges, mais cette fois à une valeur de 662 eV ! Il apparaît ainsi que les températures de l'hélium liquide devraient être suffisantes pour tirer toute la substance de bolomètres "non-recombinaut" en spectrométrie alpha - ce qui implique un investissement bien moindre que celui d'un réfrigérateur à dilution -. [nous avons supposé implicitement dans cette discussion que les bruits additifs de lecture aient pu être réduits à une valeur où ils ne limitent plus la résolution].

Non-Recombinaison des Paires ... 2)- QUELQUES IDEES

Les premières idées qui nous viennent à l'esprit pour nous affranchir du problème de la non-recombinaison et retrouver la résolution théorique des bolomètres - liée, rappelons-le, aux fluctuations thermodynamiques de l'énergie interne - sont les suivantes :

- Diminuer le gap E_g :

La cible est alors choisie dans la liste suivante de matériaux : métaux, semi-métaux, semi-conducteurs à gap étroit, supraconducteurs... Nous suivons ainsi les traces de l'équipe de McCammon qui détient le record mondial en résolution bolométrique X [3.33], avec un micro-calorimètre de $(74\mu\text{m})^3$ en $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, $x=0.2$, refroidi à 80mK. Le gap associé à la formule stoechiométrique de la cible est de 60meV, soit $\frac{E_g}{kT} \approx 8.7 \cdot 10^3$ à comparer à $1.9 \cdot 10^6$ dans notre bolomètre de 24g en saphir refroidi à 60mK !. La résolution exceptionnelle obtenue avec ce détecteur est de 7.3 eV ,séparant ainsi les raies X K_α du Mn ($E \approx 5.9$ keV; source ^{55}Fe). Cependant cette résolution se paie : la très médiocre température de Debye de HgCdTe ($\Theta_D \approx 150\text{K}$) en fait un matériau inutilisable pour la recherche d'événements rares (cibles massives), le signal thermique est 1/330 de celui mesuré sur une cible en saphir ($\Theta_D \approx 1035$ K)... La chaleur spécifique des métaux est de même catastrophique. D'une façon générale, il semble que la liste des matériaux à faible gap convenant pour une expérience de détection d'événements rares soit très restreinte, alors que, comme nous l'avons souligné, il paraît toujours possible de tirer des cristaux diélectriques incluant un atome donné. Dans la liste des cibles potentielles à faible gap, figurent en très bonne place des supraconducteurs (s'il travaillent à $T \ll T_c \approx 1\text{K}$), à température de Debye élevée, comme Re($Z=75$; $\Theta_D \approx 430\text{K}$; $kT_c \approx 120 \mu\text{eV}$) ou Os($Z=76$; $\Theta_D \approx 500\text{K}$; $kT_c \approx 56 \mu\text{eV}$). Une équipe italienne de Gênes a obtenu de bons résultats avec un micro-calorimètre en Re de 1.83mg refroidi à 100mK, avec une résolution de l'ordre de 470eV sur des X d'énergies $\approx \text{keV}$, au cours d'une expérience sur la masse du neutrino (^{187}Re est un émetteur β) [3.34]. Les mécanismes de dégradation de l'énergie des particules dans les supraconducteurs

semblent beaucoup plus complexes que dans les diélectriques : nous renvoyons le lecteur à l'introduction qu'en a fait G.Waysand dans son cours de formation [3.35].

- Doper ?

Un dopage contrôlé du cristal initial en impuretés sélectionnées pourrait peut-être améliorer les problèmes de non-recombinaison, s'ils se manifestent, à condition d'éviter soigneusement les pièges et de favoriser les centres de recombinaison. Il semble utopique de réaliser un échelonnage des niveaux d'impuretés de la bande interdite, dans lequel les niveaux soient séparés par des écarts énergétiques comparables à l'énergie des phonons (constitution de bandes d'impuretés). Une trop grande concentration en impuretés pourrait favoriser les recombinaisons radiatives (*scintillateurs*) : dans ce cas, une fraction de l'énergie potentielle de la paire est perdue pour le signal thermique, et la résolution, au lieu de s'améliorer comme elle devrait le faire lorsque l'électron (le trou) accède aux niveaux d'impuretés via l'émission de phonons, est dégradée [nous avons introduit une nouvelle branche dans les mécanismes de conversion de l'énergie de la particule]. Une solution serait peut-être de recouvrir alors le cristal dopé d'une très fine couche métallique absorbant les photons qui s'échappent du cristal, tout en cherchant à ne pas dégrader la capacité calorifique de l'ensemble ?

- Traitement de surface.

Un traitement opportun des surfaces pourrait raccourcir le temps de recombinaison des paires en surface. Le recouvrement des surfaces des semi-conducteurs (et diélectriques) par une couche métallique (gap nul) ne devrait pas accélérer la recombinaison en raison de l'établissement d'une barrière de Schottky à l'interface, et d'une couche de déplétion d'où sont exclus les porteurs libres –l'existence de cette barrière est le fondement de tout procédé d'isolation électrique. Il existe par contre un moyen de réduire la largeur de la bande interdite en réalisant une jonction entre deux semiconducteurs dont les gaps s'imbriquent et dont les niveaux de Fermi, déterminés par le taux d'impureté, coïncident : de telles *hétérostructures* (cf.

Kittel [3.14]) développées au plus grand nombre de matériaux possibles et disposées en série par ordre de gap décroissants depuis la cible pourraient peut-être aider les paires à se recombiner ?

Enfin, une activation de la surface par un procédé (chimique, mécanique...) qui laisserait de nombreuses liaisons "pendantes" pourrait également diminuer la durée de vie des paires ?

Recombinaison... CONCLUSION

Pour clore ce passage sur les problèmes de recombinaison des paires électron-trou, dont nous espérons avoir montré l'importance potentielle sur les performances réelles de nos détecteurs, soulignons les problématiques très différentes de trois détecteurs de la physique nucléaire vis-à-vis des particules ionisantes :

- diodes semi-conducteurs (Si, Ge) :

Il faut éviter à tout prix la recombinaison qui se traduit par une perte de signal, d'où la recherche de la plus haute pureté possible (détecteurs HPGe).

- Scintillateurs :

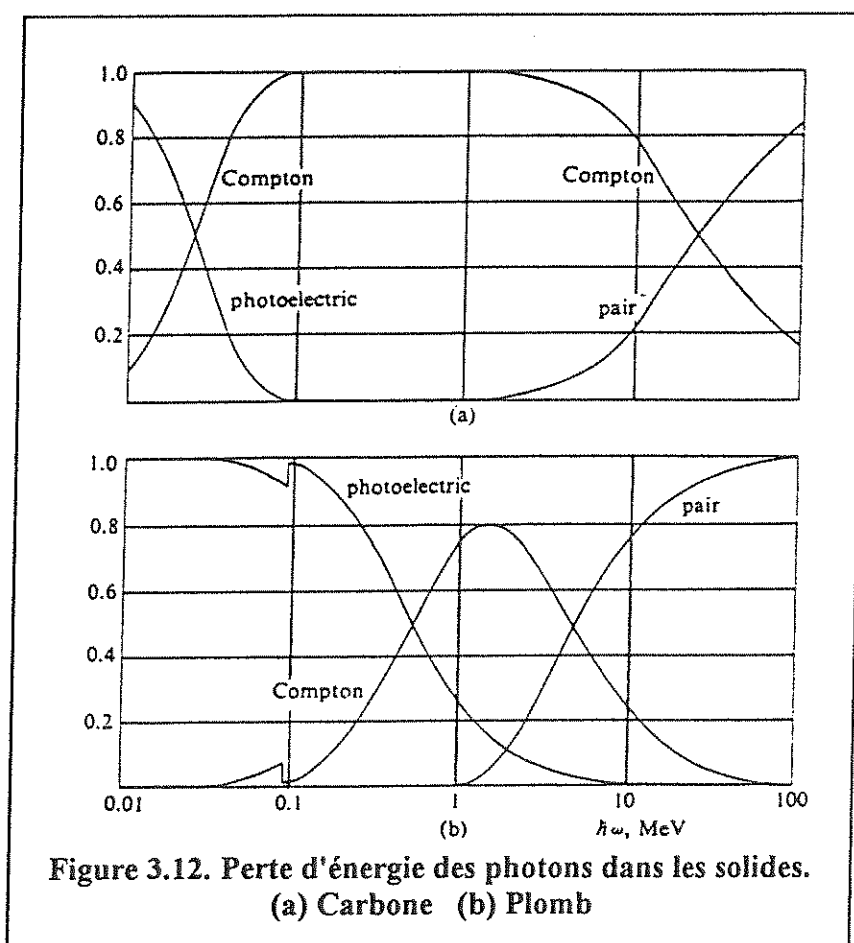
On favorise le plus possible la capture des paires sur les niveaux excités des impuretés (pièges), d'où elles vont dégringoler en empruntant des voies de préférence radiatives.

- Bolomètres :

Il faut absolument éviter la non-recombinaison des charges en spectrométrie des particules ionisantes lorsqu'on recherche les performances ultimes du détecteur.

◆ PHOTONS

Les photons cèdent leur énergie aux électrons du cristal, au cours d'interactions discrètes, de trois façons. Chacune d'entre elles domine dans un domaine énergétique assez bien défini, avec des variations selon la densité électronique rencontrée par le photon, c'est-à-dire selon Z (fig. 3.12., d'après Segré [3.37]). Nous les commentons brièvement en insistant sur les points nous intéressant plus particulièrement (par exemple, tout mécanisme se traduisant par de l'énergie perdue pour le cristal), et renvoyons le lecteur au paragraphe précédent pour ce qui concerne le destin des électrons accélérés jusqu'à la thermalisation.



A basse énergie ($E_g < h\nu < 100$ keV), la plupart des photons sont absorbés par *effet photoélectrique* en un seul événement. La section efficace de l'interaction, σ_{phot} , est $\propto Z^5$. Un électron est éjecté des couches intérieures de l'atome avec l'énergie $h\nu - E_{\text{liaison}}$, créant ainsi

une lacune dans les couches atomiques. Plus l'énergie du photon est importante, plus on peut accéder aux couches profondes, ce qui explique les sauts en absorption observés (cf. fig 3.12. ; les énergies de liaison des couches K du carbone et du plomb sont respectivement 285 eV - donc hors figure - et 88 keV). La lacune "remonte" les couches atomiques, restituant ainsi l'énergie E_{liaison} , à la suite d'une cascade d'événements qui laisse l'atome dans un état plus ou moins ionisé. Le cours de cette cascade met en compétition l'émission de photons X de *fluorescence* avec l'émission secondaire d'électrons par *effet Auger*. Les électrons Auger sont facilement réabsorbés dans le cristal alors que les photons X de fluorescence ont une probabilité non nulle de s'échapper selon l'épaisseur de cristal à traverser. Le taux de fluorescence d'une couche $\omega_n = \frac{X_n}{e_n}$ [où $n=K,L,M,\dots$], caractérise la compétition entre ces deux phénomènes ; ω_n est fort heureusement pour nous une fonction croissante de Z : dans le plomb, la cascade X est arrêtée rapidement, comme l'est la cascade Auger dans le diamant. La perte d'énergie dans le cristal par échappement d'électrons ou de photons X est un phénomène confiné à la surface, aux énergies de l'ordre du keV.

Aux énergies moyennes ($100 \text{ keV} < h\nu < 3 \text{ MeV}$), le photon réagit principalement par *effet Compton* avec l'électron au cours d'une collision élastique, et cède à l'électron une fraction seulement de son énergie ($\sigma_{\text{Compt}} \propto Z$). Le photon diffusé $h\nu'$ peut s'échapper du cristal, ou y subir des diffusions multiples. Il peut ainsi perdre suffisamment d'impulsion pour être piégé en fin de parcours par effet photo-électrique.

On observe, dans le cas de la diffusion simple, le spectre continu de l'électron diffusé jusqu'au front Compton (choc frontal), défini par les lois de conservation à :

$$E_{\bar{e}\text{max}} = h\nu \frac{2A}{1+2A} \quad \text{avec} \quad A = \frac{h\nu}{m_e c^2} = \frac{h\nu}{511 \text{ keV}} \quad (60)$$

et dans le cas de la diffusion multiple, un spectre Compton déprimé qui se prolonge par continuité jusqu'à la *raie de "pleine énergie"*, qui coïncide évidemment avec le pic

photoélectrique. On retrouve dans cette raie l'énergie du photon, convertie en paires électron-trou...voire thermalisée. Le volume actif du détecteur joue un rôle très important dans l'aspect des spectres, caractérisés par le rapport des hauteurs au pic et au front Compton : la calibration des détecteurs massifs par des γ , et l'identification du fond en sont facilitées. Mais il est beaucoup plus efficace de changer le Z du matériau, possibilité réservée on l'a vu, aux seuls bolomètres : on augmente alors le rapport $\frac{\sigma_{\text{phot}}}{\sigma_{\text{Compt}}} \propto Z^4$.

Le tableau 3.6 regroupe le calcul des fronts Compton des sources gammas que nous avons utilisées, de la probabilité d'interaction du photon dans une cible en saphir de 2cm d'épaisseur (notre détecteur), ainsi que la probabilité d'échappement $P_{\text{échap}}$ du photon rétrodiffusé associé, d'énergie $h\nu'_{\text{min}}$, supposé produit au centre du cristal. Les sections efficaces d'interaction sur le saphir sont déduites de tables concernant Al et O [3.38], en appliquant $\rho_{\text{Al}_2\text{O}_3}^{\text{Al}} \approx 2.12 \text{ gcm}^{-3}$ et $\rho_{\text{Al}_2\text{O}_3}^{\text{O}} \approx 1.88 \text{ gcm}^{-3}$.

Tableau 3.6. Absorption des gammas dans le saphir.

Source	E_γ (keV)	Probabilité d'interaction (saphir:2cm)	Front Compton (keV)	$h\nu'_{\text{min}}$ (keV)	$P_{\text{échap}}$ $h\nu'$
^{241}Am	59.6	84% $\left\{ \begin{array}{l} 31\% \text{ photoel. (Al)} \\ 53\% \text{ Compton (Al + O)} \end{array} \right.$	11.4	48.3	32%
^{57}Co	122	71 % Compton.	39.4	82.6	49%
^{60}Co	1170 & 1330	37 % Compton.	960 & 1116	≈ 212	62%
^{40}K	1460	33 % Compton	1243	221	"
^{208}Tl	2615	27 % Compton	2382	233	"

Ce tableau montre l'impossibilité de mesurer un fond aux énergies de l'ordre du keV dans un cristal de saphir en utilisant comme source de calibration ^{241}Am (voir publication D6, fig.5). Nous calculons grossièrement qu'une proportion supérieure à 20% ($\approx 32\% \times \frac{53\%}{84\%}$) de photons interagissant dans le cristal, le font au cours d'une interaction Compton simple, contaminant ainsi le spectre en dessous de 11.3keV. Cette remarque vaut évidemment pour les sources gammas de plus haute énergie. Une mesure différentielle (fond de radioactivité avec et sans source) peut être une solution si une source de ce type s'avère indispensable, mais pour une durée de mesure double...

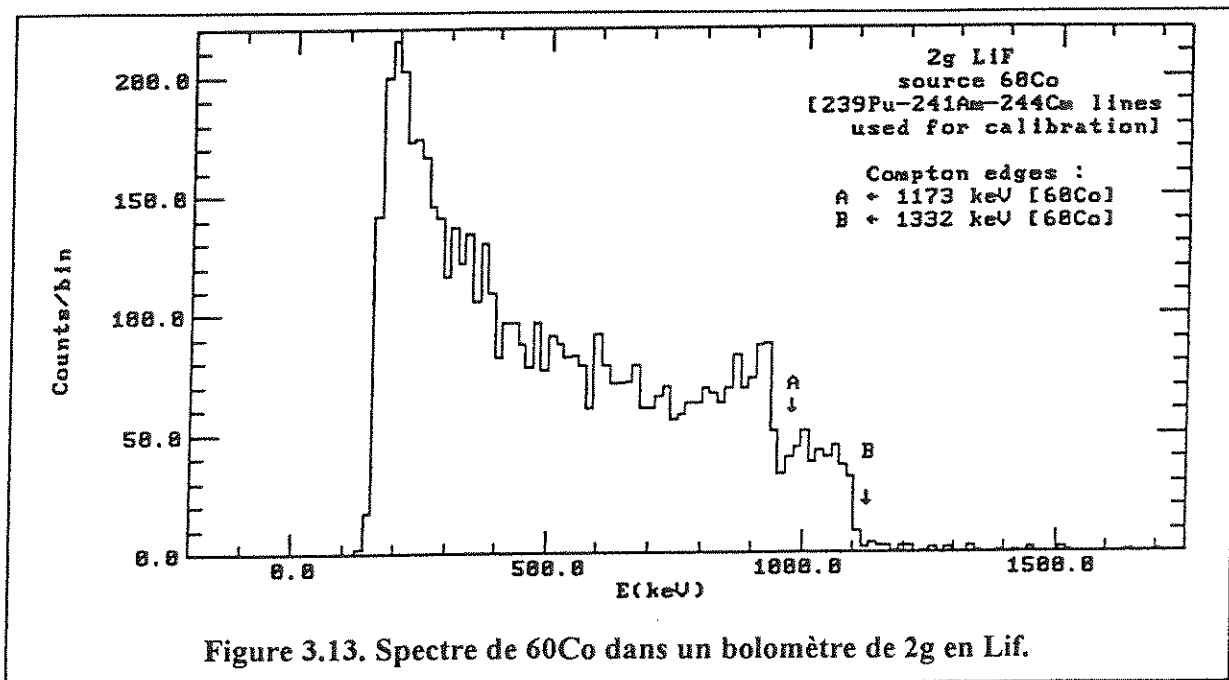
La grande pénétrabilité des gammas de haute énergie, propriété qu'ils partagent avec les neutrons, permet de tester la réponse du détecteur dans la masse.

Aux énergies élevées ($h\nu > 3 \text{ MeV}$), le photon cède son énergie au cristal au cours d'une réaction de *création de paire* e^+e^- dans le champ d'un noyau. La production de paire commence en réalité dès 1.2 MeV (seuil= $2m_e c^2$) et domine vers plusieurs MeV ($\sigma_{e-e^+} \propto Z^2$). Les particules créées perdent leur énergie cinétique $E = h\nu - 2m_e c^2$ par collisions avec les électrons du cristal. Le positron, suffisamment ralenti, s'annihile avec un électron du milieu en émettant deux photons de 511 keV émis à 180° . Ces photons, lorsqu'ils ne sont pas réabsorbés, sont responsables des *pics d'échappement* simples et doubles couramment observés dans les détecteurs, respectivement à 511keV et 1.022MeV du pic photoélectrique. Les énergies considérées ici ne nous concernent déjà plus, la seule conséquence pratique est la quasi certitude de trouver une raie à 511 keV dans le fond, si des émetteurs β^+ ou des sources gammas de haute énergie sont présents dans l'environnement.

Discussion...

Nous terminons ainsi notre revue des interactions des photons avec le cristal. Nous soulignons la gêne considérable causée par les éventuelles diffusions Compton, qui se traduisent sur les spectres du fond par l'apparition d'un continuum venant perturber jusqu'aux

premiers canaux, et sur les spectres de calibration par des temps de mesure considérables. Soulignons également la difficulté de calibrer le détecteur sur le front Compton, en raison de la statistique importante demandée. En outre, le front Compton n'est pas souvent bien défini, car il existe plus d'un enchaînement dont le résultat est de combler le vide entre la position du front et le pic photoélectrique, dans des détecteurs de taille raisonnable. La figure 3.13. représente le spectre d'une source ^{60}Co dans un bolomètre de 2g en LiF (donc de faible Z) que nous avons obtenu sur le réfrigérateur à dilution de l'IPN de Lyon ($T_{\text{bol}} \approx 83\text{mK}$) : on constatera la difficulté de localiser précisément le front Compton ainsi que l'absence du pic photoélectrique dans la durée de mesure.



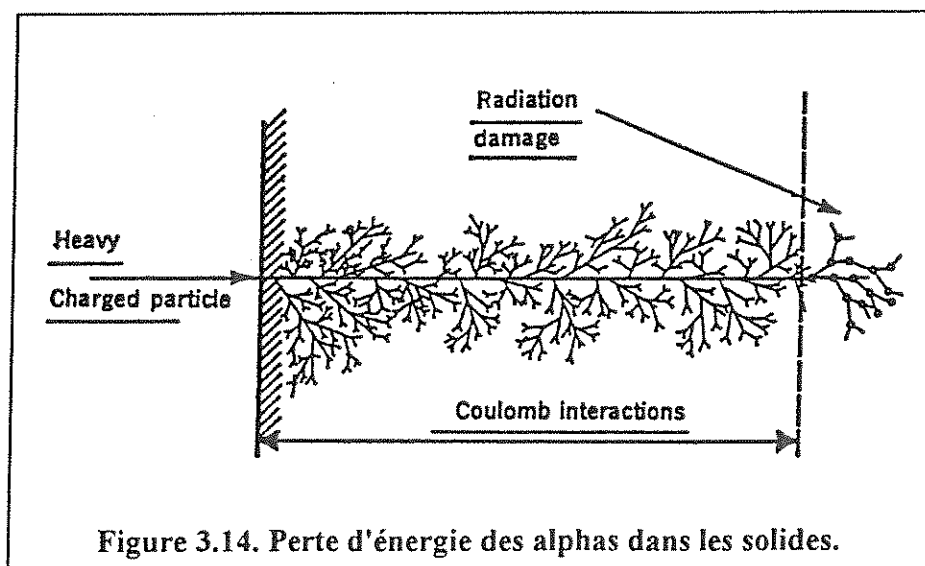
Aux basses énergies (quelques keV), les photons sont absorbés à 100% dans une faible épaisseur quel que soit le matériau choisi : la longueur d'atténuation est de quelques microns. Aussi, n'y a-t-il aucun avantage à tirer des bolomètres à faible Z (comme $\text{C}_{\text{diamant}}$, Al_2O_3 , LiF) sous prétexte de leur relative insensibilité à ces photons dans une expérience de détection de la matière noire. Au contraire, il semble bien plus intéressant, dans l'hypothèse d'un fond important, de travailler avec des bolomètres de Z élevé, afin de "déprimer" la composante

Compton par rapport à la composante photoélectrique, ramenant ainsi les comptages observés dans les premiers canaux vers la droite des spectres... et d'identifier-soustraire l'élément radioactif impliqué.

Mais nous avons vu les conséquences du choix d'un Z élevé sur les propriétés thermiques (mauvaise Θ_D , voir figures 3.8 & 3.9). On peut imaginer un bolomètre de taille modeste et de Z élevé (en Pb romain par exemple) faisant une mesure du fond de photons à proximité immédiate du bolomètre "Matière Noire", détecteur massif à faible seuil et haute résolution.

Enfin, il n'est pas bien sorcier de prédire un bel avenir en spectroscopie gamma haute résolution pour des bolomètres à haut Z , une fois réglées les éventuelles difficultés posées par la thermalisation des paires électron-trou (diélectriques).

◆ ALPHAS.



Les alphas émis par les radionucléides - de $E_{\alpha} \approx 1.88$ MeV [^{144}Nd] à $E_{\alpha} \approx 9.3$ MeV [^{213}At] - perdent la plus grande partie de leur énergie par collisions inélastiques avec les électrons du milieu. Le ralentissement des α dans le cristal a toutes les caractéristiques des pertes d'énergie des particules lourdes chargées. On observe une trajectoire en deux temps (fig. 3.14. d'après Goulding et Stone [3.39]) :

- La plus grande partie du parcours est rectiligne car les alphas transfèrent peu de leur impulsion aux électrons (inadaptation des masses) avec lesquels ils échangent pourtant la majeure partie de leur énergie. L'alpha suit alors une courbe de *Bragg* $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{ionisation}} = f(x)$.

Nous avons déjà traité de la façon dont l'énergie des électrons se thermalise..

- La fin de parcours de l'alpha diffère peu de celui du noyau de recul d'une interaction WIMP-noyau : l'énergie est cédée lors de collisions avec les atomes du milieu et la trajectoire de l'alpha devient chaotique ; nous parlerons abondamment des collisions atomiques dans le prochain paragraphe (noyaux de recul).

A l'instant de la dernière ionisation, l'énergie de l'alpha est évidemment supérieure au minimum d'ionisation E_i que nous calculons par la formule à $E_{\alpha} \approx 39$ keV dans le saphir et à $E_{\alpha} \approx 4.3$ keV dans Si. Les fluctuations statistiques sur la fraction de l'énergie perdue en collisions induisent des pertes de résolution dans les détecteurs à semi-conducteurs (à ne pas confondre avec notre discussion sur le facteur de Fano !). La contribution à la résolution limite de l'effet des collisions atomiques est ainsi estimée à $\Delta E_{\text{coll}} \approx 5$ keV FWHM pour des α de 5.5 MeV dans un détecteur Si(Li), alors que l'énergie moyenne perdue en collision est $E_{\text{coll}} \approx 7$ keV [3.40]. Par comparaison, la contribution des fluctuations statistiques dans le nombre de paires créées est seulement de 995eV FWHM (cf. Tab 3.4).

L'élargissement des raies alpha dû aux collisions est, après les pertes dans les fenêtres d'entrée, le deuxième facteur limitant les diodes Si(Li), lesquelles ne dépassent pas 8 keV FWHM de résolution totale.

Le bolomètre étant un détecteur sans fenêtre et récupérant pratiquement toute l'énergie de collision E_{coll} , ne connaît aucune de ces limitations.

Le parcours des alphas de 5.5 MeV est de $30\mu\text{m}$ dans Si, de $18.7\mu\text{m}$ dans Ge et de $12.6\mu\text{m}$ dans Pb...une formule empirique [3.40] donne pour le parcours d'un α d'énergie E_α , dans une cible M de masse atomique A

$$R_M(E_\alpha) \approx 5.6 \frac{A^{1/3}}{\rho} R_{\text{air}}(E_\alpha) \quad (61)$$

où le parcours R_M est exprimé en μm , ρ en g.cm^{-3} , R_{air} en cm et E_α en MeV avec

$$R_{\text{air}}(E_\alpha) = \begin{cases} 0.56E_\alpha & 0 < E_\alpha < 4 \text{ MeV} \\ 1.26E_\alpha - 2.62 & 4 < E_\alpha < 8 \text{ MeV} \end{cases} \quad (62)$$

Nous calculons ainsi pour le saphir ($A \approx \frac{2}{5}\text{Al} + \frac{3}{5}\text{O} \approx 20.4$ et $\rho \approx 4\text{g.cm}^{-3}$) un parcours de près de $16.5\mu\text{m}$ pour des alphas de 5.5 MeV (et $15.7\mu\text{m}$ dans Cdiamant).

◆ *NOYAUX DE RECOL : L'ÉVENEMENT "MATIÈRE NOIRE".*

Aux "faibles" énergies (typiquement $E < 100\text{ keV}$), l'approche "calorimétrique" naïve dont nous avons parlé au tout début de notre discussion, n'est plus du tout adaptée pour des particules massives, et il devient très risqué de vouloir confondre les réponses du détecteur à un photon (ou un électron) de 1 keV et à un ion lourd de la même énergie.

Le noyau de recul du signal "Matière Noire" par exemple, est trop lent pour réagir au déplacement rapide des électrons sur leurs orbites : l'accélération moyenne ressentie par la particule en réponse à la présence de l'électron est nulle. La particule est neutralisée très

rapidement au cours de *réactions d'échange* électronique avec les atomes du milieu, de sorte que ses interactions avec la cible sont réduites pratiquement aux seules *collisions atomiques* [et, en conséquence, il vaudrait mieux parler d'atome de recul plutôt que de noyau]. Une étude du potentiel interatomique qui tienne compte de l'effet d'écran des électrons orbitaux est alors indispensable si nous souhaitons comprendre la façon dont l'énergie est déposée : le calcul le plus complet du potentiel, sans expression analytique équivalente, est fondé sur un modèle statistique de l'atome (modèle TFD, pour Thomas-Fermi-Dirac). Dans cette représentation, le potentiel est fortement concentré au voisinage des atomes ; un atome en déplacement dans le milieu voit le plus souvent un potentiel quasi nul (les collisions sont donc rares), qui varie très rapidement si l'atome vagant s'aventure trop près de l'atome cible (quelques Å). Un modèle de *sphère dures* (potentiel en forme de "L") illustre assez bien, en première approximation, la phénoménologie des collisions atomiques dans un milieu donné (Nelson, [3.41]).

La transition entre collisions électroniques et collisions atomiques est en réalité continue, son calcul peut être associé à celui de l'*état de charge* d'un ion en déplacement dans le milieu, qu'un critère (voir Lamb [3.42]), permet de deviner : le cortège électronique de l'ion en déplacement est tel que seuls les électrons dont la vitesse orbitale est supérieure ou égale à la vitesse de l'ion restent associés au noyau. Pour avoir une bonne idée de ce critère, imaginez-vous avec quelle vitesse on doit s'enfuir pour se débarrasser d'une abeille qui tourne autour de sa tartine !

La vitesse moyenne orbitale d'un électron v_e est de l'ordre de $\frac{v_e}{c} \approx \alpha \frac{Z^*}{n}$, où $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$ est la constante de structure fine, Z^* est la charge nucléaire effective vue par l'électron (écrantée) et n le nombre quantique principal de la couche. Un corollaire de ce critère est qu'un atome dont la vitesse v est tombée en dessous de la vitesse orbitale de ses électrons périphériques $\frac{v_{orb}}{c} \approx \alpha Z^{2/3}$ a une forte probabilité d'être neutralisé. Prenant toujours

l'exemple du saphir, nous déterminons ainsi l'ordre de grandeur des vitesses limites v_{orb} , et de l'énergie de recul limite

$$E_{\text{lim}} \approx \frac{1}{2} M c^2 \left(\frac{Z^{2/3}}{137} \right)^2 \approx \frac{E_0}{2} \left(\frac{Z^{2/3}}{137} \right)^2 \quad (63)$$

en dessous de laquelle les atomes Al($Z=13$) et O($Z=8$) gardent leur cortège électronique, soit

$$\begin{cases} v_{\text{orb}}(\text{Al}) \approx 1.2 \cdot 10^7 \text{ ms}^{-1} \\ v_{\text{orb}}(\text{O}) \approx 8.8 \cdot 10^6 \text{ ms}^{-1} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} E_{\text{lim}}(\text{Al}) \approx 22 \text{ MeV} \\ E_{\text{lim}}(\text{O}) \approx 6.8 \text{ MeV} \end{cases} \quad (64)$$

Le même critère pour un alpha donne 270 keV, ce qui est un peu sévère... En réalité, ces vitesses correspondent seulement au début de la décroissance des sections efficaces de collision électronique.

L'étude de la compétition entre les collisions électroniques et nucléaires par les ions lourds dans les solides est l'entreprise principale de Lindhard [3.43-3.45]. Elle est illustrée sur la figure 3.15., dans les unités sans dimensions introduites par Lindhard, ρ (\propto abscisse curviligne) et $\varepsilon^{1/2}$ (\propto vitesse de l'ion = énergie^{1/2}). Les faisceaux de courbes de collisions $S_e = k\varepsilon^{1/2}$ calculés par Lindhard sont paramétrés par une variable k dépendant de Z_1 , Z_2 , M_1 et M_2 , respectivement numéros atomiques et masses des atomes entrant en collision. Pour un noyau de recul, on observe évidemment $Z_1=Z_2$, $M_1=M_2$ (pour un cristal monoatomique) et on calcule

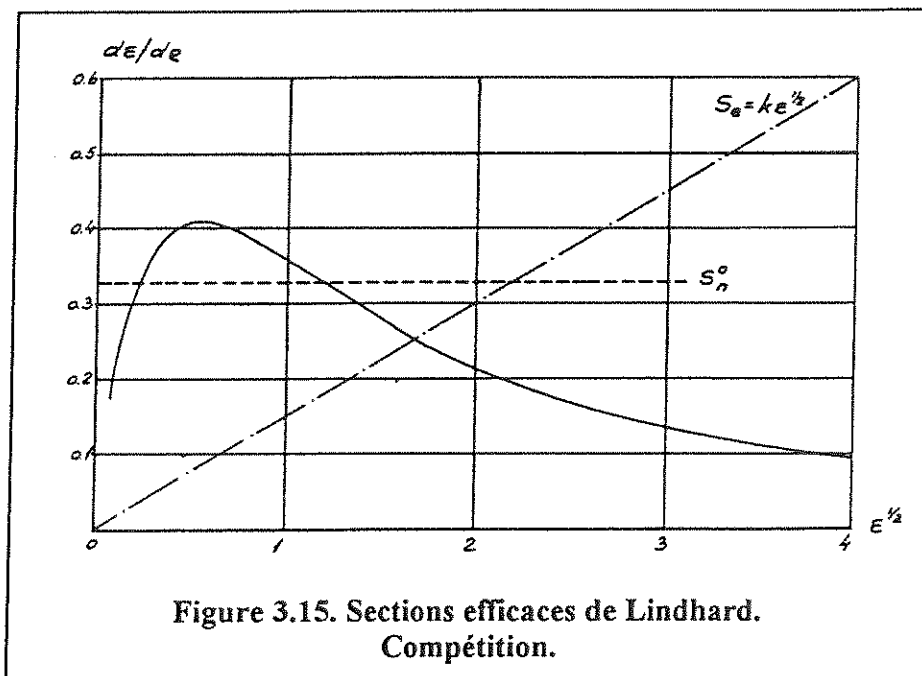
$$k = 0.133 \frac{Z^{2/3}}{A^{1/2}} \approx 0.142 \quad (65)$$

dans le cas particulier d'une collision Al-Al [$S_e(\text{Al-Al})$ est donc proche de la courbe représentée par Lindhard sur la figure 3.15, $k=0.15$]. Les collisions atomiques Al-Al dominent les collisions électroniques Al- e^- pour

$$\varepsilon = 0.313 \frac{4\pi\varepsilon_0 a_0}{Z^{7/3} e^2} E < (1.67)^2 \quad (66)$$

car nous mesurons $\epsilon^{1/2} \approx 1.67$ à l'intersection des deux courbes (S_n), collisions nucléaires, et (S_e), collisions électroniques.

Dans cette formule, $a_0 = 5.3 \cdot 10^{-11} \text{ m}$ est le rayon de l'atome de Bohr. Il vient $E < 96 \text{ keV}$ pour une collision Al-Al (>50% nucléaire) dans le schéma de Lindhard : il y a pourtant bien longtemps que le minimum d'ionisation E_i d'Al dans Al_2O_3 est atteint puisque nous le calculons à 250 keV par la formule (46).



Il y a donc là une sérieuse difficulté...que nous n'avons pas encore résolue : la théorie de Lindhard appliquée aux basses énergies semble incompatible avec l'existence d'un seuil d'ionisation.

L'existence de ce seuil pour les électrons est manifeste dans les diodes à avalanche par exemple et, rappelons le, sa valeur permet de prévoir correctement l'énergie moyenne de création de paires. On trouvera dans l'ouvrage de P.T. Landsberg [3.66] (table 3.5.1 p 250) une dérivation plus rigoureuse que la formule (46) du seuil d'ionisation par impact des électrons dans les semiconducteurs, tenant compte de la structure des bandes. Signalons la similitude de ces

calculs avec ceux intervenant dans la description de la recombinaison par effet Auger dans les semiconducteurs, qui est le miroir parfait de l'ionisation par impact des électrons.

Nous n'avons malheureusement pas trouvé de référence traitant de façon satisfaisante le calcul du seuil d'ionisation des particules lourdes. Nous n'avons invoqué que les règles les plus élémentaires de la cinématique pour l'estimer et très peu d'hypothèses ont suffi pour le calculer. A cet argument esthétique on peut cependant opposer des résultats expérimentaux qui reportent une ionisation effective en dessous du seuil calculé par (46). Nous calculons ainsi $E_i \approx 30 \text{ keV}$ pour un recul de Si dans Si et $E_i \approx 52 \text{ keV}$ pour un recul de Ge dans Ge. Un signal d'ionisation est pourtant vu dans Si à des énergies de recul de 21.2 keV [3.67] et jusqu'à 4 keV [3.68]. De même dans Ge, des mesures positives sont reportées en dessous de 52 keV [6.3] et jusqu'à 10 keV [3.69]. Nous devons nous résigner à abandonner le calcul trop simple du seuil d'ionisation (un seuil "dur") que nous avons entrepris (46), tout en reconnaissant que personne ne peut actuellement prétendre affirmer ou infirmer l'existence d'un tel seuil, ni ne sait le calculer. Il n'existe pas, à notre connaissance, de description physique satisfaisante de l'ionisation par impact à des énergies aussi faibles. Cette question est pourtant fondamentale puisqu'elle concerne directement l'efficacité de la thermalisation des signaux Matière Noire, et donc la calibration des spectres, en cas de non-recombinaison des paires électron-trou. L'existence avérée de ce seuil permettrait également d'espérer un taux de rejet considérable des événements du fond (cf. Chapitre 6, fig. 6.2).

Nous pouvons néanmoins questionner l'application de la théorie de Lindhard à ces énergies, souvent évoquée, pour déterminer la fraction de l'énergie de recul cédée en ionisation. On trouvera une première critique de cette approche dans la revue de Smith & Lewin sur la détection de la Matière Noire ([3.20], Fig. 12.1 p 250). Smith et Lewin, tout en reconnaissant l'absence de mesures à basse énergie confirmant leurs estimations, se démarquent de l'application traditionnellement faite de la théorie de Lindhard au calcul de l'efficacité d'ionisation des atomes de recul. Pour tenir compte des résultats expérimentaux positifs, ils

sont amenés à dériver l'expression d'un seuil "mou", que l'expression (44) aidera à retrouver. Nous n'avons pas été convaincu par leur démonstration : il nous semble qu'elle impliquerait un effet photoélectrique pour des énergies de photon inférieure au gap E_g , ce qui n'a jamais été observé...

Lindhard ne nous a pas facilité la tâche : le lecteur attentif qui s'intéresse à ce paradoxe apparent - des sections efficaces de collisions électroniques (S_e) non nulles en présence d'une probable interdiction d'ordre cinématique- trouvera une foule d'embûches dans sa recherche... Ainsi, les "Notes on Atomic Collisions" de Lindhard, que nous sommes fréquemment invité à consulter, n'ont pas été publiées dans l'ordre chronologique : la note I est publiée 5 ans après les notes II et III, qui y renvoient pourtant !... Après réflexion prudente, il nous semble qu'il y a peut-être eu abus d'interprétation. Ainsi Lindhard ne prétend-il jamais traiter à basse énergie que des collisions élastiques des atomes de recul avec les électrons (voir [3.45], Note I ; Introduction) qu'il traite comme un gas dégénéré . Si ces interactions sont bien effectives dans le ralentissement de l'atome de recul, et donc dans la dérivation du pouvoir d'arrêt, du parcours des ions lourds et de leur *straggling* -problèmes auxquels Lindhard s'était attelé- il n'est à aucun moment question de collision inélastique, et donc d'ionisation (traitement annoncé dans la Note IV, non publiée...). Nous comprenons ainsi l'absence d'un quelconque seuil dans la dérivation effectuée par Lindhard du pouvoir d'arrêt électronique. Il est probable qu'une partie de l'énergie primaire cédée aux électrons au cours de ces collisions élastiques est rapidement restituée aux phonons, mais se pourrait-il également que les électrons accélérés au cours de ces collisions coopèrent pour arracher l'un d'entre eux des liens atomiques et provoquer ainsi l'ionisation ? Ce qui conduirait naturellement à un seuil d'ionisation "mou"?

En conclusion, s'il n'y a pas pour l'instant pas de confirmation expérimentale d'un quelconque seuil d'ionisation, il nous paraît hardi d'invoquer la théorie de Lindhard aux basses énergies pour calculer la fraction de l'énergie de recul perdue en ionisation. Des mesures nombreuses s'imposent avant de conclure sur ces deux points.

On trouvera une adaptation de la théorie de Lindhard aux cristaux polyatomiques (les collisions Al-Al, O-O et Al-O étant alors prises en compte pour le saphir) dans la référence [3.50].

Nous reprenons à présent le noyau de recul, que nous avons laissé pour nous inquiéter des électrons, avec cette question :

A quelle vitesse l'atome de recul se déplace-t'il dans le cristal ?

Si nous prenons l'exemple d'une interaction WIMP-Ge, avec $M_W=5\text{GeV}/c^2$, nous calculons facilement une énergie de recul maximale de l'atome de Ge de l'ordre de 250 eV pour une énergie cinétique de la particule incidente de 1 keV. A cette énergie est associée une vitesse initiale $v_{\text{Ge}} \approx 25\text{kms}^{-1}$, où nous retrouvons évidemment l'ordre de grandeur de notre vitesse par rapport au halo, multipliée par un facteur d'adaptation des masses <1 . Une telle vitesse est très légèrement supersonique dans le saphir (où $v_{\text{son}}^L \approx 11.1\text{kms}^{-1}$), et passera certainement en dessous de la vitesse du son dès les premières collisions. Nous concluons de cette estimation rapide :

- que l'image de la particule dans le milieu engendrant une onde de choc n'est pas correcte, et surtout
- que les phonons devraient évacuer très efficacement l'énergie sur le passage de l'atome de recul.

En réalité, l'atome de recul initial vient très rapidement au repos, ayant probablement transféré son énergie à l'un de ses proches voisins. Une des caractéristiques des collisions atomiques du noyau de recul "Matière Noire" est en effet la parfaite **adaptation de masse** des partenaires impliqués dans la collision (ou une légère désadaptation dans le cas d'un cristal polyatomique comme Al_2O_3). On assiste au développement très rapide d'une *cascade de collisions atomiques*, dont Nelson [3.41] passe en revue tous les aspects. Il existe peu de méthodes instrumentales permettant de comprendre le développement des cascades en raison du caractère non ionisant des atomes de recul : leur étude est pour l'instant mieux abordée par

le biais de simulations numériques. Le lecteur intéressé en trouvera une introduction très récente dans la référence [3.51].

Les différentes ramifications de la cascade s'arrêtent lorsque l'énergie de l'atome terminal passe en dessous du *seuil de déplacement*, E_d . Ce seuil correspond à la brisure des liaisons covalentes de l'atome dans le cristal et est normalement de l'ordre de 25eV. Au dessus de E_d , l'atome percuté est déplacé de son site, et on assiste à la création d'une *lacune*. L'atome percuté peut ensuite en déplacer un autre :

- 1)- sans prendre sa place, ce qui demande à nouveau une énergie minimale E_d
- 2)- en prenant sa place (*remplacement*) sans dépense énergétique.

Les chaînes de remplacement conduisent efficacement l'énergie loin du premier point d'impact (quelque 100 Å pour des énergies de l'ordre du keV). En terminaison d'une des branches de la cascade, l'atome incident ne peut plus déplacer d'atomes, et a de fortes chances de finir en *position interstitielle* dans la maille du réseau cristallin. Mentionnons également les phénomènes de *canalisation* observables lorsque l'atome percuté s'engage dans un plan de faible densité atomique et circule dans les canaux cristallins... La canalisation peut également expliquer une perte d'énergie cédée aux électrons plus importante que prévu par la théorie de Lindhard (qui fait abstraction de la structure cristalline) puisque l'atome canalisé ne voit pratiquement des plans atomiques que les nuages électroniques.

La figure 3.16. (d'après [3.52]) est une très bonne description de la perturbation du milieu cristallin par un atome de recul. Il s'agit ici d'un atome de recul Cu de 40eV errant dans le plan <100> du cuivre. Le choix du cuivre n'est pas indifférent en raison de sa maille simple (fcc). La température du cristal est $T=0K$, ce qui permet de geler les atomes dans leur puits de potentiel, tout en nous intéressant vivement, puisque nos conditions expérimentales sont proches de la simulation ! Le cristal est regardé à $t=0.3ps$ après le premier choc, qui coïncide, si l'on veut bien l'imaginer, avec la diffusion du WIMP... La trajectoire individuelle des atomes voisins est représentée par un trait sombre.

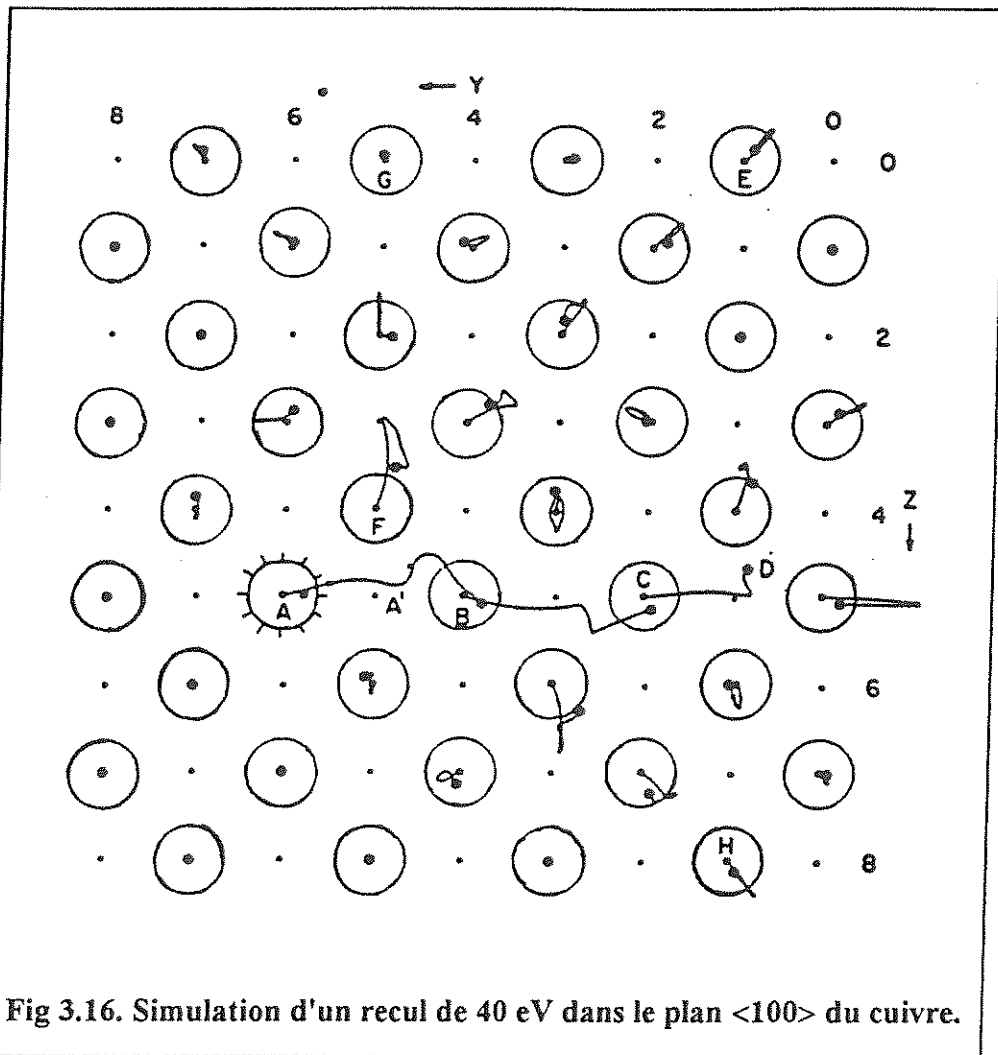


Fig 3.16. Simulation d'un recul de 40 eV dans le plan $\langle 100 \rangle$ du cuivre.

Nous attirons l'attention du lecteur sur cette figure car elle nous fait comprendre la façon dont l'énergie initiale de l'atome de recul, 40eV seulement ici, est déposée :

Nous distinguons, dans le bilan des remaniements structurels du cristal, la création d'une lacune en A et d'un "interstitiel" en D, c'est-à-dire la création d'une *paire de Frenkel*. A cette paire est associée une tension du cristal qui représente une énergie stockée de l'ordre de 2.7 eV [3.52] dans le cuivre, soit 7% de l'énergie initiale. Le mouvement visible des atomes voisins suggère la création d'un paquet de phonons (pour adopter une description en paquet d'ondes) encore localisé au niveau de l'interaction après 0.3ps : la fraction acoustique de ce paquet de phonons a progressé dans le même temps de quelques distances interatomiques aux limites de la figure -

si nous adoptons $v_{\text{son}} \approx 5 \text{ km s}^{-1}$ pour la vitesse du son dans le cuivre, nous trouvons le front de phonons acoustiques à 15 \AA , soit environ 6 distances interatomiques.

Nous notons également la tendance des collisions à se *focaliser* dans les directions cristallographiques, particulièrement visible sur les diagonales droites (haut et bas) de la figure.

La focalisation de l'énergie des phonons dans des directions privilégiées est un autre effet de l'anisotropie cristalline. Elle est observée dans le régime balistique des phonons, c'est-à-dire en l'absence de diffusion (pour une introduction à la focalisation de l'énergie des phonons, voir Mc Clintock et al [3.62], pp. 39-41).

Les figures 3.17 a) (mesures) et b) (théorie, d'après les courbes de dispersion), sont une illustration de l'effet de focalisation dans le saphir [3.53] :

Le détecteur de phonons utilisé est un film résistif en Al supraconducteur, collé sur une des faces - taillée dans la direction $[1\bar{1}02]$ - d'un cristal de saphir refroidi à 1.6 K. Un faisceau laser modulé attaque la face opposée du cristal, recouverte d'une couche métallique dans laquelle l'énergie des photons incidents est convertie en phonons. La source - et non le détecteur, collé - est déplacée dans cette expérience : la résolution angulaire nécessaire (de l'ordre de 1°) pour mettre en évidence l'effet de focalisation est assurée par la précision de pointage du faisceau (de l'ordre du μm), une épaisseur raisonnable du cristal (2 mm) et une dimension réduite du film résistif ($40\mu\text{m} \times 40\mu\text{m}$). La figure 3.17a) est déterminée après un balayage de l'échantillon par le faisceau de $\pm 32^\circ$. Les régions brillantes sont les directions de flux important de phonons (caustiques). On reconnaîtra la forme de certaines de ces caustiques sur la figure 3.17.b), qui représente la surface des rayons de la composante transverse lente (ST) des phonons, construite d'après les courbes de dispersion.

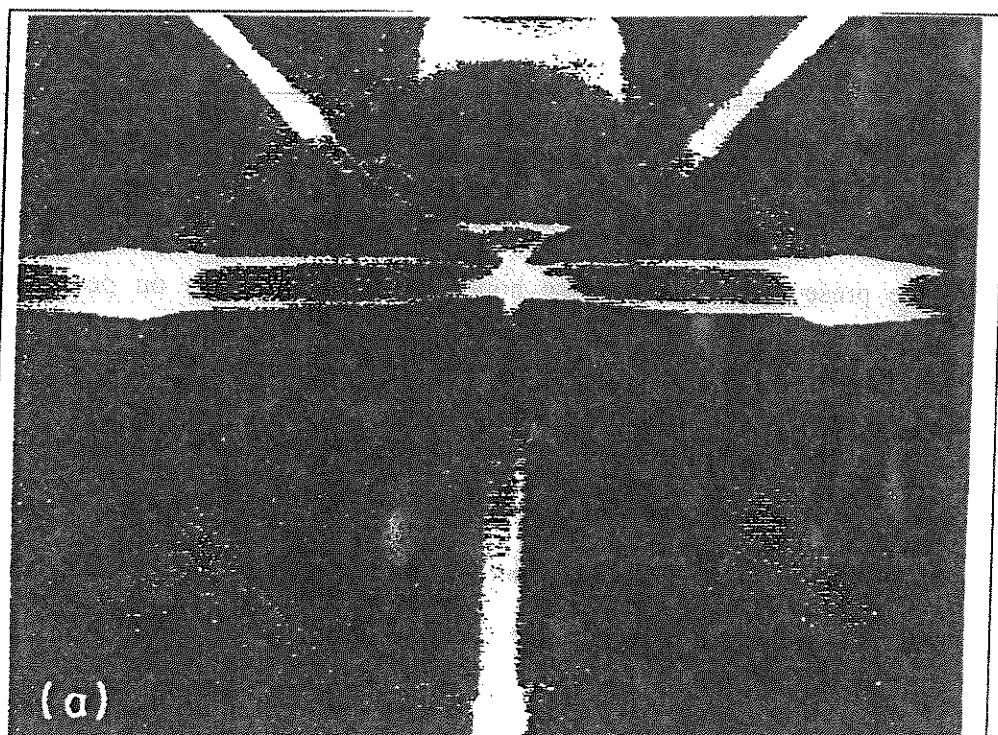


Fig. 3.17. a). Focalisation des phonons dans le saphir (photo).

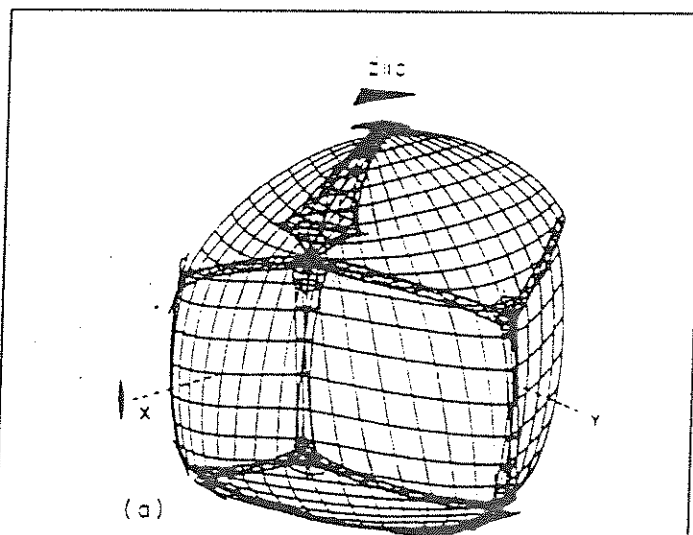


Fig. 3.17. b). Construction de la focalisation d'après les courbes de dispersion du saphir.

Que pouvons-nous tirer de ces figures pour l'expérience qui nous concerne ?

En premier lieu, nous pourrions tirer profit de l'anisotropie cristalline en déterminant le lieu de l'interaction : il "suffirait" pour cela de disposer d'un réseau de thermomètres appropriés dans les 3D, sur les différentes faces du cristal et de réaliser des mesures de temps de vol avant la première réflexion des phonons. La localisation de l'interaction peut avoir une importance si le détecteur ne présente pas de réponse homogène dans sa masse ou pour localiser un événement du fond.

En second lieu, nous nous demandons s'il n'est pas possible d'utiliser cet effet directionnel pour tirer une information sur l'impulsion incidente de la particule lorsque nous nous surprenons à rêver d'une **carte du halo**... Lorsque nous reprenons la figure 3.19 qui simule le déplacement d'un atome de Cu de 40eV, nous constatons un net transfert d'impulsion dans la direction d'incidence : les atomes de gauche ne sont presque pas déplacés et la perturbation est bien plus forte du côté droit de la figure où un atome essaie de s'immiscer dans la maille cristalline.

La composante optique du paquet d'ondes de phonons se désintègre très rapidement en une composante acoustique ayant probablement perdu toute information sur la direction. La figure 3.16 souligne l'amplitude des déplacements des atomes par rapport à leur position d'équilibre : on est alors très loin de l'approximation harmonique qui a conduit à la théorie de Debye. Les termes du 3ème degré dans l'expression de la force de rappel des atomes déplacés interviennent alors, introduisant un couplage entre phonons de fréquences différentes. Ce couplage entre phonons joue un rôle important dans la résistivité thermique aux plus hautes températures (processus Normaux et Umklapp) : il permet ici d'ouvrir une voie de désintégration aux phonons optiques tout en respectant des lois de sélection fondées sur la conservation de l'impulsion et de l'énergie. Klemens [3.54] a montré que le temps de vie des phonons de haute énergie τ_{opt} à très basse température ($kT \ll \hbar\omega$) est

$$\tau_{opt} \approx 10^{53} \nu^{-5} \text{ sec} \quad (67)$$

pour un solide typique. Les phonons sont donc d'autant plus instables que leur énergie est élevée. Appliquant cette formule aux phonons de plus haute énergie susceptibles d'être créés dans le saphir (25 THz, soit 0.1 eV), nous leur associons une durée de vie de 10^{-14} sec. Lorsque de tels phonons sont créés au cours du ralentissement de l'atome de recul, ils disparaissent certainement aussitôt, avant l'arrêt de l'atome. Si l'impulsion initiale du phonon de haute énergie est bien conservée au terme de sa désintégration, on assiste cependant à une redistribution spatiale de l'énergie dans de plus nombreuses directions, dont nous reconnaissons le caractère diffusif.

La connaissance du mode de propagation emprunté par les phonons à la température du cristal est essentielle :

- Dans le régime balistique, l'énergie est transportée très efficacement dans le cristal, en empruntant de préférence les directions de focalisation et en conservant probablement une certaine mémoire de l'impulsion initiale. Un détecteur efficace de phonons placé en surface, les absorbant dès leur arrivée, pourrait permettre de reconstruire la direction d'arrivée. Si une partie importante de l'énergie est réfléchi, on perd alors certainement l'information sur la direction (les phonons subissent dans ce cas des réflexions multiples d'ordre élevé avant d'être absorbés).
- Dans le régime diffusif, le transfert de l'énergie est beaucoup plus lent et l'information directionnelle est également perdue.

Il paraît extrêmement difficile de faire des prédictions sur le comportement des phonons créés au cours du ralentissement d'une particule dans le milieu, étant donné les difficultés de modélisation. Une expérience réalisée sur le saphir à 2K (figure 3.18 d'après [3.55]) peut cependant nous donner une piste : dans cette expérience, la source est une résistance chauffante soumise à des créneaux de tension dont on fait varier l'amplitude : la puissance délivrée au cristal passe ainsi de 25mW à 2.8W.

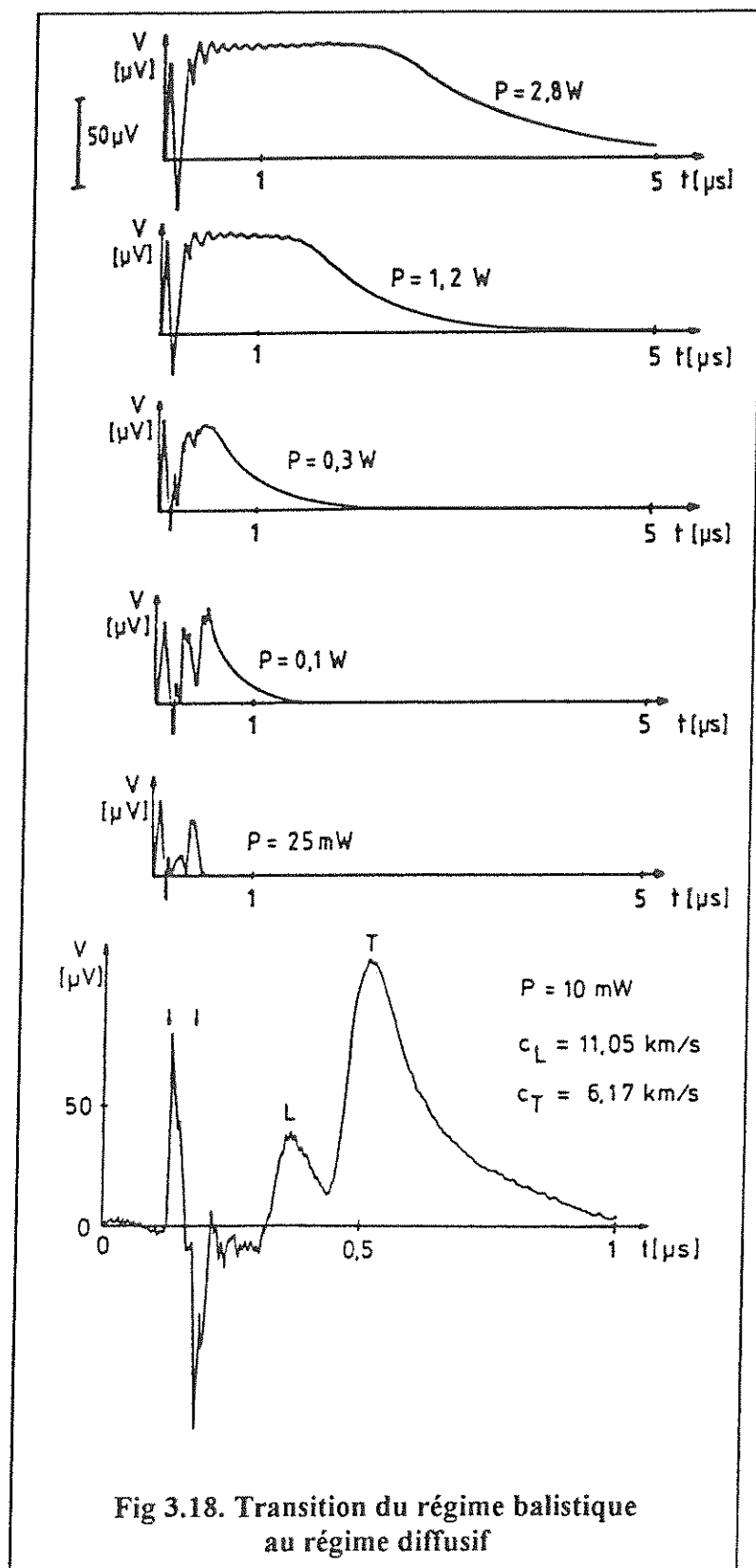


Fig 3.18. Transition du régime balistique au régime diffusif

Le signal enregistré par un film résistif collé sur la face opposée du cristal montre une structure balistique résolue en temps aux faibles puissances (phonons acoustiques longitudinaux et transverses, observés aux temps donnés par la vitesse du son dans le milieu) mais un front diffusif qui submerge cette structure pour des puissances supérieures à 0.3W. La transition entre les deux régimes de propagation pour une expérience donnée est donc une question de puissance !.

L'interprétation donnée par les auteurs de cette expérience est la suivante : dans le cas des "fortes" puissances, la température plus élevée à proximité de la résistance chauffante se traduit par une diminution du l.p.m des phonons dont l'énergie se propage alors diffusivement. Lorsque la température locale de ces phonons est suffisamment retombée, le régime balistique peut reprendre. Nous avons essayé de donner une représentation de cette transition dans le mode de propagation de l'énergie des phonons sur la figure 5.4. La figure 5.4 en haut et à gauche est notre vision d'une puissance moyenne dissipée dans le cristal, analogue à la courbe "P=0.1W" de la figure 3.18. La figure 5.4 en bas à gauche représente notre vision d'un événement purement diffusif, associé à une puissance dissipée élevée, analogue à la courbe "P=2.8W" de la figure 3.18.

Faute de mieux –et nous demandons l'indulgence du lecteur pour cette extrapolation hardie–, nous appliquons les résultats de ces expériences à notre description du recul, bien que l'énergie primaire soit transmise dans un cas par des électrons et dans l'autre par l'atome de recul. Il ne nous reste plus qu'à évaluer la puissance délivrée au cristal, c'est-à-dire, puisque nous connaissons a priori l'énergie de l'atome de recul, le temps qu'il met pour se débarrasser de son énergie. Le maximum de puissance délivrée par l'atome de recul au cristal est obtenu lorsque nous supposons que l'énergie est transférée aux phonons du milieu en 1 seul événement, dès la première collision

$$\text{à } t \approx \frac{\text{distance interatomique}}{v_{\text{recul}}} \approx \frac{2 \cdot 10^{-10} \text{ m}}{82 \text{ kms}^{-1}} \approx 2.5 \cdot 10^{-15} \text{ s}$$

pour un recul de Al dans Al_2O_3 avec une énergie de 1keV.

Cette hypothèse qui n'a aucune base physique donne une puissance maximale $P_{max} \approx 64mW$. Si nous considérons un ordre de grandeur moyen du temps d'arrêt de la cascade de quelque 10ps, l'ordre de grandeur de la puissance fournie au cristal par l'atome de recul tombe à $P_{moyen} \approx 16 \mu W$... Aux températures inférieures à 100mK, il faut s'attendre à reconsidérer à la hausse la valeur limite de la puissance à la transition d'un régime balistique à un régime diffusif, en raison de la raréfaction des phonons de haute énergie. Nous concluons donc cette étude numérique par une remarque de grande importance expérimentale si elle est vérifiée :

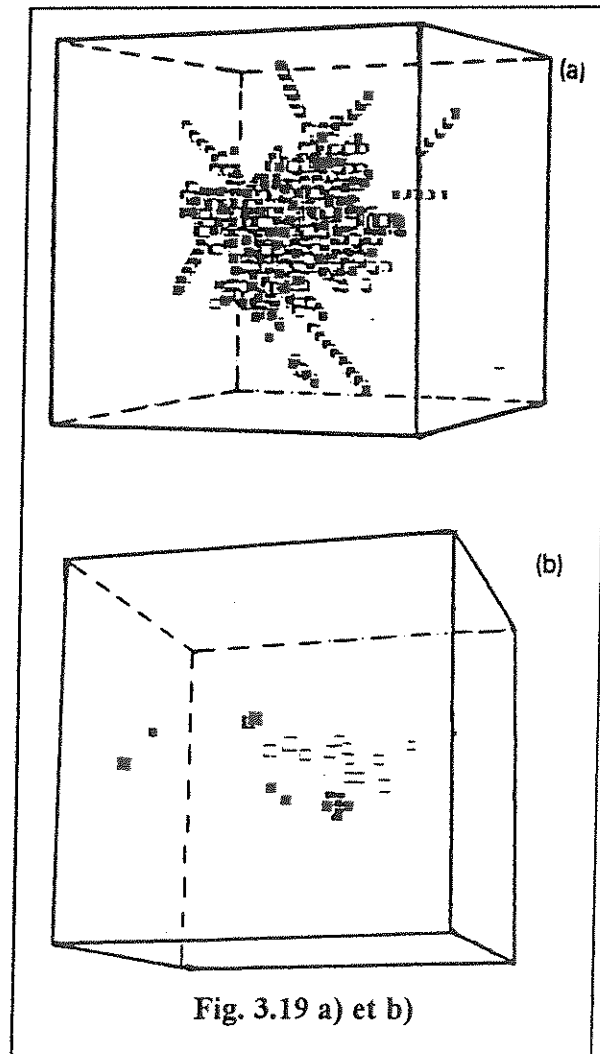
Le signal des phonons émis lors du ralentissement de l'atome de recul après la diffusion d'un Wimp devrait avoir un caractère balistique très prononcé (phonons hors-équilibre).

Un montage ingénieux "pourrait" donc "un jour" permettre de tirer une information directionnelle sur la provenance du Wimp. Bien que l'interaction Wimp-noyau soit isotrope dans le référentiel du centre de masse, ce n'est plus du tout vrai dans le référentiel du laboratoire : l'impulsion moyenne n'est jamais nulle dans la direction d'apex (tangente à la trajectoire du soleil dans le référentiel galactique). On peut bien sûr raffiner en tenant compte de corrections du second ordre – mouvements diurnes et saisonniers– qui ne se feront sentir que dans l'hypothèse d'un taux d'événements élevé. La mesure d'une telle anisotropie serait la confirmation spectaculaire que ce que nous mesurons est bien lié à la galaxie.

Nous terminons enfin notre description de la perte d'énergie d'un atome de recul par une nouvelle simulation tout aussi instructive (figure 3.19 a) et b), d'après [3.56]) :

Il s'agit dans ce cas du développement d'une cascade provoquée par un atome de recul de Cu de 2keV dans Cu, toujours à 0K. Au temps $t=0.37$ ps qui correspond à la fin du développement de la cascade (fig 3.19 a)), on observe une "fusion" du coeur et la formation de nombreuses chaînes de remplacement $Cu \rightarrow Cu \rightarrow Cu$... Les très nombreuses paires de Frenkel créées sont pour la plupart instables : la structure cristalline se réarrange très rapidement en

recombinant la majeure partie des paires (les plus proches). En fin de réarrangement (fig 3.19 b) à $t=10\text{ps}$), le cristal est retourné à sa température initiale, et 12 paires de Frenkel ne se sont pas recombinées.



Cette énergie stockée représente $12 \times 2.7 \text{ eV} = 32.4 \text{ eV}$, non convertis en phonons, soit une perte relative en énergie de 1.6%, négligeable. Les fluctuations induites par ces créations de défauts sur l'énergie ne sont pas non plus à prendre en considération.

Andersen [3.58] a décrit comment la fraction de l'énergie stockée dans les défauts peut dégrader la résolution d'un bolomètre à cible diélectrique. Lorsque nous comparons ses

estimations aux simulations que nous venons de voir sur un métal, le cuivre, une caractéristique intéressante apparaît : les métaux résistent mieux aux irradiations que les diélectriques. La quantité de défauts stables est plus importante dans ce dernier cas, alors que les paires de Frenkel "relaxent" de façon très efficace dans le cuivre. P. Sigmund [3.65] a soulevé ce point en 1969 : dans les cibles diélectriques, comme le diamant ou le saphir, le nombre de paires de Frenkel créées est donné par une formule simple approchée

$$N(E) = 0.42 \frac{E}{E_d} \quad (68)$$

où E_d représente l'énergie de déplacement de l'atome de la maille. Avec les données de Andersen, nous calculons que le recul d'un atome de carbone de 1keV dans le diamant ($E_d=28\text{eV}$) crée 15 paires de Frenkel environ, ce qui représente $15 \times 12\text{eV} = 180 \text{ eV}$ stockés dans les défauts. Le pourcentage relatif de l'énergie perdue est donc de 18%, ce qui ne devient plus du tout négligeable ! Ira t'on à terme vers des bolomètres massifs métalliques ?

L'énergie stockée dans les défauts est identiquement nulle lorsque le Wimp communique à l'atome de recul une énergie inférieure au seuil de déplacement E_d de l'atome dans la maille cristalline. La conversion en phonons est alors de 100% ! Ce seuil, qui est ordinairement de l'ordre de 25 eV a été déterminé récemment pour le saphir [3.57] :

$$\text{seuil de déplacement dans Al}_2\text{O}_3 \quad \begin{cases} E_d(\text{Al}) = 24 \pm 6 \text{ eV} \\ E_d(\text{O}) = 79 \pm 2 \text{ eV} \end{cases} \quad (69)$$

Nous n'y sommes pas encore...

Ayant développé une argumentation qui nous a amenés à une vision "balistique" du signal de recul, il nous paraît intéressant de l'appliquer également aux événements du fond et d'y appliquer notre critère (régime de transport des phonons balistique ou diffusif), avec les précautions qui s'imposent...

- La puissance dissipée par une particule ionisante A au cours de son ralentissement se calcule facilement par :

$$P = \frac{dE}{dt} = \frac{dE}{dx} \times \frac{dx}{dt} = v \left. \frac{dE}{dx} \right|_A \quad (70)$$

Le pouvoir d'arrêt de la particule dans le milieu $\left. \frac{dE}{dx} \right|_A$ est donné par les formules de Bethe (A=alpha, électron...) que le lecteur trouvera dans Segré [3.37]. Nous avons rassemblé dans le tableau 3.7 le calcul de la puissance dissipée par un alpha, un électron et un atome de recul dans Si ($\rho \approx 2.33 \text{ gcm}^{-3}$). La cible est ici en Silicium en raison de ses parentés avec le saphir (Z). On trouvera une table du pouvoir d'arrêt des alphas par Si dans la référence [3.59].

On pourra suivre sur ce tableau la courbe de Bragg des alphas dans le silicium, qui présente un maximum d'ionisation en 550 keV, alors que la puissance dissipée que nous calculons est à son maximum vers 2.5 MeV ($\approx 350 \text{ mW}$). En fin de parcours des alphas ($E < 10 \text{ keV}$, domaine des collisions atomiques), la puissance dissipée chute: nous devrions observer, selon notre critère, une faible émission de phonons balistiques, précédant le signal principal.

La puissance dissipée par les électrons est encore dans une phase croissante vers 1 keV avec une valeur estimée à environ 200 mW : contrairement à notre intuition, les gammas (après transfert de leur énergie aux électrons) devraient se distinguer par une composante balistique plus prononcée que les X.

Nous notons avec intérêt une différence essentielle entre électrons et atomes de recul à basse énergie : si nos estimations ne sont pas trop mauvaises, les premiers dissipent un maximum de puissance dans le cristal alors que les seconds dépensent leur énergie avec beaucoup plus de parcimonie... Cette différence devrait se refléter dans le rapport des énergies contenues dans les composantes balistiques et diffusives détectées par le bolomètre. Dans l'hypothèse d'un détecteur suffisamment rapide et efficace pour différencier les deux composantes, une analyse de la forme du signal devrait fournir un puissant moyen de rejet des événements du fond. Bien évidemment, la démonstration expérimentale de ce que nous avançons ici reste à faire...

Tableau 3.7 : Puissance dissipée dans une cible en silicium.

Particule	Energie	Pouvoir d'arrêt (MeV.cm ² .g ⁻¹)	Puissance dissipée (mW)
atome de recul	1keV	–	≈1 << 60
alpha	5.5 MeV	574	336
	5.0 MeV	610	341
	4.0 MeV	698	349
	3.0 MeV	820	355
	2.5 MeV	901	356
	2.0 MeV	1000	354
	1.5 MeV	1120	343
	1.0 MeV	1257	314
	750 keV	1320	286
	500 keV	1337	236
	250 keV	1183	148
	50 keV	512	29
electron	120 keV	8	62
	60 keV	14	78
	25 keV	30	103
	10 keV	66	138
	5 keV	102	159
	1 keV	277	194

[Note : les produits de fission étant des particules très lourdes, rapidement neutralisées dans le milieu, ils devraient se comporter comme les atomes de recul ou les alphas en fin de parcours

(faible puissance dissipée) : nous attendons une émission intense de phonons balistiques sur leur passage.]

◆ *NEUTRONS*

Un neutron rapide ($E > 1 \text{ keV}$) peut simuler parfaitement un événement "Matière Noire" provoqué par la diffusion d'un Wimp du halo. Neutrons rapides et Wimps partagent en effet les caractéristiques suivantes :

- ce sont tous deux des particules non chargées,
- leur masse est du même ordre de grandeur ($M \approx \text{GeV}/c^2$),
- leur énergie est de l'ordre du keV.

Les spectres de recul attendus sont donc indiscernables, puisque la cinématique est identique, et les atomes de recul créés auront la même signature dans notre détecteur (voir notre discussion ci-dessus). **Le bruit événementiel de neutrons rapides sera donc le bruit résiduel, une fois le fond ionisant identifié** (bêtas, électrons Compton ou photoélectrons). La situation n'est pourtant pas désespérée : les neutrons rapides et les Wimps présentent en effet des sections efficaces nettement différentes sur la matière ordinaire. La section efficace - élastique ou inélastique - des neutrons rapides est en général de l'ordre du barn (10^{-24} cm^2), à comparer avec les sections efficaces des Wimps avancées par les modèles, de l'ordre du picobarn (10^{-36} cm^2)... Le rayonnement cosmique est au sol la principale source de neutrons rapides (loin des réacteurs !) : des mesures souterraines effectuées dans les tunnels du Fréjus et du Gran-Sasso ont révélé une suppression du flux de neutrons à des taux aussi bas que 10^{-5} - $10^{-6} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, toutes énergies confondues. Les neutrons résiduels étant alors produits par les réactions de fission dans les roches environnantes. Prenant une section efficace des neutrons de l'ordre du barn sur Al et O, ceci représente environ 2 à 20 évts/jour/kg dans un détecteur de 1kg de saphir, ce qui peut constituer une gêne importante si les bons événements se font rares !

Un blindage en matériau hydrogéné (eau, parafine + Cd) est une solution envisageable pour se protéger des neutrons... Nous trouvons plus intéressant d'en faire d'abord la spectroscopie au moyen de bolomètres en ${}^6\text{LiF}$ (Chapitre 6, Perspectives).

◆ *ET RAYONNEMENT COSMIQUE ...*

Le rayonnement cosmique au sol est particulièrement gênant par le fond continu d'énergie qu'il dépose dans le détecteur (flux au sol $\approx 100 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Il s'agit principalement de muons μ^- très énergétiques, c'est-à-dire de particules lourdes et chargées perdant leur énergie dans le cristal par ionisation à la manière des alphas, déjà traités. Les muons les moins énergétiques sont arrêtés, mais la majorité traverse le cristal en y laissant une énergie moyenne de l'ordre de 12 MeV (Chapitre 5, fig. 5.1) dans un cristal de saphir de 2cm d'épaisseur. Le spectre associé ruine tout espoir de détecter les raies alphas éventuelles dues à une contamination interne. Si le cristal est trop volumineux ($10\text{cm}^2 \times 10\text{cm}$ par exemple), ceci représente sur le cristal une charge thermique de l'ordre de 1pW, de l'ordre de grandeur des puissances de polarisation que nous employons : les mesures de température sont alors faussées, sans compter les pertes de résolution associées à une ligne de base fluctuante (empilements). Toutes ces raisons justifient que nous proposons d'enfouir le bolomètre dans un site souterrain, et qu'il soit très difficile d'annoncer la résolution réelle d'un détecteur massif "au niveau de la mer", si l'on n'a pas pris assez de précautions.

3.6.3. RETOUR A LA TEMPERATURE DE BASE :

Les phonons créés au cours du ralentissement des particules finissent par se thermaliser - c'est-à-dire adopter une distribution de Boltzman - avant de s'échapper vers le bain. La connaissance de la distribution des phonons à un instant t peut s'avérer nécessaire afin de progresser dans la compréhension du détecteur.

Nous pourrions alors nous inspirer d'une expérience originale pour suivre l'évolution de la distribution de phonons dans le cristal (figures 3.20 a) et b) d'après [3.60]).

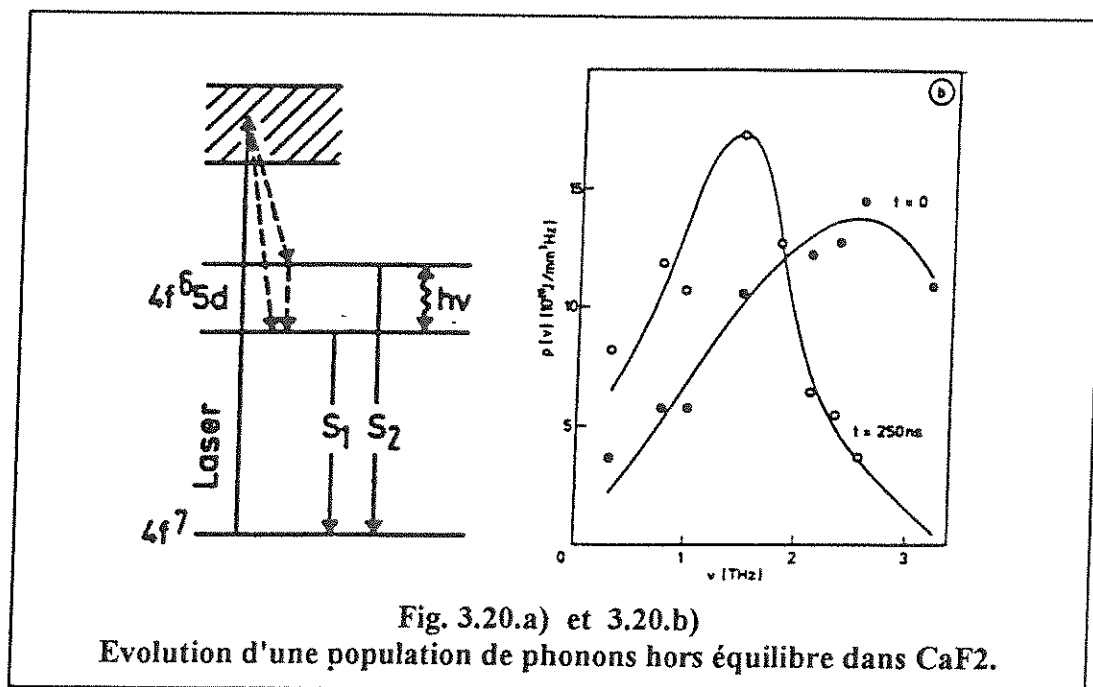
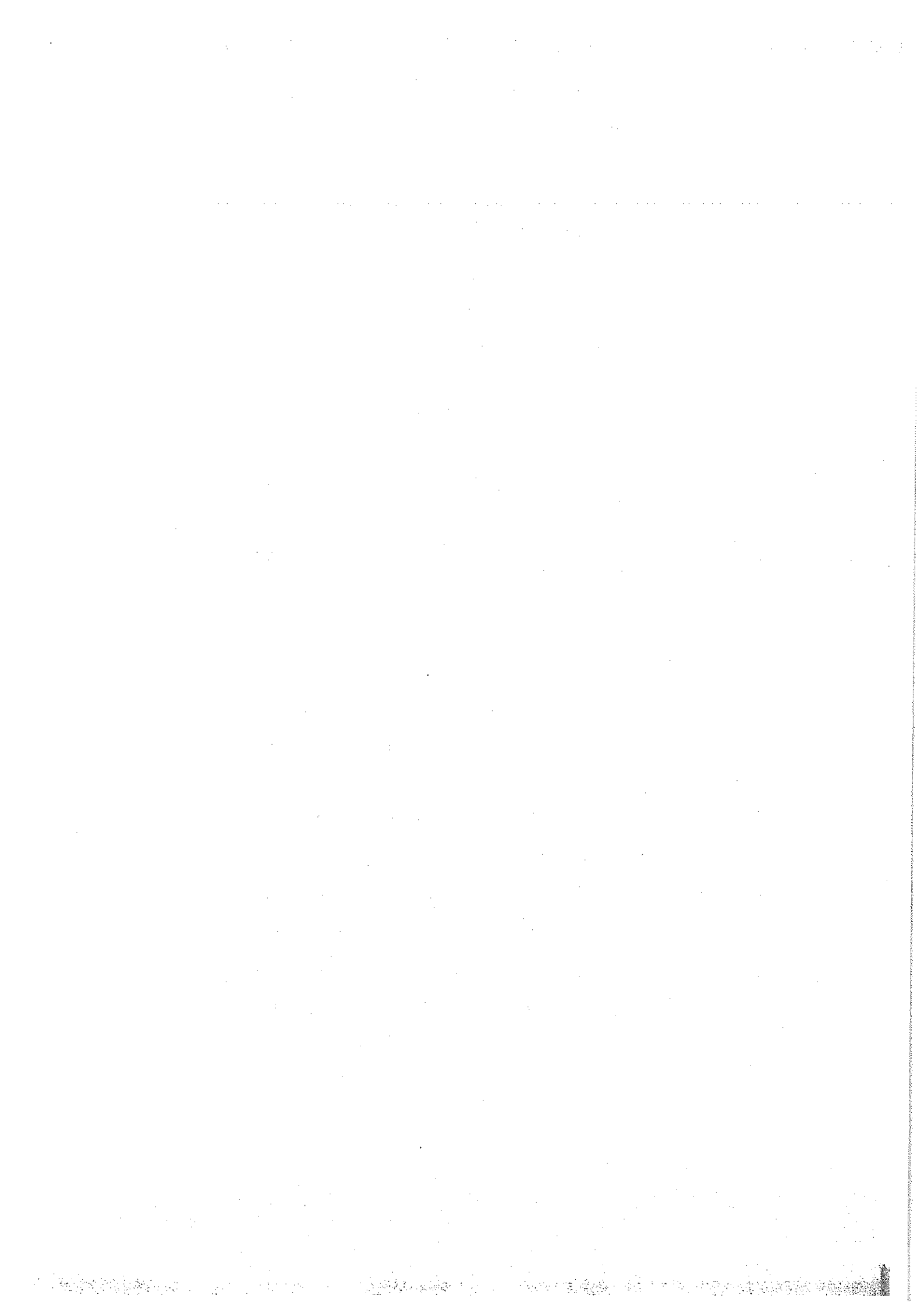


Fig. 3.20.a) et 3.20.b)
Evolution d'une population de phonons hors équilibre dans CaF_2 .

Cette expérience utilise un cristal de $\text{CaF}_2(\text{Eu}^{2+})$ sous contrainte refroidi à 2K. En faisant varier la pression appliquée au cristal, on sépare plus ou moins les niveaux excités de l'ion Eu^{2+} : les niveaux sont couplés non-radiativement par des phonons $h\nu$ dont on suit la distribution au cours du temps (fig.3.20 a)). De l'intensité des photons issus des deux niveaux excités, on accède à la population électronique de ces niveaux, puis à la densité des phonons d'énergie $h\nu$. Un flash laser pompe le cristal tout en produisant une distribution initiale de phonons à large spectre. L'expérience est répétée à différentes pressions ($h\nu$ variant en conséquence) et les différentes mesures sont rassemblées sur une même figure (fig 3.20 b)) à $t=0$ (●) et $t=250\text{ns}$ (○). On observera sur cette dernière figure le retour vers l'équilibre de la population avec la conversion des phonons acoustiques (voir la courbe de dispersion de CaF_2 dans Bilz, [3.16] p 124) de haute énergie en phonons thermiques.



Chapitre 4

Bolomètre : modélisation et aspects expérimentaux

Nous donnons dans ce chapitre tous les éléments qui concourent à la formation du spectre d'une source. Nous oublierons les difficultés que nous avons relevées au chapitre précédent dans notre discussion de la thermalisation de l'énergie d'une particule, pour nous attacher plus particulièrement à la dérivation des impulsions enregistrées par un bolomètre. Nous décrirons ensuite les aspects expérimentaux de la technique bolométrique.

4.1. MODELISATION.

4.1.1. THEORIE.

Une théorie complète des bolomètres a été donnée par Jones [4.1], peu après l'apparition des premiers thermomètres à semi-conducteurs dopés. Jones considère le cas général d'un thermistor $R(T)$ indépendamment de sa nature et dérive du montage expérimental la fonction de réponse du détecteur. Le problème de la résolution ultime des bolomètres a été traité en détail par Mather [4.2] et [4.3] qui a donné du bruit des estimations plus réalistes qu'auparavant, et moins pessimistes.

Le bolomètre est décrit par ces travaux en mode détection de photons (bolomètres IR) : dans cette approche, le signal à mesurer supposé stationnaire est modulé en entrée à une fréquence ω , pour ne pas chauffer continûment le bolomètre. Une détection synchrone à la fréquence ω permet de tirer de la réponse du détecteur le flux incident. La fonction de réponse $S(\omega)$ du détecteur est alors exprimée en Volt/Watt.

Dans le cas du bolomètre en mode impulsionnel - qui nous intéresse ici - la particule détectée est unique (en l'absence d'empilements) : son énergie est évacuée comme précédemment par la fuite thermique. Le signal incident est une impulsion de Dirac, et non plus une sinusoïde, associée par conséquent à un spectre large en fréquence. La fonction de réponse est à présent en V/keV . En décomposant cette impulsion de Dirac dans ses différentes composantes de Fourier, nous retrouverons évidemment les expressions de Jones et Mather.

◆ *CIRCUIT DE POLARISATION.*

La figure 4.1 représente un schéma de bolomètre polarisé à courant constant :

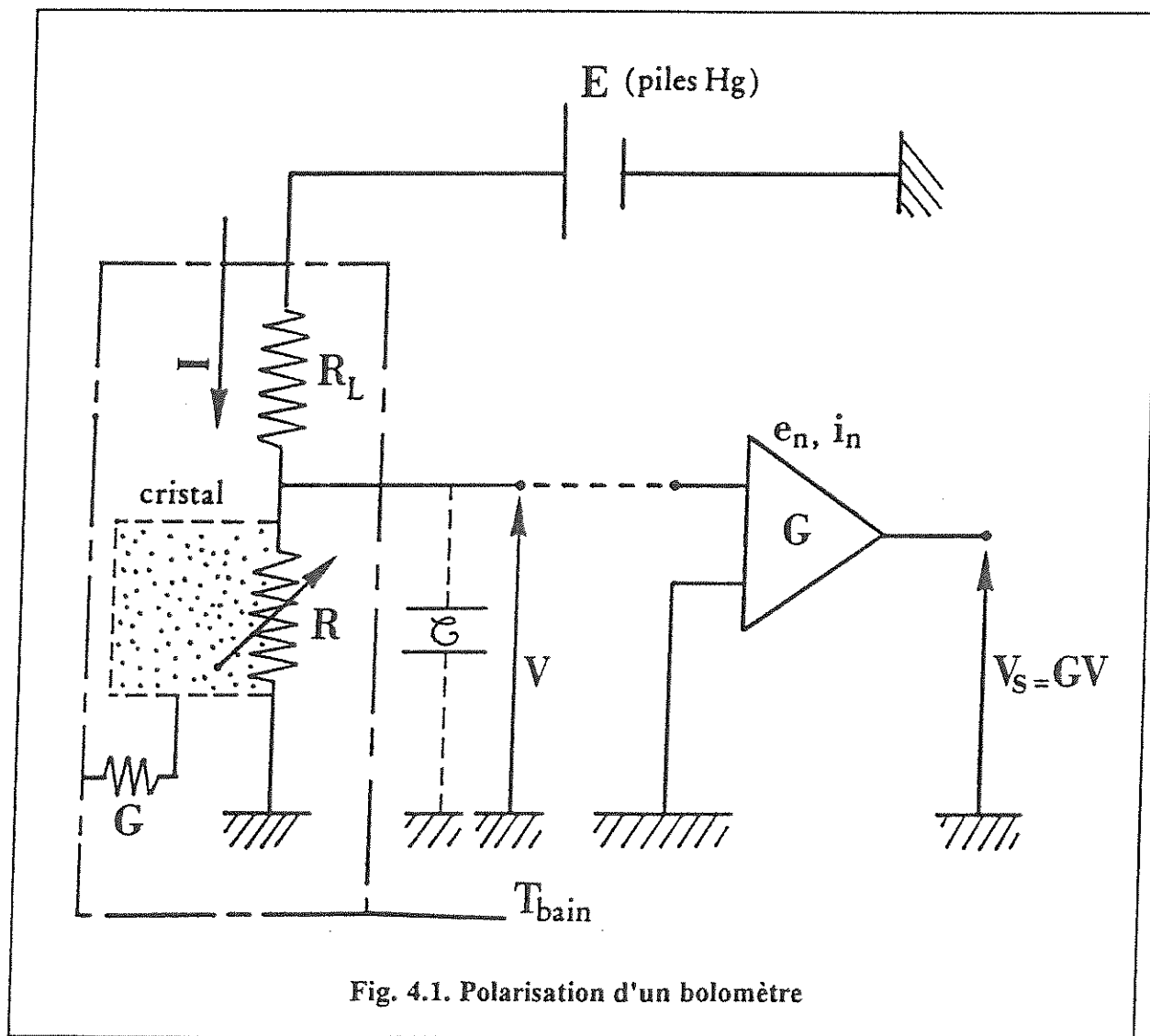


Fig. 4.1. Polarisation d'un bolomètre

Rappelons brièvement les différents éléments de ce schéma :

L'énergie E de la particule incidente est thermalisée dans l'ensemble cible+colle+thermomètre, supposés parfaitement couplés thermiquement et caractérisés par une capacité calorifique totale C . Elle y provoque une élévation de température ΔT .

Le thermomètre, décrit par une loi $R(T)$, suit sans délai l'élévation de température de l'ensemble : un courant constant I le traversant transforme la variation de résistance en impulsion de tension $\Delta V = I\Delta R$ reprise par un amplificateur (gain G , bande passante BP) dont les caractéristiques de bruit ramenées à l'entrée sont e_n (bruit en tension) et i_n (bruit en courant). Ce faisant, il faut malheureusement dissiper une puissance instantanée $P = RI^2$, qui élève en régime stationnaire le détecteur à une température T_1 au-dessus de la température du bain T_0 . Le gradient de température créé est idéalement rassemblé dans la fuite thermique G .

La puissance dissipée suit donc les variations de résistance. Dans les thermistors en Germanium dopé, la pente des thermomètres est négative ($\frac{\Delta R}{\Delta T} < 0$) : l'élévation de température produite

par la particule incidente se traduit par une décroissance de R au cours du signal et induit donc une moins grande puissance dissipée. Il s'ensuit un refroidissement plus rapide de l'ensemble qui a été baptisé contre-réaction électrothermique : la constante de temps du bolomètre polarisé τ_e est plus brève que la constante de temps purement thermique $\tau_{th} = \frac{C}{G}$...

Le signal de tension du bolomètre est transmis à l'amplificateur par l'intermédiaire de fils : la liaison bolomètre-amplificateur constitue une capacité électrique inévitable \mathcal{C} , réduite à environ 100pF dans le meilleur des cas. Les signaux issus du bolomètre subissent donc une coupure H.F (qui correspond au temps de charge de \mathcal{C}) associée à la constante de temps électrique $\tau = R\mathcal{C}$

Le courant constant I est délivré par un circuit de polarisation extrêmement simple : une tension ajustable V_{polar} délivrée par un boîtier de polarisation (piles H_g + pont diviseur) débite dans une résistance de charge $R_L \gg R$, déterminant ainsi $I = \frac{V_{polar}}{R_L}$. On supposera par la suite

dans tous les calculs $R_L \gg R$ (la généralisation à des résistances de charge un peu trop faible de ces expressions est immédiate et fastidieuse).

Nous établissons ci-dessous les relations différentielles qui décrivent la réponse du bolomètre.

◆ *BILAN ÉNERGETIQUE :*

En régime stationnaire – c'est-à-dire en l'absence de particules incidentes –, la température, et par conséquent l'énergie interne du bolomètre, est constante. Le bolomètre est le siège d'un flux de chaleur constant qui tend à évacuer la puissance dissipée dans le thermistor à travers la fuite thermique de conductance G , définie par

$$G(T_1 - T_0) = R(T_1)I^2 = P \quad (1)$$

[Note : G se mesure couramment au cours de l'établissement des courbes $V-I$ – il suffit de connaître $R(T)$ –, mais peut être également calculée en fonction de la conductivité thermique $\kappa(T)$ du matériau de la fuite. La relation suivante est valable pour toute section de la fuite thermique $A(x)$ repérée par la coordonnée d'espace x

$$P = \dot{Q} = \kappa(T)A(x) \frac{dT}{dx} \quad (2)$$

en intégrant cette équation par rapport à x le long d'une courbe ℓ de T_0 à T_1 on obtient

$$P = \frac{\int_{T_0}^{T_1} A(T)\kappa(T)dT}{\int_{\ell} dx} = G(T_1 - T_0) \quad (3)$$

où l'on a choisi de paramétrer la section de la fuite par T . Les deux premiers membres de cette équation donnent T_1 en fonction de T_0 et P , si le profil géométrique $A(T)$ et la loi $k(T)$ sont

connus, ce qui permet de calculer G . Dans le cas très général, d'une section de la fuite thermique constante A , de longueur L et $\kappa(T) = \kappa_0 T^\beta$, la relation ci-dessus se réécrit

$$G = \frac{A}{L} \kappa_0 \times \frac{1}{\beta + 1} \left(\frac{T_1^{\beta+1} - T_0^{\beta+1}}{T_1 - T_0} \right) = \frac{P}{T_1 - T_0} \quad (4)$$

ce qui permet de calculer également T_1 ... La conductivité thermique $\kappa(T)$ peut être estimée facilement à basse température lorsque le régime de Casimir est atteint (cf. chapitre 3) par $\kappa(T) = \frac{1}{3} C_f v_{\text{son}} \Lambda$ où Λ , libre parcours moyen des phonons, est la dimension caractéristique de la fuite thermique perpendiculairement au gradient de T , v_{son} est la vitesse du son dans le matériau et C_f la chaleur spécifique volumique de la fuite. Dans le cas d'une fuite thermique en saphir, C_f est donnée par la loi de Debye et $\beta=3$: G est entièrement calculable.

La forme entre parenthèses dans (4) se confond avec l'expression de la dérivée de $T^{\beta+1}$ en T_0 lorsque T_1 tend vers T_0 : lorsque $P \rightarrow 0$, $T_1 \rightarrow T_0$, mais la conductance thermique G tend vers la valeur finie $G(T_0, T_0) = \lim_{T_1 \rightarrow T_0} G(T_1, T_0) = \frac{A}{L} \kappa_0 T_0^\beta$]

En régime dynamique – une particule cède son énergie E au temps $t=0$ –, la température du bolomètre s'élève au-dessus de sa valeur stationnaire T_1 .

Nous nous plaçons dans l'**hypothèse linéaire pour ce qui suit**.

$$\Delta T = (T - T_1) \ll T_1 \quad (5)$$

le bilan énergétique s'écrit à présent

$$C \frac{dT}{dt} + G(T - T_0) = R(T) I^2 + E \cdot \delta(t) \quad (6)$$

La fonction de Dirac $\delta(t)$ définie par $\int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \delta(t) dt = f(0)$ a les bonnes dimensions (s^{-1}),

soustrayant la solution stationnaire (1) il vient

$$C \frac{d}{dt} \Delta T + G \Delta T = \Delta R I^2 + E \cdot \delta(t) \quad (7)$$

l'hypothèse linéaire implique

$$\Delta R = R(T) - R(T_1) = \Delta T \times \left. \frac{dR}{dT} \right|_{T_1} \Big|_{T_0 = \text{cste}} = \alpha' R(T_1) \Delta T \quad (8)$$

où

$$\alpha' = \left. \frac{d \ln R}{dT} \right|_{T_1} \Big|_{T_0} = \frac{1}{R(T_1)} \left. \frac{dR}{dT} \right|_{T_1} \Big|_{T_0} \quad (9)$$

est la réponse logarithmique du thermomètre à T_1 , exprimée en K^{-1} , la température du bain étant maintenue à T_0 .

d'où

$$C \frac{d}{dt} \Delta T + (G - \alpha' P) \Delta T = E \cdot \delta(t) \quad (10)$$

C'est l'équation fondamentale des bolomètres en mode impulsionnel. En général $\alpha' < 0$ au point de polarisation : l'effet de la contre-réaction électrothermique est de réduire la constante de temps du détecteur à la constante de temps effective

$$\tau_e = \frac{C}{G - \alpha' P} < \frac{C}{G} \quad (11)$$

◆ *SIGNAL : V(t).*

Une première expression.

L'équation ci-dessus s'intègre immédiatement en

$$\begin{cases} \Delta T(t) = 0 & t < 0 \\ \Delta T(t) = \frac{E}{C} \times e^{-\frac{t}{\tau_e}} & t \geq 0 \end{cases} \quad (12)$$

La tension aux bornes du détecteur se calcule enfin par

$$\Delta V(t) = I \Delta R(t) = R(T_1) I \alpha' \Delta T(t) \quad (13)$$

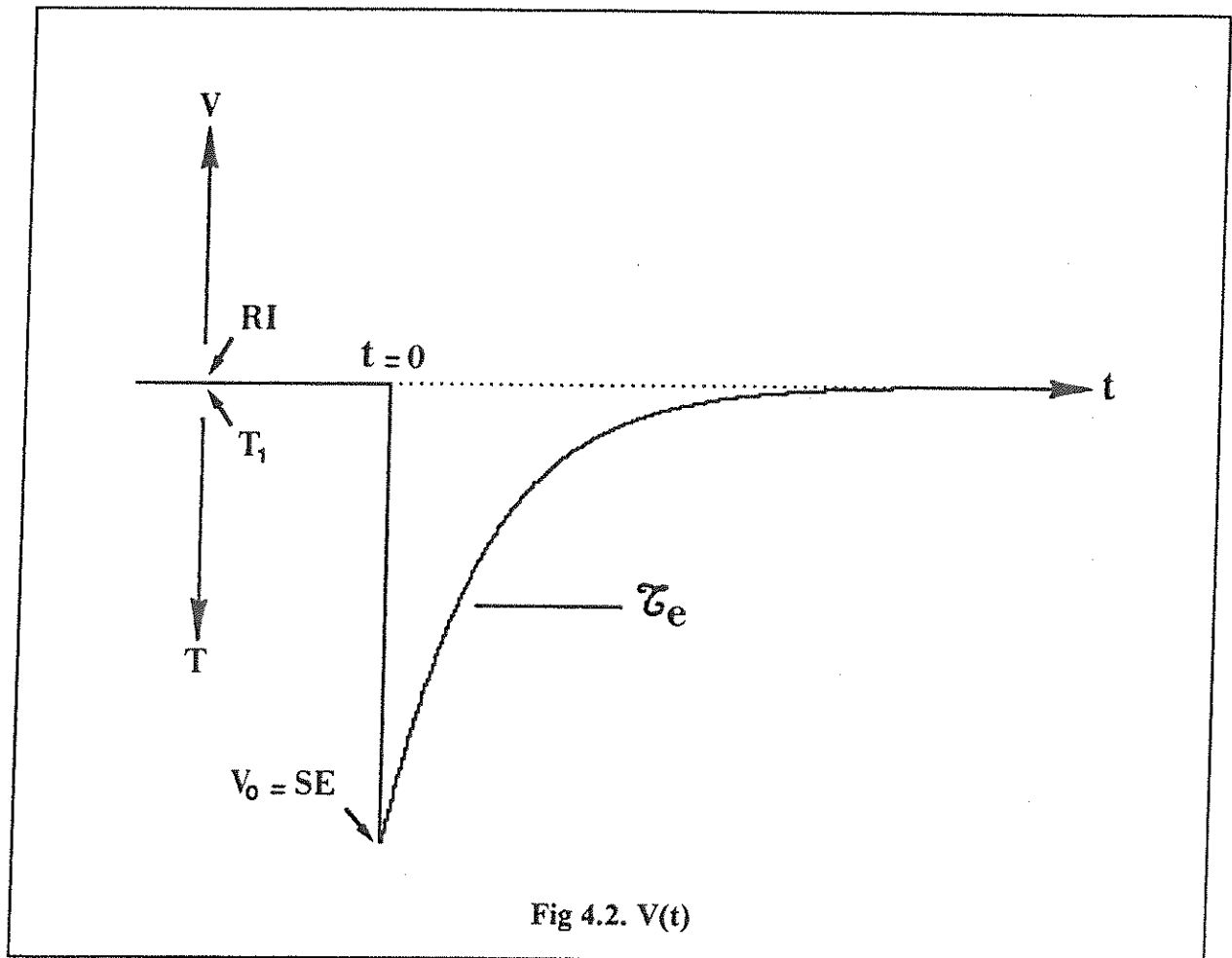
soit

$$\begin{cases} \Delta V(t) = 0 & t < 0 \\ \Delta V(t) = V_0 e^{-\frac{t}{\tau_e}} & t \geq 0 \end{cases} \quad (14)$$

avec

$$V_0 = \frac{E}{C} \alpha R(T_1) I \quad (15)$$

Elle est représentée sur la figure 4.2 .



La réponse du détecteur s'en déduit immédiatement : si nous prenons pour estimation de l'énergie la valeur au maximum V_0 , il vient

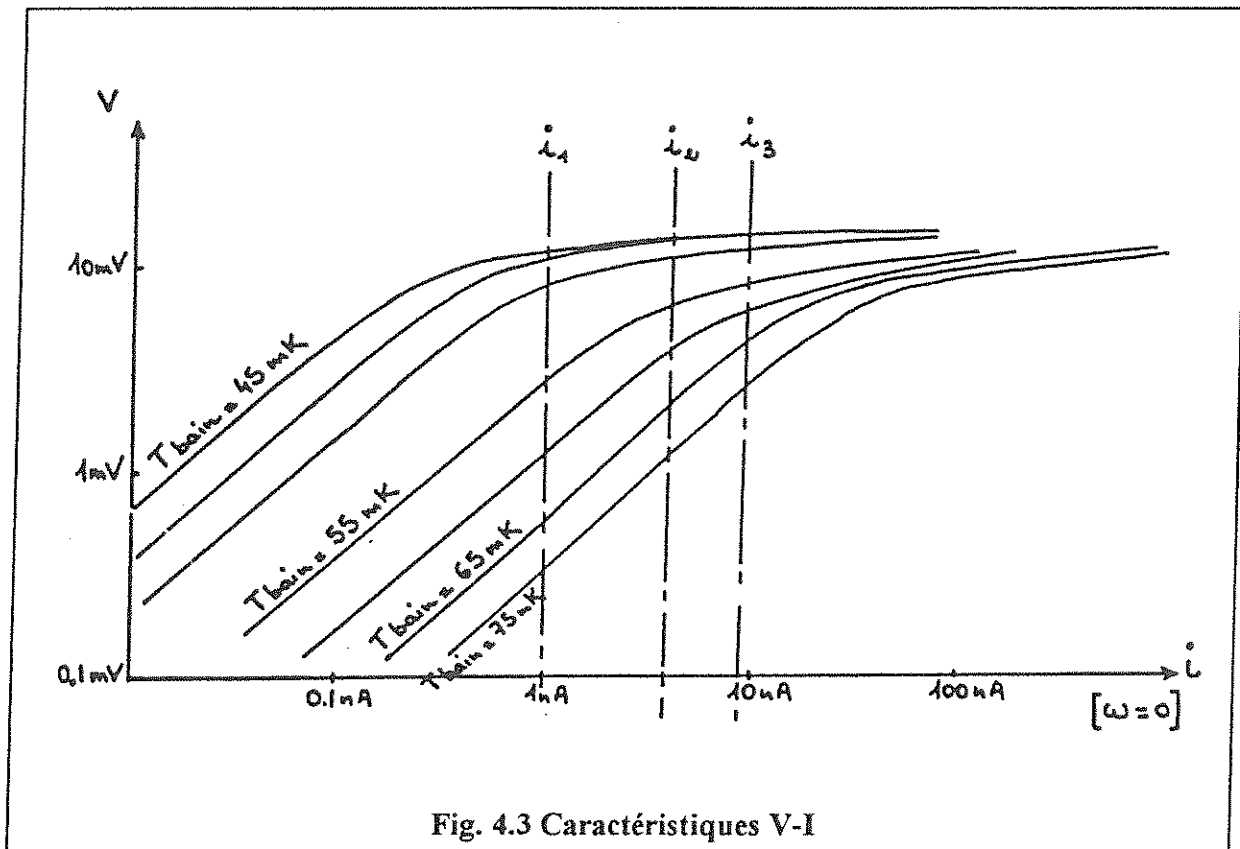
$$S = \frac{V_0}{E} = \frac{\alpha R(T_1) I}{C} \quad \text{en V/keV} \quad (16)$$

où α' et R sont calculés au point de polarisation.

Caractéristiques $V - I$

Nous avons vu combien la définition de α' était compliquée, puisque nous avons dû maintenir la température du bain constante dans l'opération : α' doit se calculer sur une courbe isotherme ($T_0 = \text{cste}$) dans les caractéristiques $V-I$. On peut commettre une erreur phénoménale sur la réponse du détecteur en estimant α' d'après la seule loi $R(T)$! La connaissance des caractéristiques $V-I$ du bolomètre permet heureusement de calculer intégralement la réponse du détecteur, la seule inconnue subsistante étant la capacité calorifique C .

La figure 4.3 est un faisceau-type de caractéristiques $V-I$ d'un bolomètre (24g Al_2O_3 ici).



Chaque courbe est tracée à température du bain T_0 constante (isotherme). Nous avons tracé ces courbes en coordonnées log-log, les plus adaptées à notre discussion. Dans cette

représentation, les courbes iso-résistives sont des droites de pente 1 – elles joignent des points où le bolomètre est à la même température puisque R suit T – alors que les courbes iso-potentielles sont des droites de pente -1.

L'allure générale de ces courbes peut se comprendre ainsi : à faible courant de polarisation, on observe un comportement purement résistif (pente=1), la puissance dissipée dans le détecteur est très faible et $T_1=T_0$: connaissant la température du bain T_0 , on utilise cette égalité pour en tirer la loi $R(T)$, appliquant $R(T_1)=R(T_0)=R_{\text{mesurée}}$. La séparation croissante des isothermes à intervalles ΔT_0 constant dans ces parties des courbes est l'indication d'une loi exponentielle pour $R(T)$. Notons que dans cette partie des courbes, le coefficient α' que nous avons défini est nul puisque R ne varie pas \rightarrow la réponse du détecteur est identiquement nulle. A mesure que l'on injecte plus de courant, la puissance dissipée réchauffe le détecteur : la résistance du bolomètre chute et les courbes s'incurvent vers la droite. A très fort courant de polarisation, le bolomètre est surchauffé, son impédance R tend vers 0 et la réponse tend à nouveau identiquement vers zéro. Il y a un optimum de réponse à déterminer entre ces deux situations.

Nous introduisons l'*impédance dynamique* du détecteur

$$Z = \frac{dV}{dI} \quad (17)$$

définie au point de polarisation (V-I) sur l'isotherme $T_{\text{bain}}=T_0$: Z se confond avec la pente de la courbe V-I au point de polarisation. Nous imaginons ensuite une transformation infinitésimale sur l'isotherme considérée du point (I,V) au point (I+dI, V+dV). Dans cette transformation

$$\begin{cases} dP = d(VI) = IdV + VdI = (Z + R)IdI \\ dR = d\left(\frac{V}{I}\right) = \frac{1}{I}dV - V\frac{dI}{I^2} = (Z - R)\frac{dI}{I} \end{cases} \quad (18)$$

or

$$dP = GdT \quad (19)$$

où T est bien la température du bolomètre ($\approx T_1$). Nous récrivons ce système

$$\begin{cases} (Z - R) \frac{dI}{I} = dR \\ (Z + R) IdI = GdT \end{cases} \quad (20)$$

d'où nous tirons les différentes expressions de α'

$$\alpha' = \left. \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} \right|_{T_1} = \frac{Z - R}{Z + R} \times \frac{G}{RI^2} = \frac{Z - R}{Z + R} \times \frac{G}{P} = \frac{Z - R}{Z + R} \times \frac{1}{T_1 - T_0} \quad (21)$$

Réponse

Nous pouvons alors préciser la réponse de notre détecteur, c'est-à-dire l'amplitude de l'exponentielle

$$V_0 = \frac{E}{C} \times \frac{G}{I} \times \frac{Z - R}{Z + R} = V \frac{E}{C(T_1 - T_0)} \times \frac{Z - R}{Z + R} \quad (22)$$

et la fonction de réponse

$$S = \frac{V_0}{E} = \frac{G}{C} \times \frac{1}{I} \frac{Z - R}{Z + R} = \frac{1}{\tau_{th}} \times \frac{1}{I} \frac{Z - R}{Z + R} = \frac{V}{C(T_1 - T_0)} \times \frac{Z - R}{Z + R} \quad (23)$$

La constante de temps effective τ_e peut également se calculer par

$$\tau_e = \frac{C}{G} \times \frac{Z + R}{2R} = \tau_{th} \times \frac{Z + R}{2R} \quad (24)$$

d'où nous tirons une expression assez simple de la fonction de réponse:

$$S = \frac{1}{\tau_e} \times \frac{1}{I} \frac{Z - R}{2R} \quad \text{en V/keV} \quad (25)$$

Nous reconnaissons dans le terme de droite la fonction de réponse à fréquence nulle du bolomètre fonctionnant en mode photométrique (en V/W), et en déduisons la formule de passage d'un mode à l'autre du même détecteur:

$$S_{V/keV} = \frac{S(0)_{V/W}}{\tau_e} \quad \times 1J/keV \quad (26)$$

4.1.2. APPLICATION : LE SIGNAL ATTENDU DU BOLOMETRE DE 24g EN SAPHIR

Ayant établi la fonction de réponse du détecteur et les nombreuses formules associées, nous décrivons à présent les différentes étapes depuis la fermeture du cryostat jusqu'à la formation de l'impulsion de tension aux bornes du bolomètre (avant amplification).

◆ *CARACTERISTIQUES V-I MESUREES*

La caractérisation du détecteur commence par l'établissement du **faisceau de courbes V-I** aux températures de bain disponibles T_0 (isothermes). Le boîtier de polarisation est utilisé à cet effet. Ces courbes donnent R et Z en tout point de polarisation et en particulier R(T) comme nous l'avons souligné. L'établissement de la loi R(T) du bolomètre suppose une calibration préalable de la température du bain T_0 (étape 0) : différentes méthodes peuvent être utilisées selon la plage de température accessible, mais on utilise en général des thermomètres secondaires (résistances en carbone, thermistor en Ge déjà calibré...).

Nous avons représenté sur la figure 4.4 les caractéristiques V-I mesurées de notre bolomètre en 24g de saphir (Bol 157)

- sur le réfrigérateur à dilution de P.Pari au Laboratoire de Physique Stellaire et Planétaire (LPSP) à Verrières-le-Buisson en 1991. La température limite que nous avons obtenue avec ce réfrigérateur est de 44 mK.
- sur le réfrigérateur à dilution plus puissant de l'Institut de Physique Nucléaire (IPN), [modèle Oxford DR-400] en 1992, avec l'équipe de I.Berkes. Nous avons encore des incertitudes sur la mesure de la température de base T_0 . Les points V-I relevés indiquent cependant une température T_0 voisine de 35 mK.

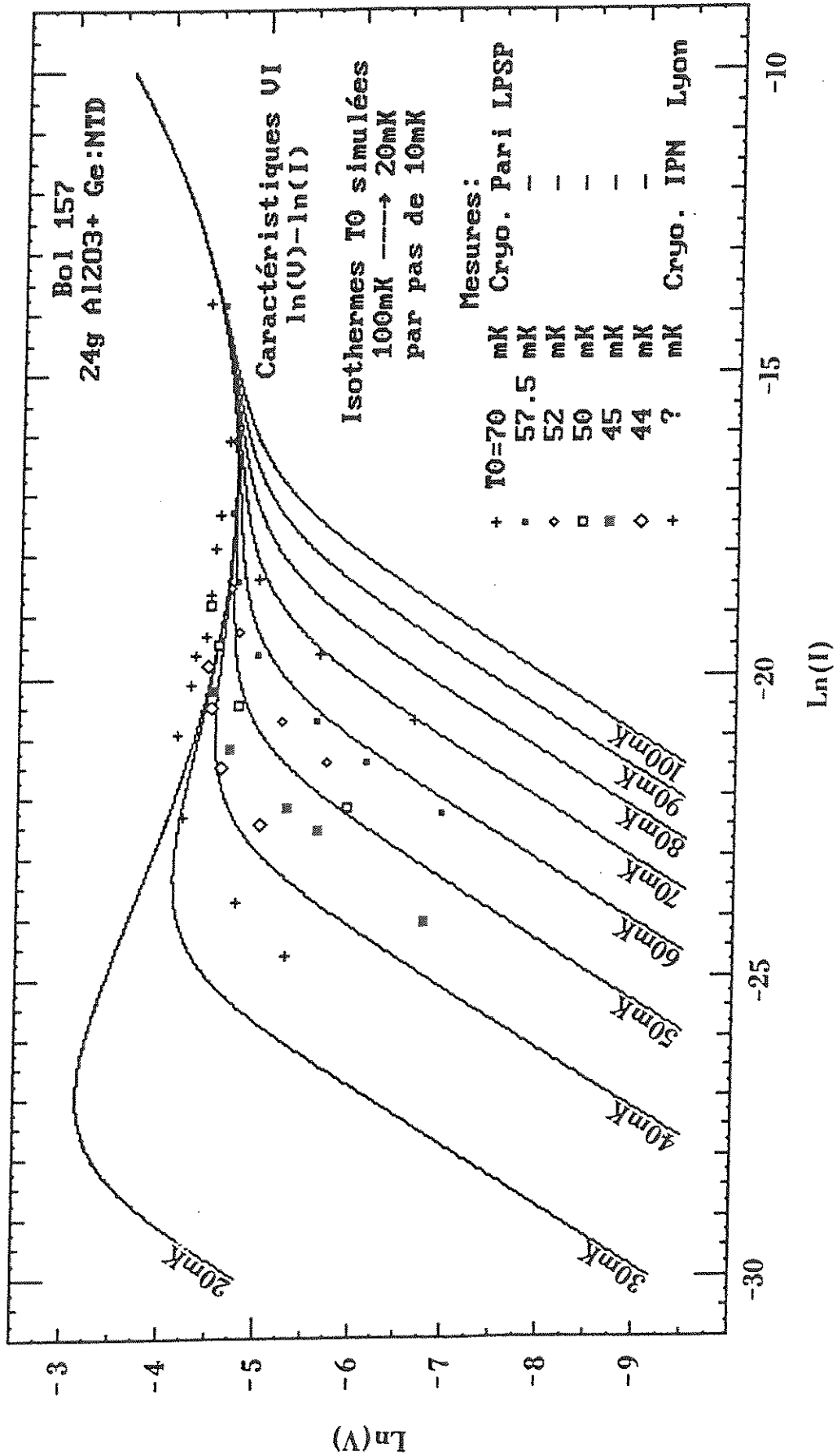


Fig. 4.4. Caractéristiques V-I du bolomètre 157: 24g Al₂O₃+Ge:NTD.

◆ $R(T)$

La figure 4.5 et le tableau 4.2 représentent nos mesures de la résistance $R(T)$ du thermistor de notre bolomètre de 24g en saphir dans l'intervalle de température 40mK-60mK. Ces mesures sont obtenues à partir des caractéristiques V-I dans la partie purement résistive des courbes ($I \approx 0$).

Tableau 4.2 $R(T)$ du bolomètre 157 -mesures

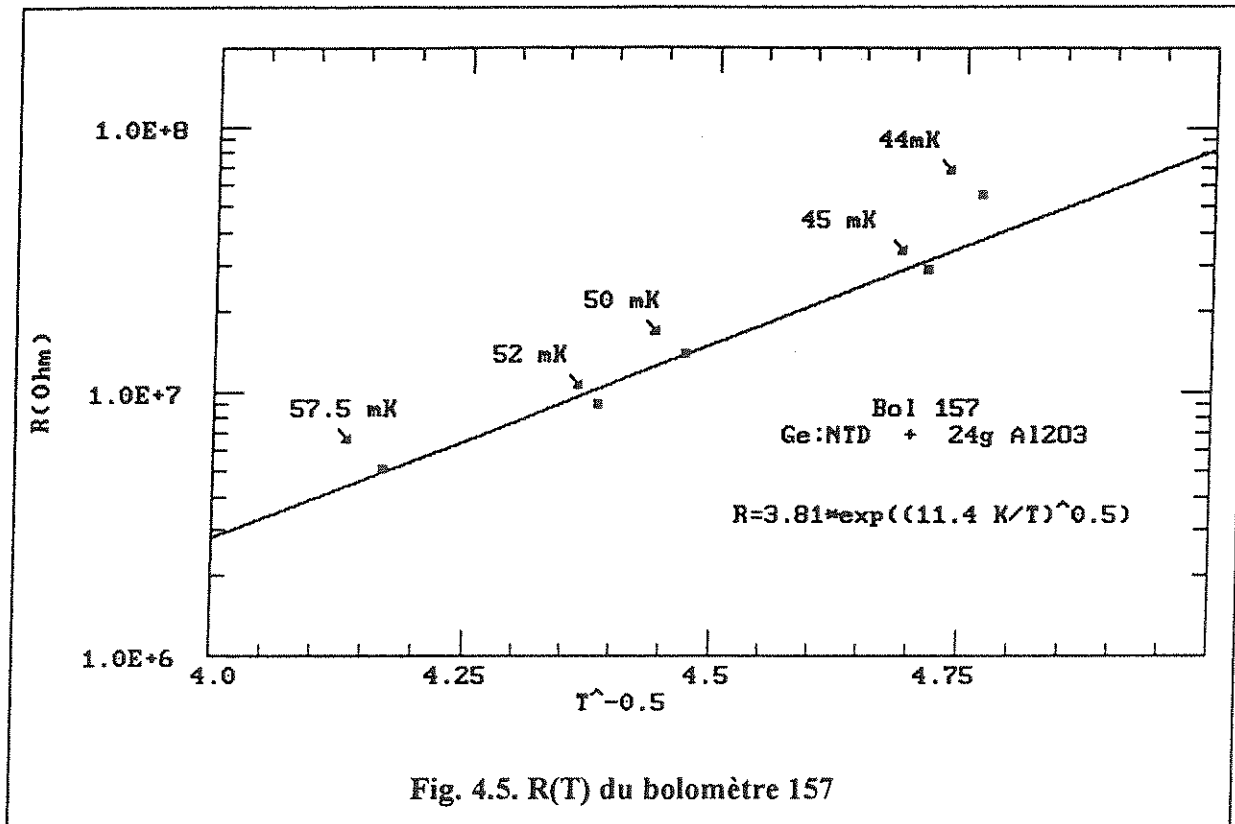
T_0 estimée par calibration (mK)	R mesurée à $I \approx 0$ (M Ω)	T_0 corrigée par (27) arrondie au mK
57.5	5.15	57
52	9	53
50	14	50
45	29	45
44	55	42

Les points mesurés peuvent être approchés par la fonction

$$R(T) = R_0 \exp\left(\sqrt{\frac{T_a}{T}}\right) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} R_0 \approx 3.81 \Omega \\ T_a \approx 11.4 \text{ K} \end{cases} \quad (27)$$

Nous reviendrons sur cette formule en justifiant la forme analytique utilisée. Le nombre de nos points de mesure est trop restreint pour donner de $R(T)$ une expression unique : les

ajustements exponentiels sont probablement les plus exigeants du point de vue de la statistique... Faute de mieux, nous nous contenterons de la loi (27) pour $R(T)$, qui ne semble pas trop mauvaise, et n'hésiterons pas à l'extrapoler dans les intervalles de température où nous n'avons pas de mesures.



◆ CONDUCTANCE THERMIQUE.

Discussion

Connaissant la puissance injectée ($P=VI$), et les températures T_0 et T_1 , on peut calculer et étudier la conductance $G(T_1, T_0)$ définie par (1). Dans une description plus détaillée du bolomètre (non-isotherme), il est possible d'étudier par l'établissement des lois de G tous les mécanismes thermiques résistifs qui concourent à l'instauration de gradients thermiques dans le

système, depuis le bain d'électrons du thermistor où est dissipée la puissance, jusqu'à la fuite thermique, en passant par les résistances de Kapitza aux interfaces. Une telle étude est longue et semée d'embûches : il convient alors de distinguer les mécanismes thermiques des effets des champs **E** et **B** dans le thermomètre dont les effets macroscopiques (une perte de sensibilité) peuvent être interprétés par un mauvais couplage thermique (avec une température du thermistor plus élevée que celle du cristal) et réciproquement. Ces incertitudes demandent, pour être levées, des expériences annexes et la foi en quelques modèles très incertains : il semblerait que les effets de champ soient évidents à haute température ($\gg 100$ mK) tandis que des découplages thermiques (électrons chauds) se manifestent plus volontiers à basse température ($\ll 100$ mK). Ces effets dépendent bien entendu du thermistor utilisé et du montage (dopage...). Nous avons travaillé dans une zone de grande incertitude (entre 50 mK et 300 mK) sans nous en inquiéter trop, nous le confessons, ayant déjà beaucoup à faire avec le signal du détecteur, qui ne nous a pas semblé trop dégradé... Une étude correcte de tous les mécanismes résistifs demanderait un réfrigérateur à temps complet, ce dont nous n'avons pas disposé, quelques litres d'hélium et beaucoup de temps. Le lecteur intéressé en trouvera une introduction dans un article de McCammon [4.4] ainsi qu'une réflexion exemplaire sur les limitations intrinsèques des bolomètres.

Dans les cas les plus complexes où de nombreux mécanismes sont à prendre en considération, on pourra tirer profit d'une analogie électrique-thermique presque parfaite : dans cette analogie, dont la source réside dans la similitude des équations différentielles, les éléments thermiques du bolomètre sont associés aux éléments d'un réseau électrique plus familier à notre esprit (et à celui des logiciels...), dont on calcule les caractéristiques (courants, tensions) ; puis par l'opération inverse, on détermine les caractéristiques thermiques (températures, conductances...) des différents éléments du détecteur. Nous mentionnons ci-dessous cette analogie à toute fin utile (tableau 4.3):

Tableau 4.3 Analogie thermique-électrique

	Circuit thermique	Circuit électrique	
Flux de chaleur (\dot{Q})	P	I	Flux de charge (\dot{q})
Conductance thermique	G	1/R	Conductance électrique
température	T	V	tension
capacité calorifique	C	C	capacité électrique

Cette analogie était donc fortement suggérée par les appellations mêmes des quantités physiques.

Lorsque la conductance est simple et se réduit à celle de la fuite thermique, on peut confronter la valeur théorique de G avec la valeur calculée par la formule (4).

Estimation

Pour estimer $G(T_1, T_0)$ du bolomètre 157, nous avons procédé de la façon suivante :

- nous avons numérisé une isotherme V-I particulièrement bien échantillonnée des caractéristiques précédentes ($T_0=57.5$ mK), après lissage à la main de la courbe, puis lissage numérique.
- l'opération précédente donne immédiatement P(I) et R(I), puis $T_1(I)$ par application de (27)
- on suppose valide pour $G(T_1, T_0)$ une relation simple du type (4), qui implique pour P une expression du type

$$P = g(T_1^{\beta+1} - T_0^{\beta+1}) \quad (28)$$

où g et β sont les seuls paramètres à déterminer.

- On détermine $P(T_1)$ après le changement de variable $I \rightarrow T_1$. On trace alors la courbe $\ln\left(\frac{dP}{dT_1}\right) = f(\ln(T_1))$ que nous assimilons dans sa partie linéaire (elle existe !) avec la droite de pente β déduite de (28). Nous déterminons ainsi les paramètres g et β du bolomètre 157 à $T_0 \approx 57.5\text{mK}$:

$$\begin{cases} \beta_{57.5} \approx 4.3 \\ g_{57.5} \approx 9.67 \cdot 10^{-5} \text{ WK}^{-5.3} \end{cases} \quad (29)$$

Cette estimation nous conduit à penser que la fuite thermique n'est pas seule responsable de la conductance observée puisque nous devions observer un coefficient $\beta=3$ dans cette hypothèse (cf. notre remarque précédente).

d'où une expression approchée de la conductance du bolomètre 157 vers 60mK

$$G(T_1, T_0) \approx 9.67 \cdot 10^{-5} \times \frac{T_1^{5.3} - T_0^{5.3}}{T_1 - T_0} \text{ WK}^{-1} \quad (30)$$

Reconstruction numérique des faisceaux de courbes V-I

Connaissant à présent $R(T)$ et $G(T_1, T_0)$, il est possible de reconstruire entièrement les faisceaux de courbes V-I d'après les formules (1) et (4):

$$G(T_1, T_0) \cdot (T_1 - T_0) - R(T_1) I^2 = 0 \quad (31)$$

A T_0 donné, le choix de I détermine de manière univoque la température T_1 du bolomètre, d'où R et $V=RI$. L'unicité de la solution T_1 est assurée par le second principe de la thermodynamique : lorsqu'on dissipe de la puissance dans le système, il doit s'échauffer, et T_1 augmenter. Comme il est souvent difficile de tirer de la relation ci-dessus une expression algébrique $T_1=f(T_0, I)$, nous avons procédé par itération et utilisé implicitement l'unicité de la solution en T_1 (monotonie de T_1 avec I sur les isothermes). Le choix de I étant fait, on fait varier T_1 depuis T_0 par pas de température moyen en regardant le signe du membre de gauche dans (27) ; lorsque cette expression change de signe, on réduit le pas et on repart dans l'autre sens... : on converge ainsi rapidement vers la solution de (31), c'est-à-dire l'établissement d'un

point V-I sur l'isotherme T_0 . Il est particulièrement judicieux de construire cette courbe dans le sens des intensités I croissantes (en partant de 100pA par exemple) : on prend alors comme température de départ pour le calcul de $T_1(n)$ la température $T_1(n-1)$.

Les isothermes simulées de la figure 4.4 ont été construites de cette manière, en supposant la loi $G(T_1, T_0)$ déterminée à $T_0=57.5$ mK valable sur l'intervalle de température considéré... Il apparaît naturellement des portions des courbes caractéristiques à impédance dynamique négative ($Z<0$) en dessous de 60 mK. Les courbes simulées s'ajustent bien aux mesures jusqu'à des températures de base du réfrigérateur de l'ordre de 55mK. En dessous de 55mK, nous observons un déficit en impédance des courbes simulées pour un courant donné (les mesures sont au-dessus des courbes), c'est le signe d'une meilleure conductance thermique que prévu, ce qui est assez étonnant : nous nous attendions, a priori, en descendant en température, à devoir considérer des termes résistifs de plus en plus nombreux. Le détecteur est plus froid que prévu. Si nous faisons l'hypothèse d'une conductance réduite à la fuite thermique (avec toutes les réserves qui s'imposent étant donné la valeur de β que nous avons trouvée), cela semble indiquer que le gain sur le libre parcours moyen Λ en refroidissant le détecteur est plus important que la perte de chaleur spécifique (terme en T^3).

La caractéristique V-I du bolomètre 157 à $T_0=50$ mK (4 pts de mesure) est donnée sur la figure 4.6, corrigée des défauts de la modélisation précédente (fig 4.4; symboles \square).

Cette caractéristique correspond à la température de base de l'expérience 138, qui a donné une résolution FWHM de 600eV sur la ligne de base). Nous avons indiqué le point de polarisation choisi pour cette expérience. La conductance G associée à cette courbe est modifiée par le choix d'un couple de paramètres différents (g, β).

$$\begin{cases} \beta_{50} \approx 4.92 \\ g_{50} \approx 7.10^{-4} \text{ WK}^{-5.92} \end{cases} \quad (32)$$

de sorte que nous pouvons utiliser pour la conductance du bolomètre 157 à $T_0=50$ mK, l'expression suivante

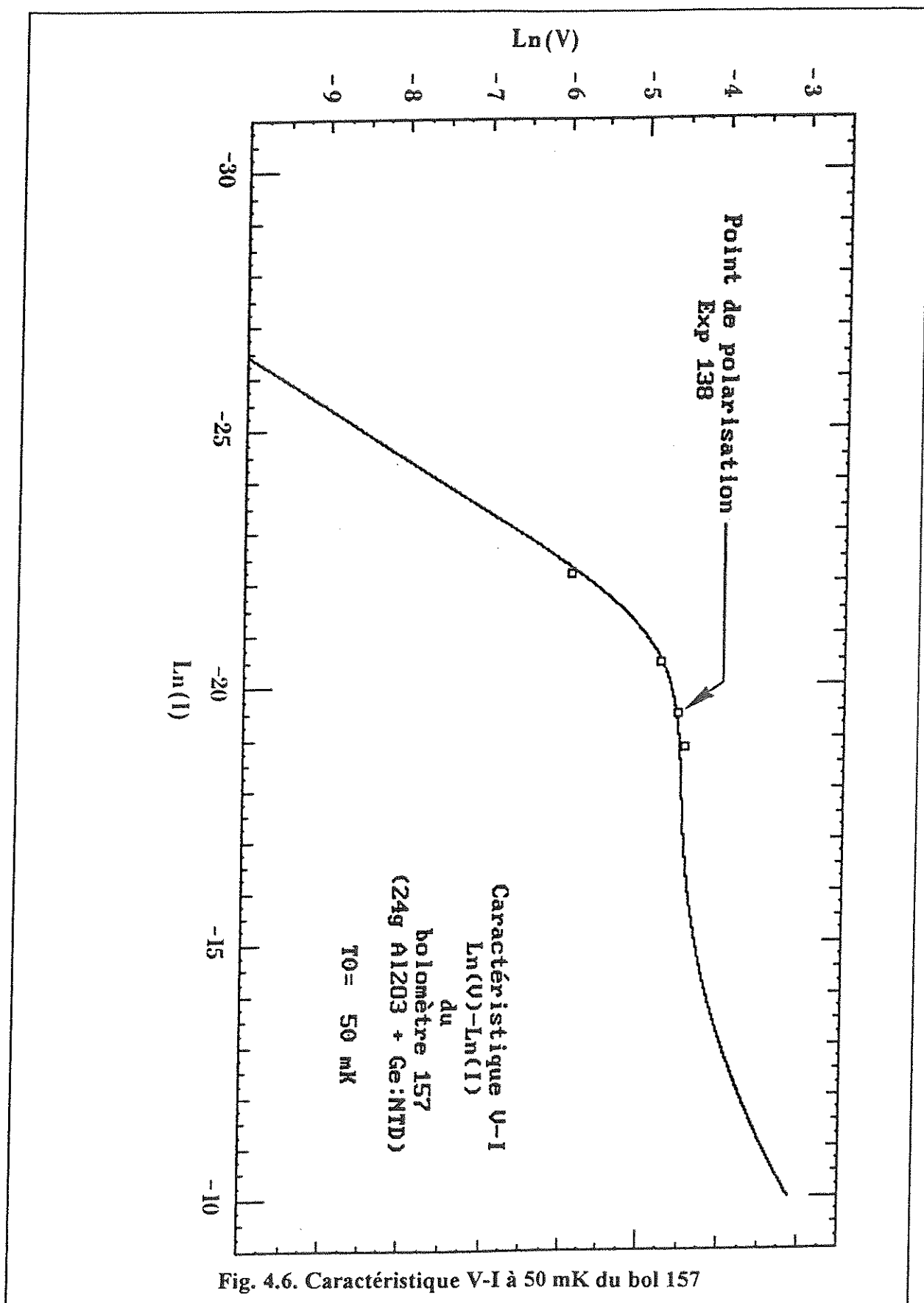


Fig. 4.6. Caractéristique V-I à 50 mK du bol 157

$$G(T_1, T_0) \approx 7.10^{-4} \times \frac{T_1^{5.92} - T_0^{5.92}}{T_1 - T_0} \quad \text{WK}^{-1} \quad (33)$$

à comparer avec (30). Au point de polarisation de l'expérience 138, nous mesurons une résistance $R \approx 2.95 \text{ M}\Omega$ associée à une température T_1 de 62mK par (27). Considérant alors l'expression ci-dessus, nous estimons la valeur de G au point de polarisation de cette expérience à

$$G = G(62 \text{ mK}, 50 \text{ mK}) \approx 3.10^{-9} \text{ WK}^{-1} \quad (34)$$

[La puissance dissipée au point de polarisation étant $P \approx 3.76 \cdot 10^{-11} \text{ W}$, et l'élévation de température de 12mK, nous retrouvons immédiatement cette valeur en adoptant la définition de G donnée par (1).]

Détermination du point de polarisation optimal sur l'isotherme T_0

Le réfrigérateur fonctionne à la température T_0 . Nous cherchons alors le point de polarisation optimal: c'est-à-dire le courant I qui optimise la réponse du détecteur S donnée par (25). Le travail que nous venons de faire en établissant une expression algébrique de la caractéristique V - I nous permet de déterminer R , Z , T_1 , G en tout point de la courbe. Une inconnue subsiste pour calculer S : la capacité calorifique du bolomètre C qui apparaît dans la constante de temps thermique τ_{th} (24). Ceci ne doit pas nous étonner puisque les mesures V - I entreprises ont été faites à fréquence nulle ($\omega=0$) en régime stationnaire; la chaleur spécifique se manifestant par ses aspects dynamiques, nous ne devons rien apprendre sur elle. Pour optimiser la réponse du système, nous pouvons:

- soit chercher le maximum d'amplitude à l'oscilloscope des impulsions en faisant varier la tension de polarisation et donc I . C'est probablement la méthode la plus agréable (pas de calculs!) mais elle peut être très coûteuse en temps si le spectre regardé est un spectre sans raie. Le travail que nous venons de faire a pourtant son intérêt puisqu'il nous permettrait presque de calculer la réponse du détecteur,

- soit conjecturer le comportement de $C(T)$: Si l'expérimentateur connaît bien les différents éléments de son détecteur, il pourra probablement avancer une loi du type

$$C(T) = aT^3 + bT + \dots \quad (35)$$

où nous reconnaissons la capacité de la cible, et celles du thermistor et de la colle...La connaissance exacte de C représente un travail considérable. $C(T)$ étant donnée, éventuellement sans normalisation, nous faisons aussitôt travailler notre ordinateur pour déterminer le point de polarisation optimum. On trouvera dans la littérature une valeur communément acceptée de la température du bolomètre à l'optimum de polarisation :

$$T_1^{\text{opt}} \approx 1.14 T_0 \quad (36)$$

impliquant $T_1^{\text{opt}} \approx 57 \text{ mK}$ sur l'isotherme $T_0 = 50 \text{ mK}$, alors que nous avons polarisé l'expérience 138 à $T_1 = 62 \text{ mK}$. La dérivation de (36) correspond à une dépendance cubique en T de C (isolants), à une conductance thermique G constante sur toute la gamme de température T_1 (de $I=0$ à $I \rightarrow \infty$), et à la confusion de la réponse logarithmique du thermomètre α' à $(T_1, T_0 = \text{cste})$ avec la réponse obtenue en dérivant simplement la loi $R(T)$ donnée par (27), ce qui n'est pas correct. Nous avons calculé d'après (33) la plage de variation de G du bolomètre 157 entre $T_1 = 51 \text{ mK}$ et $T_1 = 100 \text{ mK}$ sur l'isotherme $T_0 = 50 \text{ mK}$ de la figure 4.6 (exp 138) : nous trouvons une variation d'un ordre de grandeur, avec

$$G(51 \text{ mK}, T_0) \approx 1.7 \cdot 10^{-9} \text{ WK}^{-1} \rightarrow G(100 \text{ mK}, T_0) \approx 1.65 \cdot 10^{-8} \text{ WK}^{-1} \quad (37)$$

Il y a donc tout lieu de se méfier de (36) et de tenter de déterminer soi-même l'optimum de réponse.

Une pratique courante dans la mesure où la caractéristique $V-I$ n'a pas été suffisamment échantillonnée est de polariser le détecteur au point où la résistance a été réduite de moitié par rapport à sa valeur à courant nul, $R(T_1) = 0.5 \times R(T_0)$. On se place ainsi dans la situation intermédiaire entre $(R=R(T_0) ; S=0)$ et $(R=0 ; S=0)$ en espérant que la courbe de réponse exprimée en fonction de R , $S(R)$, soit symétrique...

Calcul de la réponse d'après le modèle : signal non filtré

Nous avons tous les éléments pour déterminer la réponse du bolomètre 157 au point de polarisation de l'expérience 138, que nous allons comparer avec la hauteur des impulsions mesurées sur les γ de 60 keV de ^{241}Am :

- nous mesurons directement $\frac{Z}{R} = \frac{d(\ln V)}{d(\ln I)}$, pente de la tangente à la courbe au point de

polarisation sur la courbe 4.6 : nous relevons une impédance dynamique faible $\frac{Z}{R} \approx 0.096$.

- $G \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ WK}^{-1}$ a déjà été calculée (voir (34)).

- $I = 3.57 \text{ nA}$ est le point de polarisation imposé par V_{polar} .

- nous supposons que la capacité calorifique C est répartie également entre la cible et le thermistor (principe de construction de ce bolomètre) et négligeons celle de la colle et des fils

→ $C \approx 2 \times C_{\text{cible}}$ où C_{cible} est donnée par la loi de Debye, soit

$$C \approx 8.243 \cdot 10^{-7} T_1^3 \text{ JK}^{-1} \text{ soit } C \approx 1.96 \cdot 10^{-10} \text{ JK}^{-1} [T_1 = 62 \text{ mK}] \quad (38)$$

Appliquant l'expression de la réponse (23), $S = \frac{G}{C} \times \frac{1}{I} \frac{Z/R - 1}{Z/R + 1}$, il vient:

$$S(\text{Bol 157}, T_0 = 50 \text{ mK}, i = 3.57 \text{ nA}) \approx -0.566 \mu\text{V/keV} \quad (39)$$

et une constante de temps effective calculée par (24)

$$\tau_e(\text{Bol 157}, T_0 = 50 \text{ mK}, i = 3.57 \text{ nA}) \approx 36 \text{ ms} \quad (39)\text{bis}$$

L'amplitude calculée des gammas de 60 keV devrait donc être de $34 \mu\text{V}$ ($=V_0$ de la fig.4.2) aux bornes du bolomètre et la constante de temps de 36ms. Dans la cas plus général où la capacité calorifique C est inconnue, nous pouvons l'exprimer en fonction de celle de la cible seule calculée par la loi de Debye :

$$C_{\text{réelle}} = \eta C_{\text{cible}}^{\text{Debye}} \quad (40)$$

il vient alors

$$S(\text{Bol 157}, T_0=50\text{mK}, i=3.57\text{nA}) \approx \frac{1.132}{\eta} \mu\text{V/keV} \quad (41)$$

et

$$\tau_e(\text{Bol 157}, T_0=50\text{mK}, i=3.57 \text{ nA}) \approx \eta \times 18\text{ms} \quad (42)$$

[Nous comparerons plus loin notre estimation de la réponse et de la constante de temps du détecteur avec les valeurs mesurées sur les gammas de 60 keV. Nous suspectons au passage une propriété remarquable de la courbe $\Delta V(t)$ donnée par l'expression (14), à savoir une constante du système.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Delta V(t) dt = V_0 \tau_e = \frac{E}{I} \times \frac{Z - R}{2R} \quad (43)$$

l'aire des impulsions de tension aux bornes du bolomètre ne dépend pas de la capacité calorifique, même si l'allure des impulsions en dépend. Cette même aire dépend par contre de la conductance G par l'intermédiaire de Z . Nous déterminons ainsi un test très simple qui nous permet de savoir si une capacité additionnelle est venue dégrader les performances du bolomètre –un film d'He superfluide par exemple– : la forme des impulsions se transforme tandis que l'aire se conserve. Si l'aire ne se conserve pas, ce sera le signe que la conductance G et/ou la température du détecteur et/ou celle du bain se sont également modifiées. On retrouvera cette propriété en intégrant (10) de $-\infty$ à $+\infty$: le terme en C disparaît.]

Nous sommes donc presque arrivés au but assigné par notre modélisation, en cherchant à optimiser la réponse seule du détecteur. Il convient de parler à présent du bruit puisque c'est bien évidemment le rapport optimal S/B que l'on cherchera à déterminer. Nous devons considérer le bolomètre dans son circuit, faire l'inventaire de tous les bruits imaginables (amplitude et bande de fréquence). Nous terminons ce paragraphe par trois aspects touchant la modélisation : l'effet d'une puissance parasite sur les mesures, une modélisation aux petits signaux de la réponse du détecteur et enfin la déformation de l'impulsion associée au temps de charge de la capacité électrique inévitable C avant d'attaquer l'étage d'entrée de l'amplificateur. Nous aurons alors convenablement modélisé la réponse du détecteur.

◆ *MODELISATION : COMPLEMENTS.*

Effet d'une puissance parasite.

Il est très facile d'injecter une puissance dans le bolomètre par des sources extérieures.

Les écrans les plus proches rayonnent par exemple, et nous nous en protégerons en fermant le détecteur dans une boîte étanche à la lumière couplée thermiquement à la chambre de mélange du réfrigérateur.

Un mauvais vide est également une source de puissance parasite (chocs moléculaires).

Les fils du montage peuvent capter un rayonnement électromagnétique de l'extérieur et le réinjecter dans le bolomètre.

Une microphonie importante peut également induire de la chaleur supplémentaire sur le détecteur (par relaxation des contraintes mécaniques : un ressort s'échauffe en se détendant).

L'effet de ces puissances parasites se reflète directement sur les caractéristiques V-I. Nous réécrivons (31) en

$$G(T_1, T_0) \times (T_1 - T_0) - R(T_1)I^2 = P_{\text{parasite}} \quad (44)$$

soit à résoudre à présent pour chaque courant I une équation du type

$$g(T_1^{\beta+1} - T_0^{\beta+1}) - R(T_1)I^2 = P_{\text{parasite}} \quad (45)$$

nous pourrions alors procéder de la même façon que précédemment et tracer les courbes V-I par pas de courant I successifs.

Mais il est plus habile de constater que nous pouvons absorber complètement le terme de puissance parasite dans T_0 en raison de la forme séparable du premier terme de (45) [réversibilité des flux de chaleur]. L'équation (44) prend alors la forme (31) à condition de remplacer la température du bain T_0 par

$$T_0 \rightarrow T_0' = \left(T_0^{\beta+1} + \frac{P_{\text{parasite}}}{g} \right)^{\frac{1}{\beta+1}} \quad (46)$$

La courbe caractéristique tracée se confond alors avec l'isotherme T_0' : il s'agit d'un artifice de calcul, nous n'avons pourtant pas pour autant réchauffé le bain (seulement le bolomètre)!. Lorsque le terme $\frac{P_{\text{parasite}}}{g}$ domine le terme en T_0 dans (46), le détecteur ne ressent presque plus les basses températures T_0 : on assiste à un tassement des isothermes à intervalles de T_0 constant et la température du détecteur plafonne, ce qui se traduit évidemment par une perte de sensibilité. Nous avons représenté sur la figure 4.7 le faisceau d'isothermes du bolomètre 157 en présence d'une puissance parasite $P_{\text{parasite}}=1.7 \cdot 10^{-12}$ W. Les courbes simulées reprennent l'expression de G utilisée pour la figure 4.4 avec les défauts que nous avons déjà mentionnés (nécessité de corriger le couple de paramètres (g, β) de (28) en fonction de T_0). On observe bien le tassement prédit en dessous de $T_0=50$ mK.

Nous avons représenté également sur la figure 4.7 les points mesurés sur le réfrigérateur de l'IPN de Lyon, pour lesquels nous n'avons pas de thermométrie fiable : pour ce qui concerne la forme de ces courbes, nous constatons une fois de plus la nécessité de choisir une meilleure représentation de G que celle calculée à 57 mK, mais plus intéressante est la constatation selon laquelle une puissance parasite de $1.7 \cdot 10^{-12}$ pW serait suffisante pour expliquer à elle seule la faible impédance du détecteur si la température de base est descendue à 20 mK. Nous attendions de ce réfrigérateur des performances en température de cet ordre de grandeur, et non 35 mK comme la figure 4.4 le suggérait...

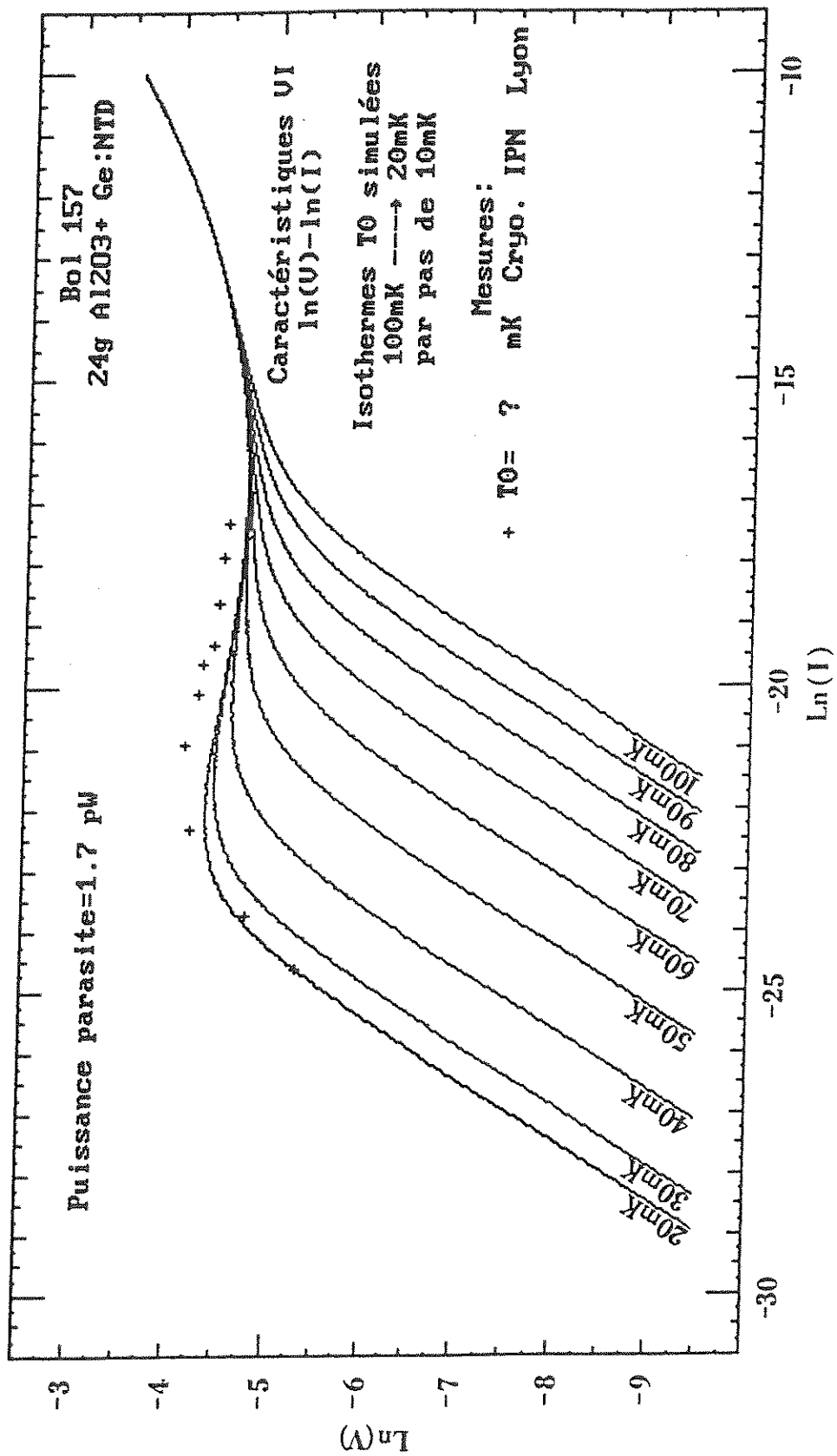


Fig. 4.7. Effet d'une puissance parasite sur les caractéristiques V-I.

Circuit dynamique.

Jones [4.1] a donné le circuit dynamique équivalent du bolomètre au point de polarisation (petits signaux, fig. 4.8). Cette transformation est utile dans les discussions sur les bruits quand il faut intégrer le détecteur dans la chaîne de lecture de $\Delta V(t)$:

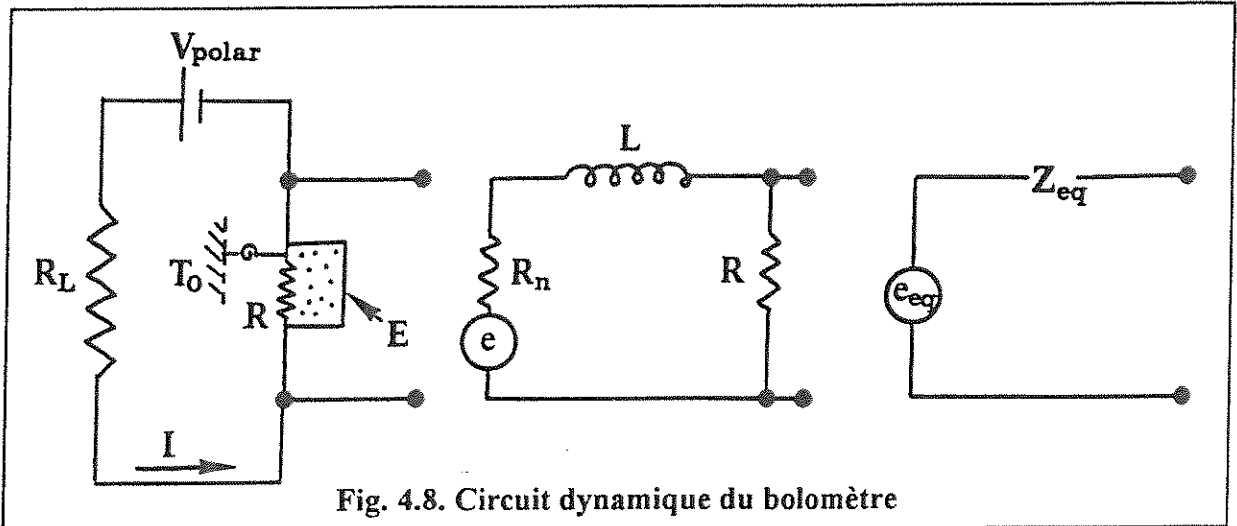


Fig. 4.8. Circuit dynamique du bolomètre

Dans ces deux représentations, les signaux délivrés aux bornes du détecteur sont identiques : les différents éléments du circuit équivalent se déduisent des caractéristiques V-I et de la capacité calorifique de l'ensemble C :

* $R = \frac{V}{I}$ est toujours l'impédance du bolomètre, et $Z = \frac{dV}{dI}$ son impédance dynamique

* $R_n = \frac{RZ}{R-Z}$ est une résistance. Elle est infinie à $Z=R$ (partie linéaire des courbes V-I)

* $L = \tau_e \frac{R^2}{R-Z} = \frac{C}{G} \times \frac{R}{2} \frac{R+Z}{R-Z}$ est une forte inductance

* $e = -\frac{E\delta(t)}{2I}$ est un générateur d'impulsion unique ; E l'énergie de la particule incidente.

[Nous vérifierons seulement la validité de cette formule en deux points évidents :

• Pour un point de polarisation dans la partie résistive des courbes ($Z=R$ et $T_1=T_0$) :

G tend vers une valeur finie $G(T_0, T_0)$, voir note sur la formule (4). R_n et L sont infinies, le circuit est ouvert et la tension aux bornes de R est identiquement nulle. Ce qui correspond bien à une réponse nulle pour $Z=R$ (cf. (25)).

• Pour un point de polarisation d'impédance dynamique nulle $Z=0$, au sommet de la courbe caractéristique. D'après (25) la réponse est alors $S = -\frac{1}{2I\tau_e}$

$R_n=0$ et $L=R\tau_e$...le circuit est un circuit RL et vérifie l'équation différentielle

$$-\frac{E}{2I}\delta(t) = \tau_e \frac{dv}{dT} + v \quad (47)$$

où $v(t)$ est l'impulsion de tension aux bornes du détecteur. Nous résolvons cette équation par passage aux transformées de Laplace...($v(t) \rightarrow V(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} v(t)e^{-st} dt$) : il vient immédiatement

$V(s) = -\frac{E}{2I\tau_e} \times \frac{1}{s + \tau_e^{-1}}$, où nous reconnaissons la transformée de Laplace de la fonction

$$v(t) \begin{cases} v(t) = 0 & t < 0 \\ v(t) = SEe^{-\frac{t}{\tau_e}} & t \geq 0 \end{cases}$$

qui s'identifie parfaitement avec $\Delta V(t)$ donné par (14)]

Nous pouvons également donner de cette représentation un schéma équivalent de Thévenin, d'impédance complexe $Z_{\acute{e}q}$ et de générateur $e_{\acute{e}q}$

$$*Z_{\acute{e}q} = R // (R_n + jL\omega)$$

$$*e_{\acute{e}q} = \frac{R}{R + R_n + jL\omega} e$$

$e_{\acute{e}q}$ représente évidemment le signal $\Delta V(t)$ donné par (14) et (15) : nous avons implicitement supposé l'absence de charge aux bornes du bolomètre en dérivant cette expression (mesurant implicitement le signal avec un oscilloscope d'impédance ∞ et de capacité d'entrée nulle). Le courant qui circule dans $Z_{\acute{e}q}$ était donc nul dans ce calcul. Rappelons que nous avons déterminé $\Delta V(t)$ par une analyse dans le domaine temporel en résolvant l'équation différentielle (10)...

Caractéristiques complètes de l'exp 138.

Nous résumons ci-dessous dans le tableau 4.4 les caractéristiques du bolomètre 157 relevées au point de polarisation de l'expérience 138, dont nous avons déjà parlé :

Tableau 4.4. Caractéristiques du bolomètre 157
au point de polarisation de l'exp 138.

Caractéristique	Mesure exp 138	Commentaire
I	3.6 nA	mesure
V	10.5 mV	mesure
R	2.95 M Ω	mesure
P	3.8 10 ⁻¹¹ W	mesure
Z	280 k Ω	d'après V-I
T ₀	50 mK	calibration cryostat
T ₁	62 mK	d'après (27)
R(T ₀)	14 M Ω	mesure
G	3 10 ⁻⁹ WK ⁻¹	mesure
C	9.8 10 ⁻¹¹ JK ⁻¹ $\times \eta$	C _{cristal} $\times \eta$
τ_e	18 ms $\times \eta$	d'après (42)
τ_e/τ_{th}	0.55	d'après (24)
S _{théorique}	-1.132 $\mu\text{V}/\text{keV} \times \eta^{-1}$	d'après (41)
R _n	310 k Ω	circuit équivalent
L	5.9 10 ⁴ H	circuit équivalent
R _L	11.1 M Ω	un peu faible/R
V _{polar}	50.6 mV	piles Hg
Capacité	135 pF	C _{fils} +C _{cable} +C _{transistor}
G	20 \times 1000	Ampli
e _n	1.16 nV/Hz ^{1/2}	à l'entrée de l'ampli
i _n	$\approx 5 \cdot 10^{-15}$ A/Hz ^{1/2}	à l'entrée de l'ampli
Vrms ligne de base (5.12 ms)	0.875 μV	ramenée à l'entrée
Amplitude 60 keV	44.9 μV	-
S _{mesurée}	-0.775 $\mu\text{V}/\text{keV}$	-

Déformation de l'impulsion par la capacité parasite.

Le signal décrit précédemment emprunte successivement les fils du thermistor, les fils de câblage interne au cryostat, un câble extérieur et différents connecteurs avant de parvenir à l'étage d'entrée du transistor de l'amplificateur à température ambiante : le tout constitue une capacité électrique C représentée sur la figure 4.1. Le temps de charge de cette capacité a pour effet de dégrader la réponse attendue du bolomètre : dans la modélisation aux petits-signaux que nous avons décrite précédemment, nous ferons alors le circuit sur C en parallèle avec la résistance du bolomètre R , constituant ainsi un filtre de constante de temps

$$\tau_r = RC \quad (48)$$

Les composantes HF du signal délivré par le générateur de l'impulsion unique, associées au front de montée de l'impulsion, sont court-circuitées au niveau de C , et une partie du signal utile est perdue. Dans la mesure où l'impédance d'entrée de l'amplificateur est très grande devant celle du bolomètre (vérifié dans notre cas $Z_{in}(JFET) > 1 \text{ G}\Omega$), on peut alors démontrer par passage aux transformées de Laplace que la réponse du détecteur à la sortie du filtre se met sous la forme:

$$\Delta V'(t) \begin{cases} t < 0: & \Delta V'(t) = 0 \\ t \geq 0: & \Delta V'(t) = SE \times \frac{1}{1 - \frac{\tau_r}{\tau_e}} \times \left[e^{-\frac{t}{\tau_e}} - e^{-\frac{t}{\tau_r}} \right] \end{cases} \quad (49)$$

où S est toujours donnée par (25): $S = \frac{1}{\tau_e} \times \frac{1}{I} \frac{Z - R}{2R}$

La fonction $\Delta V'$ admet un maximum en

$$t_{\max} = \frac{\tau_e \tau_r}{\tau_e - \tau_r} \ln \left(\frac{\tau_e}{\tau_r} \right) \quad (50)$$

où posant

$$y = \frac{\tau_r}{\tau_e} \quad (51)$$

elle prend la valeur

$$\Delta V'_{\max} = SE \times y^{\frac{y}{1-y}} \quad (52)$$

nous définissons comme précédemment la réponse du détecteur au maximum, il vient

$$S' = S \times y^{\frac{y}{1-y}} = S \times f(y) \quad (53)$$

ce qui constitue une perte de réponse : on s'en convaincra rapidement en étudiant le signe de $\ln(f(y))$ en fonction de y . Calculant à nouveau l'aire sous $\Delta V'(t)$, nous retrouvons l'expression (43), ce qui ne doit pas nous étonner, car c'est une propriété bien connue des filtres de ne pas emmagasiner d'énergie : l'aire des impulsions filtrées ne dépend donc toujours pas de la capacité calorifique.

Signal attendu à l'entrée de l'amplificateur .

Nous avons à présent tous les éléments pour simuler l'impulsion attendue – non bruitée – à l'entrée de l'amplificateur. La capacité que nous mesurons sur notre système se décompose en

$$C_{\text{totale}} \approx 133 \text{ pF} \pm 5 \text{ pF} \text{ dont } \begin{cases} C_{\text{cablage interne}} & \approx 36 \text{ pF} \\ C_{\text{cable externe}} & \approx 30 \text{ pF} \\ C_{\text{transistor polarisé}} & \approx 67 \text{ pF} \end{cases} \quad (54)$$

et nous déterminons ainsi une constante de temps

$$\tau_r = RC \approx 400 \mu\text{s} \quad (55)$$

Nous avons laissé libre le paramètre η défini par (40) qui représente l'écart de la capacité calorifique totale à celle de la cible seule estimée d'après la loi de Debye, pour des valeurs comprises entre 0.1 et 1.5. Les courbes $\Delta V'(t)$ simulées correspondantes à l'entrée de l'amplificateur sont rassemblées sur la figure 4.9, pour une énergie de 60 keV.

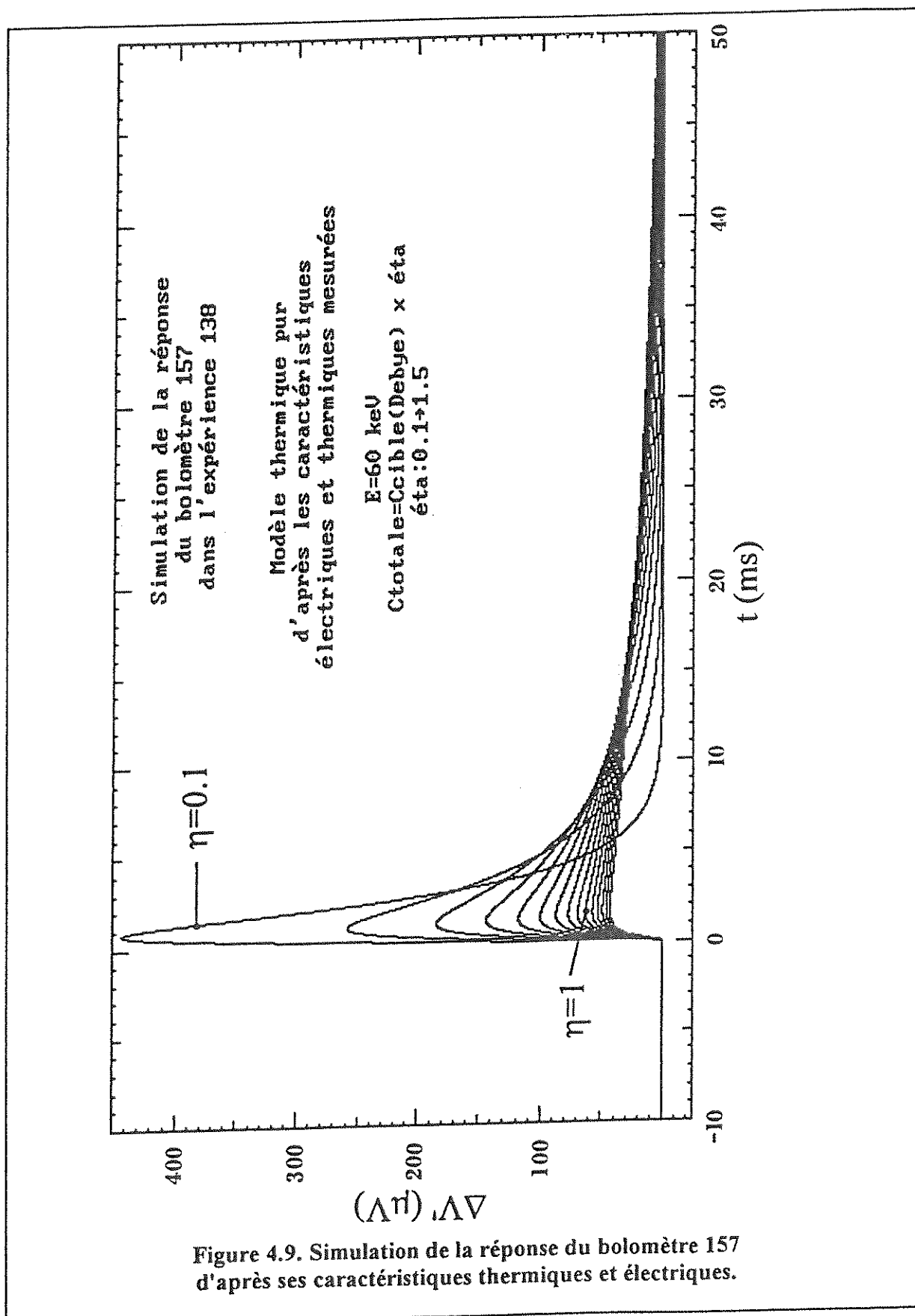
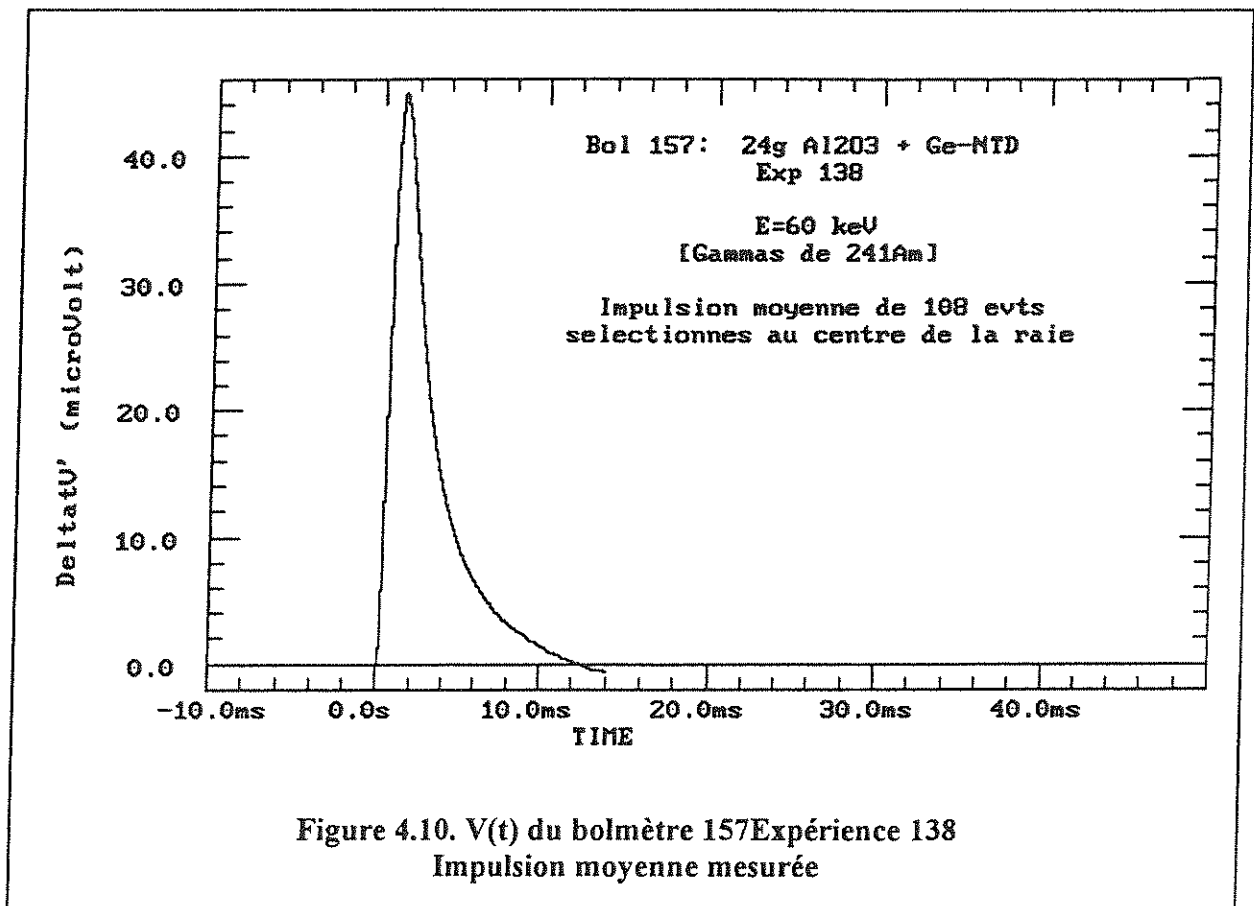


Figure 4.9. Simulation de la réponse du bolomètre 157 d'après ses caractéristiques thermiques et électriques.

4.1.3. CONFRONTATION DU MODELE AVEC LES DONNEES EXPERIMENTALES

◆ UNE IMPULSION TROP RAPIDE.

La courbe $\Delta V(t)$ mesurée par le bolomètre au cours de l'expérience 138 en réponse aux gammas de ^{241}Am (60 keV) est donnée par la figure 4.10



Les échelles de tension sont différentes sur les figures 4.10 et 4.11, alors que les bases de temps sont identiques. Nous avons limité l'échantillonnage de l'expérience 138 à $3968\text{pts} \times 5\mu\text{s} \approx 20\text{ ms}$ pour préserver l'espace mémoire de notre disque dur, ce qui explique la césure observée sur la figure 4.10. On notera tout d'abord, sans s'en inquiéter, un rebond de l'impulsion réelle qui passe sous l'axe des temps à $t \approx 12\text{ms}$: il ne s'agit pas d'un refroidissement (!) mais de l'effet d'une coupure BF de l'amplificateur qui ne passe pas le continu (réduction du bruit). Nous

n'avons pas tenu compte de cette coupure dans la simulation, nous intéressant seulement à l'impulsion à l'entrée du transistor. La coupure BF vers 3Hz provoque le franchissement de $\Delta V=0$ dès 12ms car l'aire algébrique de l'impulsion réelle filtrée par l'ampli doit être nulle (la valeur moyenne de l'impulsion, qui s'identifie avec la composante de Fourier à $\omega=0$, est nulle. Bien que $12\text{ms} \ll \tau_{\text{BF}} \approx 1\text{s}$, l'ampli ne peut pas se permettre d'attendre trop longtemps que l'impulsion ait décré avant de la détourner vers les valeurs négatives... sous peine de ne plus pouvoir compenser la valeur positive. Nous expliquons ainsi "avec les mains" ce que nous avons vérifié numériquement par ailleurs. Dans le même temps l'amplitude au maximum de l'impulsion réelle n'est pas affectée par la coupure à 3Hz : cette dernière ne concerne que la partie décroissante de l'impulsion (traîne) qui contient la majeure partie de l'aire. Avant la coupure, les phases des composantes BF de l'impulsion s'annulaient déjà entre elles dans le front de montée de l'impulsion : la suppression de ces composantes par le filtre est donc sans effet sur le front de montée. Nous ne pouvons faire ce raisonnement (séparabilité des différentes parties de l'impulsion) qu'en raison des disparités importantes entre le temps de montée $\tau_r(400\mu\text{s})$, le temps de décroissance mesuré ($\approx 3\text{ms}$) et la constante de temps du filtre BF (1s). En résumé, l'impulsion réelle non filtrée par l'ampli doit présenter la même amplitude que celle mesurée ($45\mu\text{V}$) sur la figure 4.10, et une constante de temps légèrement supérieure à celle mesurée ($\approx 3\text{ms}$). Nous pouvons comparer ces valeurs avec celles données par la simulation de la figure 4.9 : si nous sommes en mesure de retrouver l'amplitude attendue prenant $\eta \approx 1.4$ (et $C_{\text{thermistor}} \approx 0.4 C_{\text{cible}}$ ce qui semble raisonnable), la constante de temps mesurée va bien au-delà de nos espérances. Nous mesurons quelque 3ms à comparer aux 25ms attendues pour $\eta \approx 1.4$...Lorsque nous cherchons à réconcilier les constantes de temps, ce sont les amplitudes qui ne correspondent plus, et nous sommes obligés, en outre, de supposer $\eta \approx 0.1 \ll 1$, ce qui implique une capacité calorifique totale très inférieure à celle de la cible. Nous butons sur un problème de fond de la modélisation.

Insuffisance du modèle.

La première hypothèse qui vient à l'esprit critique est de revoir attentivement toutes nos mesures : nous y avons songé mais les incertitudes sur ces mesures (températures, R et Z...) ne nous paraissent pas expliquer le rapport important des constantes de temps. La seconde hypothèse qui vient à l'esprit plus aventureux (ou présomptueux ?) est d'abandonner le modèle qui ne correspond pas à nos mesures. Puisque nous ne pouvons pas modifier la capacité calorifique de l'ensemble pour retrouver la forme simulée de l'impulsion, il faut renoncer à l'expression de la constante de temps effective τ_e , c'est-à-dire à la conductance G de notre détecteur que nous avons déduite des caractéristiques V-I. **Tout se passe comme si la conductance dynamique du bolomètre (mode impulsionnel) était bien meilleure que sa conductance statique**, c'est-à-dire celle que nous mesurons en polarisant le bolomètre et calculée par (1). Autrement dit, il semble y avoir pour le bolomètre 157 à $T_1 \approx 62$ mK un mécanisme de transfert de l'énergie hors du thermistor particulièrement efficace. La coïncidence des amplitudes que nous avons observée ne pourrait bien n'être que fortuite. Une mesure effectuée avec ce bolomètre dans des conditions expérimentales légèrement différentes nous a conduits sur la piste des phonons "hors-équilibre" : il semble qu'il y a une composante balistique importante dans le signal de l'expérience 138. Nous décrivons la manière dont nous sommes arrivés à cette conclusion au cours de notre discussion des résultats expérimentaux

Nous pouvons donc ranger pour ce bolomètre notre modélisation dans un tiroir... et chercherons en vain un modèle de substitution .

◆ *ENJEU DE LA MODELISATION.*

L'enjeu d'une modélisation correcte est pourtant de taille :

- Si nous connaissons tous les paramètres du bolomètre, nous pouvons anticiper la forme exacte de l'impulsion et en déduire la fraction de l'énergie E réellement convertie en chaleur, ce

qui demande probablement une précision meilleure que 10% sur tous les paramètres du détecteur. Nous avons vu dans le chapitre 3 combien la question de l'efficacité de la conversion de l'énergie en chaleur semblait capitale pour les problèmes d'interprétation des spectres. **Seule une calorimétrie correcte peut trancher** : ce n'est qu'à ce prix que nous pourrions "voir" par exemple la quantité d'énergie perdue dans la création de défauts par un atome de recul.

- Si nous ne connaissons pas tous les paramètres du système, nous devons calibrer au préalable le détecteur en nous exposant à des mesures qui ne seront en définitive que relatives, et ne donneront qu'une idée très incertaine de l'énergie réelle déposée dans le détecteur. Les atomes de recul du ^{210}Po dont nous avons proposé l'étude pourraient bien être une source de calibration privilégiée dans la détermination d'un modèle plus satisfaisant des bolomètres massifs, car nous nous attendons à ce que leur énergie soit convertie en phonons avec une très bonne efficacité.

4.2. BOLOMETRES : ASPECTS EXPERIMENTAUX.

Nous écrivons dans cette partie les aspects expérimentaux qui concernent tant la préparation du détecteur que son environnement en cours d'expérience. Nous renverrons autant que possible le lecteur aux publications et figures jointes à notre travail lorsque ces aspects y sont abordés.

4.2.1. THERMISTORS.

Le thermistor est certainement la partie la plus importante du bolomètre, mais également la moins comprise : de sa conception vont dépendre les performances du détecteur.

Les thermomètres utilisés dans les bolomètres construits à l'IAS sont des échantillons en germanium dopé p, par adjonction d'atomes de Ga (Ge:Ga), à une concentration proche de la **transition métal-isolant**. Les métaux étant définis comme des corps présentant une conductivité électrique finie au zéro absolue, par opposition aux isolants. La transition isolant-métal est provoquée de façon discontinue dans un semi-conducteur par un dopage en impuretés du cristal au-delà d'une concentration critique n_c donnée par le critère de Mott:

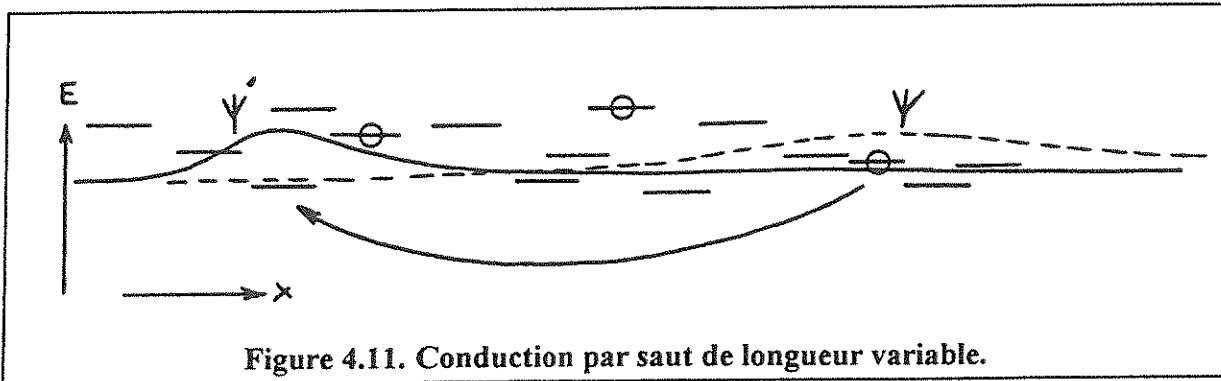
$$n_c^{1/3} a_0 = 0.26 \pm 0.05 \quad (56)$$

Dans cette formule, a_0 est le rayon de Bohr de l'impureté dans la maille hôte et vaut environ 90Å pour Ga dans Ge ([3.7] p.141). Au-delà de n_c les orbitales des atomes de Ga, de dimension caractéristique a_0 se recouvrent à toute température et l'échantillon a un caractère métallique. Nous déduisons de (56) une concentration critique pour Ga dans Ge de l'ordre de

$$n_c \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ atomes Ga/cm}^3 \quad (57)$$

soit $7 \cdot 10^{-7}$ atomes de Ga pour un atome de Ge. On trouve également comme concentration critique publiée pour Ga dans Ge, $n_c \approx 10^{17}$ atomes Ga/cm^3 [4.10]. Aux très basses températures, la conduction électrique des semi-conducteurs dopés se fait dans le régime de *conduction par saut de longueur variable* ("*variable range hopping*") dont on trouvera une description détaillée dans l'ouvrage de Efros et Shklovskii [3.7]. Dans ce mécanisme de conduction assistée par les phonons, les trous localisés sur les orbites des impuretés choisissent la voie de conduction la moins coûteuse en énergie pour se déplacer : la diffusion d'un phonon leur permet d'accéder à l'orbitale d'un état vide localisé sur une autre impureté qui peut se trouver fort distante . Ce passage par effet tunnel est rendu possible par le recouvrement des fonctions d'onde des deux sites [figure 4.11]. Les trous localisés sur une impureté ignorent complètement les états d'énergie trop élevée localisés sur les impuretés voisines. La distance moyenne du saut est variable : elle augmente à mesure que la température diminue. L'agitation

thermique augmente la probabilité d'un saut, ce qui se traduit par une forte dépendance en T de la section efficace de diffusion trou-phonon.



Le principe conducteur dans le choix du dopage est le suivant :

- Nous nous plaçons **du côté isolant de la transition** ($N_A < n_c$). Du côté métallique, les électrons sont délocalisés à toutes les températures et la dépendance en T de la conductivité est bien moins importante : les électrons trouvent seuls leur voie dans le potentiel cristallin.
- plus la température de travail du détecteur dictée par les impératifs de l'expérience doit être basse, plus nous devons nous approcher de la concentration critique sous peine de voir diverger très rapidement la résistivité de l'échantillon : on compense le manque de phonons disponibles par une probabilité plus grande de recouvrement d'orbitales ayant des séparations faibles au niveau des impuretés.
- La température de travail du bolomètre étant fixée, la géométrie de l'échantillon (son volume) est également déterminée du côté des grandes masses par la nécessité de ne pas ajouter trop de capacité calorifique au montage et du côté des faibles masses par la technologie disponible (taille et collage des échantillons). Nous avons vu que la recherche systématique de l'échantillon le plus mince n'était pas non plus souhaitable en nous souvenant que la mesure de l'énergie se faisait en définitive dans le thermistor et non dans la cible. Une capacité calorifique

répartie également entre thermistor et cible semble être un bon compromis. Dans la mesure où nous ne disposons que d'un type d'amplificateur, nous devons également nous rapprocher des conditions d'adaptation d'impédance de l'échantillon R pour minimiser la contribution du bruit de l'amplificateur au bruit total mesuré (voir § bruit) : l'adaptation optimale des amplificateurs. IAS est réalisée à $R \approx 400 \text{ k}\Omega$ et nous pouvons nous fixer $1 \text{ M}\Omega$ comme ordre de grandeur. Pour simplifier, nous prenons un échantillon cylindrique de longueur l et de section s , nous devons donc résoudre le problème suivant :

$$\left\{ \begin{array}{ll} R = \rho(T_1, N_A) \times \frac{l}{s} \approx 1 \text{ M}\Omega & \text{(a)} \\ (sl) \times C_v^{\text{th}}(T_1) \approx C_{\text{cible}} & \text{(b)} \\ \left. \frac{\partial \rho(T_1, N_A)}{\partial T_1} \right|_{T_0} \text{ maximale} & \text{(c)} \\ s \text{ et } l \text{ réalisables} & \text{(d)} \end{array} \right. \quad (58)$$

où C_v^{th} est la chaleur spécifique volumique du thermistor et T_0 la température du réfrigérateur thermistor monté. La résolution de (58) [(a),(b) et (c)] peut ne pas avoir de solution réalisable (d).

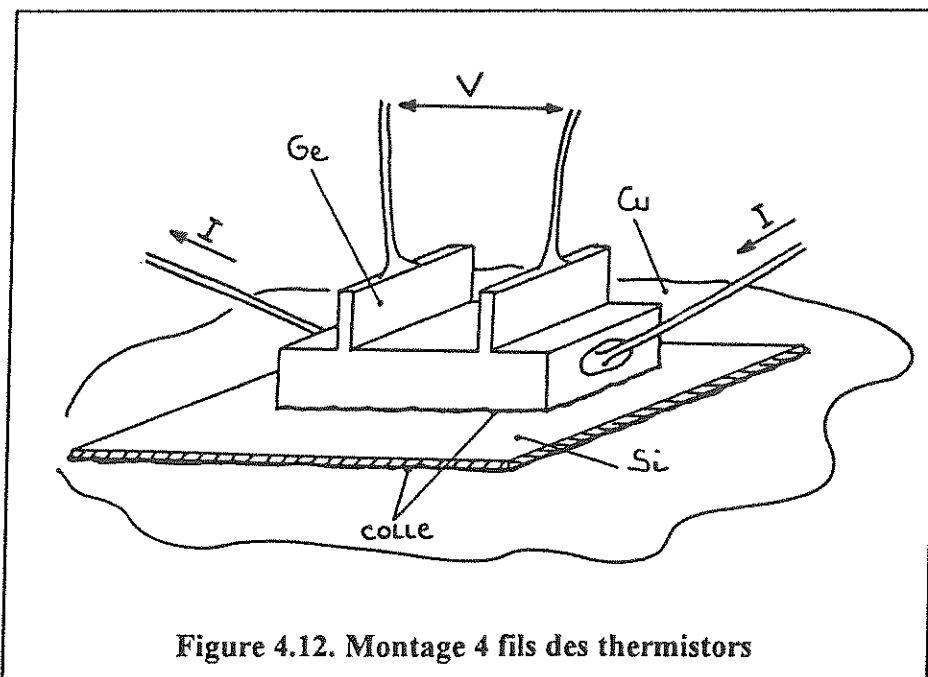
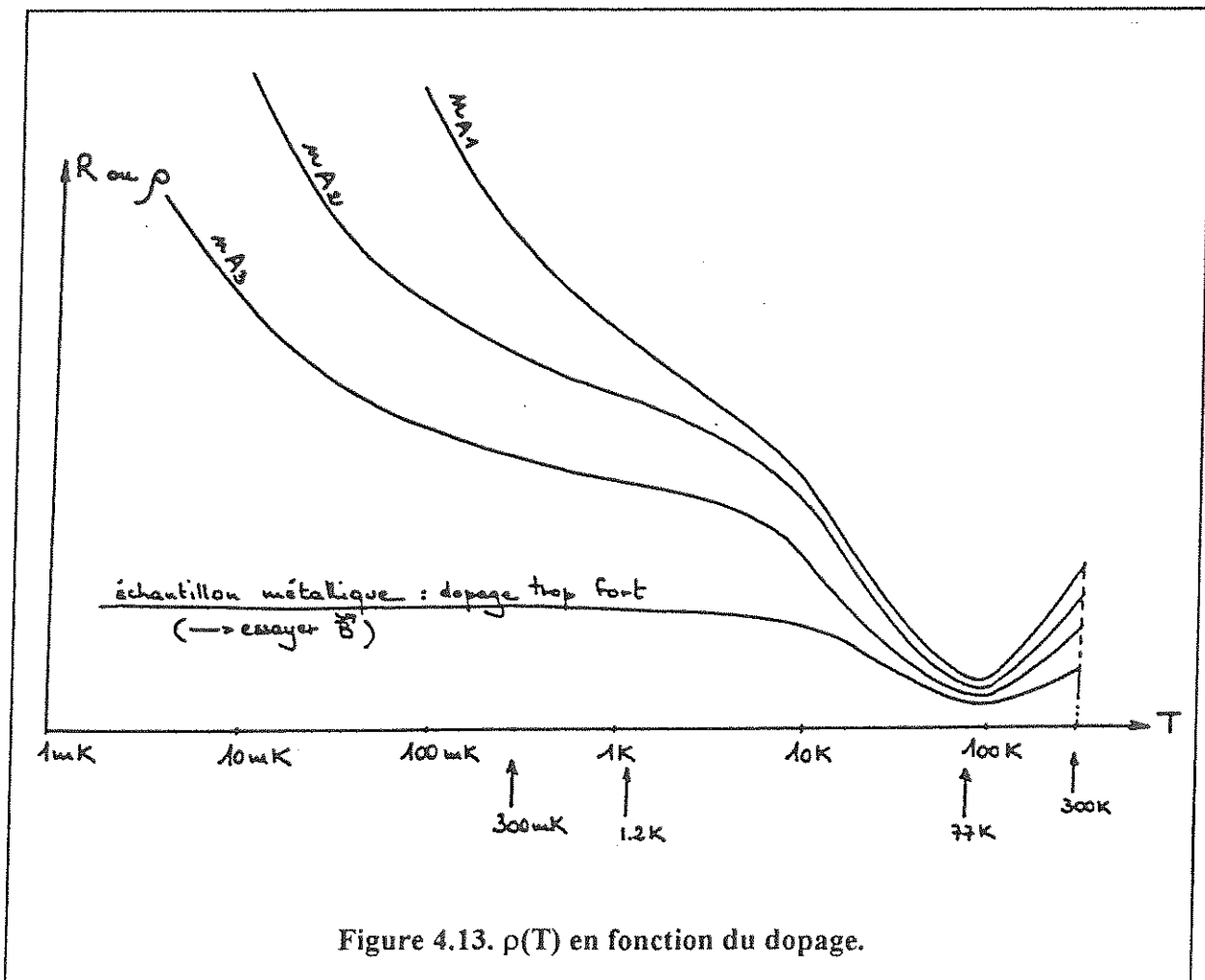


Figure 4.12. Montage 4 fils des thermistors

A T_1 fixée, ce système se réduit idéalement à 3 équations à 3 inconnues, N_A , ℓ et s et le dopage N_A optimal existe. La détermination du dopage optimal est un travail nécessaire et difficile qui demande une longue expérience : les pentes importantes observées de la résistivité des échantillons, si elles annoncent une bonne sensibilité, ne facilitent pas la sélection... Dans la pratique, l'échantillon à tester est câblé en montage 4-fils et thermalisé le mieux possible sur la platine froide du réfrigérateur [figure 4.12]. L'allure type des courbes de résistivité $\rho(T)$ relevées en unités Log-Log est représentée sur la figure 4.13, que nous avons paramétrée par la concentration en impuretés n_A ($n_{A1} < n_{A2} < n_{A3}$). Nous avons représenté également un échantillon métallique, fortement dopé.



Le thermistor décrit différents régimes de conduction, que nous ne détaillerons pas, en passant de 300K aux températures inférieures à 100 mK où il suit le régime de conduction par saut décrit ci-dessus.

La conductivité des thermistors Ge:Ga est très faible vers 100K : on utilise cette propriété pour estimer la résistance des fils de mesure (de l'ordre de quelques dizaines d'Ohm) à soustraire aux mesures à faible impédance.

Pour s'affranchir des incertitudes géométriques lors de la conversion $R \rightarrow \rho$ et comparer différentes mesures de la résistivité entre elles, on étudie le rapport des résistivités en normalisant à $\rho(4.2K)$ par exemple.

Nous constatons que les courbes ne se coupent pas, ce qui permet :

- 1) De sélectionner les thermistors à une température plus élevée, voire à 300 K. Cette sélection est d'autant plus efficace que l'on se rapproche de la température de base ; une préselection à 1K donne déjà de bons résultats pour une température de travail à 50mK.
- 2) De connaître par avance la résistivité du thermistor lorsque le dopage est connu avec précision, ce qui suppose d'avoir établi au préalable ce type de courbe et d'en avoir démontré la reproductibilité.

La première approche a justifié la construction d'un système de cartographie automatique de la résistivité à 300 K sur des échantillons de Germanium dopé chimiquement. Une ségrégation se produit naturellement lorsqu'on cristallise un lingot de Germanium en présence d'impuretés. La ségrégation se traduit par des gradients de concentration dans le cristal : en choisissant convenablement la concentration en Gallium du lingot initial, on crée des zones de résistivité de part et d'autre de la transition métal-isolant. La mesure de $\rho(300K)$ est réalisée sur une tranche parfaitement plane de Germanium, thermostatée, par un petit robot 4 pointes ayant une résolution spatiale de 400 μm . Ce système de faible encombrement

fonctionne à l'IAS. Il faut 5 jours de mesures ininterrompues pour réaliser la cartographie d'une zone de 1cm^2 . On trouvera un exemple de ce type de carte dans (A-4, fig 4) et (B-7, fig 4).

Les courbes de la résistivité $\rho(T)$ tracées pour des échantillons aux dopages variés – montés en thermistor "Th", ou intégrés dans la construction d'un bolomètre "bol" – sont rassemblées dans (A-5, fig. 5) et (B-7, fig 5). Th34 a été testé à 8mK sur un réfrigérateur du CRTBT à Grenoble et semble particulièrement prometteur pour un bolomètre massif refroidi à ces températures. Th 35 est définitivement métallique et semble irrécupérable. Il est pourtant possible de le "rattraper" en utilisant l'effet magnétorésistant du thermistor (voir F).

Le passage de la transition métal-isolant est illustré en (B-7, fig 3). Cette figure représente la résistivité à 0.1 K en fonction de la résistivité mesurée à 300K de différents échantillons. La résistivité critique de ces échantillons associée à la densité critique n_c de Mott est

$$\rho_c(300\text{K}) \approx 45 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm} \quad (59)$$

Nous avons inauguré avec le bolomètre 157 le premier bolomètre de notre groupe à thermistor en Germanium Dopé par Transmutation sous irradiation de Neutrons (Ge-NTD en anglais). Les impuretés sont créées dans la masse en soumettant un échantillon de Ge pur au flux de neutrons thermiques d'un réacteur nucléaire : on observe une chaîne de réactions suivantes pour les différents isotopes naturels du Ge, illustrée dans le tableau 4.5. L'aboutissement de l'irradiation est la création d'impuretés dopantes dans le cristal, après création par activation neutronique d'isotopes de durée de vie assez courte. Le *taux de compensation* K, défini comme le rapport des impuretés minoritaires (As et Se, type n) sur les impuretés majoritaires (Ga, type p), est fixé à

$$K_{\text{NTD}} = \frac{N_D}{N_A} \approx 30\% - 40\% \quad (60)$$

par les différences d'abondance naturelle et de sections efficaces de capture sur les neutrons thermiques des différents isotopes du Ge. Par comparaison, les lingots en Ge:Ga de l'IAS (fabriqués par Metal Europ Research) sont très peu compensés avec

$$K_{\text{CHIMIQUE}} < 3\% \quad (61)$$

estimation faite en comparant les mesures effectuées avec celles publiées par Fritzsche et Cuevas [4.5] représentées en (A-4, fig 3)

Tableau 4.5 Fabrication du Ge-NTD.

Abondance de l'isotope Ge	Réaction	$\tau_{1/2}$	Type d'impureté dopante
20.5%	$^{70}\text{Ge}(n, \gamma) ^{71}\text{Ge} \rightarrow ^{71}\text{Ga} + \text{EC}$	11 jours	p
36.5%	$^{74}\text{Ge}(n, \gamma) ^{75}\text{Ge} \rightarrow ^{75}\text{As} + e^{-}$	82 mn	n
7.8%	$^{76}\text{Ge}(n, \gamma) ^{77}\text{Ge} \rightarrow ^{77}\text{As} + e^{-}$	11 h	
	↓ $^{77}\text{Se} + e^{-}$	39 h	

Qu'il soient dopés NTD ou par voie chimique, la dépendance en T de la résistivité des semiconducteurs dopés aux basses température est décrite de façon très générale par

$$\rho(T) = \rho_0 \exp \left[\left(\frac{T_a}{T} \right)^p \right] \quad \text{avec } 0 < p < 1 \quad (62)$$

où T_a est associée logiquement à une énergie d'activation

$$\varepsilon_a = \frac{d \ln \rho}{d \left(\frac{1}{kT} \right)} = p \times kT_a \times \left(\frac{T_a}{T} \right)^{p-1} \quad (63)$$

qui représente la largeur utile pour la conduction de la bande d'impuretés. Cette largeur utile est extrêmement étroite et rares sont les électrons qui y accèdent par agitation thermique. La théorie est complexe : nous renvoyons le lecteur à l'ouvrage de Efros et Shklovskii [3.7] pour une introduction détaillée.

Dans le cas des semiconducteurs cristallins on montre que

$$p = \frac{1}{2}$$

valeur qui conforte de nombreuses observations. Ceci justifie la forme de $R(T)$ que nous avons adoptée pour nos données sur le bolomètre 157 (24g saphir + Ge-NTD). L'énergie d'activation associée au thermistor du bolomètre 157 dans l'expérience 138 que nous calculons par (63) est

$$\varepsilon_a (\text{Bol 157}, T_1 = 62 \text{ mK}) \approx 35 \mu\text{eV} \quad (64)$$

ce qui représente environ deux fois l'énergie moyenne des phonons présents dans le thermistor à cette température ($15 \mu\text{eV}$). L'électron devra attendre, en moyenne, l'assistance de deux phonons pour sauter sur un autre site.

Les coefficients ρ_0 et T_a sont, bien entendu, fonctions du taux de dopage N_A et du taux de compensation K , ce qui explique les variations de résistivité observées à T constante. En raison du faible taux de compensation des Ge:Ga chimiques, on observe également avec ces thermistors des pentes plus importantes dans les courbes $\rho(T)$ qu'avec les Ge-NTD (A4-fig 3). Il en résulte une sensibilité plus grande, mais également une difficulté plus grande dans la sélection.

Nous mentionnons, pour information, une approche originale de la dépendance en N_A et K des paramètres ρ_0 et T_a : c'est l'application de *la théorie de la percolation* au réseau des liens résistifs qui relient les impuretés entre elles. La transition métal-isolant est alors associée au passage du *seuil de percolation*. Les exposants critiques qui apparaissent naturellement dans l'étude de la percolation au voisinage du seuil peuvent être reliés aux expressions recherchées de ρ_0 et de T_a .

Nous comparons dans le tableau 4.6 les avantages et les inconvénients de chacun des thermistors :

Tableau 4.6 Comparaison des techniques de dopage de Ge.

	Ge:Ga -NTD	Ge:Ga-Chimique
Avantages	reproductibilité de $\rho(T)$ dopage plus homogène ?	sensibilité
Inconvénients	radioactivité induite ?	sélection laborieuse

L'avantage principal des NTD réside dans leur reproductibilité : une palette d'échantillons irradiés pendant des durées τ , 2τ , 3τ produit naturellement des échantillons dopés N_A , $2N_A$, $3N_A$... dans lesquels on pourra ensuite choisir le taux de dopage approprié. Par contre, il convient de faire particulièrement attention à la pureté originelle du Ge, pour ne pas créer par activation neutronique des impuretés à durée de vie longue, source potentielle de bruit de fond dans les expériences de détection de la Matière Noire, puisque le thermistor est la partie la plus proche du cristal.

Le Ge dopé par voie chimique lors de la cristallisation a peut-être un avenir dans ces conditions, si un système de cartographie à 1K s'avère réalisable pour la sélection d'échantillons devant travailler à 10 mK ?

4.2.2. BRUITS.

Le bolomètre composite à thermistor en Germanium dopé, qui a déjà fait la preuve de ses capacités en spectrométrie nucléaire ou en photométrie IR est un détecteur extrêmement sensible aux conditions expérimentales. Le thermistor est en grande partie responsable de cette sensibilité.

Les pentes importantes $\frac{dR}{dT}$ que nous recherchons pour bénéficier de la meilleure réponse possible sont observées aux fortes impédances : prenant pour expression de $R(T)$ celle que nous donne le régime de conduction par saut de longueur variable (62), nous réécrivons en fonction de R

$$\frac{dR}{dT} = -p \frac{R}{T_a} \left[\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) \right]^{\frac{p+1}{p}} \quad 0 < p < 1 \quad (65)$$

qui pour $p = \frac{1}{2}$ s'identifie avec

$$\frac{dR}{dT} = -\frac{R}{2T_a} \left[\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) \right]^3 \quad (66)$$

l'exposant $\frac{p+1}{p}$ est toujours supérieur à 2 et il est facile de voir que l'expression (65) est d'autant plus grande que l'impédance du thermistor R est élevée au point de polarisation. Nous avons fait abstraction dans cette discussion de l'expression intégrale de la fonction de réponse - qui fait intervenir les caractéristiques V-I du détecteur (en raison de la nécessité de dériver la réponse du détecteur à T_0 constant) - et évité ainsi des complications analytiques inutiles pour un résultat identique. Ce comportement est observable sur toutes les courbes $R(T)$ ou $\rho(T)$ que nous avons observées : les pentes les plus fortes s'observent à impédance élevée (A5-fig.5, B7-fig.5). Nous sommes donc amenés à travailler avec de fortes valeurs d'impédance pour profiter de la meilleure sensibilité. Lorsque nous faisons l'inventaire des différentes sources de bruit que l'expérimentateur peut rencontrer lorsqu'il travaille avec des bolomètres, cette dernière constatation est particulièrement désastreuse : par exemple, il suffira qu'un courant très faible parasite circule dans le circuit pour qu'il engendre aux bornes du bolomètre des tensions gênantes pour la mesure... d'où la nécessité d'un travail approfondi sur les masses du système.

L'étude de toutes les sources de bruits est bien approchée par celles de leur valeur rms (écart type).

◆ *QUELQUES RAPPELS ET DEFINITIONS.*

La transformée de Fourier d'un signal $v(t)$ est une fonction complexe donnée par

$$V(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} v(t)e^{-j\omega t} dt \quad (67)$$

elle s'exprime en V/Hz.

Pour un signal $v(t)$ mesuré dans la fenêtre temporelle $\left[-\frac{T}{2}, +\frac{T}{2}\right]$, nous définissons la fonction

$v_T(t)$ par

$$\begin{cases} v_T(t) = 0 & \text{pour } t \notin \left[-\frac{T}{2}, +\frac{T}{2}\right] \\ v_T(t) = v(t) & \text{pour } t \in \left[-\frac{T}{2}, +\frac{T}{2}\right] \end{cases} \quad (68)$$

qui s'identifie donc avec $v(t)$ dans la fenêtre considérée.

Le *théorème de l'énergie* (attribué à Plancherel) relie les représentations temporelles et fréquentielles. Il s'écrit

$$\int_{-\infty}^{+\infty} v_T^2(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |V_T(j\omega)|^2 d\omega \quad (69)$$

où $V_T(j\omega)$ est la transformée de Fourier de $v_T(t)$. Le théorème de l'énergie permet de calculer les fluctuations de tension rms de $v(t)$ connaissant son contenu spectral. Dans le cas où $v(t)$ est la tension aux bornes d'une résistance R , le terme de gauche est bien proportionnel à une énergie puisque la puissance électrique instantanée dissipée dans la résistance (en W) est $P(t) = \frac{v^2(t)}{R}$... Dans la définition de l'énergie du signal que nous donnons ci-dessus, l'unité

associée est le V^2/Hz .

La *puissance moyenne* contenue dans le signal $v(t)$ est définie par

$$\frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} v_T^2(t) dt = \frac{1}{2\pi T} \int_{-\infty}^{+\infty} |V_T(j\omega)|^2 d\omega \quad (70)$$

d'après (69). L'unité associée est le V^2 .

L'étape suivante consiste à prolonger la fenêtre de mesure à $[-\infty, +\infty]$ et à considérer la puissance moyenne du signal sur cet intervalle.

$$\lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} v_T^2(t) dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{2|V_T(j\omega)|^2}{T} d\omega \quad (71)$$

où un facteur 2 est apparu dans l'expression de droite en raison de la parité de $V_T(j\omega)$ puisque $v_T(t)$ est réelle. L'intégrale et la limite du terme de droite sont interchangeables dans la mesure où l'on considère une moyenne d'ensemble (hypothèse ergodique), ce qui introduit la *densité spectrale de puissance*

$$\overline{S_v(\omega)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\overline{2|V_T(j\omega)|^2}}{T} \quad (72)$$

exprimée en V^2/Hz . La barre est une moyenne d'ensemble : il faut introduire dans les formules la valeur moyenne de plusieurs mesures. (Il faut échantillonner suffisamment un bruit pour observer son contenu spectral).

Avec cette définition, la puissance moyenne du signal se réécrit très simplement

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} v_T^2(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \overline{S_v(\omega)} d\omega \quad (73)$$

qui justifie l'appellation *densité spectrale de puissance*.

Dans le cas d'un *bruit blanc*, on adopte une description en créneau ("mur de briques") pour la densité spectrale

$$\overline{S_v(\omega)} \begin{cases} = \text{cste} = S_v^* & \text{pour } \omega_1 \leq \omega \leq \omega_2 \\ = 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (74)$$

La bande passante du système du signal $v(t)$ est définie par

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi} (\omega_2 - \omega_1) \quad (75)$$

et (73) se réécrit

$$v_{\text{rms}}^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} v_T^2(t) dt = S_v^* \times \Delta f \quad (76)$$

qui constitue la définition correcte de la bande passante Δf . Nous constatons dans cette formule que la tension $v_{\text{rms}} = \sqrt{S_v^* \times \Delta f}$ est proportionnelle à la racine de la bande passante du signal, ce qui justifie que l'on trouve toutes les caractéristiques de bruits données en $V/\sqrt{\text{Hz}}$ ou en $A/\sqrt{\text{Hz}}$, unités communes adoptées pour comparer les bruits entre eux. Si la caractéristique de tension de bruit est donnée en $V/\sqrt{\text{Hz}}$ et que le bruit est blanc, la valeur donnée s'identifie bien évidemment avec $\sqrt{S_v^*}$...

◆ THERMODYNAMIQUE.

Les fluctuations thermodynamiques de l'énergie interne imposent au détecteur une résolution limite sur l'énergie des particules enregistrées :

$$\Delta E_{\text{rms}}^{\text{th}} = \sqrt{kT^2 C} \quad (67)$$

nous avons vu que la source de ces fluctuations est dans la possibilité que nous avons laissée au système d'échanger de l'énergie avec le réfrigérateur (réservoir). La première idée qui nous vient à l'esprit est de restreindre ces échanges d'énergie en isolant mieux le détecteur du réfrigérateur. Ce faisant, nous réduisons bien évidemment la conductance G du détecteur, de sorte que la constante de temps du détecteur τ_e s'allonge et que nous intégrons pendant plus de temps le signal avant de pouvoir lui attribuer une énergie. En réalité, nous ne gagnons rien : nous nous en rendons compte immédiatement en constatant l'absence d'un terme en G dans (67). En réduisant le couplage thermique du détecteur et du bain, l'énergie interne du cristal décrit la même courbe Gaussienne centrée autour de la valeur attendue à l'équilibre thermodynamique, mais plus lentement. Avant l'arrivée de la particule, le détecteur

relativement isolé peut très bien se trouver dans un état microscopique éloigné de son état le plus probable, dans l'aile de la Gaussienne. Faisant une mesure rapide de l'énergie après l'arrivée de la particule, nous nous trouverons à peu près au même endroit de la Gaussienne ($T+\Delta T$) décalée par translation de la première d'une valeur égale à l'énergie de la particule incidente : les points de mesure de l'énergie reflètent donc fidèlement la dispersion initiale, laquelle ne dépend pas du couplage thermique.

En résumé, les fluctuations thermodynamiques de l'énergie interne du bolomètre sont distribuées en fréquence avec le même spectre que celui des impulsions (dans la bande passante utile du signal), et nous n'avons aucun moyen de réduire ce terme, mesuré en eV.

◆ *BRUIT JOHNSON*

Il apparaît aux bornes de toute résistance en contact avec un réservoir à la température T des fluctuations de tension dont la source réside dans l'agitation thermodynamique des électrons. Le mouvement des électrons est analogue au mouvement Brownien avec lequel il partage toutes les propriétés statistiques. Il est associé à un déplacement de la distribution des charges dans la résistance, c'est-à-dire à la création de courants. Ces courants, dont la valeur moyenne est nulle sont détectés aux bornes de la résistance comme des fluctuations de tension. Le spectre en fréquence de ces fluctuations est large, avec un profil de bruit blanc (sans structure fréquentielle, la densité spectrale étant constante) dans la bande passante habituelle des bolomètres ($\ll 100$ kHz). Il existe une coupure très haute fréquence associée à ce bruit qui correspond au temps de relaxation des charges en réponse à une perturbation de leur distribution, de l'ordre de quelques ps ($f_c \approx$ THz) : elle n'intervient donc pas dans nos montages. Ce bruit a été décrit pour la première fois par Johnson en 1927 [4.6], et son expression démontrée peu après par Nyquist [4.7].

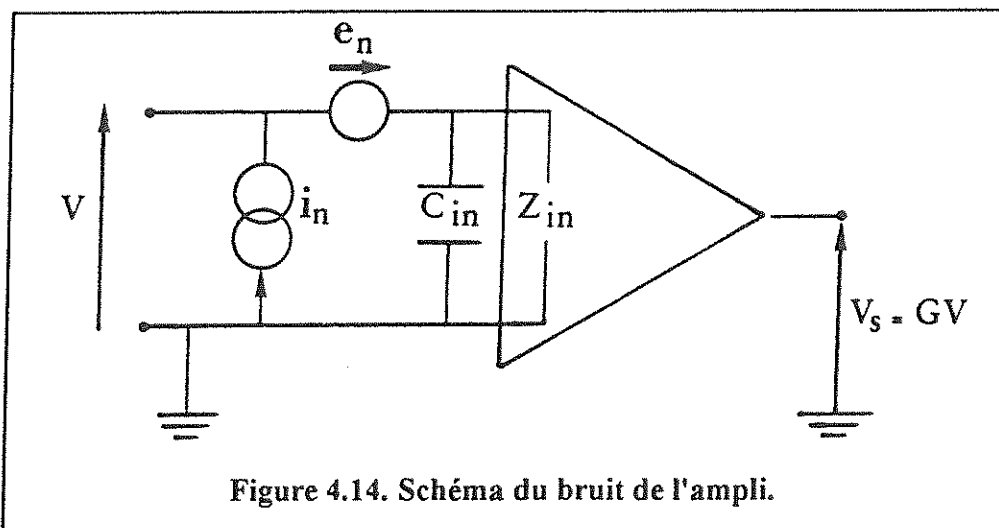
Les fluctuations de tension aux bornes d'une résistance R en circuit ouvert sont données par :

$$v_{\text{rms}}^{\text{Johnson}} = \sqrt{4kTR\Delta f} \quad (68)$$

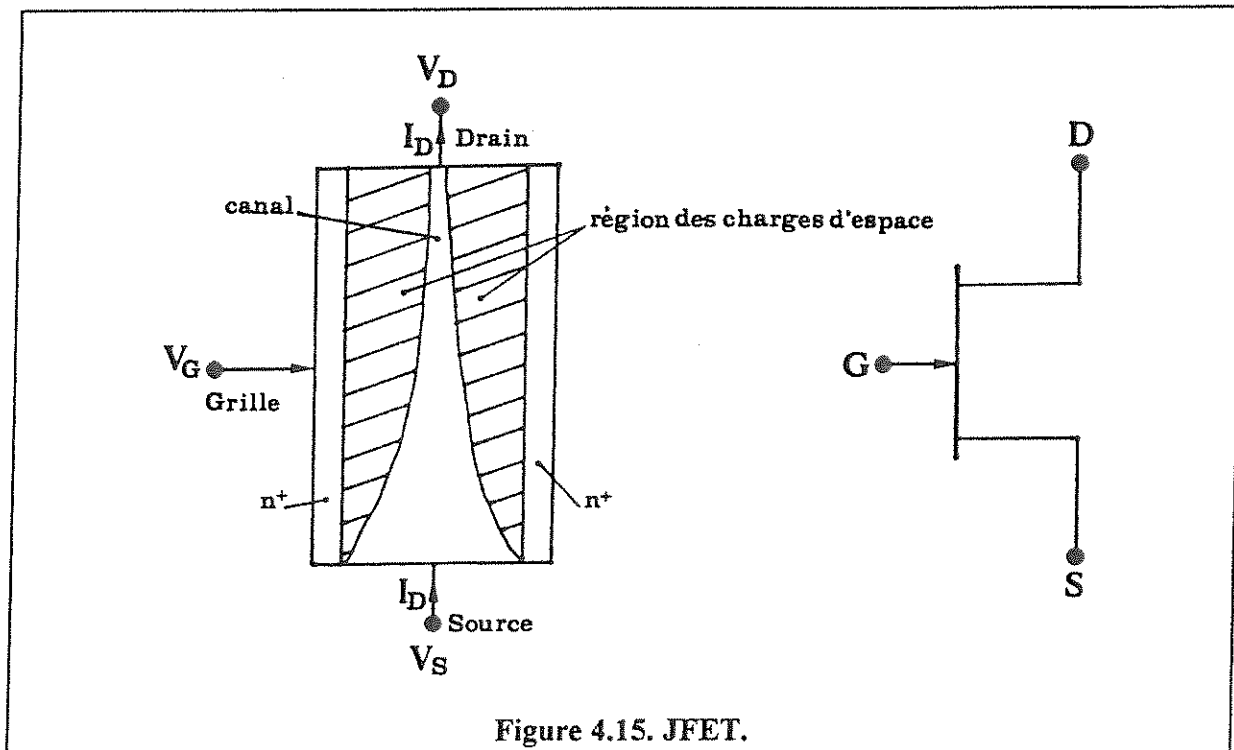
où Δf est la bande passante de l'ensemble de mesure. Cette relation très simple est utilisée en *thermométrie absolue*, lorsque la bande passante est connue et que le niveau des autres bruits a pu être réduit par ailleurs (on mesure en général le niveau des fluctuations dans une bande de fréquence choisie en conséquence). Elle est également utilisée dans les générateurs de bruit blanc. La densité spectrale de puissance associée au bruit Johnson d'une résistance de $3 \text{ M}\Omega$ à une température de 62 mK (exp 138) est ainsi $S_v^* \approx 10^{-17} \text{ V}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$. Dans les unités communes, le bruit en tension associé est donné par $S_v^{*1/2} \approx 3.2 \text{ nV} / \sqrt{\text{Hz}}$.

◆ **AMPLIFICATEUR : e_n , i_n**

Tout circuit électronique bruyant peut être représenté par un circuit parfait (sans bruit) auquel on ajoute des générateurs de bruit. La position de ces générateurs dans le circuit est libre. Dans le cas très général d'un amplificateur bruyant (tous les amplificateurs...), la description la plus commode pour notre discussion est celle dans laquelle les générateurs de bruit sont tous ramenés à l'entrée de l'amplificateur, supposé, à présent, parfait. L'amplificateur de tension est ainsi décrit par le Gain, la Bande Passante, son impédance d'entrée Z_{in} , sa capacité d'entrée C_{in} et les deux générateurs de tension $e_n(j\omega)$ et $i_n(j\omega)$ [figure 4.14], mesurés respectivement en $\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ et $\text{fA}/\sqrt{\text{Hz}}$.



L'étage d'entrée est la partie la plus importante de l'amplificateur: lorsqu'il détermine à lui seul le gain de la chaîne, il est le principal responsable de $e_n(j\omega)$ et $i_n(j\omega)$. Dans les amplificateurs de tension que nous avons utilisés – montés et testés à l'IAS par G.Jegoudez et J.P. Lepeltier –, l'étage d'entrée est un JFET (*Jonction Field Effect Transistor*, Transistor à Effet de Champ à Jonction) de type J230. Le schéma conventionnel d'un JFET est représenté sur la figure 4.15 (d'après Buckingham [4.8]) avec ses trois connexions : grille, drain et source. Les impédances d'entrée des JFET sont très importantes ($\gg 1G\Omega$) : c'était une condition nécessaire pour ne pas écraser les signaux provenant du bolomètre, qui peuvent représenter des impédances de source de quelques $1M\Omega$ - $100M\Omega$.

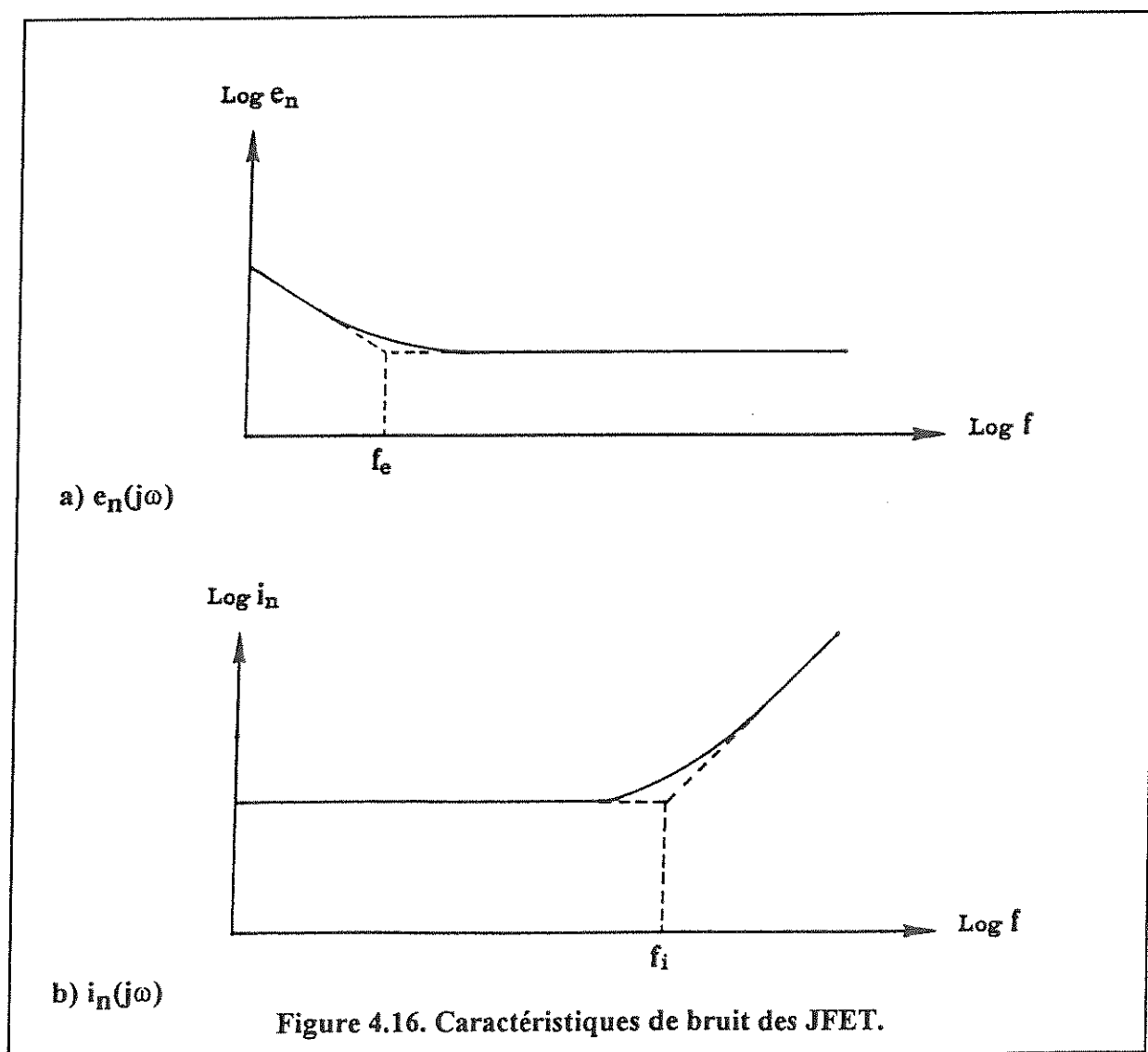


Une sélection des meilleurs JFET est effectuée en laboratoire avant l'assemblage définitif des différents composants de l'amplificateur.

- La mesure du bruit en tension $e_n(j\omega)$ est effectuée en court-circuitant l'entrée de l'amplificateur et en mesurant le bruit en sortie, que l'on divise par la fonction de transfert [=gain $G(j\omega)$] de l'ampli.

- La mesure du courant de bruit i_n est plus délicate : on connecte à l'entrée de l'ampli un montage équilibré avec une impédance de source connue Z_s dans laquelle le courant de bruit circule. La température des résistances ajoutées à l'entrée de l'amplificateur est fixée par un procédé quelconque (bain de ^4He à 4.2 K par exemple). La tension induite est mesurée à la sortie de l'ampli et $i_n(j\omega)$ estimé, après déduction de toutes les sources de bruits connues dans le montage, dont le bruit en tension $e_n(j\omega)$ que l'on mesure au préalable.

L'allure des courbes $e_n(j\omega)$ et $i_n(j\omega)$ est représentée sur les figures 4.16 a) et b).



La dépendance en fréquence des caractéristiques de bruit peut se résumer en [4.8]

$$\begin{cases} e_n^2 \approx \frac{A}{\omega^\alpha} + 4kT \frac{\chi}{g_m} \\ i_n^2 \approx 2eI_G + 4kT \frac{\chi}{g_m} C_{GS}^2 \omega^2 \end{cases} \quad (69)$$

où g_m est la transconductance du JFET en Siemens ($g_m = -\left. \frac{\partial I_D}{\partial V_G} \right|_{V_D}$), I_G le courant de fuite à travers la Grille, C_{GS} est la capacité Grille-Source, T est la température du transistor, χ est un réel $\approx 2/3$ et α est un réel ≈ 1 . Les fréquences caractéristiques types f_e et f_i associées aux bruits e_n et i_n à partir desquelles le membre de droite dans (69) domine le membre de gauche sont :

- pour e_n : $f_e < 10$ kHz
- pour i_n : $f_i \approx 100$ kHz

Les dépendances en température des paramètres de (69) observées généralement sont les suivantes :

- $A \uparrow$ lorsque $T \downarrow$.
- $I_G \downarrow \downarrow$ lorsque $T \downarrow$.
- $\chi \uparrow$ lorsque $T \downarrow$.
- $g_m \uparrow$ lorsque $T \downarrow$.

Nous retiendrons que dans la bande de fréquence des bolomètres ($\ll 100$ kHz) :

- * Le bruit en courant est pratiquement constant.
- * Le bruit en tension est pratiquement constant à haute fréquence, mais remonte rapidement à basse fréquence en raison du bruit en $f^{-\alpha}$ (*bruit en 1/f, bruit en excès...*) dont l'origine est mal connue. Dans les amplificateurs construits à l'IAS ce comportement est observé aux fréquences inférieures à $f < 20$ Hz.

• Le couple bolomètre-amplificateur : adaptation de l'impédance :

Un bonne adaptation du bolomètre polarisé à l'amplificateur qui le suit est indispensable. On caractérise la qualité du couplage par le *facteur de bruit*

$$F = \frac{(S/B)_{\text{entrée}}^2}{(S/B)_{\text{sortie}}^2} = \frac{B_{\text{sortie}}^2}{B_{\text{entrée}}^2 \times G^2} \geq 1 \quad (70)$$

qui mesure la dégradation du rapport S/B causée par la nécessité que nous avons eue d'amplifier le signal. Il permet de comparer différents amplificateurs entre eux. Nous calculons le rapport des bruits par le rapport de leurs densités spectrales de puissances. Nous profitons de ce que les différentes sources de bruits sont incorréllées entre elles pour ajouter quadratiquement leurs densités spectrales. Le bruit en entrée est donné par le bruit Johnson associé à la résistance du bolomètre $R(T)$ au point de polarisation ($T=T_1$). Le bruit en sortie est le produit direct par le gain G des sources de bruit en entrée du circuit fermé, puisque nous avons supposé un amplificateur parfait. Le gain s'élimine donc dans l'expression de F et il vient

$$F = 1 + \frac{e_n^2 + R^2 i_n^2}{4kT_1 R} \geq 1 \quad (71)$$

[en toute rigueur, nous devrions écrire

$$F(\omega) = 1 + \frac{e_n^2(j\omega) + |Z(j\omega)|^2 i_n^2(j\omega)}{4kT_1 \Re(Z(j\omega))}$$

où nous rappelons la dépendance en fréquence de e_n et de i_n et où nous nous tenons compte du circuit dynamique du bolomètre (modélisation aux petits signaux) dont nous avons décrit les différents éléments (§ 4.1.2.). L'amplificateur voit en réalité une impédance de source complexe $Z(j\omega)$ qui s'identifie avec l'impédance équivalente de Thévenin du circuit dynamique, shuntée par la capacité parasite des fils, et dont seule la partie réelle $\Re(Z(j\omega))$, résistive, participe au bruit Johnson. Nous ignorerons cette expression compliquée dans un premier temps pour nous intéresser à (71) uniquement.]

On montre très facilement que le facteur de bruit défini par (71) est minimal pour

$$R = R_{\text{adaptation}} = \frac{e_n}{i_n} \quad (72)$$

qui est la condition d'*adaptation d'impédance* du bolomètre à l'amplificateur. Le facteur de bruit F est alors minimal et vaut

$$F_{\text{adaptation}} = 1 + \frac{e_i}{2kT_1} \quad (73)$$

il est tentant de définir une *température de bruit* T_n (en K) par

$$T_n = \frac{e_i}{2k} \quad (74)$$

de sorte que le facteur de bruit minimal dans les conditions d'adaptation peut s'écrire

$$F_{\text{adaptation}} = 1 + \frac{T_n}{T_1} \quad (75)$$

L'amplificateur idéal couplé au bolomètre polarisé à la température de travail T_1 devra donc avoir une température de bruit la plus basse possible $T_n \ll T_1$. A l'opposé, un amplificateur dont la température de bruit T_n vérifie $T_n \gg T_1$ est à revoir complètement : nous ne verrons que sa contribution sur la résolution des raies !

Les plus basses températures de bruit, à notre connaissance, ont été annoncées par McCammon [4.4] avec $T_n \approx 5$ mK (!!!) pour des JFET en silicium refroidis à 130K, ce qui implique que leur amplificateur est quasi idéal aux températures de l'ordre de 50mK (il n'ajoute pas de bruit). Les amplificateurs construits à l'IAS que nous avons utilisés ont les caractéristiques suivantes :

$$- e_n \approx 1-2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}} \text{ à } 200 \text{ Hz}$$

$$- i_n \approx 4-10 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}} \text{ à } 200 \text{ Hz}$$

auxquelles nous associons des températures de bruit

$$- T_n \approx 150\text{mK}-700\text{mK}$$

et nous verrons certainement la contribution de l'amplificateur en travaillant à 50 mK.

Les impédances de source que nous calculons dans les conditions d'adaptation

$$- R_{\text{adaptation}} \approx 100 \text{ k}\Omega\text{-}500 \text{ k}\Omega$$

sont raisonnables bien qu'un peu faibles.

Dans le cas où l'adaptation d'impédance n'est pas réalisée, on observera

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{a) } R \ll R_{\text{adaptation}} \quad F = 1 + \frac{R_{\text{adaptation}}}{2R} \times \frac{T_n}{T_1} \\ \text{b) } R \gg R_{\text{adaptation}} \quad F = 1 + \frac{R}{2R_{\text{adaptation}}} \times \frac{T_n}{T_1} \end{array} \right. \quad (76)$$

En a), le thermistor est trop dopé et le bruit en tension e_n domine le terme en i_n .

En b), beaucoup plus fréquent étant donné les divergences rapides de $R(T)$, le bruit en courant domine la contribution de l'amplificateur.

◆ MICROPHONIE.

Le bolomètre est particulièrement sensible à la microphonie (vibrations acoustiques et mécaniques) dont le spectre en fréquence est particulièrement large (de 0 Hz à quelques 10 kHz). Les vibrations mécaniques qui se couplent au réfrigérateur induisent des variations de la capacité parasite C (fils+cable+étage d'entrée du transistor). Cette capacité détermine le temps de montée du signal τ_T : ses variations en réponse à un train de vibration (*pick-up*) sont reflétées directement sur la réponse du système puisqu'elles modifient la forme et en particulier l'amplitude du signal (voir (53)). Ces problèmes sont d'autant plus critiques que l'impédance du détecteur est élevée ($\tau=RC$). Si les amplitudes des vibrations qui arrivent au cristal sont trop importantes elles risquent également de le chauffer (relaxation des contraintes).

Des solutions existent pour réduire la contribution de la microphonie à la résolution du détecteur : tous les fils et câbles sont fixés du mieux possible et l'amplificateur peut même être

immergé dans un bain d'huile (non conductrice!). Les parties mobiles sont rigidifiées. Mais il est plus efficace d'identifier les sources de microphonie du montage pour tenter de les réduire.

- Sources externes :

Le bruit des pompes se transmet acoustiquement et se propage également le long des tuyauteries. Les tombacs d'aspiration et de circulation des gaz sont enfouis dans un bac de sable qui amortit très efficacement les ondes de surfaces ; on peut également les fixer en disposant des briques de plomb où les vibrations mécaniques viennent se refléter. Les pompes sont éloignées le plus possible et une cabine revêtue d'un isolant acoustique entoure le réfrigérateur (D5-fig. 4). Dans la mesure du possible, le montage doit reposer sur une dalle en béton isolée des fondations par des amortisseurs pneumatiques. On ne claque pas de porte, on ne parle trop fort, on ne marche pas trop pesamment lors des prises de données...

- Sources internes :

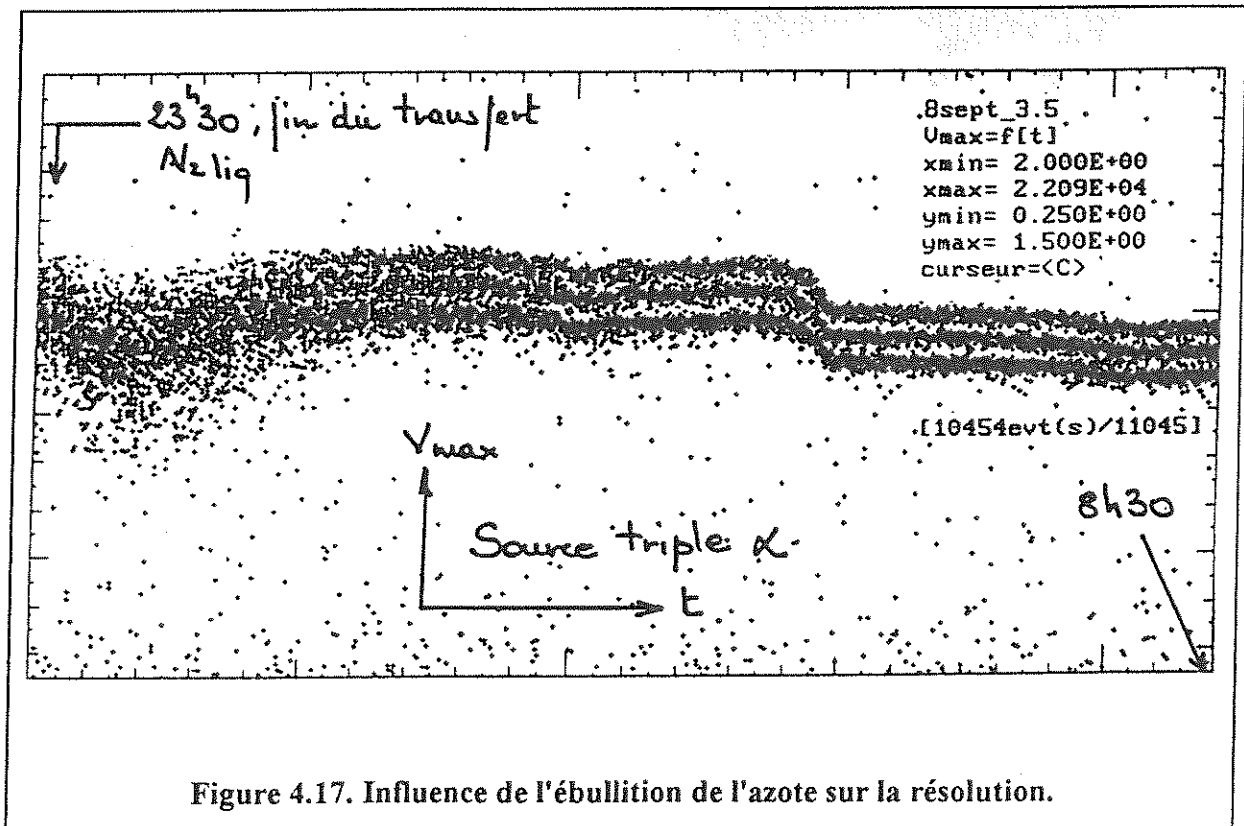
Nous identifions comme sources internes de microphonie les bains des fluides cryogéniques que nous retrouvons dans les gardes d'azote, le bain principal d'Hélium, la chambre de mélange, le distillateur ou la boîte à 1K lorsqu'elle existe.

Le bruit d'ébullition de N_2 liquide peut être réduit par solidification de l'azote sous une pression $P < 120$ mbar (point triple de N_2). Une démonstration spectaculaire de la réduction du bruit obtenue ainsi est donnée sur les figures (A6, fig. 6 et 7) qui démontrent que la température du détecteur utilisée était également affectée par l'ébullition de l'azote. On peut également purger l'azote, pour un temps limité...

L'ébullition de l'hélium peut être également réduite par pompage en dessous du point lambda à $P < 50$ mbar ($T = 2.18$ K, transition superfluide). La conduction thermique de l'hélium superfluide est considérable comme nous l'avons souligné (§ 3.5.2.) : elle réduit très fortement les gradients thermiques indispensables à la nucléation des bulles d'hélium. Des précautions

doivent être prises lors de la remise à l'air pour les transferts : il faut repressuriser avec de l'hélium. Un inconvénient de cette méthode est l'apparition possible de microfuites difficilement identifiables que l'hélium superfluide (viscosité nulle) a su trouver. Une autre solution consiste à disperser dans le bain un matériau pulvérulent (et non radioactif !) comme de la sciure, qui semble retarder la formation des bulles.

La figure 4.17 illustre l'effet de la microphonie de l'azote sur un réfrigérateur à dilution installé à l'IAP. Dans cette expérience, le détecteur regarde une source triple alpha : nous avons enregistré la variation des amplitudes avec le temps depuis la fin du transfert d'azote. Le réfrigérateur est fortement perturbé par le fluide : il lui faut plusieurs heures pour trouver une plage de temps où la résolution soit suffisante pour séparer les raies. Les variations de la dispersion observée s'expliquent par le niveau continuellement variable de l'azote dans le cryostat et l'excitation de moins en moins de parties mécaniques à mesure qu'il baisse.



La figure 4.18 illustre le passage de trains de microphonie inexplicables observés dans un bolomètre en Si (100mg) au cours d'une expérience dans le tunnel du Fréjus.

Nous y avons reporté le compteur des événements de la nuit en fonction du temps, de sorte que la dérivée de cette courbe donne le taux de comptage.

Les sauts verticaux sont des bouffées d'impulsions séparées par quelques secondes et identifiées comme de la microphonie.

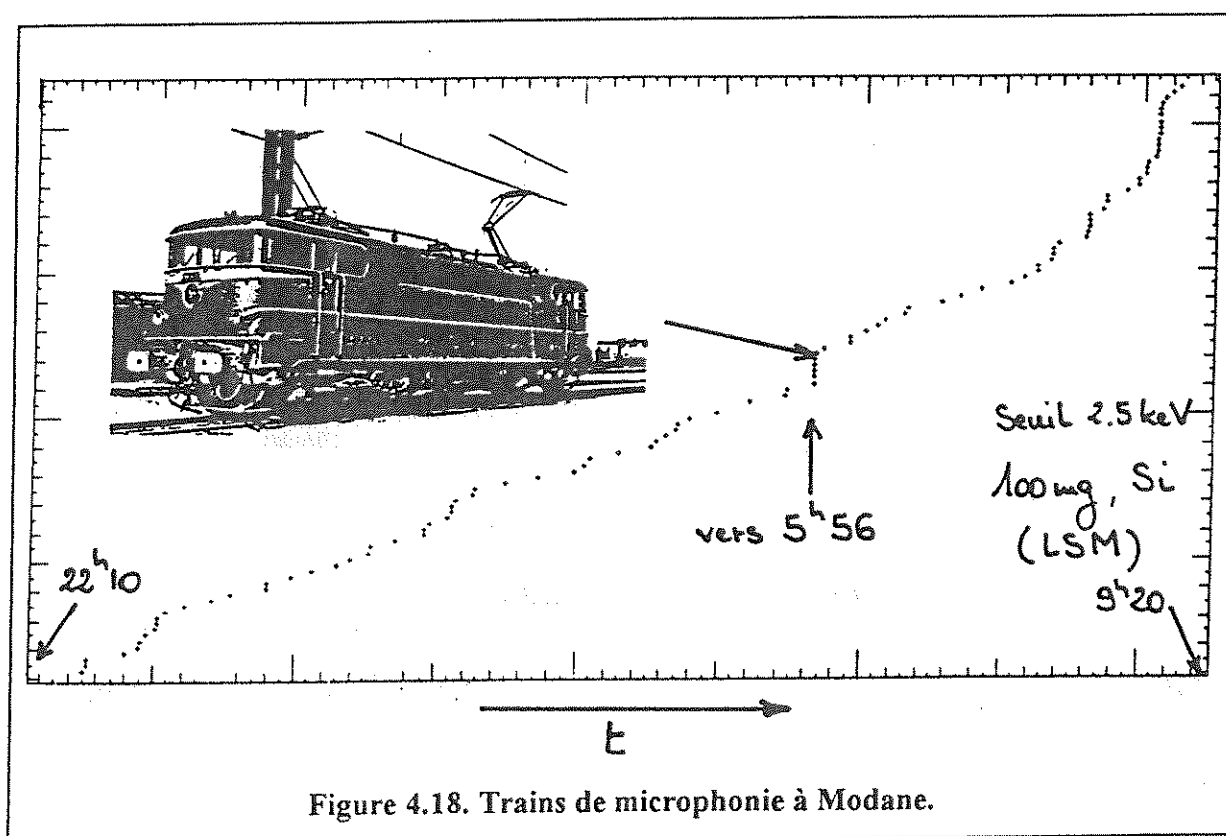


Figure 4.18. Trains de microphonie à Modane.

La réduction de la microphonie est essentielle pour les futures expériences de détection de la Matière Noire qui cherchent à travailler au plus près de leur seuil de détection.

Lorsqu'on pousse le détecteur dans ces retranchements il devient de plus en plus difficile de séparer les bons événements des mauvais par une reconnaissance de forme.

◆ *RAYONNEMENT ELECTROMAGNETIQUE.*

Outre les problèmes de masse dont nous avons parlé dans notre introduction sur les bruits, le rayonnement électromagnétique environnant est une gêne considérable lorsqu'on travaille sous forte impédance. Les courants induits circulent dans le thermistor et, en perturbant la mesure, dégradent la résolution. Ils peuvent même chauffer le détecteur aux faibles puissances de polarisation. Nous avons fait ainsi l'expérience d'un talkie-walkie dont le branchement saturait complètement la chaîne électronique de mesure d'une expérience mal protégée. La figure 4.19 représente la sonnerie téléphonique de l'IAP détectée par le bolomètre de 24g en saphir (ligne de base) et la figure 4.20 l'influence d'un néon défectueux sur une mesure effectuée dans le tunnel du Fréjus (amplitudes en fonction du temps) avec ce même détecteur : les spectres issus de cette expérience présentaient des structures ininterprétables ! C'est l'extinction et l'activation des feux du laboratoire aux portes de la nuit qui nous a permis de confondre ce néon.

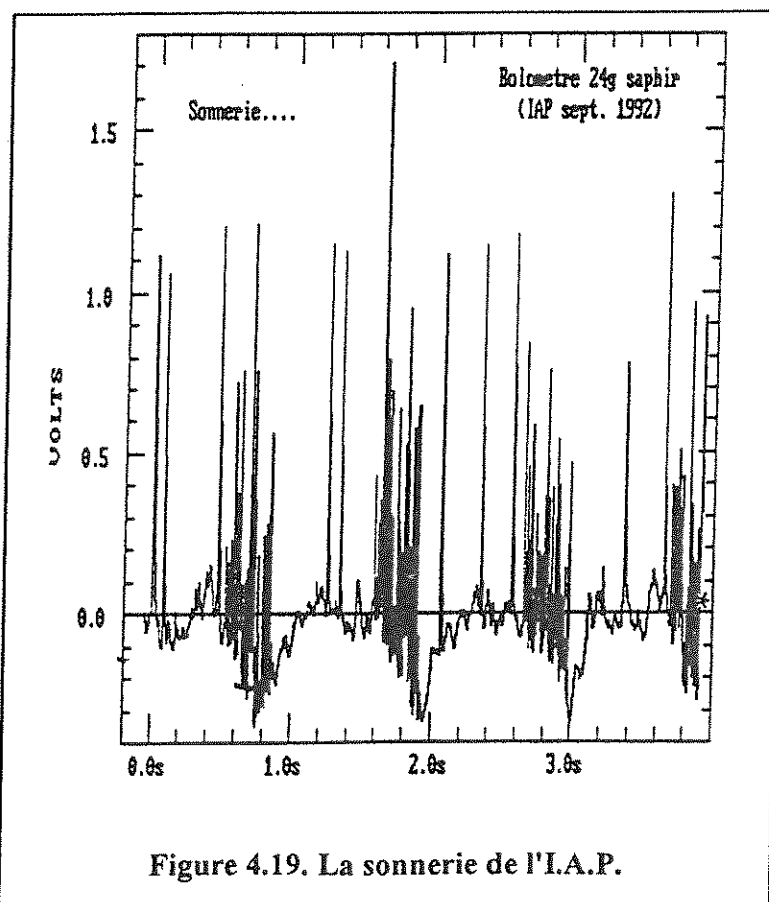


Figure 4.19. La sonnerie de l'I.A.P.

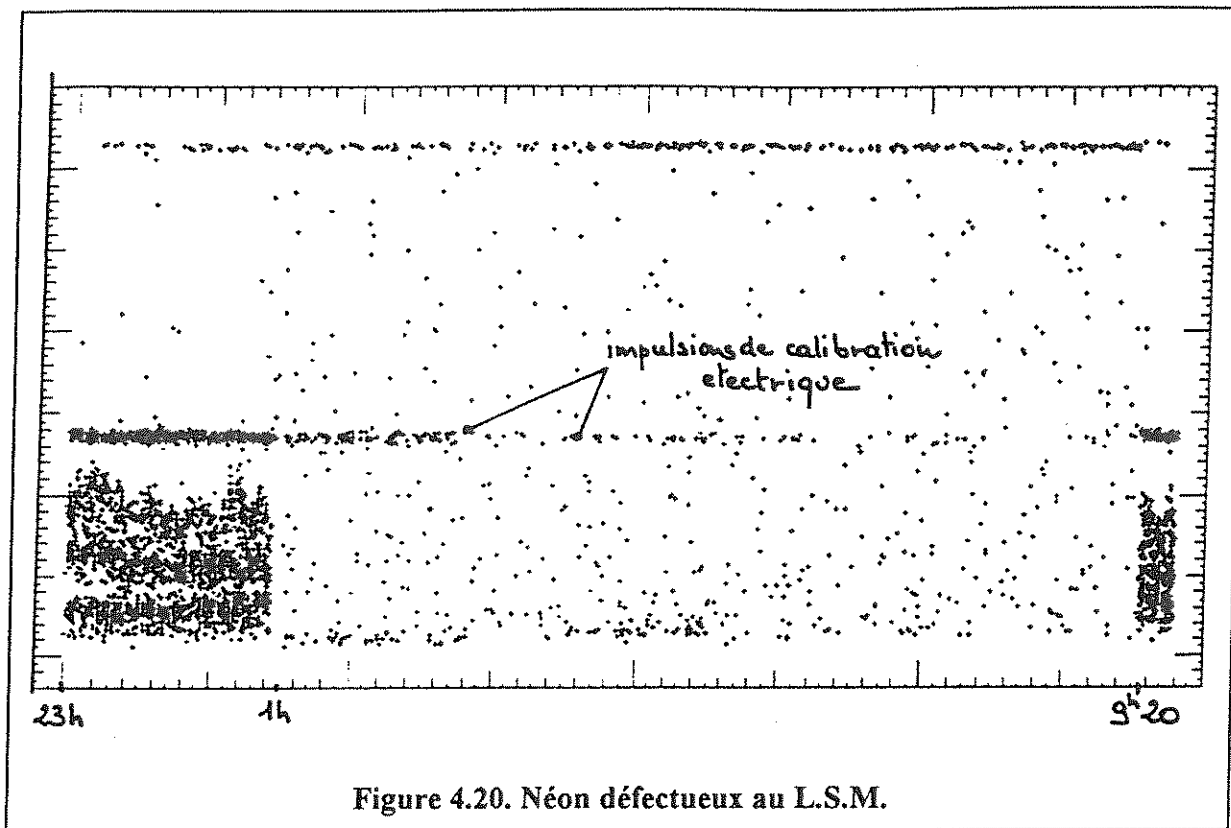


Figure 4.20. Néon défectueux au L.S.M.

Une solution bien ancienne existe pour remédier à ce genre de problème : la cage de Faraday, construite à Verrières-Le-Buisson et à l'IAP à l'intérieur d'une cabine industrielle préfabriquée (D5 fig 4).

Les seuls trous de cette cage sont les tubes de raccordement aux tuyaux de pompage : leur longueur a été calculée pour refléter les ondes extérieures jusqu'au Ghz (un poste de radio ne capte plus rien à l'intérieur de ces cages).

Les raccords des tombacs sont en plastique non conducteur et dans la mesure du possible toutes les alimentations sont sur batterie. Le signal sort par une fibre optique de la cage elle-même reliée à une bonne terre.

Toutes les entrées non utilisées du cryostat sont court-circuitées et les fils des mesures non indispensables débranchés.

◆ *APPLICATION NUMERIQUE : LE BRUIT DE L'EXPERIENCE 138.*

Ce n'est qu'au prix de toutes ces précautions que nous avons pu obtenir la résolution mesurée sur la ligne de base de l'expérience 138, correspondant à 600 eV FWHM après conversion en énergie. En particulier, les bains cryogéniques (N₂ et ⁴He) ont été pompés.

Nous avons déjà discuté de la réponse du bolomètre en 24g de saphir (§ 4.1.3.), il nous reste à commenter le bruit mesuré par ce détecteur dans les meilleures conditions expérimentales et à le comparer au bruit attendu, dont les différents aspects viennent d'être évoqués.

Nous avons calculé la densité spectrale de puissance du bruit sur la ligne de base qu'on trouvera sur la figure 4.22. c)- superposée à celle du signal : nous comparons le bruit mesuré au bruit attendu à 200 Hz.

La mesure effectuée sur la ligne de base de l'expérience 138 donne

$$B_{200\text{Hz}} \approx 8.5 \text{ nV} / \sqrt{\text{Hz}} \quad (77)$$

Nous faisons ci-après l'inventaire des bruits que nous connaissons :

- la contribution du bruit Johnson du thermistor au point de polarisation ($R \approx 3\text{M}\Omega$ et $T_1 \approx 62 \text{ mK}$) est

$$B_{\text{Johnson}} = \sqrt{4kT_1R} \approx 3.2 \text{ nV} / \sqrt{\text{Hz}} \quad (78)$$

- le bruit en tension est mesuré en court-circuitant l'entrée de l'ampli. Nous trouvons à 200 Hz

$$e_n \approx 1.2 \text{ nV} / \sqrt{\text{Hz}} \quad (79)$$

• le bruit en courant n'a pas été mesuré de façon indépendante, mais nous savons que

$$i_n \approx 5 - 10 \text{ fA} / \sqrt{\text{Hz}} \quad (80)$$

par contre, nous pouvons estimer l'impédance dans laquelle il circule. Considérant le circuit dynamique de la figure 4.8 et la capacité parasite C, nous voyons que cette impédance est donnée par

$$Z(j\omega) = R // R_n + jL\omega // \frac{1}{jC\omega} \quad (81)$$

et nous calculons avec les données du tableau 4.4, ignorant $R_n(310 \text{ k}\Omega)$ devant $L\omega (74 \text{ M}\Omega)$ à 200Hz:

$$|Z(j\omega)|^{-1} = \sqrt{\frac{1}{R^2} + (C\omega - \frac{1}{L\omega})^2} \quad (82)$$

avec $1/C\omega \approx 5.9 \text{ M}\Omega$ à 200Hz, nous déterminons

$$|Z|_{200\text{Hz}} \approx 2.7 \text{ M}\Omega \quad (83)$$

Nous pouvons sommer ces différents bruits quadratiquement

$$B_{200\text{Hz}}^2 = 4kT_1R + e_n^2 + |Z|_{200\text{Hz}}^2 i_n^2 + B_{\text{résiduel}}^2 \quad (84)$$

où nous avons inclus dans $B_{\text{résiduel}}$ les fluctuations thermodynamiques de l'énergie interne du bolomètre et tout le reste : microphonie, parasites électriques...

De la relation ci-dessus nous pouvons tirer une limite supérieure pour le bruit en courant

$$i_n \leq \frac{\sqrt{B_{200\text{Hz}}^2 - (4kT_1R + e_n^2)}}{|Z|_{200\text{Hz}}} \approx 3 \text{ fA} / \sqrt{\text{Hz}} \quad (85)$$

ce qui est à la limite des meilleurs amplificateurs que nous utilisons.

Conclusion :

Le bruit en courant i_n est le principal responsable du bruit mesuré sur la ligne de base de l'expérience 138 : si nous prenons $i_n \approx 5fA/\sqrt{\text{Hz}}$ nous trouverions déjà une contribution de $13.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 200 Hz, supérieure à celle que nous mesurons.

Nous sommes donc limités par les performances de notre électronique.

Viennent ensuite, par ordre d'importance, le bruit Johnson du thermistor, puis le bruit en tension e_n . [Mather [4.2] a montré que le bruit Johnson bénéficiait également de la contre-réaction électrothermique du bolomètre et que sa valeur réelle était inférieure à la valeur estimée ci-dessus. Nous n'avons pu le suivre dans tous ses calculs. Aussi en resterons-nous là pour le bruit Johnson, avec une valeur légèrement surestimée, selon Mather].

Il reste donc peu de place pour les bruits d'origine microphonique ou électromagnétique et le montage que nous avons effectué est donc très propre vis-à-vis de ces perturbations. Nous avons regardé en détail l'évolution du bruit dans les premiers canaux de fréquence d'une expérience dont les bails se finissaient : nous n'avons pas trouvé d'amélioration significative du bruit sur la ligne de base, ce qui confirme la propreté microphonique de l'environnement du bolomètre de 24g en saphir.

Nous ne pouvons aller plus loin avec ce bolomètre à cette température sans améliorer l'électronique. Nous invitons le lecteur à se reporter au chapitre 6 (Perspectives, "électronique refroidie") où nous reprendrons brièvement cette discussion.

4.2.3. ACQUISITION.

◆ ENVIRONNEMENT.

Le signal sortant de l'amplificateur est numérisé, stocké, et analysé sur un micro-ordinateur (PC 386 ou 486). Le choix des PC comme moyen de traitement des données est justifié par le faible coût de ces ordinateurs, leur transportabilité, le rapport Puissance de Calcul/Prix très honorable, conjugués au choix très vaste de cartes enfichables disponibles sur le marché.

La chaîne totale d'acquisition est représentée sur la figure 4.21. ci-après.

Notre premier travail fut de concevoir une chaîne d'acquisition performante qui reprenne le signal du bolomètre.

Les caractéristiques minimales du convertisseur numérique (ADC) sont les suivantes :

- 12 bits de résolution au minimum pour pouvoir atteindre des résolutions $\Delta E/E$ meilleures que le 1‰, que nous sommes prêts d'observer en spectrométrie α ($2^{-12}=1/4096=2.4 \cdot 10^{-4}$ et $\left. \frac{\Delta E_{FWHM}}{E} \right|_{\alpha} = \frac{10 \text{ keV}}{5.5 \text{ MeV}} \approx 1.8 \cdot 10^{-3}$).
- une fréquence d'échantillonnage de 1MHz au minimum pour ne pas sous-échantillonner le front de montée et manquer ainsi la position du maximum. Les bolomètres les plus rapides (microbolomètres) ont en effet des constantes de temps de quelques μs seulement. (D7 fig 7).
- une mémoire suffisante pour échantillonner l'événement sur un spectre large en fréquence. Nous pouvons fixer 1000 pts comme limite inférieure de la mémoire du convertisseur. La taille requise dépend évidemment de la qualité du signal échantillonné à la sortie de l'amplificateur et du traitement à faire.

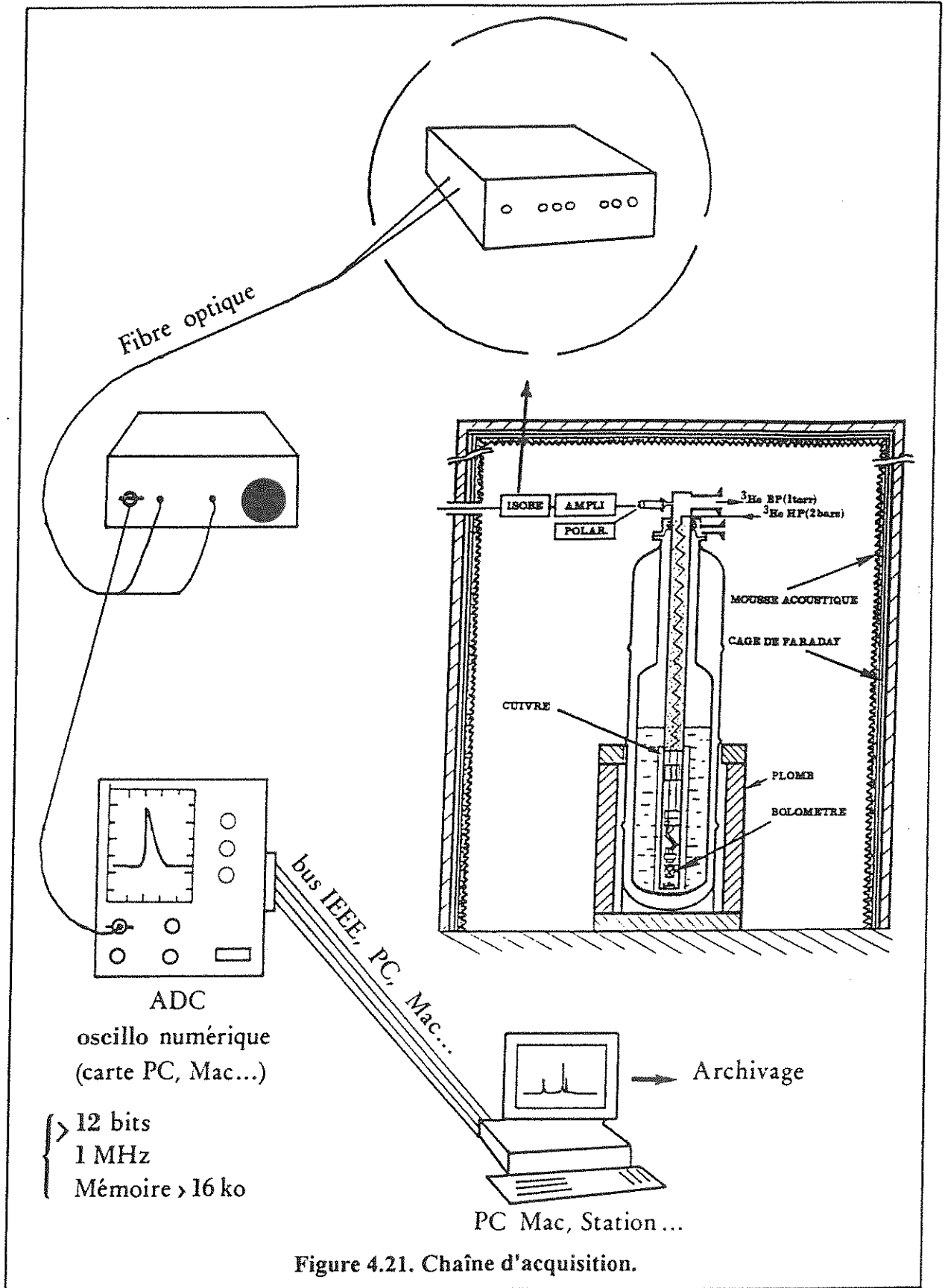


Figure 4.21. Chaîne d'acquisition.

Nous conseillons de prendre la mémoire la plus grande possible, ce qui coûtera à peine plus cher. A l'extrême limite, celle d'un signal parfaitement conditionné, une seule valeur suffirait pour estimer l'énergie de la particule incidente et un analyseur multicanal y remédierait. Les tiroirs électroniques de mise en forme de signaux aussi lents que ceux des bolomètres n'existent pas encore : le détecteur est en cours de développement et le travail se fait à l'heure actuelle dans les laboratoires uniquement.

Nous avons défini l'acquisition autour de deux systèmes :

- Dans un premier temps, nous avons interfacé un oscilloscope numérique Nicolet 4094 (1Mhz ; 12 bits ; $3968 \times 4 = 15872$ pts de mémoire) par l'intermédiaire de son interface GPIB (bus de données aux normes IEEE-488). Une carte CEC-4x488 installée dans le PC assure le contrôle de l'oscilloscope et l'échange de données. La cadence en cours d'acquisition est limitée par la lenteur des transferts de données à 1 Hz environ. Le langage utilisé est un Basic compilé (TurboBasic de Borland), rapide, qui était le langage adopté au laboratoire de Verrières-le-Buisson.
- Dans un second temps, nous avons cherché un équipement ayant la même fonction pour l'IAP. Nous nous sommes équipés d'une carte d'acquisition DAS-50 de Metrabyte (1MHz ; 12 bits ; 1Mo de mémoire) enfichée directement dans le PC sur laquelle arrive le signal de l'amplificateur par un connecteur BNC. Ce système peu coûteux en comparaison des oscilloscopes disponibles sur le marché a été adopté par la suite par l'IPN de Lyon, l'Université de Louvain et l'IAS. Le bus de cette carte est le bus du PC, beaucoup plus rapide : la cadence d'acquisition a été portée à 10Hz ($\times 10$) environ pour une trace gardée en mémoire de 3968 pts (comme celle du Nicolet). Ce gain de temps est très appréciable : il permet de s'affranchir, dans une certaine mesure, des dérives de température fréquentes des réfrigérateurs qui dégradent la résolution. La carte DAS50 vendue sans logiciel d'accompagnement n'a cependant pas la souplesse d'un oscilloscope numérique.

Nous avons vérifié les résolutions annoncées de ces deux systèmes sur un générateur d'impulsion Ortec de précision.

Une bonne partie de nos débuts (et du temps...) a été consacrée à la réalisation de programmes d'acquisition pour ces deux systèmes : l'adoption souhaitée du langage TurboBasic nous a posé de nombreuses difficultés qui se sont révélées payantes par la suite. Le TurboBasic a été élaboré à des fins éducatives comme prolongement du fameux Basic, langage interprété, mais non développé par la suite...

L'absence totale de logiciels d'acquisition et de routines graphiques en TurboBasic pour les systèmes que nous avons choisis nous a conduit à écrire entièrement les programmes d'acquisition du début à la fin, sans faire appel à des sous-programmes déjà écrits, si ce n'est ceux écrits en assembleur pour le contrôle du convertisseur ADC.

Nous avons proposé en définitive des programmes d'acquisition et de traitement numérique des signaux issus des bolomètres.

Nous avons également défini et constamment amélioré le dispositif d'archivage des données.

Un programme d'acquisition rapide permet de stocker la trace de l'oscilloscope numérique sur le disque dur du PC ou sur des cartouches amovibles Bernoulli de IOMega (90Mo; ≈ 1500 FF en 1993, support rapide). Nous avons utilisé au maximum la mémoire vive du PC (RAM), rapide, en y créant un disque virtuel que nous avons rempli le plus possible. Un million de points consécutifs (sans interruption) peuvent être stockés avec la carte DAS50 sous un format de fichiers binaires que nous avons défini, ce qui peut ne représenter qu'une seconde d'acquisition, mais également 2 heures de suivi continu selon la fréquence d'échantillonnage choisie. Ainsi, la dynamique de ce système en analyse fréquentielle est-elle pratiquement de dix ordres de grandeur (de la μ s à 2 heures). Cette dynamique a été largement sous-utilisée dans

nos expériences, mais elle existe potentiellement. Un lecteur de cartouches DAT économiques (2Go; \approx 60F en 1993, support lent) permet à présent l'archivage des données lorsqu'elles ont été traitées.

Un programme de visualisation en ligne des impulsions permet à présent d'observer les spectres à mesure qu'ils se construisent, et donc de régler les paramètres du signal (recherche du point de polarisation, optimisation des paramètres par lecture directe de la résolution sur l'écran du PC...). Il peut bien évidemment être branché en parallèle avec le programme d'acquisition lourde pour contrôler ce que ce dernier enregistre.

Des programmes de traitement numérique (filtres) ont été écrits qui permettent l'analyse des fichiers de données.

Nous avons utilisé principalement une approche fréquentielle des signaux. Nous avons écrit dans ce but un algorithme de calcul de la FFT (Transformée de Fourier Rapide), selon la méthode de Cooley, que nous avons implanté dans ces programmes.

Nous en avons profité pour écrire un programme d'analyse spectrale en ligne du bruit, remplaçant en cela les analyseurs de spectre coûteux (type HP par exemple). L'avantage de cette méthode est de mesurer le bruit directement en fin de chaîne d'acquisition, sans faire intervenir des éléments extérieurs qui risqueraient de le modifier. L'effet d'une modification du schéma des masses ou de toute vibration mécanique par exemple est directement visible à l'écran, avec les fréquences associées.

Enfin, pour transférer les données sur des ordinateurs multitâches (VAX et autres), nous avons installé une liaison Ethernet qui assure l'échange des données selon le protocole FTP (logiciel PC-TCP).

◆ *TRAITEMENT DES IMPULSIONS ET CONSTRUCTION DES SPECTRES.*

Les impulsions de tension décrites par la réponse (49) sont homothétiques entre elles, le facteur d'homothétie étant justement l'énergie E de la particule incidente. Cette constatation n'est vérifiée que dans la mesure où l'hypothèse linéaire s'applique. L'énergie se met donc en facteur dans toute décomposition spectrale de l'événement et nous pouvons à loisir multiplier, diviser chaque canal de fréquence par des quantités constantes, bref changer la forme de l'impulsion, sans affecter cette loi de proportionnalité. Nous pouvons même restituer le spectre d'une expérience en ne regardant que le contenu d'un canal donné de fréquence (une composante de Fourier). Parmi toutes les opérations possibles sur les données, nous recherchons celles qui optimisent le rapport signal/bruit.

Nous détaillons ci-dessous le traitement effectué sur nos meilleures données (exp. 138) : le pas d'échantillonnage est de $5\mu\text{s}/\text{point}$, la trace est enregistrée sur 3698 points et le seuil de déclenchement est fixé au point 1180. Le spectre est construit après filtrage en faisant l'histogramme des amplitudes des impulsions. Remarquons que lorsque le filtre a bien été choisi, il ne sert plus à rien de moyenner l'impulsion, ou de l'intégrer, un point doit suffire.

La figure 4.22 a) b) c) et d) représente les densités spectrales de puissance (DSP) mesurées au cours de cette expérience.

a)- d'un événement courant (un gamma de 60 keV de ^{241}Am) [50Hz-100kHz]

b)- de l'événement moyen : 145 impulsions sélectionnées au centre de la raie [50Hz-100 kHz]

c)- du bruit moyen mesuré sur la ligne de base, après moyenne des FFT des lignes de bases des 145 evts ci-dessus, ainsi que le bruit en tension de l'ampli (e_n). Le pas d'échantillonnage est plus faible en fréquence en raison de la nécessité que nous avons eue de ne calculer la FFT du bruit que sur 1024 pts avant le début du front de montée, au lieu des 4096 pts du signal (en réalité, 3968 points +128 points mis à zéro). [200Hz-100kHz]

d)- de l'événement moyen et du bruit [50Hz-100kHz]

On notera sur la figure c) les valeurs que nous avons utilisées dans notre discussion sur le bruit (application numérique à $f=200\text{Hz}$).

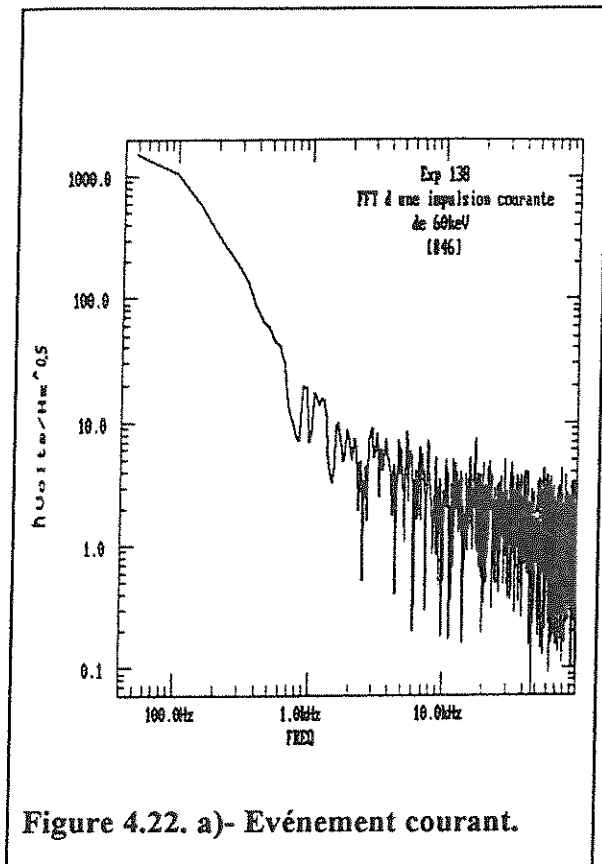


Figure 4.22. a)- Événement courant.

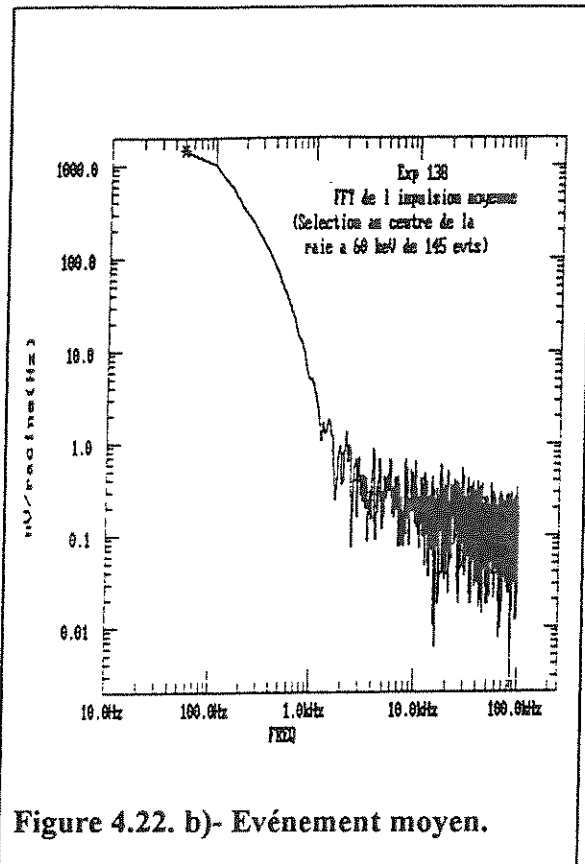


Figure 4.22. b)- Événement moyen.

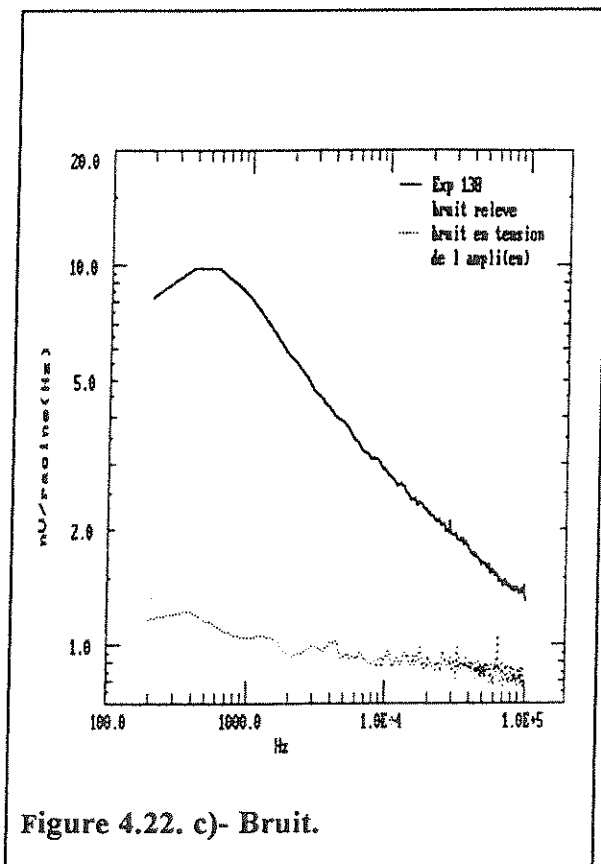


Figure 4.22. c)- Bruit.

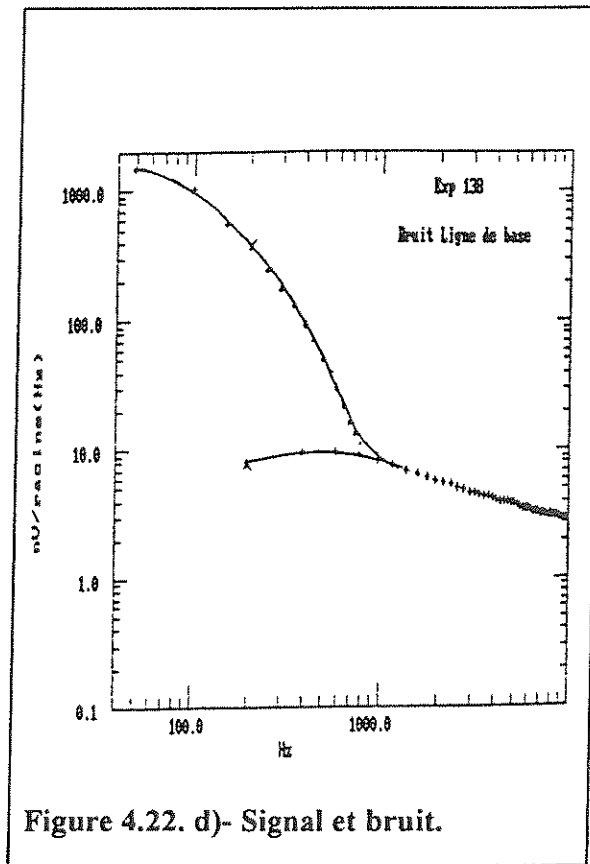


Figure 4.22. d)- Signal et bruit.

La figure d)- nous indique immédiatement comment filtrer l'impulsion. Nous avons construit un filtre numérique passe-bas avec une fréquence de coupure à $f_c \approx 350$ Hz et une pente raide de 24db/octave qui a donné le résultat de 600 eV sur la ligne de base. On peut voir d'après le rapport des densités spectrales que nous nous attendons à un rapport S/B meilleur que 50 quelle que soit la façon dont nous le calculons (rapport des valeurs crête-crête, des valeurs efficaces (rms),...), ce qui est bien confirmé par nos résultats.

[La coupure HF du signal et du bruit par la capacité parasite C a provoqué la chute des DSP du signal et du bruit qui se rejoignent vers 1kHz. Le bruit semble redescendre aux très basses fréquences : l'inductance L du circuit dynamique du bolomètre est alors shuntée et l'impédance équivalente vue par le courant de bruit se réduit à $R_n \ll R$.]

Une impulsion non filtrée de l'expérience 138 est donnée en (E3-fig. 4). On retrouvera l'allure d'une impulsion filtrée en (E4-fig. 6). Le filtre que nous avons utilisé ici est *acausal* : la présence du front de montée provoque des oscillations sur l'impulsion filtrée avant l'arrivée même du gamma. Pour estimer correctement la contribution de la ligne de base, nous avons isolé les premiers points des impulsions, effectué une FFT de 1024pts seulement, appliqué le même filtre numérique qu'aux impulsions avant de retourner dans l'espace des temps. Nous avons alors construit l'histogramme de la ligne de base filtrée qui compte plus d'un million de points, et mesuré une dispersion rms de la ligne de base

$$v_{rms}(\text{après filtre}) \approx 0.204 \mu V$$

à comparer à la valeur mesurée avant filtrage (cf. tableau 4.4)

$$v_{rms}(\text{avant filtre}) \approx 0.875 \mu V$$

nous avons donc gagné un facteur 4.3 sur le bruit par application du filtre, et la résolution sur la ligne de base est passée de 2.6 keV FWHM à 600 eV. La résolution sur la raie de ^{241}Am n'a pas suivi en plafonnant à 3.7 keV (E4-fig. 5). Nous en discutons abondamment dans le

Chapitre 5 (Résultats) où nous proposons une interprétation de ce décalage entre largeur de raie et contribution de la ligne de base.

Une pratique meilleure du traitement des données consisterait à échantillonner le bruit avant l'impulsion sur une longueur au moins égale à celle de la trace : c'est-à-dire, doubler, voire tripler, le temps de mesure. Cette approche permet, dans les cas d'empilements, de soustraire correctement la ligne de base connaissant la forme de l'impulsion (on travaille alors avec la fonction d'autocorrélation du signal). Elle résoud également les problèmes posés par les fenêtres de troncature du signal puisqu'une même fenêtre peut être appliquée au signal et au bruit. Inconvénient : la place en mémoire.

D'autres approches du traitement de l'impulsion peuvent être proposées : par exemple, un filtre optimal (de Wien) qui pondère chaque canal de fréquence du signal par un coefficient proportionnel au rapport S/B des événements moyens.

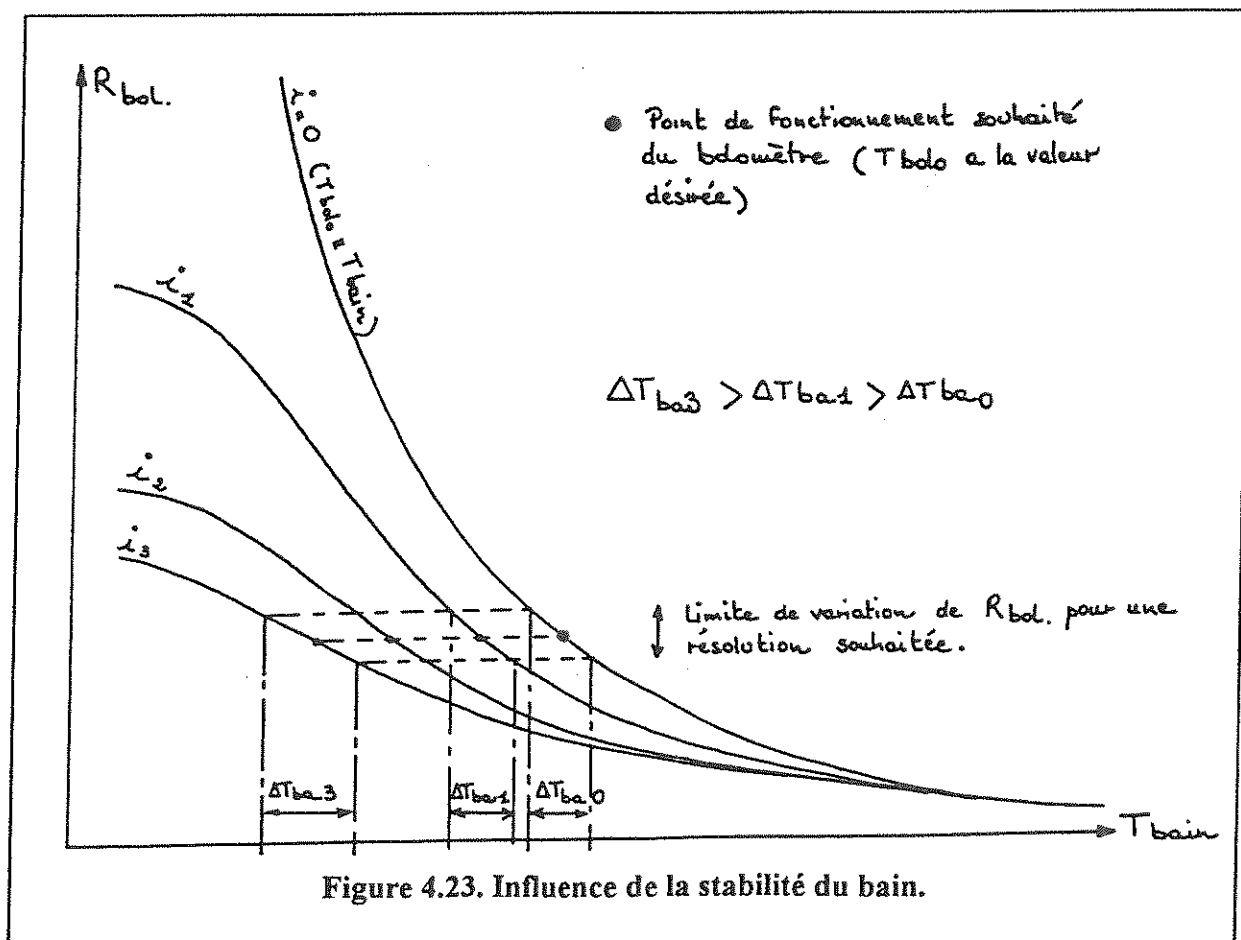
Un traitement dans le domaine temporel est également faisable. Par exemple, à partir de l'événement moyen utilisé comme *gabarit* : on cherche la translation dans le temps (détermination de $t=0$) et le facteur homothétique (E) qui minimisent l'écart quadratique de l'impulsion réelle par rapport à l'impulsion simulée. L'avantage des méthodes temporelles est réel en présence de nombreux empilements : les "pile-up" ne sont évidemment pas présents dans l'événement moyen et donnent très facilement des erreurs d'interprétation après filtrage dans le domaine fréquentiel. On peut appliquer également un filtre numérique récursif $[y_{n+1}=f(x_1, x_2, \dots, x_n, y_n)]$, *causal*, dont on connaît par avance la fonction de transfert. Dans le cas où des fonctions purement exponentielles sont attendues, on peut utiliser les relations de proportionnalité extraordinaires des coefficients entre eux (série géométrique) pour définir des filtres récursifs comportant très peu d'opérations. Cette approche proposée par Luis Gonzalez-Mestres a été utilisée dans le spectre donné en (I14 fig.4) : elle aura peut-être un avenir dans les futures expériences de détection de la Matière Noire qui chercheront à déclencher au plus

près de leur seuil, voire dans le bruit (seuil informatique). En réduisant le temps mort de calcul à zéro, nous pourrions épargner énormément de place en mémoire, et rejeter tout de suite les mauvais événements.

4.2.4. DERIVES DE T.

Nous abordons avec ce paragraphe les sources de dégradation de la résolution autres que le bruit.

Les instabilités de la température du bain, couramment observées dans les systèmes non régulés, se reflètent directement sur la réponse du détecteur. Nous avons repris les caractéristiques V-I de la fig 4.3 et choisissons une autre représentation (fig. 4.23). Nous avons porté sur cette figure la résistance du bolomètre R en fonction de la température du bain pour différents courants de polarisation (courbes iso-courant).



Nous avons vu dans notre discussion sur le bruit l'importance d'une bonne adaptation du bolomètre à la chaîne d'amplification. Nos meilleurs résultats sont limités par l'électronique de lecture. Cette contribution est minimisée si nous disposons d'un thermistor adapté de sorte que le facteur de bruit F est à son minimum. Nous nous plaçons dans l'hypothèse d'un bolomètre adapté à la résistance $R(T_1)=R_{\text{adaptation}}$, ce qui fixe évidemment la température de travail du bolomètre. Dans ces conditions, nous nous mettons dans la meilleure situation expérimentale avec les moyens dont nous disposons.

Toute fluctuation de la température du bain T_0 se reflète directement sur la température T_1 : le thermistor qui était adapté ne l'est plus et le bruit augmente aussitôt. La réponse du détecteur va fluctuer également d'une quantité qui, au premier ordre, va dépendre de l'excursion de R , ΔR (au second ordre, elle dépendra également de la modification des paramètres associés au point de polarisation, dont Z). Pour une résolution ou un seuil de détection souhaitée, l'excursion totale de R est donc limitée à une valeur admissible ΔR_{max} au-delà de laquelle le système ne peut garantir les performances souhaitées. Nous avons représenté la valeur de ΔR_{max} par une bande verticale sur la figure 4.23. Pour une température de bain T_0 donnée, nous polarisons le détecteur à un courant i qui le porte dans les conditions d'adaptation : plus le bain est froid, plus nous devons polariser le détecteur pour y arriver. A l'excursion de résistance admissible ΔR , est associée une excursion de la température du bain admissible ΔT_0 autour du point T_0 que nous reportons sur l'axe des x de cette figure.

Nous remarquons que ΔT_0 est une fonction croissante de $1/T_0$: autrement dit, la marge des fluctuations admissibles de la température du bain est d'autant plus importante que nous disposons de basses températures. D'autre part, de telles excursions de T_0 sont d'autant plus improbables que la température de base du réfrigérateur est basse. Nous nous attendons en effet à ce que la courbe des fluctuations intrinsèques de température des réfrigérateurs soit une fonction décroissante de la température de base – voire constante, lorsque nous nous approchons des limites technologiques ou physiques du procédé utilisé. Ces deux arguments

plaident en faveur de réfrigérateurs surdimensionnés pour une expérience donnée : autant disposer du meilleur réfrigérateur tout de suite pour se donner toute liberté sur la température de base T_0 .

Si le système est malgré tout sensible aux dérives de température, il existe des moyens de réduire leurs effets en utilisant :

- soit une impulsion de calibration, qui devra être envoyée le plus rapidement possible après un "bon événement" avant que la température ne change. Cela suppose de connaître au préalable le spectre en fréquence des fluctuations de T_0 et donc de l'avoir mesuré avec un thermomètre rapide. Le bolomètre pourrait bien être le thermomètre le plus rapide (ms) capable de mesurer ces fluctuations : nous tournons en rond.
- soit la ligne de base des événements ($V=R(T_1)I$) dans la mesure où la chaîne d'amplification passe le continu. Nous avons vu que le bruit en tension e_n des JFET remontait à basse fréquence (fig. 4.16) : c'est la raison pour laquelle les amplificateurs construits à l'IAS ne passent pas le continu. Cette méthode est néanmoins couramment utilisée par le groupe de Milan qui travaille avec des étages froids. La correction des amplitudes par ce moyen leur a permis d'observer une résolution de 8 keV sur les alphas de ^{210}Po dans un détecteur en TeO_2 , ce qui est le meilleur résultat observé par des détecteurs de dimensions raisonnables en spectrométrie alpha [4.9].

Nous n'avons malheureusement pas d'exemple à donner pour soutenir notre discussion sur les dérives de température, n'ayant pu reproduire les résultats obtenus sur la canne de Pari (à $T_0=50$ mK) sur d'autres réfrigérateurs pourtant plus puissants.

4.2.5. FLUCTUATIONS DE PRESSION.

Le bolomètre est enfermé dans un volume non clos par nécessité, qu'il a bien fallu vider. En phase de calibration avec des sources alphas, nous devons également ménager un orifice entre la source refroidie et le détecteur. Des surfaces du bolomètre refroidies à la température T_1 en regardent donc d'autres à une température $T \neq T_1$. Il s'ensuit un flux de chaleur entre les parois dont les fluctuations éventuelles pourraient dégrader la réponse du détecteur.

Aux basses températures le l.p.m. des particules résiduelles (hélium) est suffisamment long pour que s'instaure le régime de Knüdsen : les molécules du gaz ne subissent de collisions qu'avec les parois. Le flux de chaleur \dot{Q} (en W) peut se calculer alors par (Pobell [3.61], p 84)

$$\dot{Q} = 0.02 \times \zeta \times A(\text{cm}^2) \times P(\text{mbar}) \times \Delta T(\text{K}) = G_{\text{parois}} \Delta T \quad (87)$$

Le coefficient ζ , appelé paramètre d'accommodation, est d'origine cinématique : il représente l'adaptation des masses des molécules du gaz au matériau de la surface et vaut $\zeta=1$ dans le pire des cas, et $\zeta=0.025$ dans le meilleur (rebond quasi élastique des particules incidentes).

Les surfaces en regard du bolomètre et de son support représentent environ $A=20\text{cm}^2$ pour une différence de température de l'ordre de $\Delta T=10\text{mK}$. Nous pouvons calculer les pressions résiduelles en dessous desquelles cette conductance parasite G_{parois} devient négligeable devant la conductance de la fuite thermique de l'expérience 138 ($G \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{W.K}^{-1}$)

$$\zeta=0.025 \quad P_{\text{résiduelle}} < 3 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$$

$$\zeta=1 \quad P_{\text{résiduelle}} < 7.5 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$$

et si nous souhaitons mesurer des résolutions relatives meilleures que 1 %, il faut nous protéger de fluctuations de pression meilleures que 10^{-11}mbar dans le pire des cas, ce qui semble infaisable. En réalité, les pressions résiduelles des gaz dans les cryostats sont extrêmement basses, ce qui est mis à profit dans les cryo-pompes : les pressions de vapeur saturante suivent des lois exponentielles

$$P_{\text{vap}} \approx \exp\left(-\frac{L}{RT}\right) \quad (88)$$

où L est la chaleur latente d'évaporation du gaz considéré.

Pour ${}^4\text{He}$ à 500mK nous trouvons dans les ouvrages de cryogénie $P_{\text{vap}} \approx 10^{-5} \text{mbar}$ ([3.61], p. 17). Supposant $L(T) \approx \text{cste}$ nous calculons à 50 mK une pression résiduelle de 10^{-50}mbar (!!!), certainement erronée. Cette valeur indique cependant qu'il ne doit pas bien être difficile pour un réfrigérateur à dilution de maintenir des pressions stables à mieux que 10^{-11}mbar . Nous ne pensons pas qu'il existe des manomètres assez précis et rapides pour mesurer de telles pressions (Ultravide) dans un temps compatible avec la constante de temps des bolomètres (ms)...

4.2.6. NON LINEARITE.

Nous avons dérivé la forme de l'impulsion en nous plaçant dès le début dans l'hypothèse linéaire (5) $\Delta T = T - T_1 \ll T_1$, confondant ainsi la variation d'impédance du thermistor ΔR avec la différentielle (8). Nous avons supposé également implicitement que la capacité calorifique du détecteur ne changeait pas lors de l'interaction pour écrire les équations différentielles (6) et (7). Lorsque l'énergie de la particule incidente est importante, terme que nous allons définir dans un instant, l'excursion de température ΔT amène le détecteur loin de son point de fonctionnement initial et les lois dérivées ne sont plus valables. Nous pouvons sans peine prédire un affaiblissement important de la réponse : le thermistor est plus chaud, d'où résulte une perte de sensibilité et la capacité calorifique du détecteur a considérablement augmenté. Nous n'avons rien à gagner à nous placer dans de telles conditions expérimentales.

Nous pouvons définir l'hypothèse linéaire de différentes façons:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{a)} & \Delta T = T - T_1 \ll T_1 \\ \text{b)} & \Delta V = |R(T) - R(T_1)| I \ll R(T_1) I \\ \text{c)} & \Delta U_{\text{interne}} \approx E \ll U_{\text{interne}} \end{array} \right. \quad (89)$$

où E représente l'énergie de la particule, et U_{interne} l'énergie interne du bolomètre. Nous supposons qu'une fraction appréciable de l'énergie de la particule a réellement été convertie, ce qui est le sens de " \approx " dans c). Nous savons calculer U_{interne} si nous connaissons les lois $C(T)$ de ses différents éléments (loi de Debye pour le cristal seul, etc) par

$$U_{\text{interne}} = \int_0^{T_1} C(T) dT \quad (90)$$

L'expression c) est celle que nous préférons : elle ne fait appel qu'aux grandeurs thermodynamiques et à la quantité que nous souhaitons mesurer. Le thermistor n'apparaît pas, ce qui simplifie la discussion.

En toute rigueur, nous devons à présent résoudre une équation différentielle

$$C(T) \frac{dT}{dt} + g(T^{\beta+1} - T_1^{\beta+1}) = [R(T) - R(T_1)] I^2 + E \cdot \delta(t) \quad (91)$$

dont la résolution est loin d'être simple.

Une approche quantitative de la non linéarité a été donnée dans la publication H : dans cette approche, le bolomètre est supposé implicitement isolé ($G=0$) et la puissance dissipée par le courant de polarisation négligable. Le bolomètre répond alors à un pic de Dirac par un créneau de température – on ne garde donc de l'équation précédente que les termes extrêmes – dont on peut étudier l'amplitude en fonction de l'énergie incidente. Lorsqu'on introduit le terme de conductance et de dissipation, on peut s'attendre à ce que la hauteur au pic de l'impulsion de température soit peu différente de la hauteur du créneau, à condition que la constante de temps du détecteur ne soit pas trop rapide (on différencie lentement le créneau; cf. les propriétés des filtres CR). Cette approche a donné de bons résultats lorsqu'il a fallu corriger les défauts de linéarité de nos bolomètres, avec une loi du type

$$\Delta V(E) \approx -R(T_1) I \times \frac{\varepsilon}{1+\varepsilon} \quad \text{avec } \varepsilon = \frac{E}{U_{\text{int}}} \quad (92)$$

Le comportement de l'amplitude des impulsions en fonction de l'énergie peut se résumer ainsi :

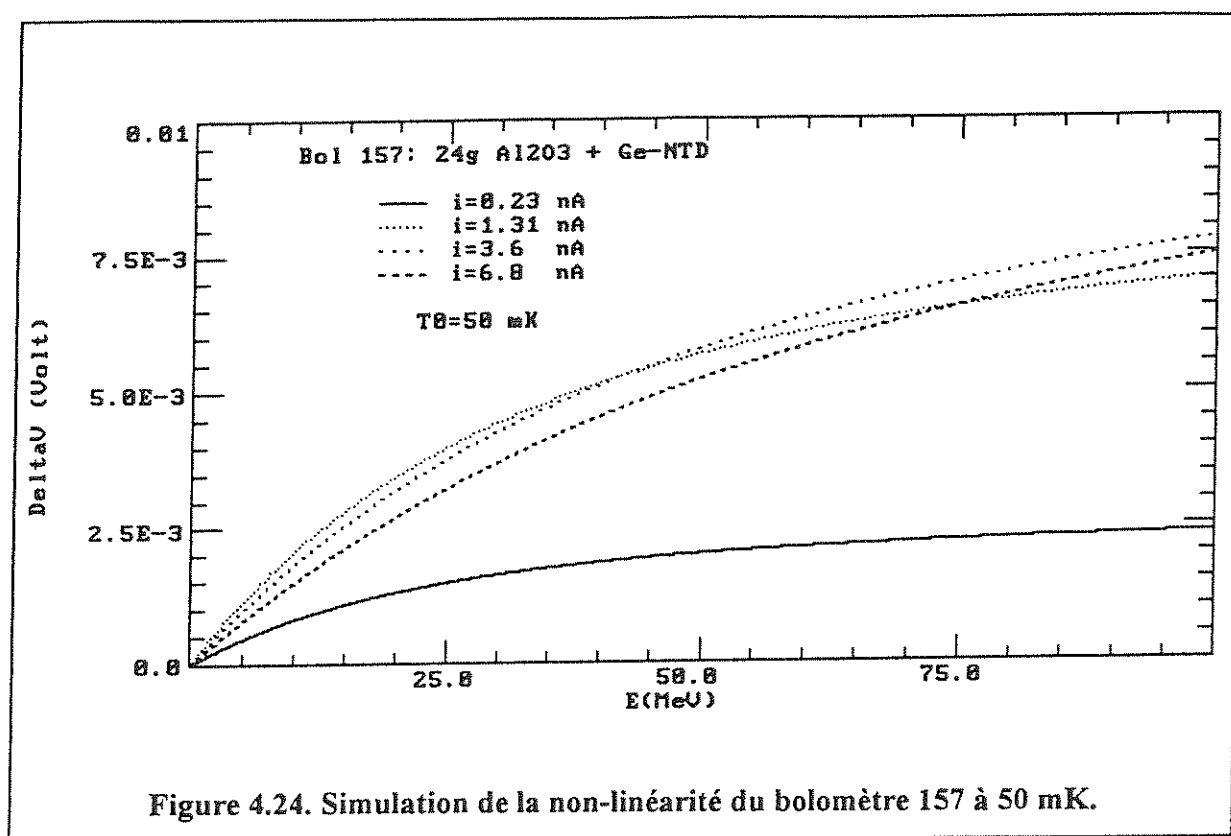
- $\varepsilon \ll 1$ le détecteur est linéaire et $\Delta V(E) \propto E$.
- $\varepsilon \gg 1$ le détecteur sature et $\Delta V(E) \approx \text{cste}$; il est trop froid pour l'énergie incidente E .

Afin d'illustrer cet effet, nous avons simulé sur la figure 4.24 la non-linéarité du bolomètre de 24g en saphir sur l'isotherme du bain $T_0=50\text{mK}$ pour les différents points de polarisation de la caractéristique V-I de la figure 4.6. Nous avons considéré une loi en T pour la capacité du thermistor et $C_{th}=C_{cible}$ à 50 mK, et repris la loi $R(T)$ donnée par (27). Les températures du bolomètre aux points de polarisation sont respectivement $T_1=51\text{ mK}$; $T_1=55.5\text{ mK}$; $T_1=62\text{ mK}$ (exp 138) et $T_1=67.5\text{ mK}$ avant l'arrivée de la particule. Les courbes représentent l'impulsion de tension attendue en fonction de l'énergie de la particule E entre 0 et 100 MeV.

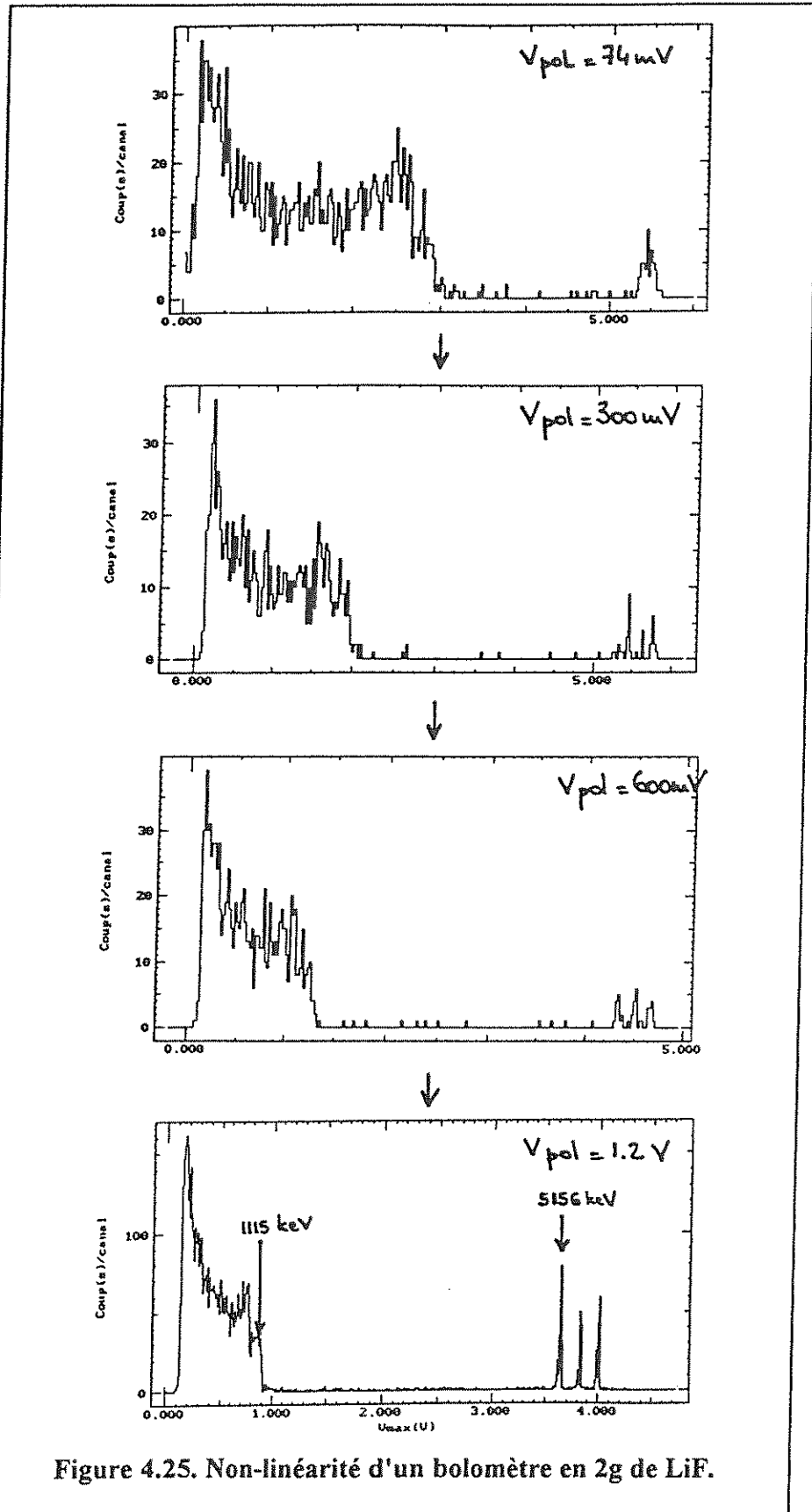
Nous remarquons sur la figure 4.24 la saturation rapide du détecteur au point de polarisation le plus froid. Les courbes se coupent, en effet :

- **aux basses énergies**, la fonction de réponse du détecteur en fonction du courant de polarisation domine le comportement des courbes. Nous nous écartons du point optimum en polarisant trop le détecteur.
- **aux énergies élevées**, les courbes doivent s'arranger dans l'ordre des tensions V au point de polarisation avant que n'arrive la particule – $V=R(T_1)I$ – qui est la limite de l'excursion de tension possible. Lorsque $E \rightarrow \infty$, $R \rightarrow 0$ et $\Delta V = 0 - R(T_1)I = -V$, ce que nous retrouvons en faisant tendre ε vers $+\infty$ dans (92).

A $E=60\text{ keV}$ (gamma de ^{241}Am ; exp 138), le détecteur est linéaire. Nous pouvons le prévoir car la condition (89) b) était effectivement remplie [$\Delta V_{\text{mesuré}} \approx 45\ \mu\text{V} \ll 11\ \text{mV} = V$]. Par contre, à 5.5 MeV, cette condition n'est plus du tout remplie : nous avons mesuré en effet une perte de signal sur les alphas de ^{241}Am par rapport aux gammas, avec une amplitude de 3.8 mV, ce qui n'est plus du tout négligeable devant 11 mV. Nous constatons une fois de plus notre impuissance à prévoir correctement l'amplitude des impulsions sur la figure 4.24 : nous mesurons trop de tension à 5.5 MeV par rapport à ce qui est attendu...



Il est très important de vérifier que l'on s'écarte bien des conditions de saturation. Des particules dont l'énergie inconnue est élevée par rapport à l'énergie interne du cristal en s'accumulant dans un seul canal peuvent faire croire à la présence d'une raie fine et bien définie alors qu'en réalité le détecteur travaille dans les plus mauvaises conditions. On vérifiera que la condition de linéarité est bien assurée en polarisant plus fortement le détecteur. Le bolomètre doit se réchauffer, le rapport ϵ baisser : si le détecteur est linéaire, le spectre ne doit pas changer de forme ; dans le cas contraire, sa forme change. Un autre test utile consiste à regarder les constantes de temps du détecteur : en cas de non-linéarité nous avons toujours constaté des modifications importantes de la forme des impulsions. Le temps de montée des événements de d'énergie élevée est plus rapide, tandis que leur temps de descente est plus long. Les impulsions durent donc plus longtemps, compensant ainsi la perte d'amplitude qu'elles ont subie par rapport à des événements de basse énergie.



La figure 4.25 illustre de façon spectaculaire l'effet de la non-linéarité sur les spectres mesurés. Le détecteur est un cristal de 2g en LiF ($\Theta_{\text{Debye}} \approx 730 \text{ K}$) monté sur le réfrigérateur de l'IPN de Lyon dont la température de base est voisine de 30mK. Une source externe de ^{60}Co et une source interne triple ^{239}Pu - ^{241}Am - ^{244}Cm irradient le cristal. Les énergies associées à ces sources sont

- ^{60}Co : 960 keV & 1116 keV (fronts Compton ; cf. tableau 3.6)
- ^{239}Pu : 5155.8 keV
- ^{241}Am : 5485.6 keV
- ^{244}Cm : 5804.8 keV

Aux faibles tensions de polarisation appliquées V_{polar} , la température du détecteur est voisine de celle du bain, $T_0 \approx 30 \text{ mK}$. Nous calculons par la loi de Debye l'énergie interne du cristal seul et trouvons $U_{\text{interne}} \approx 1.26 \text{ MeV}$. Nous sommes donc bien loin de la condition de linéarité c) en irradiant le détecteur avec des sources aussi énergétiques. L'effet sur le spectre est immédiat : les trois raies alphas sont regroupées en une seule (saturation) et le rapport des amplitudes des alphas et du ^{60}Co est fortement dégradé. A mesure que nous polarisons (réchauffons) le bolomètre, les raies alphas se séparent et le massif Compton du ^{60}Co s'éloigne des alphas : le détecteur devient de plus en plus linéaire. Pour une tension de polarisation extérieure appliquée $V_{\text{polar}} = 1.2 \text{ V}$, nous trouvons à présent

- le front Compton du ^{60}Co (1116 keV) à 875mV
- le pic alpha de ^{239}Pu (5156 keV) à 3.650 V

Or

$$\frac{3650 \text{ mV}}{5156 \text{ keV}} = 0.708 \text{ mV} \cdot \text{keV}^{-1} < 0.784 \text{ mV} \cdot \text{keV}^{-1} = \frac{875 \text{ mV}}{1116 \text{ keV}}$$

Il subsiste donc un défaut de linéarité. En résolvant l'expression de $\Delta V(E)$ donnée par (92) pour les points ci-dessus, nous trouvons :

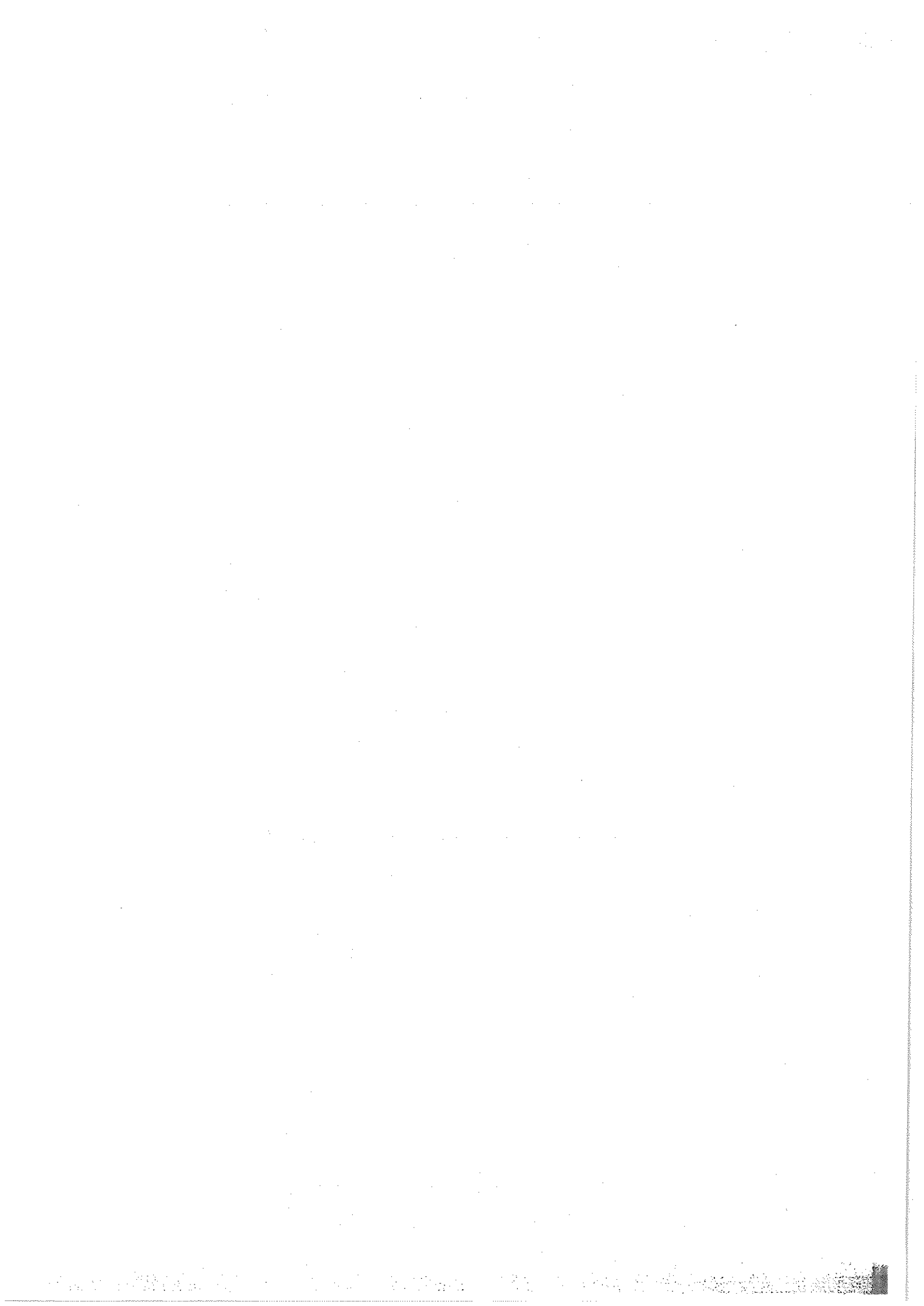
- $\varepsilon \approx 0.032$ pour ^{60}Co

- $\varepsilon \approx 0.146$ pour ^{239}Pu

Nous en déduisons une énergie interne du bolomètre polarisé à 1.2V, $U_{\text{interne}} \approx 35$ MeV. Dans la mesure où la capacité calorifique de la cible domine, nous calculons facilement (loi de Debye) la température du détecteur polarisé à 1.2 V, que nous estimons maintenant à $T_1 \approx 90$ mK.

L'étude de la linéarité $V(E)$ permet donc de déduire la température du détecteur par une mesure dynamique de la hauteur des impulsions. En n'effectuant que des mesures relatives des impulsions entre elles, nous nous affranchissons en outre de bien des incertitudes. Par exemple, la loi de $R(T)$ du détecteur est en général établie lors de mesures préalables avec une autre chaîne de mesure, puisque les amplificateurs ne passent pas le continu : pour peu que cette mesure ait été mal faite, nous ne sommes pas certains de retrouver la même valeur de T_1 en cours d'expérience. L'estimation de la non-linéarité étant faite sur le spectre même, cette incertitude n'a plus lieu d'être.

Une correction bien effectuée de la linéarité de ce détecteur de 2g en LiF nous a permis de mettre en évidence une variation de la réponse du détecteur en fonction de la nature de la particule (voir publication I).



Chapitre 5

Résultats

Nous présentons dans ce chapitre nos résultats publiés que le lecteur trouvera en fin de volume. Nous commenterons brièvement le contenu de l'article en insistant sur ce qui, avec le temps, demeure, et nous nous attarderons sur les points qui nous semblent demander un complément d'information.

Il nous a fallu acquérir, au préalable, une certaine familiarité avec les mécanismes de base des bolomètres utilisés en détection de particules, mécanismes que nous avons essayé de décrire au cours du chapitre 3 : certaines données sont réinterprétées à la lueur de cette présentation. Dans la mesure du possible, nous nous sommes toujours efforcés de relier les développements expérimentaux sur lesquels nous avons travaillé à la problématique propre aux expériences de détection de la matière noire, restant ainsi dans le cadre du travail que nous nous étions assigné. De nombreuses expériences seraient encore nécessaires avant de prétendre comprendre parfaitement notre détecteur.

A - PREMIER BOLOMETRE MASSIF : UN SAPHIR DE 25g.

Nous présentons, avec cet article, les premiers résultats obtenus sur un bolomètre massif en saphir de 25g (Bol 143). Les bolomètres faisaient ainsi en France un saut de trois ordres de grandeur. La résolution obtenue avec ce détecteur en saphir est de 16keV sur la raie Gamma de ^{241}Am (A10, figure 14), ce qui a certainement encouragé d'autres équipes à se lancer dans la construction de bolomètres massifs. Pour se rendre compte des progrès réalisés en deux ans, on comparera cette figure avec les résultats rassemblés en E4 figure 5. Dans le même esprit, on

comparera également les meilleures performances obtenues à l'époque en spectrométrie Alpha avec une résolution de l'ordre de 35 keV sur un bolomètre IAS de plus petite taille (A10, figure 13) avec le spectre réalisé à l'Université de New York (D6, figure 6) qui présente cette fois-ci une résolution de 10.5 keV. La température limite atteinte par le réfrigérateur à dilution dont nous disposions était alors de 70 mK.

Nous nous intéressons plus particulièrement à la figure 12 en A10, qui représente deux événements de forte énergie (50 et 150 MeV) que nous avons alors attribués au rayonnement cosmique. Une structure est visible dans le front de montée de ces événements que nous rapprochons de la signature de phonons balistiques. La probabilité de ces événements n'est pas négligeable (2/320). Nous n'avons pourtant plus jamais observé de tels événements avec le bolomètre en saphir de 24g que nous avons construit par la suite. Puisque les conditions expérimentales au sol sont identiques dans les deux cas, nous sommes amenés à réviser notre premier jugement : nous supposons que ces événements sont produits à l'intérieur même de ce premier cristal, et, étant donné leur énergie, ils pourraient bien être des produits de fission d'une désintégration interne. Nous sommes confortés dans cette hypothèse par la présence des phonons balistiques, étant donné la forte efficacité de production de phonons balistiques qui pourrait être attribuée à ces particules lourdes (voir note en fin du § 3.6.2 Noyaux de recul: l'événement "Matière Noire"). Les produits de fission sont neutralisés très rapidement dans le cristal, et perdent leur énergie principalement au cours de collisions atomiques de la même façon qu'un atome de recul du signal Matière Noire. Les collisions atomiques prennent le dessus sur les collisions électroniques à une énergie bien supérieure (de l'ordre de quelques MeV) à celle que l'on observe avec les alphas (10 keV), ce qui explique que cette structure ne soit pas observée sur les impulsions alpha. En conclusion, si notre hypothèse est fondée, il semble périlleux d'extrapoler les données de contamination interne d'un cristal à tous les cristaux que l'on peut tirer dans le même matériau.

B - MESURES BOLOMETRIQUES DE RADIOACTIVITE AU SOL.

Une discussion sur la résolution ultime que l'on peut espérer des bolomètres, admet comme principe de construction optimale des bolomètres l'égalité des capacités calorifiques de la cible et du thermistor. Les conséquences de la prise en compte de ce principe ne sont pas vérifiables au niveau de la résolution actuelle des bolomètres. Rappelons que les sources de bruit incorréllées dans le détecteur s'ajoutent quadratiquement, et qu'il suffit qu'un terme de bruit soit un peu plus important que les autres pour être responsable à lui seul de la résolution observée.

Nous avons repris le bolomètre de saphir de 25g et essayé de mesurer le bruit de fond qu'il détectait dans le laboratoire de Verrières-Le-Buisson. La suppression des événements à basse énergie de la radioactivité ambiante est visible sur les figures 11 et 12 en B11, où nous avons superposé la ligne de base et le spectre de ce détecteur avec et sans blindage de plomb (5cm d'épaisseur), gagnant ainsi un facteur 5 aux énergies entre 200 keV et 1 MeV sur le taux d'événements. Il est surprenant de constater, sur le spectre de la figure 12, une augmentation statistiquement significative du taux d'événements avec le blindage de plomb aux fortes énergies, au-delà de 6 MeV. Ce surplus d'événements a été attribué à la formation de noyaux mésiques dans le plomb, suite à la capture d'un muon du rayonnement cosmique par le noyau de Pb. Ces noyaux mésiques se désintègrent en émettant des neutrons de haute énergie dont nous pensons avoir vu la trace dans notre détecteur. A un recul de 10 MeV d'un atome d'oxygène du saphir est associée une énergie incidente minimale du neutron, de l'ordre de 45 MeV lorsqu'on applique les règles de la cinématique. Le spectre des neutrons émis par les noyaux mésiques possède effectivement une traîne à haute énergie qui va au-delà de cette valeur.

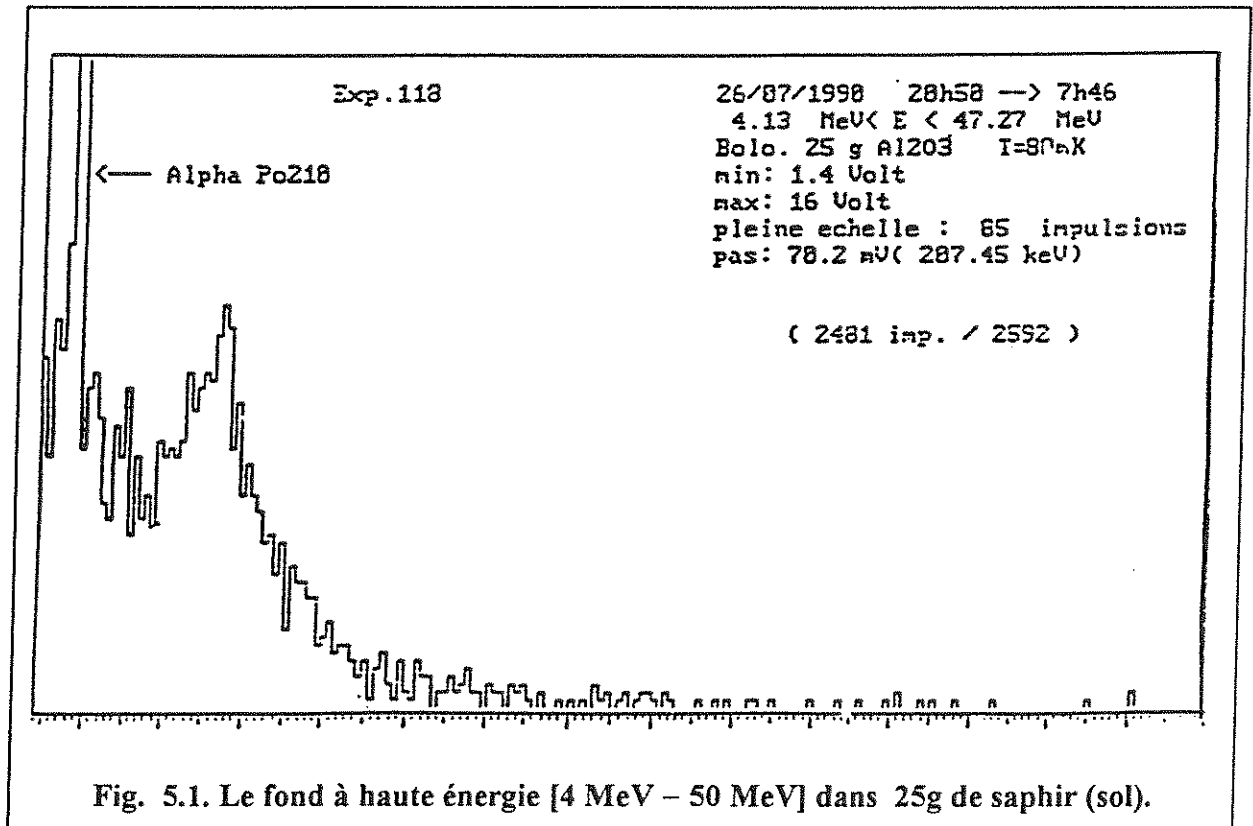
Le bruit de fond ultime d'une expérience de détection de la Matière Noire est constitué des neutrons rapides environnant qui ont la même signature qu'un WIMP dans le détecteur :

l'expérience que nous décrivons ici démontre la nécessité de réduire fortement la composante muonique du rayonnement cosmique, si l'on envisage un blindage de plomb contre la radioactivité ambiante, ce qui est fortement conseillé. Nous n'avons mis en évidence la présence de ces neutrons qu'à haute énergie. Une composante existe très certainement à basse énergie, mais noyée dans les événements du fond de radioactivité. La suppression des muons cosmiques est la raison principale pour laquelle nous devons installer une expérience sous le tunnel du Fréjus, où le flux de muons est réduit de 6 ordres de grandeur par rapport à la surface. Le physicien nucléaire attaché à son laboratoire parisien pense évidemment tout de suite à installer des *veto* autour de son détecteur, mais il s'expose à de très nombreuses difficultés : les neutrons émis par capture des muons dans les couches du plomb peuvent subir des diffusions multiples avant d'atteindre le bolomètre, ce qui peut lui prendre un temps non négligeable. D'une façon générale, une des difficultés des expériences mixtes bolomètre-détecteur classique (scintillateur, diode Ge) réside dans la constante de temps considérable des bolomètres massifs, limitée par la vitesse du son dans le matériau à quelques ms, par rapport aux temps de réponse des détecteurs classiques (quelques ns), et de l'impossibilité de trouver sur le marché des tiroirs électroniques ayant une telle dynamique (6 ordres de grandeur sur la base de temps !). Les bolomètres ne sont pas encore sortis des laboratoires...

Des atomes de recul seraient ainsi créés dans le détecteur, à des énergies où la part d'ionisation n'est certainement pas négligeable pour des noyaux légers comme O et Al. Cette constatation peut nous aider à étudier l'efficacité de la conversion en phonons des atomes de recul selon leur énergie, à condition de faire la part, dans le spectre relevé, de ce qui est dû aux neutrons émis par les noyaux mésiques, et de ce qui relève du rayonnement cosmique.

Nous donnons dans la figure 5.1. le spectre du rayonnement cosmique vu par ce détecteur, sans couverture de plomb, dans l'intervalle 4 MeV-50MeV (non publié). La calibration est assurée avec une source alpha de ^{210}Po à 5.2 MeV. La bosse observée à 12 MeV est attribuée à la perte d'énergie moyenne des muons cosmiques dans le détecteur au

cours de leur traversée du détecteur, auxquels nous associons donc un pouvoir d'arrêt dans le saphir de 1.5 MeV/g.cm^2 . Cette valeur est en bon accord avec les prévisions données par la formule de Bethe appliquée aux muons du rayonnement cosmique et au saphir.



C - UN NOUVEAU BOLOMETRE EN SAPHIR DE 24g : ANNONCE DE NOS RESULTATS.

Nous avons annoncé les premiers résultats d'un bolomètre en saphir de 24g (Bol 157) au cours de la séance de poster de la 2ème rencontre du DAEC sur la Distribution de Matière dans l'Univers (Meudon, 5-8 Mars 1991).

Ce détecteur est représenté sur la photo (C2-figure 1) à côté d'un cristal de 1kg de saphir ($\varnothing \approx 7\text{cm}$, $h \approx 7\text{cm}$). Il est attaché sur son support en cuivre OFHC selon une technique originale de suspension : on devine sur le cristal de 1kg le départ des huit fils supérieurs de nylon vers le cylindre de cuivre. Les fils sont ancrés par un de leur bout sur le montage, puis

passent à travers des trous percés diagonalement par rapport à l'arête du cristal, visibles par transparence sur le cristal. La tension est assurée par des ressorts attachés à l'autre bout du fil : on devine ces ressorts logés dans les gorges du support. Le tout (32 liens = nbre de faces × nbre de trous × 2 fils par trou) constitue un montage d'une très grande robustesse : les ressorts encaissent les dilatations thermiques au cours du refroidissement, et le cristal rend un son bien mat lorsqu'on le cogne. Nous avons vu au chapitre 3 que le nylon (solide amorphe) était un des plus mauvais conducteurs thermiques, ce qui est effectivement recherché (cf. Chap. 3, Cahier des charges). Le cristal de 1kg n'a toujours pas été monté en bolomètre : il n'y a pas encore de réfrigérateur adapté aux mesures bolométriques susceptibles de le refroidir. Ce n'est pas un problème de puissance de réfrigération (les expériences de détection des ondes gravitationnelles avec des "barres de Weber" refroidissent plusieurs centaines de kilogrammes à 100mK) mais de résistance mécanique ou d'encombrement. Pour compenser le facteur 40 en masse entre ces deux détecteurs et garder la même sensibilité, il faudrait une température à la polarisation de l'ordre de 20mK (loi de Debye en T^3), c'est-à-dire un réfrigérateur descendant sans difficulté à 15mK. La taille du thermistor présentant une capacité calorifique identique à celle de la cible serait multipliée par un facteur 3 (à comparer à 40) en admettant une loi en T pour la chaleur spécifique du thermistor.

La face interne du support est argentée par électrolyse pour réduire la puissance rayonnée entre le cristal et le support, et augmenter la probabilité de réabsorption dans le cristal des photons visibles émis lors du ralentissement d'une particule dans le cristal. Elle protège également le cuivre de l'oxydation. Le thermistor de 25g et la fuite thermique peuvent se deviner par transparence sur la photo. On trouvera un schéma de ce détecteur en E3 (fig. 3).

Les performances des deux bolomètres en saphir de 25g (Bol 143) et 24g (Bol 157) peuvent se comparer d'après la figure 2 (C2). Nous avons superposé dans cette intention les impulsions délivrées par ces deux détecteurs sur des gammas de 60 keV, les événements étant

sélectionnés dans la raie de pleine énergie. Un gain d'un facteur 7.5 en amplitude et d'un facteur 5 en rapidité est obtenu avec ce nouveau détecteur.

- Le gain en amplitude s'explique en partie par la température de base plus basse du réfrigérateur : prévu pour fonctionner à 70 mK, ce réfrigérateur (la "canne de Pari") atteignait dans nos dernières mesures quelque 44 mK, grâce à un système de circulation des gaz plus puissant.

- Le gain en rapidité traduit une meilleure thermalisation du détecteur. Le thermistor est couplé thermiquement de façon beaucoup plus efficace dans le montage du Bol 157 : Il est refroidi par deux de ses faces d'après un montage ingénieux dans lequel la poutre en saphir de la fuite thermique a un profil très particulier (représenté en E3-fig. 3). La conductance de la fuite (G) est rassemblée dans la partie finale de la poutre, de section plus réduite. Dans le montage du bolomètre 143, la fuite thermique est une languette de saphir indépendante du thermistor.

Le spectre présenté sur la figure (C3-fig 3) représente les meilleurs résultats obtenus par notre groupe sur de gros bolomètres. Il sera commenté plus tard dans notre discussion sur l'article E.

D - BOLOMETRES ET SPECTROMETRIE NUCLEAIRE.

Les performances attendues et observées des bolomètres en spectrométrie nucléaire sont passées en revue.

Les performances internationales des bolomètres massifs à la date de parution de cet article sont rassemblées dans le tableau (D3 tab.1). La résolution mesurée sur une raie ou sur la ligne de base (ce qui est toujours plus favorable) s'écarte des résultats attendus estimés par (D3

formule (1)), de moins de deux ordres de grandeur pour les meilleurs bolomètres. Dans ces conditions, le rapport donné permet de comparer l'efficacité des différentes technologies employées en fonction de leur capacité de refroidissement (température de base du réfrigérateur). Le détecteur de 24g est en bonne position !

Le laboratoire de Verrières-le-Buisson est représenté sur la figure (D5-fig 4.). Nous en avons déjà parlé dans le chapitre 4 (Aspects expérimentaux). On reconnaîtra pêle-mêle, le groupe de circulation de ^3He , le cryostat de O.Testard (à garde d'azote) dans lequel sont insérés la canne à dilution de Pari, l'électronique de lecture des impulsions dans sa boîte de Faraday, l'oscilloscope 12 bit Nicolet 4090 utilisé pour l'acquisition, l'isolant acoustique et la cage de Faraday construite à l'intérieur d'une cabine industrielle préfabriquée.

La figure 5 (D6-fig.5) représente le spectre mesuré entre 10 et 30 keV par le bolomètre en saphir de 24g irradié par une source ^{241}Am . Les raies X du ^{237}Np (noyau fille) sont visibles et la résolution mesurée est de 2.5 keV. La résolution s'est donc améliorée par rapport aux 3.7 keV obtenus à $E=60$ keV : par contre le pouvoir de résolution $\frac{E}{\Delta E_{\text{FWHM}}}$ s'est franchement dégradé. Nous pouvons pourtant constater que la résolution ne s'est pas dégradée autant que prévu en passant de $E=17.6$ keV (2.5 keV FWHM) à $E=60$ keV (3.7 keV FWHM) si cette résolution devait être de nature statistique ($\Delta E \propto E^{1/2}$, en cas de non-recombinaison des paires par exemple).

La résolution mesurée sur le pic gamma du ^{57}Co à 122 keV -6.6 keV, voir (E7 fig.12) – est, à l'inverse, plus importante que le facteur attendu ($3.7 \times \sqrt{122/60} \approx 5.3$ keV) et pourrait tout aussi bien vérifier $E/\Delta E = \text{cste}$. Les mécanismes limitant la résolution du détecteur semblent donc varier selon le domaine d'énergie.

Nous avons distingué à la fin du Chapitre 3 photoélectrons de haute énergie et photoélectrons de basse énergie par la puissance qu'ils dissipent dans la cible au cours de leur

ralentissement. Il est apparu que les photoélectrons de haute énergie devaient émettre une composante plus importante de phonons balistiques selon un critère que nous avons dégagé : la transition d'un régime d'émission de phonons avec une composante balistique prononcée, à un régime où la part de la diffusion est plus grande, pourrait-elle expliquer la différence dans les lois $\Delta E=f(E)$ que nous semblons observer ? Mentionnons un résultat très récent : l'équipe allemande de Munich reporte une loi $E/\Delta E \approx \text{constant}$ observée vers $E \approx 1$ keV sur un bolomètre en saphir de 4g, non comprise, en même temps que les signes d'une composante balistique dans leur signal.

Il pourrait s'agir plus prosaïquement d'une variation de la réponse avec le point d'impact. La distribution du point d'impact dans la masse est plus importante à mesure que l'énergie du photon incident augmente (voir sections efficaces d'absorption).

Une étude propre et systématique de la résolution mesurée en fonction de l'énergie et de la nature des particules est donc souhaitable pour démontrer les mécanismes de perte d'énergie dans les cibles des bolomètres. Cette approche indirecte doit se faire dans des conditions expérimentales reproductibles –ce qui n'est pas encore évident. Nous avons souligné les difficultés que présente l'approche plus directe de la *calorimétrie totale* (mesure absolue de E) qui serait pourtant l'outil idéal pour mener à bien ce genre d'étude.

Le fond sous-jacent de la fig. 5 (D6 fig.5) qui nous avait tant gêné pour estimer la résolution de la raie $Np L_{\beta}$ a été identifié depuis comme étant la structure associée à l'effet Compton du gamma de 60 keV de ^{241}Am dans le saphir. Le front Compton se calcule à 11.4 keV. On trouve dans l'intervalle 11.4 keV-60 keV des diffusions multiples des photons dans la cible [cf. pour ce spectre la simulation de la figure (E7-fig. 11)].

Le tableau 2 (D7-tab. 2) fait le point des résolutions obtenues tous azimuths par les bolomètres en spectrométrie des X, γ , β , et α comparées aux meilleures performances des détecteurs traditionnels de la physique nucléaire. Les détecteurs ayant une efficacité déplorable

mais présentant une très haute résolution (spectromètres de masse, de Bragg) sont exclus de cet inventaire. Ils sont trop lourds et trop coûteux. Les énergies des raies alphas publiées dans les tables, à la seconde décimale près, n'ont pas été mesurées avec ces détecteurs. Elles sont déduites de mesures sur la position du centroïde des raies, position qui peut être très précise si on s'en donne le temps (statistiques !).

Le terme détecteur quantique mentionné dans cet article opposant semi-conducteurs et bolomètres peut prêter à confusion : il signifie simplement que l'énergie de la particule incidente est estimée a posteriori en fonction d'une quantité numérique (le nombre de paires électrons-trous créées...) et de l'énergie moyenne associée à la création du quantum. L'énergie des phonons a beau être petite, le phonon est pourtant bien un être purement quantique.

L'effet Luke est rappelé (D8 fig. 8a). Luke s'est rappelé que les charges sont accélérées dans les semi-conducteurs et que l'énergie cinétique conférée ainsi aux électrons doit être en définitive transformée en chaleur au niveau des électrodes. En refroidissant le détecteur représenté sur cette figure, il observe effectivement le signal de chaleur associé. L'application de l'effet Luke aux bolomètres n'est pas immédiat. Si l'on ne gagne rien en résolution – la statistique du nombre de paires créées est la même –, il y a là un moyen de mesurer l'efficacité de ionisation de particules au voisinage du seuil d'ionisation. L'effet Luke limite les tensions applicables aux bolomètres qui emploient une technique mixte phonons-charges : si la tension est trop forte, le signal des phonons est masqué par celui des électrons accélérés. De faibles tensions sont alors nécessaires avec comme corollaire une très haute pureté du semi-conducteur.

Les résultats obtenus par les bolomètres sont éloquentes, lorsqu'on constate le nombre très restreint d'individus qui les développent. Ils ont été améliorés depuis en spectrométrie α (8 keV FWHM à 5.3 MeV; équipe italienne) et β (1.2 keV FWHM à 62 keV ; notre groupe) alors

que les autres détecteurs plafonnent à leur seuil limite. Nous en avons donné les raisons au cours du chapitre 3.

Enfin, la figure de cet article (D8 fig. 8b), empruntée à Noël Coron, illustre un détecteur intégral qui est au bolomètre actuel ce que le robot marie est au moulin à légumes. Combien de temps s'est-il écoulé entre le moulin à légumes et le robot marie ?

Nous interprétons alors la différence de forme observée avec l'aide de la figure 5.4 : les expériences 138 et 342 sont représentées sur la colonne de droite. [La colonne de gauche est notre vision de la perte d'énergie d'un alpha dans le cristal (haut) et d'un événement diffusif (bas)].

E - 600 eV SUR LA LIGNE DE BASE.

Nous avons présenté ces résultats à Oxford en septembre 1991. Pour la première fois un bolomètre massif (plusieurs grammes) franchissait le seuil symbolique de 1 keV fixé par toutes les expériences de détection de la Matière Noire.

L'impulsion relevée aux bornes du détecteur associée à un photon de ^{241}Am de 60 keV est représentée en (E3 fig 4), non filtrée. Nous avons déjà parlé de sa forme dans le chapitre 4 (modélisation) et avons conclu à une faiblesse du modèle : en particulier, si l'amplitude semblait du bon ordre de grandeur, la constante de temps de décroissance ne collait pas du tout. De sorte que l'accord sur l'amplitude n'est peut-être que fortuit. Cet accord sur l'amplitude nous a conduit à conclure un peu rapidement que nous vérifiions bien la loi de Debye du saphir (E5 fig 8) : en réalité nous avons bien vu qu'il y avait un problème et que la capacité calorifique totale mesurée semblait être inférieure à la somme des capacités calorifiques estimées de ses différents éléments (cible + thermistor). Nous avons conclu en supposant que la capacité du thermistor était plus faible que prévu, d'une façon arbitraire.

Le spectre obtenu après filtrage des impulsions de 60 keV enregistrées au cours de l'expérience 138 est représenté sur la figure 5 (E4). Nous avons tout d'abord cherché le filtre qui rende maximal de rapport S/B défini dans notre cas par (S =amplitude de l'impulsion/ $B=V_{rms}$ ligne de base), utilisant un filtre numérique passe-bande dont nous avons fait varier les paramètres près de la bande passante de l'impulsion. Nous avons essayé enfin toutes sortes de techniques de filtrage sur ces données : filtre de Wien, gabarits dans le domaine du temps sans résultat plus probant que ce que nous avons obtenu avec un simple filtre passe-bande. Si nous avons bien été en mesure de réduire le bruit sur la ligne de base à 600 eV FWHM, nous

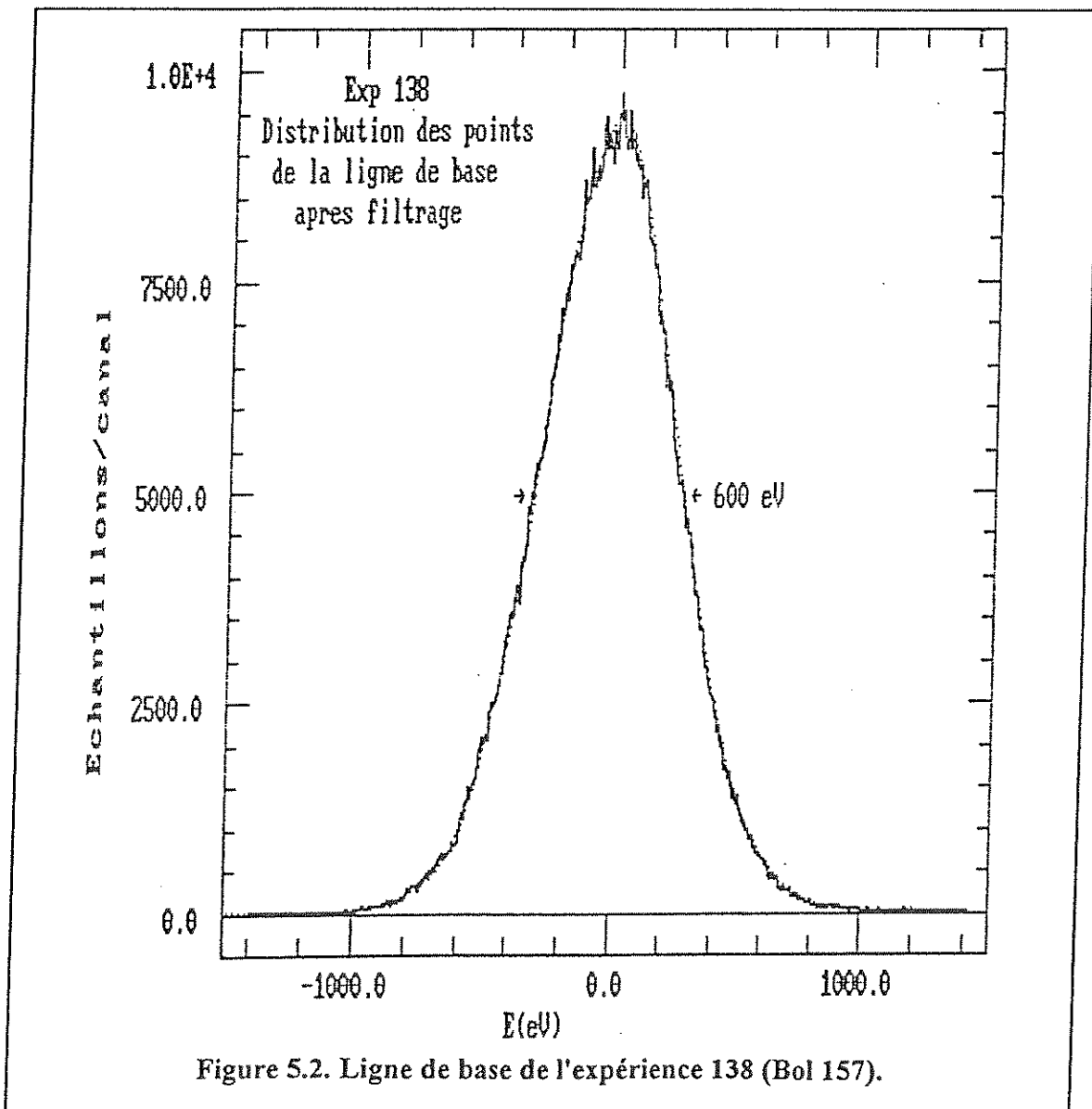


Figure 5.2. Ligne de base de l'expérience 138 (Bol 157).

n' avons pu réduire la largeur du pic relevée de 3.7 keV. Nous faisons un Zoom sur l'échantillonnage de la ligne de base du spectre avec la figure 5.2. Ce sont nos meilleurs résultats. Nous avons démontré que nous avons réellement un détecteur de bas seuil en faisant sortir une impulsion de 2.3 keV de la ligne de base (E4-fig 6), avec apparemment une forme similaire à celle des gammas de 60 keV. Nous ne nous en sommes pas contentés : une simulation nous a montré que nous mesurons les électrons Compton du gamma de 60 keV de ^{241}Am à basse énergie (E7 fig.11). Nous avons ouvert la canne pour retirer la source alpha, la remplaçant par une source de ^{55}Fe (X) et une source de ^{109}Cd (par sécurité) et relancé l'expérience.

Une fuite non localisée est apparue lors de ce changement de source avec probablement un dépôt permanent de ^4He superfluide sur le cristal. Cette fuite se manifestait de façon très évidente : lorsque nous traversons la transition superfluide en pompant sur le bain : les impulsions disparaissaient aussitôt. L'expérience effectuée dans ces conditions est donnée sur la figure 13 (E8). Le bruit est dégradé par rapport à nos meilleurs résultats. Afin de pouvoir tout de même récupérer les impulsions du ^{55}Fe sur lesquelles nous étions incapables de déclencher, nous avons changé la base de temps de $5\mu\text{s}$ à $200\mu\text{s}$. Les événements du ^{55}Fe ont été récupérés sur la ligne de base, ce qui explique le terme utilisé *"trigger set by software"*. La raie du ^{55}Fe sort tout de même : rappelons que les meilleurs résultats sur cette raie sont encore ceux de McCammon avec 7.5 eV sur la ligne de base mais un bolomètre plus petit de 4 ordres de grandeur !

Nous avons consacré beaucoup d'énergie à cette différence entre la largeur de raie et la ligne de base. Les diagrammes de corrélations construits entre l'amplitude et n'importe quel paramètre de l'impulsion ont toujours été des nébuleuses sphériques sans direction apparente. Reprenant une expérience récente qui montrait une dérive franche de température (fin de l'hélium dans le cryostat), nous avons analysé les diagrammes de corrélation amplitude-temps de montée en présence de cette dérive : nous avons repéré un effet très léger susceptible de

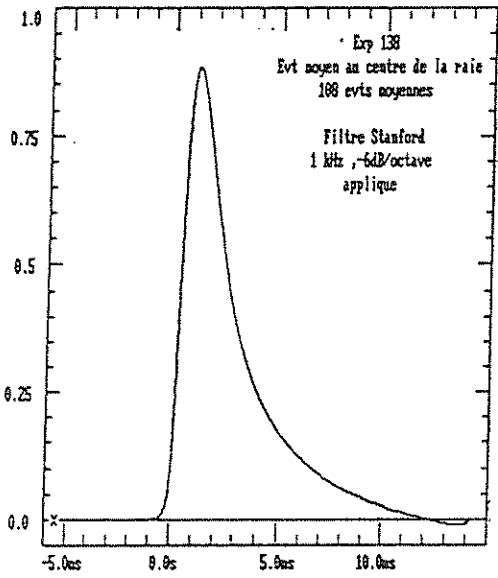
réduire la largeur relevée de 3.7 keV à 3.6 keV seulement. Nous en avons déduit une limitation intrinsèque du bolomètre par un effet non identifié.

Nous avons appris de nos "concurrents" au cours de ce rassemblement à Oxford que leur spectre (bolomètres massifs en Si et Ge) montraient des largeurs identiques sur cette même raie de ^{241}Am et sur la ligne de base. Nous étions rentrés perplexes, pensant que le gap du saphir et ses nombreux pièges étaient responsables de la résolution observée, en raison des gaps faibles de Si et de Ge par rapport au saphir.

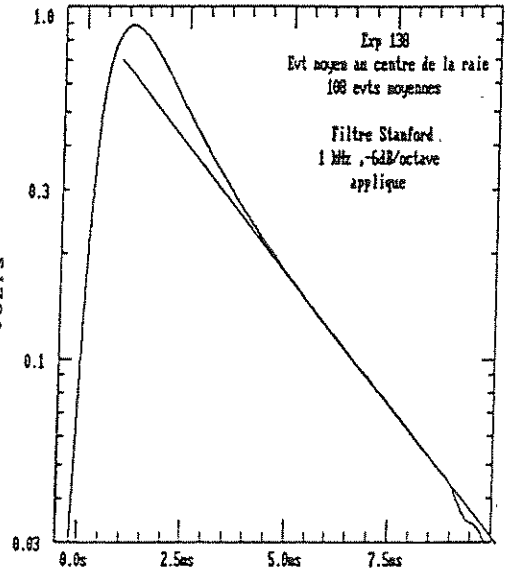
Nous avons vu que cette interprétation n'était pas bonne dans notre discussion sur la recombinaison dans le Chapitre 3 : elle conduit à un facteur de Fano supérieur à 1.

La solution nous est peut être venue beaucoup plus tard, par hasard : lors de cette opération de changement de sources, un petit pion de saphir avait été rajouté sur la face supérieure du saphir à l'opposé du thermistor : l'idée était alors de refaire le montage reproduit en (E2-fig. 2) qui avait donné de très bons résultats en spectrométrie alpha sur le réfrigérateur de New York. Ce pion est resté sur le détecteur depuis, et le nom du bolomètre modifié en Bol 157bis. En analysant la forme des impulsions délivrées par le bolomètre 157 bis au cours de l'expérience 342 de calibration menée dans le tunnel du Fréjus, nous nous sommes aperçus d'un changement de la forme des impulsions par rapport à l'expérience 138 (600eV). Ce changement est manifeste lorsqu'on trace $\text{Log}(V)=f(t)$: nous avons représenté les deux types d'impulsion, sans pion (exp 138) et avec pion (exp 342) sur la figure 5.3 :

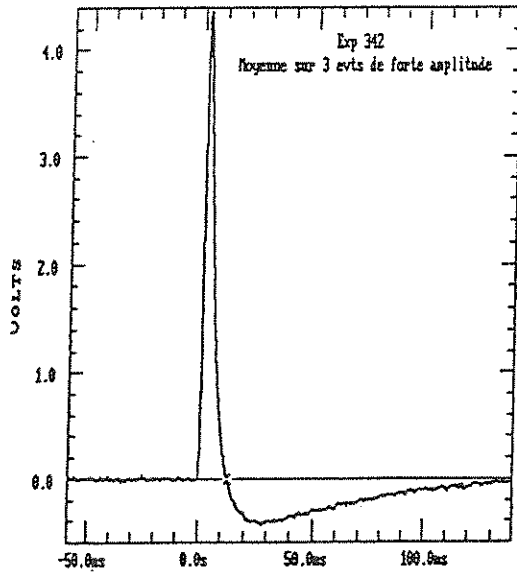
- Il apparaît sur l'impulsion moyenne de l'expérience 138 une composante rapide non thermique, dont on voit la trace au sommet de l'impulsion.



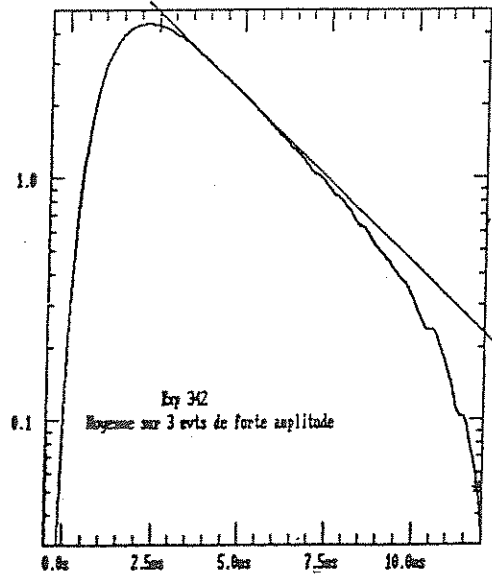
Log
→



(a) V(t) exp 138 (60keV)



Log
→



(b) V(t) exp 342 (122 keV)

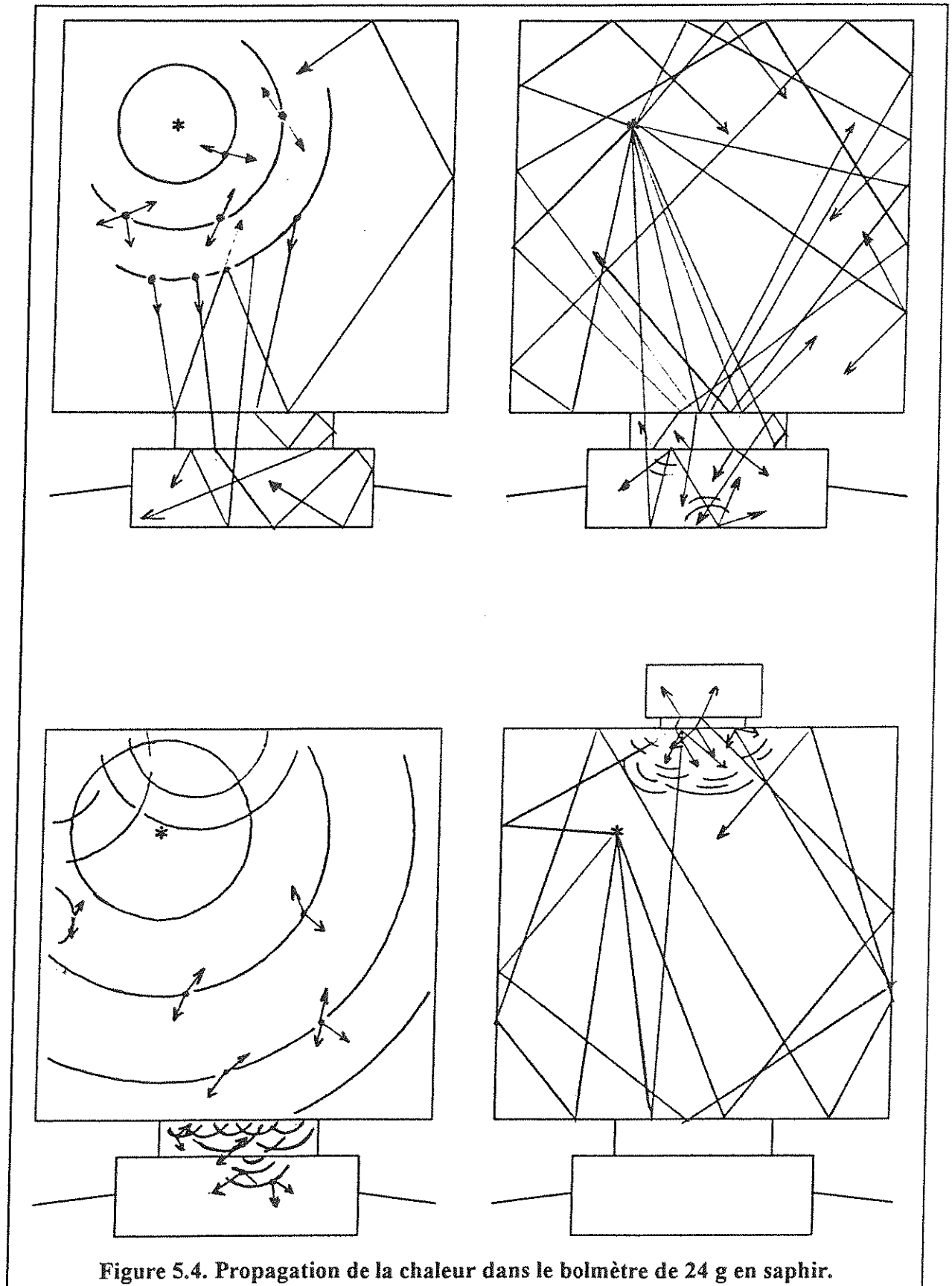
Figure 5.3. Log(V)=f(t) des expériences (a)138 sans pion et (b) 342 avec pion de saphir.

Nous rapprochons la forme des impulsions de l'expérience 138 de la figure 3.21 du Chapitre 3 qui montre l'arrivée de phonons balistiques dans un détecteur rapide.

Nous interprétons alors la différence de forme observée avec l'aide de la figure 5.4: les expériences 138 et 342 sont représentées sur la colonne de droite. [La colonne de gauche est notre vision de la perte d'énergie d'un alpha dans le cristal (haut) et d'un événement diffusif (bas)].

Expérience sans pion de saphir (138; figure haute) :

Nous supposons que le photon (un photoélectron en fait) de 60 keV vu par le cristal perd son énergie en émettant une gerbe de phonons qui se propagent balistiquement dans le cristal. La composante diffusive (phonons de haute énergie) est supposée nulle pour simplifier : nous avons vu combien un tel scénario était vraisemblable à la fin du chapitre 3 (tableau 3.7). Les phonons rebondissent sur les parois du cristal sans se thermaliser, le coefficient de réflexion spéculaire des parois polies du détecteur étant vraisemblablement élevé. Au bout d'un nombre réduit de réflexions, le phonon émis arrive à l'interface colle thermistor qu'il a une probabilité non nulle de traverser. Il se présente plusieurs fois à l'interface puis finalement passe. Le phonon traverse rapidement la colle (elle est mince) après quelques réflexions. Il s'y thermalise probablement aussi en partie, ou peut repartir vers le cristal. Une fraction non négligeable se retrouve dans le thermistor, mauvais conducteur de la chaleur et s'y thermalise. Une majorité de phonons se retrouve ainsi piégés dans le thermistor et y perdent leur énergie. C'est une situation inespérée pour le thermistor qui n'en attendait pas tant : il réagit par une impulsion de tension vigoureuse, en partie masquée par le front de montée. La chaleur repart ensuite vers le cristal **avec une constante de temps plus rapide** que celle donnée par la fuite thermique. Le lien thermique est ici l'interface thermistor-colle, rapide par



construction car l'ensemble cible+thermistor doit être le plus isotherme possible, c'est-à-dire. se thermaliser avant que la chaleur ne reparte.

Expérience avec pion de saphir (342 ; figure basse) :

Le même événement est thermalisé dans le pion cette fois-ci : il faut supposer que le coefficient de transmission des phonons y est beaucoup plus élevé. Nous avons exagéré cette situation en considérant que chaque phonon qui passait était absorbé. Le fait que nous ayons une interface saphir-colle-saphir renforce peut-être le coefficient de transmission pour des raisons d'impédance acoustique ? L'énergie va cette fois-ci dans le pion, puis diffuse dans tout le cristal. La composante balistique précédente n'arrive donc plus dans le thermistor, ce qui se traduit par le changement de forme de la courbe $\text{Log}(V)$. La courbe enregistrée par le thermistor est purement thermique.

En conclusion :

Nous soupçonnons un mécanisme de transfert efficace de l'énergie vers le thermistor (phonons balistiques). Ce pourrait bien être l'explication de la défaillance du modèle dont nous nous sommes rendu compte lorsque nous avons confronté les événements réels aux événements simulés. Nous avons alors conclu que la conductance dynamique du détecteur semblait bien plus importante que sa conductance statique estimée d'après les caractéristiques V-I.

Ce mécanisme de transfert de l'énergie est providentiel pour notre expérience puisqu'il sous entend que le détecteur ne sent pas la capacité de la cible !! Nous pourrions donc prendre

une cible plus massive sans perdre en signal, les phonons créés par l'interaction Wimp-Noyau venant en définitive toujours se piéger dans le thermistor.

L'état de surface semble jouer un rôle essentiel dans le transfert de l'énergie.

La différence de résolution entre la raie et la ligne de base pourrait peut être s'expliquer par le fait que nous perdons une fraction variable des phonons balistiques par la fuite thermique dans laquelle ils doivent se propager sans trop de difficultés ?

F - EFFET MAGNETORESISTANT DES THERMISTORS GE:GA.

Cet article illustre la magnétorésistance des thermistors Ge:Ga fabriqués à l'IAS sous champ magnétique intense. Le réfrigérateur utilisé est celui de Louvain qui est capable de descendre à 5 mK...L'effet magnétorésistant est dû à la déformation des orbites électroniques par le champ B : le recouvrement des orbitales ne se fait plus dans le sens perpendiculaire à la déformation et l'impédance du thermistor augmente. Les caractéristiques V-I sont profondément modifiées par l'application du champ (F3-fig 1) et les courbes R(T) de plus en plus raides. A 50 mK un thermistor de 30Ω passe à $100M\Omega$ lorsqu'on lui applique un champ de 8T...

G - PREMIERS BOLOMETRES SOUS CHAMP MAGNETIQUE.

Cette publication présente les premiers résultats obtenus par un bolomètre sous champ magnétique, à Louvain : alors que l'impédance nominale du thermistor utilisé est de $1k\Omega$ et qu'aucune impulsion ne se voit sur l'oscilloscope, l'application d'un champ de 6T le fait passer à $1 G\Omega$ à courant nul, et à $3.2 M\Omega$ lorsqu'il est polarisé. Des impulsions se distinguent alors très

nettement sur l'oscilloscope (G6-fig.1) et le premier spectre tiré (G6, fig.2) avec une très bonne résolution.

L'application de cette expérience aux bolomètres est immédiate: il devient ainsi possible d'accorder le détecteur en impédance à la chaîne électronique qui lui succède. Rappelons que jusqu'à présent un bolomètre n'est optimisé qu'à une température donnée. Les lois exponentielles de $R(T)$ en sont responsables. Nous avons vu également combien le travail de sélection des Ge:Ga pouvait être ingrat. Les erreurs sont permises à présent, à condition de disposer d'un champ de quelques Teslas bien sûr. Il devient également possible de travailler sur une plage importante de température et donc d'énergie avec le même bolomètre : il est en effet nécessaire de réchauffer le détecteur lorsque l'énergie des particules incidente est trop élevée, afin de rester dans une zone linéaire de réponse du détecteur (Voir Chap. 4, 4.2.6. Non Linéarité).

H - PERFORMANCES D'UN BOLOMETRE DE 100MG.

Il faut remarquer les raies satellites associées aux atomes implantés dans le bolomètre par recul des descendants de ^{226}Ra sur la figure (H-7 fig.7): c'est la première fois qu'elles se détachent aussi nettement. On mesure dans la raie satellite l'énergie de l'alpha + celle du noyau de recul de l'isotope créé (≈ 100 keV) : l'efficacité de conversion en phonons du recul semble être de 100% (par rapport aux alphas) ce qui est de bon augure pour les expériences "Matière Noire".

La bonne résolution de ce détecteur nous a permis de séparer les satellites des raies associées et de faire un calcul original du taux de recul émis par la source, que l'on rapprochera des résultats présentés dans l'article K. Le taux de recul mesuré 0.35 est faible, il indique probablement un vieillissement de la source alpha et une migration des atomes dans le support?

Il y a peut-être une corrélation entre ce taux et le fait que les amplitudes mesurées soient différentes alors que nous nous attendons à un équilibre séculaire de la chaîne radioactive. Il pourrait s'agir aussi bien d'une réponse différentielle du détecteur sur les alphas. Le LPRI n'a pas été en mesure de nous fournir des données sur le vieillissement de leur source.

Une autre mesure originale est celle du temps de vie du ^{214}Po après implantation par recul de ^{214}Bi dans le détecteur par l'enregistrement simultané du β de désintégration de ^{214}Bi (spectre continu) et de l'alpha de désintégration de ^{214}Po 160 μs après (H-8 fig. 8).

I - UN BOLOMETRE DE 2G EN LiF : CALIBRATION ET SPECTROMETRIE DES NEUTRONS.

Cet article nous tient plus particulièrement à coeur: nous avons beaucoup travaillé sur le bolomètre de 2g en LiF et sa réponse sur les neutrons après avoir mis en évidence un nouvel effet.

La procédure de calibration est essentielle dans ces mesures : l'effet observé – une réponse différentielle du bolomètre sur des particules de nature différente mais de même énergie – ne s'observe que lorsque la non-linéarité d'origine thermique (le détecteur est trop froid !) a été corrigée sur les mesures. Une preuve expérimentale a été donnée de cet effet en parfaite rigueur expérimentale.

Nous avons analysé les possibilités de ce type de détecteur pour la spectrométrie des neutrons : elles sont nombreuses. Il nous est apparu qu'un tel détecteur n'avait pratiquement pas d'équivalent dans la gamme d'énergie des neutrons rapides comprise entre 10 keV et 100keV (voir Chapitre 6 -Perspectives §6.2.1).

Une application à la détermination du fond ultime dans les expériences de détection de la Matière Noire a été proposée.

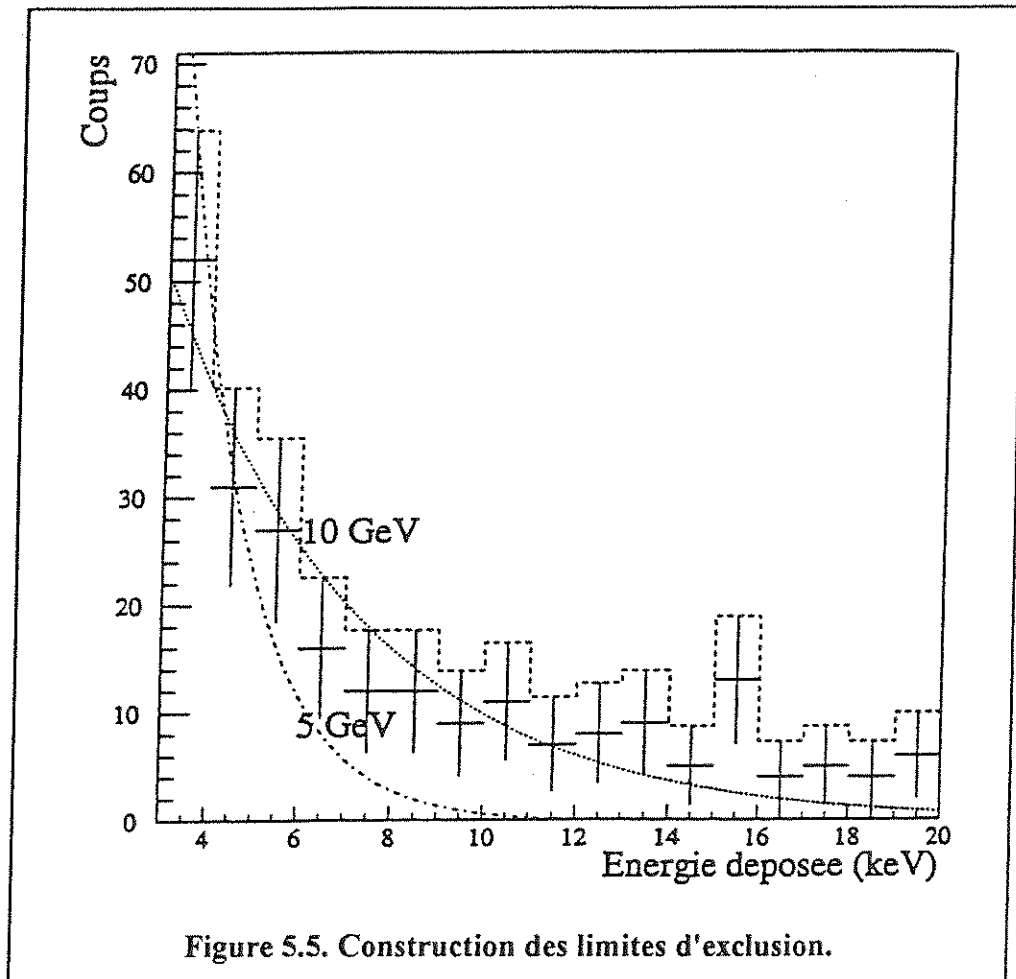
J - LE BOLOMETRE DE 24g DANS LE TUNNEL DU FREJUS : MESURES DU FOND A 3 KEV DE SEUIL.

Avec cet article, nous revenons chez les astrophysiciens pour leur signifier que les choses ont bien avancées. Nous profitons de notre expérience très rapide (3 semaines) avec le détecteur de 24g en saphir dans le tunnel du Fréjus pour prendre date : le spectre présenté (J2 fig.2) est le premier spectre bolométrique mesuré en tunnel à ce niveau de seuil (3 keV). C'est également le premier spectre en équivalent d'énergie de recul pur : les détecteurs traditionnels doivent convertir le peu de charges qu'ils mesurent avant de présenter un spectre dans ces unités (voir notre discussion sur la théorie de Lindhard, Chap. 3, 3.6.2. Noyaux de recul).

De nouvelles limites d'exclusion ont pu être tracées par la seule vertu du seuil bas et ceci malgré un bruit de fond élevé (le cryostat utilisé n'ayant fait l'objet d'aucune sélection de matériau au préalable).

Les limites d'exclusion des diagrammes sont déduites des faisceaux de courbes de recul (paramètre=masse du WIMP) dans le saphir dont la figure 5.5 donne un aperçu. Le modèle du halo est le modèle conventionnel avec les paramètres suivants :

- Densité du halo $\rho \approx 0.3 \text{ GeV.cm}^{-3}$
- Vitesse de la terre $v_{\text{terre}} \approx 249 \text{ km.s}^{-1}$
- Dispersion de vitesse dans le halo $v_{\text{rms}}(\text{Wimps}) \approx 300 \text{ km.s}^{-1}$
- Vitesse de libération $v_{\text{lib}} \approx 600 \text{ kms}^{-1}$



K - SPECTRE BOLOMETRIQUE DES NOYAUX DE RECOL DE ^{210}Po .

Cet article est en cours de soumission : il s'agit d'une mesure nouvelle dont nous espérons que les applications seront nombreuses. Le spectre de tous les atomes de recul d'une source alpha (^{210}Po) est enregistré pour la première fois, à cela deux raisons :

- Les atomes de recul sont non ionisants : ils échappent aux détecteurs classiques, mais pas au bolomètre.

- Il faut un seuil bas pour les observer. Cette condition était déjà remplie par nombre de bolomètres sans que personne n'ai eu l'idée de regarder ce qui sortait des spectres alphas. C'est probablement notre familiarité avec les sources alphas qui nous a mis sur la piste de cette expérience.

Les conséquences pratiques de cette expérience sont nombreuses et certaines verront probablement le jour.

Chapitre 6

Perspectives

Les perspectives ouvertes aux bolomètres sont nombreuses : certaines sont annoncées par les résultats que nous avons publiés. Les unes ont une incidence directe sur les expériences de détection de la Matière Noire, les autres sont plutôt du ressort de la physique nucléaire ou de la physique des solides.

6.1. DETECTION DE LA MATIERE NOIRE SOUS FORME DE WIMPS.

6.1.1. CALIBRATION.

Nous nous attendons à une conversion de l'énergie d'un atome de recul en phonons avec une efficacité proche de 100% (cf. Chapitre 3 ; §3.6). Le problème qui nous préoccupe ici est la soustraction du bruit de fond. Il est fort possible qu'une partie de l'énergie soit en effet perdue lorsque la particule détectée est une particule ionisante comme un photoélectron (non recombinaison des paires électron-trou...). Les spectres calibrés d'après les raies X du fond ne reflètent plus dans ce cas l'énergie réelle des atomes de recul... et conduisent à des valeurs sous-estimées du seuil. La position d'un seuil calibré par des raies X à 2 keV pourrait être ainsi ramenée à 1 keV. Les limites d'exclusion dans les diagrammes σ - M_W déduites de nos mesures seraient alors bien plus sévères que ce que nous pensions. Nous pouvons même manquer leur détection en raison d'une mauvaise interprétation de nos données !.

Des solutions existent...

◆ *FAISCEAU DE NEUTRONS PULSES.*

Nous avons vu que les neutrons rapides de quelques keV présentaient la même signature dans un détecteur que la diffusion d'un Wimp du halo. Ce qui peut constituer une gêne. Les sections efficaces ne sont pas du même ordre de grandeur, fort heureusement, ce qui permet d'envisager une calibration de notre détecteur par les neutrons rapides. Des expériences de diffusion de neutrons sur des cibles cristallines (Si, Ge) montées en diodes à ionisation ont déjà été effectuées sur le faisceau de neutrons pulsés de Bruyères-le-Châtel (CEA). Le but initial de ces expériences est de mesurer le facteur de conversion à appliquer au signal des détecteurs à ionisation pour transformer leurs mesures en *énergie équivalente de recul*. C'est ainsi que les premières limites sur les Wimps dans le diagramme σ - M_W ont pu être mises par les détecteurs à ionisation par la collaboration UCSB/LBL/UCB/Saclay. Ces limites ont été reprises dans la figure (J3-fig.4).

Le principe de ces expériences est d'utiliser un faisceau pulsé de neutrons monocinétiques, dont on regarde la diffusion sur une cible à 90° de l'angle d'incidence. On mesure en coïncidence le signal du détecteur, et, par application élémentaire des lois de la cinématique, on peut connaître exactement l'énergie de recul de l'atome bousculé par le neutron. On peut bien sûr choisir tout autre angle que 90° , ou construire un *hodoscope* à neutrons. Le spectre des énergies de recul est plat avec une coupure au seuil cinématique. On peut également ne pas détecter le neutron émergent et faire une mesure sur ce coude : cette mesure utilisée dans les premiers temps est très imprécise et soumise à de nombreux biais. Les caractéristiques de l'expérience menée par la collaboration UCSB/LBL/UCB/Saclay en 1989 sont les suivantes [6.1].

- Les neutrons sont produits au cours d'une réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. Les atomes d'une cible de ${}^7\text{Li}$ sont irradiés par un faisceau de protons accélérés par un Van de Graaf.
- Le faisceau est pulsé à 2.5MHz : le top produit ($t=0$) permet de rejeter une bonne partie du bruit de fond propre à cette expérience (gammas) par une mesure simultanée du temps de vol du neutron.

Nous pouvons penser à appliquer cette méthode de calibration à notre détecteur, en remplaçant la cible en Ge ou Si par celle d'un bolomètre. Cette idée se heurte pourtant à plus d'une difficulté :

- Les constantes de temps des bolomètres (ms) et des détecteurs utilisés dans la chaîne de mesure des neutrons (ns) sont très différentes. Dans le temps de montée des bolomètres, le détecteur de neutron placé à l'angle de diffusion sélectionné peut détecter un bon nombre d'événements parasites, produits par exemple par diffusion sur les parois du cryostat. Il ne pourra les rejeter tant que la porte logique ouverte par le bolomètre n'est pas fermée. La seule solution consiste alors à définir avec une très bonne précision le début du temps de montée, avant qu'un neutron parasite ne soit enregistré dans le détecteur extérieur. Ce qui n'est pas du tout évident...
- Empilements : en raison de la réponse lente du bolomètre, les flux de neutrons devront être réduits en proportion du rapport des constantes de temps (il y a 6 ordres de grandeur de la ns à la ms !) pour une cible de la même masse (0.2g), sinon le bolomètre risque d'intégrer l'énergie des différents atomes de recul. Le flux de neutrons devra ainsi être réduit à environ 10 neutrons/sec/sr : nous ne pensons pas qu'un faisceau puisse atteindre des intensités aussi faibles sans difficulté.

Nous ne sommes pas prêts à soumettre impunément nos meilleurs cristaux et cryostats à un flux de neutrons et de gammas. L'activation neutronique existe : c'est un excellent moyen de produire de la radioactivité à l'intérieur du cristal... Il faut donc envisager de faire une telle

calibration sur un autre détecteur que celui que nous destinons à notre expérience, ce qui retire tout de même beaucoup d'intérêt à cette calibration.

Pour les mêmes raisons, personne ne pense non plus à installer une telle installation de calibration en tunnel, près des détecteurs les plus sensibles et les plus propres du point de vue de la radioactivité. Une protection correcte du fond naturel n'est donc pas envisageable et la mesure se fera au sol. C'est une difficulté de plus, si l'on souhaite calibrer des énergies de recul – un spectre plat – avec cette méthode.

◆ *NOYAUX DE REcul (^{210}Po).*

Devant toutes ces difficultés, nous avons réfléchi à un autre procédé de calibration, si possible en ligne du détecteur. Notre discussion sur la perte d'énergie de l'atome de recul dans le cristal nous a amenés à faire le rapprochement avec les atomes éjectés par les sources alphas. Cette émanation des sources alphas était complètement oubliée, en particulier par leurs fabricants, qui n'avaient aucun moyen de la détecter, faute de bolomètre!

Une source de ^{210}Po a donc été montée devant un bolomètre en diamant et nous avons regardé ce qui sortait de cette source, indépendamment de l'état de charge des atomes émergents, ce qui n'avait jamais été fait (K9-fig 4). Il apparaît bien une raie que nous pouvons utiliser comme source de calibration. De plus, si nous sommes capables d'isoler la fraction la plus chargée des atomes ^{206}Pb émergeant de la source – par un dispositif électrostatique par exemple –, nous nous attendons à une raie encore mieux définie ! Cette fraction (de charge +2 probablement) correspond aux atomes de recul qui ont traversé la plus fine épaisseur de source. Nous avons détaillé dans cet article les raisons pour lesquelles nous avons identifié ^{210}Po comme source unique pour étudier les atomes de recul parmi toutes les sources alphas : ^{210}Po n'a pratiquement pas d'émission gamma. L'intensité du gamma émis (800keV) est de

10^{-5} . Le noyau fille est ^{206}Pb , stable. Une source de ^{210}Po irradiant en permanence le bolomètre ne devrait pas perturber sa mesure, tout en fournissant :

- **Une calibration presque parfaite de l'énergie de recul**, faite à 100 keV il est vrai. Si le détecteur est linéaire, ce n'est plus un problème. Le fond intrinsèque de ces sources à basse énergie est faible. On peut mettre un chopper pour arrêter les alphas et les atomes de recul si ce fond devait gêner, et ne l'activer que durant la mesure. Mais nous pouvons également ralentir et choisir l'énergie incidente des atomes sur la cible. Une alimentation HT de 103kV devrait suffire...avec quelques précautions, mais on trouve déjà 30 kV dans un téléviseur.
- Une calibration continue du détecteur à haute énergie (alpha) pour la correction des dérives de température.

Seuls problèmes envisagés :

- La décroissance rapide de ces sources qui ont un temps de 1/2 vie de 130 jours seulement.
Solution : Un diaphragme réglable que l'on ouvre à mesure que la source vieillit.
- Le détecteur est attaqué en surface et non en volume comme dans l'interaction matière noire. Nous pourrions observer une éventuelle perte d'énergie par pulvérisation de la surface du détecteur (sputtering)
Solution : études préalables avec un autre bolomètre en regard du premier pour détecter les atomes pulvérisés.

◆ SOURCES ELECTROSTATIQUES :

Une source d'électrons accélérés par un procédé électrostatique, miniature et refroidissable aux températures des réfrigérateurs à dilution serait du plus haut intérêt pour les calibrations aux basses énergies des expériences de détection de la matière noire. En effet :

- Nous pourrions choisir précisément l'énergie de calibration, entre 100eV et 100 keV.
- Nous éviterions d'approcher des sources radioactives du détecteur dans une mesure de fond.
- Nous pourrions envoyer à loisir, rapidement, une impulsion sur le détecteur ou éteindre la source lorsqu'elle ne sert plus.

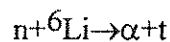
A notre connaissance, une telle source n'existe pas. Si nous pouvons imaginer sans difficulté un petit montage électrostatique refroidissable, nous devons trouver une source d'électrons. Un filament incandescent (émission thermoionique) est évidemment exclu à ces températures car il serait vu par le détecteur. De plus, les intensités dont nous avons besoin sont infimes : pour un bolomètre ayant une constante de temps de l'ordre de 10ms, nous ne pouvons envoyer d'électrons sur la cible qu'avec une cadence de 10Hz au maximum, soit un courant délivré de $1.6 \cdot 10^{-18} \text{A}$!!! L'émission thermoionique d'électrons à 50mK semble complètement exclue malgré la faiblesse du courant dont nous avons besoin (il intervient dans le calcul de l'émission un terme exponentiel $e^{-\frac{W}{kT}}$, où W est le travail d'extraction de l'électron de l'ordre de 5eV : à 50mK le facteur de l'exponentiel est -60 !). Les idées qui nous viennent à l'esprit sont, par exemple, d'utiliser, pour produire des électrons libres à 50mK,

- *Le pouvoir des pointes*, pour abaisser ainsi le travail d'extraction.
- Une photocathode éclairée par une fibre optique... la cathode pouvant être du type *cathode à affinité électronique négative* (NEA) dont l'avènement a permis d'augmenter considérablement le rendement quantique de l'émission secondaire des dynodes (Knoll [6.2], p. 257).

Il faudrait également n'envoyer qu'un électron à la fois.... Une autre difficulté à résoudre : la rétrodiffusion éventuelle sur la surface du cristal avec perte d'énergie associée... Cette rétrodiffusion est responsable du continuum observé dans les spectres des électrons rapides en spectroscopie Bêta. La fraction d'électrons rétrodiffusés croît fortement en fonction du Z de la cible. Elle atteint ainsi 50 % sur une cible en or (Au, Z = 79), mais 4 % seulement sur une cible en diamant (C, Z = 6) pour des électrons incidents de 20 keV. Néanmoins, la calibration devrait toujours être possible sur le pic de "pleine énergie" (électron complètement absorbé).

◆ UNE PASTILLE DE ${}^6\text{LiF}$

Une solution possible à tous les problèmes de calibration serait peut-être d'utiliser une fois de plus la réaction



de la façon suivante : on monte sur le bolomètre une pastille de ${}^6\text{LiF}$, dont la capacité calorifique est maintenue dans les limites imposées par l'expérience, et on irradie cette pastille avec une source de neutrons lents, de faible activité, extérieure (${}^{252}\text{Cf}$ + paraffine par exemple). La section efficace très importante de capture du ${}^6\text{Li}$ (960 barns sur les neutrons thermiques) est suffisamment élevée pour empêcher de contaminer le cryostat par activation neutronique. L'avantage d'un tel montage est dans sa mobilité : on peut mettre la source et la retirer à sa guise, tandis que le signal délivré est plus qu'honorable (4.78 MeV).

6.1.2. REJET DES EVENEMENTS DU FOND.

Les événements du fond attendus dans les expériences de détection de la Matière Noire sont, à l'exception des neutrons rapides, des particules dont le pouvoir ionisant est élevé, principalement des électrons créés par effet photoélectrique, effet Compton ou désintégration Bêta. Le signal attendu dans notre expérience, un atome de recul d'une énergie typique de l'ordre du keV est, quant à lui, un événement qui perd son énergie dans le cristal par collisions

atomiques, avec création de charges nulle ou infime (Voir Chap. 3, 3.6.2. Perte d'énergie des particules dans les cibles diélectriques).

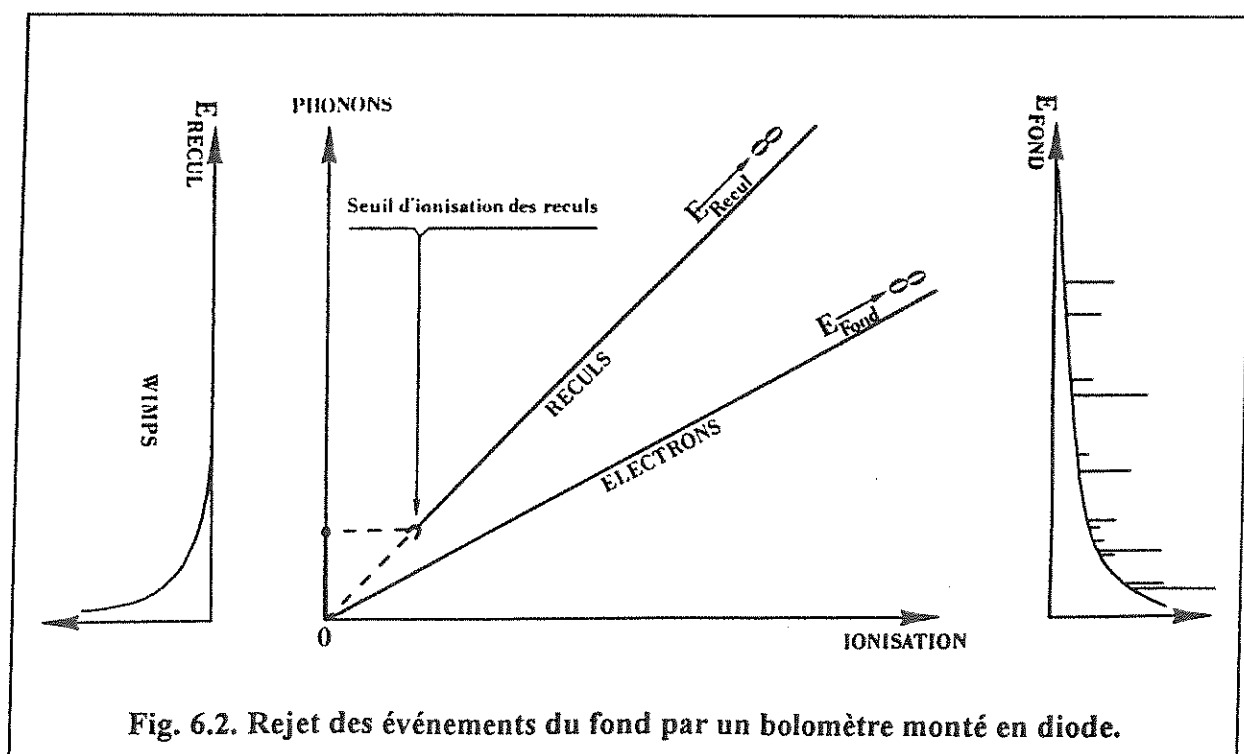
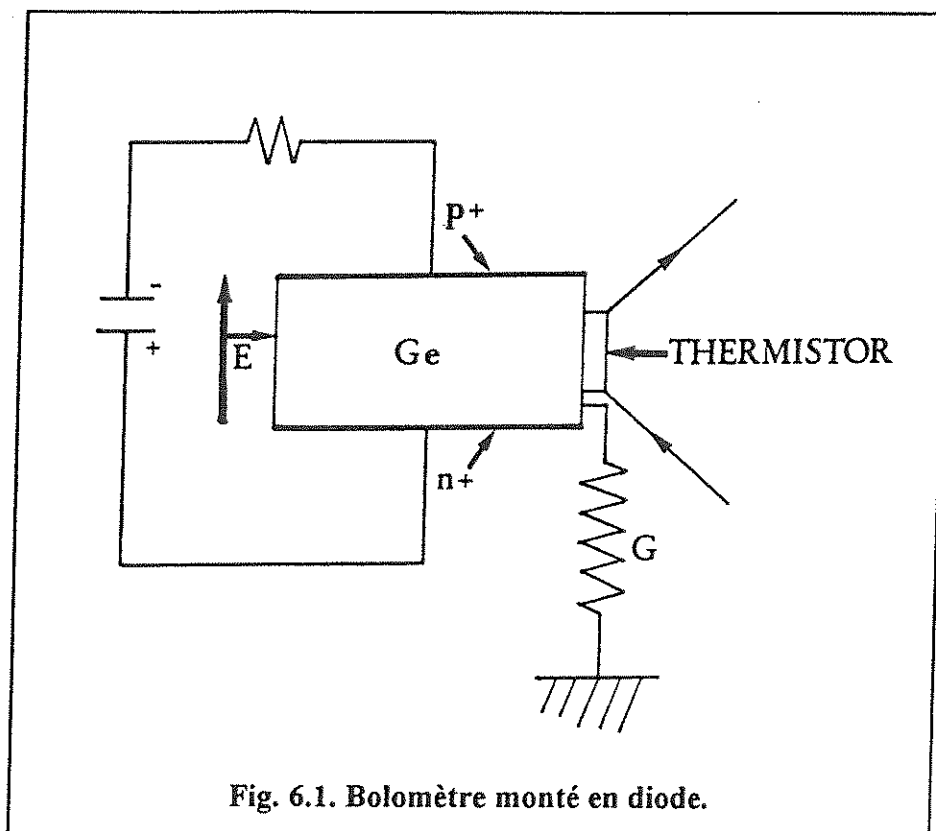
Cette distinction dans la façon dont l'énergie est convertie peut être mise à profit dans les expériences où le détecteur mesure simultanément des signaux de nature différente : phonons, charges, lumière. Le principe de ces expériences est de mesurer la fraction de l'énergie perdue dans les "canaux" énergétiques autres que les phonons, ce qui implique la récupération de cette information avant la thermalisation. Le taux de rejet des événements du fond attendu est important. Il dépend étroitement de la résolution observée dans tous les canaux à basse énergie. Les détecteurs proposés sont donc appelés à se développer dans cette direction. Ils ne pourront pas faire l'économie d'une bonne résolution à basse énergie, même s'ils ont résolu le problème du seuil. Les démonstrations expérimentales de cette possibilité sont en cours.

◆ *MESURES SIMULTANÉES.*

- Charges/Phonons.

La possibilité de discriminer un signal "Matière Noire" d'un électron de même énergie par la mesure simultanée des impulsions thermiques et électriques dans un bolomètre monté en diode (fig. 6.1) a été prouvée expérimentalement par les équipes anglaise sur Si et américaine sur Ge. Dans ce montage, le thermistor enregistre l'impulsion de chaleur (quelques ms), tandis que les charges créées par la particule incidente sont collectées par l'application d'un champ électrique qui les dirige vers les électrodes, ce qui demande environ 1 μ s.

Le principe du rejet des événements du fond par un tel détecteur est illustré sur la figure 6.2. Nous avons représenté sur cette figure les deux canaux de mesure, charges et phonons, pour des électrons (produits par exemple par une source Gamma) et pour des atomes de recul (produits par des neutrons rapides ou par la diffusion d'un Wimp dans la cible).



La pente absolue de la courbe correspondant aux électrons est connue . On peut la déduire immédiatement de l'énergie moyenne dépensée par création de paires électron-trou $\langle E_{\text{paire}} \rangle = 2.8E_G + \langle E_R \rangle$ (voir Chap. 3, formule (48)). Cette énergie est répartie, d'une part en E_G - énergie effectivement dépensée pour faire franchir le gap aux électrons -, et d'autre part en phonons, soit $1.8 E_G + \langle E_R \rangle$. Il vient ainsi pour Ge une pente absolue de 3. La pente de la courbe correspondant aux reculs (qui fait l'objet de la théorie de Lindhard) est mal connue aux basses énergies. Dans l'hypothèse de l'existence d'un seuil d'ionisation des atomes de recul, cette courbe est un pur signal de phonons en dessous du seuil. On peut voir que l'existence d'un tel seuil améliorerait considérablement le taux de rejet puisque une simple anticoincidence sur les deux voies suffirait à signer un atome de recul. Dans la pratique, l'axe de la courbe des électrons est à 45° (pente 1). (Voir fig. 6.3. a) et b), ci-après). Le passage des anciennes coordonnées aux nouvelles se fait donc de la façon suivante : on multiplie la valeur relative relevée en abscisse par 0.36 ($1/2.8$) pour déterminer la fraction de l'énergie absolue dépensée en ionisation, et on multiplie par 0.64 ($1.8/2.8$) la valeur relative relevée en ordonnée pour déterminer l'énergie absolue cédée aux phonons.

L'équipe de Berkeley [6.3] a fait ainsi fonctionner un bolomètre massif de 60g en Germanium, refroidi à 25 mK. La source utilisée pour produire les électrons est une source de ^{241}Am (Gammas de 60 keV). Le diagramme des amplitudes des signaux relevés sur les deux voies est représenté sur la figure 6.3. a).

Les neutrons rapides utilisés pour produire les atomes de recul sont émis par une source de ^{252}Cf (neutrons de fission, d'énergie moyenne 2 MeV). L'atome de recul de Ge produit par de tels neutrons a une énergie maximale d'environ 100 keV. Le diagramme correspondant qu'ils ont obtenu est représenté sur la figure 6.3. b). Ils démontrent ainsi leur capacité de rejeter les événements du fond jusqu'à des énergies de l'ordre de 2 keV mesurés sur la voie d'ionisation. La résolution annoncée est de l'ordre de 700 eV rms sur les deux voies. Le taux de rejet à 60 keV est supérieur à 90 %.

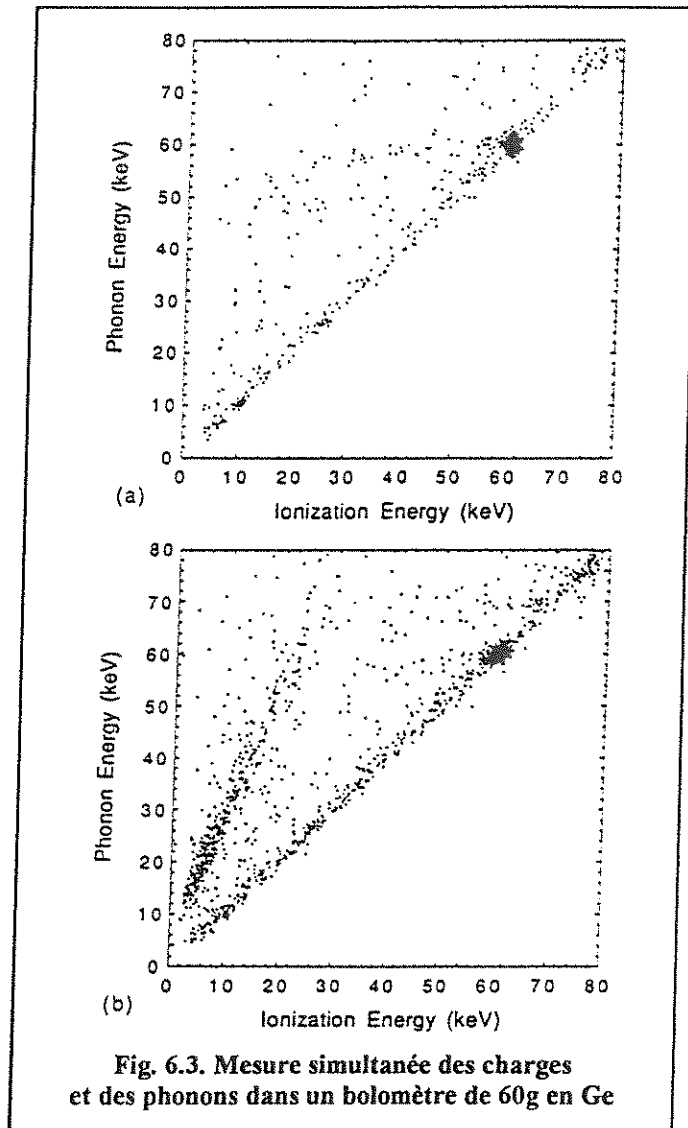


Fig. 6.3. Mesure simultanée des charges et des phonons dans un bolomètre de 60g en Ge

L'équipe anglaise [6.4] a de même démontré la possibilité de discriminer des reculs d'événements ionisants dans un bolomètre en Si de 0.25g refroidi entre 30 et 50 mK. Ils ont utilisé, quant à eux, une source de Am-Be pour produire des neutrons rapides. Leur seuil de rejet est d'une cinquantaine de keV.

La difficulté de ces expériences, entre autres, réside dans la collecte des charges. La tension à appliquer est limitée par l'effet Luke : les porteurs accélérés par le champ électrique acquièrent une énergie cinétique transformée en chaleur (phonons) lorsqu'ils arrivent au niveau des électrodes [6.5]. Ce signal de phonons peut complètement masquer la

composante thermique créée lors du ralentissement de la particule. En pratique, les tensions à appliquer sont limitées à quelques Volts, à comparer au millier de Volts généralement appliqué dans les diodes à semiconducteur. En raison de ces faibles tensions, la cible doit être choisie en matériau ultra-pur sous peine de perdre une fraction importante des charges par recombinaison ou piégeage au niveau des impuretés.

- Lumière/Phonons.

La mesure simultanée des phonons et des photons dans un cristal scintillateur comme moyen de discrimination a été proposée en 1988 par L. Gonzalez-Mestres et D. Perret-Gallix [6.6]. L'efficacité différente d'un scintillateur en réponse à un atome de recul ou un photon est reconnue : de telles mesures effectuées à 300 K sur un scintillateur NaI ont permis de mettre de nouvelles limites dans les diagrammes d'exclusion σ - M_W [6.7]. La faisabilité d'une discrimination fondée sur le pouvoir ionisant, en ne regardant que la lumière, a été prouvée par le groupe italien sur un cristal de CaF_2 dopé à l'Europium (0.03 %) et refroidi à 30 mK [6.8]. La présence de l'Europium à ce taux d'impureté n'a pas affecté le signal thermique d'un bolomètre construit avec un cristal de même nature.

Nous avons, de notre côté, mis en évidence une réponse dépendant de la nature de la particule incidente dans un bolomètre de 2g en LiF refroidi à 80 mK (cf. Publication I). Cette mesure a été effectuée sur la voie thermique. Les particules regardées dans cette expérience ont la même énergie : il s'agit, d'une part d'un alpha de 4.783 MeV de ^{233}U , d'autre part des produits de la réaction $^6\text{Li}(n,\alpha)t$ qui se partagent une énergie de 4.782 MeV (Q de la réaction). Un défaut d'énergie de 30 keV environ sur la voie thermique a été reporté pour le couple (alpha,t) (cf. Publication I, figs. 2, 3, 4). L'émission de lumière de ce cristal sous irradiation alpha a été démontrée de manière indépendante jusqu'à 30 K. Le pouvoir moyen ionisant du couple (alpha,t) est plus important que celui d'un alpha de la même énergie. On peut interpréter ces résultats comme le signe d'une émission lumineuse plus intense dans le cas du couple (alpha,t). Il est probable que de telles possibilités de discrimination existent également entre atomes de recul et photoélectrons à basse énergie.

Cependant, nous devons nous attendre à une efficacité de rejet moins bonne que celle qu'on peut espérer atteindre en mesurant les charges. Les détecteurs à scintillation ne brillent pas par leur résolution.

◆ *MESURE DES NEUTRONS PAR UN COUPLE DE BOLOMETRES ${}^6\text{LiF}$ - ${}^7\text{LiF}$.*

Les neutrons rapides constituant le fond ultime des expériences de détection de la Matière Noire sous forme de Wimps (même signature), nous avons réfléchi à un moyen de mesurer leur flux.

Il est apparu, au cours d'expériences sur le bolomètre en 2g de LiF, que nous pouvions même proposer d'en faire la spectroscopie. La réaction ${}^6\text{Li}(n,\alpha)t$ peut être utilisée dans ce but (voir § Perspectives Spectrométrie Nucléaire). Le défaut de masse de cette réaction (4.78 MeV) est dans une région où les événements du fond – des alphas provenant des chaînes de U et Th – sont rares dans les cristaux de synthèse, et bien identifiés. L'idée que nous avons est donc la suivante : faire la mesure des neutrons rapides qui donnent des énergies de recul de l'ordre du keV à des énergies de l'ordre de 5 MeV. Cette mesure faite, nous devrions pouvoir soustraire la composante des neutrons rapides à basse énergie, si nous connaissons leurs sections efficaces de diffusion sur tous les matériaux environnant le détecteur.

Nous prévoyons ainsi, dans un avenir que nous espérons proche, que les expériences de détection de la Matière Noire seront toutes équipées d'un bolomètre massif en ${}^6\text{LiF}$ à proximité du détecteur proprement dit de l'expérience. Une mesure simultanée effectuée sur un bolomètre en ${}^7\text{LiF}$ de même taille, à proximité immédiate du premier, devrait permettre - par soustraction - une estimation du flux de neutrons rapides avec une sensibilité sans précédent. [La firme Harshaw propose des monocristaux de LiF enrichi en ${}^6\text{Li}$ à 96 % et en ${}^7\text{Li}$ à 99.93 %].

La possibilité de mesurer le spectre des neutrons rapides avec des bolomètres en LiF pourrait intéresser les expériences souterraines, pour lesquelles il peut constituer un bruit de fond gênant. La résolution que nous pouvons espérer obtenir actuellement sur un tel spectre est de l'ordre de 10 keV.

6.1.3. BLINDAGE.

◆ *PLOMB ROMAIN.*

Nous avons depuis peu à notre disposition les lingots de plomb d'une épave du IV^{ème} siècle après J.-C., trouvée près des côtes bretonnes de Ploumanac'h [6.9]. Dans tous les blindages en plomb utilisé dans les expériences à bas bruit de fond radioactif, la présence de l'isotope ^{210}Pb , émetteur alpha de 22 ans de durée de vie, est une gêne en raison du fond gamma associé à cette désintégration. La purification isotopique de ce plomb est extrêmement coûteuse. La découverte providentielle du plomb de Ploumanac'h nous permet d'espérer, à court terme, une réduction très importante du bruit de fond autour de nos bolomètres massifs. Nous avons montré, avec nos mesures dans le tunnel souterrain du Fréjus par notre détecteur de 24g de saphir, combien une telle réduction était souhaitable. Nous n'avons pas pu profiter de l'excellent seuil de ce détecteur pour placer des limites plus larges dans les diagrammes d'exclusion σ - M_W , en raison de ce bruit de fond (cf. Publication J, figs. 2, 4, 5).

Philippe Hubert, spécialiste des faibles radioactivités, a réalisé un nouveau blindage de son détecteur en Ge installé dans le tunnel du Fréjus : le bruit de fond qu'il a mesuré est divisé par un facteur 2 ...

6.1.4. AMELIORER LE SEUIL.

La question du seuil est, en toute évidence, le problème central des expériences de détection de la Matière Noire sous forme de Wimps. Elle est étroitement associée à celle de la résolution. Nous identifions comme sources principales de dégradation de la ligne de base de notre détecteur le bruit d'origine électronique et la microphonie.

Nous avons vu, en conclusion de 4.2.2. Bruit (Chap.4) que nous étions limités dans nos meilleurs résultats par le bruit de l'amplificateur, alors que notre montage présentait très peu de microphonie.

◆ *SUPPRESSION DE LA MICROPHONIE PAR UN MONTAGE DIFFERENTIEL A DEUX BOLOMETRES.*

Deux bolomètres identiques en tous points, montés de façon symétrique par rapport à l'axe d'un réfrigérateur à dilution, devraient présenter, en sortie de thermistor, une ligne de base modulée de la même façon par les sources de microphonie. Un simple montage différentiel permettrait donc de soustraire complètement la part de la microphonie de la largeur mesurée sur la ligne de base.

La disponibilité de thermistors en Ge-NTD dont les caractéristiques sont facilement reproductibles devrait aider à réaliser un tel couple de bolomètres "jumeaux".

Des mosaïques de bolomètres massifs sont en construction qui permettront de tester bientôt ces idées ...

◆ *UNE ELECTRONIQUE REFROIDIE.*

Nous avons vu dans le chapitre 4 au cours de notre discussion sur le bruit de l'expérience 138 que nous étions limités par le bruit de courant de l'étage d'entrée de l'amplificateur. Il existe une façon simple de réduire ce bruit : le refroidissement. Le courant de fuite dans la grille I_G chute fortement lorsque la température du transistor décroît (cf. formule 69, chap. 4, 4.2.2. Bruits). En pratique, le préamplificateur peut être refroidi sur une des platines du réfrigérateur à dilution.

Un préamplificateur refroidi a différents avantages :

- 1)- La réduction du bruit : Outre la réduction du bruit de courant i_n , le bruit Johnson des différents composants résistifs du préamplificateur est réduit.
- 2)- La réduction de la microphonie : En rapprochant le préamplificateur du thermistor, la longueur des câbles diminue ainsi que les capacités parasites associées. Il en résulte une réduction du microphonisme induit par pick-up.
- 3)- L'amélioration de la bande passante : Pour les mêmes raisons, la bande passante du signal est élargie vers les hautes fréquences, et l'amplitude du signal délivré par le bolomètre est moins tronquée.

Et des inconvénients. Il faut maintenant dissiper dans le réfrigérateur la puissance d'alimentation du préamplificateur, ce qui peut poser des problèmes lorsque la puissance de réfrigération est limitée. De plus, les transistors JFET en Si ne doivent pas être refroidis en dessous de 77 K (sous peine de ne plus voir de conduction) : on ne peut donc pas tant rapprocher le transistor du détecteur, lui-même refroidi à $T < 100$ mK. Le bruit en tension peut également remonter à basse température (voir le comportement des paramètres définis dans la formule 69 avec la température, chap. 4, 4.2.2. Bruits). Au cours de nos expériences, nous n'avons travaillé qu'avec des préamplificateurs chauds. Une étude systématique du comportement en température des caractéristiques e_n et i_n de différents transistors s'impose si nous voulons réduire le bruit observé sur notre ligne de base.

6.1.5. AMELIORER LA RESOLUTION.

Une bonne résolution est nécessaire pour l'identification du fond et la déconvolution correcte du spectre de recul, dans l'hypothèse d'un signal positif "Matière Noire". Elle joue également sur la stabilité du seuil de déclenchement lorsqu'il est converti en énergie.

◆ *RECHERCHE DE MATERIAUX RECOMBINANT LES CHARGES.*

Si les paires électron-trou créées par les particules ionisantes dans la cible ne se recombinent pas, nous ne pouvons pas espérer nous rapprocher de la résolution ultime du bolomètre donnée par les fluctuations thermodynamiques de son énergie interne $\Delta E_{rms} = \sqrt{kT^2C}$. Nous avons déjà abordé quelques solutions qui nous étaient venues à l'esprit lors de notre discussion sur les problèmes de la recombinaison.

Une expérience combinant une source X ou Gamma et les noyaux de recul de ^{206}Pb émis par une source de ^{210}Po devrait permettre d'étudier la recombinaison dans les cristaux de différentes cibles bolométriques. En effet, nous n'attendons quasiment pas de charges créées sur le passage des atomes de ^{206}Pb qui sont ralentis par collisions atomiques, alors que les photons sont des particules ionisantes.

◆ *CORRECTION DES DERIVES DE T PAR PASSAGE DU CONTINU.*

Les bénéfices attendus d'une correction systématique des dérives de température, si possible par le détecteur lui-même, ont été abordés dans le chapitre 4, 4.2.4. Dérives de T. Dans nos montages expérimentaux, cela suppose au préalable que le bruit à basse fréquence de nos amplificateurs ait été réduit dans des proportions raisonnables, sous peine de noyer le signal sous ce bruit.

6.2. SPECTROMETRIE NUCLEAIRE.

Le bolomètre est un détecteur riche d'avenir et voué à un développement certain en spectrométrie nucléaire. En raison de la diversité du fond attendu dans les expériences de détection de la Matière Noire, notre équipe a été amenée à travailler sur un grand nombre de sources : alpha, bêta, EC, gamma, X, neutron, et récemment atome de recul. Un même détecteur est capable d'enregistrer ces différentes particules sans distinction, fait sans précédent. Nous pouvons repérer comme traits distinctifs des bolomètres par rapport aux détecteurs conventionnels de la physique nucléaire : en premier lieu, leur résolution, mais également l'absence de fenêtre, de couche morte, leur efficacité voisine de 100 %, la possibilité de changer leur taille, le Z de la cible. Ce sont donc des détecteurs destinés à révolutionner la spectrométrie nucléaire. Nous avons découvert, hélas récemment, l'ouvrage de G. E. Knoll [6.2], véritable bible en matière de spectrométrie nucléaire. Écoutons ce que ce spécialiste dit des bolomètres en 1989 :

"...These very encouraging results [ceux de Mac Cammon ; 7 eV FWHM sur la raie de ^{55}Fe à 5.9 keV] will surely spur increased development work on microcalorimeters in the years ahead..."

De même, C. F. G. Delaney et E. C. Finch, dans l'introduction aux calorimètres d'un ouvrage encore plus récent (1992) affirment [6.10] :

"...We finally discussed a radically different type of detector which has been developed in the last few years, one which despite experimental complexities could in principle revolutionize the subject of radiation spectrometry..."

Les complexités expérimentales en question sont la nécessité de faire appel aux techniques cryogéniques (dilution) : elles constituent un frein au développement du bolomètre qui n'est pas encore sorti des laboratoires de recherche.

6.2.1. TOUTES SPECTROMETRIES ET EN PARTICULIER CELLE DES NEUTRONS

Le Laboratoire Primaire des Rayonnements Ionisants (le LPRI dépendant du BNM) a pour mission la mesure des activités des sources radioactives et la définition des étalons de radioactivité. Il propose également des services en spectroscopie. Il nous a expliqué les raisons pour lesquelles il souhaitait s'engager sur la voie de la bolométrie.

En spectrométrie alpha, ce souhait est motivé par la possibilité de séparer rapidement les raies très rapprochées comme celles des isotopes du plutonium (^{239}Pu : 5.157, 5.144, 5.105 MeV ; et ^{240}Pu : 5.168, 5.124 MeV). La disponibilité d'un détecteur de meilleure résolution que les détecteurs actuels (Si(Li), 9.5 keV de résolution sur les raies alpha) permet d'envisager des mesures de sources de moindre activité. Le meilleur spectre alpha jamais observé est probablement celui qu'a obtenu une équipe russe en 1956 sur un spectrographe magnétique de 90 tonnes avec 3.5 keV de résolution sur la raie alpha à 6.110 MeV de ^{242}Cm ([6.11], cité par Siegbahn [6.12], p. 170). Il n'est pas impossible de penser que le bolomètre puisse atteindre sous peu une telle résolution avec des dimensions nettement plus modestes !

En spectrométrie Bêta, ce souhait est motivé par la possibilité d'abaisser le seuil des détecteurs actuels. Il en résulterait alors une définition bien plus précise de l'activité totale des sources bêta, dont le spectre est un continuum.

En spectrométrie gamma, la possibilité de construire des bolomètres à Z élevé devrait permettre d'accroître, dans des proportions inédites, les rapports pics/Compton des spectres gamma. Un bolomètre massif en TeO_2 (Te, Z = 52) a la même efficacité sur des gammas de 2.615 MeV qu'une diode en Ge (Z = 32) de masse 10 fois plus élevée [4.9].

En spectrométrie des neutrons rapides ($E < 100$ keV), nous avons découvert que les bolomètres en LiF pouvaient combler une lacune des détecteurs traditionnels. En effet, les techniques classiques de spectroscopie dans la gamme 1 à 100 keV souffrent, soit d'une mauvaise spectroscopie, soit d'une mauvaise efficacité. Quatre techniques ont été éprouvées

dans la spectrométrie des neutrons rapides : la mesure par temps de vol, la création de protons de recul, les diodes sandwich, les scintillateurs dopés au ${}^6\text{Li}$.

- La mesure par temps de vol, lourde, nécessite la mise en place d'un sélecteur de vitesse sur la trajectoire du neutron, ce qui est difficilement applicable dans le cas d'un fond isotrope de neutrons rapides.
- Le spectre des protons de recul créés par diffusion élastique de neutrons monocinétiques est plat de 0 à l'énergie du neutron incident : première raison d'une perte d'efficacité. L'idée, dans cette mesure, est de transférer l'énergie du neutron incident à une particule ionisante. On peut utiliser une diode Ge recouverte d'une pellicule hydrogénée : l'épaisseur de cette couche est de dimension réduite (quelques μm) car le proton créé doit y perdre le moins d'énergie possible. Ceci limite l'énergie minimale des neutrons incidents à une vingtaine de keV, tout en réduisant très fortement, là encore, l'efficacité. Pour pallier cette inefficacité, on peut utiliser des scintillateurs en matériau organique. On perd alors en résolution ce qui est gagné en efficacité.
- Les diodes sandwich sont des détecteurs basés sur la réaction ${}^6\text{Li} (n,\alpha)t$ dont nous avons déjà abondamment parlé (Publication I). Dans ce montage, une couche en LiF est insérée entre deux diodes en Ge (Fig. 6.4. d'après Knoll [6.2]). Rappelons brièvement les caractéristiques de cette réaction. Pour un neutron d'énergie incidente E_n , les produits de la réaction se partagent une énergie cinétique $Q+E_n$, où Q est le défaut de masse de la réaction et vaut 4.782 MeV. La section efficace de cette réaction est élevée aux basses énergies. Elle vaut 940 barns pour des neutrons thermiques de 0.025 eV et chute à quelques barns pour des énergies de l'ordre de 100 keV en suivant une loi en $1/v$. L'alpha et le tritium - particules ionisantes - créés par cette réaction se partagent cette énergie dans le rapport donné par les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Le principe des diodes sandwich est alors évident : on recueille les produits de la réaction dans les deux diodes en vis-à-vis. Là encore, la couche en LiF doit être

réduite au minimum afin d'éviter des pertes d'énergie qui pourraient s'y produire. Malgré l'efficacité réduite de ce dispositif, sa simplicité et la bonne résolution des diodes Ge ont justifié son développement [6.13]. La firme ORTEC commercialise ainsi un spectromètre de neutrons construit selon ce principe (Modèle 525-782) qui utilise une couche de $150\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ${}^6\text{LiF}$. Nous relevons parmi les caractéristiques de ce détecteur une efficacité de 1‰ sur les neutrons thermiques [de 710^{-7} pour des neutrons rapides de 2.5MeV], avec une résolution typique de 300keV sur les neutrons thermiques.

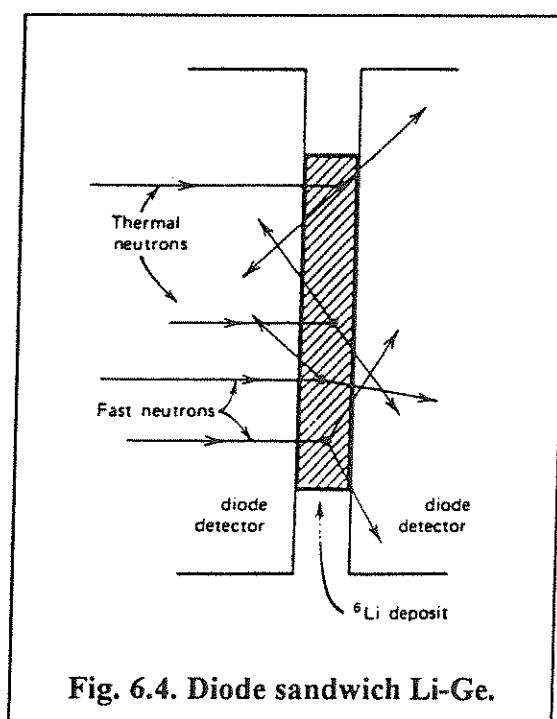


Fig. 6.4. Diode sandwich Li-Ge.

- Les scintillateurs dopés au ${}^6\text{Li}$ permettent à nouveau de combler la mauvaise efficacité de ce dernier dispositif. Malheureusement, la résolution de ces détecteurs est toujours aussi pauvre. De plus, on assiste au phénomène du "quenching" (saturation) : l'émission lumineuse associée à la réaction a la même intensité que celle produite par des électrons d'environ 1.2 MeV. La mesure se fait donc, dans ce cas, dans une région en énergie où le fond gamma peut être très important.

Nous proposons de faire disparaître de ce dernier montage les diodes en Ge et d'élargir la couche en LiF aux dimensions d'un bolomètre massif. Les produits de la réaction sont

maintenant détectés dans la couche elle-même, supprimant ainsi tous les problèmes expérimentaux des détecteurs précédents. La résolution d'au moins 10 keV espérée nous permet de présenter un spectromètre de neutrons rapides hors pair dans cette gamme d'énergie. Le problème du "quenching" ne se pose pas : le détecteur peut être linéaire avec une grande dynamique indépendamment de la nature des particules (voir fig. 4.25, chap. 4, 4.2.6. Non Linéarité). Notre équipe projette de faire la preuve expérimentale de ce que nous avançons, avec une source de ^{252}Cf . Une taille optimale du bolomètre sera déterminée par Monte-Carlo.

Un tel détecteur pourrait assurer une calibration efficace des sources de neutrons rapides utilisés en borothérapie (une technique récente) dans le traitement des cellules cancéreuses. Le principe de la borothérapie est de provoquer la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ ($Q = 2.8$ MeV, de section efficace élevée) dans les tissus cancéreux après injection d'une solution Borée. Une bonne connaissance de l'énergie des neutrons utilisés assure la précision du pointage, et, par conséquent, l'efficacité du traitement. Un faisceau de neutrons de 10 keV a une efficacité maximale sur les parties touchées du cerveau, alors que l'intervalle des énergies utiles va de 4eV à 40 keV [6.14]. Un bolomètre en LiF pourrait explorer la partie supérieure de cet intervalle.

Nous avons également proposé une utilisation de bolomètres en LiF pour la détection de la Matière Noire en début de ce chapitre (Chap.6.1., 6.1.2., ♦ Mesures des neutrons par un couple de bolomètres ^6LiF - ^7LiF).

6.2.2. CONTROLE DE L'ÉPAISSEUR DES SOURCES ALPHA PAR MESURE DE L'ÉPAISSEUR DES SOURCES.

L'épaisseur des sources alpha utilisées en calibration pourrait être déduite du spectre des atomes de recul enregistrés par un bolomètre regardant la source. Nous avons montré qu'un bolomètre en diamant était capable d'enregistrer les noyaux de recul de ^{206}Pb émis par une source ^{206}Po (Publication K). Quelques couches atomiques devraient suffire pour dégrader sensiblement ce spectre car les interactions des atomes de recul dans le support de la source se

font par collisions atomiques. On pourrait ainsi déterminer l'épaisseur des sources sur le pic de recul plutôt que sur la raie alpha, et ce avec une sensibilité bien meilleure.

Cette idée reste à démontrer expérimentalement ...

6.3. PHYSIQUE DES SOLIDES.

6.3.1. UTILISATION DU SYSTEME ^{210}Po +BOLOMETRE POUR L'ETUDE DES SURFACES.

Cette même idée pourrait être utilisée pour contrôler l'épaisseur de films fins déposés sur une source homogène de ^{210}Po . On peut imaginer un bolomètre qui regardait ce film à travers un collimateur, déplaçable, nous permettant ainsi de réaliser une cartographie de l'épaisseur du film.

6.3.2. ENERGIE STOCKEE DANS LES DEFAUTS.

Nous avons vu que le bolomètre enregistrait la quasi totalité de l'énergie des particules incidentes. Une fraction de cette énergie peut néanmoins être perdue dans la création de défauts. Dans la mesure où nous disposons d'une *calorimétrie absolue* du détecteur, nous devrions pouvoir estimer le manque en énergie enregistré, et par là, la densité de défauts créés. Cette quantité revêt une importance certaine dans les implantations d'ions lourds (technologie des semiconducteurs dopés).

6.4. ASTROPHYSIQUE (DETECTEURS).

6.4.1. CALIBRATION DES BOLOMETRES SUBMM PAR PARTICULE.

Noël Coron a récemment proposé une calibration des détecteurs de flux au moyen d'une source radioactive placée à proximité du détecteur. L'idée contenue dans cette proposition est la suivante : Le flux incident en provenance des sources de calibration utilisées dans les détecteurs de flux (corps noirs) n'est pas connu à mieux de 10 %. A l'inverse, l'énergie des particules émises par les sources radioactives peut être connue avec une précision inférieure à 10^{-5} -(cf. tables). Les fonctions de réponse du bolomètre en mode détecteur de flux ou détecteur de particules sont liées par la relation suivante :

$$S(0)_{V/W} = \tau_e \times S_{V/J}$$

que nous avons dérivée au Chapitre 4 (formule (26)). La fonction de réponse du détecteur se déduit expérimentalement par

$$S_{V/J} = \frac{V_{\max}}{E}$$

où V_{\max} est l'amplitude maximale mesurée sur l'oscilloscope et E l'énergie de la particule incidente. Combinant ces deux relations, il vient

$$\frac{\Delta S_{V/W}}{S_{V/W}} = \frac{\Delta V_{\max}}{V_{\max}} + \frac{\Delta \tau_e}{\tau_e} + \frac{\Delta E}{E}$$

$$\approx 10^{-3} \quad \approx 10^{-2} \quad \approx 10^{-5}$$

l'incertitude sur la fonction de réponse devrait alors pouvoir être réduite à 1% dans les conditions actuelles.

La démonstration expérimentale de cette idée est en cours. Si la faisabilité d'une telle calibration était avérée, nous aurions ainsi travaillé avec nos bolomètres massifs en tant que détecteurs de particules pour les futures générations de bolomètres de l'astronomie SUBMM. Ces détecteurs évoluent en effet vers des diamètres importants, des faibles flux, et, par conséquent, vers les basses températures que nous maîtrisons déjà.

6.5. GEOPHYSIQUE.

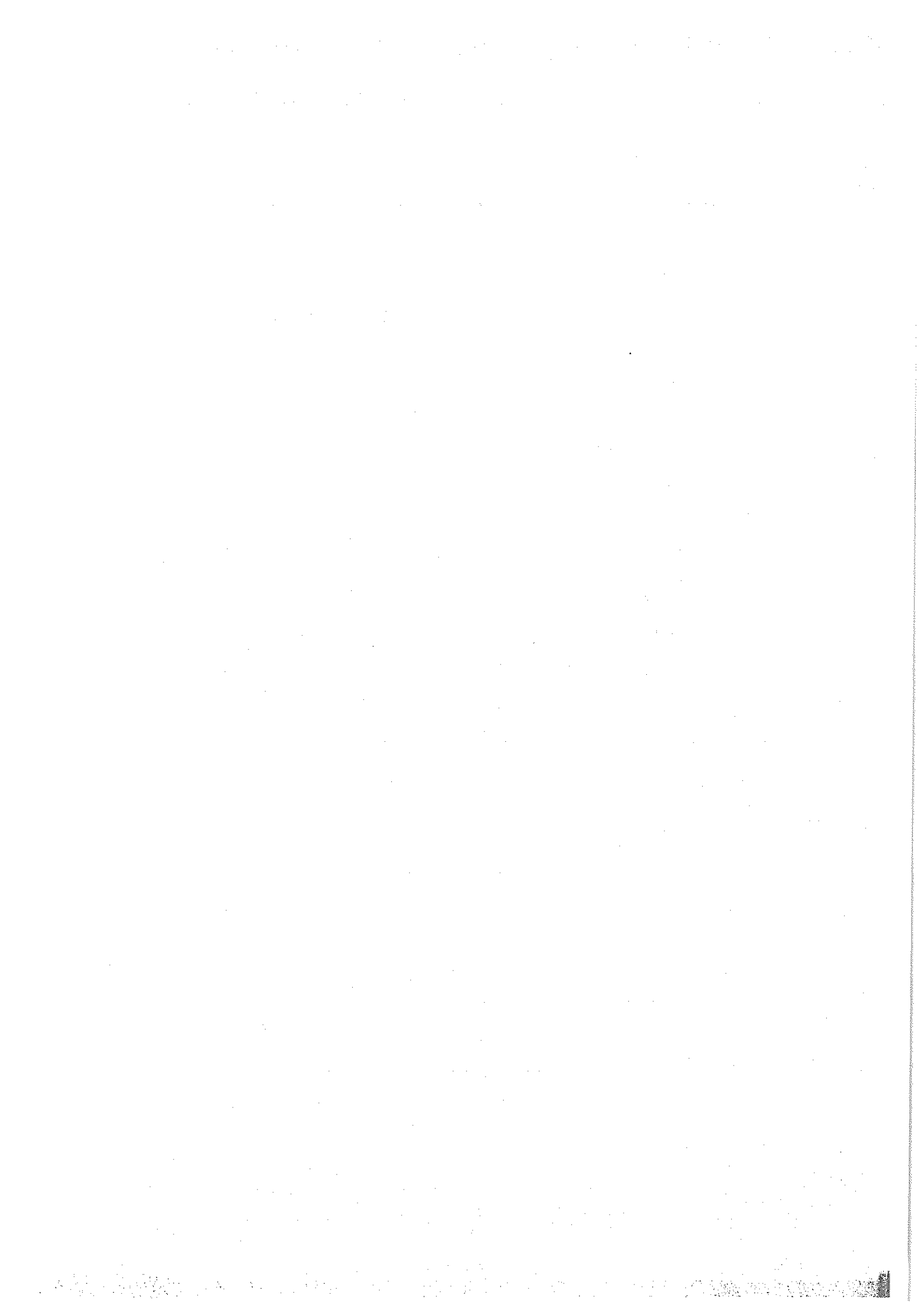
6.5.1. ETUDE NON DESTRUCTIVE DES CONTAMINANTS INTERNES RADIOACTIFS A L'ETAT DE TRACE DANS LES CRISTAUX.

Même si la terre est un immense calorimètre réchauffé par les désintégrations radioactives des éléments qu'il contient, nous pouvons proposer à ses observateurs un détecteur de dimension bien plus modeste : le bolomètre.

On peut envisager l'étude du contenu radioactif d'un échantillon de minéral par collage sur un bolomètre refroidi à basse température. Ce procédé, non destructif - espérons-le ! -, pourrait permettre l'analyse des isotopes radioactifs à l'état de trace. Les alphas et bêtas produits par les désintégrations nucléaires sont confinés dans le cristal (voir chap.3, 3.6.2. Perte d'énergie des particules dans les cibles diélectriques ; parcours). Toute désintégration d'énergie suffisante se produisant dans le cristal devrait se traduire par une impulsion de température. La sensibilité attendue d'un tel montage est nettement supérieure à celle que nous pouvons envisager lorsque l'étude de ces désintégrations est entreprise de l'extérieur. Le spectre gamma enregistré par un Ge-puits autour du minéral est un continuum à comparer avec la raie unique donnée par l'enregistrement interne de la particule alpha.

Bien sûr, nous prévoyons une étude assez longue pour démontrer la faisabilité de ces idées, car interviendront certainement les paramètres suivants : la nature polycristalline du minéral (le lieu de la désintégration) et sa composition. La définition des procédures de calibration ne sera pas des plus simples...

Un procédé, destructif cette fois, utilisé dans un montage similaire, pourrait faciliter la détermination de la composition du minéral : il s'agit de *l'activation neutronique*. L'échantillon à étudier serait alors soumis avant collage au flux de neutrons d'un réacteur nucléaire, et ses désintégrations internes enregistrées.



Conclusion

Nous avons donc dans nos cryostats un détecteur auquel il manque vraiment peu pour proposer une première expérience de détection de la Matière Noire sous forme de Wimps, s'ils constituent bien le halo sombre de notre Galaxie. Cette détection suppose, rappelons-le, que deux conditions soient remplies :

1)- Un seuil bas dans un détecteur massif :

Les énergies de recul attendues étant de l'ordre du keV, nous devons proposer un détecteur capable de mesurer de telles énergies. Une masse importante devait de plus compenser la faiblesse des taux d'événements prévue par les théoriciens.

Ce premier objectif a été atteint dès le mois de mars 1991. Nous avons mesuré sur la ligne de base d'un bolomètre en saphir de 24g refroidi à 60 mK des fluctuations suffisamment faibles pour pouvoir détecter des événements de l'ordre du keV.

Nous avons longuement présenté ces résultats tout au long de cet ouvrage. Si nous comprenons les raisons pour lesquelles nous ne pouvons pas encore proposer un détecteur plus performant –températures trop élevées, électronique –, nous avons encore quelque difficulté à interpréter le signal que nous observons. L'énergie ne paraît pas complètement thermalisée dans ce bolomètre, ce qui nous a probablement aidés à franchir le seuil symbolique du keV.

2)- Un détecteur silencieux :

Les événements du fond naturel sont nombreux. Ils nous masquent peut-être un signal que nous avons déjà enregistré !. Ils doivent être réduits dans les meilleures proportions, et, en définitive, identifiés.

Pour résoudre cette deuxième contrainte, nous nous sommes familiarisés avec les techniques de la détection en spectrométrie nucléaire. Pour la plupart d'entre nous, cela représentait une reconversion ou un apprentissage rapide. Nous avons su transposer ces techniques au bolomètre. Nous avons expérimenté pratiquement toutes les particules du fond naturel sur différents réfrigérateurs. Nous nous sommes construits des outils pour mieux comprendre le détecteur. Nous avons confirmé un grand nombre de ses potentialités, et il se prépare probablement des jours heureux. Nous avons réfléchi sur les problèmes posés par la calibration et l'identification des signaux détectés par le bolomètre, et bien d'autres avec nous.

Une première mesure du fond à basse énergie dans le tunnel souterrain du Fréjus nous a permis de prendre la mesure de ces problèmes. Tout en accusant un bruit de fond assez élevé –qui n'avait au demeurant rien d'étonnant– nous avons pu mettre une limite inédite dans les diagrammes d'exclusion section efficace-masse du Wimp, par la simple vertu de notre seuil.

Cela démontre sans ambiguïté que nous ne nous sommes pas trompés en choisissant ce détecteur pour mener à bien une expérience de détection de la matière noire.

Pour l'expérience qui nous a concernés le plus important est certainement ceci : à toutes les réserves formulées sur la difficulté de cette expérience peuvent être à présent opposés des résultats expérimentaux.

Si l'expérience finale sera souterraine, nous avons encore de belles journées de travail dans les laboratoires de nos instituts afin d'améliorer constamment ce détecteur.

La recherche des faibles radioactivités nous a conduits à la mer, à la montagne, dans les catacombes de Paris et fait connaître des personnalités diverses. Si nous voulons voir aboutir ce projet, il nous faut travailler ensemble, dans un esprit d'ouverture. Le bolomètre que nous avons connu est par nature pluridisciplinaire : par exemple, nous pouvons le définir dans notre cas comme un détecteur de la physique des solides employé sur la suggestion des physiciens des particules afin de résoudre un problème astrophysique.

Et si la matière noire n'existait pas sous la forme que nous cherchons ?

A cette perspective assombrissante, nous répondrions que nous n'aurions pas perdu notre temps ni gaspillé de l'énergie en vain :

A chaque fois qu'une nouvelle propriété du détecteur se manifestait, nous nous sommes demandés :

A quoi cela pourrait-il servir ?

La réponse a souvent été

A beaucoup de choses peut-être...

Certaines de ces idées peuvent paraître naïves : nous les approfondirons... D'autres, quoiqu'il en soit, nous tiennent à coeur et devraient aboutir. Nous souhaiterions sans trop tarder les mettre à l'épreuve de l'expérience.



REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

INTRODUCTION

- [1] Fabre J-H., "Souvenirs entomologiques", Collection Bouquins, Eds. R.Laffont
- [2] Coron N., *La Recherche*, **194**, vol 18, 1535 (1987)

CHAPITRE 1

- [1.1] Bouquet A., "La Matière Noire", Ecole d'été de Physique des Particules, Gif 89.
- [1.2] Trimble V., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **25**, 425 (1987).
- [1.3] Thuan T. X. & Montmerle T., *La Recherche*, **139**, vol. 13, 1438 (1982).
- [1.4] Krauss L., *Pour la science*, **112**, 82 (1987).
- [1.5] Bosma A., *The Astronomical Journal*, **86**, 1825 (1981).
- [1.6] Rohlfs K., Chini R., Wink J.E. et Böhme R., *Astronomy and Astrophysics* **158**, 181 (1986).
- [1.7] Sancisi R. & Van Albada T. S., IAU Symposium 124 et 117 (Kormandy et Knapp eds, Reidel, 1987).
- [1.8] Drukier A., Freese K. et Spergel D., *Phys. Rev.*, **D33**, 3495 (1986)
- [1.9] Guth A. H., *Phys. Rev.*, **D23**, 347 (1981).
- [1.10] Bouquet A., *La Recherche*, **176**, vol. 17, 448 (1986).
- [1.11] Primack J. R. Seckel D. & Sadoulet B., *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, vol. **38**, 751 (1988).
- [1.12] Walker T., Steigman G., Schramm D., Olive K., *Ap.J*, **376**, 5 (1991).
- [1.13] Aubourg E. et al., *Nature*, **365**, 623 (1993)
- [1.14] Alcock C. et al., *Nature*, **365**, 621 (1993)
- [1.15] Mazure A., in *Galaxies et Cosmologie*, Savoirs Actuels, Inter Editions / Eds du CNRS.

CHAPITRE 2

- [2.1] Weinberg S., *Les Trois Premières Minutes de l'Univers* (Points Science, Editions du Seuil, 1978).
- [2.2] Collins P. D. B., Martin A. D. & Squires E. J., *Particle physics and cosmology* (Wiley, 1986).
- [2.3] Fayet P., *La Recherche*, **197**, 334 (1988).

- [2.4] Krauss L. M., *Phys. Rev. Letters*, vol. **64**, 9, 999 (1990).
- [2.5] Goodman M. W. & Witten E., *Phys. Rev.*, **D31**, 12, 3059 (1985).
- [2.6] Wang Ning, *A cryogenic Phonon Detector to Search for Dark Matter Particles*, Ph. D. Thesis, University of California, Berkeley (avril 1991).
- [2.7] Ellis J. & Flores R. A., *Phys. Letters*, **B263**, 259 (1991).
- [2.8] Roszkowski L., *Supersymmetric Dark Matter - A review*, University of Michigan, preprint UM-TYH-93-06 (février 1993).

CHAPITRE 3

- [3.1] Langley S., *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences*, vol. **16**, 342 (1881).
- [3.2] Low F., *Journal of the Optical Society of America*, vol. **51**, 11, 1300 (1961).
- [3.3] Simon F., *Nature*, **135**, 763 (1985).
- [3.4] Jones R. C., *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. **43**, 1 (1953).
- [3.5] Coron N., Dambier G., Focker G. J., Hansen P. G., Jegoudez G., Jonson B., Leblanc J., Moalic J. P., Ravn H. L., Stroke H. H. & Testard O., *Nature*, **314**, 75 (1985).
- [3.6] Gopal E.S.R., *Specific Heats at Low Temperature* in the International Cryogenics Monograph Series, Heywood Books, London (1970)
- [3.7] Efros A. L. et Shklovskii B. I., *Electronic Properties of Doped Semiconductors* (eds. Springer Series in Solid-State Sciences), vol. **45** (Springer Verlag 1984).
- [3.8] Philips W. A., *Amorphous Solids Low-Temperature Properties* (eds Springer Series in Topics in Current Physics), vol. **24** (Springer Verlag 1981).
- [3.9] Berman R., Foster E.L. & Ziman J.M., *Proc. Roy. Soc.*, **231**, 130 (1955).
- [3.10] Sota T., Suzuki K., Fortier D., *Phys. Rev.*, **B31**, 7947 (1985).
- [3.11] Locatelli M., Arnaud D., Routin M., *Cryogenics*, **16**, 374 (1976).
- [3.12] Lounasmaa O. V., *Experimental Principles and Methods Below 1K* (Academic, London 1974).
- [3.13] A. Benoit A., *Détection de rayonnements aux très basses températures*, 2ème Ecole d'Automne du C.N.R.S., La Londe Les Maures, 21-26 septembre 1992.
- [3.14] Kittel C., *Introduction to Solid State Physics* (Wiley & Son Editors, Sixth Edition, 1986).
- [3.15] Bialas H. & Stolz H. J., *Z. Physik.*, **B21**, 319 (1975).

- [3.16] Bilz H. & Kress W., *Phonon Dispersion Relations in Insulators* (eds Springer Series in Solid-State Sciences), vol. 10 (Springer Verlag 1979).
- [3.17] Pamplin B. R., *Crystal Growth* (2nd edition, Pergamon Press 1980).
- [3.18] Feigelson R., *MRS Bulletin*, vol. 13, 10, 47 (1988).
- [3.19] Holloway H. *et al.*, *Phys.Rev. B*, vol. 44, 13, 7123 (1991).
- [3.20] Smith P. & Lewin, *Physics Reports*, vol. 187, 5, 203 (1990).
- [3.21] Ziman J. M., *Electrons and phonons* (Oxford Clarendon Press 1960).
- [3.22] Klein C. A., *Journal of Applied Physics*, vol. 39, 4, 2029 (1968).
- [3.23] Alig R. C. & Bloom S., *J.Appl.Phys.*, vol. 49, 6, 3476 (1978).
- [3.24] Arakawa E. T. & Williams M. W., *J.Phys.Chem.Solids*, 29, 735 (1968).
- [3.25] Yablonovitch E., Allara D. L., Chang C. C., Gmitter T., & Bright T. B., *Phys.Rev.Letters*, vol. 57, 2, 249 (1986).
- [3.26] Shockley W. & Read W. T., *Phys.Rev.*, vol. 87, 5, 835 (1952).
- [3.27] Lax M., *Phys.Rev.*, vol. 119, 5, 1502 (1960).
- [3.28] Brewer J. D., Jeffries B. T. & Summers G. P., *Phys.Rev.*, B22, 10, 4900 (1980).
- [3.29] Akselrod M. S., Kortov V. S., Kravetsky D. J. & Gotlib V. I., *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 32, 1, 15 (1990).
- [3.30] Fano U., *Phys.Rev.*, vol. 72, 1, 26 (1947).
- [3.31] Klein C. A., *Journal of Applied Physics*, vol. 39, 4, 2029 (1968).
- [3.32] Frank M. *et al.*, CR. de la V^{ème} rencontre Internationale sur les Détecteurs Refroidis pour les Neutrinos Matière Noire (Berkeley, juillet 1993). (A paraître).
- [3.33] McCammon D. *et al.*, *Nucl.Phys.*, A527, 821 (1991).
- [3.34] Cosulich E., Gallinaro G., Gatti F. & Vitale S., *Phys.Letters*, B295, 143 (1992).
- [3.35] Waysand G., "Détection de rayonnements aux très basses températures", 2^{ème} Ecole d'Automne du CNRS, La Londe Les Maures 21-26 septembre 1992.
- [3.36] Kurakado M. & Mazaki H., *NIM A*185, 141 (1981).
- [3.37] Segré E., *Nuclei and particles* (2nd édition).
- [3.38] Siegbahn K., *Alpha, Beta and Gamma ray spectroscopy*, (North Holland 1964).
- [3.39] Goulding S. & Stone Y., *Science*, 170, 280(1970).
- [3.40] Amoudry F., *Eléments de spectrométrie alpha*, LPRI, Saclay.
- [3.41] Nelson R. S., *The Observation of Atomic Collisions in Crystalline Solids* (eds North-Holland 1968).
- [3.42] Lamb W. E., *Phys.Rev.* 58, 696 (1940).
- [3.43] Lindhard J. *et al.*, *Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk*, 33, 10 (1963).
- [3.44] Lindhard J. *et al.*, *Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk*, 33, 14 (1963).

- [3.45] Lindhard J *et al.*, *Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk*, **36**, 10 (1968).
- [3.46] Lindhard J. & Scharff M., *Phys.Rev.*, **124**, 128 (1961).
- [3.47] Chasman C., Jones K. W., Kraner H. W. & Brandt W., *Phys.Rev.Letters*, **21**, 20 (1968).
- [3.48] Sattler A., *Phys.Rev.*, **138**, 6A, 1815 (1965).
- [3.49] Shutt T. *et al.*, *Phys. Rev. Letters*, **69**, 24, 3425 (1992).
- [3.50] Matsutani Y. & Shiori Ishino, *Journal of Applied Physics*, **48**, 5, 1822(1977).
- [3.51] Smith R. et Webb R. P., *NIM*, **B67**, 37 (1992).
- [3.52] Gibson J. B., Goland A. N., Milgram N. & Vineyard G. H., *Phys.Rev.*, **120**, 4, 1229 (1960).
- [3.53] Every A. G., Koos G. L. & Wolfe J. P., *Phys.Rev.*, **B29**, 4, 2190 (1984).
- [3.54] Klemens P. G., *Journal of Applied Physics*, **39**, 12, 4573 (1967).
- [3.55] Kieninger W., Metzger W. & Huebener R. P., *Applied Physics*, **A41**, 179 (1986).
- [3.56] Phythian W. & Foreman A., *Journal of Nuclear Mater*, **174**, 135 (1990).
- [3.57] Agnew P., *Philosophical Magazine*, **A65**, 2, (1992).
- [3.58] Andersen H. H., *NIM*, **B15**, 72 (1986).
- [3.59] Williamson G., Boujot J. P., Picard J., *Tables of Range and Stopping Power of Chemical Elements for Charged particles of Energy 0.05 to 500 MeV* (CEA - R 3042, 1966).
- [3.60] Baumgartner R., Engelhardt M. & Renk K. F., *Journal de Physique*, colloque C6, supplément au n°12, tome **42**, 119 (1981).
- [3.61] Pobell F., *Matter & Methods at Low Temperatures* (Springer Verlag, 1992).
- [3.62] Mac Clintock P. V. E., Meredith D. J. & Wigmore J. K., *Matter at Low Temperatures* (Blackie & Son, 1984).
- [3.63] Fugate R. Q. & Swenson C. A., *J. Appl. Phys.*, **40**, 3034 (1969).
- [3.64] Shockley W., *Solid-State Electronics*, **2**, 35 (1961).
- [3.65] Sigmund P., *Applied Phys. Letters*, **14**, 3 (1969).
- [3.66] Landsberg P.T., *Recombination in Semiconductors* (Cambridge University Press, 1991)
- [3.67] Sattler A.R., *Phys.Rev.*, **138**, 6A, 1815 (1965)
- [3.68] Zecher P., Wang D., Rapaport J., Martoff C.J et Young B.A., *Phys. Rev. A*, **41**, 7, 4058 (1990)
- [3.69] Chasman C., Jones K.W., Kraner H.W. et Brandt W., *Phys. Rev. Letters*, **21**, 20, 1430 (1968)

CHAPITRE 4

- [4.1] Jones R. C., *Journal of the Optical Society of America*, **43**, 1, 1 (1953).
- [4.2] Mather J. C., *Applied Optics*, **21**, 6, 1125 (1982).
- [4.3] Mather J. C., *Applied Optics*, **23**, 4, 584 (1984).
- [4.4] Mc Cammon D. *et al.*, *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter*, III, Gran-Sasso 20-23 septembre 1989, éd. L.Brogiato, D.V.Camion et E.Fiorini (Editions Frontières), pp. 213-225.
- [4.5] Fritzsche H. & Cuevas M., *Phys. Rev.*, **119**, 1238 (1960).
- [4.6] Johnson J. B., *Nature*, **119**, 50 (1927).
- [4.7] Nyquist H., *Phys.Rev.*, **32**, 110 (1928).
- [4.8] Buckingham M. J., *Noise in Electronic Devices and Systems* (Ellis Horwood Limited, John Wiley & Son, 1985).
- [4.9] Alessandrello A. *et al*, *NIM*, **A320**, 388 (1992).

CHAPITRE 6

- [6.1] Gerbier G., in "*The Quest for the Fundamental Constants in Cosmology*", XXIVème Rencontre de Moriond, 5-12 mars 1989, p. 359 (Editions Frontières).
- [6.2] Knoll G. F., *Radiation Detection and Measurement* (2nd Edition, John Wiley & Son, 1989).
- [6.3] Shutt T. *et al.*, *Phys. Rev. Letters*, Vol. **69**, 24, 3425 (1992).
- [6.4] Spooner N. J. C., Bewick A., Homer G. J., Smith P. F. & Lewin J. D., in *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter IV* (Edited by N. E. Booth and G. L. Salmon, Editions Frontières, 1992), p. 165.
- [6.5] Luke P. N., *J. Appl. Phys.*, Vol. **64**, 12, 6858 (1988).
- [6.6] Gonzalez Mestres L. & Perret-Gallix D., *Compte-rendu de la 23è Rencontre de Morion sur la Matière Noire*, Mars 1988.
- [6.7] Bacci C. *et al.*, *Phys. Lett.*, **B293**, 460 (1992).
- [6.8] Alessandrello A., Brofferio C., Camin D. V., Cremonesi O., Fiorini E., Gervasio G., Giuliani A., Pavan M., Pessina G., Previtali E. & Zanotti L., in *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter IV* (Edited by N. E. Booth and G. L. Salmon, Editions Frontières, 1992), p. 367.
- [6.9] L'Hour M., *Rev. Archéol. Ouest*, **4**, "Un site sous-marin sur la côte de l'Armorique : L'épave antique de Ploumanac'h", (1987), p. 113.
- [6.10] Delanay C. F. G. & Finch E. C., *Radiation Detectors : Physical Principles and Applications* (Clarendon Press-Oxford, 1992).

- [6.11] Baranov S., Malov A. & Shlyagin K., *PTE* 1, 3 (1956).
- [6.12] Siegbahn K., *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy* (North-Holland Publishing Company, 5th Edition, 1979).
- [6.13] Pinelli T., Berther G., Bracco G., Fossati F. & Torre P., *NIM*, 150, 497 (1978).
- [6.14] Yanch J.C., Zhou X-L. & Brownell L., *Radiation Research* 126, 1 (1991)

THERMAL SPECTROMETRY OF PARTICLES AND γ -RAYS WITH COOLED COMPOSITE BOLOMETERS OF MASS UP TO 25 GRAMS

N. CORON(1), G. ARTZNER(1), P. de MARCILLAC(2), H. STROKE(3),
A. BENOIT(4), F. AMOUDRY(5), H. RAVN(6), B. JONSON(7), J.P. TORRE(8), O.
TESTARD(9), G. DAMBIER(1), J. LEBLANC(1), G. JEGOUDEZ(1),
J.P. LEPELTIER(1),

1) L.P.S.P.-I.A.S., B.P. 10, 91371 VERRIERES LE B. CEDEX, FRANCE

2) I.A.P., 98 bis, Bd Arago, 75014 PARIS, FRANCE

3) Université de New-York, 4, Washington Place, N.Y. 10003, U.S.A.

4) C.R.T.B.T.-C.N.R.S., B.P. 166, 38042 GRENOBLE CEDEX, FRANCE

5) L.M.R.I.-C.E.N., B.P. 2, 91190 GIF SUR YVETTE, FRANCE

6) Ep-Division, CH-CERN, 1211, GENEVE 23, SWITZELAND

7) Chalmers University, S 41296, GOTEBOG, SWEDEN

8) Service d'Aéronomie, B.P. 3, 91371 VERRIERES LE B. CEDEX, FRANCE

9) S.Ap., CEN, B.P. 2, 91190 GIF SUR YVETTE, FRANCE

The composite bolometer with monolithic doped germanium thermistor is a good approach towards the ideal thermal spectrometer. We have measured the thermal parameters of heavily doped germanium that are required to optimize the thermal coupling between substrate and sensor. Sensors in the megohm range are obtained by high precision resistivity tests and pre-selection at 300K. Heat capacity corresponding to 2 eV resolution has been measured at 40 mK. We have tested with success several bolometers with mass from 1 mg to 25 g. Best FWHM resolutions obtained are 29 KeV on α 's, 2 KeV on e^- 's and 300 eV on γ 's. These results are obtained by filtering extraneous sources of energy like microphonics. We have reached a resolution of 16 KeV on a γ line with a 25 gram sapphire composite bolometer at 0.1K which is the largest and most massive bolometer ever successfully tested ; it confirms the promising possibilities of bolometers for dark matter particles detection.

1 INTRODUCTION

Thermal detectors cooled at very low temperature have been shown since 1984 to be single event particle detectors of good resolution [1, 2, 3]. In the last few years resolution and mass have been improved by several orders of magnitude [1-6] and now several groups are working on the subject. We can learn much from "natural" bolometers : the most massive thermal detectors are the planets or their satellites whose temperature is increased by several tens of Kelvin because of internal radioactivity [7]. The smallest thermal detectors are certainly these 40 Å size interstellar particles of dust whose temperature increases by 200 K when they absorb X-rays or U.V. photons [8] ; they then cool down by emitting infrared photons. In the laboratory by careful optimisation of the heavily doped germanium sensor and filtering of extraneous parasitic sources of energy, composite bolometers can now reach excellent performances and still promise fantastic progress. We present here our analysis and results in the thermal detection of particles and γ -rays with original composite bolometers from 1 milligram up to 25 gram mass.

2. FROM THEORY TO PRACTICAL DESIGN

The ideal thermal detector would be a monolithic monocrystalline piece of material coupled to a low temperature thermostat, only by radiation and by a removable thermal link used

A2

to reset the bolometer after each impulse. Increase of temperature should be read at a distance by a change in magnetism [9], color or reflectivity of the crystal.

In practice a composite thermal detector is more efficient because we can optimize separately the substrate and the sensor so that heat is converted into an electrical signal with optimal impedance bandwidth and response.

For several years we have continuously improved the composite bolometer, first for infrared astronomy [10, 11] and now for thermal spectroscopy [2, 3, 6]. In this design [see figure 1] the particle is absorbed in a single crystal on which is epoxied a germanium thermistor. The whole is cooled by a permanent thermal link (of value G) to the 0.1 K system. For a good bolometer, thermal gradients in the absorbing substrate and in the germanium crystal must be minimised.

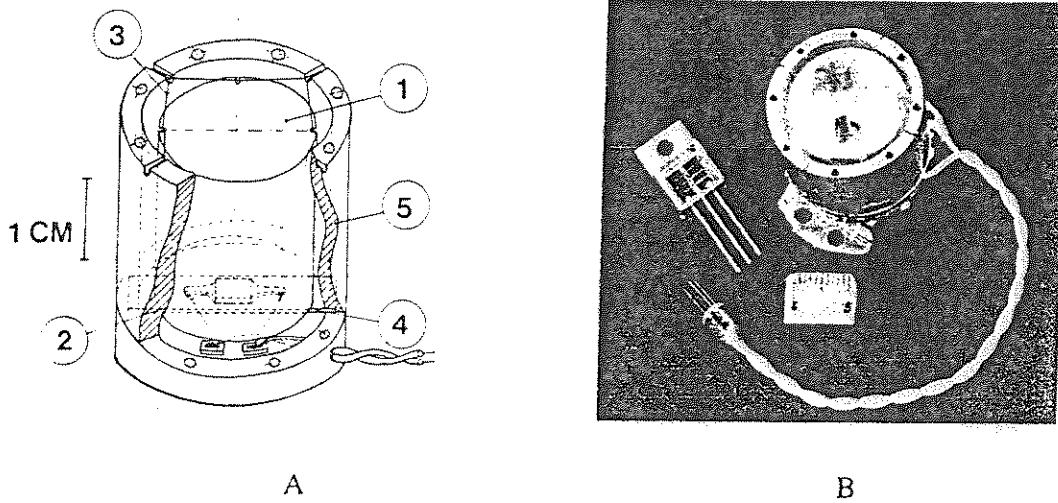


FIGURE 1

- A Schematic of a massive composite bolometer with a 25 grams sapphire substrate (1) and a 5 (mm)³ germanium thermistor (2). The suspension is made of 32 nylon threads (60 microns diameter) (3), while the heat link to thermostat is a thin sapphire strip (4).
- B Photograph of this bolometer (n° 143) with a 25 megohms low noise biasing resistor itself cooled at 0.1 K.

As early as 1972 we emphasized that a minimal volume is required for the thermistor [10]. The question of the optimal volume for the sensor is crucial in particular for large bolometers. This is analysed by Umlauf and Boehler [9] for the magnetic bolometer. A general theorem can be established easily : suppose we have a composite bolometer with no internal temperature gradients between the sensor with heat capacity C_{th} and the absorber with heat capacity C_a. When detecting a particle of energy E the sensor absorbs an energy E_{th} and we have :

$$E_{th}/E = C_{th}/(C_a + C_{th})$$

We know furthermore that the limit of detection and the resolution of thermal detectors increases like $\sqrt{C_{th}}$ [12]. So, in our case we have for the signal to noise :

$$S/N \approx E \times \frac{C_{th}}{C_a + C_{th}} \times \frac{1}{\sqrt{C_{th}}}$$

This function is maximised for $C_{th} = C_a$. (1)

The total heat capacity of a composite bolometer well optimised is [10] :

$$C = C_a + C_{th} + C(\text{epoxy}) + C(\text{coating}) + 1/3 C_e \quad (2)$$

where C_e is the heat capacity of the thermal links to the cryostat. We estimate [16] that in practice we have for a fast and reasonably robust bolometer : $C_e \approx C_{th}$ and $C(\text{epoxy}) + C(\text{coating}) < C_a/2$. So the total heat capacity of large bolometers is about three times that of the ideal bolometer. The choice of the optimal time constant $\tau \approx 0,5 (C/G)$ [12] is a crucial compromise between conflicting constraints : low frequency preamplifier noise, microphonics noise, pile-up problems and thermal limits.

The ultimate resolution is always given by $\Delta E (\text{FWHM}) \approx 4 \sqrt{KT_0^2 C}$, [3, 13] at the condition that C is the total heat capacity given by (2) ; K is the Boltzmann constant and T_0 the temperature of the bolometer. In Figure 2 we plot the possible limits for a dark matter 1 kg sapphire bolometer with germanium sensor and for a small X-ray one [16].

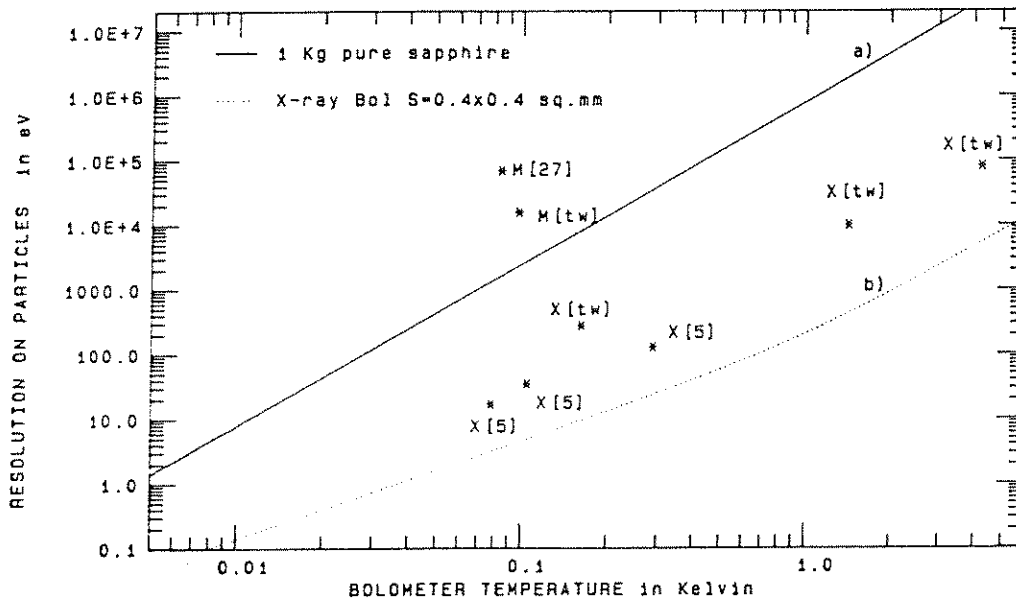


FIGURE 2

Realistic ultimate resolution of composite bolometers as a function of temperature. Curve a) is for a 1 kg sapphire bolometer dedicated to dark matter studies. Curve b) is for X-rays bolometer with typical area 400 x 400 microns square. Performances presently obtained by different groups are indicated with a M for massive bolometers and with a X for X-rays small detectors ; [] for reference and tw for "this work".

Extrapolation to very low temperature shows that resolutions below 1 eV are possible. Future developments will have to care about at the time constant which might increase as T^{-3} because of both bad heat diffusivity in the Ge sensor and Kapitza resistance between different constituents of the bolometer.

3. THE HEAVILY DOPED GERMANIUM THERMISTOR

In heavily doped germanium, at low temperature, electrical conduction comes from the "hopping" mechanism where electrical carriers jump from an occupied site to an unoccupied one

with a probability increasing steeply with temperature [17, 18]. The resistance varies exponentially with temperature and the difficulty is to obtain a sensor with an impedance matched to electronic and time constant constraints, typically in the $10\text{ K}\Omega$ - $100\text{ M}\Omega$ range, at the working temperature. Resistivity at 2.5 K as a function of doping concentration is plotted in Figure 3 for normal doping with Ga (compensation < 5 %) and for transmutation doping [18, 19, 20]. In the region of interest for bolometer the impedance varies as T^{30} . The same plot with resistivity at 0.1 K would show that impedance at 0,1 K is varying as power 140 of the doping concentration [16].

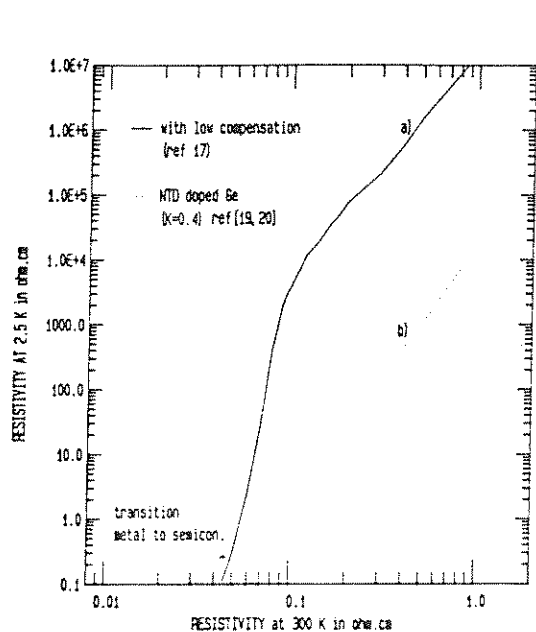


FIGURE 3

Resistivity of doped Ge at 2.5 K as a function of 300 K resistivity. Curve a) is for uncompensated material normally grown. Curve b) is for neutron transmutation doped germanium.

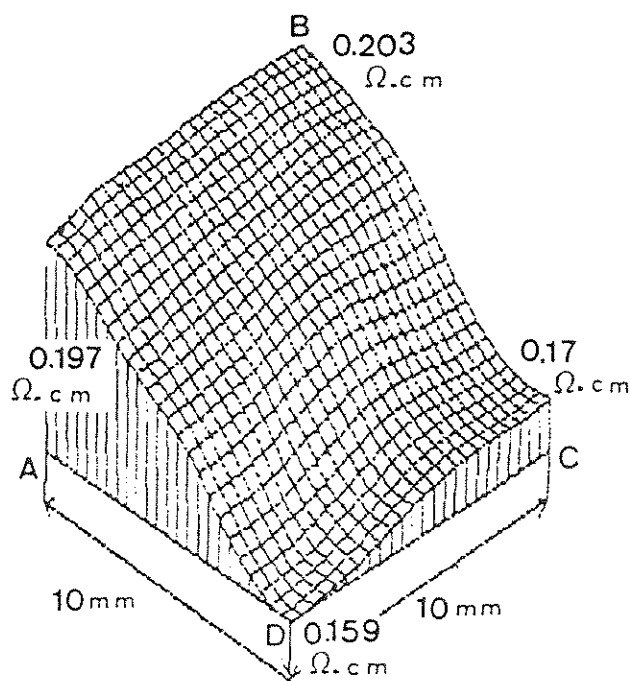


FIGURE 4

Resistivity map of a Ge wafer at 300 K carried out for selection of sensors having impedance in the $1\text{ M}\Omega$ range at 1.4 K

To solve this difficulty and make bolometers of reasonable impedance we monitor with a very high precision the resistivity of germanium wafers at 300 K with the four-probe method. We use a specially designed, low pressure, $400\ \mu\text{m}$ spacing, four-point probe. At 300 K we have to measure values around 0.06 ohm.cm resistivity with a few per thousand precision. The typical map of a $10 \times 10\text{ mm}^2$ region is presented in Figure 4 on a wafer doped for 1.4 K temperatures with $\langle\rho\rangle \approx 0.18\text{ ohm.cm}$. Impedances of several tested thermistors (made of Ge doped Germanium) are plotted as a function of temperature in Figure 5. Curve labelled "Bol 143" is for the 25 g bolometer thermistor : there is a very sharp transition from conduction to non conduction at $80\text{ mK} \pm 20\text{ mK}$ typical of good homogeneity in the doping and of a measurement without parasitic background in the sensor.

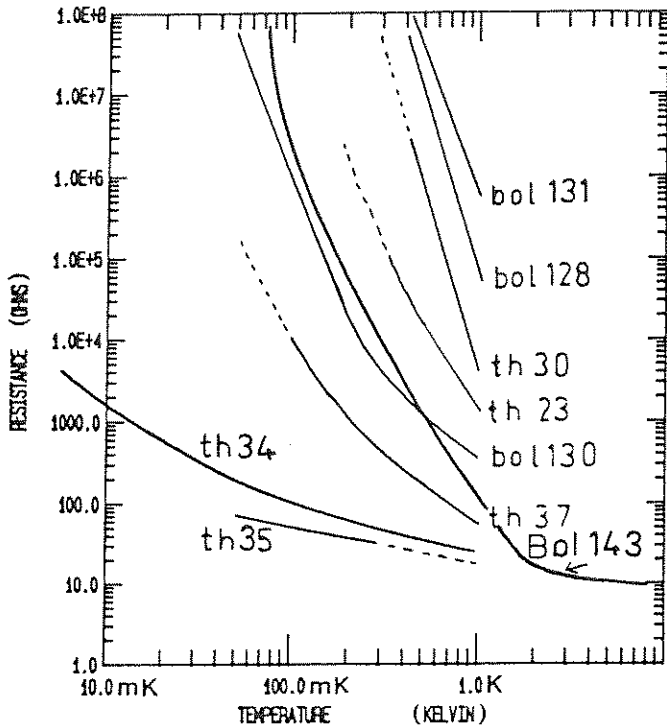


FIGURE 5
Resistance as a function of temperature measured at low current for several Ga-doped Ge thermistor in the 10 mK - 1 K range

From these measurements we can conclude that in normally grown germanium the gradient in doping concentration is $\Delta N_a/N_a \approx 0.006$ per mm which confers on sensors with volume in the mm^3 range, a resistivity at 0,1 K varying by ± 30 per cent in the whole volume. We think that such an homogeneity is at least as good as other techniques for doping (N.T.D. or ion implantation). Anyway, improvements in doping homogeneity will have to be made for sensors of large bolometers working at 10 mK.

As few data exist in the literature on heat capacity and heat conduction of heavily doped germanium near the Mott transition, we constructed special devices to measure these values at $T = 0.3$ K. We have tested a $1.6 \times 1.9 \times 3.8$ (mm^3) sensor ($m = 0.06$ g, without substrate) directly on α 's particle at 0.4 K. The signal obtained is related to the increase in temperature ΔT ; the heat capacity of this 11 mm^3 sensor is $C_s = E(\alpha)/\Delta T$. If we admit that C (doped Ge) $\propto T$ we obtain : C_0 (Ge heavily doped) = $1.7 \times 10^{-6} \text{ T J/cm}^3 \text{ K}$.

We have measured the heat conductivity of a $600 \times 175 \times 175$ (micron^3) piece of doped Ge (with ρ (300 K) = 0.06 ohm.cm) by an original method : the bar is cooled only by the extremities and is tested under vacuum at 0.4 K. We compare the V-I curve measured with that obtained by a thermal modelisation in which the bar is divided into 100 cells with different temperatures and so different resistivities. We obtain G_0 (0.45 K) = $2.6 \times 10^{-6} \text{ W/cmK}$. This value is much lower than preceding measurements or models [21]. We are conscious that we may have hot carrier effects, but the good agreement obtained with a current varying from 100 nA to 100 μA between the theoretical model and our measurement lets us think that for bolometric work we can use for doped Ge (with ρ (300 K) = 0.06 ohm.cm) :

$$G_0 = 5.4 \times 10^{-5} T^{3.8} \text{ W cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

A6

This value is very low and, if true, will be the principal limitation in bolometers below 10 mK whatever is the origin (hot carrier effect or truly normal heat conduction). See Wang et al. [22] for another approach to this question.

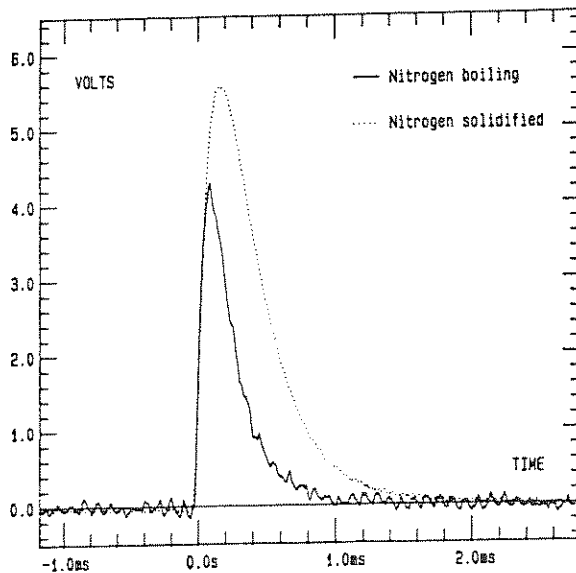


FIGURE 6

Change of response of a bolometer on the 84 KeV e⁻ pulses of 109 Cd due to nitrogen ebullition. Temperature of the pot is 0.1 K for two cases.

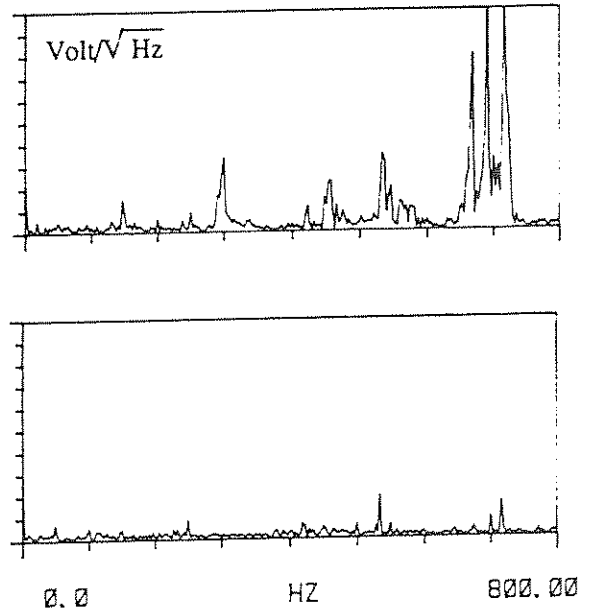


FIGURE 7

Typical noise spectra of a bolometer cooled at 0.1 K with boiling nitrogen (top curve) and solidified nitrogen (lower curve).

4. INSTRUMENTATION AND RESULTS ON SMALL BOLOMETERS

To reach good performances, the cryogenic system must be carefully designed. Bolometers have no cut-off energy and are also excellent accelerometers, manometers, thermometers, and infrared or radio detectors ! So the instrumental design must eliminate unwanted sources of energy. To reach a good resolution, the responsivity must be kept constant, in particular temperature and background parasitic power must not fluctuate.

We have discovered, for example, that in dilution systems the boiling of nitrogen is a source of noise limiting resolutions in the 500 eV range : a spectacular demonstration of this effect is given in Figures 6 and 7. The boiling of nitrogen increases the noise from 100 eV to 800 eV and, furthermore, changes the response by 30 per cent. This limits the resolution to about 2 KeV. To overcome this phenomena we temporary solidify the nitrogen bath by pumping on it below 100 Torr with adequate connections to prevent plugging. Nearly all existing dilution refrigerators have some microphonics from the 3He-4He circulation in the 100 eV-300 eV range. So, for X-rays, special improvements are necessary. It appears that the Goddard Group has solved those problems [5]. The vacuum must be of very good quality since bolometers are also detectors of kinetic energy of the molecules [23]. Up to now we have used classical warm electronics and special wiring to limit capacitive microphonics pick-up.

The refrigerator and preamplifier are in an enclosure that isolates the experiment from acoustical noise from pumps and ventilation equipment. The analog signal is sent to a numerical

oscilloscope and each pulse is stored on hard disk for future processing. Afterwards the treatment depends on the type of experiment. When we are limited by parasitic noise, an optimal numerical filtering is made on each pulse. Otherwise we make a normal convolution between each pulse and a template obtained by averaging 100 pulses : this procedure approaches optimal filtering described in [13].

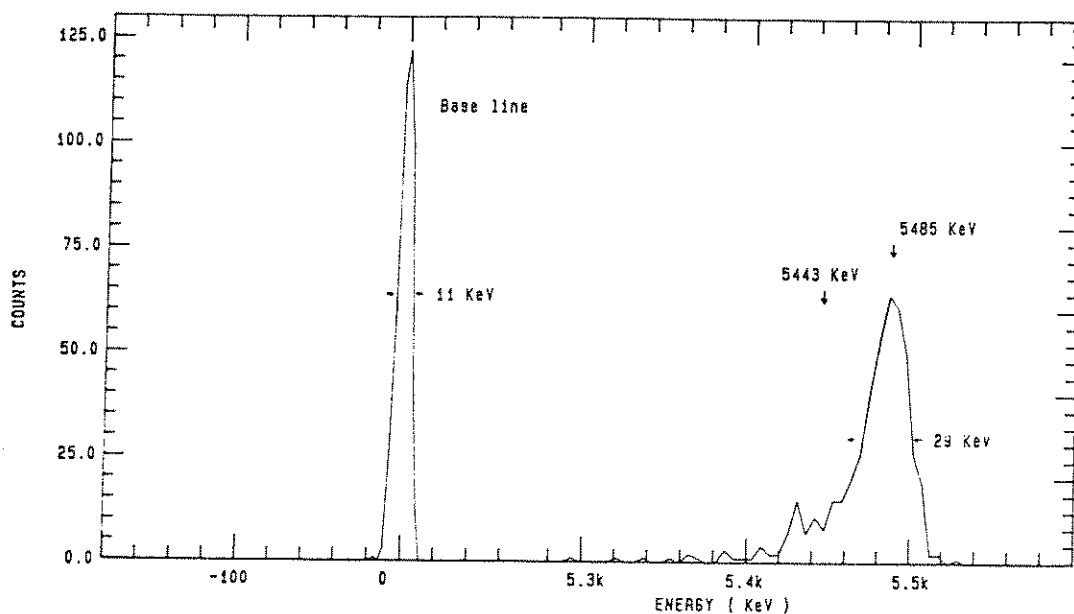


FIGURE 8

Spectrum of α particles from a ^{241}Am source obtained with bol $n^\circ 124$ ($1 \times 1 \times 0,25 \text{ mm}^3$ composite diamond bolometer) at $T = 1.3 \text{ K}$.

With α particles we are limited to a resolving power of 190 by a still unknown phenomena and the best spectrum obtained is given in Figure 8. This resolution is obtained at 1.3 K with a $1 \times 1 \times 0,25 \text{ mm}^3$ diamond bolometer and is the best published on such energies. On electrons emitted by a ^{109}Cd source we obtain a resolution of 1.5 KeV FWHM at 62.5 KeV with the detector at 0.15 K . The ultimate limit on α 's should be 6 KeV with the diamond bolometer [24]. On X-rays we obtain with a $(250 \text{ microns})^2$ area composite bolometer at 0.15 K a resolution of 280 eV FWHM in the ^{55}Fe line at 5.9 KeV . The noise on the base line is 80 eV limited by microphonics pick-up. We have measured the heat capacity of our germanium sensor at $T = 40 \text{ mK}$ to be $C = 3 \times 10^{-13} \text{ J/K}$; this corresponds to a theoretical resolution of 2 eV . But the extraneous noise of presently available systems prevents us to reach such a resolution.

We have tested a sensor (see TH34 in Figure 6) of 4000 ohm impedance at 8 mK : if suitable electronics and cryogenics were available, a resolution of 0.2 eV could be anticipated with a small bolometer working at this temperature.

5. DEVELOPMENTS AND TESTS OF MASSIVE BOLOMETERS

After the prophetic paper of Simon in 1935 [25], massive thermal spectrometers were proposed by Fiorini and Niinikoski [26] and are becoming a reality [27, 9]. With a monocrystalline substrate the mass compatible with a fixed resolution increases like T^{-5} . As the resolution, ΔE , varies theoretically like the square root of the mass, m , a good unit for comparing bolometers of different masses is $\Delta E^* = \Delta E/\sqrt{m}$. In Figure 9, we have plotted

A8

equivalent ΔE^* obtained with bolometers by the different groups as a function of temperature. It appears that for present technologies m follows a T^{-3} law. This is not bad and a bolometer of 1 Kg with 100 eV resolution at 10 mK appears feasible. We have tested several massive bolometers with mass between 0.15 and 25 grams.

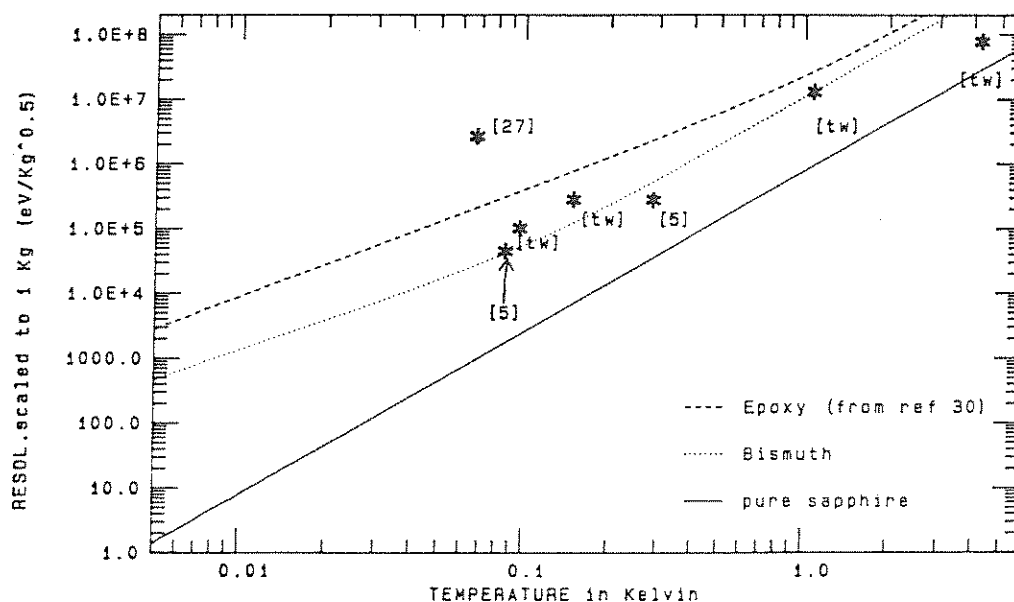


FIGURE 9

Comparison of resolutions on particle spectra obtained in thermal spectrometry by different groups and bolometry techniques ; the resolution, plotted in ordinate, is $\Delta E^* = \Delta E/\sqrt{m}$ in unit of eV/ $\sqrt{\text{Kg}}$. Resolutions published only for base line are not plotted.

The 25 grams sapphire bolometer has benefited of our earlier tests with lower masses and is the best massive bolometer in the world, as far as we know, since it reaches a $\Delta E/\sqrt{m}$ of 1×10^5 eV/ $\sqrt{\text{Kg}}$. As shown in Figure 1, it consists of a sapphire cylinder (20 mm diameter, 20 mm high) suspended by 32 nylon wires. The thermal sensor has a large volume (5 mm³) and a thin sapphire strip links the system to the 0.1 K thermostat so that the measured time constant is 30 ms. The typical biasing point is : $I = 15$ nA ; $V = 40$ mV, with the dilution pot at 90 mK. Tests on particles were made with a 241 Am source viewed through a 1.5 mm diameter hole for α particles while the thin diaphragm was partly transparent to γ 's.

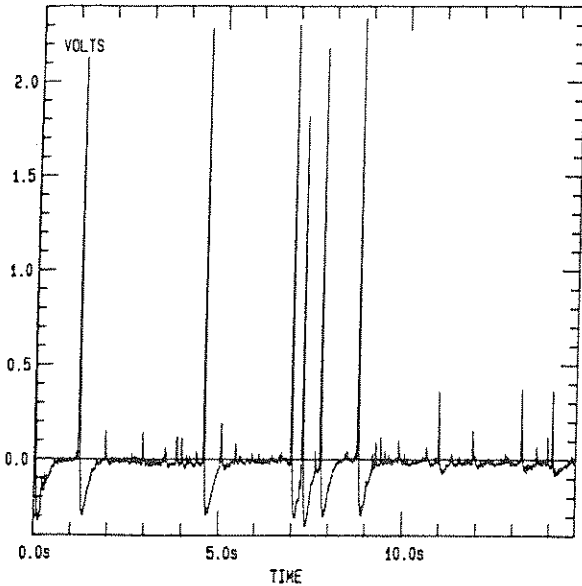


FIGURE 10

Typical signal for several seconds with α 's, γ 's and some cosmic rays. Undersampling explains that peaks of α pulses varies on this plot

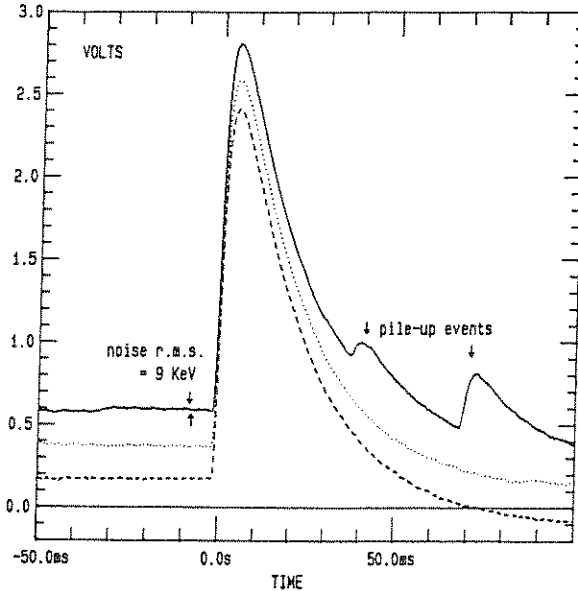


FIGURE 11

Three typical 5.48 MeV pulses without filtering, in the 25 g bolometer

A ^{60}Co source brought to 50 cm of the cryostat was clearly detected giving many pulses about 1 MeV. So we have no doubt that this detector works through the entire volume. A typical analog output from the preamplifier is given in Figure 10. The small peaks on the base line between the α peaks are true signals due to γ rays in the 20 KeV-100 KeV range. Typical α pulses are plotted in Figure 11. Moreover, from 320 registered α events, two could be identified as cosmic rays (cf. Figure 12). We have not yet a clear explanation for the shape of these two pulses very different from the α 's one. Their extrapolated area is estimated about to 50 MeV and 150 MeV respectively with an unknown mechanism releasing energy more slowly than for α 's.

First tests were made with no analog filtering : at 0.1 K we obtained a 35 KeV FWHM resolution on the 5.48 MeV α line of ^{241}Am after numerical filtering of each pulse (Figure 13).

Second tests were made with a 10 Hz-100 Hz analog filter and triggering on γ 's : the 59.54 KeV line appears at the right position, deduced from energy calibration on the α 's amplitude, and a 16 KeV FWHM resolution was obtained (Figure 14). This resolution is not the ultimate one possible with this detector. We still have a considerable parasitic noise from $1/f$ electrical noise and from low frequency microphonics. The heat capacity deduced from the signal obtained on 5.48 MeV α 's is $2 \pm 1 \times 10^{-9}$ J/K. This value is twice the theoretical heat capacity of the sapphire cylinder. The ultimate resolution possible at 0.1 K with this bolometer is given by formula (2) to be 600 eV. All tests were made at sea level with no protection against cosmic rays and we think having also detected them in the 1 MeV-10 MeV range.

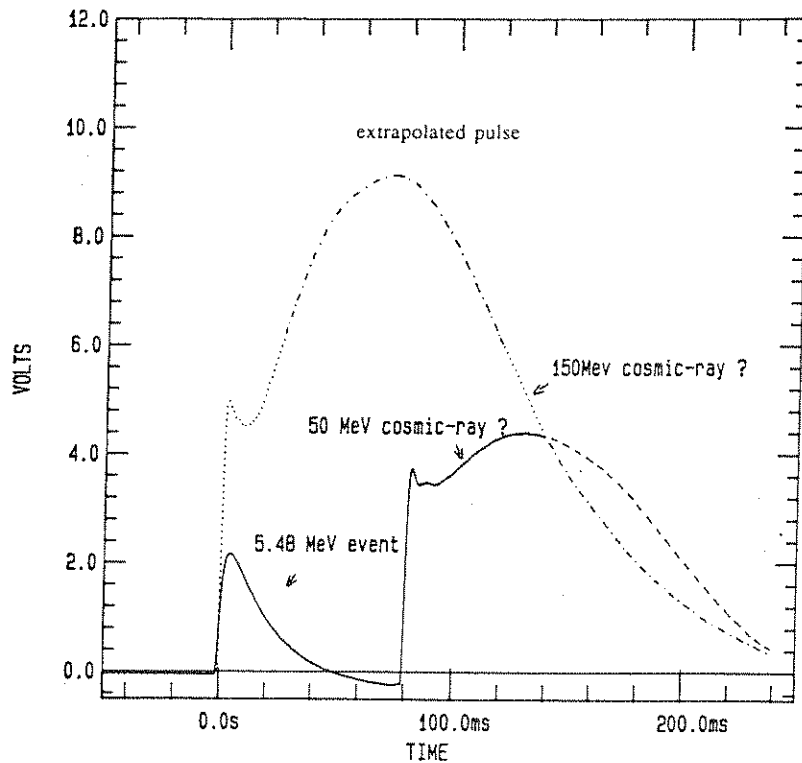


FIGURE 12

Two curious events among 320 obtained with the 25 g sapphire bolometer and attributed to cosmic rays which deposited respectively 50 MeV and 150 MeV energy in the bolometer. The first peak on each pulse may be the signature of ballistic phonons.

Massive bolometers are sensitive to recoil energy left by particles like neutrinos [28]. When resolutions below 1 KeV will be obtained in a mass over 10 grams then a new detector for particles will exist capable of detecting exotic particles like massive neutrinos, LSP particles, cosmions... which are candidates for the dark-matter component of the universe [29].

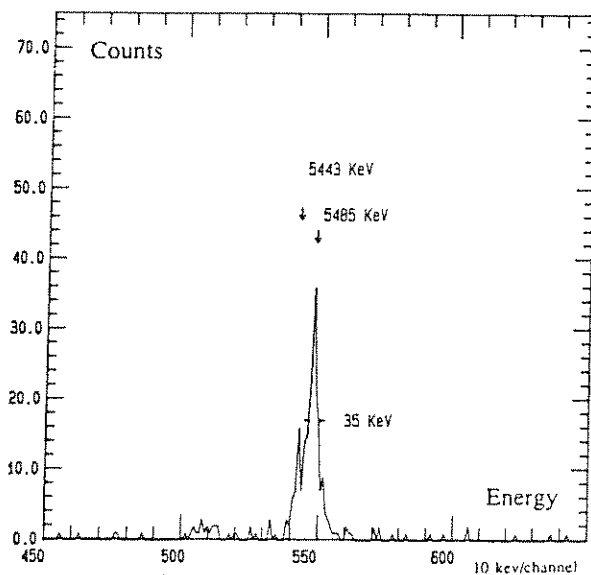


FIGURE 13

Spectrum of α 's from a ^{241}Am source with the 25 g sapphire at 0.1 K and numerical filtering

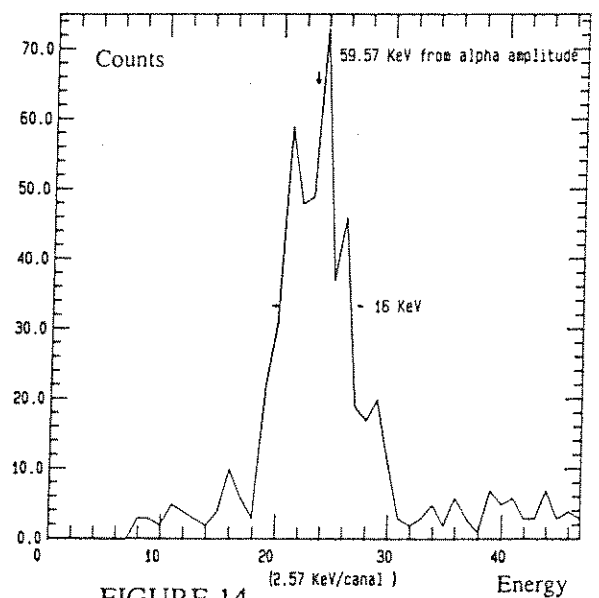


FIGURE 14

Spectrum of γ 's from a ^{241}Am source with the 25 g sapphire bolometer at 0.1 K and analog filtering of the signal

6. CONCLUSION

Composite bolometers are these extraordinary detectors capable of detecting at present millimetric wavelength flux from external galaxies and perhaps tomorrow dark matter particles.

We have presented here new detailed basic data, principal lines of work and results in our efforts to develop the composite bolometer with heavily doped germanium sensor as a single event detector of particles and photons. We are convinced that the sensitivity of these detectors to recoil energy and/or their ability to make total calorimetry of nuclear reaction will have considerable applications from nuclear physics to astrophysics.

ACKNOWLEDGEMENTS

We greatly acknowledge the work of Olivier BESIDA for data acquisition and of Virginia SOARES for resistivity maps. We were supported by author's institutions and in particular by CNRS, CNES and CEA, directly or through equipment facilities. One of us (H.H.S.) acknowledges support from NSF Grant PHY-8503971. The 25 g bolometer has been tested on the S.Ap.-CEN (Saclay) refrigerator and we thank R. ROTHENFLUG, P. PARI, A. TARRIUS for making this equipment available. First tests below 0.1 K were realised in Orsay Solid State Physics Laboratory with M. CHAPPELLIER, G. CHARDIN and A. SCHUHL whose support in 1987 is greatly acknowledged.

REFERENCES

- [1] Mc CAMMON D., MOSELEY S.H., MATHER J.C., MUSHOTZKY R.F., *J. Appl. Phys.*, Vol 56 (5), 1263-1266, 1984
- [2] CORON N., DAMBIER G., FOCKER G.J., HANSEN P.G., JEGOUDEZ G., JONSON B., LEBLANC J., MOALIC J.P., RAVN H.L., STROKE H.H., TESTARD O., *Nature*, 314, 75-76, 1985
- [3] CORON N. et al., *SPIE*, Vol 597, X-ray Instr. in Astronomy, 389-396, 1986
- [4] WOIWOD S., MUELLER R.M., STRIZKER B., MOSELEY S.H., this book, 1988
- [5] Mc CAMMON D., JUDA M., ZHANG J., HOLT S.S., KELLEY R.L., MOSELEY S.H., SZYMKOWIAK A.E., *Japan Journal of Appl. Phys.* Vol 26, suppl. 26-3, 1987 and MOSELEY S.H. et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS32, N° 1, 134-138, 1985
- [6] CORON N., ARTZNER G., STROKE H., RICH J. et al., *Proceeding of VIIth Moriond Workshop*, Editions Frontières, p. 421, Jan. 1987
- [7] COLE G.H., *Physics of Planetary Interiors* (Adam Hilger Ltd, Bristol, 1984)
- [8] DRAINE B.T., ANDERSON NELS, *Ap. J.*, 292, 494-499, 1985
- [9] BUHLER M., UMLAUF E., *Europhys. Lett.* 5 (4) p. 297-301, 1988
- [10] CORON N., DAMBIER G., LEBLANC J., in "Infrared Detect. Techn. for Space Research", D. Reidel ed. 121-131, 1972
- [11] LEBLANC J., DAMBIER G., CORON N., MOALIC J.P., United States Pat. n° 4116063, 26 sept. 1978 ; licence facturer SAMS Ibis, rue Pasteur, 91371 Verrières le B., France
- [12] MATHER J.C., *Appl. Opt.* Vol 21 n° 6, pp. 1125-1129, 1982
- [13] MOSELEY S.H., MATHER J.C., Mc CAMMON D., *J. Appl. Phys.*, Vol 56 (5), pp. 1257-1262, 1984
- [14] CORON N., *Infrared Phys.*, Vol 16, pp. 411-419 (1976)
- [15] MATHER J.C., *Appl. Opt.* Vol 23 n° 4, pp. 584-588, 1984
- [16] CORON N. et al., in preparation, 1989
- [17] FRITZSCHE, *Phys. Rev.*, Vol. 119, 1238- (1960) and all precedent papers
- [18] EDWARDS P.P. and RAO C.N.R., *The metallic and nonmetallic states of matter*, Taylor et Francis ed., 1985
- [19] LESYNA, *Int. Jr. of IR and mm waves*, Vol 5, 755, 1984
- [20] PALAIO, *Int. Jr. of IR and mm waves*, Vol 4, 1933, 1983
- [21] SOTA T., SUZUKI K., FORTIER D., *Phys. Rev. B*, Vol 31 12 pp. 7947-7952, 1985

- [22] WANG N., SADOULET B. et al., *Trans. on Nucl. Sci.*, 35, n° 1, 55-58, 1988
- [23] BASSI D., DONDI M.G., TOMMASINI F., TORELLO F., VALBUSA U., *Phys. Rev. A*, Vol 13 n° 2, 584-594, 1976
- [24] ANDERSEN H.H., *N.I.M.* Vol B12, pp. 437-439, 1985
- [25] SIMON F., *Nature*, 135, 763, 1935
- [26] FIORINI E., NIINIKOSKI T.O., *N.I.M.*, Vol 224, 83-88, 1984
- [27] ALLESSANDRO A., CAMIN D.V., FIORINI E., GIULIANI A., *Physics Lett. B*, 202 (4) p. 611, 1988
- [28] CABRERA B., KRAUSS L.M., WILCZEK F., *Phys. Rev. Lett.*, Vol 55, n° 1, 25-28, 1985
- [29] RICH J., *Proceedings of 23rd Rencontres de Moriond*, to be published, Editions Frontières, 1988
- [30] WEYHE S., JUGE B. et al., *Cryogenics*, March, 166, 1983

MASSIVE COMPOSITE BOLOMETERS FOR DARK
MATTER DETECTION

N. CORON¹, P. de MARCILLAC², G. ARTZNER¹, J. LEBLANC¹,
G. JEGOUDEZ¹, G. DAMBIER¹, J.P. LEPELTIER¹, M. BARTHELEMY¹, R. ROTHENFLUG³,
P. PARI⁴, A. TARRIUS³, F. AMOUDRY⁵, H. STROKE⁶, O. TESTARD³

Presented by N. CORON



ABSTRACT

Massive composite bolometers cooled below 100 m°K can detect recoil energy of particles with a very high efficiency. By using different absorber materials (Al_2O_3 , Ge, Si, LiF, Cr_2O_3 , TiO_2 ...) some identification of dark matter particles will be possible. Resolutions in the 10 eV range for 1 kg of absorber are theoretically possible at 10 m°K if the thermistor is well matched to the substrate (for the heat capacity) and to the electronics (for the impedance). We have successfully developed and tested a 25-gram sapphire bolometer, the heaviest to date, at 100 m°K and obtained on a 60 KeV γ line a 16 KeV FWHM resolution limited by extraneous noise.

First bolometric spectra of radioactivity and cosmic ray background obtained at sea level are presented.

- 1 LPSP-IAS, B.P. 10, 91371 Verrières le B., France, Tél. : (1) 64 47 43 08 - Fax : (1) 69 20 39 07
- 2 IAP, 98bis, boulevard Arago, 75014 Paris, France
- 3 S.A.p.-CEN, B.P. 2, 91190 Gif sur Yvette, France
- 4 S.P.S.R.M.-CEN, B.P. 2, 91190 Gif sur Yvette, France
- 5 LMRI-CEN, B.P. 2, 91910 Gif sur Yvette, France
- 6 New York University, 4 Washington Place, N.Y. 10003, U.S.A.

1 INTRODUCTION

Massive bolometers (in the 1-1000 gram range) for single event particle detection were, only a few years ago, still a purely prophetic anticipation¹⁻⁴. But, since 1984, thermal spectrometry is seeing an increasing development in the world⁵⁻¹⁶. First, little bolometers were proven to have good resolution on X-rays⁶ and α -particles⁷. More recently massive bolometers (over 1 gram) have been successfully tested^{5,11,15,16}. Detection of cold dark matter particles through measurement of the recoil energy in a massive target (in the 10-1000 gram range) cooled below 100 m°K to reach 100 eV resolution was proposed several years ago¹⁷⁻¹⁹. We analyse below the operation and possible performance of the composite bolometer for dark matter detection. We also detail a new design of such a detector and the successful tests of a 25 gram sapphire composite bolometer achieving a resolution better than 16 KeV.

2 COMPOSITE BOLOMETERS AND DARK MATTER DETECTION

A large proportion of the mass in the universe may be under the form of non baryonic particles weakly interacting with matter (W.I.M.P.)¹⁷⁻²¹. Present detection of these particles can be attempted only with germanium²² or silicon detectors²⁴ in which only about 25 % of the recoil energy can be transformed into an electrical current. Observing recoil energies smaller than 5 KeV is nearly hopeless. Moreover these detectors have few non-zero spin nuclei, so that the interaction rate is expected to be very low for certain particle candidates such as the photino (see 17, 18, 19). Massive composite bolometers have potentially several advantages :

- the material of the target can be chosen among several possibilities, as LiF, TiO₂, Cr₂O₃ ...A set of composite bolometers with different targets can help to determine the nature of the interacting particles ;
- the ultimate resolution depends essentially on temperature and can be in the 10 eV range for a 1 kg low heat capacity single crystal cooled below 10 m°K ;
- the quanta of thermal energy modes (phonons) are in the 10⁻³-10⁻⁴ eV range, so that intrinsic statistical noise is very low (≈ 0.3 eV on a 100 eV recoil energy !).

The collision between a dark matter particle (with mass m_x) and a nucleus (with mass m_N) of the target deposits in the bolometer a recoil energy E , the average value of which is ²¹ :

$$\langle E \rangle = 2 \text{ KeV} \frac{m_N}{1 \text{ GeV}} \left[\frac{m_x}{m_N + m_x} \right]^2 \quad (1)$$

For $m_x = 5 \text{ GeV}$ and for ²⁷Al with $m_N = 27 \text{ GeV}$ we get $\langle E \rangle = 1.4 \text{ KeV}$.

Because of the three times better recoil energy detection efficiency and of the better matching of masses, a 1 KeV (nominal threshold) LiF bolometer will detect cosmions of 2.6 GeV while a 1 KeV (nominal threshold) classical Ge detector²² will detect only cosmions with mass above 12 GeV. Bolometers with diamond, germanium, silicon or sapphire targets are now classical ones. All hard single crystals will work as well. For an absorber with bad thermal properties a composite-sandwiched target can be a solution as we proposed earlier¹⁰.

Interaction rates will depend strongly on the nature of the particle and of the spin of the target¹⁷⁻²¹. The calibration of such detectors will be possible on recoils from neutrino scattering²³ or on collimated neutrons²⁴. Several groups in the world are now developing low temperature cryogenic thermal detectors for dark matter^{5,20,22}. In France extensive collaborations are developing on this subject and the "Institut des Sciences de l'Univers" supports this program²⁵ helped also by international collaborations (N.Y. University, Göteborg University, CERN-ISOLDE). We present below our most recent theoretical and experimental results.

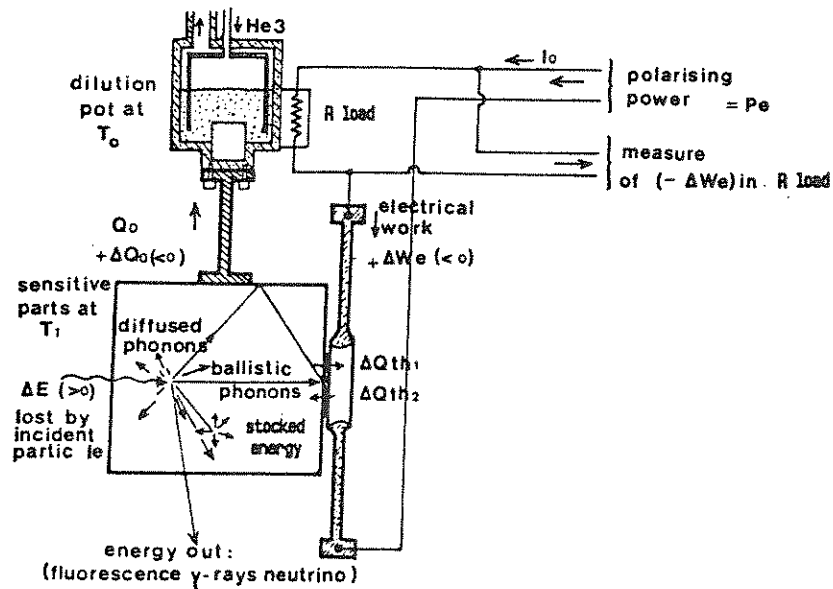


Figure 1 - Schematic diagram of a composite bolometer and of energy balance when an incident particle loses ΔE by collision on the target.

3 OPERATION AND THERMODYNAMICS OF THE COMPOSITE BOLOMETER

Present bolometer theories implicitly suppose that the whole energy is finally confined in the sensor. We think that this is not exact for the composite bolometer (except perhaps in an hypothetic ballistic phonon detector mode). The composite bolometer consists mainly of an absorber or target with heat capacity C_a , very well thermally connected to a sensor or thermistor with heat capacity C_{th} . By construction these two elements are always at nearly the same temperature T_1 (in the frequency bandpass of the whole bolometer). They are connected to the refrigerator by a thermal link of thermal conductance G optimised so that the thermal time constant $\tau_{th} = (C_a + C_{th})/G$ has the wanted value.

When a particle strikes the target with an absorbed energy ΔE the sensor receives a fraction of it as heat, ΔQ , with :

$$\Delta Q = \left(\frac{C_{th}}{C_a + C_{th}} \right) \Delta E \quad (2)$$

Up to now, small bolometers had $C_{th} \gg C_a$ and normal theory with $\Delta Q = \Delta E$ was appropriate. But for massive bolometers a new question arises : what is the optimal C_{th}/C_a ratio ? We attempt an answer : we suggest to consider the composite bolometer system as a

thermodynamic engine in which the heat reservoir is the composite sensitive part at T_1 and the cold reservoir is the cryostat at T_0 . The second principle of thermodynamics states that only a fraction η_t of heat ΔQ extracted from the heat reservoir at T_1 can be transformed into (electrical) work, with $\eta_t = 1 - T_0/T_1$.

The maximum useful signal that can be transferred to a measurement is thus:

$$\Delta W_e = \eta_t \frac{C_{th}}{C_a + C_{th}} \Delta E \quad (3)$$

We must now reestimate the two fundamental noise sources existing in a bolometer : the thermodynamic noise and the "polarising" noise. The first noise is due to statistical fluctuations of the thermal energy in the sensor^{26,28} which will be converted into noise signal with maximal efficiency η_t ; this noise after conversion in work is ΔN_{1rms} :

$$\Delta N_{1rms} = \eta_t \sqrt{kT_1^2 C_{th}} \quad (4)$$

where k is the Boltzmann constant.

The second noise is due to the statistical fluctuations ($= \Delta P_{e_{rms}}$) of the polarising power P_e which maintains the bolometer at the optimal temperature T_1 . This noise is called either the "Johnson noise" if the sensor is electrically polarised, or the "photon noise" if the sensor is optically polarised. As long as P_e is transmitted by quanta of energy $\delta E \ll kT_1$ we get (demonstrated in ref.29 for photons) :

$$\Delta P_{e_{rms}} = \sqrt{P_e} \sqrt{kT_1} \sqrt{B} \quad (5)$$

where B is the bandpass.

But the fraction of P_e available to change energy in the sensor is only $P_{e_{th}}$ with :

$$P_{e_{th}} = P_e \times \frac{C_{th}}{C_a + C_{th}} \text{ and } \Delta P_{e_{th}} = \sqrt{P_{e_{th}}} \sqrt{kT_1} \sqrt{B} \quad (6)$$

We'll suppose here that power fluctuations $\Delta P_{e_{th}}$ are converted into signal noise ΔN_{2rms} with an efficiency equal to one (voltage fluctuations not converted into heat), while measuring energy ΔE . We introduce τ_e , the electrical time constant of the pulse connected to the true time constant τ_{th} , by $\tau_e = \phi \tau_{th} = \phi \frac{C_a + C_{th}}{G}$ where ϕ is a coefficient depending slightly on the thermistor sensitivity. Then, with optimal filtering of the signal pulse, it is demonstrated²⁸ that $\Delta E_{rms} = \sqrt{\tau_e} \Delta P_{e_{th}} / \sqrt{B}$. As applied here:

$$\Delta N_{2rms} = \sqrt{\tau_e} \Delta P_{e_{th}} / \sqrt{B} = \sqrt{P_e \frac{C_{th}}{C_a + C_{th}} \times \sqrt{kT_1} \times \sqrt{\tau_e}} \quad (7)$$

Using $P_e = G (T_1 - T_0)$ and $\phi = 0.5$ (typical value of good thermistors) we can simplify (7) to :

$$\Delta N_{2rms} = \sqrt{C_{th} kT_1 (T_1 - T_0)/2} \quad (8)$$

Then the ultimate resolution for a composite bolometer becomes :

$$\Delta E_{rms} = \frac{C_a + C_{th}}{C_{th}} \times \frac{1}{\eta_t} \sqrt{\Delta N_{1rms}^2 + \Delta N_{2rms}^2} = \frac{C_a + C_{th}}{\sqrt{C_{th}}} \times f(T_1, T_0) \quad (9)$$

If C_a and C_{th} vary as T_1^3 this expression goes through a minimum when $T_1/T_0 = \theta_m = 1.2$

$$(10)$$

and

$$C_{th}/C_a = \psi_m = 1 \quad (11)$$

It can be shown that this minimum is always obtained for values of θ_m around 1.2 and of ψ_m around 1 independent of the rates of variation of C_{th} and C_a with T_1 , or of the electrical characteristics of the sensor.

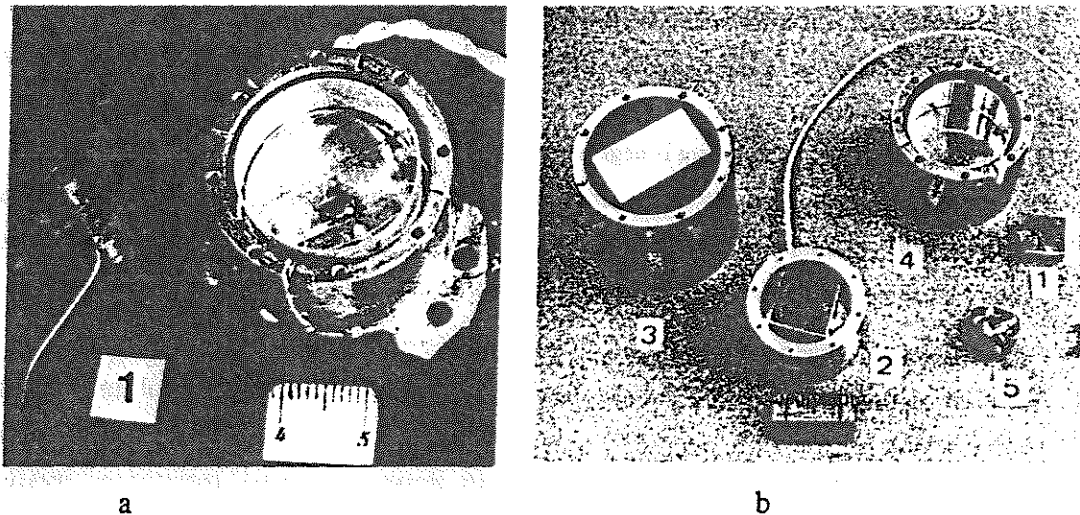


Figure 2

a- A classical infrared bolometer with collecting optics compared to the 25 g bolometer for dark matter

b- Massive bolometers under construction with different materials :

Ge (1, 2, 3);Sapphire(4);Diamond(5)

So from thermodynamic considerations only, we have established that for all composite bolometers the best resolution is obtained when the thermal capacity of the sensor equals the thermal capacity of the target. This general new theorem was first demonstrated by Buhler and Umlauf in the particular case of the magnetic bolometer¹¹ and was generalised by us⁵.

Our analysis is for the pessimistic case where no amplification exists through the sensor. If some amplification exists we obtain the same conclusions after replacing η_t by $\eta_e = (1 - \tau_e/\tau_{th})$, but the ultimate calculated resolution would be better. This amplification mechanism may also introduce supplementary noise proportional to η_t/η_e . So for the dark matter detector we'll use the thermodynamic limit independent of the sensor.

Finally, the possible resolution of a composite massive bolometer optimized with $C_a = C_{th} = \frac{C_b}{2}$ at a working temperature T_1 and maintained by the polarising power at $T_1 = 1.2 T_0$ is (with $\Delta E_{FWHM} = \sqrt{8 \ln 2} \Delta E_{rms} = 2,35 \Delta E_{rms}$) :

$$\Delta E_{FWHM} = 5.7 \sqrt{k C_b (T_0) \times T_0^2} \quad (10)$$

So, for dark matter detection, the ultimate possible resolution of a composite bolometer with a 1 kg single crystal target is :

$$\Delta E_{FWHM} = 4.2 \times 10^{-8} T_0^{5/2} \theta_D^{-3/2} M_A^{-1/2} \text{ in Joule}/\sqrt{\text{kg}} \quad (11)$$

where θ_D is the Debye temperature and M_A the atomic mass (in grams) of target material.

These ultimate performances will only be obtained if :

- a the thermal gradients are minimised between sensitive parts at T_1 ;
- b the conversion of recoil energy into heat is complete and stable : no energy stocked in defaults, or trapped charges ;
- c the current noise in the sensor is negligible ;
- d non interesting sources of energy are filtered : windows must stop infrared photons ; filters must stop electrical interferences ; vibrations must be stopped in the bandpass of the bolometer (≈ 10 Hz to 10 KHz) ;
- e the cooling system is stable ($\frac{\Delta T}{T} < 1$ %) and with no microphonics ;
- f the noise temperature of the preamplifier is less than $2 T_0$.

Massive bolometers in the 1- kg range will necessitate a substantial volume of material for the sensor which must also be perfectly homogeneous in response. At the present time, we think that only the germanium thermistor, heavily doped by normal techniques, available in large volume, will be useful for massive bolometers with electrical polarisation.

4 THE HEAVILY DOPED GERMANIUM THERMISTOR

Up to now the best results have been obtained with heavily doped semiconductor (Ge or Si) for the thermistor^{5,9}. Then, at low temperature, electrical conduction comes from the "hopping" mechanism where electrical carriers jump from an occupied site to an unoccupied one with a probability increasing steeply with temperature^{31,32}. The resistance varies exponentially with temperature and the difficulty is to obtain a sensor with an impedance matched to electronic and time constant constraints, typically in the 10 K Ω -100 M Ω range, at a working temperature T_0 . For example, the resistivity at 0.1°K varies as the 140-th power of the doping concentration or of room temperature resistivity (see Figure 3).

To solve this difficulty, and make bolometers of reasonable impedance, we monitor with very high precision the resistivity of germanium wafers at 300°K with the four-probe method. We use a specially designed, low pressure, 400 μm spacing, four-point probe. At 300°K we have to measure values around 0.06 ohm.cm resistivity with a few per thousand precision. The typical map of a 15 x 15 mm² region is shown in Figure 4 for a wafer doped for 0.1°K temperatures with $\langle \rho \rangle \approx 0.052$ ohm.cm.

Resistivities of several tested thermistors (made of Ga doped Germanium) are plotted as a function of temperature in Figure 5. Curve labelled "Bol 143" is for the 25 g bolometer thermistor : there is a very sharp transition from conduction to non-conduction at 80 ± 20 m°K, typical of good doping homogeneity and of a measurement without parasitic background in the

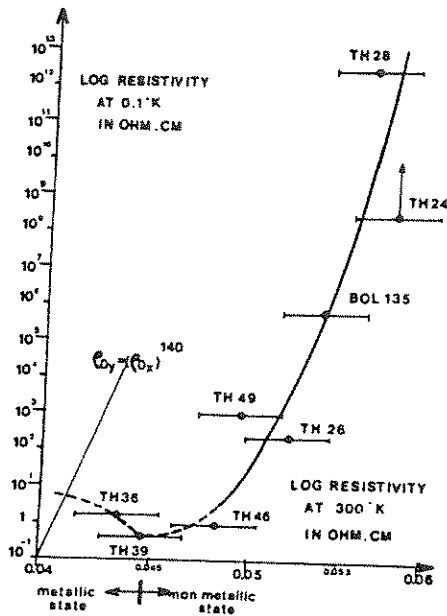
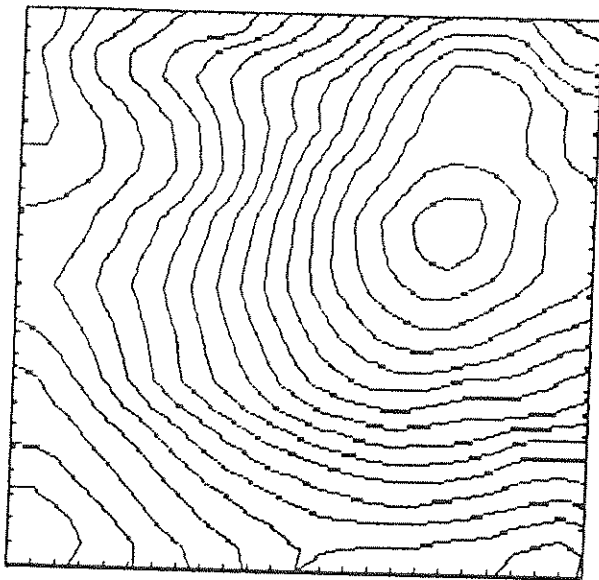


Figure 3
Resistivity of heavily doped germanium thermistors measured at 0.1°K as a function of room temperature resistivity (T = 298°C). Large error bars are due to errors on size measurements.



mapped area=15mm x 15mm
 $\Delta\rho/\rho$ per contour Interval=.002
 ρ_{max} =.0525 ohm.cm

Figure 4 - Resistivity maps of a 15 x 15 mm² slice of heavily doped Ge ; resistivity varies 5 per cent around 0.05 ohm cm between top and bottom ,corresponding to three orders of magnitude at 0.1° K. This map needed 100 hours of robotic measurement

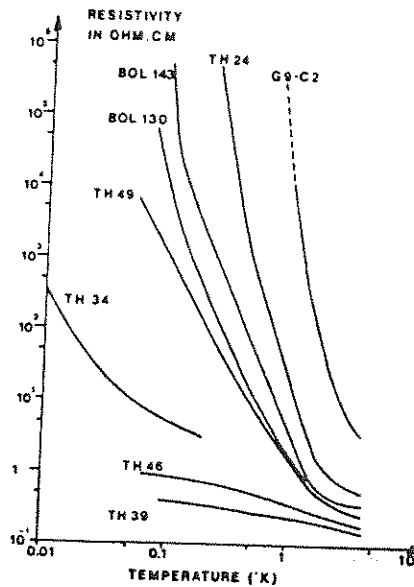


Figure 5 - Resistivity of typical doped Ge sensors as a function of temperature below 4°K

From these measurements we can conclude that, in normally grown germanium, the gradient in doping concentration is $\Delta Na/Na \approx 0.006$ per mm. This confers on sensors, with volumes in the mm^3 range, a resistivity at 0.1°K varying by ± 30 per cent in the whole volume. We believe that such an homogeneity is at least as good as other techniques for doping (N.T.D. or ion implantation). Anyway, improvements in doping homogeneity will have to be made for sensors of large bolometers working at $10 \text{ m}^\circ\text{K}$. Heat conductivity and heat capacity measurements on these sensors are reported in ref. 5.

5 TOWARDS THE OPTIMAL DESIGN FOR COMPOSITE BOLOMETERS

A good approximation of the optimal design of a dark matter bolometer is our design of the 25 grams sapphire bolometer schematically shown in Figure 6 ; it incorporates several of our earlier developments : the thermistor is monolithic with shaped extremities so that solder heat capacity is "unseen" ; contacts are made of deposited In whose heat capacity in the superconductive state is very low. The heat capacity of the 3 mm^3 sensor is matched at 0.1°K with the 25 g sapphire heat capacity.

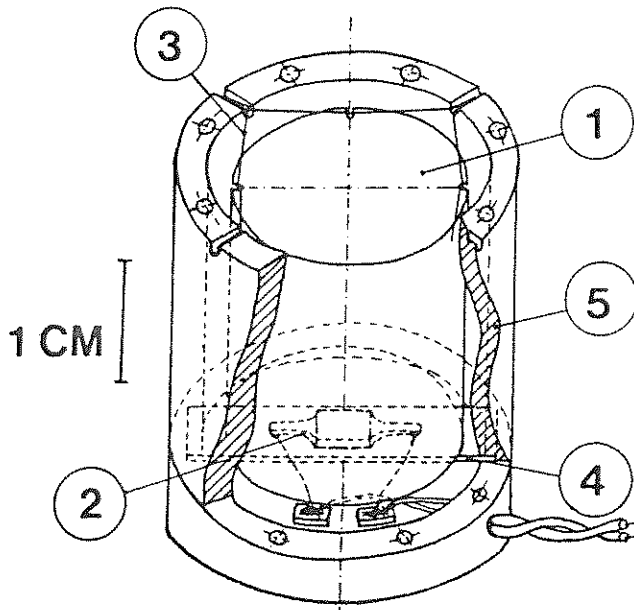


Figure 6 - Schematic of a massive composite bolometer with a 25 grams sapphire substrate (1) and a 5 mm^3 germanium thermistor (2). The suspension is made of 32 nylon threads (60 microns diameter) (3), while the heat link to the thermostat is a thin sapphire strip (4).

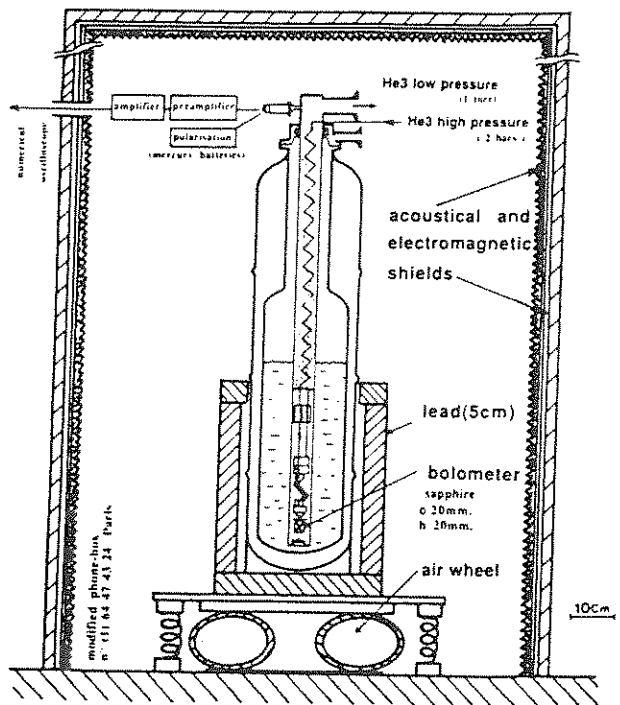


Figure 7 - Schematic diagram of the experimental set-up for tests at $100 \text{ m}^\circ\text{K}$ with protection against electromagnetic and acoustic interference and cosmic rays

The thermal link is made by a separate sapphire strip and can be easily changed. In this design we have five materials or components used in the sensitive part : nylon thread, epoxy, doped Ge, indium deposit, sapphire substrate, sapphire thermal link ! We foresee that massive composite bolometers will have more and more components !

6 TESTS AND RESULTS ON MASSIVE BOLOMETERS ; THE 25 GRAMS BOLOMETER

We have constructed several massive bolometers of 0.07, 0.15, 2.5 and 25 grams respectively (see Fig.2). In several aspects the larger ones work better and are easier to make than X-ray composite little bolometers ! We don't find extraneous heat capacity (sometimes a factor 10) as we found in the 1 mg bolometers.

We present below results obtained on the 25 gram bolometer. It has benefited from our earlier tests with lower masses and it is currently the best massive bolometer in the world, as far as we know, since it reaches a $\Delta E/\sqrt{m}$ of $1 \times 10^5 \text{ eV}/\sqrt{\text{Kg}}$. As shown in Figure 6, it consists of a sapphire cylinder (20 mm diameter, 20 mm high) suspended by 32 nylon wires. The thermal sensor has a large volume (5 mm^3) and a thin sapphire strip links the system to the 0.1°K thermostat so that the measured time constant is 30 ms. The good quality of the sensor is seen in the V-I curve of Fig.8 since, at 0.1°K , a polarising power of 0.6×10^{-9} watt can be applied without too much "hot carrier effect".

We have used a special French-made dilution refrigerator¹³ installed inside a metallic cabin (see Fig. 7). For calibrations we used an ^{241}Am source cooled at 4°K placed at 15 mm from the 1.5 mm diameter diaphragm in front of the bolometer. A removable 5 cm thickness lead wall was also installed around the cryostat to reduce external radioactivity and cosmic ray background (see §7 below).

An external ^{60}Co source placed at 50 cm of the cryostat was clearly detected giving many pulses per second around 1 MeV. So we have no doubt that this detector works through the entire volume. A typical analog output from the amplifier is given in Figure 9. The small peaks on the base line between the α peaks are true signals due to γ -rays in the 20 KeV-100 KeV range. Typical α pulses are plotted in Figure 10.

First tests were made without any analog filtering : at 0.1 K we obtained a 35 KeV FWHM resolution on the 5.48 MeV α line of ^{241}Am after numerical filtering of each pulse⁵.

Second tests were made with a 10 -100 Hz analog filter and triggering on γ 's : the 59.54 KeV γ -line of Am^{241} appears at the right place -deduced from linear extrapolation of the α 's amplitude- and a 16 KeV FWHM resolution was obtained⁵. This resolution is not the ultimate one possible with this detector. We still have considerable parasitic noise from $1/f$ electrical noise and from low frequency microphonics (cf. Fig. 11). The heat capacity deduced from the signal obtained on 5.48 MeV α 's is $2 \pm 1 \times 10^{-9} \text{ J/K}$. This value is twice the theoretical heat capacity of the sapphire cylinder. The ultimate resolution possible given by formula (10) is 600 eV with this bolometer at 0.1°K .

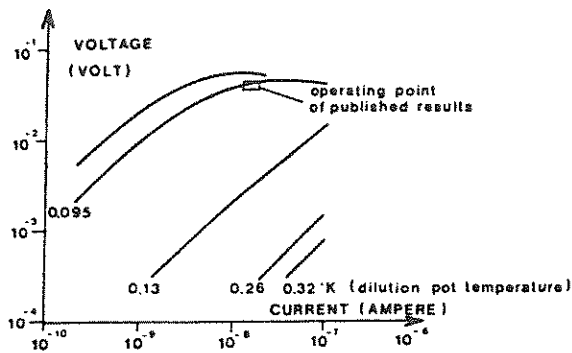


Figure 8 - V-I curve of the 25 g bolometer under vacuum at different temperatures (95 m°K, 135 m°K, 260 m°K, 320 m°K)

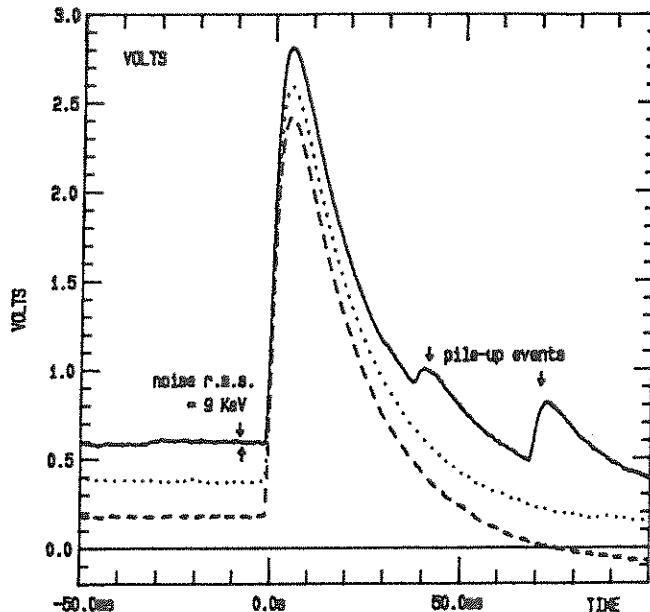


Figure 9 - Three typical single 5.48 MeV events in the 25 g bolometer without any filtering Units in the abscissa are ms

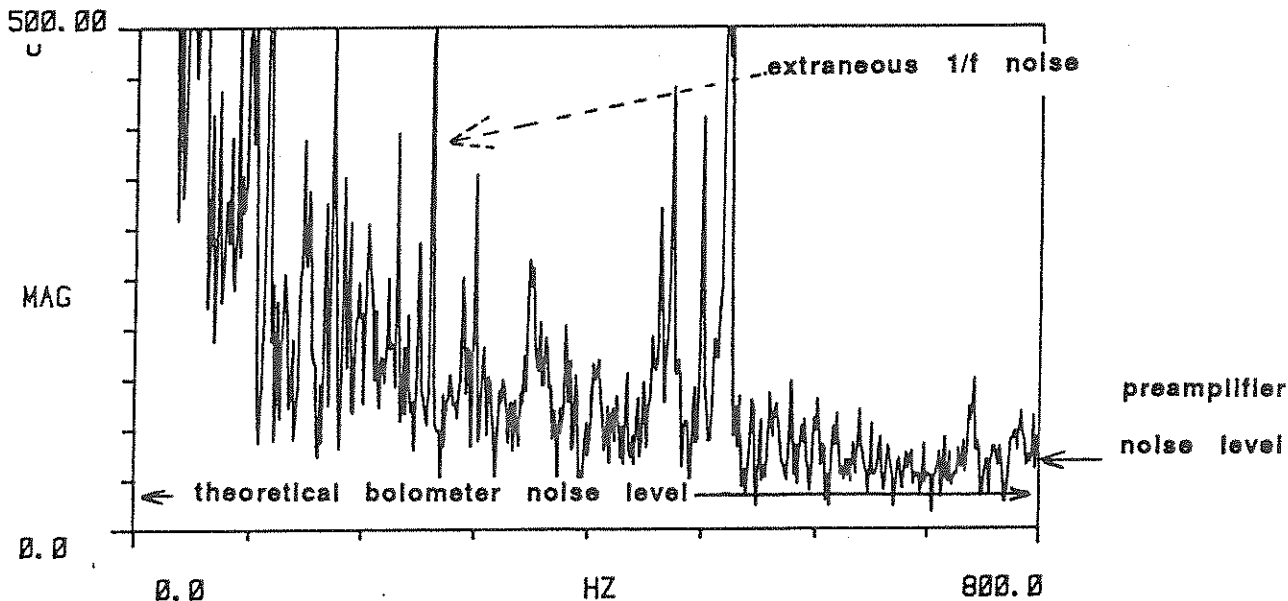


Figure 10 - Spectrum of the voltage noise measured on the 25 g bolometer at 0.1°K with a room temperature amplifier : this noise corresponds to spectra with 16 KeV resolution. If this extraneous noise is eliminated, the resolution should reach 600 eV

7 PRELIMINARY MEASUREMENTS OF THE RADIOACTIVE AND COSMIC BACKGROUND

For dark matter detection the major problem will be the limitations due to the background. In this development phase of massive bolometers our goal is to lower the background sufficiently so that the resolution of the bolometer can be determined at sea level.

We report a first attempt to measure the background due to cosmic rays or radioactivity in a 6.28 cm³ sapphire crystal (Al₂O₃). Results are presented in Figures 11 et 12.

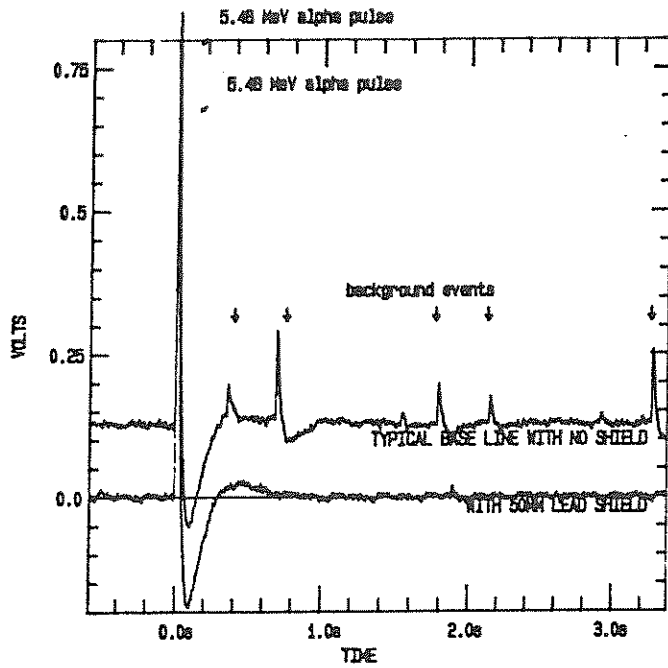


Figure 11 - Comparison of base lines between α 's calibration pulses without protection (upper curve) and with 5 cm thickness lead shield (lower curve). In the latter case γ rays with energies in the 100 KeV-1 MeV range have disappeared.

The experimental set up was the following :

- location : Verrières le Buisson, near Paris (Lat = 49°) about 150 meters above sea level. The experiment is made on the first floor of a building, surmounted by about 1 meter of millstone ;
- integration time : 5 hours for the high-energy events ;
- calibration : α 's from an ^{241}Am source (5.48 MeV). This prevents us from obtaining any useful data in the 5→6 MeV range;
- shielding : we used a 5 cm thickness of contemporary lead, total mass = 700 kg, located at a 20 cm mean distance from the sapphire crystal (see Figure 7). For experimental convenience, a zenith window of 0.4 sr (half angle 20°) with respect to the detector was left unshielded. Materials between the lead and crystal were Cu 2 mm thick (bolometer support) and stainless steel 3 mm thick (cap and cryostat).

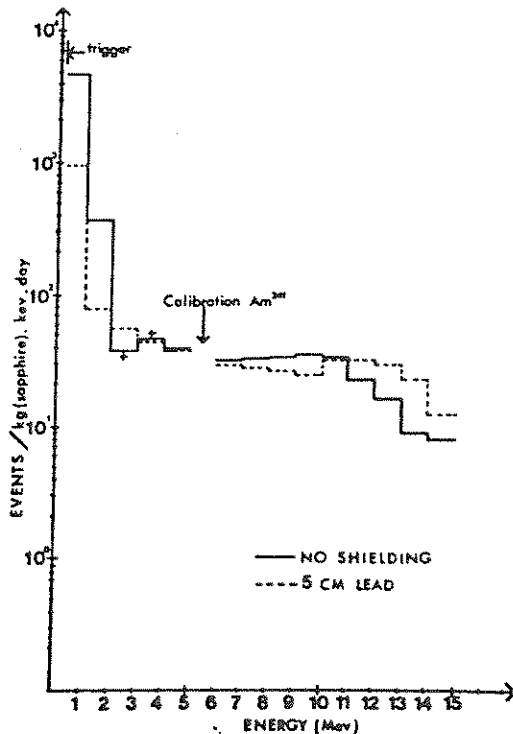


Figure 12 - Comparison of background spectra with and without shielding in the 25 g sapphire bolometer. Data are extrapolated to a 1 kg crystal. Trigger threshold is set at 200 keV level. Crosses indicate poor statistics

Evidence is shown of a substantial noise reduction of events due to background up to 10 MeV. Further improvements are expected on our very crude shielding with selected and different materials, and increasing the thickness, since conventional passive shielding requires at least 15 cm of lead. These results can be compared to experimental data³³ which report very low background, using Ge spectrometers for the study of neutrinoless double β decay of ^{76}Ge . Rates are normalised to equivalent masses (1 kg), but attention is required to differences between materials -Ge or Al_2O_3 - and thus efficiencies, or on bulk effects -multiple Compton scattering- both of which may raise the extrapolated rates for sapphire.

Of course substantial improvements are required to lower the present rates down to 1 event/keV.kg.day in the low energy channels, where higher background rates are expected, but these first tests were made with existing normal cryostats.

Material	Size	Mean rate per kg (500 keV - 1MeV)	Shielding
Al_2O_3	6 cm ³	940 events/keV.kg.day	5 cm lead, this experiment
Ge ref. (33)	135 cm ³	80 events/keV.kg.day	10 cm lead, typical cryostat
	135 cm ³	0.5 events/keV.kg.day	Rebuilt cryostat 1438 m underground without elec- tronic antic cosmic shielding

An extra noise, associated with the presence of the lead shielding, appears in Fig.12 in the high energy region. Though we did not possess any independent way of identifying the particles responsible for such an effect, it may be attributed to the muonic component of the cosmic ray and its interaction with Pb nuclei according to $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$.

Neutron production in lead following muon capture has been studied by several authors³⁴. A mean neutron multiplicity of about 1.7 in Pb is reported, 85 % of which are attributed to an evaporation process : a compound nucleus is formed and energy distributed among all nucleons; neutrons of energy up to 5 MeV may then escape from the nucleus. The remaining 15% lead to "direct" capture ;neutrons with energy as high as 50 MeV emitted in this way account for the high energy tail of the emission spectrum (it falls in an exponential manner $N(E) \propto \exp(-E/E_0)$ with a decay constant $E_0 \approx 9$ MeV for Pb). Excess counts with energy release in the crystal greater than 10 MeV could be thus attributed to this last process.

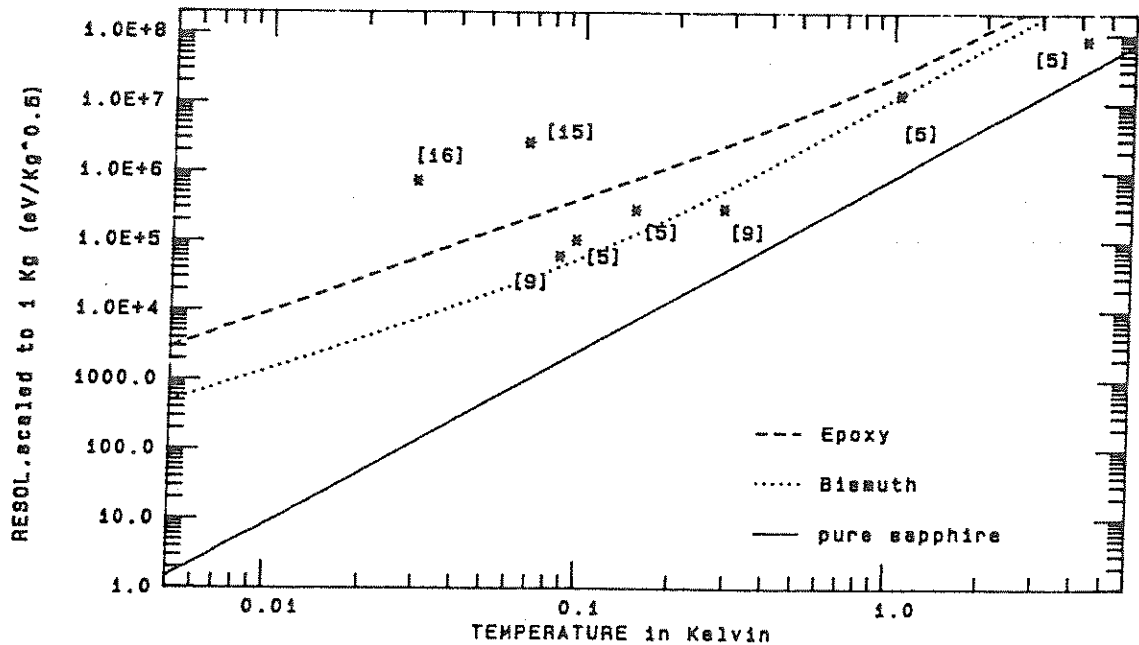


Figure 13 - Comparison of resolutions in published spectra obtained in thermal spectrometry by different groups and bolometry techniques : the resolution plotted in ordinate, is $\Delta E = \Delta E/\sqrt{m}$ in unit of eV/\sqrt{Kg} . Curves are theoretical estimations of ultimate resolution per \sqrt{Kg} in sapphire, bismuth and epoxy as a function of temperature.

8 FUTURE PROSPECTS AND CONCLUSION

Massive composite bolometers cooled below 100 m°K are very promising detectors of weakly interacting particles provided that sensor and target are matched so that they have about the same heat capacity. Characteristics and optimisation of the heavily doped germanium thermistor have been analysed. In Figure 13 we summarise the results we obtained on a 25 grams bolometer and those of other groups with less massive ones. We present theoretical limits possible in 1 kg of sapphire or bismuth absorber.

Extrapolation of data show that a resolution of 800 eV in 1 kg at 10 m°K is a very immediate realistic goal. By dividing this same mass in 20 detectors (50g each) we would obtain a resolution better than 200 eV at 10 m°K. If placed in an underground location they would (in a few weeks) either detect new particles or place very new upper limits on the unknown quantity of non-baryonic dark matter in the solar system.

ACKNOWLEDGEMENTS

It is a pleasure to thank B. JONSON and H. RAVN who initiated several of us to particle detection ; many results of this paper are a consequence of our collaborations with them. We benefited of important help in He3 or dilution cryogenics from J.P. TORRE, M. CHAPPELLIER, A.SCHUHL, A. BÉNOIT. Discussion and expertise of Y. DECLAIS helped us to progress in cosmical background comprehension. Edition of this paper was prepared by G. BARGOT-DESPONTIN and R. OLOMBEL. Financial support comes from author's institution, NSF grant ECS-8819352 and from INSU, CNES, CNRS and CEA.

References

- 1) F. Simon, *Nature*, 135, 763, 1935
- 2) E. Fiorini, T.O. Niinikoski, *Nucl. Instr. Meth.*, 224, 83-88 (1984)
- 3) A. de Rujula, M. Lusignoli, *Phys. Lett.*, 118B, 429-434 (1982)
- 4) B. Cabrera, L. Krauss, F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.*, 55, 25-38 (1985)
- 5) N. Coron, G. Artzner, P. de Marcillac, H. Stroke, A. Benoit, F. Amoudry, H. Ravn, B. Jonson, J.P. Torre, O. Testard, G. Dambier, J. Leblanc, G. Jegoudez, J.P. Lepeltier, in "Superconducting and Low-Temperature Detectors", G. Waysand and G. Chardin editors, Elsevier, 115-125, 1989.
- 6) D. Mc Cammon, S.H. Moseley, J.C. Mather, R.F. Mushotzky, *J. Appl. Phys.*, Vol. 56(5), 1263-1266, 1984
- 7) N. Coron, G. Dambier, G.J. Focker, P.G. Hansen, G. Jegoudez, B. Jonson, J. Leblanc, J.P. Moalic, H.L. Ravn, H.H. Stroke, O. Testard, *Nature*, 314, 75-76, 1985
- 8) N. Coron et al., *SPIE*, Vol. 597, X-ray Instr. in Astronomy, 389-396, 1986
- 9) D. Mc Cammon, M. Juda, J. Zhang, S.S. Holt, R.L. Kelley, S.H. Moseley, A.E. Szymkowiak, *Japan Journal of Appl. Phys.* Vol. 26, suppl. 26-3, 1987 and S.H. Moseley et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS32, N° 1, 134-138, 1985
- 10) N. Coron, G. Artzner, H. Stroke, J. Rich et al., *Proceedings of VIIIth Moriond Workshop*, Editions Frontières, 421-, jan, 1987
- 11) M. Buhler, E. Umlauf, *Europhys. Lett.* 5(4) p. 297-301, 1988
- 12) N. Wang, B. Sadoulet et al., *Trans. on Nucl. Sci.*, 35, N° 1, 55-58, 1988
- 13) D. Bassi, M.G. Dondi, F. Tommasini, F. Torello, U. Valbusa, *Phys. Rev. A*, Vol. 13, N° 2, 584-594, 1976
- 14) H.H. Andersen, *N.I.M.*, Vol. B12, pp. 437-439, 1985
- 15) A. Alessandro, D.V. Camin, E. Fiorini, A. Giuliani, *Phys. Lett. B*, 202(4), p. 611, 1988
- 16) A. Alessandro, C. Brofferio, D.V. Camin, E. Fiorini, A. Giuliani, *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, Vol. 36, 141-145, 1989
- 17) M.W. Goodman, E. Witten, *Phys. Rev. D.*, Vol. 31, 3059-3063, 1985
- 18) I. Wasserman, *Phys. Rev. D.*, Vol. 33, 2071-3078, 1986
- 19) A. Druckier, K. Freese, D. Spergel, *Phys. Rev. D.*, Vol. 33, 3495, 1986
- 20) L. Gonzales-Mestres, D. Perret-Gallix, in "Dark matter", J. Audouze, J. Tran Thanh Van Editors, Editions Frontières, 85-94, 1988 and also in same book thom 22, pp. 1-36 (review paper).
- 21) J. Rich, same book as ref.20, 43-53, 1988
- 22) D.O. Caldwell et al. in "Low temperature detectors for neutrinos and Dark matter", Editions Frontières, edited by L. Gonzales-Mestres and D. Perret-Gallix, 55-66, 1988
- 23) C.J. Martoff, *Science*, Vol. 237, 507-509, 1987
- 24) G. Gerbier et al., this book, 1989
- 25) N. Coron, P. de Marcillac, G. Artzner, C. Goldbach, G. Nollez, A. Vidal-Madjar, F. Amoudry, Scientific proposal to INSU, internal report IAP PM/MchP/599, 25 Sept 1988
- 26) C. Kittel, H. Kroemer in "Thermal Physics" W.H. Freeman and Cpy, San Francisco, p. 84, 1980
- 27) J.C. Mather, *Appl. Opt.* Vol.21 N° 6, pp. 1125-1129, 1982
- 28) S.H. Moseley, J.C. Mather, D. Mc Cammon, *J. Appl. Phys.*, Vol. 56(5), pp. 1257-1262, 1984
- 29) R.A. Smith, F. Jones, R. Chasmar in "The detection and measurement of I.R. radiation", Oxford University Press, p. 214-22, 1968 and N. Coron, *Infrared Phys.*, Vol. 16, p. 411-419, 1976
- 30) J.C. Mather, *Appl. Opt.* Vol 23, N° 4, pp. 584-588, 1984
- 31) Fritzsche, *Phys. Rev.*, Vol. 119, 1238- (1960) and all precedent papers
- 32) P.P. Edwards and C.N.R. Rao, *The Metallic and nonmetallic states of matter*, Taylor et Francis ed., 1985
- 33) F.T. Avignone, III, R.L. Brodzinski, D.P. Brown, J.C. Evans, Jr., W.K. Hensley, H.S. Miley, J.H. Reeves, and N.A. Wogman *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 54, n° 21, 2309- (1985)
- 34) P. Singer, Review talk, Muon Physics Conference Colorado State University, 6-10 september 1971.

Towards a Dark Matter Experiment: Performance of a 24g Sapphire Bolometer

C1

P. DE MARCILLAC¹, N. CORON², G. ARTZNER²,
J. LEBLANC², J.-P. TORRE³, C. GOLDBACH¹,
G. NOLLEZ¹, A. VIDAL-MADJAR¹ & J. MANGIN⁴

¹*Institut d'Astrophysique, Paris, FRANCE*

²*Institut d'Astrophysique Spatiale, Verrières-le-Buisson, FRANCE*

³*Service d'Aéronomie, Verrières-le-Buisson, FRANCE*

⁴*Laboratoire Infra-Rouge, Nancy, FRANCE*

1. Introduction

This work relates to the development of low temperature massive bolometers dedicated to non baryonic dark matter detection. Such bolometers have to be sensitive to small energy deposition (below 1 keV) and massive, due to the low value of the expected event rates ($1-100 \text{ day}^{-1} \text{ kg}^{-1}$) (for a review see Smith & Lewin 1990; and also Sadoulet, in these proceedings). We report here recent results obtained with a 24g sapphire bolometer (Nr 157) cooled at a dilution refrigerator temperature $T \simeq 50 \text{ mK}$.

2. Experimental Set-Up

We use nearly the same design as for a previous detector (Nr 143; 25g), the results of which are already published (Coron *et al.* 1989). This 24g bolometer stands in Figure 1 beside a 1kg sapphire crystal devoted to a future dark matter experiment.

The sapphire cylinder, with a length and diameter of $\sim 2 \text{ cm}$, is strongly suspended by 32 low thermal conduction nylon wires to a copper support screwed to the mixing chamber. A 1.3 mm^3 NTD germanium thermistor is glued on the crystal. Around the operating temperature of 55 mK, the slope of the thermistor characteristic is $dR/dT \simeq 0.83 \text{ M}\Omega \text{ mK}^{-1}$. The heat link to the bath (temperature reset of the thermistor) is ensured by a thin sapphire strip. The thermistor, connected to a $11.4 \text{ M}\Omega$ low noise resistance, is biased at $i \simeq 3.5 \text{ nA}$, $V \simeq 11 \text{ mV}$; this raises the detector temperature to about 55 mK.

A ^{241}Am source is partly seen through diaphragms by the front face of the bolometer. The heat pulses detected by the thermistor are amplified through a JFET voltage preamplifier at room temperature and transmitted via an optical fiber to a 12 bits ADC. In order to minimize microphonic problems, care is taken in reducing vibration sources: nitrogen and helium baths of the refrigerator are

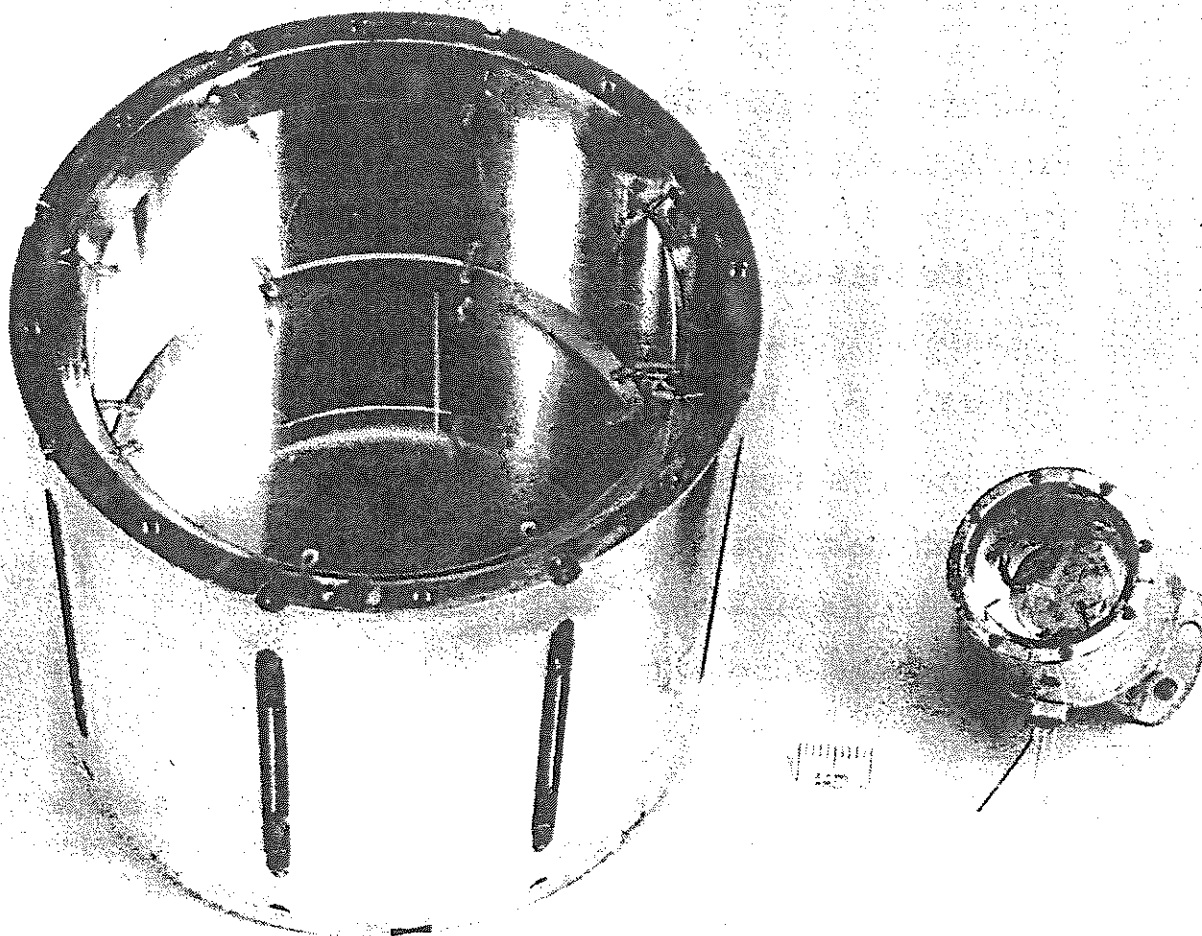


Figure 1.

continuously pumped and the whole experiment is enclosed in an acoustically and electromagnetically screened cabin.

3. Results

Focusing on the 59.54 keV γ line from ^{241}Am we note a spectacular sensitivity improvement with respect to the previous 25g bolometer: two typical pulses corresponding to identical energy deposits are plotted on Figure 2 [with different filtering conditions: analog band pass 3 Hz – 300 Hz for bolometer Nr 143, analog plus digital band pass 3 Hz – 1500 Hz for Nr 157]. The displayed voltage is referred to the preamplifier input. Gains both in signal ($\times 7.5$) and in speed ($\times 5$) are achieved, allowing the detector to be less sensitive to low frequency $1/f$ noise. Time constants measured with the Nr 157 bolometer are $t_{\text{rise}} \simeq 870 \mu\text{s}$ and $t_{\text{decay}} \simeq 5.2 \text{ ms}$.

The spectrum of the 60 keV region corresponding to 1300 pulses (recording time: 30 min) obtained with bolometer Nr 157 is shown on Figure 3. The same digital low-pass frequency filter is applied to all pulses with an hf cut off of 550 Hz, which is the best choice according to S/N considerations. The height of the pulse, once filtered, is taken as an estimation of the energy. A 3.7 keV FWHM resolution is obtained on the 59.54 keV line. An unique histogram (10^6 points) is constructed

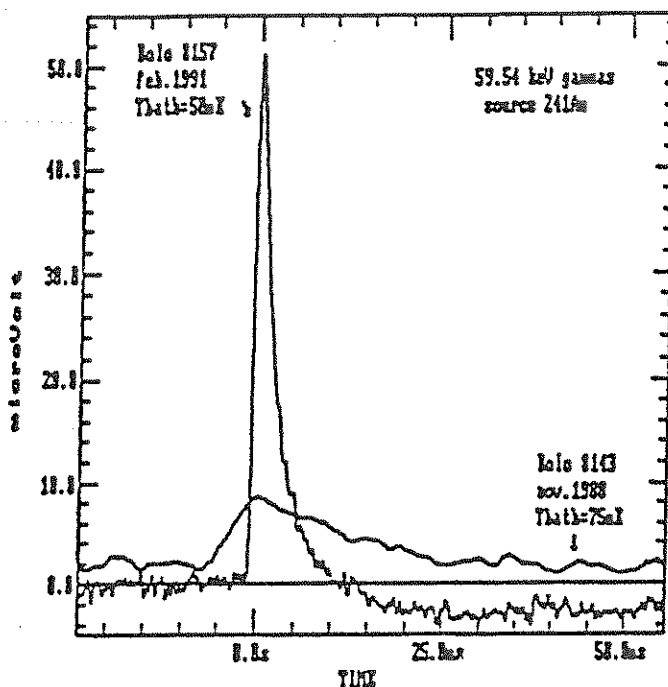


Figure 2.

with the points of the pretrigger base line of each pulse; it gives the base line profile represented on Figure 3 as the zero energy line which exhibits a 600 eV FWHM resolution so that a threshold value lower than 2 keV may be expected. As a matter of fact, despite of the trigger threshold set at 12 keV and owing to drifts in the DC level of the base line, we did record some events in the 3 – 4 keV region during this run.

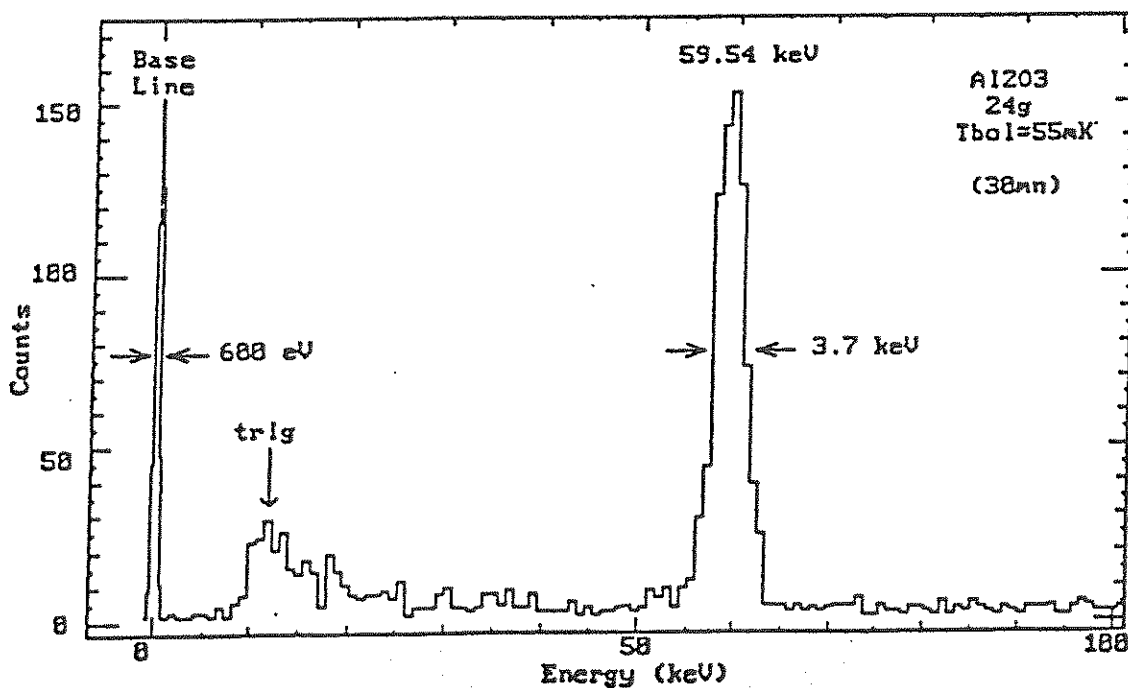


Figure 3.

Calibration in energy is performed according to the 59.54 keV pulse height and assuming linearity. One can easily see the 17.6 keV X-ray line from ^{237}Np (a daughter of ^{241}Am), but with a reduced intensity due to the diaphragm conditions. A detailed analysis of these results will be published elsewhere (de Marcillac *et al.* 1991).

4. Conclusion

The most recent results obtained with massive bolometers show an energy sensitivity of the order of tens of keV: 28 keV FWHM in 32g LiF (Smith *et al.* 1990), 9.4 keV FWHM in 60g Ge (Cummings *et al.* 1990), both measured on the base line. For the first time, this study shows a FWHM base line resolution well below 1 keV, with a bolometer of the same class of mass. Such a bolometer has characteristics (mass, threshold) close to the requirements of a future dark matter experiment and will be soon very useful for the understanding of the low energy background in cooled massive crystals.

References

- Coron, N., Artzner, G., de Marcillac, P., Stroke, H., Benoit, A., Amoudry, F., Ravn, H., Jonson, B., Torre, J.P., Testard, O., Dambier, G., Leblanc, J., Jegoudez, G. & Lepeltier, J.P., 1989, in "Superconducting and Low-Temperature Particles Detectors", ed. G. Waysand & G. Chardin (Amsterdam: Elsevier), p. 115.
- Cummings, A., Wang, N., Shutt, T., Barnes, P., Emes, J., Giraud-Heraud, Y., Haller, E.E., Lange, A., Rich, J., Ross, R., Sadoulet, B., Smith, G. & Stubbs, C., 1990, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, in press.
- de Marcillac, P. *et al.*, 1991, in preparation.
- Smith, P.F., Homer, G.J., Read, S.F.J., White, D.J., Lewin, J.D. & Spooner N.J.C., 1990, *Phys. Lett. B*, 245, 265.
- Smith, P.F. & Lewin J.D., 1990, *Phys. Rep.*, 187, 203.

Performance and applications of cooled composite bolometers in the field of ionizing radiation metrology

N. Coursol ^a, N. Coron ^b, D. Massé ^a, H. Stroke ^c, J.W. Zhou ^c, P. de Marcillac ^d, J. Leblanc ^b, G. Artzner ^b, G. Dambier ^b, J. Bouchard ^a, G. Jegoudez ^b, J.P. Lepeltier ^b, G. Nollez ^d, C. Golbach ^d and J.-L. Picolo ^a

^a *Laboratoire Primaire des Rayonnements Ionisants, CE-Saclay, BP 52, 91193 Gif-sur-Yvette Cedex, France*

^b *Institut d'Astrophysique Spatiale, BP 10, 91371 Verrieres le Buisson Cedex, France*

^c *New York University, 4 Washington Place, New York, NY 10003, USA*

^d *Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis Boulevard Arago, 75014 Paris, France*

Two major limitations met in the field of ionizing radiation metrology, i.e. energy resolution and detection energy threshold, may be improved by one or two orders of magnitude by using composite bolometers cooled below 300 mK and operating in the pulse mode. The major advantages are: possibility of choosing the absorber (from diamond to BGO: Al₂O₃, Ge, Si, BaF₂, LiF, etc), the absence of statistical noise (phonon quanta are in the 10⁻⁴ eV range) and ultimate resolution in the 10⁻¹ eV range for small bolometers.

The theoretical and experimental limits are analyzed and solutions for extraneous noise limitations in a complete system are described. The most recent results in alpha-particle and gamma-ray spectrometry using a new design, the composite-composite bolometer, are given. In these, a resolution of 10.5 keV was obtained for 6 MeV alpha particles and < 2.5 keV for ²⁴¹Am 18 keV X rays using a 24 g sapphire bolometer.

The ideal bolometer concept is also discussed. In this, the simultaneous detection of quanta (due to ionization, fluorescence, ballistic phonons) and thermal energies will make it possible to have lower thresholds by amplification in the target. It should thus be possible to determine the characteristics of the particles (their precise arrival time and the positions of the impacts) and provide improvements in the field of integral counting for the absolute measurement of radioactivity.

1. Introduction

The measurement of radioactivity by the direct conversion of nuclear radiation into the temperature rise of a calorimeter is an idea as old as nuclear physics itself [1]. However, at room temperature the sensitivity of calorimetric measurements limits these to relatively intense radiation fields, in the 1 mW range [2].

Simon [3] was the first to anticipate the enormous gain in sensitivity possible at low temperatures where heat capacities vary as T^3 . As early as 1935 he tested a calorimeter cooled to 50 mK for radiation dosimetry measurements. In 1977, Dalmazzone [4] investigated a calorimeter at about 2.2 K and reached a sensitivity of 10⁻⁹ W. But it is only recently that has been analyzed [5,6] and demonstrated [7–9] the possibility of measuring, with bolometers, the transient temperature rise due to the detection of a single event.

In the last few years bolometer performance in terms of mass and resolution has progressed by orders of magnitude [10–18]. Bolometers have several intrinsic advantages:

(a) the energy deposited by the radiation in an ab-

sorber is converted into heat with greater than 95% efficiency in about 1 μs;

(b) the quanta of thermal energy (or phonons) are in the 10⁻⁴–10⁻⁵ eV range, allowing far better statistically-limited resolution than standard detectors [2,19];

(c) they have no window or dead layer;

(d) extremely good resolution can be foreseen by reducing the temperature.

Composite bolometers can now compete with standard detectors in several fields of radiation metrology: for example, a resolution of 12 eV (FWHM) for ⁵⁵Fe 6 keV X-rays has been obtained with a mosaic array by the Goddard group [11] while large mass bolometers (24 g) with a resolution better than 1 keV on the base line are being developed (fig. 5 and refs. [17,18]).

Comparison of the analysis of theoretical and practical limits with recent results provides hope for an improvement of at least one order of magnitude in mass, speed and resolution in the near future. Also, new bolometers with both thermal and quantum sensors are under development (cf. fig. 8 and refs. [20,21]). These will make it possible to determine the nature of

Table 1

Reported energy resolutions of massive bolometers (> 1 g). According to the author ΔE_{FWHM}^{meas} is relative either to the base line or to a spectral line $\Delta E_{FWHM}^{crystal}$ is the ultimate energy resolution of a perfect composite bolometer as given by eq. (1)

Crystal	Mass [g]	T_{bath} [mK]	Sensor	ΔE_{FWHM}^{meas} [keV]	$\Delta E_{FWHM}^{meas} / \Delta E_{FWHM}^{crystal}$	Ref.
Al ₂ O ₃	24	50	Ge-NTD	0.6 baseline	4	17
				3.7 spectral line (59.6 keV, ²⁴¹ Am)	24	
	280	135	Ir supra	66	10	30
	2	60	RuO ₂ film	38	540	31
LiF	8	15	Ge	9.4	1050	15
Si	1	15	Ge	28.2	1550	15
Ge	4			3.5	1350	15
Ge	11	28	Ge	5.9	1100	15
Ge	60	30	Ge-NTD	13	230	32
				9.4	60	20

been derived [6,10]. Basically, the ultimate limits in energy resolution are set only by thermodynamic fluctuations in the phonon distribution in the device (see ref. [6]) and by noise in the readout of the sensor (called Johnson noise for a resistive thermometer).

In [10] it was suggested that the best ultimate signal to noise ratio is obtained when:

- (a) heat capacity of sensor C_s = heat capacity of absorber C_a , and
- (b) $T_1 = 1.2 T_0$ at the polarizing point of the detector.

Then the ultimate possible energy resolution in the detector as expressed by the full width at half maximum (FWHM) is given by

$$\Delta E_{FWHM} \approx 8(kT_0^2 C_{a0})^{1/2}, \tag{1}$$

where T_0 is the cold source or cryostat base-plate temperature, C_{a0} is the heat capacity of the absorber alone at T_0 , k is the Boltzmann constant, and T_1 is the device temperature.

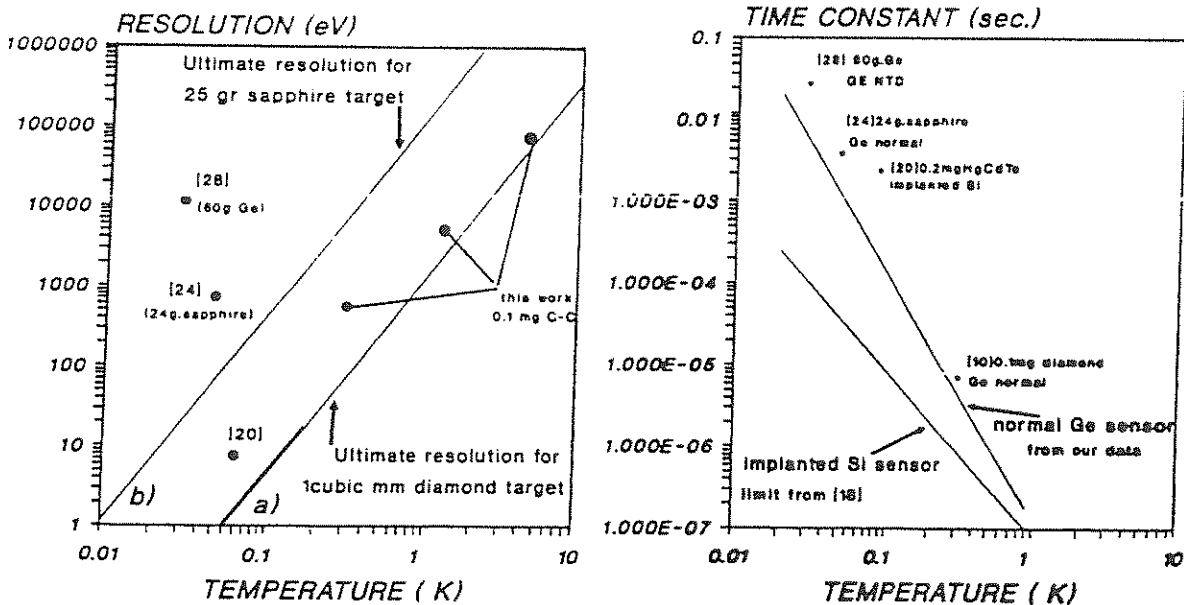


Fig. 2. (Left) Resolution of composite bolometers as a function of temperature: line a) is the ultimate resolution for small composite bolometers with a typical 1 mm³ diamond target (3 mg) as a function of temperature – this is the target in the development of X-ray mosaics; line b) is the ultimate resolution possible for large-mass bolometers with a typical 6 cm³ target (25 g). The points indicate resolution values obtained to date. (Right) Time constants for bolometers as a function of temperature: line a) is our estimated limited for presently available Ge sensors (normal and NTD). line b) is estimated from [11] for the implanted silicon sensor and is a goal for future development. The points indicate time constants actually obtained so far for the fastest high resolution bolometers.

This expression for the ultimate resolution, established for a perfectly isothermal bolometer and a perfect sensor, is approached experimentally only with the best bolometers and then by a factor varying between 4 and 60 (see table 1). From eq. (1) it can be seen that for a given mass of monocrystalline target which has a heat capacity varying as the product of mass and T^3 (Debye's law) the ultimate resolution varies as $m^{1/2}T^{5/2}$. Thus, in theory, extremely good resolution is possible by reducing the temperature sufficiently. As shown in fig. 2a, it is hoped to have a noise level of 1 eV (FWHM) and comparable energy resolution in a 25 g massive sapphire bolometer at 10 mK, while X-ray mosaics of mg bolometers may reach a resolution of 10^{-2} eV at the same temperature. The best experimental results are plotted for comparison in fig. 2a.

In practice, the bolometer is connected to the cryostat by a thermal link of conductivity G (consisting of a thin strip of material) so that it is reset after each event with a time constant τ_e , which in turn determines the maximum possible event rate. This electrical time constant of the bolometer at the biasing operating point is given by $\tau_e = 0.5 C/G$, (see refs. [10,25]).

Bolometers have two major limitations:

(a) they have a very low energy threshold so that they are very sensitive to microphonics and electromagnetic pickup. This can be solved by a careful design of the cryogenic system [10] and by the use of cooled preamplifier stages [11,26].

(b) they are slow: their time constant τ_e is limited by the presently available homogeneity of sensors and increases on reducing the temperature (fig. 2b).

One possible explanation [10] for these long time constants could be the fact that the sensor must be polarized with a power P_e so that $T_1 = 1.2 T_0$; as at equilibrium $P_e = G(T_1 - T_0)$, and with $C = (C_s + C_a) \approx 2C_s$ and $\tau_e \approx 0.5 C/G$, we see then

$$P_e = (0.2T_0C_s)/\tau_e \quad (2)$$

or $P_e/C_s \approx 1/\tau_e$.

This means that to have a fast bolometer we must choose a sensor which combines high sensitivity with a high polarizing power per unit heat capacity. This explains why the trend in the development of bolometers will now be in this field [11].

The shortest time constants obtained with the presently available sensors are plotted in fig. 2b. The points indicate the best experimental results for composite bolometers. Our measurement of P_e/C_s in a normally doped Ge sensor is consistent with ref. [11] where the results for an implanted silicon sensor provide hope for a factor of 17 improvement at 100 mK, and, perhaps, better than this at 10 mK, but experimental proof has yet to be obtained. In any case, a time constant in the 1 ms range is presently obtained with small and large mass bolometers that compete

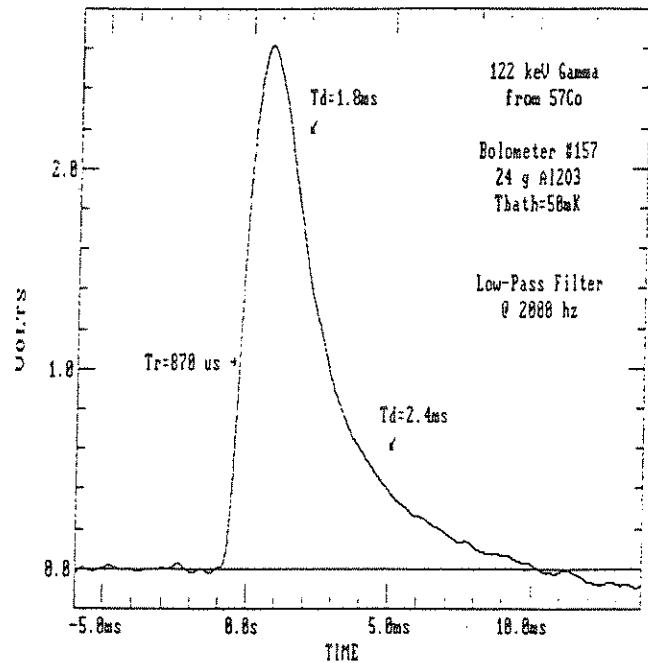


Fig. 3. Pulse shape of a 122 keV gamma-ray event in our 24 g sapphire bolometer cooled to 50 mK. The resolution on the base line is 600 eV and the time constant varies from 3 to 5 ms. The values of these parameters are the best obtained to date with large-mass bolometers by about an order of magnitude.

with standard detectors in resolution. Typical pulse shapes are presented in fig. 3 for a large bolometer and in fig. 7a for a small one. A compromise between resolution, temperature and speed should be carefully studied in terms of the applications and the sensor availability.

3. Description of the complete instrument for thermal spectrometry

To operate, bolometers must be cooled to a temperature low enough to reach the required resolution. With a standard portable ^4He cryostat and a compact adsorption ^3He refrigerator [27], it is possible to work for up to 48 hours at 0.3 K with small bolometers (\approx a few mm^3) and to obtain resolutions in the 500 eV range with X rays and electrons or a few keV with ions [26]. The spectrum in fig. 7 was obtained with such an instrument. But it is at temperatures equal to or below 100 mK that bolometers can truly compete with more standard techniques. Thus, several groups are now working on the development of complete instruments for space or terrestrial applications below 100 mK. For large-mass bolometer measurements we use an inexpensive commercial dilution system (from TBT-Airliquide France) operating at an ultimate temperature at 50 mK: it has an outside diameter of 45 mm so

that it can be used in a standard ^4He container (see fig. 4).

Microphonic problems become crucial for resolutions below 200 eV with small bolometers and below 10 keV with those of large mass. All our results (figs. 5, 6 and 7) have been obtained with rather old refrigerators not at all intended for bolometry. Our group and others are preparing a new generation of dilution refrigerators with two order of magnitude less microphonic noise power.

Bolometers are also sensitive to the continuous background and this may change their response with time. Thus the design of the instrument must ensure excellent stability of the vacuum around the bolometer since the latter may act also as a manometer, being sensitive to the thermal energy of impinging molecules. Shields will protect the bolometer from background and random infrared radiation. The connections be-

tween the bolometer and the preamplifier must be carefully protected from all electromagnetic pickup and vibration. The temperature noise of the electronics at the bolometer impedance must be lower than the temperature noise of the bolometer itself (which is very close to twice the bath temperature [25]).

Commercial preamplifiers have an equivalent temperature noise T_n of around 300 mK at 200 Hz and a special input stage with a cooled junction field-effect transistor (JFET) must be used to go below this. We obtain a T_n of around 50 mK at 40 M Ω impedance in our laboratory with a J230 transistor. The Goddard group claims 5 mK temperature noise at 20 M Ω [11] with "an inexpensive JFET cooled at 130 K".

To eliminate electromagnetic pickup problems we use batteries for the preamplifier supply and optical-fiber connections to the data acquisition system (a 1 MHz, 12 bits ADC and a 32 bits microcomputer).

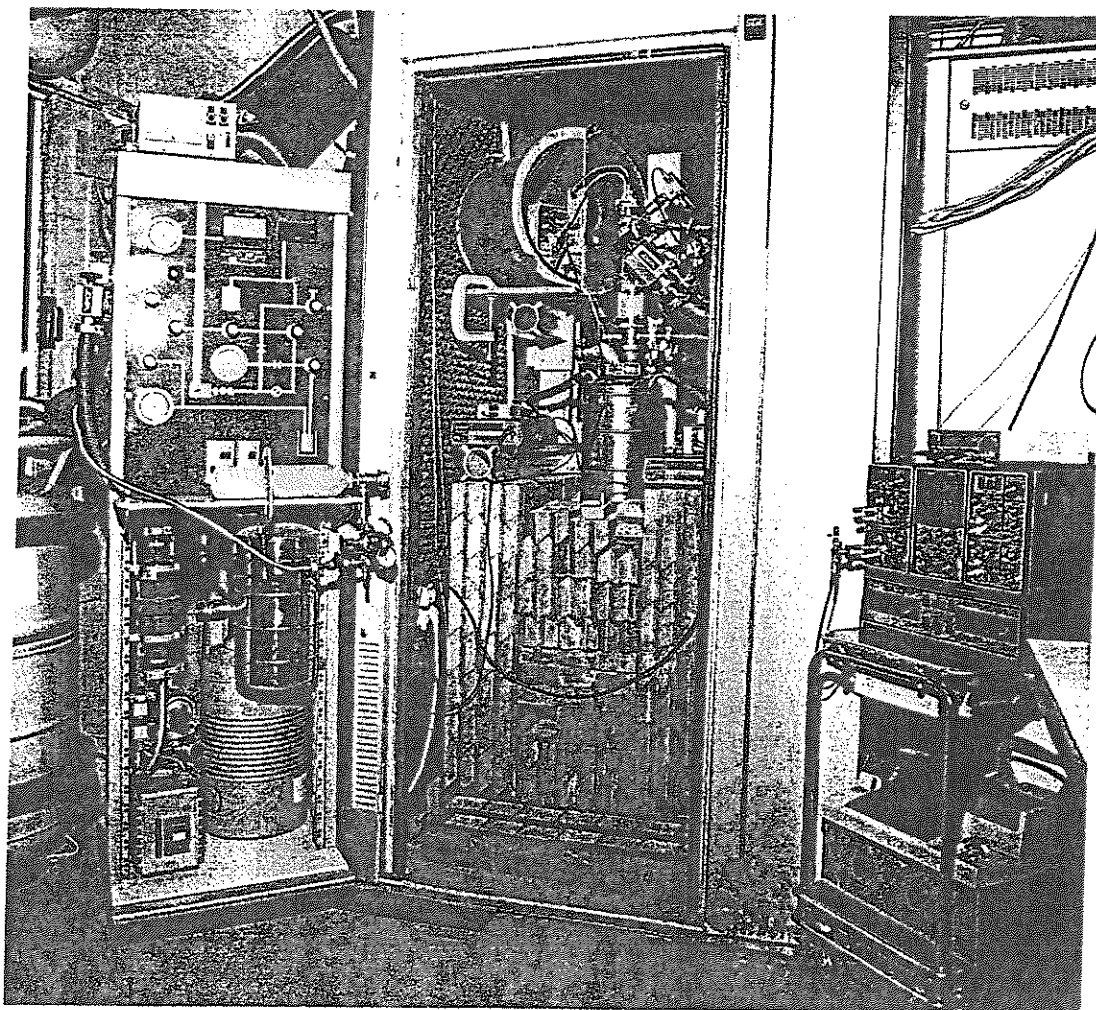


Fig. 4. A complete 50 mK system for tests with internal X-ray sources or external gamma-ray sources; performances reached on the base line are: 40 eV resolution with small bolometers and 600 eV with large bolometers. In this case the system is arranged for low-level radioactivity measurements, with a 20 cm lead shield to reduce the background (the Faraday cage cover and the microphonics shield have been removed for the photograph).

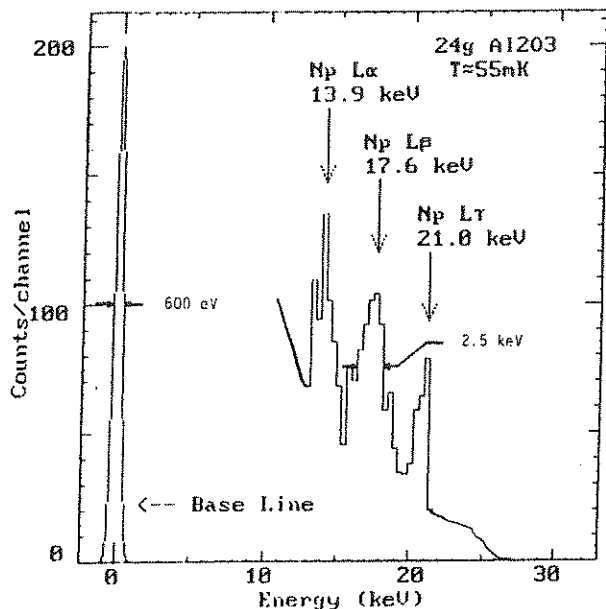


Fig. 5. Photon spectrum from a ^{241}Am source obtained with a 24 g sapphire bolometer (area 310 mm^2) cooled to 55 mK and positioned in the refrigerator shown in fig. 4.

4. Experimental results

We have recently obtained the best resolution with the large-mass bolometer when detecting gamma-rays and high-energy alpha particles, i.e., 2.5 keV for the 18 keV L X rays of ^{241}Am (fig. 5 and [17,18]) and 10.5 keV for 6 MeV alpha particles (fig. 6). The Goddard-Wisconsin group has published, for a single, selected detector, a resolution of 7.5 eV for the ^{55}Fe 6 keV X rays [13]. The best results that we and other groups have obtained for the bolometric detection of different ionizing radiations are summarized in tables 1 and 2.

Generally, measured resolutions depend, as in standard detectors, on the energy E and on the nature of the radiation: (a) For low energies (where $(E/\Delta E) < 50$) the situation is simple: the resolution ΔE (FWHM) is found to be independent of E in most cases. (b) But for high energy ($E/\Delta E > 50$) we may have variations of the response of the bolometer with impact point or time that degrade the resolution: heat propagation

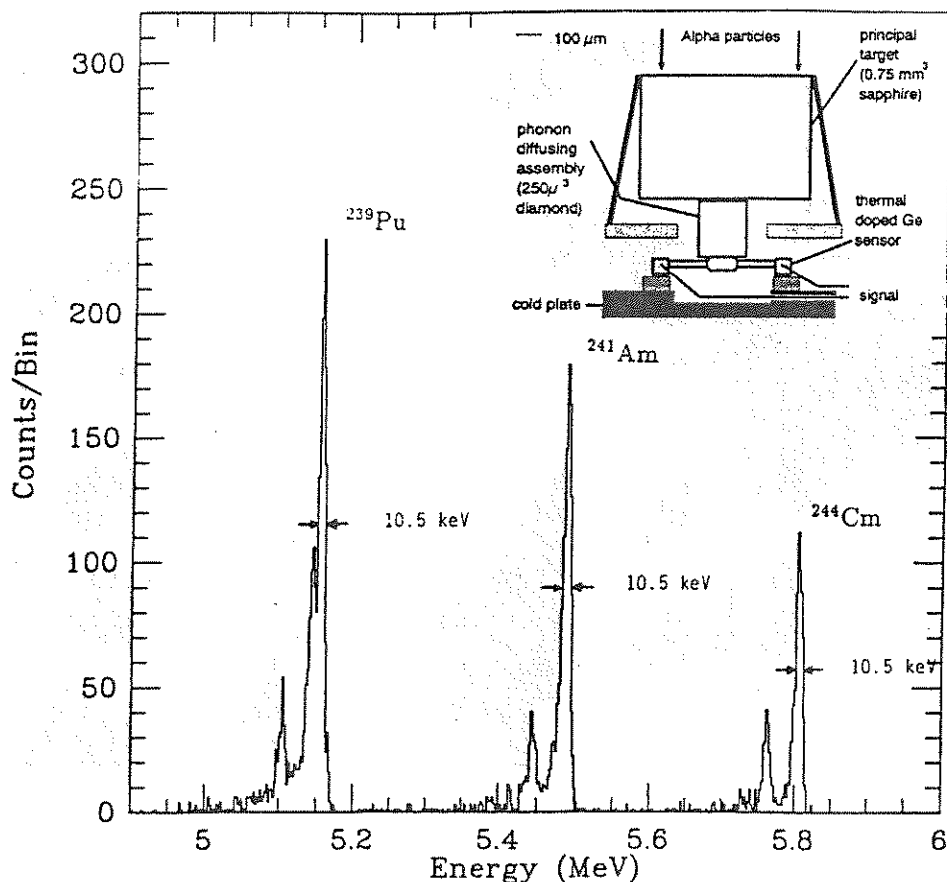


Fig. 6. Spectrum of a commercial mixed alpha source (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm) obtained with a composite-bolometer (see inset) of our design. The New York University refrigerator, modified to reduce microphonics, was operated at 60 mK but the bolometer was set by polarization at 380 mK to obtain the best response stability. The resolution is better than 11 keV.

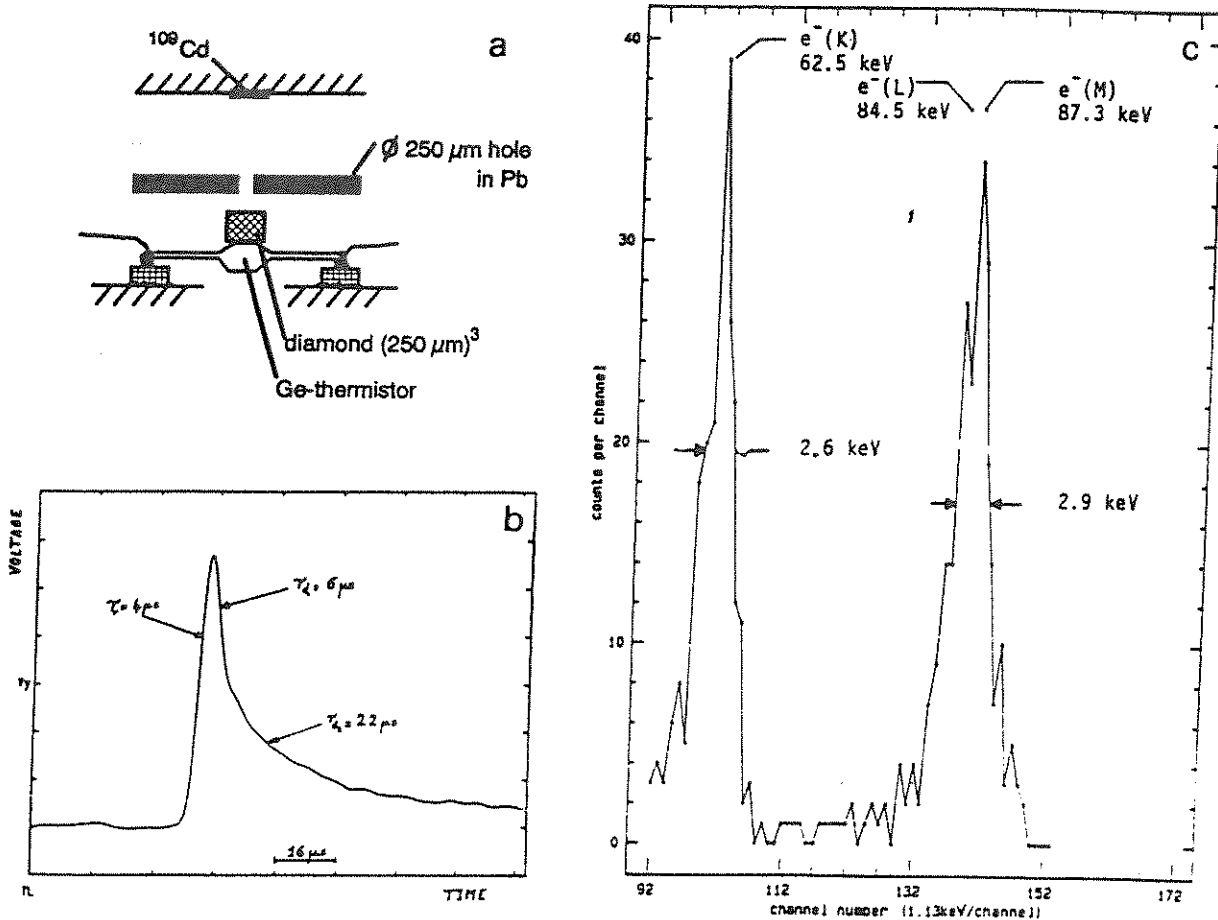


Fig. 7. Test of a small bolometer at 300 mK using electrons: (a) the composite diamond bolometer and the ^{109}Cd conversion electron sources. (b) a typical pulse for an 84 keV electron showing the short time constant ($6 \mu\text{s}$) and a tail due to the heat link capacity effect or an internal sensor diffusivity effects. (c) ^{109}Cd conversion electron spectrum. In this test the resolution is limited to 3 keV by the microphonics associated with the nitrogen shield and poor ^3He temperature stability.

depends on the distance between the impact point in the target and the sensor. As the sensor is not homogeneous and as ballistic phonons (with a few percent of E) travel along particular directions, this yields a response which depends on the impact point: this

appears clearly for gamma rays absorbed very close to the sensor if the target is not thick enough.

This is the reason why the composite-composite bolometer was designed [16]. In this device the heat after being diffused is transmitted more homoge-

Table 2
Resolution of composite bolometers compared with that of conventional quantum detectors

Ionizing particle (energy)	Quantum detectors ΔE_{FWHM}	Composite bolometers			
		Published performances		Realistic goal for near future ΔE_{FWHM}	
		ΔE_{FWHM}	mass and target material		ref.
X-ray (6 keV)	120 eV, Si (Li)	7.5 eV	≈ 0.2 mg, HgCdTe	[13]	3 eV
gamma-ray (≈ 20 keV)	≈ 1 keV, HP-Ge	< 2.5 keV	24 g, Al_2O_3	this work	
(1332 keV)	1.6 keV	13 keV	11 g, Ge	[32]	
β or e^- (≈ 80 keV)	≈ 2 keV, Si(Li)	3 keV	0.1 mg, diamond	this work	200 eV
α (≈ 5 MeV)	9 keV, IPS	10.5 keV	3 mg, Al_2O_3	this work	3 keV

neously to the sensor (see fig. 6). This new design makes it possible to achieve 10.5 keV resolution with 6 MeV alpha particles. We hope in the future to approach the ultimate limits calculated by Andersen [19] for ions and alpha particles (a limit of about 2 keV for alpha particles) and due to the energy stored in defects.

The response of the bolometer may also vary with time for extraneous reasons; e.g. change in the refrigerator temperature, "manometer" effect, microphonics, These effects are easily eliminated by the proper design of the cryogenic system. If the refrigerator has sufficient cooling capacity the best way is to reduce its temperature T_0 and to use a higher than

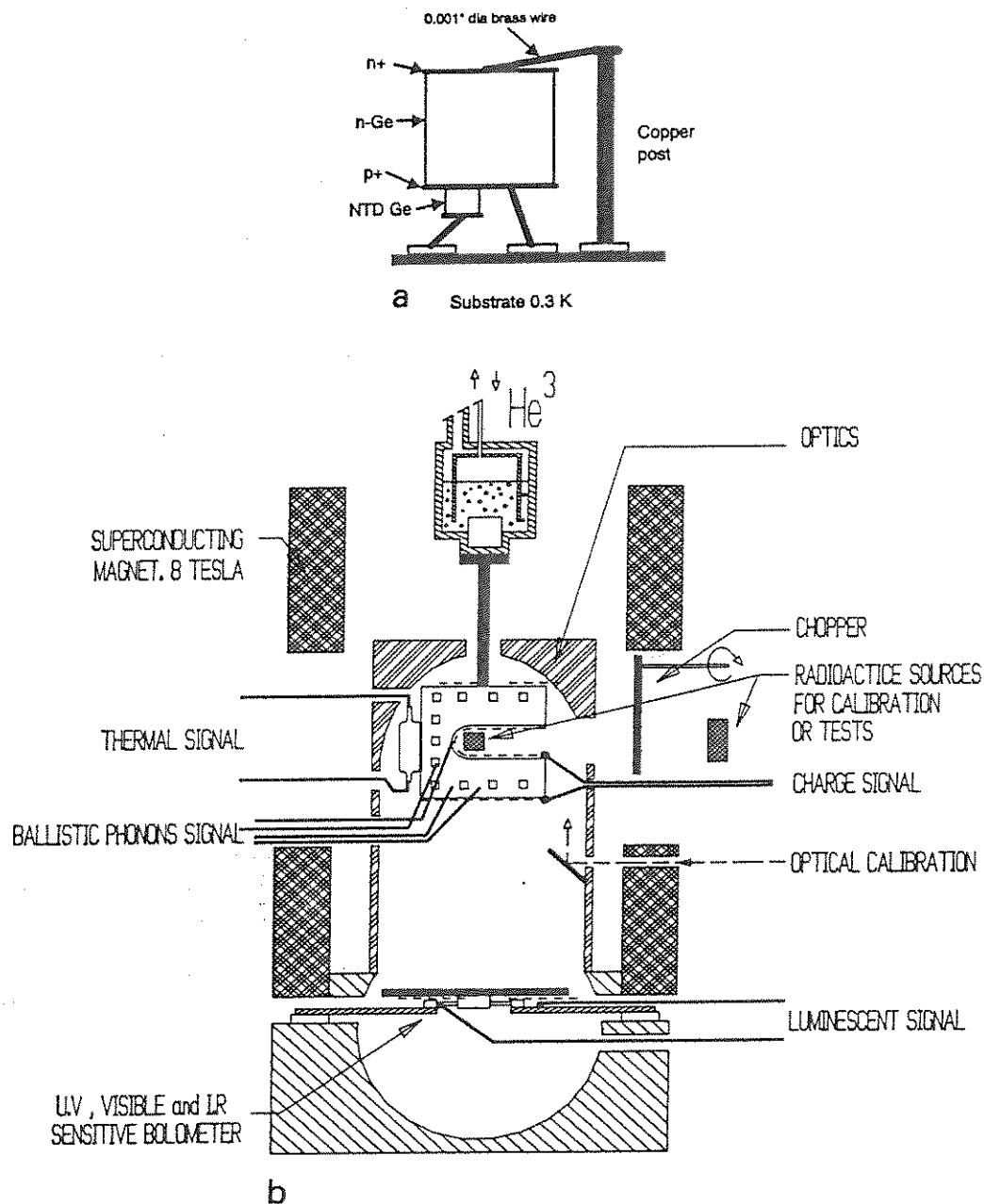


Fig. 8. Towards the "optimal" radiation detector where quantum and thermal effects are measured to yield maximum information. (a) Design of the voltage-assisted calorimetric detector successfully tested by Luke et al. [21]. (b) Prospective design of the future optimal bolometer where all the information related to an event is used. In this design (1) a thermal sensor measures the heat (75% of energy), (2) a charge signal measures ionization in the target, if it is made of semiconducting material $\approx 20\%$ of energy), (3) ballistic phonon sensors measure the impact parameters (direction and position $\approx 2\%$ of energy), (4) an optical bolometer with uniform response to UV and IR measures the fluorescence ($\approx 3\%$ of energy). A superconducting magnet allows crossing the metallic-nonmetallic transition in the thermal sensor so that it can be adjusted to the optimal impedance at each temperature. This design will provide: (a) a lower threshold by amplification in the target, (b) identification of the nature of the event, (c) better pileup rejection and time correlation, (d) discrimination of microphonic noise.

theoretical polarization in the bolometer, so that it is maintained at a temperature T_1 with $T_1/T_0 > 4$. We are then under high-stability conditions with respect to variations in T_0 and out-gassing effects.

It has now been demonstrated by our group [16] and the Goddard-Wisconsin group [12] that a resolving power $E/\Delta E$ of better than 500 is possible for several hours with bolometers.

5. Possible improvements and applications in ionizing radiation metrology

By using a more complex bolometer design (as shown schematically in fig. 8) it will be possible to have a better energy efficiency and more information for each event. Indeed, when a particle or photon impinges on the target its energy is not completely degraded into heat immediately: from about 100 ns to 3 μ s we have: ionization (25% of the energy event in silicon), fluorescence ($\approx 3\%$ of the energy in doped crystals) and ballistic phonons ($\approx 3\%$ of the energy in pure crystals). By adding new sensors on or around the target it should be possible to detect these signals and use this information for precise arrival time measurements, localization of events [28] or any discrimination [20,29].

Work on the simultaneous detection of fluorescence and heat has started in France [29]: a second bolometer, sensitive to optical radiation as shown in fig. 8b will detect the fluorescence signal with a sensitivity of 10^{-16} W/(Hz) $^{1/2}$, nearly as good as a photomultiplier. We hope, by measuring the fluorescence to thermal signal ratio, to be able to identify the event (recoil or ionization) and so eliminate most of the thermal noise signals in low level radioactivity measurements.

It should be noted, that achievement of the stated performance in X- and gamma-ray, beta- and alpha-particle spectrometry with composite bolometers should be very important for improving the knowledge and the accuracy of the nuclear data needed in ionizing radiation metrology.

In the same way it is also possible to amplify the thermal signal. Very promising results have been obtained with the voltage-assisted calorimetric ionization detector (fig. 8a) first developed by Luke in 1988 [21]. His idea is a new approach to detection that combines the calorimetric and ionization measurement techniques. The principle was demonstrated with a bolometer operating at 1.8 K with a HPGc (5 mm 3) diode as absorber, and a neutron transmuted doped (NTD) Ge thermistor as the temperature sensor. In this design the amount of ionization generated by an event on the detector is measured by the heat produced by the charged carriers as they drift across the detector under

an applied bias voltage instead of by the direct measurement of the charge itself.

This result in a greatly amplified thermal signal. Luke et al. [21] claim that with this technique it may be possible to achieve electronic noise levels lower than the signal arising from a single pair of carriers and propose applications of these detectors in astrophysics research.

Although it is not yet possible with the present results from this new type of voltage-assisted calorimetric detector to reach a definitive conclusion regarding their potential it has appeared important for the LPRI to be associated with the study of these devices and to consider applications that could result in progress in ionizing radiation metrology. Even if the energy resolution of this type of detector is ultimately limited by the statistics of the ionization process (see [21]), the interest is evident in the field of integral counting for absolute activity measurements (4π measurements, 4π beta-gamma coincidence measurements, ...). The lowering of the detectable energy threshold to a value of a few eV would make the extrapolation to zero energy (which may be one of the principal source of error in this field), negligible. Work is in progress.

These steps towards the ideal bolometer provide hope for significant applications of thermal detection to several fields of radiation metrology in the future.

6. Conclusion

Composite bolometers have important intrinsic advantages in radiation measurements: flexibility in the choice of target, no window effect, far better theoretical resolution (because the phonon energy quantum at mK temperatures is in the 10^{-4} eV range instead of the eV range for semiconductor detectors). These advantages also hold for large-mass bolometers at the very low temperatures which are now easily accessible with commercial dilution refrigerators. The disadvantages are sensitivity to microphonics and long time constants, but work is in progress with respect to reducing these.

The resolutions presently obtained are closely approaching standard detector values in gamma-ray and alpha-particle spectrometry, while microcalorimeters are now by far the best X-ray detectors in regard to resolution (7.5 eV FWHM for 6 keV X-rays, see [13]).

The very promising results obtained with the voltage-assisted calorimetric detector provide hope that this can find applications in integral counting for the radioactivity absolute measurement.

The development of more complex bolometers with quantum and thermal sensors combined is under way.

Acknowledgements

This work was supported by CEA/BNM-LPRI, CNRS(INSU and Ultimotech), CNES (RT program) and NSF (Foundation Grant ECS 819352). We gratefully acknowledge the support of R. Rothenflug, A. Tarrus and P. Pari from DSM-Saclay in making the high-performance cryogenic system available. All normally doped Ge-sensors were specially manufactured through hard work by Ph. Derouet from Minemet research (Trappes-France) while NTD sensors were developed and selected by J.P. Torre and J. Mangin from CNRS.

References

- [1] P Curie and A.C. Laborde, *Cr. Hebd. Séanc. Acad. Sci. Paris* 136 (1903) 673.
- [2] G.F. Knoll, in: *Radiation Detection and Measurement* (Wiley, 2nd ed., 1989) p. 688.
- [3] F. Simon, *Nature* 135 (1935) 763.
- [4] J. Dalmazzone. *Rapport CEA-R-4858* (1977).
- [5] E. Fiorini and T.O. Niinikoski, *Nucl. Instr. and Meth.* 224 (1984) 83.
- [6] S.H. Moseley, J.C. Mather and D. McCammon, *J. Appl. Phys.* 56 (1984) 1257.
- [7] D. McCammon, J.C. Mather and R.F. Mushotzky, *J. Appl. Phys.* 56 (1984) 1263.
- [8] N. Coron, G. Dambier et al., *Nature* 314 (1985) 75.
- [9] H. Stroke, G. Artzner et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-33 (1986) 759.
- [10] N. Coron, P. de Marcillac et al., in: *The Quest for the Fundamental Constants in Cosmology*, eds. J. Andouze and J. Tran Thanh Van (Editions Frontières, 1990) p. 275.
- [11] D. McCammon, B. Edwards et al., in: *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter III*, eds. L. Brogiato, D.V. Camin and E. Fiorini (Editions Frontières, 1990) p. 213.
- [12] S.H. Moseley, R.L. Kelley, R.J. Scholkopf, A.E. Szymkowiak, D. McCammon and J. Zhang, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-35 (1988) 59.
- [13] D. McCammon, W. Cui et al., *Nucl. Phys.* A527 (1991) 821; and Paper XVII-1, Massachusetts at Int. Conf. on Particles and Nuclei (June 1990).
- [14] A. Alessandrello, C. Brofferio, D.V. Camin, O. Cremonesi, E. Fiorini, A. Giuliani, G. Pessina and E. Prentali, *Nucl. Instr. and Meth.* A289 (1990) 504.
- [15] P.F. Smith, G.J. Homer, S.P.J. Read, D.J. White, J.D. Levin and N.J.C. Spooner, *Phys. Lett.* B245 (1990) 265.
- [16] J.W. Zhou, O. Redi et al., communication to the Am. Phys. Soc. 22 April 1991; and *Bull. Amer. Phys. Soc.* 36 (4) (1991) 1301.
- [17] P. de Marcillac, N. Coron et al., *Proc. 2nd DAEC Meeting*, 5-8 March, 1991.
- [18] P. de Marcillac, N. Coron et al., to be submitted to *Physics Letters* (1991).
- [19] H.H. Andersen, *Nucl. Instr. and Meth.* B15 (1986) 722.
- [20] A. Cummings, N. Wang et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-38 (1991) 226.
- [21] P.N. Luke, *J. Appl. Phys.* 64 (1988) 6858; and P.N. Luke, J. Becman, F.S. Goulding, S.E. Labov and E.M. Silver, *Nucl. Instr. and Meth.* A289 (1990) 406.
- [22] G. Chanin and J.P. Torre, *Infr. and Millimeter Waver* 10 (1983) 283.
- [23] N. Coron, G. Dambier and J. Leblanc, in: *Infrared Detection Techniques for Space Research*, ed. D. Reidel (1972) p. 121.
- [24] A.T. Serlemitsos, *Cryogenic and Optical Systems and Instruments III*, SPIE 973 (1988) 314.
- [25] J.C. Mather, *Appl. Opt.* 21 (6) (1982) 1125, and 23 (18) (1984) 3181.
- [26] S. Woiwod, R.M. Mueller, B. Stritzker and S.M. Moseley, in: *Super-Conducting and Low-Particle Detectors*, eds. G. Waysand and G. Charnin (Elsevier, 1989) 103.
- [27] J.P. Torre and G. Chanin, *Rev. Sci. Instrum.* 56 (1985) 318.
- [28] B. Neuhauser, B. Cabrera, C.J. Martoff, B.A. Young and A.T. Lee, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-35 (1988) 65.
- [29] G. Artzner, N. Coron et al., Proposition "Ultibol", internal report IAS-Verrières, (September 1990).
- [30] W. Seidel, W. Christen, F. Feilitzsch, G. Forster, H. Göbel, E. Kellner, F. Pröbst and R.L. Mössbauer, in: *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter III*, eds. L. Brogiato, D.V. Camin and E. Fiorini (Editions Frontières, 1990) 137.
- [31] M. Chapelier, G. Chardin, M. Foucher, H. Ji, J. Joffrin, J.Y. Prieur and F.B. Rasmussen, in: *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter III*, eds. L. Brogiato, D.V. Camin and E. Fiorini (Editions Frontières, 1990) 273.
- [32] A. Alessandrello, C. Brofferio, D.V. Camin, A. Giuliani, G. Pessina and E. Previtali, *Nucl. Instr. and Meth.* A295 (1990) 405.

NEW RESULTS ON BOLOMETERS.
A LOW TEMPERATURE MASSIVE BOLOMETER
FOR NON-BARYONIC DARK MATTER DETECTION.

P. de Marcillac, *Institut d'Astrophysique, Paris*

G. Artzner, N. Coron, J. Leblanc, *Institut d'Astrophysique Spatiale, Verrières le Buisson*

C. Goldbach, G. Nollez, A. Vidal-Madjar, *Institut d'Astrophysique, Paris*

J.-P. Torre, *Service d'Aéronomie, Verrières le Buisson*

J. Mangin, *Laboratoire Infra-Rouge, Nancy*

H. Stroke, J.W. Zhou, *New-York University*

A. de Bellefon, Y. Giraud-Héraud, L. Gonzalez-Mestres, *Laboratoire de Physique Corpusculaire, Collège de France, Paris*

I. Berkès, B. Chambon, D. Drain, *Institut de Physique Nucléaire, Lyon*

F. Amoudry, J. Bouchard, N. Coursol, D. Massé, J.-L. Picolo, *Laboratoire Primaire des Rayonnements Ionisants, Saclay*

Abstract

We report new improvements on both small and massive bolometers, including new designs. While a 10.5 keV FWHM resolution is obtained on 5.8 MeV alphas with a 3 mg composite bolometer, for the first time a base line lower than 1 keV FWHM (600 eV) is achieved with a massive bolometer.

This new 24g sapphire bolometer, operating at $T \sim 55$ mK shows a noise level close to the calculated one, according to our electronics. We obtain with this crystal a 3.7 keV FWHM on the 59.6 keV gamma line from ^{241}Am .

Despite of a loss in sensitivity in a subsequent run, due to a microleak of helium, first background measurements above 10 keV in a cooled massive bolometer are presented, using a crude shielding. As a proof of the exceptional potentialities of this 24g sapphire detector, we give the spectrum of an ^{55}Fe source, which was used for calibration.

Prospects for a "cosmion experiment" at the Frejus tunnel, using a 100 mg silicon crystal are briefly discussed. Preliminary measurements with this bolometer and a 2g LiF one are shown.

Results

Alphas' spectrometry

A spectacular improvement in the resolving power of bolometer under α 's irradiation is achieved at N.Y. University [1] [2]. A 10.5 keV resolution is measured on the 5.8 MeV alphas from ^{244}Cm , using a small 3 mg sapphire bolometer (Fig.1). Compared to our previous designs [3], a new

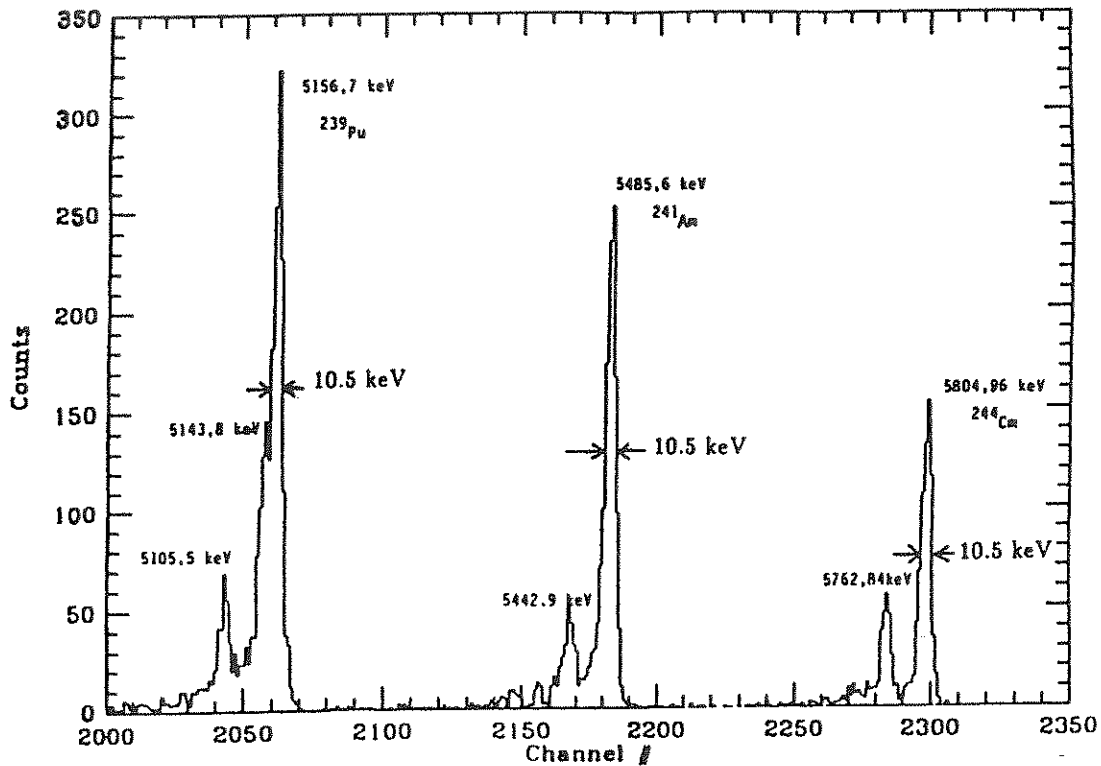


Fig. 1 : Alpha spectrum of a triple source ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm as recorded by a 3mg Al_2O_3 bolometer at $T \sim 380\text{mK}$.

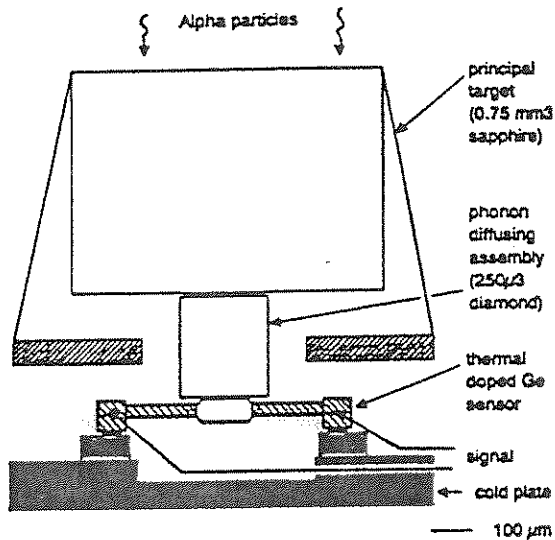


Fig. 2: New design of a small 3mg Al_2O_3 bolometer. Phonons are forced to thermalise before reaching the sensor

"phonon diffusing" set was added, including a small diamond crystal and an epoxy interface between the absorber and the sensor (Fig.2). The bath temperature was about 70 mK, while the whole bolometer was heated at 380 mK through the biasing power. This allowed a great stability of the operating point against all external dissipative sources. Further experiments are necessary for a full understanding of these results. Note that the best silicon detectors give a resolution of about 9 keV FWHM on alphas, which confirms the increasing place of bolometers in heavy ion spectrometry.

A low threshold achieved with a 24 g sapphire bolometer.

In the continuation of our previous work with massive sapphire crystals, we designed a new 24g bolometer. The dilution system was operated at its lowest reachable temperature, i.e. 50 mK.

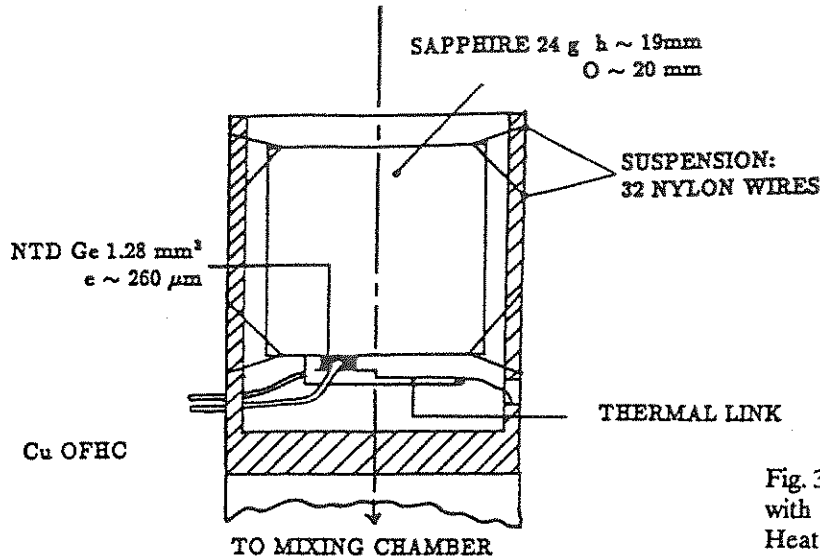


Fig. 3: Design of a 24g Al_2O_3 bolometer, with a 1.28 mm^3 NTD Ge glued on it. Heat is allowed to reach both sides of the sensor

Compared to the previous 25g sapphire [4] [5], the thermal coupling between the sensor and the crystal has been modified: heat is allowed to reach both sides of the sensor, of reduced size, with lower thermal gradients, and increased speed as a result. We used the same support as before with 32 nylon wires, and a thin sapphire strip as thermal leak (Fig.3).

A typical 59.6 keV gamma from an ^{241}Am source, as seen by this bolometer at the operating point, is shown unfiltered in Fig. 4. A 30 min long experiment was stored using a 12 bits ADC oscilloscope connected to the preamplifier via an optical fiber. Optimising the filter with respect to signal to noise ratio, this record shows a 3.7 keV FWHM on the 59.6 keV line, while a 600 eV FWHM on the base line is observed (Fig.5). Note that different approaches were tried for filtering, but none of them was able to reduce the width of the line. A simple low frequency pass filter, with a cut off at $f \sim 350 \text{ Hz}$, gave the best result. The width of the base line was deduced from the sampling of the pretrigger base line of each event, once filtered. This was resumed in a more than 10^6 points histogramm.

The trigger level was set at about 12 keV during this run. We were able to record events of lower energy in a second one, with no trigger (2600 events in 1 min active time). Such an event is plot

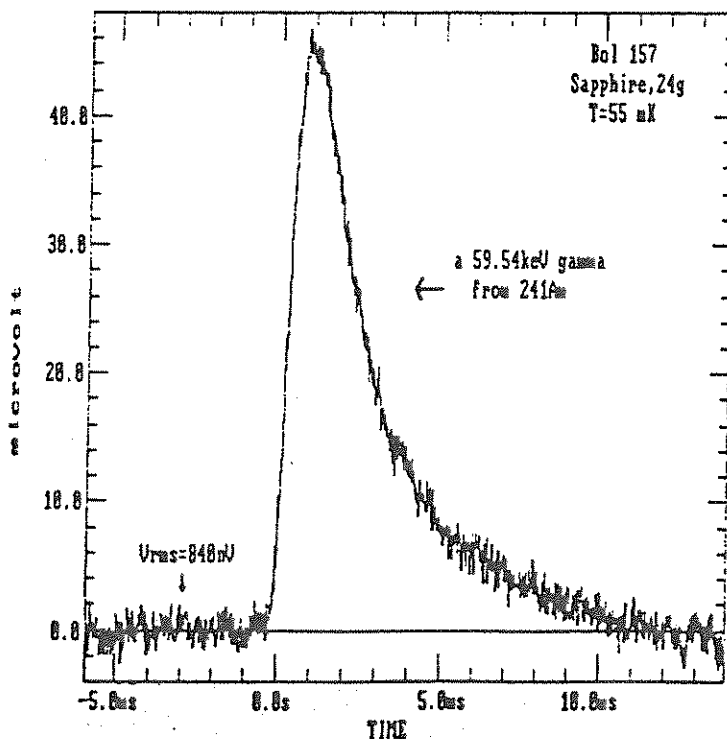


Fig. 4: A typical 59.54 keV gamma from ^{241}Am as seen by a 24g sapphire bolometer, cooled at 55mK. Time constants are $t_{\text{rise}} \sim 870 \mu\text{s}$ and $t_{\text{decay}} \sim 5.2 \text{ ms}$.

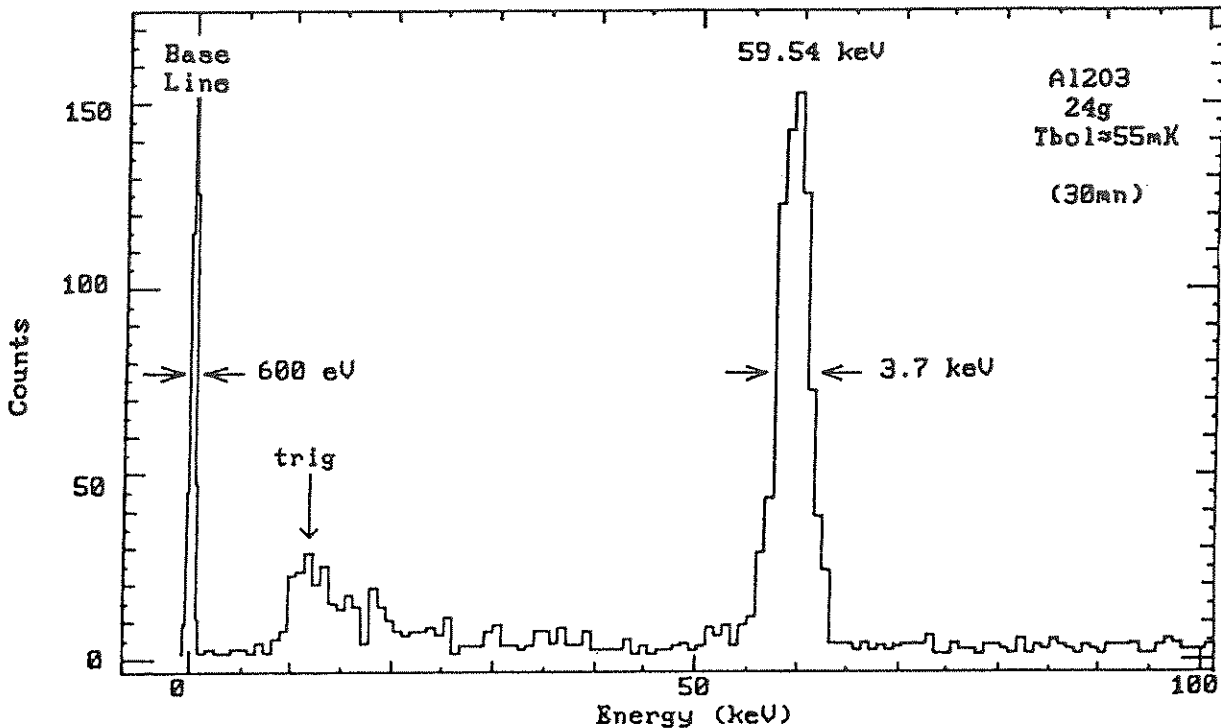


Fig. 5: Gamma spectrum of the 59.54 keV line of ^{241}Am recorded by a 24g sapphire bolometer at $T \sim 55\text{mK}$. Band pass filtering 3Hz-350Hz

in Fig. 6 using a 26 times magnification to give the same height as a 59.6 keV gamma. We can thus conclude that a 2.3 keV event is easily detected by this bolometer. This is the first evidence of a threshold around 1 keV obtained with a massive bolometer.

The temperature dependence of our NTD germanium sensor is given in Fig. 7. Compared to published data [6], these measurements indicate a doping concentration of about $8 \cdot 10^{16}$ atoms Ga/cm^3 . At the operating point $i \sim 4 \text{ nA}$; $R = 3.2 \text{ M}\Omega$ and $dR/RdT \sim 140 \text{ K}^{-1}$. We tried to check the Debye's law for sapphire, i.e. the T^3 dependence of the specific heat. Assuming the validity of our previous measurements on doped Ge we deduced the (dynamic) heat capacity of sapphire at 55 mK. This point is shown in Fig. 8 with previous experimental data [1, 4, 7, 8]. A relative agreement is found with Debye's law, assuming a good fit at "high" temperature. Our last point at 55 mK and 95 mK are even lower than the expected values: we may have overestimated the

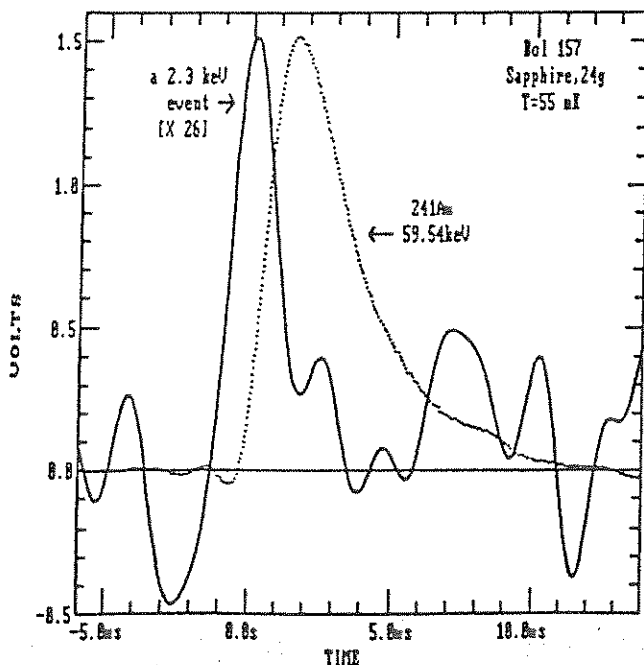


Fig. 6: A low energy event recorded by a 24g Al_2O_3 bolometer at $T \sim 55\text{mK}$. A typical 59.54 keV is overplot, and a 26 magnification was applied to the low energy event to determine its energy. Band pass filtering 3hz-400hz

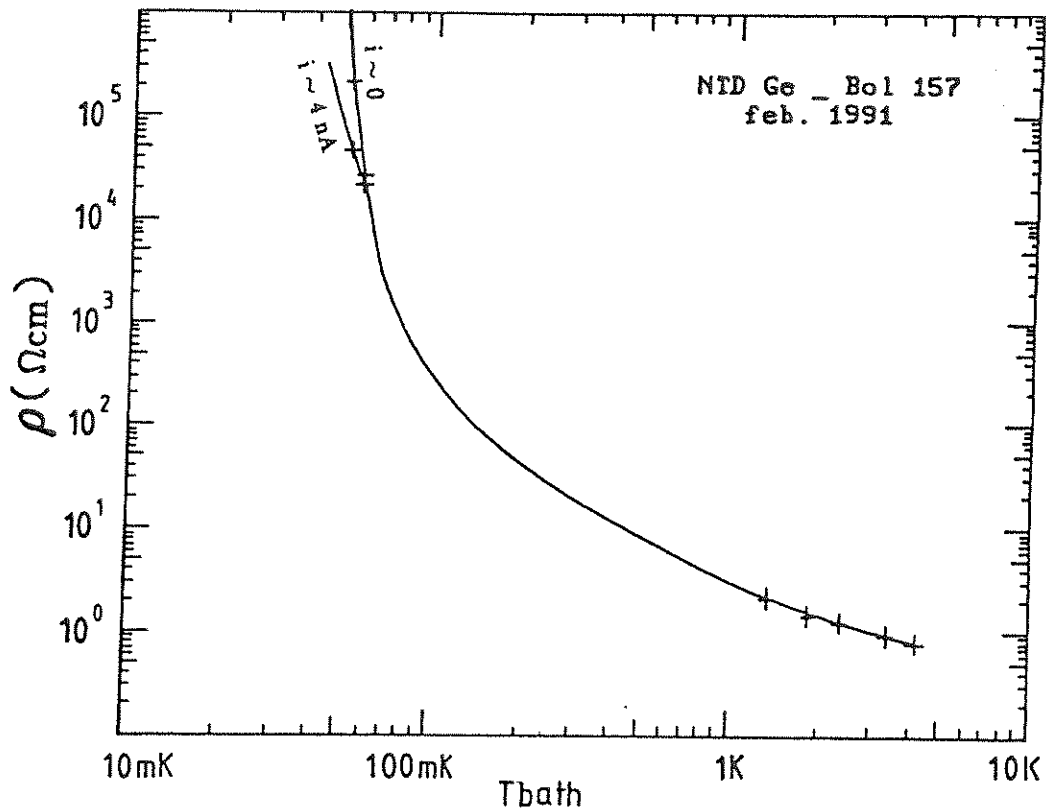


Fig. 7: Resistivity dependence with the bath temperature of the 1.28 mm³ NTD Ge sensor used with the 24g sapphire bolometer

contribution from the Germanium, which would be a sign of a bad thermalisation. However the comparison of the same event as seen by the previous 25g bolometer and the new one is

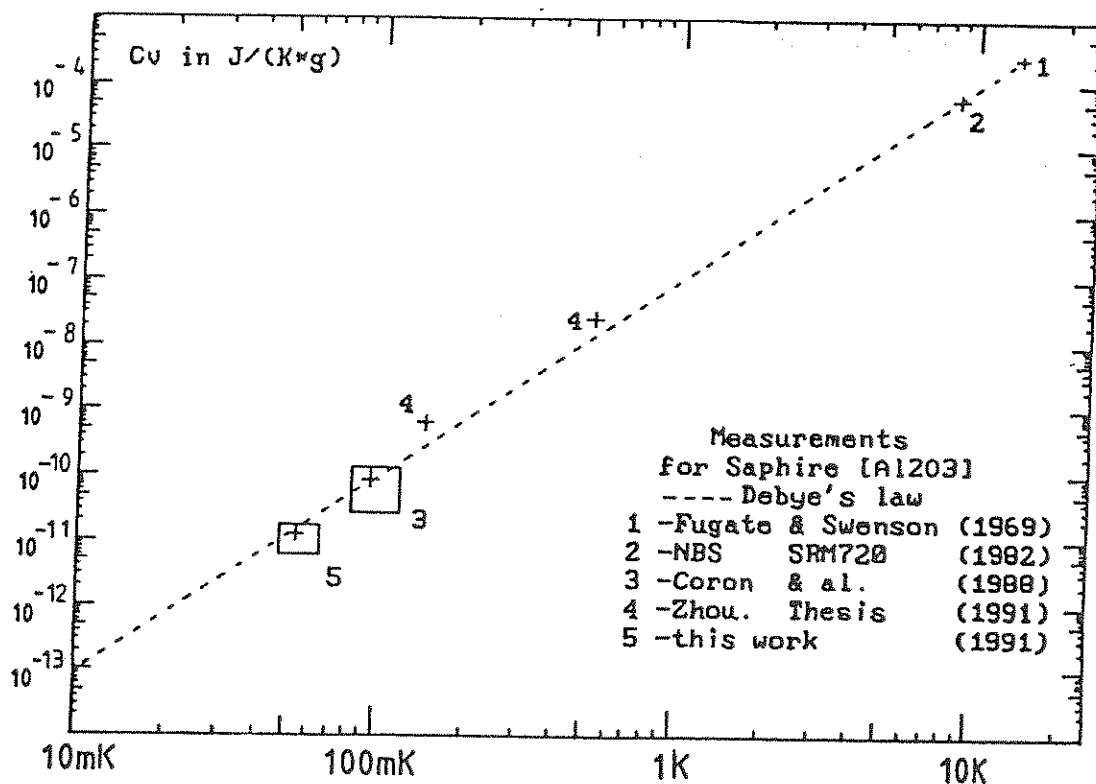


Fig. 8: Specific heat of sapphire in JK⁻¹g⁻¹ from our measurements. The Debye's law is extrapolated from measurements at "high" temperature

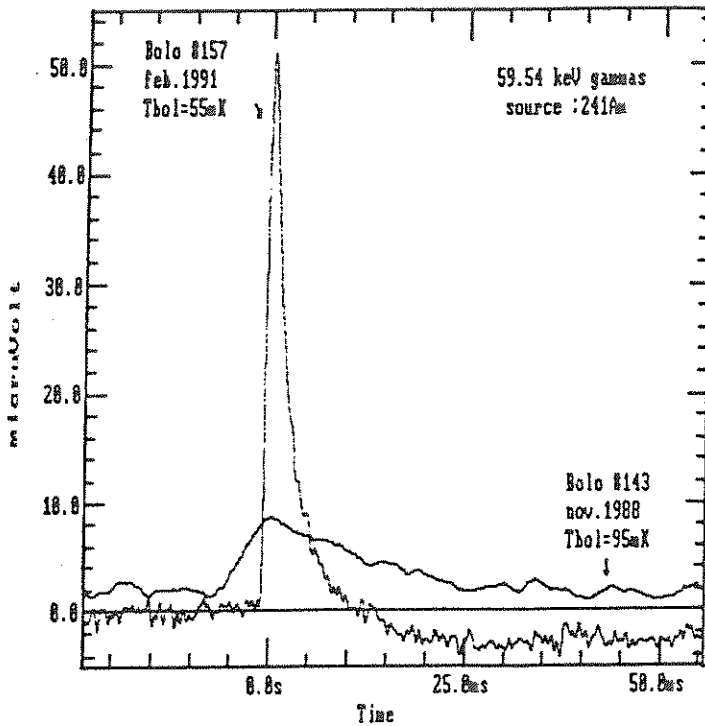


Fig. 9: Comparison of a 59.54 keV event from ^{241}Am as seen by two massive Al_2O_3 bolometers. Bolo # 143 (25g) was cooled at 95mK, while Bolo # 157 (24g, this work) was cooled at 55mK

instructive (Fig.9). Gains in both signals ($\times 7.5$), attributed to the lowest temperature, and speed ($\times 5$), which may be due to the reduced size of the sensor, are achieved. Taking $\Delta E_{\text{FWHM ultimate}} \sim 8 (kT_{\text{bath}}^2 C_{\text{crystal}})^{1/2} \sim 180 \text{ eV}$ as a realistic estimation of the ultimate sensitivity of our bolometers, we measure only a four times greater level on the base line; so that only small improvements are expected if we do not change the whole design of the experiment. Contributions to the noise level were estimated to give the following classification with decreasing magnitudes: non isothermal effects in the sensor; amplifier noise; Johnson noise; thermodynamical noise. Adding these different contributions, we found a noise level close to the measured one, so that we certainly had very few microphonics in this run. In fact this bolometer approaches theoretical limits at 100 mK, where it is nearly isothermal during a pulse event; but at 50 mK gradients appear, so that we expect better performances at this temperature by using a thinner sensor of equal volume.

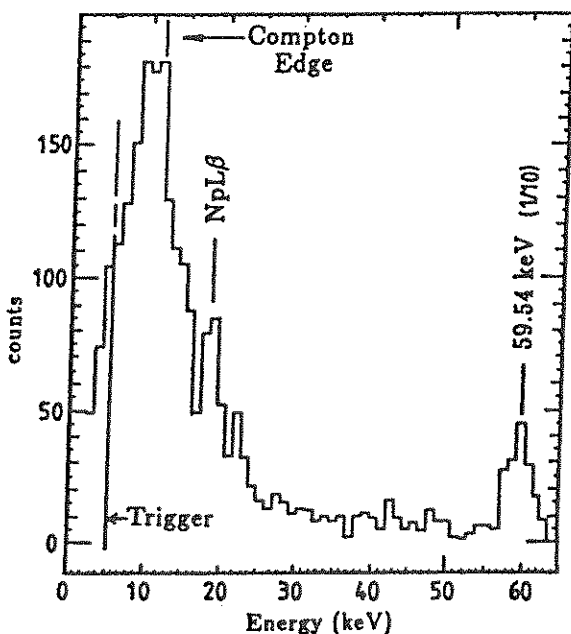


Fig. 10: Low energy part of the gamma spectrum of ^{241}Am in a 24g sapphire bolometer. Only one over ten 59.54 keV gamma was recorded

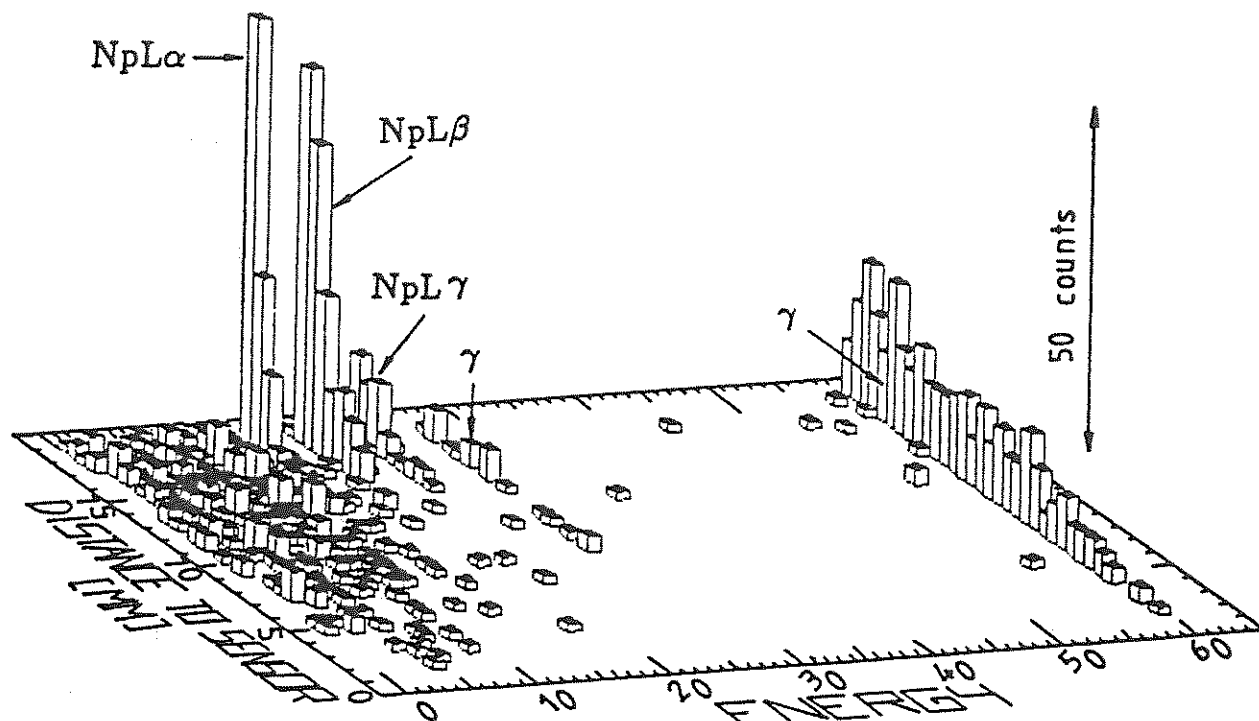


Fig. 11: Simulation of the mean location of energy deposit in a 24g Al_2O_3 bolometer from an ^{241}Am source

Focusing on the X ray lines of ^{237}Np and using the 59.6 keV line as calibration, a resolution better than 2.5 keV is measured on the 17.6 keV $\text{NpL}\beta$ line (Fig.10). The high event rate at low energy could be attributed to the Compton scattering events from the 59.6 keV line, as shown by a Monte-Carlo simulation of the experiment. This simulation presents a greater dispersion of the 59.6 keV events within the crystal compared to the low energy lines (Fig.11). This might be responsible of the discrepancy between the base line and the full line width. We plan a further experiment to check it. A spectrum obtained with an external ^{57}Co source shows all the expected features of 122 keV γ 's interaction with the crystal (Fig.12).

In order to make measurements of the low energy background, we decided to remove the internal ^{241}Am source, and to replace it by a ^{55}Fe source, which suppressed the Compton distribution of the previous spectrum. A crude shielding was used (20 cm Pb + 13 mm OFHC Cu) for this experiment. Unfortunately, we noticed an added specific heat, which we attributed to a thin

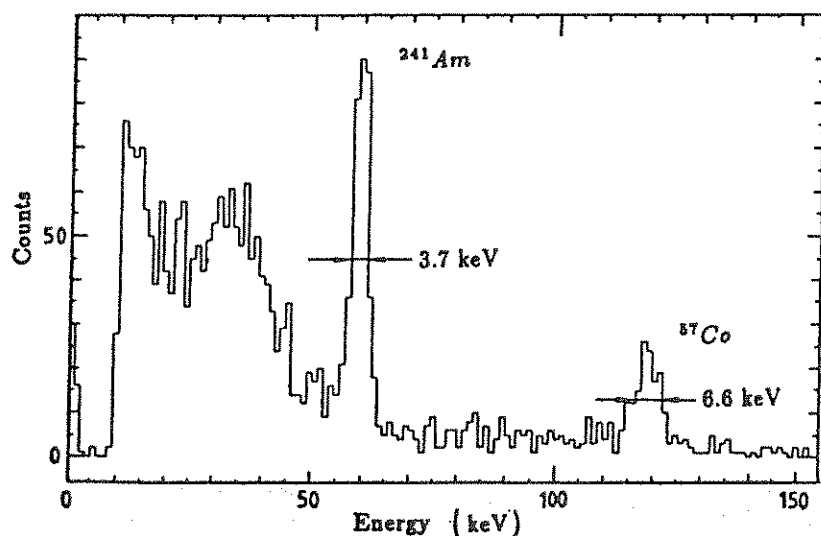


Fig. 12: Gamma spectrum of ^{57}Co (external source) and ^{241}Am (internal source) recorded by a 24g sapphire bolometer at 55mK

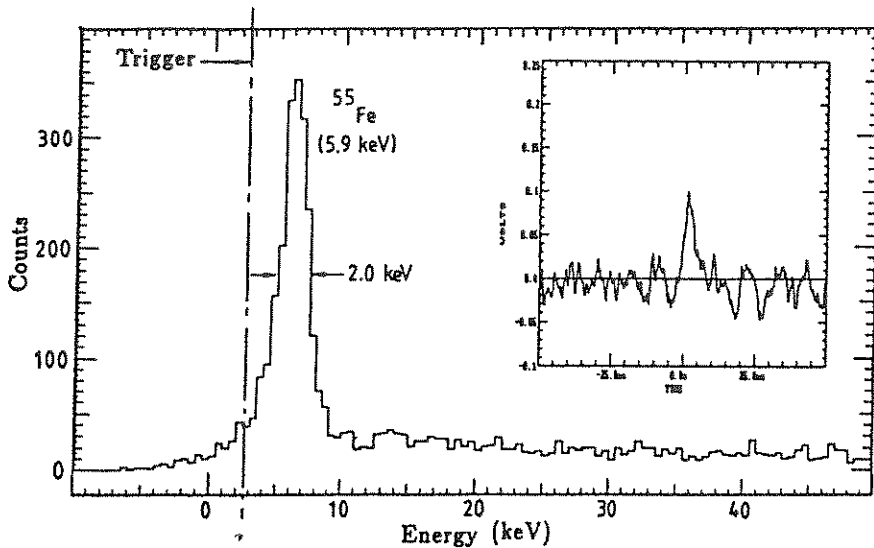


Fig. 13: X ray spectrum of ^{55}Fe (5.89keV) as seen by a 24g sapphire at 55mK. A typical event is shown in the inset. Duration: 5 hours. The trigger is set by software to 2.55keV. Shielding:20cm Pb+13mm Cu

superfluid helium film deposit on the bolometer which came from a microleak in the calorimeter vacuum. This reduced the sensitivity to about 0.2 its previous value, and the resolution on ^{57}Co was then only 17 keV. Nevertheless, we could observe the 5.89 keV events at the expected event rate, during a 5 hours run. The resolution on the 5.89 keV line, far above the "software set" trigger at 2.55 keV, is about 2.0 keV, while we had then only 1.8 keV on the base line (Fig.13). Moreover, the background at 10 keV was estimated to about $3.5 \cdot 10^4 \text{ evts. keV}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{day}^{-1}$, at least four orders of magnitude higher than the requirements for D.M experiments (Fig.14). We note an enhancement of the background around 80 keV, which could be due to Pb X rays. The integrated event rate above 10 keV was about $40 \text{ events} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$, this is at least 10 times higher than the upper internal radioactivity level deduced from low background measurements of sapphire made with germanium detectors at both LMRI and at the Frejus tunnel. We are confident that this event rate will be reduced, using a better shielding unless there is some internal β source in the sapphire.

Prospects.

The stimulating results obtained keep us rather confident that we have nearly a detector in hand for a pilot experiment at the Frejus laboratory. We intend to use the 24g sapphire crystal to study the radioactivity from cryostat and shielding.

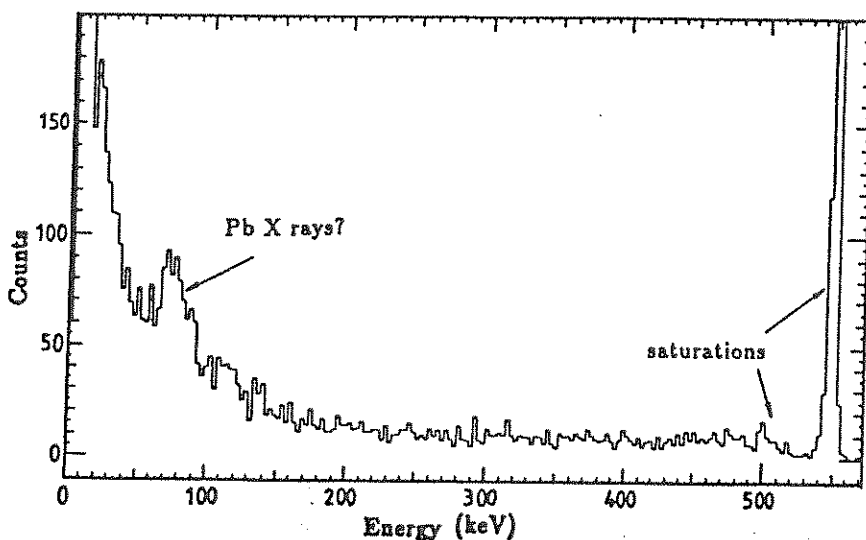


Fig. 14: Low energy background recorded by a 24g sapphire bolometer at 55mK. Duration: 2h45 min. The peak at the right is for amplifier's saturation. Shielding: 20 cm Pb + 13mm Cu

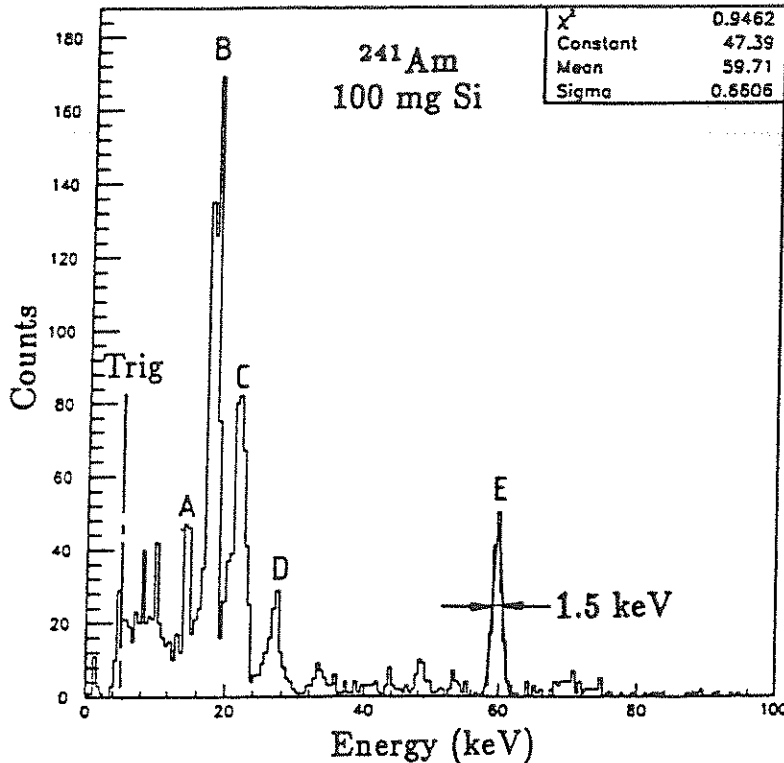


Fig. 15: Gamma spectrum of ^{241}Am in a 100mg Si bolometer at $T \sim 60\text{mK}$. We recognize all the features of the expected spectrum. A: $\text{NpL}\alpha$ (13.9keV), $\Delta E_{\text{FWHM}} \sim 800\text{eV}$; B: $\text{NpL}\beta$ (17.6keV); C: $\text{NpL}\gamma$ (21.0keV); D: γ (26keV); E: γ (59.6keV), $\Delta E_{\text{FWHM}} \sim 1.5\text{keV}$. An optimal filtering was applied

A 100 mg silicon bolometer, tested at 65 mK, showed in a first run a 460 eV FWHM base line and all the features of the ^{241}Am source used for this experiment (Fig.15). We intend to use it to give definitive results on the hypothesis of cosmions-like particles as has been proposed in our collaboration [9].

A strong argument in favor of bolometer searches for dark matter is the possibility to use different materials, and in particular those which are sensitive to axial coupling (^{73}Ge , LiF, NaF,...) [10]. For such a perspective, first results were obtained at IPN (Lyon), using a 2g LiF bolometer, at $T \sim 60\text{mK}$ (Fig.16). The internal sources dedicated to nuclear thermometry, ^{60}Co and ^{192}Ir , were clearly seen by the crystal, and used for the calibration. A 2 keV FWHM width of the base line is deduced, mainly due to microphonics which should be reduced in a near future.

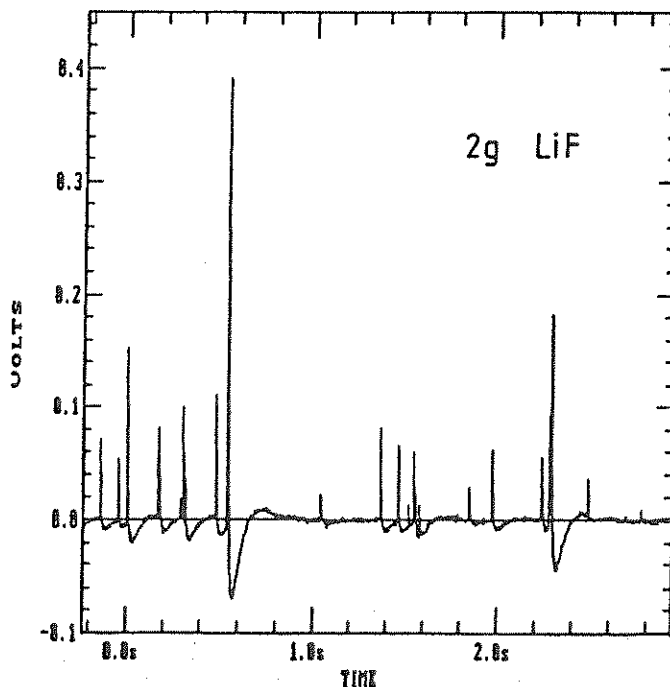


Fig. 16: Pulses from ^{192}Ir and ^{60}Co in a 2g LiF bolometer operating at 60mK. The width of the base line was estimated to about 2keV, after calibration on these sources (IPN, Lyon)

Conclusions

We present several applications of bolometers from the detection of low energy events (as required for dark matter experiments) to the detection of α 's. In this last field, we think that the bolometer will soon replace conventional detectors.

The improvement of the sensitivity when the temperature is decreased from 100 mK to 50 mK is clearly established. Assuming an $(MT^5)^{1/2}$ dependence of the ultimate sensitivity and extrapolating the results of our measurements leads to an estimated 300 eV FWHM of the base line for a 1 kg sapphire crystal operating at 20 mK.

New experiments are needed to understand the discrepancy between the base line and the full line widths in the spectrum of ^{241}Am as recorded by a sapphire bolometer. A better knowledge of the thermal state of the bolometer is required for further improvements.

First measurements of the background at the 10 keV level show that several orders of magnitude have to be gained for dark matter experiments. All rejection processes will then be greatly appreciated!

Acknowledgements

We thank P. Hubert (CENBG) and G. Moutard (LMRI) for their radioactivity measurements on sapphire, Y. Declais (LAPP) and J.F. Cavaignac (IPNG) for lending the lead.

We acknowledge G. Dambier, P. Pari, R. Rothenflug for making the cryogenic systems available. We could not have tested bolometers at Lyon without the work of J.P. Hadjout, C. Pastor and S. Morrier. This work is supported by CNRS (INSU, IN2P3, Ultimatech), CEA (LPRI and SAP) and NSF (grant ECS 8819352).

References:

- [1] J.W. Zhou, *Thesis*, New York Univ., 1991.
- [2] N. Coursol *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth.*, in press, 1991
- [3] N. Coron *et al.*, *Nature*, 314, 75-76, 1985
- [4] N. Coron *et al.*, in *Superconducting and low temperature particle detectors*, Proc. of the E.-MRS conference, 1988, Strasbourg, France, pp 115-126
- [5] N. Coron *et al.*, in *The quest for the fundamental constants in cosmology*, Proc. of the XXIVth Rencontre de Moriond, 1989, pp. 275-288
- [6] N.P. Palaio *et al.*, *Int. J. Infrared Millim. Waves*, 4, (6), 933-943, 1983
- [7] R.Q. Fugate and C.A. Swenson, *J. Appl. Phys.*, 40, 3034-3036, 1969
- [8] D.A. Ditmars *et al.*, *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 87, (2), 159-163, 1982.
- [9] *Etude de faisabilité et préparation d'une expérience de détection de matière noire à l'aide de dispositifs thermiques*, Internal Report IN2P3, LPC-90-10/LAPP-EXP -90-05/LYCEN -90-45
- [10] N.W. Goodman and E. Witten, *Phys. Rev.*, D31, 3059, 1985.

Magnetoresistance measurement of a Ga doped Ge thermistor for bolometric use

P. De Moor, J. Wouters, P. Schuurmans, N. Severijns, R. Siebelink,
W. Vanderpoorten, J. Vanhaverbeke and L. Vanneste.

Instituut voor Kern- en Stralingsfysica, Katholieke Universiteit Leuven,
Celestijnenlaan 200D, B-3001 Heverlee, Belgium.

N. Coron, P. de Marcillac, G. Jegoudez and J. Leblanc.

I.A.S., B.P. 10, 91371 Verrières le B., France.

‡ I.A.P., 98 Bis Boulevard Arago, 75014 Paris, France.

Following recent developments, future low temperature detectors based on thermal detection will enable excellent energy resolution and low thresholds. In a first experiment towards thermal detection below 40 mK, we tested a Ga doped Ge thermistor in magnetic fields. The I-V characteristics at temperatures down to 5 mK and field values up to 8 Tesla are measured and a non-linear behavior is observed. Taking into account the sensitivity enhancement, the power handling capability is nearly independent of the magnetic field. The zero field resistance does not follow the temperature dependence of the variable hopping conduction. This is probably due to the doping level of the sample being nearby the semiconductor-metal limit. However, at high field values a more semiconductor-like behavior is suggested in our data. A clear benefit of using external magnetic fields is the increase of the detector sensitivity and the large magnetoresistance effect. One can e.g. change the resistance by 5 orders of magnitude at 20mK. This enables the flexibility of operating a bolometer at different temperatures, because the thermistor impedance can be matched to the electronic read-out system using the magnetic field.

1. Introduction

The development of thermal radiation detectors has made tremendous progress in the past 5 years. For alpha and gamma detection the best detectors reach the limits of resolution and threshold of the classical ionisation semiconductor detectors already, and improvements are still to be expected [1]. For X-ray detection on the other hand the results are even better [2]. Although the first aim was mainly to use them in dark matter, neutrino physics and cosmology experiments [3], they will probably be used also in a broad range of nuclear, fundamental as well as solid state physics experiments, or wherever high resolution detection is a prerequisite.

The reasons for us (a low temperature nuclear orientation group) to be interested in thermal detection are twofold. First, we have to cool our samples to temperatures which are normally below 10 mK to create a measurable anisotropy in the angular distribution of radiation emitted by an ensemble of oriented nuclei. So the need for rather large cryogenic systems is evident. But even more important is the experience we obtained and the technology we developed during almost 20 years of using such systems. Since linewidth and threshold of bolometers theoretically should decrease very fast with decreasing temperatures this situation is an excellent starting point for developments in the bolometric field.

Our second interest is particle detection. To measure the anisotropic radiation distribution we have been using for several years standard gamma detection outside the refrigerator with Ge detectors operating at nitrogen temperatures. We developed Ge and Si particle detectors which operate at 4 Kelvin in order to be able to detect alpha and beta particles as well as conversion electrons from oriented nuclei, without any windows between the sample (at 5 mK) and the detector. However, the limitations of ionisation detectors are still present. The next logical step is to use thermal detectors with a better resolution and lower threshold!

A lot of interesting experiments as e.g. high resolution spectroscopy of unresolved phenomena such as parity doublets in heavy actinides [4], nuclear orientation experiments using alpha, conversion electron or even X-ray detection with high resolution, eventual on shortlived isotopes with the on-line system, may become possible. More fundamental experiments, e.g. to solve the neutrino mass problem, are also very tempting.

In a first experiment towards a bolometric system for high resolution particle detection a Ga doped Ge thermistor was tested. We measured the resistance as a function of temperature in externally applied magnetic fields up to 8 Tesla. Our main interest was whether the thermistor resistance could be tuned using the magnetoresistance effect. Secondly, the power handling capability with respect to the nonlinear I-V characteristics is important for future bolometer use in magnetic fields.

2. Experimental

Up to now two ^3He - ^4He dilution refrigerators with a cooling power of 400 μWatt at 100 mK and a base temperature of 5 mK are available. One is provided with a large 9 Tesla superconducting magnet, the other is linked via a so-called "side access" facility to a mass separator and cyclotron system for implantation of shortlived radioactive isotopes. Moreover a new special cryostat with the same cooling characteristics is under construction and will be used for thermal detector development.

The thermistor TH-43 is a heavily Ga doped Ge crystal with very low compensation ($K < 3\%$), especially Czochralsky pulled for us [5]. It has approximate dimensions of $5 \times 1.5 \times 1.5 \text{ mm}^3$ and a room temperature resistivity of $0.0512 \Omega\text{cm}$, which is close to the metal-semiconductor transition at an approximate resistivity of $0.045 \Omega\text{cm}$ [6]. The crystal has four electrical contacts: two current contacts at both outer edges, and two voltage contacts at 0.5 mm from the edges. The thermistor was attached to the cold finger of the ^3He - ^4He dilution unit and in the centre of the superconducting magnet with a homogeneity of 10^{-4} over 1 cm. The electrical connections are made by

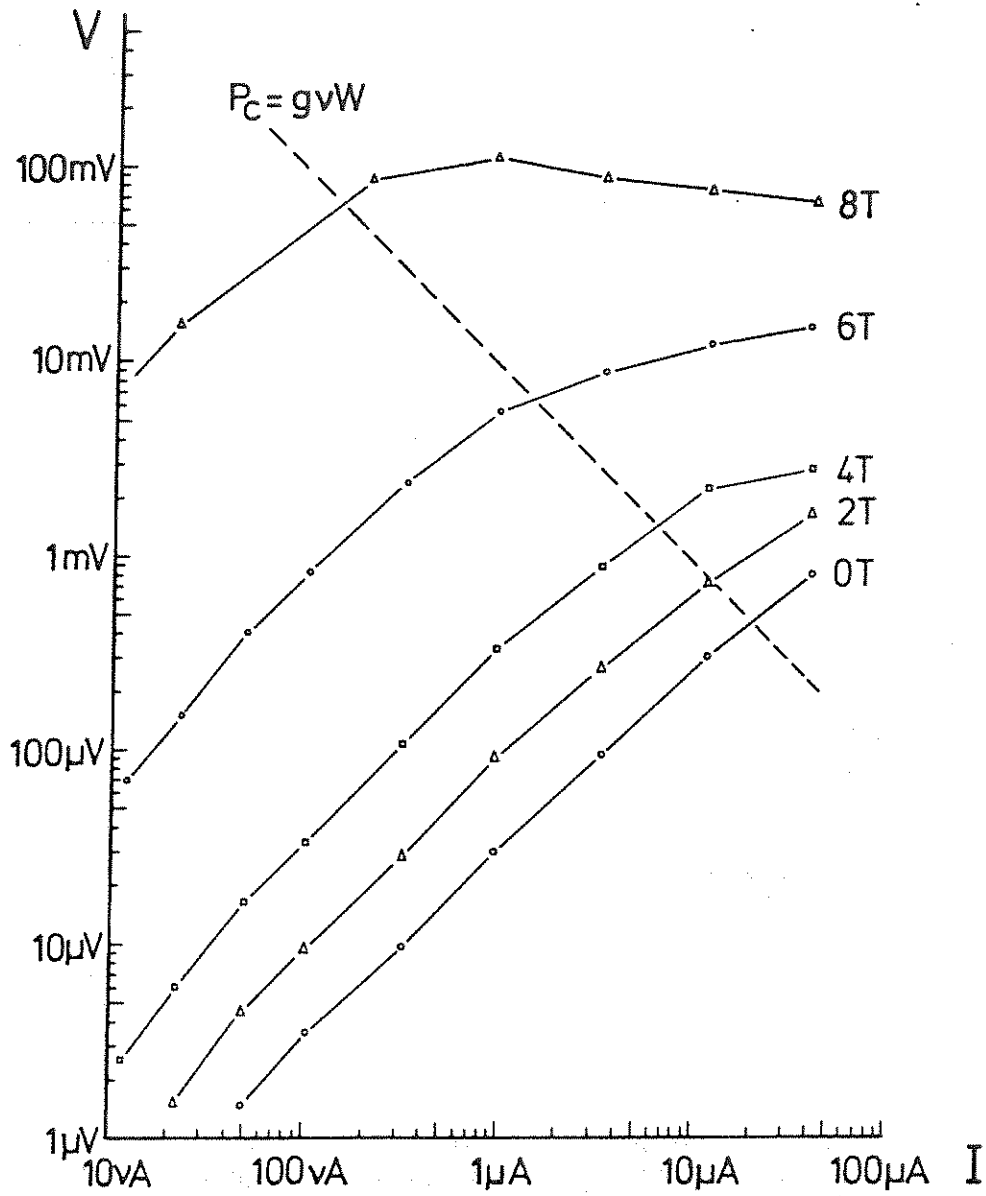


Fig. 1 : Typical I-V curves for different field values taken at 80 mK. Above the critical power P_c of 9 μW saturation of the voltage is visible.

a four-wire strip thermally anchored at several temperatures. Outside the cryostat a connection is made through a well shielded cable to a home made constant current source with a range of 2 nA to 40 μ A and an analog Keithley 155 Volt meter with a sensitivity of 0.1 μ V. Both are operated on batteries and enclosed in a small faraday cage to reduce noise pickup in the system which might cause some heat-up of the thermistor. For the same reason, we put capacitors where the leads enter the cryostat and also at the Volt meter and current source input. In this way, we obtain a low pass filter and suppress high frequency noise in the system. Temperatures below 100 mK are measured using a $^{60}\text{Co}(\text{Co})$ nuclear thermometer. A calibrated RuO_2 thermometer, with a field independent resistance even at high fields, is used for higher temperatures.

2.1 I-V characteristics

At several points between 550 mK and 5 mK and for different fields ranging from 0 to 8 Tesla we bias the sample with different currents I and measure the voltage V over it. Typical I-V curves are shown in fig. 1. At low currents we observe a linear ohmic behavior where $V = I.R$ (with R the resistance), while at higher currents we obtain a saturation of the output voltage. It seems that all thermistors show the same behavior, i.e. they become non-linear above a certain electrical power input $V.I$ at low temperatures. Possible physical origins for this phenomenon are : 1) an electric field dependence of the conductivity due to a non-uniform distribution of impurities [7] and 2) the hot electron or electron-phonon decoupling effect. In the second model, it is argued that the electrons and the lattice of the sample at low temperatures are only weakly thermally coupled [8].

We would like to propose another non-linear effect. At low temperatures the heat conduction in heavily doped Ge itself is very bad [9] such that temperature gradients might occur over the crystal. The resistance is lower at the warmest part of the crystal so the current will mainly flow through there and, dissipating its electrical power, will locally warm it even more. So one measures the resistance of the warmest path through the thermistor. At high power there can be a substantial difference between the temperature of that region and the temperature of the cold finger ! Moreover, bad heat transport at very low temperatures through the glue or epoxy, which are used for electrical isolation, might create even larger temperature gradients between current path and cold finger.

A preliminary interpretation of our data indicates that the observed non-linearity is caused by a combination of effects : a rather large electric field effect but also a thermal effect. As a quasi non-dissipative thermometry technique, nuclear orientation offers the possibility to check the lattice temperature at several places in the thermistor using different nuclear sources. In this way one can learn whether electron-phonon decoupling or temperature gradients are responsible for the thermal part of the non-linear behavior.

The problem of using thermistors in a bolometer is that the thermometer sensitivity $A = d\log R/d\log T$ decreases considerably in the non-linear region. To obtain an optimal signal to noise ratio, a bolometer must be sufficiently polarised to have a temperature rise of 12 % [2]. It has been indicated that only very slow bolometers are possible if the handling power is too low [1]. To optimize thermistors, one is interested in the power handling capability per volume P_c/V , which is defined as the power injection per volume unit which causes a resistance drop of 30 %. In our sample at 80 mK the critical power P_c is approximately 9 nWatt. Saturation of the I-V curve above this limit can be seen in fig. 1. The higher P_c , the higher bias current one can use for read-out without losing sensitivity. In fig. 2 P_c/V is plotted for different fields and temperatures. At $T \geq 100$ mK, P_c is almost field independent whereas at lower temperatures P_c decreases with increasing field B . However P_c might depend on the absolute resistivity or on the temperature sensitivity, which are both much higher for example at 6 Tesla. For a thermometer, $P_c.A$ should then be maximized. For a bolometer - absorber plus thermistor - a maximum value for

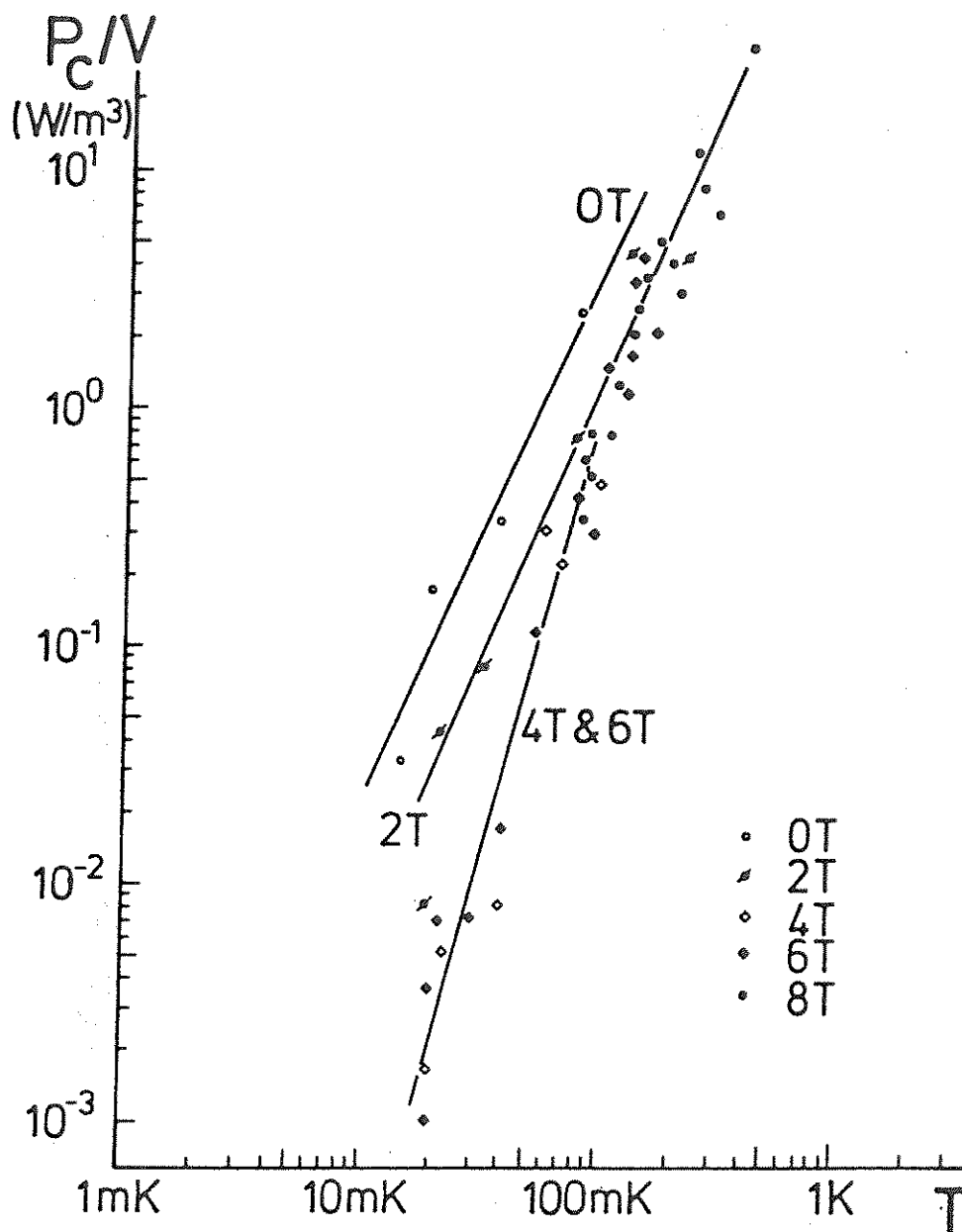


Fig. 2 : Power density P_c/V required to reduce the resistance by 30 %, as a function of temperature and magnetic field.

$P_c \cdot A / C$ (with C the heat capacity of the whole system) should give the best results. Anyway, the presently measured P_c are equal or higher than previous zero field measurements on NTD or chemically doped Ge with equivalent A value [2][8].

2.2 Resistance versus temperature

The sample resistance $R = V/I$ taken at low current (i.e. well below the critical power) versus the cold finger temperature is plotted in fig. 3 for different magnetic field values. For temperatures above 20 mK the resistance seems to follow qualitatively a

$$R \sim T^{-A}$$

law which does not correspond with the variable range hopping law

$$R = R_0 \cdot e^{(T_0/T)^{1/4}}$$

However, at larger fields (≥ 4 T) and $T \geq 20$ mK a steeper increase from the resistivity versus temperature is suggested from the data, which can be described with this formula. A possible physical explanation may be the fact that the sample is not far from the metallic state. At low fields and at low temperatures a partially metal and semiconductor current path is followed. This would cause the resistance to be lower than expected. At higher fields, the effective distance for the conduction electrons between one dopant and another is larger. Then the sample will be more semiconductor-like than metal-like. In a way one is able to change the sample from a rather metallic state to a more semiconductor state by adjusting the magnetic field. From the point of view of a "detectorologist", we are mostly interested in the thermometer sensitivity A which varies from $A = 1/3$ at zero field to $A = 4$ at 8 Tesla. Thus the detector sensitivity increases a factor 12 with the field!

The $R(T)$ dependence at $T \leq 20$ mK shows a saturation of R . This might indicate that the sample remains at a temperature of 20 mK even when the cold finger is at a lower temperature. The reason for this might be RF-heating or another parasitic power coming in, a non-ideal thermal contact to the sample holder at these temperatures, or temperature gradients in the crystal itself (due to parasitic power or radiation heating), as suggested above in section 2.1.

2.3 Resistance versus field

We find a drastic increase of resistance by changing the external field. At e.g. 20 mK the zero field resistance is 55Ω where at 6 T it is $1.4 \text{ M}\Omega$, which is almost 5 orders of magnitude difference! Taking into account the extrapolated $1 \text{ G}\Omega$ at 20 mK and 8 T, we have 7 orders of magnitude difference between 0 and 8 Tesla at 20 mK, and 2 orders of magnitude at 550 mK. In fig. 4 the resistance is plotted against B^2 . For fields above 2 T

$$R \sim e^{\beta B^2}$$

gives a good description while for lower fields the resistance R seems to increase even faster with increasing field B .

This shows that an external magnetic field is a powerful and flexible method to change the resistance of thermistors. If one wants to operate at a certain temperature (at a suitable time constant of the bolometer for example) R can be changed with B to reach an optimal impedance for the read-out electronics.

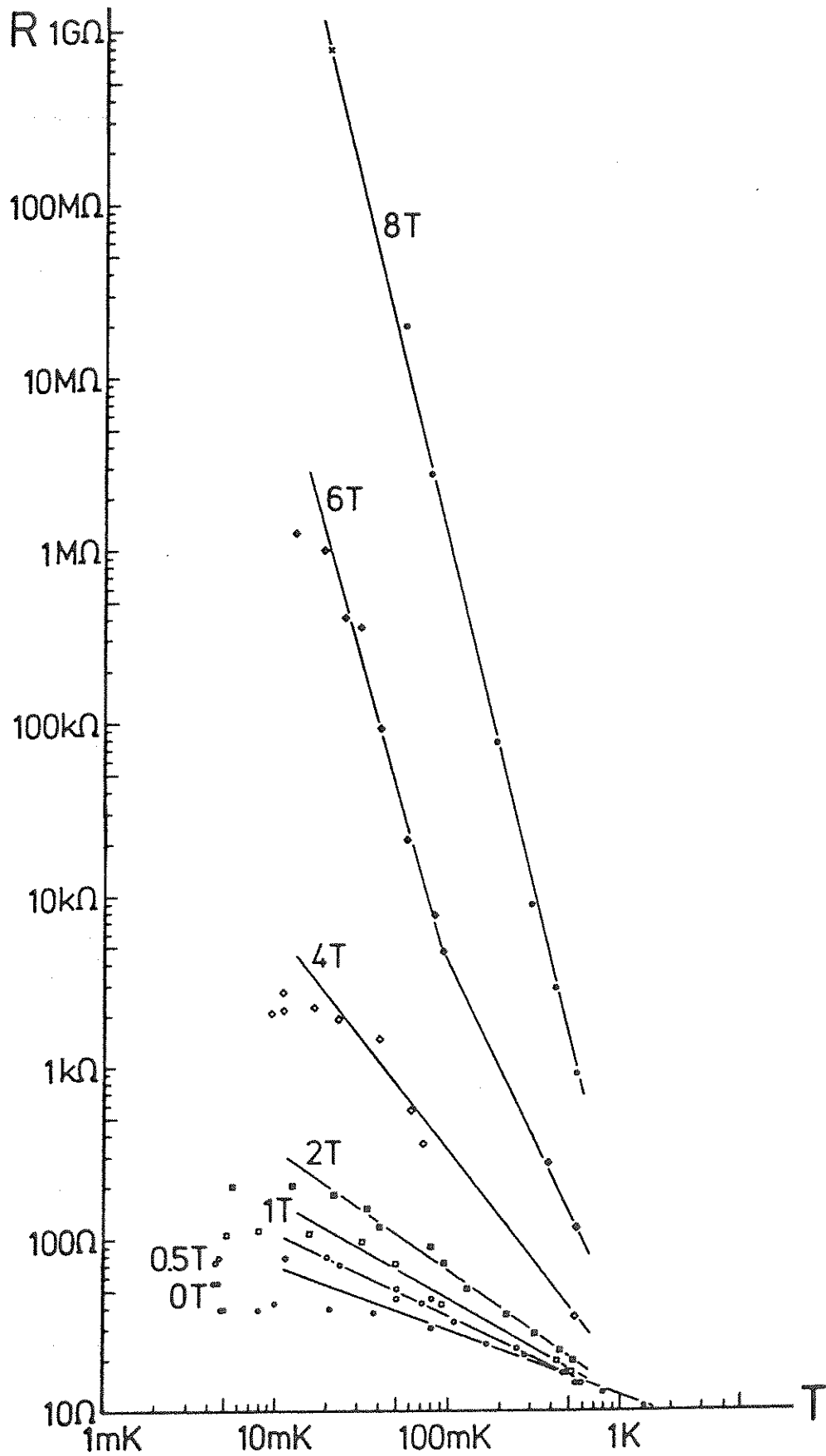


Fig. 3 : The resistance R as a function of temperature and magnetic field. The 8 Tesla $1\text{G}\Omega$ point (x) is an extrapolated value at 20mK .

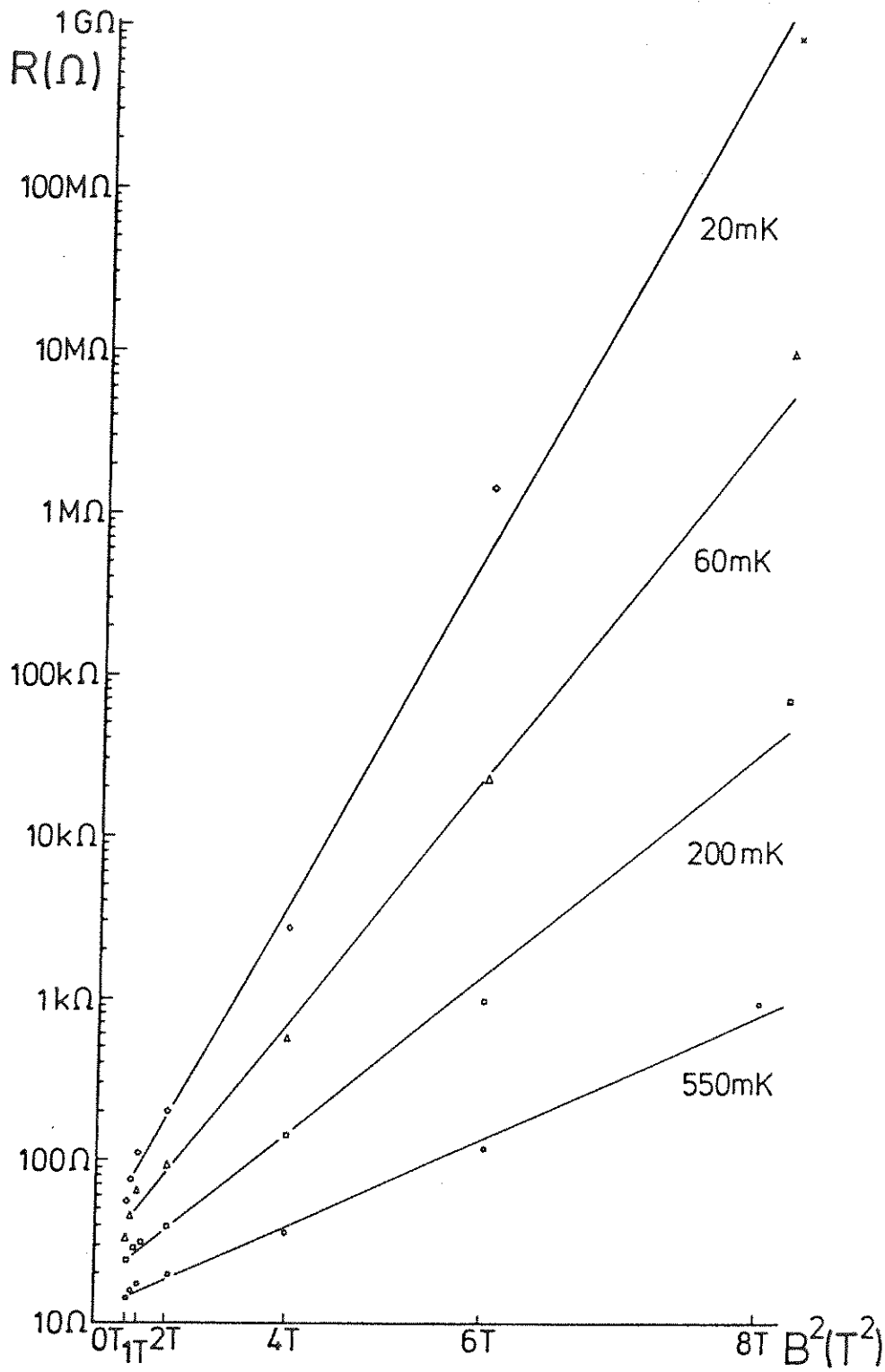


Fig. 4 : The resistance R as a function of B^2 for different temperatures.

3. Conclusions

We measured thermometer resistivity at temperatures down to 5 mK and magnetic fields up to 8 Tesla. Since the wiring and mounting of the thermistor is fully compatible with the use of a bolometer, this means that in principle bolometer operation at 5 mK is possible and that sensors are available. This is one of the lowest temperatures reached in bolometer research up to now. As known, the non-linearity of the resistance is a limitation on thermistor use in bolometers. We found that the critical power P_c changes not too drastically with B , and is as good as zero field values of thermistors with similar sensitivities. In our opinion the physical background of this phenomenon is a combination of two effects : the electrical field effect due to filamentary conduction, and temperature gradients in the sample. Nuclear thermometry as a quasi non-dissipative technique is the ideal way to check the thermal effect.

The strong dependence of the resistivity versus magnetic field leads to more flexibility in using thermistors. One can tune the resistance to match electronics or to choose operating temperature. Moreover, the selection of thermistors for bolometric use becomes less severe. As the 100 mK resistivity of normal doped Ge changes as power 140 of the 300 K resistivity [6], we now have the opportunity to change the low temperature value by several orders of magnitude by applying an external field. Another benefit of using magnetic fields is the increase of the detector sensitivity. In this work e.g. we observed an enhancement of a factor 12.

The same flexibility in resistance and sensitivity will also apply for Si thermistors although the magnetoresistance effect is expected to be smaller in that case.

Our future aim is to test an absorber plus thermistor system in magnetic field conditions at different low temperatures. If, as we expect, there are no limitations on the phonon processes in the absorber nor on the heat capacity of the system in high field, high resolution detection of radiation emitted by oriented nuclei is possible.

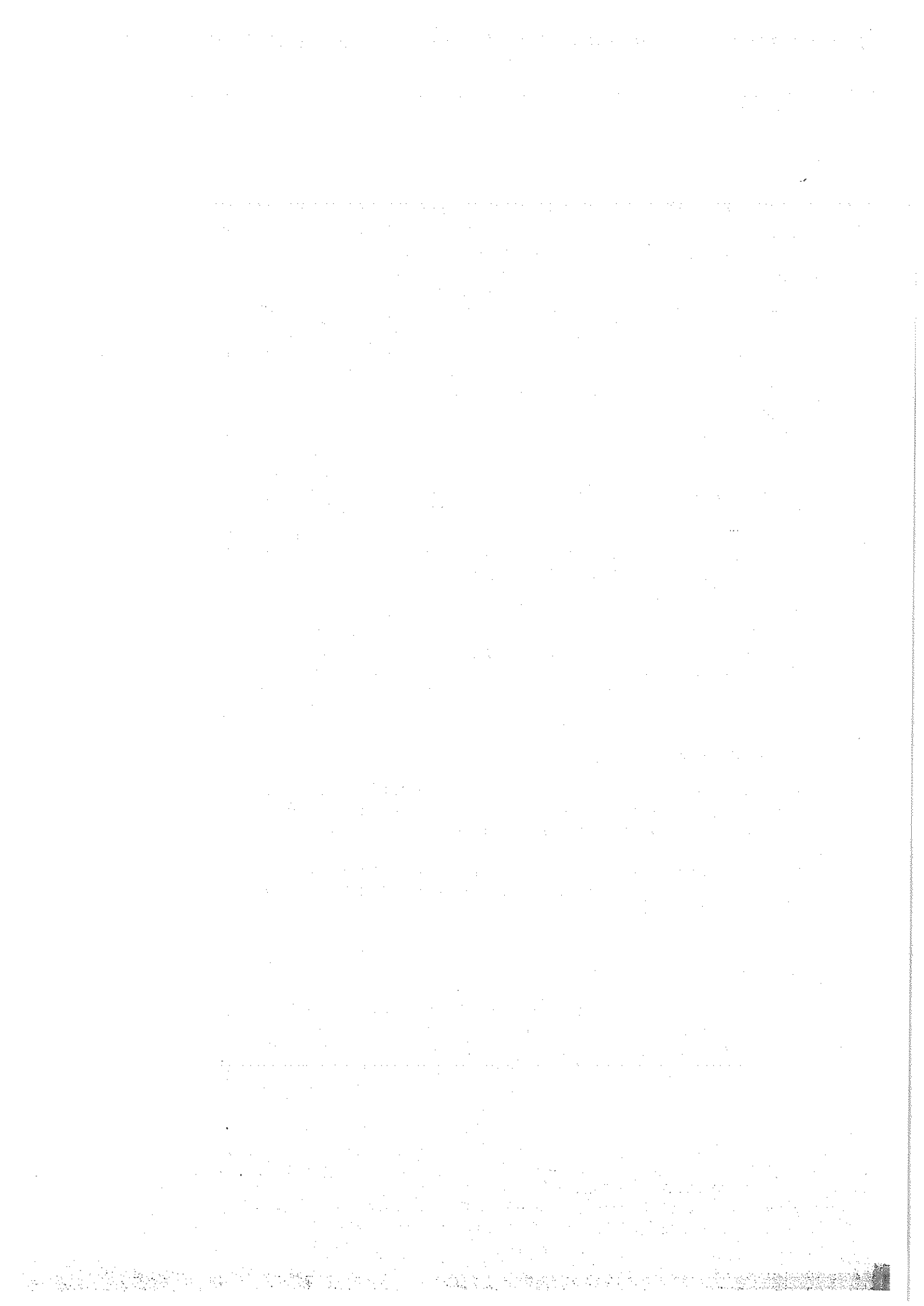
Acknowledgements

We would like to thank H. Moseley for stimulating discussions. We also gratefully acknowledge the technical assistance of Paul Schoovaerts. We acknowledge the work of Ph. Derouet to pull the Ge doped crystal.

R.S. is research assistant for the National Fund for Scientific Research, J.W. and N.S. are senior research assistant for the National Fund for Scientific Research at the Université Catholique de Louvain.

References

- [1] N. Coursol et al., to be published in Nuclear Instr. and Meth. (1991).
- [2] D. McCammon et al., Proceedings of the "Low Temperature Detectors for neutrinos and dark matter III" workshop, p. 213, Gran Sasso, 1989.
- [3] A. Giuliani et al., J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 17, S309 (1991).
- [4] e.g. I. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. 49, nr. 24, p. 1758 (1982).
and G.M. Gurevich and G.A. Lobov, Sov. J. Nucl. Phys. 39, p. 836 (1984)
- [5] by Dr. Derouet of Metal Europ Research, 78191 Trappes, France.
- [6] N. Coron et al., Proceedings of the 24th Rencontres de Moriond :
"The quest for the fundamental constants in cosmology", Ed. Frontières,
Gif/Yvette, France, p. 275, 1989.
- [7] T.F. Rosenbaum, Solid State Comm., Vol. 35, p. 663 (1980).
- [8] N. Wang et al., Phys. Rev. B, vol. 41, 3761 (1990).
- [9] T. Sota, K. Suzuki, D. Fortier, Phys. Rev. B, Vol 31 12, p. 7947, 1985.



Enhanced performance of a bolometric detector at mK temperatures in high magnetic fields

P. De Moor¹, J. Wouters¹, F. Van Overmeire¹, N. Coron², J. Camps¹,
P. de Marcillac³, G. Jegoudez², J. Leblanc², P. Schuurmans¹,
N. Severijns¹, W. Vanderpoorten¹ and L. Vanneste¹

¹ *Instituut voor Kern- en Stralingsfysica, Katholieke Universiteit Leuven,
Celestijnenlaan 200D, B-3001 Heverlee, Belgium*

² *Institut d'Astrophysique Spatiale, Bâtiment 121, Université Paris XI,
91405 Orsay Cedex, France*

³ *I.N.F.N. Gran Sasso 67010 Assergi, Italy*

Results on the operation of a bolometer detector in high magnetic fields and at very low temperatures are presented. We tested a diamond absorber on a Ge thermistor in magnetic fields up to 8 Tesla and temperatures down to 10 mK using an ⁵⁵Fe X-ray and ¹⁰⁹Cd electron source. Heavily doped Ge shows a giant magnetoresistance effect. This was used to tune the thermistor impedance to an optimal value.

Introduction

In order to perform low temperature nuclear orientation experiments basically two techniques are needed. One, a low temperature equipment capable of reaching temperatures below 10 mK, and secondly a radiation detector. With the commonly used Ge ionisation detectors, working at 77 K and installed outside the refrigerator which contains the radioactive source, it is almost impossible to detect particle radiation. Therefore we developed ionisation detectors which operate at 4 K, and were able to detect alpha and beta particles and conversion electrons emitted by oriented nuclei. In order to get higher energy resolutions and lower thresholds than what is possible with the best ionisation detectors, low temperature calorimeters are needed. Since this type of detectors performs optimally only at very low temperatures, it was of course very tempting for us to start developing them. Both apart from and along with the nuclear orientation technique, bolometers will help solving problems in nuclear as well as solid state and fundamental physics, in all cases where low thresholds and high resolutions are a prerequisite. However, most nuclear orientation experiments are carried out in the presence of an external magnetic field. So the question arises whether bolometric detection in a magnetic field at very low temperatures is possible, and whether the magnetic field causes no extraneous noise.

Experimental

The experiments were carried out in an Oxford Instruments refrigerator equipped with a 100 microWatt dilution unit with a base temperature below 5 mK, and a superconducting 9 Tesla magnet with a homogeneity of 10^{-4} in a sphere of 1 cm diameter. A top-loading facility makes it possible to change a sample holder with a radioactive source while the system remains cold. This allows to have a new source at base temperature in less than 3 hours after removing the previous one.

It is very important to use a very 'clean' electrical system. Therefore a lot of work was spent in powering the electronics with batteries wherever possible, to include it in a little Faraday cage, shield thoroughly the connections to the cryostat and put the cryostat and Faraday cage on a separate clean ground potential. Moreover, during the tests with the bolometer itself, all electrical connections apart from the bolometer bias and read-out connection were removed from the fridge. A second major concern is vibration isolation, because vibrating wires form a variable capacitance and cause microphonic noise which can be considerably large. So we put the cryostat frame on air mounts, put some absorbing materials on the cryostat on the pumping lines and switched off as many pumps as possible. We even run the fridge for hours without liquid nitrogen, and saw a clear decrease of the noise level. To overcome this vibrational interference problems in the future, a new cryogenic system without a nitrogen jacket is incorporated into a heavy frame on air mounts. The pumping system was built with special care with respect to vibration isolation. Future bolometer experiments will be carried out in this new system. Although all this electrical and vibrational isolation techniques were used, we were still sensitive on the switching off and on of some heavy equipment somewhere in the lab.

Resistance measurement

In a first series of experiments we tested thermistors in different magnetic fields up to 8 Tesla at temperatures down to 5 mK. The four point resistance measuring method was used. The current I was produced by a home-made constant current source or by putting a voltage over a large ($R_L = 110 \text{ M}\Omega$) load resistor. The voltage V was measured with a Keithley 614 electrometer. To minimise the noise on the electrical connections, several filters were used. We measured the I-V characteristics of three heavily Ga doped Ge thermistors, each with a slightly different dopant concentration nearby the metal-insulator transition. We found that the resistance as a function of temperature and magnetic field strongly depends on the dopant concentration and observed a giant magnetoresistance effect at very low temperatures [1]. Moreover, a metal-like conduction at 0 Tesla can change into a hopping conduction at higher fields and almost into an insulating behaviour at 8 Tesla. We are currently investigating the conduction mechanisms by fitting our data, which might reveal some interesting semiconductor physics.

As an example of the usefulness of this magnetoresistance effect for bolometric purposes, we present some figures on the thermistor B140 which is incorporated in the detector used for particle detection. At approximately 15 mK, switching the external

field from 0 to 6 T changed the impedance over 6 orders of magnitude from about 1 k Ω to 1 G Ω . The sensitivity $a = -d \log R / d \log T$ increased by a factor 25 from 0.3 to more than 8. The advantages of using these thermistors in a magnetic field are clear: one can match the impedance of the thermistor to the read-out electronics or vary the resistance to find an optimal point in signal to noise ratio, without changing the temperature! Moreover, the selection of thermistors becomes less critical: the almost unpredictable resistance value below 50 mK can be changed over orders of magnitude. This tuning capability of the thermistor even opens the possibility to perform a bolometer detection at different temperatures with a constant sensitivity, which is required for some types of experiments. It might even be possible to use the same bolometer to detect X-rays at low temperatures and particles with a higher energy (alphas, betas) at higher temperatures, by adjusting the resistance and sensitivity with the field.

We observed a non-linear behaviour of the I-V curves at low temperatures. We studied carefully the critical power per unit of volume, defined as the power per unit volume at which the resistance drops by 30 %, and found that it is independent of the magnetic field. Thus the problem of a seriously decreased resistance at feasible measuring powers is the same with or without an external field. A second problem that might arise in large magnetic fields is a drastic increase of the parasitic power, which could heat up the thermistor and cause a saturation in the R versus temperature curve. With our equipment, and all electrical and vibrational precautions taken, we have shown that at high field (6 T) the parasitic power is less than 10^{-15} Watt.

Single particle detection

In the second experiment, a composite-composite bolometric detector was tested. It consists of two cubes of diamond (of 1 mm³ and 0.125 mm³) glued together on top of the Ga doped Ge crystal which served as thermistor. The whole system was in weak thermal contact with the cold finger of the cryostat. In the same housing, which was kept at mK temperatures, the load resistance ($R_L = 110 \text{ M}\Omega$) was mounted. The sample holder with the radioactive source could be top-loaded just above the bolometer. This whole mounting was placed in the centre of the superconducting magnet. The temperature of the system was monitored by a nuclear thermometer. The bolometer was biased using a battery. The voltage over the thermistor was amplified by a factor of 1000 in a room temperature amplifier, and the output signal was transferred to the noisy outer world via an analog optical connection. After possible amplifying and analog filtering, the signal could be monitored on a digital oscilloscope, or digitised in a fast ADC plug-in card in a personal computer. This card triggers on pulses and converts the analog signal into numerical values with a speed of 1 Megasample/s and a resolution of 12 bits. Since we discovered that the optical link itself injected some noise, we could sometimes increase the signal to noise ratio by adding a voltage divider before the optical coupling, thus using the full dynamic range of the apparatus. We also worked without the optical coupling, but then a heavy analog filter for high frequencies was needed to minimise the noise injection into the cryostat coming from the computer and acquisition electronics. A ¹⁰⁹Cd source with conversion electrons at 62.5 keV (K-line) and 84.5 keV (L-line) was top-loaded. Due to the very low impedance at 0 T (i.e. 1 k Ω) hardly any pulse could be seen. We calculated an initial bolometer signal of about 20 nanoVolt/keV and a

the bolometer, the signal increased by a factor of 1500 to 30 microVolts/keV. The signal to noise ratio was higher than 100. If we biased the thermistor with 150 to 300 mV, the measuring power (3×10^{-11} W) heated the bolometer from 12 mK (the base temperature at 6 T) to approximately 60 mK. The resistance was about 3.5 M Ω , and the sensitivity almost 7. A typical pulse of a 84.5 keV conversion electron can be seen on fig. 1. The undershoot is probably a thermo-electrical feedback effect which is caused by the combination of 1) the stray capacitance of the wires and the rather large resistance of both the thermistor and load resistor, and 2) the dependence of the resistance on the dissipated power. A typical spectrum of the on-line analysis is shown in fig. 2. Up to now, no analysis using digital filtering on a number of fully digitised pulses is carried out. The amplifier gain was 2000 and the signal passed through a bandpass filter (10 Hz - 10 kHz). One clearly sees the K and L-lines, but also the M+N line, separated from the L-line, and at lower energies the groups of Auger electrons along with possible X-rays. The energy resolution on the only single line (K at 62.5 keV) was about 800 eV while the base line resolution was about 95 eV. The pulse height - energy relation was found to be not linear: the position of the L-line (84.5 keV) was 10% lower than expected if the lowest Auger group is used for calibration.

At lower bias than 150 mV and at lower fields (4, 2 and 0 T) the results were worse. Due to the low current values, one is more sensitive to interference noise and microphonics. On the other hand, since the measuring power is smaller, the bolometer is at a lower temperature and thus more sensitive to possible temperature instabilities. At lower fields the sensitivity decreased, so here also the signal to noise got worse.

From the I-V curves taken at different temperatures a value for the conduction between thermistor and cold finger can be calculated to be approximately $6 \times 10^{-6} T^3(\text{K}) \text{ W/K}$ if we assume a T^3 law. Using the estimated time constant of the pulses ($T = C/G$) we can get a rough idea for the heat capacity C at 60 mK: $2 \times 10^{-12} \text{ J/K}$. This is about 100 times higher than the theoretical heat capacity at 60 mK for the diamond absorbers. But the total heat capacity is dominated by the thermistor heat capacity, which is estimated to be in the order of 10^{-12} J/K . One can naively calculate also a heat capacity from the pulse height. We find a value that is about three times larger than the one calculated from the I-V curves. This is probably caused by two effects: 1) the electrical pulse is the result of the response of the total electronic system on the original temperature pulse, and 2) the thermalisation process takes some finite time, in which some heat can escape through the heat link to the cold finger. The temperature rise due to the absorption of a 2.5 K electron is estimated to be 2 mK, which is 3.3% at 60 mK.

Conclusion

The large magnetoresistance in heavily Ga doped Ge thermistors at low temperatures provides a powerful tool for tuning the resistance and sensitivity of a thermistor in a bolometer. This offers considerable flexibility in bolometric detection. We carried out the first detection of radiation by bolometers in a magnetic field and at low temperatures, thus showing that in experiments where an external magnetic field is needed, such as low temperature nuclear orientation, it is possible to use bolometers. This opens a new area of experiments where radiation can be detected with lower thresholds and better resolutions than with classical ionisation detectors. In this first experiment we already obtained a resolution of 800 eV on 62.5 keV conversion electrons of ^{109}Cd , which is

almost as good as the best resolutions that can be achieved with classical ionisation detectors. The threshold in our experiment was lower than the threshold of a standard ionisation detector. Moreover, we have indications that our results were limited by the electronic and microphonic noise in our system, and that the threshold and the resolution can still be improved.

References

- [1] P.De Moor et al., Proceedings of the "Low temperature detectors for neutrinos and dark matter IV" workshop, p. 125, Editions Frontières.

G6
3)

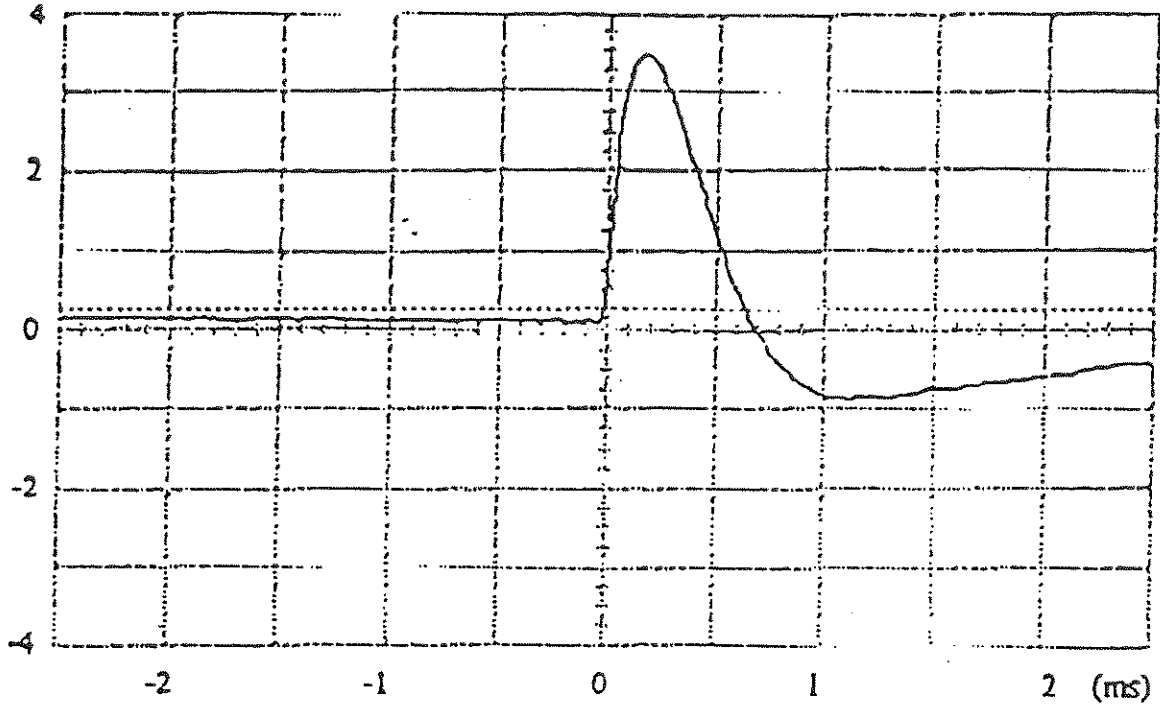


Fig. 1. ^{109}Cd EC_L pulse at 84.5 keV, total gain = 2000, no filtering was used

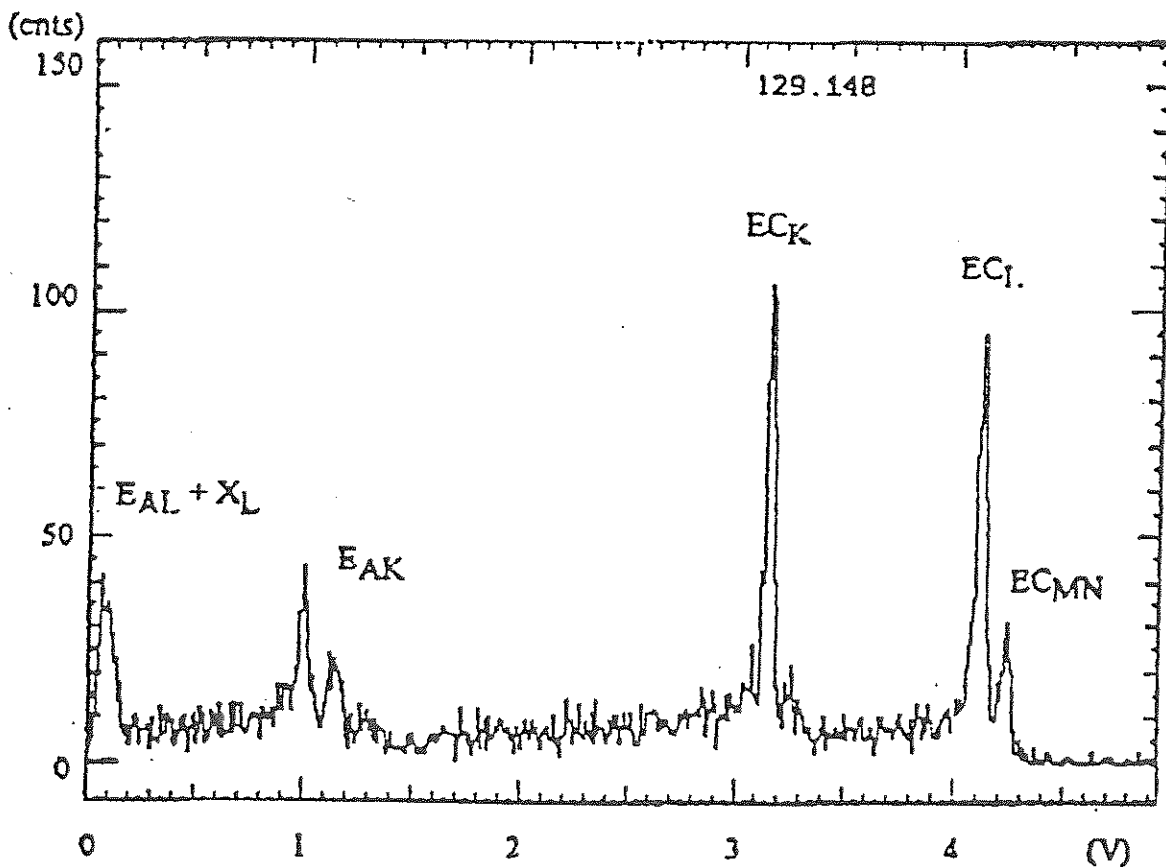


Fig. 2. Spectrum of ^{109}Cd : EC_{MN} (87.3 - 88.0 keV), EC_L (84.2 - 84.7 keV), EC_K (62.5 keV), E_{AK} (21.0 - 22.2 and 17.8 - 18.7 keV), E_{AL} (1.8 - 3.8 keV), X_L (2.6 - 3.8 keV)

Advances towards fast thermal detectors of intermediate mass with high resolution and large dynamic range

J.W. Zhou ^a, P. de Marcillac ^{b,1}, N. Coron ^c, S. Wang ^a, H.H. Stroke ^a, O. Redi ^a, J. Leblanc ^c, G. Dambier ^c, M. Barthelemy ^c, J.P. Torre ^d, O. Testard ^e, G. Beyer ^f, H. Ravn ^f and J. Mangin ^g

^a Department of Physics, New York University, New York, NY 10003, USA

^b I.A.P., 98 bis, Bd Arago, 75014 Paris, France

^c I.A.S.-CNRS Campus d'Orsay, bât 121, 91405 Orsay, France

^d Service d'Aéronomie-CNRS, 91370 Verrières, France

^e Service d'Astrophysique, CEN, 91190 Gif-sur-Yvette, France

^f PPE/CERN, CH1211, Geneva 23, Switzerland

^g Laboratoire I.R., 54506 Nancy, France

Received 22 April 1993

The limiting characteristics of intermediate mass bolometers cooled to low temperature for the detection of single events are analyzed over a large energy range with the contributions of inherent noise at low energy, of statistical effects at intermediate energy, and of nonlinear effects at high energy. The optimal design of a fast (time constant $\tau < 1$ ms) intermediate mass bolometer ($10 \text{ mg} < m < 1 \text{ g}$) with high resolution ($\Delta E_{\text{FWHM}} < 500 \text{ eV}$) and large dynamic range ($E(\text{max}) > 5 \text{ MeV}$) is described from functional block diagram to the calculation of parameters for each element. This has been applied to the construction and successful tests of a 100 mg silicon bolometer. We obtained resolutions better than 1 keV on γ -rays from 13 to 130 keV with a base line resolution of 300 eV and a measured time constant of less than 400 μs . The same bolometer was also used for α particle spectrometry in the 5 to 8 MeV range with a resolving power greater than 200. From measurements of the short lived ^{214}Po atoms recoiled into the bolometer we deduced a half-life of $160 \pm 12 \mu\text{s}$, which extends the excellent time resolution possible with such bolometers.

1. Introduction

The performance of thermal detectors improves with decreasing temperature, but their counting rate may then become limited by the decrease of the sensitivity due to electrical field effects in the sensor at high polarizing current [1,2]. Therefore, a difficult compromise between mass and temperature is necessary to obtain fast bolometers with also good resolution and large dynamic range. We determine below the resolution limit of silicon absorber bolometers as a function of energy from the low energy region to an upper energy limit set by the maximal resolving power. We also describe how to optimally design a fast (decay time constant $\tau < 1$ ms), intermediate mass ($10 \text{ mg} < m < 1 \text{ g}$) bolometer with high resolution ($\Delta E_{\text{FWHM}} < 500 \text{ eV}$)

and large dynamic range ($E(\text{max}) > 5 \text{ MeV}$). We present the design of a fast 100 mg silicon bolometer optimized in the 70–150 mK range and give the first results obtained in the detection of gamma rays, alpha particles and recoil nuclei from 10 keV to 8 MeV with a resolution better than 500 eV on base line and with a time constant of less than 400 μs . Though this resolving limit is still much wider than the theoretical one, it is the best obtainable with a mass greater than 50 mg, it competes with results of ref. [3] where similar resolution is obtained in a 1.8 mg superconducting rhenium bolometer but with a much longer time constant at $\sim 90 \text{ mK}$. By working with more massive bolometers [4–6] at much lower temperature ($\sim 25 \text{ mK}$), other groups have obtained resolutions in the 1–4 keV range on γ 's, but at the cost of a much longer time constant.

We demonstrate below the advantages of intermediate mass bolometers working at relatively high temperature.

¹ Present address: INFN-Gran Sasso, 67010 Assergi, Italy.

2. Thermodynamic, statistical and sensor limits on resolution and time constants

2.1. Resolution in the low energy region

The resolving limit at low energy of a thermal detector can be deduced from thermodynamic principles to be (whatever the sensor) [7,8]:

$$\Delta E_{\text{FWHM}} \approx 8 [kT_0^2 C_a(T_0)]^{1/2}, \quad (1)$$

where T_0 is the temperature of the cryostat base plate, k is the Boltzmann constant and $C_a(T_0)$ is the heat capacity of the absorber of the composite (separate absorber and temperature sensor components) bolometer at T_0 . This resolution may depend slightly on the sensitivity of the sensor [7] but is a very good approximation in particular for doped semiconductors.

This optimal resolution is obtained when the bolometer is actually warmed by the bias current to temperature $T_1 \approx 1.2T_0$ and with the condition [1]:

$$C_s(T_1) = C_a(T_1), \quad (2)$$

where $C_s(T_1)$ and $C_a(T_1)$ are the heat capacity of the sensor and the absorber at T_1 , respectively.

In some cases the bolometer is used at $T_1 \gg T_0$ to eliminate temperature fluctuations of the refrigerator or to have a shorter time constant; then, with the use of eq. (2), the ultimate resolution can be deduced from ref. [8] to be

$$\Delta E_{\text{FWHM}} \approx 5.7 [kT_1^2 C_a(T_1)]^{1/2}. \quad (3)$$

2.2. Resolution in the intermediate energy region

In the medium energy range, the resolution of a bolometer can be limited by statistical effects due to part of the energy ($\approx 30\%$) going into charge pairs as in a semiconductor detector, into crystal defects [9] or into fluorescence. Here we make the hypothesis that the principal limitation at low temperature is the very long recombination time of the charge pairs. The resolution limit due to the statistical noise in the energy distribution between heat (propagated in less than 1 ms) and the charges (with recombination time $t \geq 100$ ms) is then

$$\begin{aligned} \Delta E_{s(\text{FWHM})}(\text{on heat measurement}) \\ = 2.35\sqrt{F} \sqrt{\epsilon_i} \left(\frac{\epsilon_{\text{gap}}}{\epsilon_i - \epsilon_{\text{gap}}} \right) \sqrt{E}, \end{aligned} \quad (4)$$

where ϵ_i is the radiation ionization energy of the absorber material [10] and ϵ_{gap} is the intrinsic energy stored by a dissociated electron-hole pair; F is the empirical Fano factor [11] which appears in the resolution limit of a semiconductor detector as:

$$\Delta E_{(\text{FWHM})}(\text{charge}) = 2.35\sqrt{\epsilon_i F E}. \quad (5)$$

Since for dielectric crystals, $\epsilon_i \approx 3\epsilon_{\text{gap}}$, the resolution limit of the thermal channel deduced from eq. (4) is better than that of the charge channel only by a factor of 2, if the electron-hole pairs do not recombine. For a silicon absorber bolometer, $\epsilon_{\text{gap}} = 1.1$ eV, $\epsilon_i = 3.6$ eV and $F = 0.1$, the width due to statistical noise in the energy division between charge pairs and heat is then:

$$\Delta E_{s(\text{FWHM})}(\text{Si}) = 0.62\sqrt{E} \text{ [eV]}. \quad (6)$$

For example, at 6 keV, we have $\Delta E_s = 50$ eV, while a similar calculation gives 117 eV for diamond (assuming $F = 0.1$). This is in agreement with our best measurements on X-ray with diamond bolometers, where we obtained a resolution of 140 eV at 6 keV while the base line noise was equivalent to only 30 eV. With a sapphire absorber, our best measurement is 10.5 keV on 5486 keV α particles [1] while eq. (4) yields $\Delta E_s(5486 \text{ keV}) = 4.2$ keV (again assuming $F = 0.1$). It thus appears reasonable to take eq. (4) as a good approximation for the resolution in the medium energy range, where it is limited much more by statistical effects in the absorber than by base line noise.

2.3. Resolution at high energy, maximal resolving power and dynamic range

At high energy the bolometric detector is no longer linear. We define here the maximal useful energy of a bolometer as the energy $E(\text{max})$ where the resolving power $E/\Delta E$ is maximal. To a first approximation the base line noise is nearly constant at high energy, but the differential energy response $d\Delta V/dE$ decreases considerably when E exceeds the range of $E(\text{max})$, thereby substantially deteriorating the resolution of the detector. We can estimate the relation $\Delta V = f(E)$: suppose that the heat capacity of the bolometer is $C = C_0 T^\alpha$ and that the resistance of the sensor is approximated by $R = R_0 (T_0/T)^n$. When a particle of energy E is absorbed in the bolometer at temperature T polarized with a constant current I , there results an increase ΔT in the temperature of the sensor with a corresponding variation in ΔR producing a voltage signal ΔV . We have:

$$E = \int_T^{T+\Delta T} C(T) dT = \frac{C_0}{\alpha+1} [(T+\Delta T)^{\alpha+1} - T^{\alpha+1}] \quad (7)$$

and

$$\begin{aligned} \Delta V &= I [R(T+\Delta T) - R(T)] \\ &= IR_0 \left[\left(\frac{T_0}{T+\Delta T} \right)^n - \left(\frac{T_0}{T} \right)^n \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

From these equations we deduce that

$$|\Delta V| = -\Delta V = IR \left[1 - \left(1 + \frac{E}{E_0} \right)^{-p} \right], \quad (9)$$

with

$$E_0 = \frac{C_0 T^{\alpha+1}}{\alpha + 1} \text{ and } p = \frac{n}{\alpha + 1} \quad (10)$$

(E_0 is the internal energy of the absorber).

The differential response at high energy is $d|\Delta V|/dE = IR \times p E_0^{-1} (1 + E/E_0)^{-p-1}$, and the maximal resolving power is obtained when the factor $E \times d|\Delta V|/dE$ is maximal (with only the hypothesis that $d\Delta V_{\text{noise}}$ is independent of E). The energy corresponding to this condition is

$$E(\text{max}) = \frac{E_0}{p} = \frac{C_0 T^{\alpha+1}}{n} \quad (11)$$

At this energy the resolution due to base line noise is degraded by a factor of $(p + 1/p)^{p+1}$ compared to the low energy region. For example in many of our thermistors we have $n \approx 4$, therefore $p \approx 1$ ($\alpha = 3$ for dielectric absorbers), so that the resolution is decreased by a factor of 4 at $E(\text{max})$. At this energy we have $\Delta T \approx 0.19T$. In brief, the resolving power of a bolometer decreases when the energy pulse increases the bolometer temperature by more than 20%. With $n = 4$ and $p = 1$ we also have a very good fit to the $\Delta V(E)$ function:

$$|\Delta V(E)| = IR \frac{E/E_0}{1 + E/E_0} \quad (12)$$

This fit works very well in practice for correcting non-linearity effects in spectra. From this fit the coefficient E_0 can be calculated; this gives a very useful indirect

measurement of the heat capacity of the bolometer at T (the value of T can be derived from $I-V$ measurements) with the use of formula (10).

In fig. 1 we have plotted the resolution limits ΔE calculated with the above formula as a function of E for a 100 mg silicon absorber bolometer at temperatures of 50, 100, 200 and 400 mK. For low energy particles, it is better to work at lower temperature, while for very high energy particles (in the GeV region), high temperature around 1 K will be more appropriate. This has been demonstrated in ref. [12].

2.4. Time constant limit

In principle, the calculated resolution limits can be obtained independently of the time constant chosen for the bolometer: it is a free parameter for an ideal sensor.

But in practice all sensors have a maximal electric power handling above which the electric field changes the impedance, while the sensitivity to temperature changes decreases dramatically. The power handling is generally expressed per unit volume or better per unit heat capacity P_e/C_s , so that different sensors can be compared [2]. As demonstrated in refs. [1,2], the consequence of this is to limit the response time of the detector: lowering the temperature carries with it an increase in time constant. As an example, for germanium sensors, either chemically or neutron transmutation doped (NTD), the first measurements [2,13] in the 50–500 mK range give approximately (for a change of

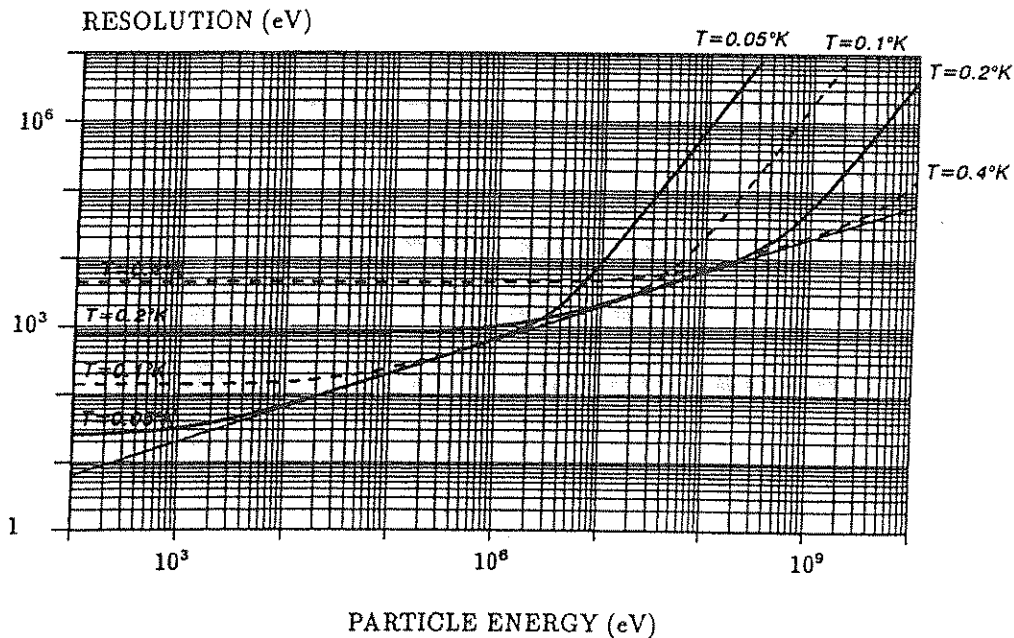


Fig. 1. Ultimate resolutions possible with a 100 mg silicon bolometer as a function of energy deposit. Curves are for 50, 100, 200 and 400 mK. The straight line is the ultimate resolution due to purely statistical energy division between phonons and charge pairs in the absorber with the hypothesis that the latter do not recombine within several milliseconds.

in the impedance):

$$C_s = 1.1 \times 10^7 T^5 \quad [\text{K/s}] \quad (13)$$

fact there is a large error bar on the exponent of T because this factor depends also on the intrinsic resistivity of the sensor: high resistivity sensors ($\rho > 10^4 \text{ cm}$) correspond to a factor 6 while low resistivity sensors (which are also less sensitive to T) correspond to a factor 3. The maximal power density for the best germanium sensors comes out to be about 20 W/m^3 at 100 mK (or 110 K/s). Thus we approximate the minimal time constant (without electrical field effects which substantially degrade the resolution) by

$$1.8 \times 10^{-8} T^{-4} \quad [\text{s}] \quad (14)$$

to now measurements on all types of sensors indicate that experimental data are well approximated by (13) for NTD and chemically doped semiconductors [2]. Some hope to gain an order of magnitude in speed with the use of implanted silicon is given by measurements in ref. [2], but this has not been confirmed so far. In some cases faster bolometers can be made but at the cost of a significant loss in ultimate resolution because the sensitivity dR/dT of the sensor at the polarizing point will be strongly degraded due to electric field effects.

From theory to optimal design and prototype construction

We describe below the use of these theoretical results in the actual design of a bolometer (see fig. 2). In this part, considerations of efficiency and resolution in the intermediate energy range, combined with as high a

Debye temperature as possible, will determine the nature of the absorber. We chose silicon because resolutions of 200 eV are possible in the range of 10^5 eV (when the measurement of a 17 keV neutrino mass with ^{35}S or ^{63}Ni were still of interest) and also because silicon is potentially interesting, as suggested to us by Gonzalez-Mestres [14], for detecting recoils from light dark matter particles.

With the use of the above formula one can draw a diagram of mass versus temperature in which the possible "region" for the design is limited by these straight lines (see fig. 3). From eq. (1) we obtain the line defining on one side the region where ΔE_0 is better than the desired resolution (here $\Delta E_0 = 500 \text{ eV}$). From eq. (11) we have the line defining the region of maximal energy detection where $E > E(\text{max})$ (here $E(\text{max}) = 5 \text{ MeV}$) and from eq. (14) we obtain the minimal temperature necessary to have $\tau < \tau_{\text{max}}$, corresponding to the power handling curve of the sensors used (in fig. 3 we took $\tau_{\text{max}} = 1 \text{ ms}$).

The possible design for a silicon bolometer with resolution better than 500 eV , time constant shorter than 1 ms and dynamic range of 5 MeV is thus specified. For the prototype we chose a 100 mg silicon crystal with an anticipated working temperature in the $70\text{--}150 \text{ mK}$ range. The absorber was cut from high-purity silicon single crystal with a nearly cubic shape ($3.61 \times 3.74 \times 3.32 \text{ mm}^3$). The volume of the NTD Ge sensor was chosen so as to satisfy eq. (2) at the lowest temperature of the range. From our measurements we find the intrinsic heat capacity of highly doped germanium to be about $2 \times 10^{-6} T \text{ (J/K cm}^3\text{)}$. For example, at 70 mK we have for the total heat capacity of the 100-mg absorber plus sensor $1.5 \times 10^{-11} \text{ J/K}$. A ther-

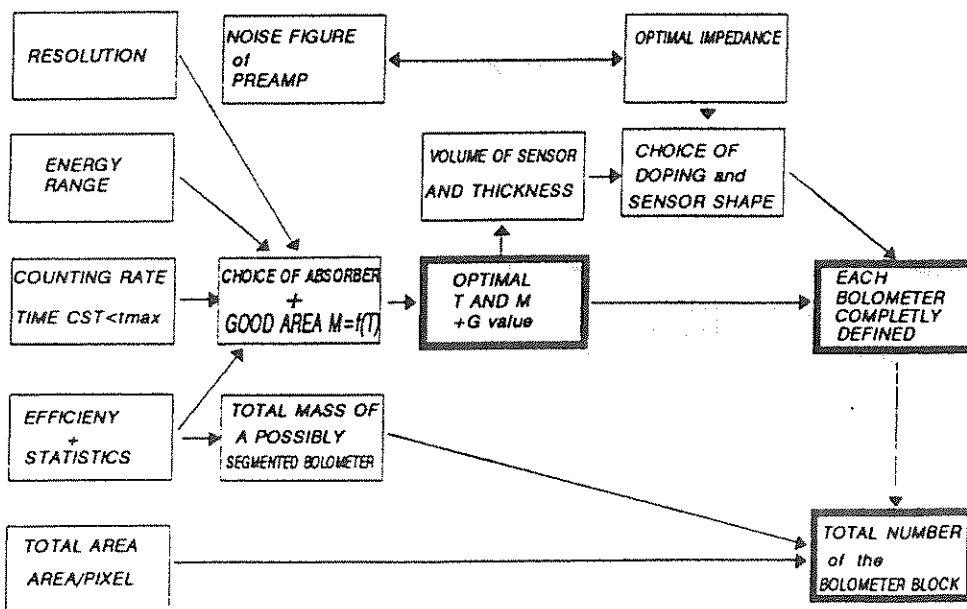


Fig. 2. Flow chart of bolometer design with different steps for determining each element. Time CST denotes time constant.

mal link to the heat sink serves to reset the temperature with a desired time constant. We chose the G value (thermal conductance) of the thermal link so that the time constant $\tau_c = 0.5C/G$ was around 400 μs . We used for the link a thin slice of dielectric single crystal material whose advantage is that G is proportional to T^3 , similarly to the heat capacity of the absorber, so that the time constant would not increase at high temperatures. To calculate the geometry of the thermal link we use Casimir's formula [15,16] to obtain for sapphire:

$$G = 0.10T^3 \frac{l \times t^2}{L} \quad [\text{W/K}]$$

for a slice of width l (cm), thickness t (cm) and length L (cm).

The sensor doping is selected so that the impedance at T is matched to the one giving the minimal temperature noise on the preamplifier. Up to now we have been using warmed FET whose optimal noise temperature is 200 mK at the optimal sensor resistance of 500 k Ω . This low resistance taken together with the parasitic capacity (typically 100 pF for transistor and cables) allows a short pulse rise time of only 50 μs or lower due to the low dynamic impedance at the polarizing point. At this point the bolometer components are completely specified and we can design it in detail.

In order to avoid problems with microphonics, the bolometer must be supported as firmly as possible, but the support may contribute only negligibly to the heat capacity. This is realized with the mounting described by fig. 4. The suspension is made as in ref. [17] with the use of 32 25 μm diameter nylon wires ("Lycra" type): these wires are epoxied in grooves made in the silicon block and in the copper support of the bolometer after having been correctly tightened. The advantages of nylon threads under tension, which we have been using for several years [17], are analyzed clearly in a recent work on the development of infrared bolometers [18].

The thermal link is made so that heat is first conducted on the two sides of the sensor, thereby minimizing the temperature gradient inside the sensor. In a prototype, a desired value for G was obtained with the use of a sapphire tongue, $260 \times 350 \mu\text{m}^2$ cross section, 1.0 mm long (effective length).

The sensor ($0.26 \times 0.25 \times 0.6 \text{ mm}^3$) was sliced from a NTD germanium crystal. After careful etching, indium contacts were electroplated on two opposite faces of the sensor and electrical connections made by soldering to them 20 μm diameter homemade indium wires.

Fig. 5 shows the heat capacity of the bolometer. It was determined with the use of 5.48 MeV α particles from ^{241}Am to bombard the bolometer: the pulse amplitude and shape serve to deduce the heat capacity.

The experimental values agree with the calculated heat capacity from 0.14 to 0.23 K.

A 122 keV γ -ray pulse, shown in fig. 6, indicates a time constant of 330 μs .

4. Experimental results on α , γ and recoils

A SHE (now BTI Inc., San Diego, California) ^3He - ^4He dilution refrigerator, which has been modified to reduce microphonics, was used as a cooling system to test the bolometers. The temperature was measured by a carbon resistor calibrated with the use of a NIST (formerly NBS) AuIn₂, AuAl₂ and Ir superconductor fixed-point thermometer at 208 mK, 162 mK and 101 mK [19]. The resistance of the NTD Ge thermistor of the 100 mg Si bolometer varies from 15 k Ω at 100 mK to greater than 400 k Ω at 40 mK temperatures. Compared to resistance values of 10 M Ω or higher for

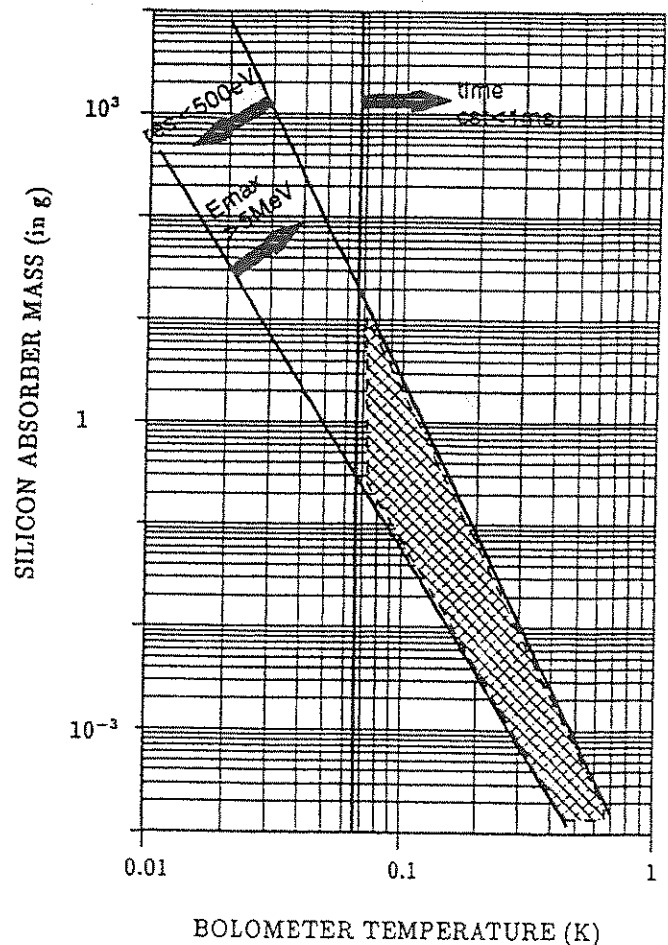
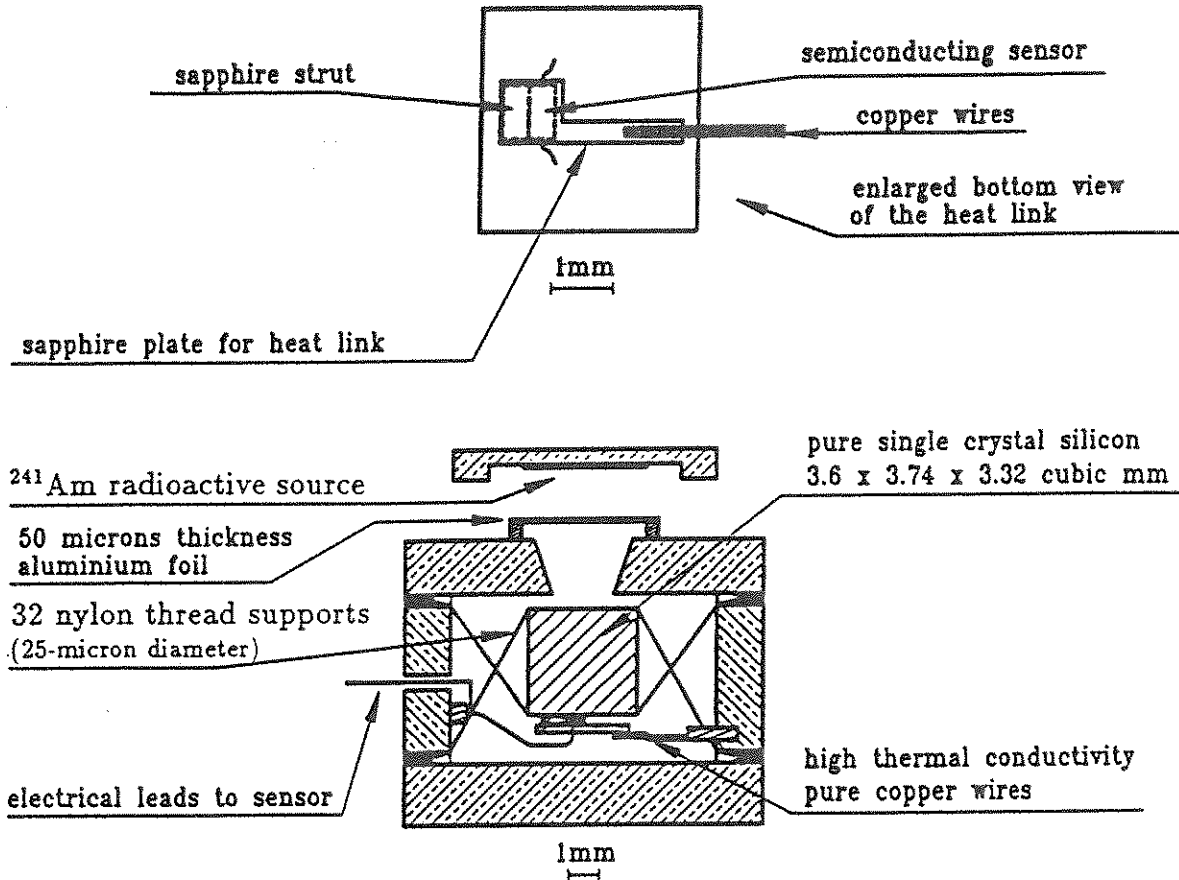
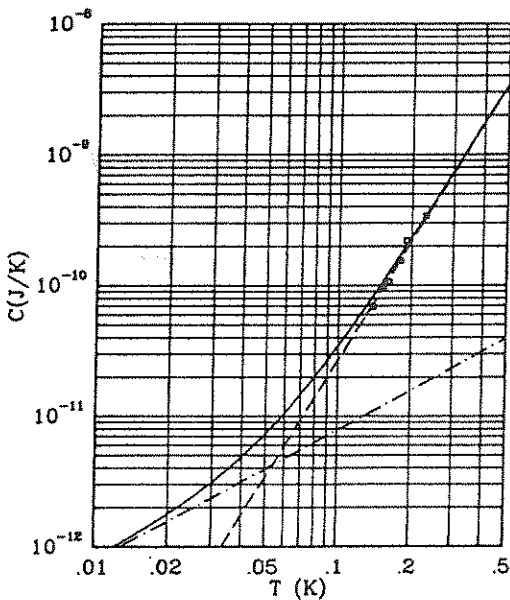


Fig. 3. Possible area for mass and temperature of a bolometer with constraints on resolution, energy range and time constant. In this figure we have the case of a silicon absorber with Ge semiconductor sensor. The lines are respectively for $E(\text{max}) = 5 \text{ MeV}$, $\Delta E = 500 \text{ eV}$ and $\tau = 1 \text{ ms}$. The arrows indicate for each line the region where the performance is better than the limit value. Time CST denotes time constant.



4. Schematic of the 100 mg silicon bolometer with the antimicrophonic nylon suspension. The enlarged view shows the heat link and sensor design, forcing heat to cross the sensor before going to the heat sink.

some other bolometers, this low impedance range gives a match to the noise figure of our preamplifier and is less sensitive to ambient noise. Semirigid cables were



5. Heat capacity as function of temperature for a 100 mg silicon bolometer deduced from the pulse heights of α particles (open square). The dashed line is the heat capacity of the silicon crystal calculated with a Debye temperature of 645 K, dash-dot line is the heat capacity of the Ge sensor, while the solid curve is the sum of these two terms.

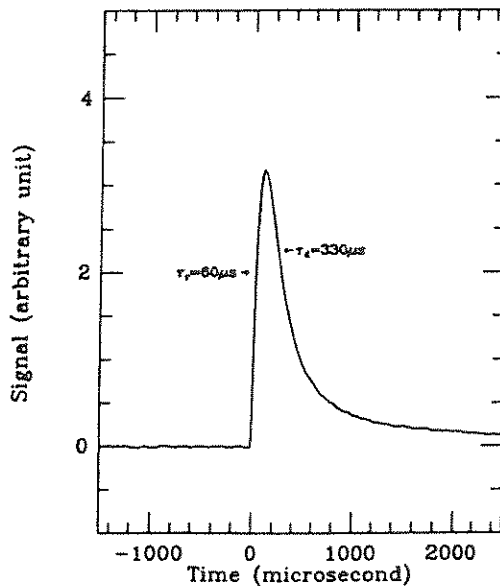


Fig. 6. A 122 keV pulse at 70 mK. The time constant is 330 μ s.

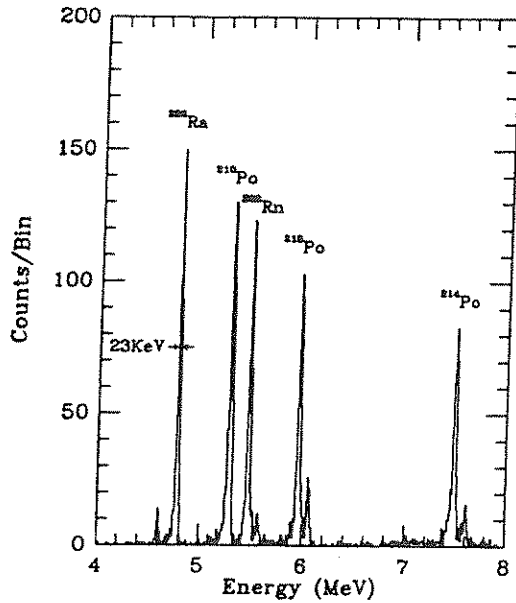


Fig. 7. Alpha spectrum of ^{226}Ra and its radioactive chain and of ^{210}Po (not part of the chain), obtained with the 100 mg Si bolometer at $T \sim 150$ mK. The satellite peaks at the higher energy side are caused by the added nuclear recoil energy.

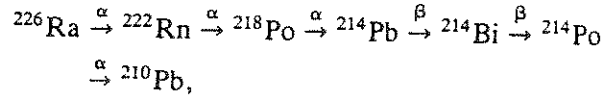
used to connect the bolometer to a room temperature preamplifier (noise level $2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, bandpass 2 Hz to 100 kHz) powered by batteries. The refrigerator and the preamplifier were located inside a shielded room (Faraday cage). An optical fiber connected the preamplifier to an additional analogue filter. Four 1.5 V mercury batteries and voltage dividers provided different dc bias voltages across a 12.5 M Ω load resistor (placed on the mixing chamber of the dilution refrigerator) in series with the thermistor. The data were acquired by a 1 MHz, 12-bit digital oscilloscope (Rapid Systems, Inc., model R1200) and stored in an IBM PC.

4.1. Alpha-particle spectrum

The 100 mg silicon bolometer was used to measure α particles from ^{226}Ra and its daughter products and from ^{210}Po . The temperature of the bolometer was maintained at 150 mK by a strong bias current of 450 nA while the bath temperature was at 55 mK. The resistance of the thermistor at this temperature is only 5 k Ω and a 5 MeV α particle gives a pulse height of 150 μV . The spectrum is shown in fig. 7. The resolution is 23 keV, while the fluctuations in the base line give a resolution (FWHM) of 10 keV, which is mainly due to the preamplifier noise. Note that with a bolometer some 30 times smaller, we achieved a resolution of about 10 keV [1] for α particles, but this was not suitable for work with γ rays, which we discuss below.

As previously observed by Stroke et al. [20] and Alessandrello et al. [21] with different radioactive sources, there are "satellite" peaks in the spectrum at

the high energy sides. This can be explained as in the radioactive chain



sometimes, after an α emission, the nucleus can recoil and become implanted in the bolometer; in the subsequent decays one can measure both the α emission and associated recoil nuclear energies. Three satellite peaks appear in our spectrum, $^{222}\text{Rn} \xrightarrow{\alpha} ^{218}\text{Po}$, $^{218}\text{Po} \xrightarrow{\alpha} ^{214}\text{Pb}$, and $^{214}\text{Po} \xrightarrow{\alpha} ^{210}\text{Pb}$. By fitting these peaks, we found that the first satellite is (100 ± 4) keV above the α peak, the second one (115 ± 3) keV, and the remaining one is (138 ± 3) keV. These values agree with those calculated by momentum conservation within 6%. This indicates that the "thermalization efficiency" of our bolometer is the same for α particles as for recoiling nuclei. The recoil ratio, defined as the ratio of the number of recoil particles to the number of α particles, can be roughly estimated by analyzing the counts in the main α peak and in the satellite peak in their subsequent decay. To simplify the analysis, we concentrate here on the $^{222}\text{Rn} \rightarrow ^{218}\text{Po}$ decay. The daughter ^{218}Po atoms (3 min half-life) may recoil into the bolometer and give the pulses in the satellite peak in their subsequent decay. Since the implanted atoms were close to the surface of the bolometer (a few hundred angstrom) and their further disintegration would not be recorded if the α particles were ejected out of the bolometer, we may assume that the satellite peak only recorded half of the total implanted ^{218}Po atoms. We must consider further the fact that some events in the satellite peak of ^{218}Po were not produced by the ^{218}Po recoiled from the external ^{222}Rn , but by ^{218}Po from the disintegration of ^{222}Rn already implanted in the bolometer. This is about the same as the number in the satellite peak of ^{222}Rn . Therefore, the recoil ratio is estimated to be

$$\frac{(2 \times \text{counts in the satellite peak of } ^{218}\text{Po} - \text{counts in the satellite peak of } ^{222}\text{Rn})}{\text{counts in the alpha peak of } ^{222}\text{Rn}} = 0.35.$$

The same consideration gives a recoil ratio of 0.59 for the $^{224}\text{Ra} \rightarrow ^{220}\text{Rn}$ decay, where the experiment was done 3 days after the source preparation [20]. Since our ^{226}Ra source is by now several years old, the difference may be explained by the penetration of radioactive atoms as the source ages or by surface effects such that not all of the recoils exit successfully [22,23]. We have attempted to detect directly the recoil nuclei by recording the spectrum of this source from 4 to 200 keV: the recoil peaks were not observed. If they had been present, they should have been seen since we were able to observe the 12.6 keV X-ray of ^{226}Ra with a FWHM resolution of 560 eV. This suggests that the

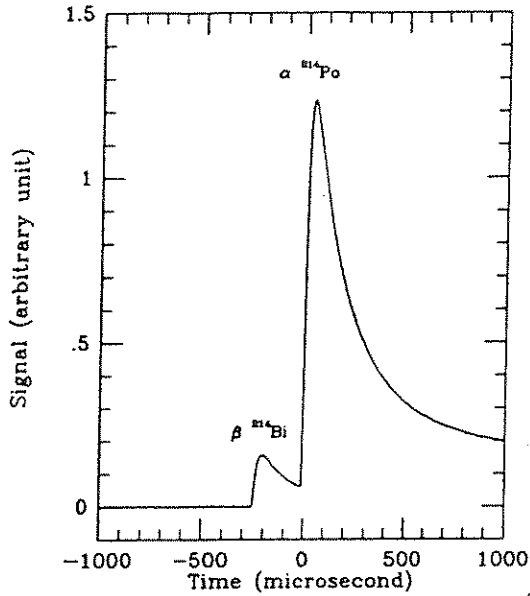


Fig. 8. Successive β and α pulses from the decay $^{214}\text{Bi} \xrightarrow{\beta} ^{214}\text{Po} \xrightarrow{\alpha} ^{210}\text{Pb}$. The time delay corresponds to the lifetime of ^{214}Po .

Table 1

Pulse heights resulting from the absorption of 122 and 136.5 keV photons in the 100 mg silicon bolometer at different temperatures. A 100–1000 Hz bandpass filter was used. R is the bolometer resistance (after bias). The resolutions of the 122 keV peak are also shown.

T [mK]	R [k Ω]	Pulse height [μV] (122 keV)	Pulse height [μV] (136.5 keV)	ΔE (FWHM) [keV] (122 keV)
79	35.7	34.7	38.8	1.2
68	56.3	48.6	54.1	1.0
59	127.2	85.6	94.9	0.90

4.2. γ -ray spectra

As expected from the design, the bolometer performs best between 50 and 80 mK. A ^{57}Co source, emitting 14.4 keV (9.1%), 122 keV (86%) and 136.5 keV (11%) photons was used to irradiate the bolometer in this temperature range, with a counting rate of 5 Hz. The silicon crystal of this bolometer has 11% efficiency for 122 keV γ -rays and 100% for 14 keV γ -rays. Signals from the preamplifier were filtered with a band pass of 100–1000 Hz. Because of noise from the pumping system of the dilution refrigerator in the range of 2.4 KHz, digital filtering of the data was used in off-line treatment with a low pass cutoff of 800 Hz. This improved the signal-to-noise ratio by a factor of 1.8. Fig. 9a shows the ^{57}Co spectrum, recorded with a bath temperature of 45 mK and a bias current of 35 nA, which heated the bolometer to 79 mK. The FWHM

lost part of their energy inside the bolometer and therefore did not produce sharp recoil peaks.

It is interesting to note the particular case of ^{214}Bi nuclei recoiled into the bolometer. After β decay to ^{214}Po , an α pulse was also observed shortly afterwards due to the decay of ^{214}Po (see fig. 8). From the analysis of the time intervals between consecutive β and α rays in more than 1000 pulses, we deduced that the lifetime of ^{214}Po is $(160 \pm 12) \mu\text{s}$, in agreement with published values [24].

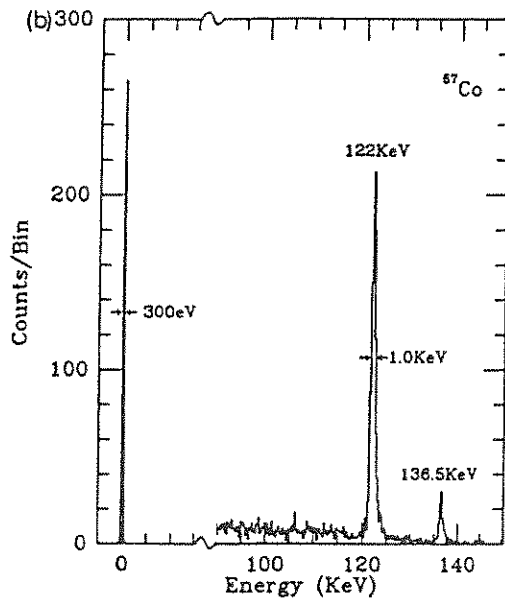
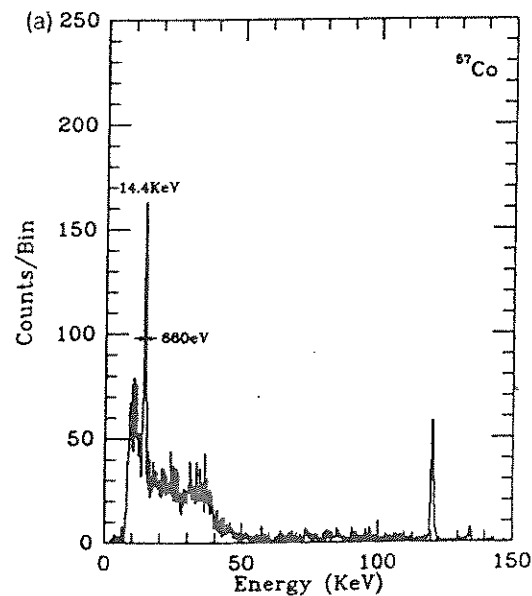


Fig. 9. (a) Pulse height spectrum of ^{57}Co . $T_{\text{bolometer}} = 79$ mK. (b) Pulse height spectrum for the 122 keV (86%) and 136.5 keV (11%) γ -rays emitted from ^{57}Co . The base line resolution with 300 eV width is also shown. $T_{\text{bolometer}} = 68$ mK.

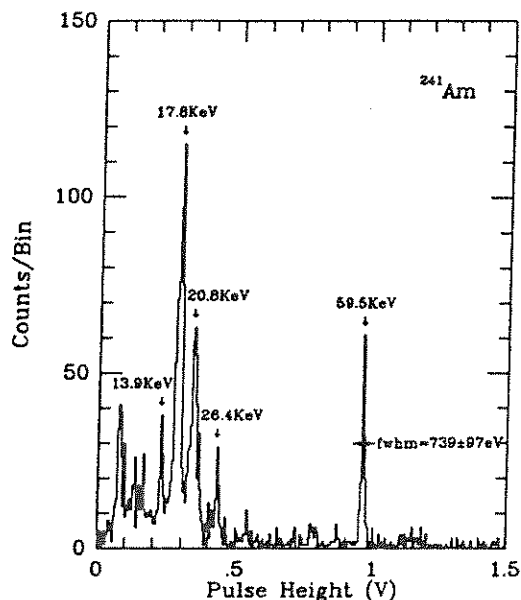


Fig. 10. Pulse height spectrum of ^{241}Am X- and γ -rays at $T_{\text{bolometer}} \sim 60$ mK. The resolution on the 59.5 keV peak is 739 ± 97 eV after a Gaussian fit.

resolutions are 660 eV on the 14.4 keV and 1.2 keV on the 122 keV peaks, respectively, while the linearity is better than 1.5% from 14 to 136 keV. The Compton edge is also clearly observed at ~ 39 keV. Fig. 9b shows two high energy γ -ray peaks, recorded with a lower bias current of 23 nA which heated the bolometer to 68 mK. A Gaussian fit to the 122 keV peak yields a FWHM resolution of 1.0 keV. Note that the best commercially available semiconductor detectors give a resolution of about 600 eV. Table 1 gives the performance of the bolometer at different temperatures (after bias). By lowering the operating temperature, the bolometer performance benefits both in terms of heat capacity and sensitivity of the thermistor, leading to an increase in signal amplitude. But, as we discussed in sections 2 and 3, the bolometer would then become nonlinear if the energy range is too high. For example, at 59 mK, the bolometer shows a 1% nonlinearity between 122 and 136.5 keV.

The ^{241}Am X- and γ -rays were also studied with this bolometer (see fig. 10), giving a FWHM resolution of 739 eV on the 59.5 keV peak after a Gaussian fit.

5. Conclusion

The performance characteristics of intermediate mass bolometers used for single event detection over an extended energy range, from 10–100 keV γ 's, to 10 MeV α 's, or recoil nuclei, have been carefully analyzed. A path to optimize and design in detail a composite bolometer, considering criteria of energy range, resolution and counting rate, is presented.

A 100 mg prototype silicon bolometer was tested in the 60 to 200 mK temperature range obtaining the best bolometric resolutions on γ 's (560 eV at 13 keV, 739 eV at 59.5 keV and 1 keV at 122 keV) with the shortest time constant (< 400 μs). A gain of a factor 3 in resolution appears feasible by eliminating microphonics and refrigerator temperature fluctuations and by using a better optimized thermistor. This type of bolometer can thus be expected to surpass the resolution of semiconductor detectors over the entire energy range (10 keV to 100 MeV). We are constructing a 500 mg silicon bolometer which could be assembled in mosaics to produce, for example, a block of 100 bolometers with a total effective mass of 50 g. We can expect that this type of segmented bolometer will have applications in a number of fields of physics in the near future.

Acknowledgement

This work was supported by NSF ECS 819352, NATO Grant CRG 910194 and CNRS(INSU and Ulimtech). We gratefully thank colleagues of the dark matter collaborators in IAP (C. Goldbach and G. Nollez) and in IN2P3 (particularly L. Gonzalez-Mestres) for their encouragement and support in the massive bolometer field. We also thank G. Jegoudez and J.-P. Lepeltier, IAS, for their design and optimization of the low noise electronics.

References

- [1] N. Coursol et al., Nucl. Instr. and Meth. A312 (1992) 24.
- [2] D. McCammon et al., in: Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter III, eds. L. Brogiato, D.V. Camin and E. Fiorini (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 1990) p. 213.
- [3] E. Cosulich et al., Phys. Lett. B 295 (1992) 143.
- [4] F. Pröbst et al., in: Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter IV, eds. N.E. Booth and G.L. Salmon (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 1992) p. 193.
- [5] T. Shutt et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 3531.
- [6] A. Alessandrello et al., Nucl. Instr. and Meth. A 320 (1992) 388.
- [7] S.H. Moseley, J.C. Mather and D. McCammon, J. App. Phys. 56 (1984) 1257.
- [8] N. Coron et al., in: The Quest for the Fundamental Constants in Cosmology, eds. J. Audouze and J. Tran Thanh Van (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 1990) p. 275.
- [9] H.H. Andersen, Nucl. Instr. and Meth. B 15 (1986) 722.
- [10] C.A. Klein, J. Appl. Phys. 39 (1968) 2029.
- [11] U. Fano, Phys. Rev. 70 (1946) 44; Phys. Rev. 72 (1947) 26.

- 2] A. von Kilenlin et al., in: *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter IV*, eds. N.E. Booth and G.L. Salmon (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 1992) p. 377.
- 3] P. de Moor et al., in: *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter IV*, eds. N.E. Booth and G.L. Salmon (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 1992) p. 125.
- 4] L. Gonzalez-Mestres, private communication (1990).
- 5] H.B.G. Casimir, *Physica* 5 (1938) 495.
- 6] P.D. Thacher, *Phys. Rev.* 156 (1967) 975.
- 7] N. Coron et al., in: *Superconducting and Low Temperature Detectors*, eds. G. Waysand and G. Chardin (Elsevier, North-Holland, Amsterdam, 1989) 115.
- [18] D.C. Alsop et al., *Appl. Opt.* 31 (1992) 6610.
- [19] R.J. Soulen and R.B. Dove, National Bureau of Standards (NBS) Spec. Pub. (1979) 260.
- [20] H.H. Stroke et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 33 (1986) 759.
- [21] A. Alessandrello et al., *Nucl. Instr. and Meth. B* 31 (1988) 462.
- [22] G.L. Cano and R.W. Dressel, *Phys. Rev.* 139 (1965) A1884.
- [23] S. Ito and N. Maeda, *Nucl. Instr. and Meth. B* 28 (1987) 331.
- [24] E. Browne and R.B. Firestone, *Table of Radioactive Isotopes*, ed V.S. Shirley (Wiley, New York, 1986).

Characterization of a 2 g LiF bolometer

P. de Marcillac

Institut d'Astrophysique de Paris, 98 bis Bd. Arago, 75014 Paris, France

N. Coron and J. Leblanc

Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris XI, 91405 Orsay Cedex, France

C. Bobin, I. Berkes, M. De Jesus and J.P. Hadjout

Institut de Physique Nucléaire, Université C. Bernard Lyon I and IN2P3, 69622 Villeurbanne Cedex, France

L. Gonzalez-Mestres

Collège de France, Paris and LAPP, Annecy, France

J.W. Zhou

Department of Physics, New York University, New York, NY 10003, USA

Received 12 July 1993

The bolometric properties of a 2 g LiF single crystal have been investigated below 100 mK under alpha and thermal neutron irradiation. The reported energy resolution at 5 MeV on both alphas and the neutron capture line of the $n(^6\text{Li}, \alpha)t$ reaction is 16 keV FWHM. Evidence is given for a dependence of the thermal response on the nature of the absorbed radiation. Light emission of undoped LiF has been investigated down to 10 K under gamma and alpha irradiation. We discuss the possibility to use LiF bolometers in dark matter detection experiments and neutron spectrometry.

1. Introduction

The thermal spectrometry of particles with single crystals cooled at sufficiently low temperature benefits of high resolution and efficiency, low threshold and a wide dynamical range. A resolution as low as 7 eV has already been obtained on the 5.89 keV MnK_α line in microcalorimetry [1], while an 8 keV resolution is reported on the alpha line from ^{210}Po on a 73 g TeO_2 crystal [2] and a 1 keV threshold seems possible on massive bolometers devoted to the detection of nucleus recoil [3–5]. The choice of the target material is rather wide: semimetals, semiconductors, superconductors and insulators have been considered. In this paper we study the thermal response of a 2 g LiF single crystal cooled below 100 mK, to α -particles and thermal neutrons.

The Q -value of the $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ reaction deduced from data on atomic mass excesses is $Q_m = 4782.1$ keV, while the thermal cross section is 940 b [6]. Due to this high cross section, ^6Li is widely used in neutron flux measurements or spectrometry. For thermal neutrons, the alpha and the triton are emitted in opposite direc-

tions and their total range does not exceed 50 μm . The capture products are thus fully contained in a 2 g LiF crystal. The Q -value has been confirmed using a gold-silicon surface barrier detector [7]: the capture products after irradiation of a thin layer of LiF under a neutron beam were detected separately, and the sum of their energies was $Q_0 = 4794.3 \pm 12.2$ keV (2σ). A thermal neutron peak has been reported in 8 and 32 g LiF bolometers [8], without any mention of resolution or calibration process on this line. More recently, a 2.8 g LiF bolometer was studied [9], but the authors made emphasis on the low energy part of the spectrum and did not report on MeV lines.

2. Thermal bolometry experiments

A 2 g LiF composite bolometer was built for single particle spectrometry. The target is a 2 g LiF single crystal ($\varnothing = 10$ mm, $h = 10$ mm, natural composition $^6\text{Li} = 7.5\%$), purchased from Harshaw Inc. and grown

by the Stockbarger method. The thermistor, glued with epoxy on one face of the cylinder, is a $1.38 \times 0.8 \times 0.08$ mm³ piece of Ge:Ga, cut from a chemically doped ingot. It was selected for its expected resistivity at working temperature. The whole set is supported by 32 nylon wires ($\varnothing = 30$ μ m) and was thermally anchored to the mixing chamber of a dilution refrigerator through a small quartz strip [$S = 1.4 \times 0.46$ mm², $L = 3.6$ mm]. The cooling system [Oxford Instruments DR-400 type] was modified to reduce microphonic noise, and the nitrogen bath was pumped during the experiments for the same purpose. A carbon resistor thermometer has been calibrated in the 10 mK $< T < 130$ mK range using ⁶⁰CoFe and ¹⁹²IrFe nuclear thermometers. Rather than reaching the lowest available temperature, we mainly operated above 35 mK to optimize temperature stability and reduce nonlinear effects in the thermal response to MeV particles. Polarization was performed at constant current through a load resistor $R_{load} = 47$ M Ω , with mercury batteries. A JFET was used at the input stage of a room temperature voltage amplifier.

The opposite face of the cylinder was submitted to irradiation from an alpha source, collimated through a 2 mm diameter hole and installed on the cold finger close to the detector. The whole set was located in a space pumped to high vacuum, which provides both thermal insulation of the dilution system and the required conditions for alpha spectrometry. The radioactive source was a mixed one (²³⁹Pu, ²⁴¹Am, ²⁴⁴Cm; Amersham ref. AMR33), whereas thermal neutrons were obtained from an external Am-Be source after moderation in a 20 cm paraffin shielding.

At the polarizing point, the amplifier current was 25.5 nA and the thermistor resistance 25.4 k Ω . While the base temperature was maintained at about 18 mK, the injected power raised the temperature of the bolometer to about 80 mK. The thermal pulses were amplified, bandpassed 3 Hz–3 kHz, digitized and recorded on a PC computer. The pulse shape is represented on fig. 1. We did not find any obvious difference between alpha pulses and those coming from the capture reaction. Before filtering, the exponential decay time constant is $\tau_d = 4$ ms, and the rise time $\tau_r = 500$ μ s (10–90%).

The most straightforward way to perform a digital filtering seems to be a simple version of the matched filter. Neglecting deviations from white noise, a convolution was made with the average amplitude approximated by the linear combination of three exponentials of the time variable. This turns out to be efficient and extremely simple to implement. As each exponential is the iteration of a product, a recursive algorithm can be built in the time representation without using any Fourier transform. The maximum of the convolution is taken as the estimated value, to be multiplied by a

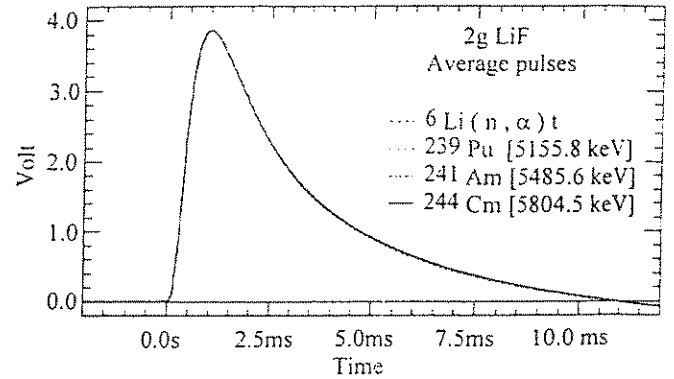


Fig. 1. Average pulses of the principal lines (⁶Li(n, α) t , alphas) as seen by the 2 g LiF bolometer. The pulses are normalized in amplitude to the ²⁴⁴Cm one to show the similarity in shapes.

calibration factor. Such an algorithm does not only prove useful in off-line signal analysis, but it also looks very promising for on-line digital filtering due to the small number of operations (three products and four additions) to be performed at each digitized point. The energy resolution on the 5 MeV alpha region was 16 keV FWHM, but the noise inferred from the base line was much lower (7.5 keV FWHM). The alpha source was further checked on a Si(Li) detector and proved to be quite good: the contribution from source thickness to the measured resolution, added quadratically, is less than 2 keV FWHM. The average amplitudes associated to the main lines are summarized in table 1 and plotted in fig. 2.

Focusing on the alpha lines, we observe a nonlinearity in the $E = 5$ MeV region, attributed to the low temperature operating point. (At 80 mK, the internal energy of the 2 g LiF crystal alone is $U_{int} = 24$ MeV, taking $\theta_D = 730$ K [10], while we need for linearity $\Delta U_{int}/U_{int} = E/U_{int} \approx \Delta T/T \ll 1$.) Assuming a simple function $V(E) = AE/(1 + BE)$ to best fit this nonlinearity [11], we cannot find any reasonable agreement if we include the thermal neutron peak as a datum for the fit. On the contrary when the neutron peak is excluded from the fit, a quite good agreement is

Table 1
Correspondence between absorbed energy and pulse height in a 2 g LiF bolometer at 80 mK

Source	Line [keV]	Pulse amplitude [V]
⁶ Li(n, α) t	4782.1	3.281
²³⁹ Pu	5105.1	3.480
	5155.8	3.507
²⁴¹ Am	5442.9	3.663
	5485.6	3.684
²⁴⁴ Cm	5762.7	3.832
	5804.8	3.856

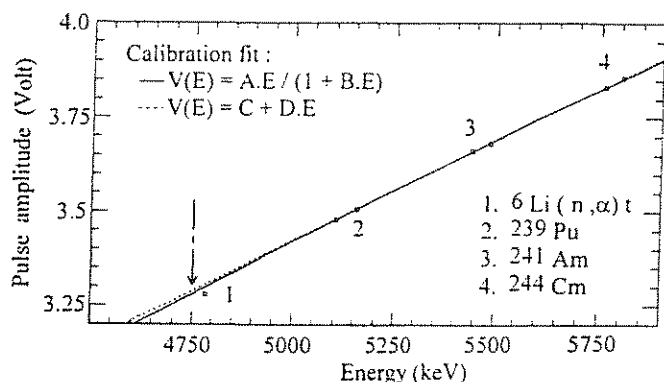


Fig. 2. Calibration plot of the 2 g LiF bolometer in response to a mixed ^{239}Pu - ^{241}Am - ^{244}Cm source and to the $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ reaction. The solid curve features the best fit to the alpha lines, using the function $V(E) = AE/(1 + BE)$, [$A = 8.437 \times 10^{-4}$ V/keV; $B = 4.665 \times 10^{-5}$ keV $^{-1}$], while the dashed curve is the best locally linear fit $V(E) = C + DE$ to the alpha lines [$C = 0.741$ V; $D = 5.365 \times 10^{-4}$ VkeV $^{-1}$]. The arrow indicates the equivalent alpha energy for the $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ reaction.

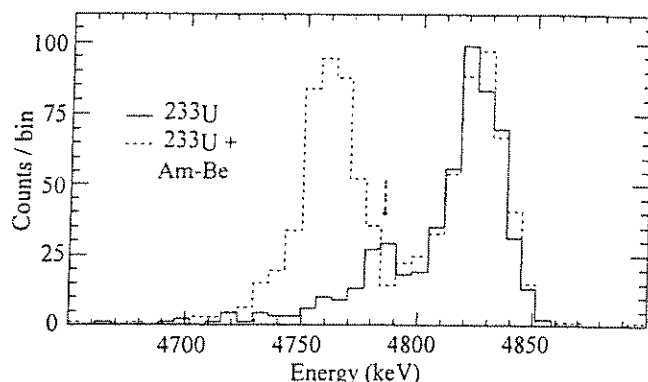


Fig. 4. Superposed spectra in a 2 g LiF bolometer of (—) ^{233}U alpha source alone, (---) ^{233}U alpha source plus the $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ induced reaction. Calibration is performed with respect to the alpha lines of ^{233}U . The arrow indicates the expected location of the $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ line at $E = 4783.5$ keV.

reached using $B = 4.665 \times 10^{-5}$ keV $^{-1}$ (a 20% effect in amplitude at 5 MeV). Inverting the fit function $V(E)$, we find that the neutron peak gives the same signal as a 4750.3 keV alpha. Hence we notice a shift of about -30 keV as compared to the expected location of the neutron peak. This is shown in the spectrum of fig. 3, after correction of the nonlinearity. We conclude from these measurements that our detector responds in a different way to an α - t pair of total energy 4781.2 keV and to an alpha of the same energy, i.e. the bolometer is sensitive to the nature of the incident particle. Measurements at different temperatures did not show any significant change in this behaviour.

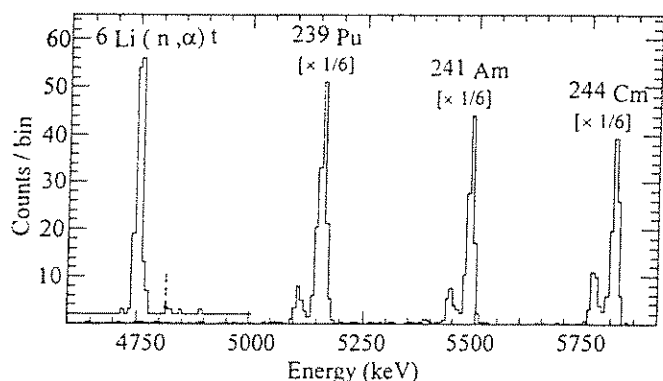


Fig. 3. Spectrum of a ^{239}Pu - ^{241}Am - ^{244}Cm mixed alpha source and of the $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ reaction in a 2 g LiF bolometer, after calibration on the alpha lines and correction of the nonlinearity. The spectrum of the neutron reaction plus alpha sources is shown between 4500 and 5000 keV over that of the alpha sources alone ($\times 1/6$). The reported resolution is 16 keV FWHM on the main lines, and 7.5 keV FWHM on the base line. The expected position of the $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ line is shown.

A second experiment was performed to confirm the previous effect: using the same setup as before, we replaced the mixed source by a ^{233}U source, a line of which, at $E = 4783.5$ keV, is very close to the Q -value of the capture. The results are shown in fig. 4, where we superimposed the spectra of two consecutive experiments, with and without the external neutron source. We thus confirm the shift of the $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ peak with respect to its expected value, by an amount somewhat lower than before: $-23(5)$ keV. The source was further checked on a Si(Li) detector and proved this time to be thick, which could partly explain the slight difference that we observe in the shift value. Note that, in this second experiment, the resolution of the detector was also worse than before.

We also measured the background in the 4.8 MeV region during a 284 mn run at sea level, without any shielding. The result is given for information in table 2. The mixed alpha source was used for calibration and the associated background, measured independently with a Si(Li) detector, was subtracted in these data.

3. Light emission of LiF at low temperature

The light emission of scintillating crystals depends strongly on the density of energy transfer from the ionizing radiation to the crystal [12], described com-

Table 2
Background counting of a 2 g LiF bolometer at sea level in the 4600–5000 keV energy range (284 mn)

Energy interval [keV]	Counts
4600–4700	4
4700–4800	12
4800–4900	8
4900–5000	2

monly by a single parameter, the linear energy transfer (LET) or stopping power. Light emission efficiency η_{light} depends on the solid state structure and varies with crystal composition, doping and temperature. The dependance of η_{light} with LET is widely used for particle identification.

LiF doped with Mg is used as a thermoluminescent radiation detector in radioprotection. Detailed studies of its properties [13–14] have shown that η_{light} depends strongly on the LET, and that this dependence is different for various glow peaks. One finds η_{light} (low LET)/ η_{light} (high LET) \approx 3.3.

The luminescence of chemically pure LiF single crystals, activated by colour centers created by irradiation (up to 10^4 Gy), has been studied down to 4 K [15]. For high purity crystals, two main components were found: a slow one with decay time $\tau_1 = 14$ ms and a wide spectrum spreading down to ultraviolet and maximum intensity at $\lambda_1 = 380$ nm, and a shorter one with $\tau_2 = 1$ ms and maximum intensity at $\lambda_2 = 220$ nm. The intensity of the fast component rises rapidly below 77 K and saturates below 40 K, while the slow one shows a smoother behaviour. At low temperature this last component dominates. Unfortunately, the paper of Golovin et al. [15] does not give absolute light emission efficiencies.

The fluorescent properties of $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ are well known: a narrow light spectrum around $\lambda = 400$ nm with an absolute light efficiency of 6% under gamma irradiation at room temperature, and little temperature dependence. Recently, Alessandrello et al. established at low temperature that the total light efficiency of 5.5 MeV alpha-particles (high LET) is about five times lower than that of electrons (low LET) [16]. These values can be used to calibrate the light efficiency of pure, inactivated LiF crystals at low temperature.

The anode current of a Philips XP2018B photomultiplier looking at either a $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ or a LiF crystal, has been measured at room temperature for CaF_2 , and at variable low temperature for LiF. Gamma irradiation was produced with a strong ^{60}Co source, alpha particles were emitted from a normalized triple source ($^{239}\text{Pu} + ^{241}\text{Am} + ^{244}\text{Cm}$) of total intensity 5500 Bq. The experimental setup was identical for alpha and gamma irradiation experiments.

Fig. 5 shows the cryogenic setup. The temperature of the cold finger was controlled through a resistor heater and measured with a Pt–Ni thermometer. The alpha source and the crystal were contact cooled. The PM was mounted into the room temperature vessel and for a good light collection, the photocathode was at 2 to 3 mm from the crystal. This geometry causes some uncertainties in the temperature measurement: the photocathode is somewhat cooled down by the proximity of the 77 K shield, and the crystal may be somewhat warmer than the cold finger.

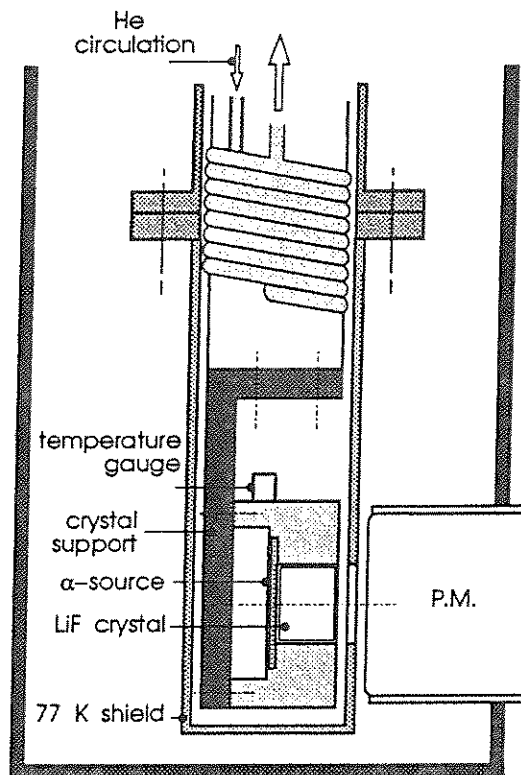


Fig. 5. Setup of a luminescence measurement in the 10–100 K range of an undoped LiF single crystal submitted to alpha irradiation.

The anode current of the PM versus temperature for alpha irradiation of the LiF crystal is given in fig. 6. The temperature dependence is very similar to that reported of the slow light component [15], but shifted downwards by about 10 K. This shift may be due to the uncertainty of our temperature determination.

In our approximate evaluation of the absolute light efficiency, the emission spectrum of LiF [15] has been convoluted with the light efficiency of the photocathode given in the technical note of the PM. Normalizing to the light output of CaF_2 we obtain for LiF at low

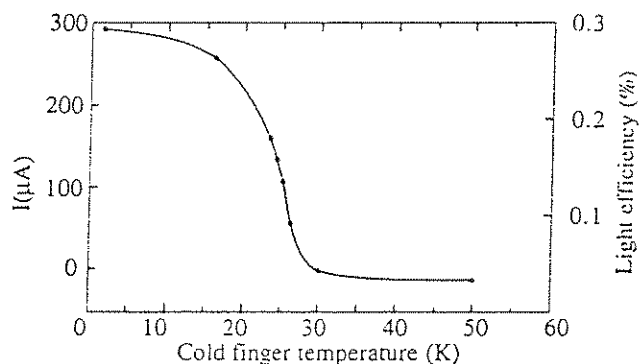


Fig. 6. Anode current of a Philips XP2018B PM with a LiF scintillator under alpha irradiation. The dark current has been subtracted. See text for conversion of the current to light efficiency.

Table 3
Light efficiencies of an undoped LiF crystal below 30 K

Source	Light efficiency [%]
γ 's [^{60}Co]	0.71(15)
α 's [$\langle E \rangle \approx 5.4$ MeV]	0.30(6)

temperature the light efficiency (in %) of the absorbed energy (table 3), and we get $\eta_{\text{light}}(\text{low LET})/\eta_{\text{light}}(\text{high LET}) \approx 2.4$. This evaluation involves several simplifications, e.g. the assumption of a similar emission spectrum under alpha and gamma irradiation. The ratio thus obtained is lower than that reported for LiF(Mg) [14], but light emitted from undoped LiF under irradiation may behave differently compared to thermoluminescent glow peaks.

As previously shown, the thermal bolometer line associated to the $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ reaction, releasing 4.782 MeV, is shifted downwards by about 30 keV with respect to expectation based on pulse amplitudes from the alpha peaks. The mean LET of the alpha-t pair is smaller than that of a 4.8 MeV alpha particle, thus the light output of the reaction products is higher than that of an alpha particle of the same energy. We expect a higher light efficiency to correspond to a lower thermal signal. However, the light efficiency derived from our measurement is not sufficient to explain a -30 keV shift of the capture peak. It may happen that fluorescence occurs at wavelengths out of the sensibility of our photomultiplier, or that a sizeable amount of energy is trapped in long-lived excited states. The low light efficiency in LiF of the self-trapped exciton luminescence, with degradation of the photon energy through resonant absorption and reemission, has been pointed out by Lisitsyna et al. [17].

4. Conclusion and comments

We have characterized a LiF thermal bolometer below 100 mK and found evidence for a significant energy loss process which does not contribute to the real time thermal signal and depends on the nature of the absorbed particle. Hence, calibration of high resolution bolometers as particle detectors should be performed with the greatest care: it is highly recommended to use the same particle for calibration as the one to be looked for. The LiF bolometer can be used as a high efficiency thermal neutron detector: with crystals enriched in ^6Li (up to 95.6%), the average path of thermal neutrons is about 170 μm . Moreover a ^6LiF bolometer with a 10 keV resolution seems perfectly able to compete with other existing neutron spectrometers in the 10–100 keV region, as Li sandwich Ge diodes or proton recoil detectors, combining unprece-

dent energy sensibility and detection efficiency. For monochromatic neutrons the energy can be immediately inferred from the location of the neutron capture line, while for a continuum neutron source, one has to unfold the measured spectrum. In the 10–100 keV range the capture cross section decreases from 1.6 to 0.7 b: a crystal thickness of about 1 cm would already yield an excellent efficiency.

In dark matter detection experiments, one of the ultimate backgrounds is provided by ambient fast neutrons. A possible way out is self-shielding if the detector is large enough [18]: simultaneous scattering in two different crystals would then sign ambient neutrons and reject most of them. Still, the efficiency of such a veto may not be as good as required: capture by ^6Li will help to improve this efficiency. Another way would be to take the spectrum of those fast neutrons with a massive ^6LiF bolometer. The background in the region of the neutron capture reaction is usually low in underground sites, and mainly composed of easily identifiable alpha lines from internal contamination. As suspected in this study, the simultaneous detection of light and phonons may also provide particle identification to reject this background.

Acknowledgements

We thank Prof. B. Chambon for helpful discussions, C. Pastor for technical contribution and D. Masse at LPRI for calibrations on silicon detectors. The work on LiF crystals originates from a discussion with Y. Delclais. This work was supported by CNRS (INSU, IN2P3 and Ultimatech). We also thank S. Morier, G. Jégoudez and J.P. Lepeltier for design and optimisation of the low noise electronics and wiring.

References

- [1] D. McCammon, W. Cui, M. Juda, P. Plucinsky, J. Zhog, R.L. Kelley, S.S. Holt, G.M. Madejski, S.H. Moseley and A.E. Szymkowiak, Nucl. Phys. A 527 (1991) 821.
- [2] A. Alessandrello, C. Brofferio, D.V. Camin, O. Cremonesi, E. Fiorini, G. Gervasio, A. Giuliani, M. Pavan, G. Pessina, E. Previtali and L. Zanotti, Phys. Lett. B 285 (1992) 176.
- [3] P. de Marcillac et al., Proc. 4th Int. Workshop on Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter, Oxford, UK, eds. N.E. Booth and G.L. Salmon (Ed. Frontières, 1991) 81.
- [4] B. Sadoulet et al., *ibid.*, p. 147.
- [5] F. Pröbst, S. Cooper, D. Dummer, M. Frank and W. Seidel, *ibid.*, p. 193.
- [6] F. Ajzenberg-Selove and T. Lauritsen, Nucl. Phys. A 490 (1988) 1.
- [7] A.J. Deruytter and P. Pelfer, J. Nucl. Eng. 21 (1967) 833.

- [8] P.F. Smith, G.J. Homer, S.F.J. Read, D.J. White, J.D. Lewin and N.J.C. Spooner, *Phys. Lett. B* 245 (1990) 265.
- [9] M. Minowa, M. Sakamoto, Y. Ito, T. Watanabe, W. Ootani and Y. Ootuka, *Nucl. Instr. and Meth. A* 327 (1993) 612.
- [10] V.V. Panchenko and V.A. Yakovlev, *Sov. Phys. Solid State* 14 (1973) 2616.
- [11] J.W. Zhou, P. de Marcillac, N. Coron, S. Wang, H.H. Stroke, O. Redi, J. Leblanc, G. Dambier, M. Barthelemy, J.P. Torre, O. Testard, G. Beyer, H. Ravn and J. Hangin, *Nucl. Instr. and Meth. A* 335 (1993) 443.
- [12] J.B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting* (McMillan, New York, 1964).
- [13] C.L. Wingate, E. Tochilin and N. Goldstein, USNRDL rep. TR-909 (1965).
- [14] C.M.H. Driscoll, *Phys. Med. Biol.* 23 (1978) 771.
- [15] A.V. Golovin, N.G. Zakharov and P.A. Rodnyi, *Opt. Spectrosc. (USSR)*, 67 (1989) 195.
- [16] A. Alessandrello et al., *Proc. 7th Moriond Workshop on Atomic Physics, Neutrinos and Gravitation*, (Ed. Frontières, 1992) 201.
- [17] L.A. Lisitsyna, V.A. Kravchonko, E.P. Chinkov, V.M. Reiterov and I.V. Krasnousov, *Sov. Phys. Solid State* 32 (1990) 1425.
- [18] L. Gonzalez-Mestres, *Proc. 4th Int. Workshop on Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter*, Oxford, UK, eds. N.E. Booth and G.L. Salmon (Ed. Frontières, 1991) 471.

*Letter to the Editor***Towards a bolometric dark matter detection experiment: underground radioactive background measurements in the 3 keV–5 MeV energy range with a massive bolometer at 55 mK**N. Coron¹, J. W. Zhou^{2,*}, A. de Bellefon³, G. Dambier¹, Y. Giraud-Héraud³, C. Goldbach², L. Gonzalez-Mestres^{3,**}, P. Goret³, J. Leblanc¹, P. de Marcillac², and G. Nollez²¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris XI, Bâtiment 121, F-91405 Orsay Cedex, France² Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France³ Laboratoire de Physique Corpusculaire du Collège de France, 11 place Marcelin Berthelot, F-75231 Paris Cedex 05, France

Received July 15, accepted August 13, 1993

Abstract. As a first development of a bolometric dark matter detection experiment, preliminary radioactive background measurements, down to 3 keV, are performed using a 24 g sapphire crystal cooled at 55 mK. The experiment is operated in a deep underground laboratory (Laboratoire Souterrain de Modane) in order to eliminate the cosmic ray background. Due to the low energy threshold it is shown that, for low mass dark matter particles ($\leq 10 \text{ GeV}/c^2$), bolometers are potentially better than the conventional semi-conductor (Si, Ge) or scintillating (NaI) detectors.

Key words: dark matter – instrumentation: detectors

1. Introduction

If weakly interacting massive particles (WIMPs) constitute some part of the dark matter halo of the Galaxy, their direct detection is possible using the elastic scattering properties of these particles on the nuclei of a crystalline target. The corresponding recoil energy of a nucleus is detected through a physical effect depending on the nature of the detector (ionization, scintillation, heat). But this direct detection is faced to the very low signal event rate ($\sim 0.01\text{--}0.1 \text{ kg}^{-1} \cdot \text{day}^{-1}$, Goodman & Witten 1985; Ellis & Flores 1991), fixed both by astrophysical constraints (dark matter density of the galactic halo) and particle physics data (interaction cross-sections for supersymmetric WIMP candidates). A very low background rate is thus required, particularly in the low energy region ($E \leq 100 \text{ keV}$) corresponding to nuclear recoils caused by few tens of GeV WIMPs. As we should not concentrate ourselves on a particular model, a very low energy threshold is highly desirable, to explore the low mass region.

Results have been already obtained (on the form of exclusion plots in the cross-section versus WIMP-mass plane) with silicon detectors (ionization, energy threshold of 1.1 keV,

Caldwell et al. 1990), germanium detectors (ionization, energy threshold of 3 keV, Ahlen et al. 1987; Caldwell et al. 1988; Reusser et al. 1991) and NaI detectors (scintillation, energy threshold of 4 keV, Bacci et al. 1992). These experiments exclude already well motivated spin independent vector coupling particles as massive Dirac neutrinos (above 10 GeV up to 1. TeV) and most of the cosmions (Kaplan et al. 1991). But it must be emphasized that these energy thresholds are expressed in terms of equivalent electron energy. As slow recoiling nuclei produce only a small amount of ionization (or scintillation) the signal corresponding to a nuclear recoil is, below 10 keV about 0.2–0.3 lower than the signal corresponding to an electron recoil of the same kinetic energy (Lindhard et al. 1963; Sadoulet et al. 1988; Gerbier et al. 1990; Bacci et al. 1992). The threshold for a nuclear recoil (dark matter signal) is thus shifted accordingly by a factor 3–5 toward higher energies.

In contrast, low-temperature massive bolometers can detect the total energy (heat pulse) resulting from the thermalization of the phonons generated in the crystal by a recoiling electron or nucleus. Energy resolutions of typically 1–3 keV at 60 keV, in a variety of crystals of a few tens of grams cooled in the 20–50 mK range, are currently obtained (see for instance de Marcillac et al. 1992; Shutt et al. 1992; Pröbst et al. 1992). But, up to now, no dark matter limits have been put with such devices. The only bolometric experiment providing particle physics results is a double-beta decay experiment, using a 73 g TeO₂ crystal (Alessandrello et al. 1992). But the expected signal being in the MeV region, the background is measured only above 50–100 keV: today, no bolometric data exist below this limit.

A low energy background measurement is presented in this letter, using a massive (24 g) sapphire bolometer, operated around 55 mK and exhibiting an energy threshold of a few keV. In order to eliminate the cosmic ray background, the whole experiment was operated in the Laboratoire Souterrain de Modane (LSM, tunnel du Fréjus), an underground laboratory situated under 1780 m of rock (4800 m water equivalent, cosmic muon flux of $\sim 4 \text{ m}^{-2} \cdot \text{day}^{-1}$, i.e. surface flux attenuated by a factor $\sim 10^7$).

Send offprint requests to: N. Coron

* On leave from New York University, Department of Physics

** On leave from LAPP, Annecy Le Vieux, France

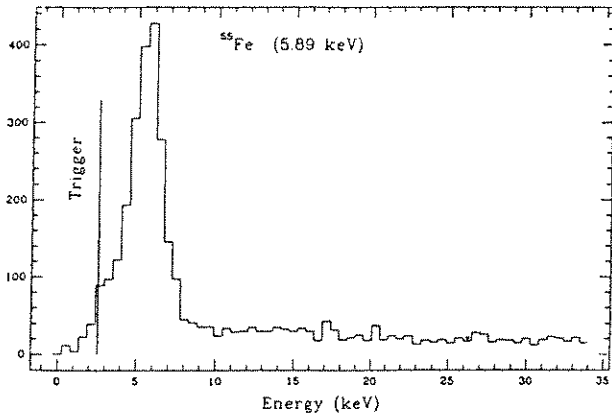


Fig. 1. X-ray spectrum of ^{55}Fe (5.89 keV) measured with a 24 g sapphire at 55 mK. Duration: 5 hours. FWHM of the line: 2.0 keV. The trigger is set by software to 2.55 keV.

For the first time, the low energy background, down to 3 eV, is measured using a massive low-temperature bolometer. Despite the very preliminary character of this first experiment, the implied exclusion limits on WIMPs show the competitiveness of the bolometric concept for direct CDM detection, especially in the low mass WIMP region.

2. Detector, energy calibration, shieldings

The bolometer used is a 24 g sapphire cylinder (length 19 mm, diameter 20 mm) strongly suspended by 32 low thermal conduction nylon wires to a copper support screwed to the mixing chamber of a dilution refrigerator operated at 46 mK (de Marcillac et al. 1992). A 1.3 mm³ NTD germanium thermistor (Ga concentration $\sim 8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, temperature coefficient $(1/R)(dR/dT) \simeq 85 \text{ K}^{-1}$ around 55 mK) is glued on the crystal. The thermistor, connected to a 45 M Ω low-noise resistance, is biased at $i = 2.0 \text{ nA}$, $v = 10 \text{ mV}$, which increases its temperature to about 55 mK. The heat link to the mixing chamber is ensured by a thin sapphire strip disposed in such a way that the energy must go across the sensor before reaching the refrigerator. The signal amplification chain includes a FET voltage preamplifier at room temperature, an isolation optical fiber, and a low-noise amplifier with adjustable bandwidth coupled to a 12 bits ADC.

Background measurements precluding the use of internal calibration sources (because of the associated low energy Compton spectrum), the energy calibration is performed in a dedicated run using the 122 keV γ -line of a ^{57}Co source situated outside the cryostat (2 h 30 mn run, 6.9 keV FWHM resolution on the γ -line). The measured peak sensitivity is $0.9 \mu\text{V}/\text{keV}$. This peak response is at least twice higher than expected from ΔT measurements as a function of T and from the use of a heat capacity value of $\sim 3.6 \cdot 10^{-10} \pm 30\% \text{ J/K}$ corresponding to an extrapolation, using the theoretical T^3 dependence, of measured values between 10 and 25 K (Fugate & Swenson 1969; Timmers et al. 1982). This difference is due to the phonons out of equilibrium which, after reflection on the highly polished surfaces of the crystal, reach the sensor before the complete thermalization.

Although a base line noise as low as 600 eV FWHM has already been measured with this bolometer (de Marcillac et al.

1992), the present underground experiments yield a 1.5 keV FWHM noise ($\sigma=620 \text{ eV}$). The corresponding energy threshold for a nuclear recoil (5σ) is nevertheless well below the Ge or NaI detector thresholds, and similar to the one of Si detectors. In order to verify the ability of the bolometer to give high quality spectra down to a few times the base line noise, a preliminary experiment, using an internal ^{55}Fe source (X-ray line at 5.89 keV), was performed in a surface laboratory. The corresponding spectrum is given on the Fig. 1: the resolution on the 5.89 keV line, far above the "software set" trigger at 2.55 keV, is about 2 keV FWHM, the base line noise being 1.8 keV FWHM.

In order to screen off the natural radioactivity of the rock walls of the LSM, the refrigeration system is completely enclosed in a "lead castle", 15 cm thick, ensuring also an efficient acoustical insulation of the detector. To protect the detector from the radioactivity of radon inside the lead castle, a close shielding is set up around the lower part of the cryostat (10 cm lead, 10 cm OFHC copper, 85 cm height), wrapped in a plastic sheet which is continuously flushed with nitrogen. But during liquid helium and nitrogen filling of the cryostat, we may have adsorbed some air and radon in the reservoirs, increasing the radioactive background for several days. On the other hand, as the dilution refrigerator is not made of selected low-activity materials, additional precautions are taken against the internal radioactivity. A lead-copper shield (7 mm low-activity lead, 12 mm OFHC copper) surrounds the lower part of the dilution unit, within the ^4He cryostat. Within the dilution unit, a massive copper cold finger (60 mm length, 24 mm diameter) is mounted between the bolometer and the mixing chamber.

Further details on the experiment, data treatment and analysis can be found elsewhere (Coron et al. 1992).

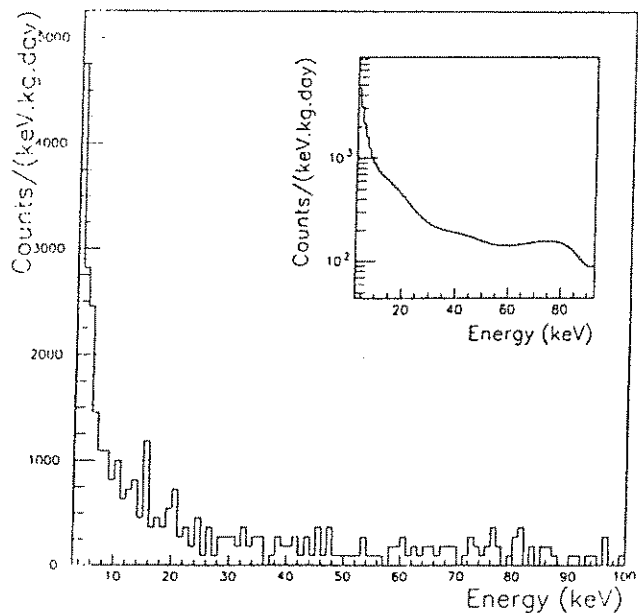


Fig. 2. Low energy spectrum obtained with a 24 g sapphire at 55 mK in the Laboratoire Souterrain de Modane. Duration: 11 hours. The inset shows a smoothed histogram using spline functions.

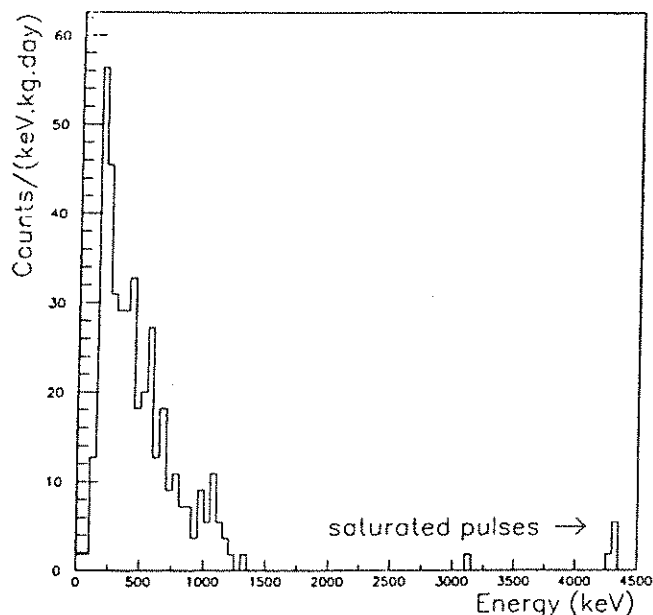


Fig. 3. High energy spectrum obtained with a 24 g sapphire at 55 mK in the Laboratoire Souterrain de Modane. Duration: 11 hours. The five highest energy events are saturated pulses (see text).

3. Background measurements

The low energy background ($E \leq 120$ keV) is measured in a 11 h experiment (1291 events recorded) yielding a base line noise of 1.5 keV FWHM ($\sigma = 620$ eV). The energy threshold is estimated to be 3 keV (5σ): in the 3-4 keV bin, more than 50% of the pulses are still real particles events, as shown by the statistical analysis of their shape (fitted to the mean pulse shape of the experiment), as well as by individual inspection. An other 11 h low gain experiment is devoted to the high energy part of the spectrum ($E > 125$ keV, 222 events, event rate $\ll 1$ keV $^{-1}$.kg $^{-1}$.day $^{-1}$ between 1.5 and 4 MeV). The corresponding spectra are displayed on the Fig. 2 and 3.

The measured event rate near the threshold is a factor ~ 100 lower than that measured in a surface experiment (de Marcillac et al. 1992), but it is still far being so low as that obtained with semiconductor or NaI detectors (at 20 keV we measure an event rate of about 500 keV $^{-1}$.kg $^{-1}$.day $^{-1}$, a factor of 100 higher than Si or NaI experiments). As a matter of fact low background conditions are especially difficult to reach with complex low-temperature detectors working in dilution refrigeration systems. This fact is also attested by background data down to 150 keV from the bolometric double beta experiment running in the Gran Sasso Underground Laboratory (Alessandrello et al. 1992): in the absence of an inner lead shield around the detector, and accounting for the respective efficiencies of the two crystals (TeO $_2$ vs Al $_2$ O $_3$), the background levels are similar.

In the data of our high-energy experiment, three saturated pulses are also found, exhibiting a standard rising front, and clearly due to alpha particle energy deposition: their identification can give informations upon the radioactive contamination of the sapphire crystal. The measured energy is 5.3 MeV, using the rising front of the pulses and accounting for the

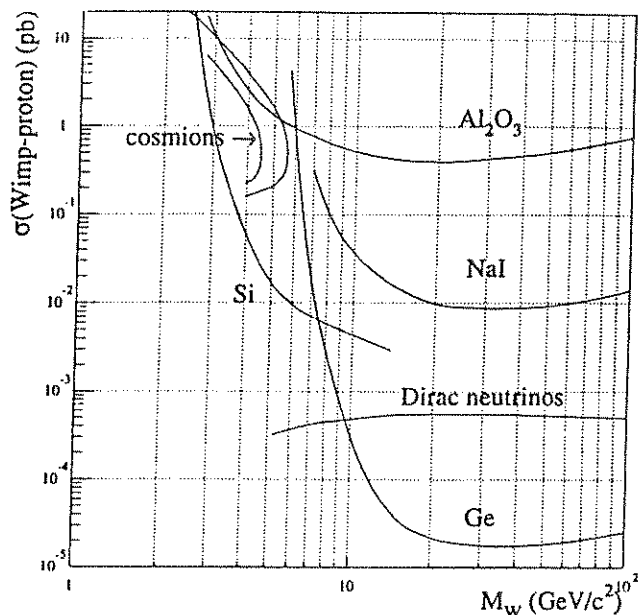


Fig. 4. Exclusion plot, for vectorially coupled dark matter particles derived from the data of fig. 2. The NaI data are derived from the fig. 3 of Bacci et al. (1992), neglecting the I contribution for the low WIMP masses. Si data are from Caldwell et al. (1990) and G data from Reusser et al. (1991).

known non-linearity of the bolometer at its working temperature. We can thus assign the three pulses to the alpha decay of ^{210}Po , belonging to the ^{238}U natural radioactive chain. Using the measured activity, and assuming the chain to be in radioactive equilibrium, a ^{238}U contamination of ~ 0.25 ppb is found for the sapphire crystal. A Monte-Carlo simulation shows that such a contamination gives a negligible contribution to the measured γ and β^- background.

Finally, cross section versus WIMP-mass exclusion plots at 90% CL are derived by comparing the low energy background data to a calculated WIMP spectrum, folded with the response function ($\sigma = 620$ eV), and using the following parameter values: local galactic halo density $\rho = 0.3$ GeV/cm 3 , earth velocity in the galactic coordinate system $v_e = 219$ km/s (data taken in november), WIMP maxwellian velocity distribution with $v_{rms} = 300$ km/s and an escape cut-off velocity of 600 km/s.

Fig. 4 shows the exclusion plot obtained for spin independent vector coupling particles. Both ^{27}Al and ^{16}O nuclei contribute to the calculated WIMP spectrum. The scattering cross-section on a nucleus reads (Goodman & Witten 1985; De Rújula et al. 1986):

$$\sigma_{WN} = A^2 [A(1 + m_W/m_P)/(A + m_W/m_P)]^2 \sigma_{WP}, \quad (1)$$

where A is the number of mass of the nucleus, m_W and m_P the WIMP and proton mass respectively and σ_{WP} the scattering cross section on the proton. It is thus convenient, to allow comparison with other experiments, to draw the exclusion plot for the quantity σ_{WP} .

Fig. 5 stands for axially coupled particles which interact mainly with non-zero spin nucleus (i.e. with an odd-type nucleus). The spin-dependent scattering cross-section on a nucleus

can be written as (Goodman & Witten 1985; Ellis & Flores 1991):

$$\sigma_{WN} = \text{cst.} \mu^2 \left(\sum_q \alpha_q \Delta q \right)^2 \lambda^2 J(J+1), \quad (2)$$

where μ is the reduced mass of the system and $\lambda^2 J(J+1)$ the spin nuclear matrix element of the odd-type nucleus (of total angular momentum J), calculated, for ^{27}Al and ^{23}Na , by Engel & Vogel (1989). The $(\sum_q \alpha_q \Delta q)^2$ factor gives the quark contribution to the unpaired nucleon spin (the sum running over quark species). It contains all the dependence on the specific interaction (Kaplan et al. 1991). To be able to have a model independent comparison between various experiments, we choose to normalize the cross-section to the unpaired nucleon cross-section σ_{WP} , a proton for both ^{27}Al and ^{23}Na targets:

$$\sigma_{WN} = \frac{\mu_{WN}^2 [\lambda^2 J(J+1)]_{\text{nucleus}}}{\mu_{WP}^2 [\lambda^2 J(J+1)]_{\text{proton}}} \sigma_{WP}. \quad (3)$$

4. Conclusion

The low energy background data obtained with a 24 g sapphire bolometer operated at 55 mK in a deep underground laboratory show the new potentialities offered by bolometers for dark matter particle detection. Despite the very preliminary character of the reported experiment, our results are, in the low mass WIMP region ($m_W \leq 10 \text{ GeV}/c^2$), comparable in sensitivity with previously published data, due to the low energy threshold (for a nuclear recoil) of the bolometer. Even if the cosmion assumption is already ruled out, it is of interest to note that, for vector coupling particles, the cosmion domain is experimentally reached, which is not still possible with NaI or Ge detectors. For axial coupling particles, a new region, for particles of mass lower than $\sim 5 \text{ GeV}/c^2$, is excluded.

But clearly, the background level is still too high to reach the same sensitivity for higher masses. In a new experiment now in preparation, a decrease of at least one order of magnitude of this background is expected from the use of a low activity dilution refrigerator and from a very low activity (archeological) lead shield around the detector. Studies are also in progress to reject spurious events, based upon the use of two identical bolometers (rejection of microphonic events) and of a bolometer allowing the simultaneous detection of both phonon and ionization (or luminescence) signals (discrimination of the nature of the recoiling particle).

Acknowledgements. The LSM staff is greatly acknowledged for its efficient support. We are also very grateful to the technical team, D. Broszkiewicz, D. Marchand, F. Lelong (LPC-CdF) and J.-P. Hadjout (IPNL): their important help during the experimental set-up has been greatly appreciated. Thanks are also due to J.P. Torre and J. Mangin who supplied us with the TD sensor, and to G. Jegoudez and J.-P. Lepeltier for the study of the low-noise electronics.

References

Ahlen S.P. et al., 1987, Phys. Lett. B 195, 603
 Alessandrello A. et al., 1992, Phys. Lett. B 285, 176

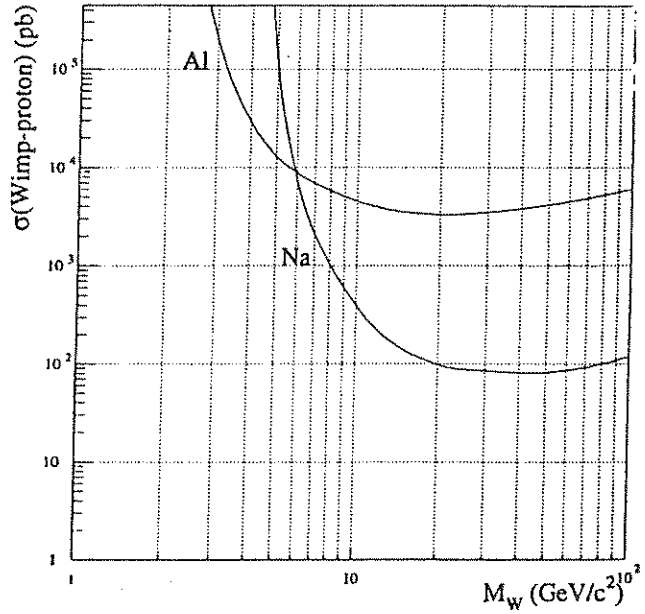


Fig. 5. Exclusion plot, for axially coupled dark matter particles, derived from the data of fig. 2. Na data are derived from Bacci et al. (1992).

Bacci C. et al., 1992, Phys. Lett. B 293, 460
 Caldwell D.O. et al., 1988, Phys. Rev. Lett. 61, 510
 Caldwell D.O. et al., 1990, Phys. Rev. Lett. 65, 1305
 Coron N. et al., 1992, Internal Report, IAS RS-11, LPC 92 43, IAP 92 01
 De Rújula A., Glashow S.L., Hall L., 1986, Nature 320, 38
 Ditmars D.A. et al., 1982, J. Res. Nat. Bur. Stand. 87, 159
 Ellis J., Flores R.A., 1991, Phys. Lett. B 263, 259
 Engel J., Vogel P., 1989, Phys. Rev. D 40, 3132
 Fugate R.Q., Swenson C.A., 1969, J. Appl. Phys. 40, 3034
 Gerbier G. et al., 1990, Phys. Rev. D 42, 3211
 Goodman M.W., Witten E., 1985, Phys. Rev. D 31, 3059
 Kaplan J. et al., 1991, ApJ 378, 315
 Lindhard J. et al., 1963, K. Dan. Vidensk. Selsk., Mat.-Fys. Medd. 33, 10
 de Marcillac P. et al., 1992, Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter IV, Booth N.E. and Salmon G.L. Ed., Editions Frontières, p. 81
 Pröbst F. et al., 1992, Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter IV, Booth N.E. and Salmon G.L. Ed., Editions Frontières, p. 193
 Reusser D. et al., 1991, Phys. Lett. B 255, 143
 Sadoulet B. et al., 1988, ApJL 324, L75
 Shutt T. et al., 1992, Phys. Rev. Lett. 69, 3425

Bolometric detection of the recoil spectrum in the alpha decay of ^{210}Po J.W. Zhou ^{a,c,1}, P. de Marcillac ^{a,2}, G. Artzner ^b, N. Coron ^b, C. Goldbach ^{a,*}, J. Leblanc ^b,
G. Nollez ^a, H.H. Stroke ^c^a Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France^b Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris XI, Bâtiment 121, F-91405 Orsay Cedex, France^c Department of Physics, New York University, New York, NY, 10003, USA

Received 13 April 1994

Bolometers at low temperature are being developed as particle spectrometers and potential detectors of dark matter particles through the measurement of recoil energies. A successful observation of the recoil spectrum from a ^{210}Po electrodeposited source was made for the first time with the use of a 2 mm³ composite-composite diamond bolometer operated in a 300 mK cryostat. The measured recoil ratio is 0.98 ± 0.06 recoil/alpha above 50 keV, with the well defined peak in the spectrum at 101 ± 2.5 keV.

1. Introduction

Bolometers, operated at very low temperatures, can detect the heat pulse caused by single event energy absorption in a low heat capacity crystal. They have been proposed as particle spectrometers ten years ago and made to work – aimed at X-ray astronomy [1] and neutrino mass measurements [2]. The application of such bolometers to the possible detection of solar and supernovae neutrinos [3], and more generally of non-baryonic particles which could constitute the dark matter halo of our galaxy, was soon recognized. In such experiments one seeks to measure, in a massive bolometer, the energy of a recoil nucleus of the crystalline target following an elastic scattering with a dark matter particle [4]. The energy lost through ionization by most background events might not be converted into heat, while a full energy conversion is expected for recoils of nuclei. To approximate experimentally a dark matter event and the related nuclear recoil, sources of neutrons or low velocity heavy particles are desired. An experiment that we made toward that goal is described here.

Alpha particle sources are the easiest way to obtain low velocity heavy particles at energies around 100 keV: the recoil particles, produced simultaneously with the alpha particles in the decay, will lose most of their energy through nuclear collisions in the surrounding material,

while the slowing down of alpha particles will proceed mainly by ionization (see e.g. Ref. [5]). Bolometers, used as thermal detectors, record indifferently both: the energy of recoil nuclei in the Th and U alpha decay chains has been observed, first by some of us [6] and later by others [7–9], as satellite peaks on the high energy side of alpha spectra. The nuclei were implanted close to the surface of the detector by recoil from the decay of an external alpha-emitter; in their subsequent decay, the energy of the alpha particle plus the energy of the daughter nucleus were measured. Within the resolution limits of the measurement, a full thermalization efficiency was reported in the 5 MeV range. However, since the long chains of daughter products contribute a large gamma-ray background, these experiments failed to yield any pure recoil spectra. Here we report our first such bolometric observation.

^{210}Po was previously recognized [10,11] as a unique radionuclide to study the recoil nucleus released after the alpha emission: it has a nearly 100% alpha transition to the ground state of the stable nucleus ^{206}Pb (there is a gamma-ray at 803 keV, but the intensity is only 0.001%). This excludes the influence of photoelectrons or Compton scattered electrons in the range of the recoil energy. The half-life ($t_{1/2} = 134.4$ day) is short enough to allow the use of a thin source, while at the same time allowing a few months long experiment. Previously, thin electrodeposited ^{210}Po sources were analyzed using conventional spectroscopy with magnetic or electrostatic deflectors [10,11]; in this way only the energy of the ionized fraction of the recoils could be deduced. A relatively poor energy (geometric) resolution was obtained with the aperture used to give reasonable counting rates. While the nascent energy of ^{206}Pb recoils is 103 keV, as calculated by momentum conservation, a 85 keV average energy of the recoil ions

* Corresponding author. Tel. +33 1 43 20 14 25, Fax +33 1 43 29 86 73, e-mail nom @ iap.fr.

¹ Present address: Department of Physics, Brown University, Providence, RI 02912, USA.

² Present address: INFN, Lab. del Gran Sasso, S.S. 17bis, km 18 + 910, I-67010 Assergi(Aq), Italy.

was reported instead for a 17-h old source [11]. The charge state of the detected recoils was found to be mostly neutral. The neutral fraction increased with time (from 0.60 for a 17-h old source to 0.73 at 23 days), with correspondingly smaller single and double positively ionized fractions. As a theoretical estimate [12] indicates that most of the daughter recoiling atoms are positively charged ions with a mean charge of +1.41, the reported experimental results suggested the progressive neutralization of

the ^{206}Pb ions through electron capture as the ^{210}Po atoms migrated progressively deeper into the backing [11].

Thermal detection of recoil particles is the most direct one: as already noted, the bolometers detect the energy of the incident atoms and associated secondary particles without respect to their charge state. Depending on the size and operating temperature of the detector, the resolution and the detection threshold could be as low as a few keV. The study of the response of bolometers to heavy particles

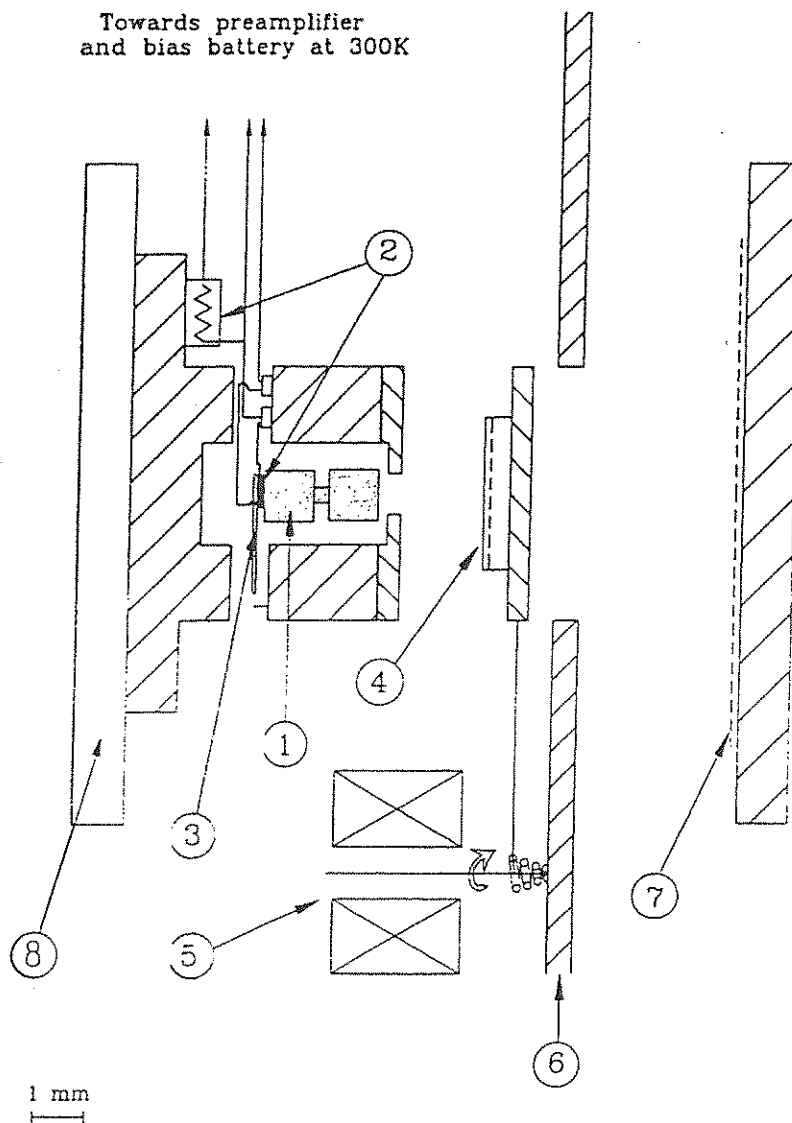


Fig. 1. Geometry of the experimental set-up: (1): the composite bolometer target, the suspension system (nylon wires) is not shown, (2): the chemically doped Ge sensor (not drawn to the scale; cf part 2), and the bias resistor, (3): the heat link to the 300 mK baseplate (sapphire strip), (4): the ^{109}Cd source implanted on the surface of a sapphire substrate, (5): the actuator which can move the Cd source out of the beam, (6): the copper shield at 2 K, (7): the ^{210}Po source deposited on a metallic substrate cooled at 2 K, (8): the ^3He cryostat baseplate at 300 mK.

X 10³ Ca

could thus serve as an instructive approach to solving the eventual calibration problem of weakly interactive massive particles (WIMP) detection experiments, where the expected signal comes from a recoiling nucleus in the substrate.

2. Experimental set-up and energy calibration

The ^{210}Po source [13] was prepared by electrodeposition on a 0.2-mm thick platinum disc from a solution of polonium nitrate in $\text{HNO}_3:3\text{N}$. The active area has a diameter of 8 mm and the emission flux measured with a wire chamber was $156 \alpha/\text{s}$ into 2π sr. The contribution of other α impurities was found to be less than 0.1% as measured with a silicon detector [14]. The experiment was performed 2 weeks after the source preparation.

The geometry of the set-up is given in Fig. 1. The composite-composite bolometer consists of two 1 mm^3 diamond cubes separated by a $(250 \mu\text{m})^3$ diamond cube on which they are epoxied [15] and of a Ga chemically doped Ge thermistor ($1650 \times 425 \times 90 \mu\text{m}$) [16]. The source was placed about 7 mm in front of the bolometer, producing an α -particle counting rate of $\sim 0.2 \text{ Hz}$. Both the bolometer and the source were placed inside a ^3He cryostat at 300 mK [17]. The vacuum chamber of the cryostat was pumped for 24 hours before transferring liquid helium to prevent residual gas from depositing on the source surface, which could degrade the recoil energy. The measurements were made at a pressure lower than 10^{-6} Torr.

The thermistor was biased at 46 nA by an external mercury battery through a $130 \text{ M}\Omega$ load resistor (also inside the cryostat at 300 mK); the impedance of the thermistor with this bias current was $18 \text{ M}\Omega$. The bolometer temperature was then 700 mK. These operating conditions were required to insure an adequate value of the thermistor impedance and to minimize the non-linearity in the range from 50 keV to 5 MeV. The voltage change across the sensor, caused by the temperature rise upon absorption of the incident particle energy, was fed to a room temperature preamplifier and then filtered with a bandpass of 1–1000 Hz by an additional filter. The pulses were recorded with the use of a 12-bit analogue-to-digital board and stored in a microcomputer. Fig. 2 shows an α -particle pulse from ^{210}Po : the excursion of the pulse in the negative voltage region is an effect related to the low-frequency cut-off of the filter. The rise time (of about 0.5 ms) was limited by parasitic capacitance (preamplifier and cable). Different bias currents, from 5 nA to 60 nA, were also used, but this affected only slightly the signal-to-noise ratio.

Since the expected recoil spectrum is a single peak at 103 keV, it must be calibrated with some other known monoenergetic particles in this energy region. A ^{109}Cd source, implanted in sapphire, which has two internal

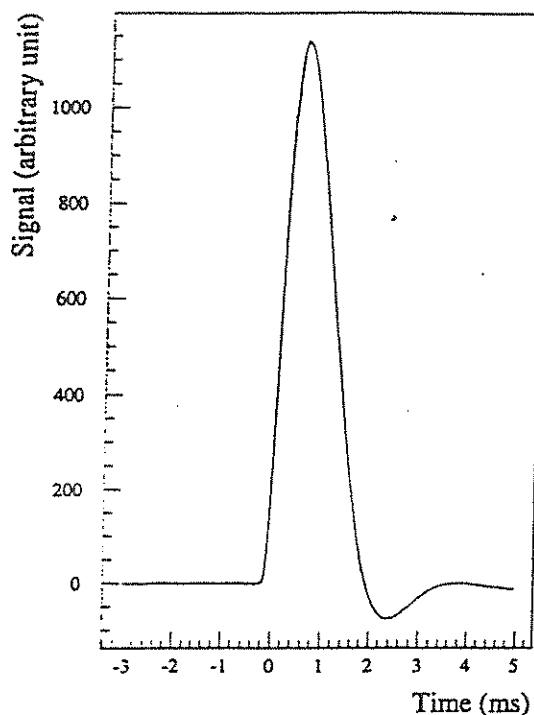


Fig. 2. A 5.3-MeV α pulse from the ^{210}Po source as detected by the 2 mm^3 diamond bolometer.

conversion electron peaks at 62.5 keV (41.2%) and 84.2 keV (45.3%) respectively and one X-ray at 22 keV, was used for this purpose. The ^{109}Cd source was mounted in front of the bolometer on an electrically actuated chopper (see Fig. 1). When the chopper was actuated, it blocked off the ^{210}Po source and the bolometer measured the electrons from ^{109}Cd with a counting rate of 3.5 Hz; in the other case, the chopper was in such a position that the bolometer saw only ^{210}Po . This prevented the contamination of the recoil spectrum by electron peaks. The current-voltage (I - V) curves of the bolometer changed less than 1% when the chopper was in the two different positions, indicating that it did not affect the temperature and the bolometer response.

Fig. 3 shows three pulses: one from a 62.5 keV electron, one from a 84.2 keV electron, and the third from a ^{206}Pb recoil particle. The base line noise was mainly due to microphonics. This prevented us from setting a low trigger level so that it was difficult to detect the 22 keV X-ray from ^{109}Cd . Fig. 4 shows the pulse height histogram corresponding to the two electron peaks of ^{109}Cd , taken in less than 6 min; no digital filtering, other than a mean over a few points around the peak, is applied to the pulses. A fit to the spectrum using two Gaussian functions superposed on a linearly decreasing background yields FWHM energy resolutions of $7.1 \pm 0.5 \text{ keV}$ on the 62 keV and $7.6 \pm 0.4 \text{ keV}$ on the 84 keV peaks. No attempt is made to optimize

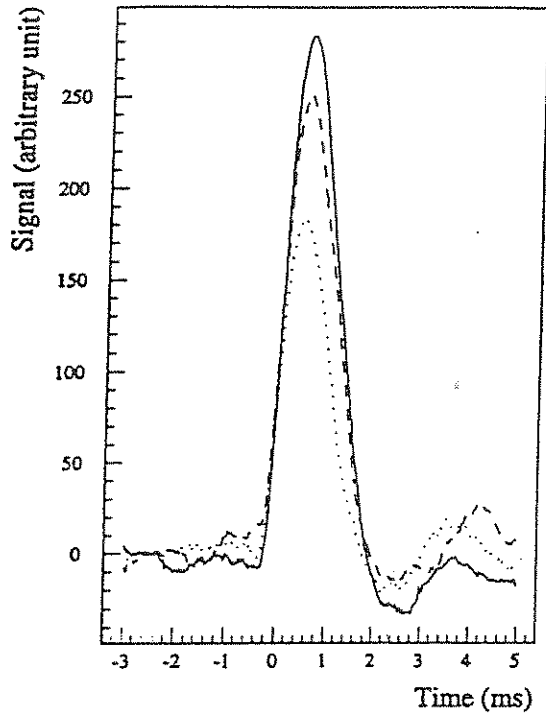


Fig. 3. Conversion electron pulses from the ^{109}Cd source and recoil particle pulse from the ^{210}Po source taken under the same conditions. Dotted line: 62.5 keV electrons, dashed line: 84.2 keV electrons, solid-line: recoil particles.

this energy resolution as it is not crucial for this experiment.

3. Recoil spectrum: measurement and discussion

The recoil spectrum of ^{210}Po , taken for 40 min right after the measurement of the ^{109}Cd spectrum, is shown in Fig. 5. An asymmetric peak is well defined. Assuming that the full energy of electrons from ^{109}Cd is converted into heat in the bolometer (assumption of complete electron-hole pair recombination), a Gaussian fit to the high energy side of the peak gives an energy position of 101 ± 2.5 keV (the quoted error includes statistical uncertainties on both the peak position and energy calibration). This value is in good agreement with the recoil energy calculated from momentum conservation, supporting the validity of the full energy conversion assumption for the ^{109}Cd electrons.

The FWHM resolution, determined from the high energy side of the recoil peak, is found to be 9.1 ± 1.0 keV, which is consistent with the resolutions on the ^{109}Cd electron peaks. The low energy wing is much broader, which is consistent with straggling, the recoil particles losing a certain amount of energy before exiting from the source.

The recoil ratio, defined as the ratio of the number of recoil particles to the number of α particles, can be

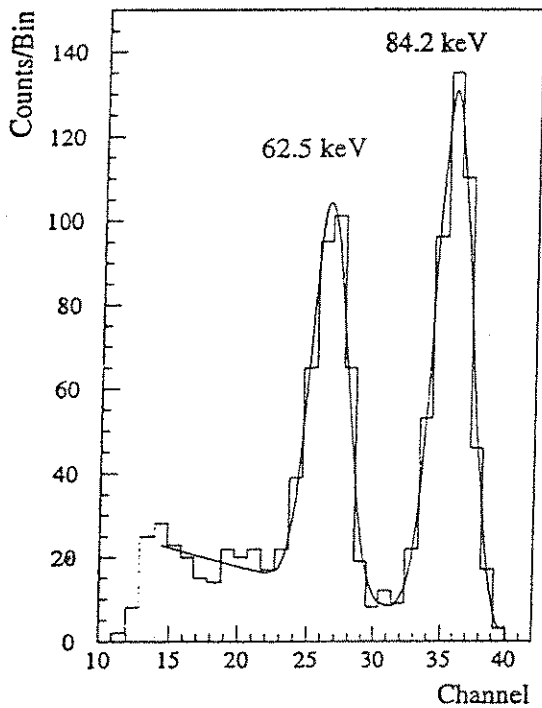


Fig. 4. ^{109}Cd spectrum used as the energy calibration.

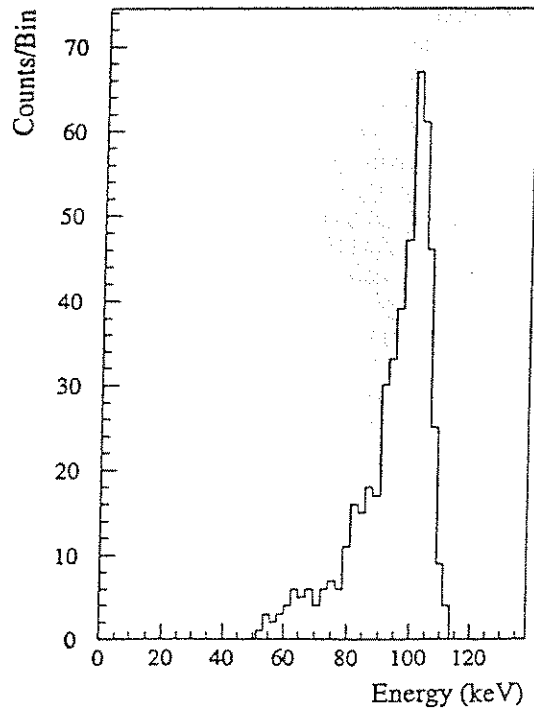


Fig. 5. The recoil spectrum of the ^{210}Po source peaking at ~ 100 keV. The energy scale is obtained from Fig. 4.

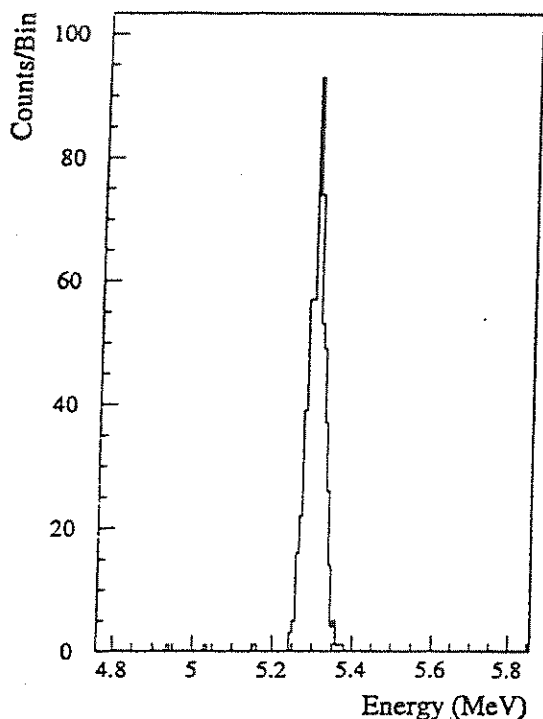


Fig. 6. The α -particle spectrum of the ^{210}Po source.

measured since the bolometer has one hundred percent efficiency for both particles. This measurement is based on the assumption that recoil particles leave the source with an angular distribution similar to that of the α -particles and that there are no secondary particles emitted. The spectrum of 5.3 MeV α -particles from ^{210}Po , taken in 48 min, is shown in Fig. 6. The FWHM resolution is now 50.5 ± 1.5 keV, the bolometer resolution being energy dependent. The counting rate for the α -particles is 11.7 ± 0.5 counts/min, and that of the recoil particles (from 50 keV to 120 keV) is 11.5 ± 0.5 counts/min, yielding a recoil ratio of 0.98 ± 0.06 (at the 1σ level). Considering the small bolometer volume, we neglect possible background counts due to cosmic rays and radioactive contaminants. This assumption is supported by the fact that only a single event was observed above the recoil peak up to 500 keV during the recoil spectrum measurement. This recoil ratio shows that almost all the recoil particles left the source which we used, unlike the experiments using thick sources: in the latter case a recoil ratio of about 0.25 was measured in Ref. [10], while indirect estimations from the satellite peaks ranged from 0.35 to 0.60 in Refs. [6,9].

This first direct observation of recoil particles with a low temperature bolometer shows clearly the existence of a nearly monoenergetic peak in the 100 keV region. The rather strong energy degradation of the escaping recoil particles from the nascent value, which was reported in Refs. [10,11], is not observed in this work, assuming that

our calibration process is correct. Working at a lower temperature will improve the energy resolution: we have already reached resolutions better than 1 keV for γ -rays in the range of 60–130 keV with a 100 mg silicon bolometer at $T < 100$ mK [9]. A high resolution peak in this energy region is of great interest for calibration purposes. In particular, experiments, dedicated to dark matter detection with bolometers, require an energy calibration for nuclear recoil events. The use of a ^{210}Po source, mounted on a periodically activated chopper, represents a very promising alternative to the use of neutron pulsed beams ~~IX~~ [18]

With regard to α -sources, further high-resolution investigations will improve our knowledge of recoil particle interactions with the source substrate, of the energy loss of slow heavy particles, and they may also provide a very sensitive method of measurement of α -source thickness. Thin films of a few atomic layers, inserted between the ^{210}Po source and the detector, could be similarly studied. The association of a bolometer, a ^{206}Pb recoil atom source, and an ionizing particle source should furthermore help to understand electron-hole recombination in materials at low temperatures.

Acknowledgements

We gratefully acknowledge the work of J.-P. Torre for constructing the ^3He system and of Ph. Derouet for pulling the precisely doped Ge crystal. The cooperation of LMRI for providing us with informations about the ^{210}Po source was greatly appreciated. The ^{109}Cd source was implanted at IKS, Leuven University (Belgium) through a collaboration with J. Wouters and P. De Moor. One of us (J.W.Z.) acknowledges the support of a CNRS-Ultimatech post-doctoral fellowship.

This work was supported in part by CNRS-Ultimatech, NATO Grant CRG 910194, and NSF-ECS-8819352.

References

- [1] D. McCammon, S.H. Moseley, J.C. Mather and R.F. Mushotzky, *J. Appl. Phys.* 56 (1984) 1263.
- [2] N. Coron, G. Dambier, G.J. Focker, P.G. Hansen, G. Jegoudez, B. Jonson, J. Leblanc, J.P. Moalic, H.L. Ravn, H.H. Stroke and O. Testard, *Nature* 314 (1985) 75.
- [3] B. Cabrera, L.M. Krause and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* 55 (1985) 25.
- [4] M.W. Goodman and E. Witten, *Phys. Rev. D* 31 (1985) 3059.
- [5] R.D. Evans, *The Atomic Nucleus* (McGraw Hill, New York, 1969) Chap. 22.
- [6] H.H. Stroke, G. Artzner, N. Coron, G. Dambier, P.G. Hansen, G. Jegoudez, B. Jonson, J. Leblanc, J.P. Lepeltier, G. Nyman, H.L. Ravn and O. Testard, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-33 (1986) 759.

- [7] A. Alessandrello, D.V. Camin, E. Fiorini, A. Giuliani, M. Buraschi and G. Fignatelli, Nucl. Instr. and Meth. B 31 (1988) 462.
- [8] A. Alessandrello, C. Brofferio, D.V. Camin, O. Cremonesi, E. Fiorini, G. Gervasio, A. Giuliani, M. Pavan, G. Pessina, E. Previtali and L. Zanotti, Phys. Lett. B 285 (1992) 176.
- [9] J.W. Zhou, P. de Marcillac, N. Coron, S. Wang, H.H. Stroke, O. Redi, J. Leblanc, G. Dambier, M. Barthelemy, J.P. Torre, O. Testard, G. Beyer, H. Ravn and J. Mangin, Nucl. Instr. and Meth. A 337 (1993) 95.
- [10] G.L. Cano and R.W. Dressel, Phys. Rev. A 139 (1965) 1883.
- [11] S. Ito and N. Maeda, Nucl. Instr. and Meth. B 28 (1987) 331.
- [12] T. Mukoyama and S. Ito, Phys. Lett. A 131 (1988) 182.
- [13] Source Reference PO210-EASA20, purchased from CEA, Laboratoire de Mesure des Rayonnements Ionisants, 91193 Gif-sur-Yvette, France.
- [14] M. Despres et al., CEA-DAMRI-LMRI, private communication.
- [15] N. Coursol, N. Coron, D. Massé, H.H. Stroke, J.W. Zhou, P. de Marcillac, J. Leblanc, G. Artzner, G. Dambier, J. Bouchard, G. Jegoudez, J.P. Lepetier, G. Nollez, C. Goldbach and J.-L. Picolo, Nucl. Instr. and Meth. A 312 (1992) 24.
- [16] From Metal Europ Research, 78191 Trappes, France.
- [17] J.-P. Torre and G. Chanin, Rev. Sci. Instr. 56 (1985) 318.
- [18] G. Gerbier et al., Phys. Rev. D 42 (1990) 3211.