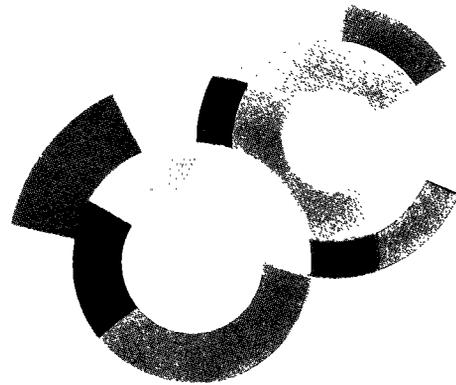




SERVICE DE PHYSIQUE DES PARTICULES



CEA, DAPNIA/SPP 99-1006

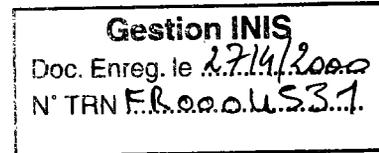
Thèse soutenue le
9 novembre 1999

RECHERCHE DES WIMP'S DU HALO GALACTIQUE
DANS L'EXPERIENCE EDELWEISS :
ETUDE DU BAS BRUIT RADIOACTIF ET MESURES
A L'AIDE DE BOLOMETRES A DOUBLE DETECTION
IONISATION/CHALEUR

DAPNIA

Lino Miramonti

Université de Paris-Sud
U.F.R. Scientifique d'Orsay



*Thèse présentée
pour obtenir
le grade de*

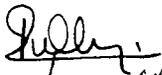
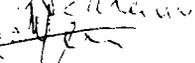
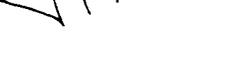
Docteur en sciences
de
l'Université Paris XI Orsay

par

Lino Miramonti

Recherche des WIMP's du halo galactique dans
l'expérience EDELWEISS :
Etude du bas bruit radioactif et mesures à l'aide de
bolomètres à double détection ionisation/chaleur

Soutenue le 9 novembre 1999 devant la commission d'examen :

Serge Jullian		Président
Maurice Chapellier		Examineur
Dominique Lalanne		Rapporteur
Luigi Mosca		Directeur de thèse
Jean-Louis Reyss		Rapporteur

*A mes parents
et
à Emanuela*

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au centre d'étude nucléaire de Saclay du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) sous la direction de Luigi Mosca. Je tiens à lui exprimer toute ma gratitude pour sa disponibilité et ses précieux conseils.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma reconnaissance à Michel Spiro et à Daniel Vignaud pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire.

Je tiens à remercier monsieur le professeur Ettore Fiorini, leader du réseau européen de bolométrie, grâce auquel j'ai pu trouver une aide financière pour mon séjour en France.

Je tiens à remercier les membres du jury : Serge Jullian qui a bien voulu en assurer la présidence ; Dominique Lalanne qui a accepté d'être rapporteur ; Maurice Chapellier qui m'a donné de précieux encouragements et conseils grâce auxquels j'ai pu rédiger ce travail notamment la partie sur la holométrie ; Jean-Louis Reyss qui, malgré ses occupations accaparantes, a su trouver le temps de s'intéresser à ma thèse.

J'exprime ma reconnaissance aux membres du groupe matière noire du DAPNIA, Gabriel Chardin, Jacques Mallet, Gilles Gerbier et Xavier-François Navick avec lesquels j'ai eu de nombreuses et fructueuses discussions.

Je remercie vivement Claudine Goldbach et Gérard Nollez pour les précieux conseils sur les problématiques du bas bruit radioactif.

Je remercie aussi tous les autres membres de la Collaboration et, en particulier, Daniel Drain, Bernard Chambon, Maryvonne DeJesus, Patrick Pari et Louis Dumoulin.

Je tiens aussi à remercier Bertrand Vallage avec lequel j'ai partagé le bureau et qui m'a donné beaucoup de renseignements de physique et de vie quotidienne. De même que M. Roland Barloutaud pour ces judicieux conseils.

Je remercie également Dominique Yvon et Jean-François Glicenstein pour avoir lu et corrigé une bonne partie de cette thèse.

Merci enfin aux membres du Laboratoire Souterrain de Modane où ce travail de thèse s'est en bonne partie déroulé. Tout d'abord Philippe Hubert directeur du laboratoire, et à tous ceux qui m'ont aidé dans la réalisation des expériences, Philippe Charvin, Jean-Louis Saury, Thierry et Magali Zampieri, Charlotte Martin et Eric Buisson.

Table des matières

1.	LA MATIÈRE NOIRE	11
1.1	Introduction	13
1.2	Rapport masse sur luminosité	16
1.3	La “théorie” du Big Bang	17
1.4	La nucléosynthèse primordiale	18
1.5	L’inflation	20
1.6	Candidats à la matière cachée	22
1.6.1	La matière noire baryonique	22
1.6.1.1	Gaz et poussières	22
1.6.1.2	Naines brunes	23
1.6.2	La matière noire non-baryonique	24
1.6.2.1	Les neutrinos légers	24
1.6.2.2	Les WIMPs	25
1.6.2.3	Les particules supersymétriques	25
1.6.3	La formation des structures	27
1.7	Détection des WIMPs	29
1.7.1	Détection indirecte	29
1.7.2	Détection directe	29
1.7.2.1	Détecteurs à semi-conducteurs	30
1.7.2.2	Détecteurs à scintillation	30
1.7.2.3	Bolomètres	30
2.	EXPÉRIENCE DE DÉTECTION DIRECTE DES WIMPs	33
2.1	Densité locale de matière noire	35
2.2	Vitesse des WIMPs	37
2.3	Interaction WIMP-noyau	38
2.3.1	La section efficace d’interaction	38
2.3.2	Le facteur de forme	38
2.4	Energie de recul moyenne	40
2.5	Taux d’interaction et spectre en énergie	41
3.	BOLOMÈTRES POUR LA RECHERCHE DES WIMPs	43
3.1	Introduction	45
3.2	Eléments de cryogénie	46
3.2.1	Production de froid par pompage	46

3.2.2	Le cryostat à dilution $^3\text{He}-^4\text{He}$	46
3.3	Les bolomètres	48
3.3.1	L'absorbeur	49
1.1.2	Le thermomètre	51
1.1.2.1	Semi-conducteurs fortement dopés proches de la transition metal-isolant	52
1.1.2.2	Les films supraconducteurs	53
1.1.3	La "fuite" thermique	53
1.1.4	Le signal chaleur	55
1.1.5	La résolution en énergie d'un bolomètre	56
1.4	Les bolomètres à double détection	58
1.4.1	Détecteurs classiques à ionisation (à température ≥ 77 K)	58
1.4.2	Détecteurs à mesure simultanée ionisation - chaleur et luminescence - chaleur	60
1.4.2.1	La détection simultanée	60
1.4.2.2	Le facteur de quenching	62
1.4.2.3	L'effet Luke-Neganov	62
1.4.2.4	Collecte incomplète de charge	64
1.5	Le système de détection EDELWEISS	65
1.5.1	Le cryostat EDELWEISS	65
1.5.2	Le bolomètre Ge-4	67
1.1.3	Le Dispositif de lecture	68
1.1.3.1	La mesure de l'élévation de la température	68
1.1.1.2	La mesure de l'ionisation	69
1.1.1.3	La chaîne d'acquisition	70
1.1.1.4	Signaux sur la voie chaleur et sur la voie ionisation	71
1.1.1.5	Traitement des données	73
1.6	Performances du détecteur	74
1.6.1	Résolutions du bolomètre Ge-4	74
1.6.2	Calibrations de la zone neutrons et de la zone gammas pour le bolomètre Ge-4	77
1.6.3	Seuils et efficacité du bolomètre Ge-4	81
1.6.3.1	Gammas	81
1.6.3.2	Efficacité du déclenchement	85
1.6.3.3	Neutrons	87
1.6.4	Etude de l'effet Luke-Neganov dans le bolomètre Ge-4	90
4.	LA PROBLÉMATIQUE DU BRUIT DE FOND RADIOACTIF	93
4.1	Les divers types de bruit de fond : rayons cosmiques et radioactivité	95
4.1.1	Rayonnement cosmique	95
4.1.1.1	Rayons cosmiques primaires	95
4.1.1.2	Rayons cosmiques secondaires	97
4.1.1.3	Réduction du bruit de fond dû aux rayons cosmiques	98
4.1.2	La radioactivité naturelle	99
4.1.2.1	Radionucléides isolés	99
4.1.2.2	Les familles (ou chaînes) radioactives naturelles	100
4.1.3	La radioactivité artificielle	102
4.1.4	Matériaux employés pour les blindages des détecteurs	102
4.1.4.1	Le plomb archéologique	103
4.1.5	Interaction des neutrons dans les matériaux composant les détecteurs et leurs blindages	104
4.1.6	Le Laboratoire Souterrain de Modane (LSM)	105
4.2	Développement des bancs de test pour analyser les matériaux	109

4.2.1	Introduction	109
4.2.2	Rappels sur le fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur et d'un scintillateur	110
4.2.2.1	Détecteurs semi-conducteurs	110
4.2.2.2	Scintillateurs	110
4.2.3	Sensibilité d'un banc de test	114
4.2.4	Banc de test germanium pour EDELWEISS	115
4.2.4.1	Description du détecteur	115
4.2.4.2	Blindage du détecteur	116
4.2.4.3	Calibration en énergie, résolutions et mesure du bruit de fond	118
4.2.4.4	Mesures d'efficacité	120
4.2.5	Scintillateur à bas seuil en énergie : le détecteur LESTE	122
4.2.5.1	Description du détecteur	122
4.2.5.2	Blindage du détecteur	123
4.2.5.3	Système de déclenchement et discrimination de la forme de l'impulsion	123
4.2.5.4	Calibration en énergie	127
4.2.5.5	Mesure du bruit de fond et sensibilité du détecteur	128
4.2.5.6	Résolution en énergie	130
4.2.5.7	Mesures d'efficacité	130
4.2.6	Banc de test pour les rayons bêta : Le détecteur BPS	133
4.2.6.1	Parcours des rayons bêtas dans la matière	133
4.2.6.2	Motivation pour la réalisation (et la mise en service) d'un scintillateur plastique comme banc de test pour détecter les rayons bêta	135
4.2.6.3	Description du détecteur	136
4.2.6.4	Blindage du détecteur	138
4.2.6.5	Lumière produite à l'intérieur des photomultiplicateurs	138
4.2.6.6	Calibration en énergie du détecteur BPS (basse énergie)	142
4.2.6.7	Mesure du bruit de fond et sensibilité du détecteur (basse énergie)	144
4.2.6.8	Calibration en énergie du détecteur BPS (haute énergie)	145
4.2.6.9	Mesure du bruit de fond (haute énergie)	146
4.3	Sensibilité comparée des différents banc de test	147
4.4	Risques d'activation par les neutrons d'une source de calibration	152
4.4.1	Caractéristique de la source	152
4.4.2	Taux de production de ^{60}Co dû à la source et comparaison avec l'activation cosmogénique	153
4.4.3	Pic à 511 keV	154
4.5	Les senseurs NTD : leur préparation incluant une irradiation neutronique	156
4.5.1	Introduction	156
4.5.2	Radioéléments produits par des réactions (n,γ) sur les différents isotopes du germanium naturel ^{156}Ge	
4.5.3	Condition d'irradiation	158
4.5.3.1	Détermination du flux neutronique dans le canal d'irradiation	159
4.5.4	Analyse des contaminants par spectroscopie gamma	159
4.5.4.1	Détermination de la concentration des contaminants	164
4.5.5	Calcul de l'activité donnée par le ^{71}Ge	165
4.5.6	Simulation de l'activité en ^{60}Co dans un thermomètre NTD	167
4.5.7	Irradiation des plaquettes NV2 et NV3	168
5.	RÉSULTATS ET PERSPECTIVES DE L'EXPÉRIENCE EDELWEISS	171
5.1	Prise des données	173
5.1.1	Plein zone gamma	176
5.1.2	Evénements hors axes	176

5.2	Etude du fond radioactif pour le détecteur Ge-4	178
5.2.1	Fond basse énergie	178
5.2.1.1	Le logiciel Geant	178
5.2.2	Spectre à haute énergie	182
5.2.3	Le cas du ^{210}Pb	185
5.2.4	Conclusions	187
5.3	Données Ge-4 (-6 Volt) et demie zone neutrons	188
5.4	Diagrammes d'exclusion	191
5.4.1	Plot d'exclusion pour l'ensemble des données à -6 Volt	192
5.5	Le détecteur Ge-7	193
5.6	Mesures de NTD's	195
5.6.1	Première mesure d'une plaquette de NTD's sur le banc de test LESTE	195
5.6.2	Mesure d'un lot de 7 NTD's sur le banc de test BPS	197
5.7	Comparaison avec les autres expériences	198
5.8	Conclusion et perspectives	200
<i>Annexe A.</i>	<i>Interactions des rayonnements avec la matière</i>	<i>205</i>
	Interaction des particules chargées lourdes	205
	Interaction des particules chargées légères	206
	Interaction des photons	207
	Effet Compton	208
	Création de paires	209
	Atténuation des photons	210
	Interaction des neutrons	211
	Modes d'interaction des neutrons	211
	Réactions nucléaires induites par des neutrons	212
	Atténuation d'un faisceau de neutrons	213
<i>Annexe B.</i>	<i>Chaînes radioactives naturelles</i>	<i>215</i>
<i>Annexe C.</i>	<i>Emetteurs bêta purs</i>	<i>223</i>
	Liste des figures	225
	Liste des tableaux	231
	Bibliographie	233

1. La matière noire

1.1 Introduction

En 1933 apparut pour la première fois le concept de matière noire¹, appelée également matière cachée ou encore matière sombre (Dark Matter). L'astronome suisse Fritz Zwicky en étudiant la dynamique de l'amas de la Coma [Zwi33] s'aperçut que la masse gravitationnelle devait être de 10 à 100 fois plus élevée que celle de la matière visible.

L'étude de la dynamique des amas de galaxies repose sur le théorème du Viriel : ce théorème relie, pour un système de N corps, l'énergie potentielle et l'énergie cinétique : $\langle T \rangle = -\frac{1}{2}\langle U \rangle$. En

mesurant la vitesse des galaxies et en connaissant leur masse individuelle "visible" et leur position relative, on en déduit des valeurs pour l'énergie cinétique et pour l'énergie potentielle, et par conséquent pour la masse du système. Celle-ci apparaît donc nettement plus petite que celle obtenue par le théorème du Viriel à partir de la seule énergie cinétique.

Trois ans plus tard, ces observations furent confirmées par S. Smith [Smi36] en étudiant le comportement dynamique de l'amas de la Vierge.

A partir des années soixante-dix, plusieurs équipes ont étudié la vitesse de rotation des étoiles dans des galaxies spirales en fonction de leur distance du centre galactique [Ein74][Ost74] : on observe que cette vitesse reste constante jusqu'à typiquement 100 kpc. (voir la Figure 1.1-2)

Si nous écrivons l'équation du mouvement d'un corps de masse m placé à une distance r du centre de masse d'une distribution de masse à symétrie sphérique, nous avons, compte tenu de la loi de la gravitation de Newton :

$$\frac{m \cdot v^2}{r} = G_N \frac{m \cdot M(r)}{r^2}$$

où $M(r)$ est la masse contenue dans la sphère de rayon r , v est la vitesse du corps en mouvement et G_N est la constante universelle de la gravitation. On en déduit donc que $v \propto r^{-1/2}$ en dehors de la distribution de masse.

Les étoiles lumineuses permettent de connaître la vitesse dans les galaxies spirales jusqu'à une dizaine de kpc, mais on peut arriver jusqu'à plusieurs dizaines de kpc en étudiant les raies d'émission de l'hydrogène atomique à $\lambda = 21$ cm.

Dans la Figure 1.1-3 est donné l'exemple d'une galaxie (NGC 3198), avec la comparaison de la courbe déduite de la distribution de luminosité (en faisant l'hypothèse d'un rapport masse sur luminosité constante) et la vitesse réellement observée. La manière qui paraît plus naturelle d'expliquer ces données, est celle d'ajouter à la masse visible du disque galactique une composante de matière cachée sous forme d'un halo sphérique. (voir la Figure 1.1-1)

Les observations sur la dynamique des amas d'une part, et les études de la rotation des galaxies spirales d'autre part, ont conduit à supposer l'existence de matière "invisible". Une autre possibilité plus exotique est celle de remettre en cause la validité de la loi de la gravitation universelle à grande échelle. [Mil87]

D'autres arguments en faveur de l'existence de la matière cachée, de nature théorique, sont liés à l'évolution de l'Univers, comme le problème de l'absence de courbure spatiale et la formation des structures à petite et à grande échelle.

¹ On définit la matière noire comme tout genre de matière dont l'émission de lumière est trop faible pour être détectée actuellement.

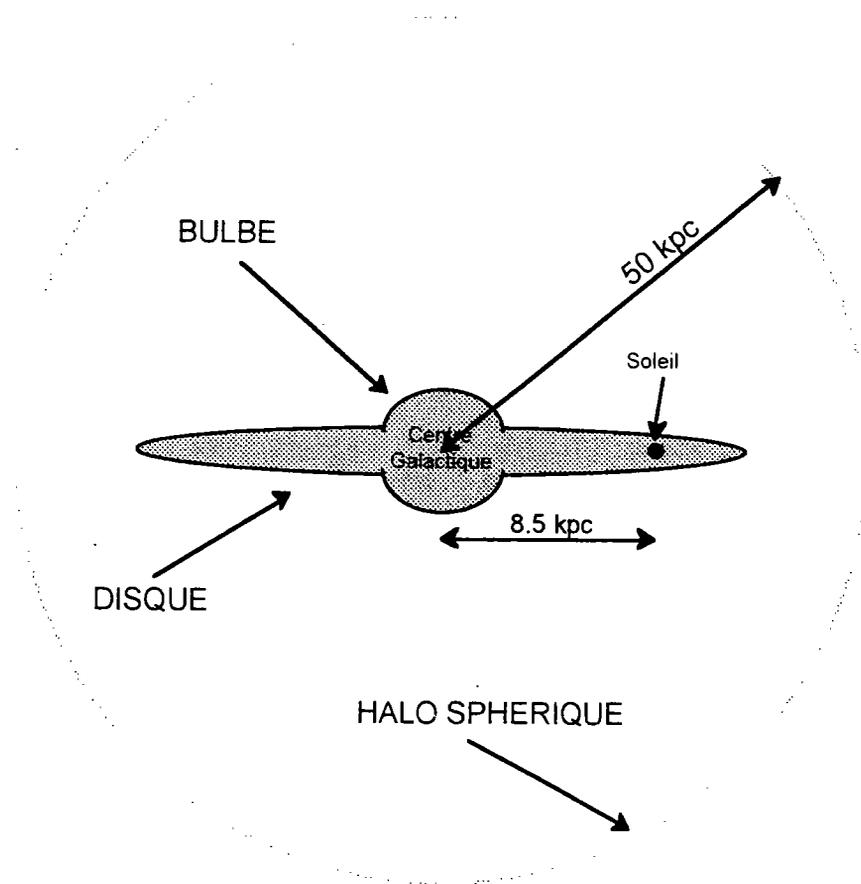


Figure 1.1-1. Schéma de notre galaxie avec un halo sphérique (le halo n'est pas à l'échelle).

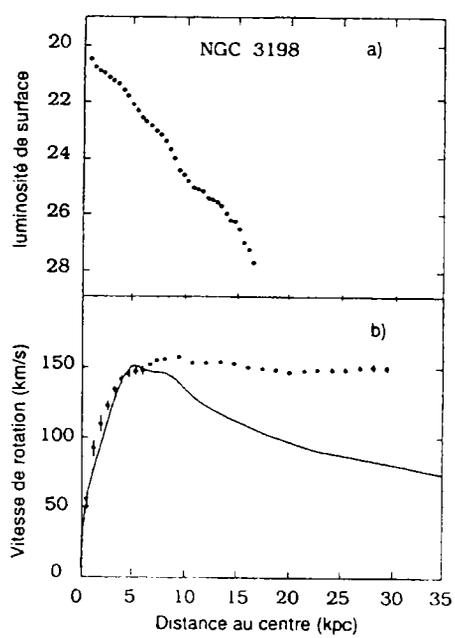


Figure 1.1-2. Luminosité de surface (en mag/arcsec²) et vitesse de rotation des gaz (en km/s) en fonction de la distance au centre de la galaxie NGC 3198 ; en trait plein la vitesse de rotation calculée à partir de la seule matière lumineuse observée. [San87]

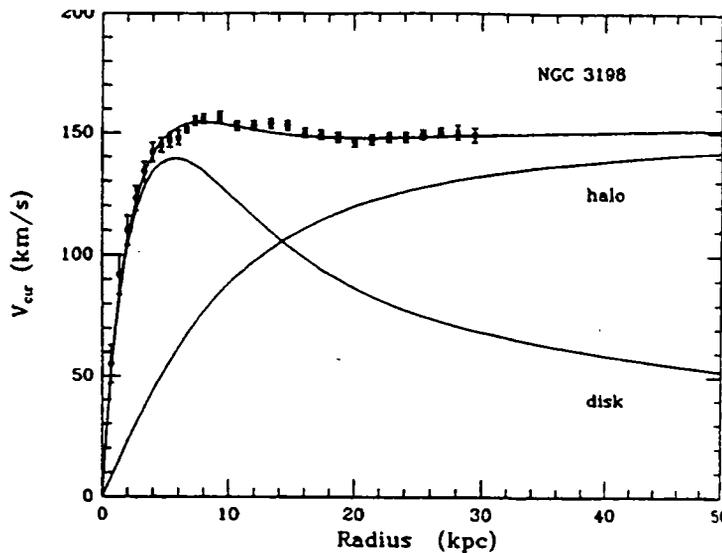


Figure 1.1-3. Reconstruction d'une courbe de rotation pour le disque et le halo de la galaxie NGC 3198, et comparaison avec les valeurs mesurées. [Mos96]

En 1929, Hubble découvrit que toutes les galaxies à suffisamment grande distance, semblent s'éloigner de nous. [Hub29] En effet, la radiation qu'elles émettent est décalée en fréquence vers le rouge (redshift). En mesurant la vitesse des galaxies grâce au décalage vers le rouge, et leur distance, Hubble établit qu'elles s'éloignent de nous à une vitesse proportionnelle à leur distance ; cette relation est maintenant connue sous le nom de loi de Hubble : $v = H_0 d$, où v est la vitesse d'éloignement de la galaxie, d sa distance et H_0 est la constante de Hubble. L'Univers est donc sujet à un mouvement d'expansion.

Le fait que les galaxies sont en train de s'éloigner les unes par rapport aux autres implique que, si elles revenaient en arrière avec la même vitesse, au bout de quelques milliards d'années, elles seraient suffisamment proche pour que la matière qui compose l'Univers forme un conglomerat très dense et très chaud.

La valeur de la constante de Hubble est comprise entre 55 et 85 km/s/Mpc²; cela signifie que les galaxies bougent avec une vitesse qui augmente de 55-85 km/s tous les Megaparsec par rapport à nous.

Le premier à proposer le scénario d'une explosion initiale fut l'abbé Lemaitre en 1927, mais ce fut seulement en 1940 que le physicien Gamow le formula d'une façon plus quantitative. Il supposa que les noyaux des atomes les plus légers avaient été formés dans les premiers instants du "Cosmos". Par la suite, il a été vérifié que les quantités des éléments légers présents dans l'Univers correspondent à celles prévues par la théorie, confirmant ainsi sa validité.

Une autre confirmation décisive est arrivée en 1965 [Pen65] avec la découverte inattendue d'un faible rayonnement qui remplit tout l'Univers, provenant de toutes les directions. Elle présente un maximum d'intensité à la longueur d'onde de 2.6 mm et est appelée rayonnement de fond cosmique. On pense qu'il est le résidu du rayonnement très intense et hautement énergétique qui a été produit peu après le big bang.

La théorie du big bang permet d'expliquer un très grand nombre d'observations, et c'est pour cette raison qu'elle est considérée une hypothèse de travail fiable, même si elle soulève des problèmes et a été plusieurs fois remise en cause, dans sa version la plus simple.

² 1 parsec = 3.26 années lumière = 3.086 10¹⁶ m

1.2 Rapport masse sur luminosité

Dans l'estimation de la quantité de matière noire, un indicateur très utile est le rapport masse sur luminosité M/L ; on convient de fixer la valeur du rapport $M_s/L_s \equiv 1$, où M_s et L_s sont respectivement la masse et la luminosité du soleil³.

En connaissant le rapport existant entre la luminosité et la masse d'une étoile d'une part, et son évolution d'autre part, on estime que le rapport M/L doit être compris entre 1 et 3. Par conséquent, si l'on trouve un rapport plus grand pour un objet astrophysique donné, ce sera un fort indice de la présence de matière cachée.

Tableau 1.2-1. Résumé des rapports masse sur luminosité à différentes échelles⁴:

Matière lumineuse	1-3 h_0
Galaxies	30-50 h_0
Amas de galaxies	200-400 h_0
Galaxies géantes	700 h_0
Très grande échelle	500 h_0

³ M_s . Masse soleil $\approx 2 \cdot 10^{30}$ Kg

L_s . Luminosité soleil $\approx 3.9 \cdot 10^{26}$ J/s (=watts)

⁴ h_0 est définie par la relation $H_0 = 100 \cdot h_0$ km/s/Mpc ; sa valeur est comprise entre 0.55 et 0.85.

1.3 La “théorie” du Big Bang

Le modèle standard du big bang repose sur la métrique de Robertson-Walker (R-W) pour un Univers homogène et isotrope :

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right]$$

où (t, r, θ, ϕ) sont les coordonnées comobiles, $R(t)$ le paramètre d'échelle qui peut être assimilé au rayon de l'Univers à une époque donnée, et k est la courbure spatiale qui peut prendre les valeurs de $-1, 0$ et 1 , ce que correspond respectivement à un Univers ouvert, plat ou fermé. En développant les équations d'Einstein de la relativité générale dans un espace-temps caractérisé par la métrique de R-W, on aboutit à l'équation de Friedmann qui détermine l'évolution du paramètre d'échelle $R(t)$

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = \frac{8\pi G_N \rho}{3} - \frac{k}{R^2} + \frac{\Lambda}{3}$$

ou encore

$$\frac{\ddot{R}}{R} = \frac{\Lambda}{3} - \frac{4\pi G_N}{3} (\rho + 3p)$$

où G_N est la constante gravitationnelle de Newton, ρ est la densité de matière dans l'Univers, p est la pression, H est la constante de Hubble et Λ est la constante cosmologique. Dans la suite on prendra $\Lambda=0$.

Si on réécrit l'équation de Friedmann à l'époque actuelle on a :

$$\frac{k}{R_0^2} = \frac{8\pi G_N \rho_0}{3} - H_0^2$$

et si on définit le paramètre de densité sans dimension $\Omega_0 = \frac{\rho_0}{\rho_c}$, où

$$\rho_c \equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G_N} = 1.88 \cdot 10^{-29} h_0^2 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \quad (0.55 < h_0 < 0.85)$$

est la “densité critique” de l'Univers, on obtient :

$$\frac{k}{R_0^2 H_0^2} = (\Omega_0 - 1)$$

grâce à laquelle on voit que :

$$k = +1 \leftrightarrow \Omega_0 > 1$$

$$k = 0 \leftrightarrow \Omega_0 = 1$$

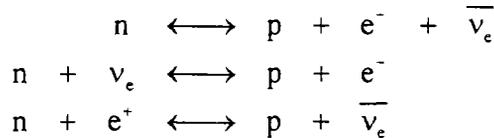
$$k = -1 \leftrightarrow \Omega_0 < 1$$

On parlera alors d'Univers fermé dans le premier cas, d'Univers plat dans le deuxième cas et d'Univers ouvert pour le troisième. On voit tout de suite l'importance du paramètre de densité Ω_0 ; l'histoire de l'Univers dépend de ce paramètre, autrement dit l'histoire de l'Univers dépend de sa densité à un instant donné.

1.4 La nucléosynthèse primordiale

Par l'expression nucléosynthèse primordiale, l'on entend la synthèse de noyaux qui a eu lieu dans l'Univers primordial. La nucléosynthèse primordiale concerne la formation des noyaux légers, qui s'est déroulée durant les trois premières minutes, la formation des noyaux plus lourds (jusqu'au fer) ayant lieu plus tard au sein des étoiles. La formation des noyaux encore plus lourds peut seulement se produire dans l'environnement des supernovae.

Pour des températures supérieures à 1 MeV ($t < 1$ s), les neutrons et les protons sont en équilibre grâce aux réactions suivantes :

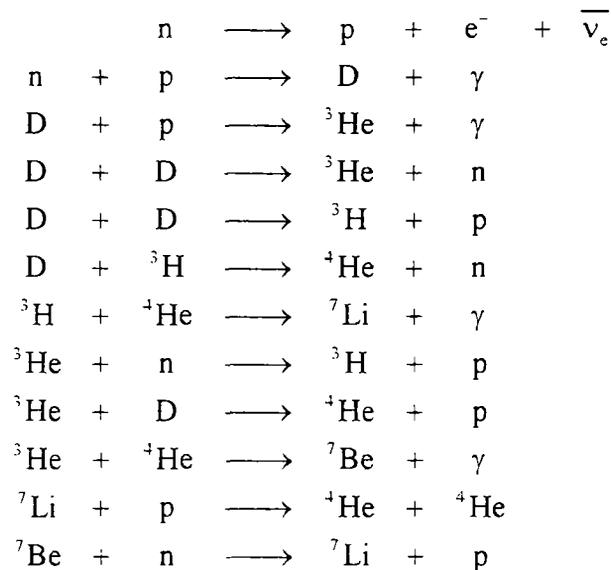


Leur rapport dépend de la température de l'Univers suivant la relation : $\frac{n}{p} \propto e^{\left(\frac{-\Delta m}{T}\right)}$, où Δm est la différence entre la masse du neutron et la masse du proton ($\Delta m = 1.29$ MeV).⁵

Dès que la température descend au-dessous de ≈ 1 MeV, le taux d'interaction faible $\Gamma = n \cdot v \cdot \sigma_{\text{IF}}$, (où n est la densité des particules, v leur vitesse et σ_{IF} leur section efficace d'interaction faible), devient plus petit que le taux d'expansion de l'Univers. La réaction $n \longleftrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ devient alors irréversible : $n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$.

La nucléosynthèse démarre avec la formation de deutérium par la réaction suivante $p + n \longrightarrow D + \gamma$, mais jusqu'à des températures de 10 MeV la présence de photons suffisamment énergiques détruit le deutérium dès qu'il est formé ($B_D = 2.2$ MeV). La formation des éléments plus lourds ne peut pas se produire tant que la formation de deutérium n'est pas réellement amorcée.

Les différentes réactions qui entrent en jeu dans la nucléosynthèse sont les suivantes : [Pra95]



⁵ A de très hautes températures, on a donc : $\frac{n}{p} \cong 1$

La nucléosynthèse s'arrête dès que la température descend en dessous de 0.03 MeV. [Boe85]

Dans la figure suivante est montrée l'évolution des différentes abondances des éléments légers au cours des trente premières minutes qui ont suivi le Big Bang. [Lon91] [Kol90]

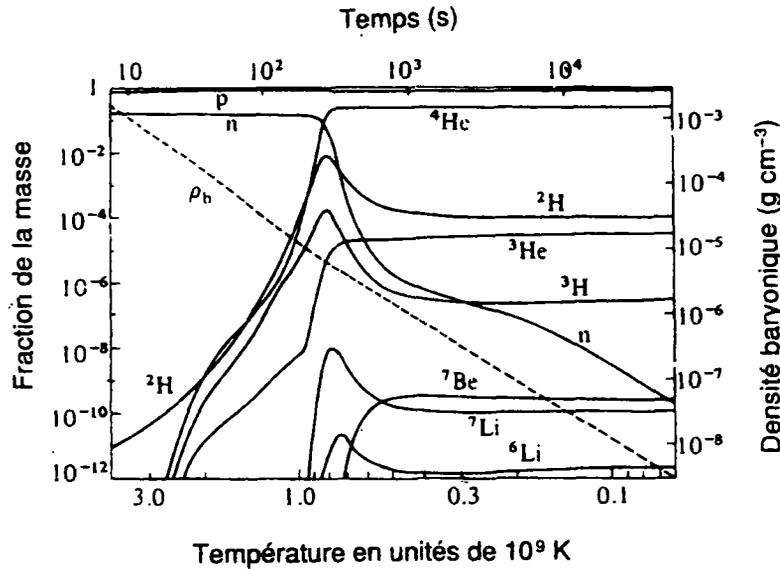


Figure 1.4-1. Diagramme illustrant la façon dont la proportion des différents éléments légers a évolué dans la première demi-heure après le Big Bang. Le temps en secondes est représenté en abscisse en haut de la figure et la température en bas.

Le rapport η entre le nombre de baryons et le nombre de photons n'a pas varié depuis le découplage des photons, la valeur estimée de nos jours étant de l'ordre de 1 sur 10 milliards. L'abondance des particules telles que les électrons (positrons) et les neutrinos est comparable à celle des photons.

Les valeurs de η sont : [Wal91]

$$2.7 \cdot 10^{-10} < \eta < 4.0 \cdot 10^{-10}$$

Le rapport entre η et la valeur de Ω_B est donné par la relation suivante : [Pad93]

$$\eta = 2.68 \cdot 10^{-8} \Omega_B (h_0)^2$$

$$0.010 (h_0)^{-2} < \Omega_B < 0.015 (h_0)^{-2}$$

et en prenant $h_0 \in [0.4 \ 1]$, on a :

$$0.01 < \Omega_B < 0.1$$

La matière baryonique, pouvant être 10 fois plus importante que la matière lumineuse, pourrait, à priori, expliquer la matière noire des galaxies.

D'autre part, la borne supérieure sur Ω_B de 0.1 montre que l'on est obligé d'introduire de la matière noire non baryonique pour atteindre la densité critique ($\Omega=1$)

1.5 L'inflation

Jusqu'à présent, il n'y a aucune observation en désaccord avec le modèle standard du Big Bang (Gamow-Friedman-Lemaître) : ceci est à même de décrire l'évolution de l'Univers et en donne une description satisfaisante, cependant, il ne fournit aucune réponse à deux problèmes fondamentaux.

Le premier problème est connu sous le nom de "problème de l'horizon"⁶. L'isotropie quasi parfaite du rayonnement fossile à 2.7 K nous enseigne que l'Univers est extrêmement homogène à très grande échelle. Or, à chaque instant, on ne peut pas avoir de rapport de causalité entre deux régions qui sont séparées par une distance supérieure au rayon de l'horizon. Ceci implique que lors de l'observation du rayonnement fossile dans deux directions séparées par une distance angulaire supérieure à l'horizon, les deux régions n'ont pas eu la possibilité de communiquer. [Smo92]

Un deuxième problème est celui de l'absence de courbure spatiale de l'Univers. La valeur de Ω , (comme celle de H), varie au cours du temps. On peut écrire sa valeur en fonction du redshift z et de la valeur actuelle Ω_0 :

$$\frac{(1-\Omega)}{\Omega} = \frac{(1-\Omega_0)}{\Omega_0} \frac{1}{(1+Z)^n}$$

où n vaut 1 pour un Univers dominé par la matière et 2 pour un Univers dominé par le rayonnement. Or, nous venons de voir que les prédictions de la nucléosynthèse donnent une évaluation de Ω_B comprise entre 0.01 et 0.1 ; les observations sur les amas de galaxies nous donnent $\Omega_0 \approx 0.2$. Même si Ω_0 n'est pas strictement égal à 1, il est de l'ordre de l'unité, ce qui implique, selon la relation précédente qu'au temps de Planck ($t = 10^{-43}$ sec) il devait être encore plus proche de l'unité. On obtient plus précisément :

$$|1-\Omega| = \Theta(10^{-60})$$

C'est pour cela que l'on parle également à ce sujet de problème de "fine tuning", en soulignant ainsi le caractère invraisemblable de cette condition de proximité à 1 de Ω .

Une solution à ces problèmes a été proposée au début des années quatre-vingt par A.Guth [Gut81] : une expansion exponentielle du facteur d'échelle dans les premiers instants de l'Univers. Cette théorie dite de l'inflation, permet de faire tendre la courbure spatiale vers zéro et en même temps de résoudre le problème de l'horizon.

Le mécanisme de l'expansion prévoit l'existence d'un champ scalaire doté d'une densité d'énergie $\rho(\phi)$ qui domine cette expansion dans un temps inférieur à $t_0 = 10^{-32}$ sec., et qui ensuite rejoint son minimum.

Dans les théories de grande unification, l'unification des forces électromagnétique et faible, a lieu à une température supérieure à 10^{14} GeV, ce qui correspond à une époque où l'Univers était âgé de $t \approx 10^{-32}$ sec. Le modèle de l'inflation prévoit que dès que la température tombe au dessous de cette température critique, une brisure de symétrie a lieu. Cette transition implique qu'une quantité scalaire ϕ (le champ de Higgs) prend une valeur non nulle.

⁶ Dimension de la région connectée d'une manière causale au moment de la recombinaison $p + e^- \rightarrow H$. ($t=3 \cdot 10^5$ ans après le big bang)

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 \approx \frac{8\pi G_N}{3} \rho(\phi) \quad \text{avec } \rho(\phi) \approx \text{constante} \gg \rho \text{ (rayonnement)} \quad \text{pour } t < t_0 \approx 10^{-32} \text{ sec}$$

On a alors, en intégrant :

$$R(t) \propto e^{\sqrt{\frac{8\pi G_N \rho}{3}} t} \quad \text{pour } t < t_0$$

Si l'on réécrit l'équation de Friedman-Lemaître en termes du paramètre Ω :

$$\Omega - 1 = \frac{k}{\dot{R}^2}$$

l'on a alors, en indiquant par Ω_{ini} la valeur de Ω au début de l'inflation et par Ω_{fin} sa valeur à la fin de cette période :

$$\Omega_{\text{fin}} - 1 = (\Omega_{\text{ini}} - 1) \cdot e^{-2\sqrt{\frac{8\pi G_N \rho}{3}} t_0} \approx (\Omega_{\text{ini}} - 1) \cdot e^{-10^6}$$

L'inflation montre ainsi qu'en partant d'une valeur initiale de Ω arbitraire, on peut obtenir une valeur très proche de 1 de nos jours.

1.6 Candidats à la matière cachée

Pour expliquer le problème de la masse manquante, plusieurs candidats ont été proposés ; tout d'abord la matière baryonique parce que, comme on l'a vu, par la théorie de la nucléosynthèse, la quantité de matière noire baryonique pourrait être dix fois plus importante que la matière lumineuse.

Parmi ces candidats on trouve les gaz et les poussières, des étoiles peu lumineuses comme les naines brunes, des objets compacts très massifs comme les trous noirs, et des naines blanches. Par ailleurs toute une série de candidats possibles de matière non baryonique sont possibles. La plupart d'entre eux issus de la physique des particules élémentaires ont été proposés pour résoudre des problèmes non corrélés avec le problème de la matière noire. Les candidats les plus importants sont les neutrinos légers, les axions, les cosmions, les neutrinos lourds ainsi que des particules prédites par les théories supersymétriques (SUSY).

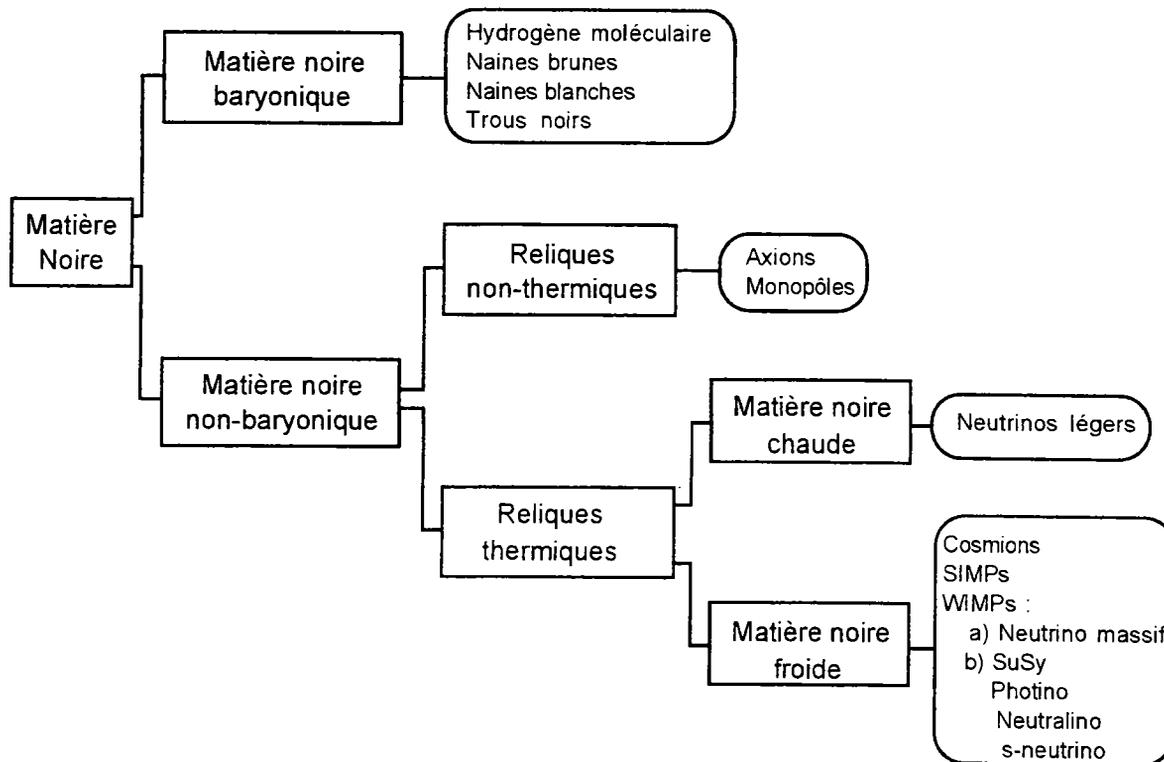


Figure 1.6-1. Candidats à la matière noire. [Mos96]

1.6.1 La matière noire baryonique

1.6.1.1 Gaz et poussières

La quantité de gaz dans les disques galactiques est assez bien connue. Le gaz est détectable par émission ou absorption de lumière⁷, et il contribue très peu à expliquer la "platitude" des courbes de rotation des galaxies. [Pfe94]

Une possibilité non exploitée est l'hydrogène moléculaire très froid, qui n'est pas détectable directement et qui pourrait expliquer au moins en partie la matière cachée dans les galaxies.

⁷ On les détecte par émission électromagnétique à 21 cm ou X (clusters de galaxie)

1.6.1.2 Naines brunes

La masse de ces objets doit être comprise entre $10^{-7} M_{\odot}$ (M_{\odot} = masse solaire) ce qui représente la masse minimale au-dessous de laquelle il y aurait évaporation pour un objet constitué d'hydrogène, et $0.08 M_{\odot}$ qui est la limite supérieure au delà de laquelle il y a déclenchement des réactions thermonucléaires qui ferait de cet objet des étoiles brillantes. [Bur93]

La détection de ces objets se fait en recherchant les effets de micro-lentilles gravitationnelles. La théorie de la relativité générale prévoit que lorsqu'un objet massif (astre) se trouve entre une source lumineuse (étoile) et la terre (observateur), l'éclat de l'étoile est augmenté, car l'astre produit une courbure de l'espace-temps qui dévie les rayons lumineux. La durée de ce phénomène dépend de la masse de l'astre et varie de quelques heures pour les objets les moins massifs jusqu'à plusieurs dizaines de jours pour les objets les plus massifs.

Pour ne pas confondre une naine brune avec n'importe quel autre objet céleste (par exemple des étoiles variables) des critères doivent être respectés : l'amplification de la lumière ne doit pas être périodique (unicité) et les courbes doivent ajuster un modèle de micro-lentille comme par exemple la courbe de Paczynsky. [Ans94]

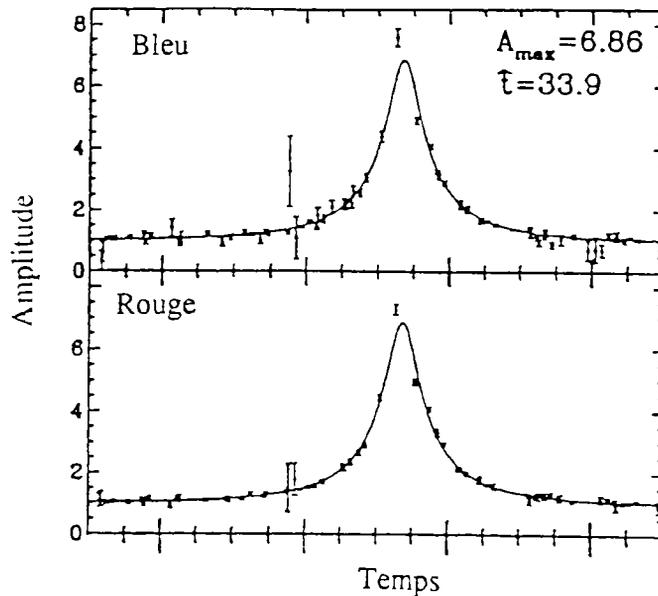


Figure 1.6-2. Exemple d'amplification de lumière par effet de micro-lentille gravitationnelle. En abscisse, on a le temps en jours et en ordonnée l'amplification. Cette mesure a été effectuée par l'expérience MACHO. [Alc93]

Les études conduites au sein des collaborations EROS (Expérience pour la Recherche d'Objets sombres) [ERO98] et MACHO (Massive Astrophysical Compact Halo Objects) [MAC98] ont montré que dans notre galaxie, la présence de matière noire baryonique ne peut probablement pas dépasser un dixième de celle nécessaire pour expliquer les courbes de rotation observées. Il faut donc chercher la matière sombre parmi les candidats non baryoniques.

1.6.2 La matière noire non-baryonique

On divise la matière noire non baryonique en deux catégories, selon que les particules étaient en équilibre thermique ou pas avec le rayonnement avant l'arrêt de leur annihilation à cause de l'expansion de l'Univers. On parle de reliques thermiques dans le premier cas, et de reliques non thermiques dans le deuxième cas.

Un exemple de relique non thermique est donné par les axions. Ces bosons pseudoscalaires ont été introduits par Peccei et Quinn en 1977 [Pec77] pour résoudre le problème de la non violation de CP dans les interactions fortes, et ils représentent encore de nos jours un candidat possible pour la matière cachée.

Dans la théorie de Peccei et Quinn, la masse de l'axion, est un paramètre libre, elle a été contrainte entre une limite supérieure de 10^{-3} eV, notamment par les observations de la SN1987A [Tur88] [Hir87] et une limite inférieure de 10^{-5} eV motivée par des raisons théoriques. A ce jour, il n'y a pas de confirmation de son existence, tandis que des nouvelles expériences sont en cours. [Bib94][Sik90]

Les reliques thermiques sont différenciées selon qu'elles étaient relativistes ou non lors de leur découplage ; dans le premier cas on parlera de matière noire chaude (Hot Dark Matter), et dans le deuxième cas de matière noire froide (Cold Dark Matter).

1.6.2.1 Les neutrinos légers

Dans le modèle standard de la physique des particules, il y a trois familles de leptons : [Dec90].

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Or le modèle standard n'est pas à même d'expliquer la grande différence de masse au sein d'un même doublet, et cette raison favorise dans certains modèles un neutrino massif.

Dans le cadre de la cosmologie, on estime qu'il y a environ $112 \nu/\text{cm}^3$ pour chacune des trois "saveurs". La densité critique étant proportionnelle à $h_0^2 \text{ keV}/\text{cm}^3$, cela nous amène à conclure que pour ne pas la dépasser, il faut que

$$\sum_{i=e,\mu,\tau} m_{\nu_i} < 100h^2 \text{ eV}$$

Ceci est compatible avec les limites actuelles [PDG96] sur la masse des neutrinos : [Rob91] [Abe84] [Alb88]

$$\begin{aligned} m(\nu_e) &< 10 \text{ eV} \\ m(\nu_\mu) &< 170 \text{ keV} \\ m(\nu_\tau) &< 24 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Le fait d'attribuer une masse au neutrino lui permet d'osciller d'une "saveur" à l'autre. [Pon68] En effet, on peut décrire les neutrinos comme un mélange entre plusieurs états de masse. Si ν_e et ν_μ sont les états propres d'interaction, et ν_1 et ν_2 , les états propres de masse, on peut écrire (en se limitant par simplicité à deux familles) :

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle \\ |\nu_\mu\rangle &= -\sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle \end{aligned}$$

où θ est l'angle de mélange.

Plusieurs recherches sont en cours dans le monde pour essayer de mettre en évidence ces oscillations qui représenteraient une manifestation de la masse du neutrino. Il s'agit d'expériences auprès des accélérateurs comme CHORUS [CHO98] et NOMAD [NOM98] ou auprès de réacteurs nucléaires. D'autres expériences comme Homestake [Dav94], SAGE [Abd94], GALLEX [Ans95][GAL98], Kamiokande [Suz95] et Super-Kamiokande en laboratoires souterrain étudient les neutrinos solaires ou atmosphériques.

En étudiant les saveurs des neutrinos atmosphériques, Super-Kamiokande trouve un déficit de ν_μ compatible avec l'oscillation du ν_μ en ν_τ ou un autre type de neutrino. [Sup98]

Pour les raisons que l'on vient de mentionner, le neutrino serait donc un bon candidat pour la matière noire chaude.

1.6.2.2 Les WIMPs

Par le nom de WIMP (Weakly Interacting Massive Particle), l'on désigne toute particule massive interagissant faiblement, la section efficace étant de l'ordre de la section efficace de l'interaction faible ($\sigma \approx 10^{-38} \text{ cm}^2$) et la masse comprise entre quelques GeV et quelques TeV. [Bou91]

Pour être candidat à la matière noire, une telle particule doit être stable.

Désignons par χ un tel WIMP. Dans une première phase après le big bang à haute température, χ était en équilibre thermique ; $\chi \bar{\chi} \longleftrightarrow l \bar{l}$ où l est une particule légère comme par exemple un lepton ou un quark, mais dès que la température descend au dessous de sa masse, $T < m_\chi$, le WIMP se découple et n'interagit pratiquement plus.

On peut écrire le paramètre de densité des WIMPs de la manière suivante :

$$\Omega_\chi h_0^2 \approx \frac{3 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^3/\text{sec}}{\sigma_{An} v \text{ cm}^3/\text{sec}}$$

où v est la vitesse du WIMP et σ_{An} la section efficace d'annihilation.

La valeur de $(\sigma_{An} v)$ pour une masse du WIMP de l'ordre de $m_\chi \approx 100 \text{ GeV}$ vaut environ $1.2 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{sec}$, ce qui veut dire que $\Omega_\chi h_0^2 \approx 0.025$ c'est-à-dire :

$$0.035 < \Omega_\chi < 0.1$$

Les résultats obtenus par les premières expériences de matière noire (notamment celles réalisées par les détecteurs à semi-conducteurs dédiés a priori à l'étude de la désintégration double bêta) d'une part, et les résultats au LEP d'autre part, ont permis d'exclure la plupart des candidats à la matière noire sous forme de WIMP à l'exception du neutralino.

1.6.2.3 Les particules supersymétriques

Le Modèle Standard (SM)

Dans le modèle standard il y a deux types différents de particules fondamentales. Un premier groupe de particules est composé par les leptons et par les quarks, celles-ci ont un spin semi-entier (1/2) et par conséquent obéissent à la statistique de Fermi-Dirac (fermions). Ces particules représentent les briques fondamentales de toute la matière.

Un deuxième groupe de particules consiste en ce que l'on appelle les bosons de jauge. Ce sont

des particules qui ont un spin entier et obéissent donc à la statistique de Bose-Einstein (bosons), ils servent à transmettre les interactions entre les fermions.⁸ Les expériences mettent clairement en évidence quatre types d'interactions : l'interaction forte, l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction gravitationnelle.

Les particules que l'on vient de mentionner, sont décrites par un modèle qui est connu sous le nom de modèle standard des particules et des interactions fondamentales (SM). Ce modèle réunit la théorie unifiée des interactions faible et électromagnétique (électrofaible) de Glashow-Salam-Weinberg et la chromodynamique quantique (interaction forte).

Malgré ses succès, (par exemple la prédiction de l'existence des bosons W^+ W^- et Z^0), le modèle standard laisse beaucoup de questions ouvertes, parmi lesquelles :

- Pourquoi n'y a-t-il que trois familles de leptons et de quarks ?
- Pourquoi y a-t-il plus de matière que d'antimatière dans l'Univers ?
- Est-ce qu'il y a d'autres particules et forces qui n'ont pas encore été découvertes aux accélérateurs ?
- Les quarks et les leptons sont-ils vraiment élémentaires ?
- Comment peut-on inclure l'interaction gravitationnelle dans une théorie vraiment unifiée ?

Beaucoup d'efforts ont été faits pour trouver une théorie qui s'étends au-delà du modèle standard et qui puisse répondre à ces questions.

La Supersymétrie (SUSY)

Une extension très attrayante du modèle standard est constituée par la supersymétrie (SUSY) qui implique une symétrie entre les fermions et les bosons. A chaque fermion est associé un partenaire bosonique et viceversa.

Si la supersymétrie était une symétrie exacte entre particules et partenaires supersymétriques, ceux-ci auraient la même masse, mais le fait que jusqu'à présent aucune superparticule n'a été trouvée montre que la symétrie doit être brisée à haute énergie.

Parmi les arguments en faveur de la supersymétrie, l'on doit rappeler que :

- La supersymétrie réalise d'une façon naturelle l'unification de la gravitation avec les interactions fortes et électrofaibles.
- Dans les théories de grande unification (GUT) la supersymétrie résout le problème de la hiérarchie de masses.
- Toutes les théories de supercordes sont supersymétriques.

Ces motivations, d'ordre théorique, ont motivé les expérimentateurs à rechercher activement des signaux de supersymétrie. A présent, la recherche des particules supersymétriques constitue une partie essentielle de la physique des hautes énergies, et jouera certainement un rôle très important dans les programmes des futurs accélérateurs.

Cependant, à l'heure actuelle, les modèles supersymétriques souffrent d'un nombre important de paramètres libres. En outre ils ne sont pas en mesure de fournir une explication au spectre de masse des quarks et des leptons, ni à l'origine des trois familles de quarks et le leptons.

⁸ Il y a aussi le boson de Higgs qui n'est pas un boson de gauge.

Le Modèle Standard Minimal Supersymétrique (MSSM)

La version la plus simple de la supersymétrie est constituée par ce que l'on appelle le modèle standard minimal supersymétrique (MSSM). Il s'agit de l'extension supersymétrique du modèle standard avec le minimum de particules supplémentaires.

Aux bosons de jauge, sont associés des fermions de jauge (Jauginos), et aux quarks et aux leptons, sont associés des partenaires avec spin nul, appelés squarks et sleptons.

De plus, deux doublets de Higgs avec hypercharge +1 et -1 sont nécessaires ; ce sont des fermions de spin 1/2 appelés Higgsinos.

Les états propres de masses des jauginos et higgsinos sont appelés : charginos, qui représentent un mélange chargé des jauginos et des higgsinos, et neutralinos qui représentent un mélange neutre.

Un nouveau nombre quantique qui est relié au nombre baryonique B et au nombre leptonique L est introduit : il s'agit de la R-parité, définie comme

$$R = (-1)^{2S+L+3B}$$

où S est le spin de la particule.

Pour les particules usuelles on a $R=+1$, tandis que pour les particules supersymétriques, $R=-1$. La conservation de la R-parité comporte deux conséquences. La première est que les particules supersymétriques sont toujours produites par paires, la deuxième est que la plus légère des particules supersymétriques doit nécessairement être stable.

On a deux charginos et quatre neutralinos. Le neutralino le plus léger est la particule supersymétrique la plus légère ou Lightest Supersymmetric Particle (LSP). Le LSP étant stable (conservation de la R-parité) est un bon candidat pour la matière noire non baryonique.

1.6.3 La formation des structures

On va considérer maintenant le rôle que la matière noire a pu jouer dans la formation des structures comme les galaxies et les amas de galaxies. [Sil88]

Revenons à ce qu'était l'Univers quand le facteur d'échelle était mille fois plus petit. La matière ordinaire à cette époque était très fortement couplée au rayonnement, ce qui rend impossible son effondrement en galaxie et en amas ; en revanche, la matière noire interagit peu avec le rayonnement. Elle peut donc constituer un puits de potentiel gravitationnel. Dès que la température devient suffisamment basse pour que l'hydrogène atomique se forme et donc la matière ordinaire devienne neutre, celle-ci se découple du rayonnement. Elle peut ainsi être piégée dans les perturbations de densité déjà présentes dans la matière noire donnant lieu à la formation de structures telles que les galaxies et les amas. [Wei72]

Le modèle que l'on vient de décrire, est couramment utilisé, mais de nombreux problèmes l'affectent. Dans la figure qui suit est représentée une simulation de la formation des structures en considérant que la matière noire est constituée de matière noire froide (CDM) et de matière noire chaude (HDM). La comparaison avec la distribution observée des galaxies est également donnée. Comme on peut le voir, les deux distributions obtenues en supposant que de la matière noire soit entièrement froide ou entièrement chaude, ne représentent pas la distribution réelle (observée), qui se trouve plutôt à mi-chemin entre les deux.

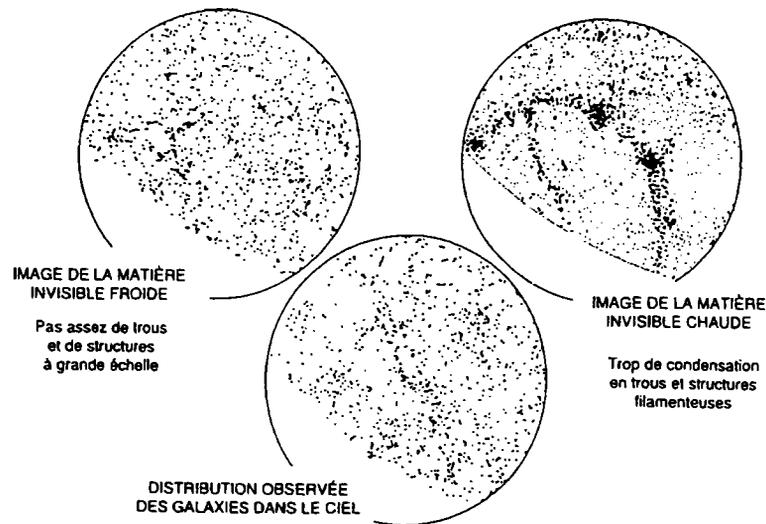


Figure 1.6-3. Simulations de la formation de structures à grande échelle de l'Univers pour un modèle utilisant exclusivement de la matière noire froide (à gauche) et pour un modèle utilisant exclusivement de la matière noire chaude (à droite). En bas, la comparaison avec la distribution observée des galaxies. [Lon91]

D'après ce scénario, les particules qui composent la matière noire froide sont très lourdes. Elles ont tout d'abord formé des structures à petite échelle et ensuite les structures à plus grande échelle se sont formées par attraction gravitationnelle (scénario "down-top").

Par contre, si l'on considère la matière noire chaude, en d'autres termes les neutrinos légers, les structures à grande échelle se forment d'abord, puis la formation des galaxies suit par fragmentation (scénario "top-down").

Malgré les difficultés que les deux modèles, celui de la matière noire froide et celui de la matière noire chaude présentent séparément, il semble bien que de toute manière il faut avoir recours à la matière invisible non-baryonique pour expliquer la formation des structures dans l'Univers.

1.7 Détection des WIMPs

Plusieurs équipes cherchent à mettre en évidence de manière directe ou indirecte l'existence de la matière cachée. On a déjà mentionné dans les chapitres précédents quelques-unes des collaborations qui cherchent à détecter la masse manquante sous forme d'objets massifs compacts.

Décrivons maintenant les expériences mises en œuvre pour rechercher la matière noire non baryonique et plus précisément la matière noire sous forme de WIMPs. On peut distinguer deux types de recherches, selon qu'il s'agit de détecter ces particules de façon indirecte, en recherchant leurs produits d'annihilation, ou bien d'essayer de les détecter directement par leur interaction dans un détecteur.

1.7.1 Détection indirecte

Les WIMPs qui sont supposés être une composante fondamentale du halo galactique, peuvent être focalisés gravitationnellement dans les corps massifs comme le soleil ou la terre où ils sont piégés par des collisions avec les atomes. Le soleil et la terre font alors fonction d'énormes concentrateurs de WIMPs. [pre85][Bot95]

On peut ainsi envisager de détecter les particules issues de leur l'annihilation ; parmi ces particules, il y a des neutrinos qui ont une énergie de l'ordre du GeV. Cette grande énergie permet de bien les différencier des neutrinos solaires qui ont une énergie de l'ordre du MeV ou en dessous. [Sil84]

Les WIMPs produisent des paires protons-antiprotons, électrons positrons ou encore des rayons gamma en s'annihilant dans le halo galactique, mais malheureusement le taux de production prédit est trop faible. [Die95]

Parmi les neutrinos produits, ceux qui arrivent sur la terre interagissent en produisant des muons (par le ν_μ) et des électrons (par le ν_e). Les électrons sont presque aussitôt arrêtés, mais les muons peuvent parcourir plusieurs kilomètres ; s'ils atteignent les détecteurs (qui sont constitués par de grosses quantités d'eau ou de glace), ils interagissent en produisant de la lumière Cerenkov⁹, qui est détectée par des photomultiplicateurs.

Le soleil est constitué principalement d'hydrogène et d'hélium, tandis que la terre est constituée en bonne partie de fer. Pour cette raison, le soleil est particulièrement adapté au couplage axial, et la terre, en revanche, est plus sensible aux interactions cohérentes.

Parmi les premières expériences basées sur ce principe, on trouve Baikal qui comme le nom l'indique, est située dans le lac Baikal [Bai98] en Russie, AMANDA (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch) [AMA98] au pôle sud et Super-Kamiokande au Japon. Ces détecteurs ne sont pas conçus spécialement pour la recherche indirecte de WIMPs, mais plutôt dédiés à l'étude des propriétés générales du neutrino.

1.7.2 Détection directe

Au milieu des années quatre-vingt, Goodman et Witten [Goo85] ont remarqué que les WIMPs pourraient être détectés par mesure du recul nucléaire engendré sur un noyau de cristal lors d'une collision élastique.

⁹ L'effet Cerenkov est l'équivalent du bang supersonique. Une particule qui traverse un milieu avec une vitesse plus grande que la vitesse de la lumière dans ce milieu perd son énergie en produisant de la lumière (sous un angle qui dépend de la vitesse et avec une longueur d'onde qui s'étend dans l'ultraviolet).

Dans le chapitre suivant nous estimerons l'énergie de recul associée et le taux d'événements attendu.

Plusieurs collaborations dans le monde essaient de détecter ces reculs nucléaires à l'aide de différents types de détecteurs. Les détecteurs utilisés sont les suivants :

1.7.2.1 Détecteurs à semi-conducteurs

Une première approche est constituée par les détecteurs à semi-conducteurs tels le germanium et le silicium. Ces détecteurs "classiques" possèdent l'avantage d'une grande résolution en énergie (de l'ordre d'un keV à un MeV).

Les détecteurs au germanium sont employés surtout pour la détection de la désintégration double bêta, (à une énergie de l'ordre du MeV). Dans ce cas, on utilise de préférence un détecteur enrichi avec du ^{76}Ge (qui est justement un bon candidat à la décroissance double bêta).

Ces détecteurs, dans un deuxième temps, ont été adaptés à la recherche de WIMPs. Le signal, dans ce cas, se situe dans une gamme d'énergie de quelques dizaines de keV.

Les limitations majeures de ces détecteurs sont données par la microphonie à basse énergie et par le bruit électronique. Une autre limitation, de type financière, est que le prix (mais aussi les problèmes techniques) croît rapidement avec la taille du cristal.

1.7.2.2 Détecteurs à scintillation

Par rapport aux détecteurs à semi-conducteurs, les détecteurs à scintillation ont un rapport prix sur masse très favorable, ce qui est très important pour la recherche d'événements rares.

Leur principe est basé sur la détection de la lumière produite lors d'une interaction de WIMP avec le cristal (ou liquide) scintillant. La lumière, une fois produite, est collectée par des photomultiplicateurs couplés au scintillateur par l'intermédiaire d'un guide de lumière.

En revanche, la résolution est relativement pauvre comparée à celle des détecteurs à semi-conducteurs vue sa sensibilité qui est d'environ 5-10 photoélectrons par keV.

Un des avantages, surtout pour le cristal NaI, est la possibilité de discriminer les événements par leur forme d'impulsion, (PSD¹⁰). Cette méthode, bien que très difficile à maîtriser à basses énergies, permet d'estimer une large fraction du bruit de fond radioactif.

Un autre avantage est la possibilité de disposer de différents isotopes de spin non nul (^{23}Na , ^{127}I , ^{19}F , ^{129}Xe , ...) ce qui permet une investigation des WIMPs avec couplage axial.

1.7.2.3 Bolomètres

La technique bolométrique pour la détection de particules est apparue en 1984 grâce aux travaux de E.Fiorini et N.Coron. Cette technique consiste en la mesure de l'élévation de la température causée par le passage d'une particule : $\Delta T \propto \frac{E}{c}$, E étant l'énergie libérée dans le détecteur et c sa chaleur spécifique. Les ordres de grandeurs en jeu sont de 10^{-16} J pour une particule d'un keV.

Pour arriver à détecter une élévation de température si petite, il faut réduire la chaleur spécifique. Pour un cristal diélectrique (et pour un métal supraconducteur), la chaleur spécifique varie avec la température suivant une loi en T^3 . Pour des températures de l'ordre de la dizaine de millikelvin, l'élévation de température devient alors mesurable.

¹⁰ Pulse Shape Discrimination

Le quantum associé à l'énergie thermique, le phonon, est très petit : de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5} eV, à comparer avec les quelques eV nécessaires pour créer une paire électron-trou dans un semi-conducteur. Pour cette raison le bolomètre peut en principe atteindre des résolutions et des seuils nettement meilleurs que n'importe quel autre détecteur de particules. (voir le chapitre 3 pour une description plus détaillée de la bolométrie)

Les matériaux employés pour la construction de l'absorbeur¹¹ peuvent être de l' Al_2O_3 , du LiF, du TeO_2 , du Ge, du Si etc.

Un autre avantage important est la possibilité de détecter simultanément la chaleur et une autre manifestation de l'énergie déposée par la particule comme la lumière ou l'ionisation. La détection simultanée de deux de ces quantités (chaleur-ionisation ou chaleur-lumière) permet de discriminer les particules comme les électrons (gamma ou X) des particules donnant un recul nucléaire comme les neutrons ou les WIMPs.

La collaboration Edelweiss a choisi de détecter simultanément la chaleur et l'ionisation en utilisant comme cristal du germanium. Ce choix avait déjà été fait par la collaboration américaine CDMS (Cryogenic Dark Matter Search). [CDM98]

D'autre part, la collaboration allemande CRESST (Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers) est engagée dans la détection simultanée de la chaleur et de la lumière. [CRE98]

Enfin, le groupe de Milan a lancé le projet CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) qui est constitué d'un grand détecteur composé, à terme, d'environ 1000 bolomètres de TeO_2 , chacun de forme cubique avec une masse de 750 g., ce qui donne une masse totale de 0.75 tonnes. [CUO98]

On verra au chapitre 5 une comparaison des résultats des différentes expériences.

¹¹ Un bolomètre composite se compose d'un absorbeur (où a lieu l'interaction) et d'un thermomètre (dispositif dont les propriétés varient fortement avec la température).

2. Expérience de détection directe des wimps

2.1 Densité locale de matière noire

Le modèle standard du halo est une distribution de matière isotherme et à symétrie sphérique. [Ips87]

La densité de matière au voisinage du soleil peut être obtenue à partir des courbes de rotation. On peut paramétrer la densité du halo $\rho_{\text{halo}}(r)$ par la formule approchée : [Bou89]

$$\rho_{\text{halo}}(r) = \frac{\rho_{\text{halo}}(0)}{1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2}$$

où r_0 représente une longueur caractéristique du rayon du cœur du halo qui vaut environ 5 kpc, [Bah84] [Cal81] et $\rho_{\text{halo}}(0)$ est la densité de masse caractéristique et équivaut à $\approx 1 \text{ GeV cm}^{-3}$.

Pour une géométrie à symétrie sphérique, la masse en fonction du rayon est :

$$\begin{aligned} M(r) &= 4\pi \int_0^r r''^2 \rho(r'') dr'' = \\ &= 4\pi \rho_{\text{halo}}(0) r_0^2 \int_0^r \frac{r''^2}{r_0^2 + r''^2} dr'' = 4\pi \rho_{\text{halo}}(0) r_0^3 \left(\frac{r}{r_0} - \arctan \frac{r}{r_0} \right) \end{aligned}$$

A partir du théorème du Viriel $v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}$, on obtient :

$$\rho_{\text{halo}}(r) = \frac{1}{4\pi G} \frac{v^2(r)}{r_0^2} \frac{\frac{r}{r_0}}{\left(\frac{r}{r_0} - \arctan \frac{r}{r_0} \right)}$$

ce qui nous permet de calculer la densité locale en connaissant la vitesse de rotation du soleil et sa distance au centre galactique.

A partir des observations (voir figure suivante) sur les vitesses de rotation dans notre galaxie, on peut estimer la vitesse tangentielle du soleil à 220 km/sec et la distance du soleil au centre galactique à 8.5 kpc.

En introduisant ces valeurs dans les relations précédentes, la densité au voisinage du soleil sera :

$$\rho_{\text{halo}}(r) \approx 10^{-24} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \approx 0.5 \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^3}$$

Cette valeur équivaut à peu près à un proton par cm^3 ; cela signifie cinq ordres de grandeur (10 protons par m^3) plus grande que la densité moyenne de l'Univers nécessaire pour arrêter son expansion.

La valeur obtenue est en accord avec les mesures les plus récentes du satellite Hipparcos, lequel a mesuré les vitesses et les magnitudes des étoiles au voisinage du soleil (dans un rayon de 100 pc du soleil) [Cré98]

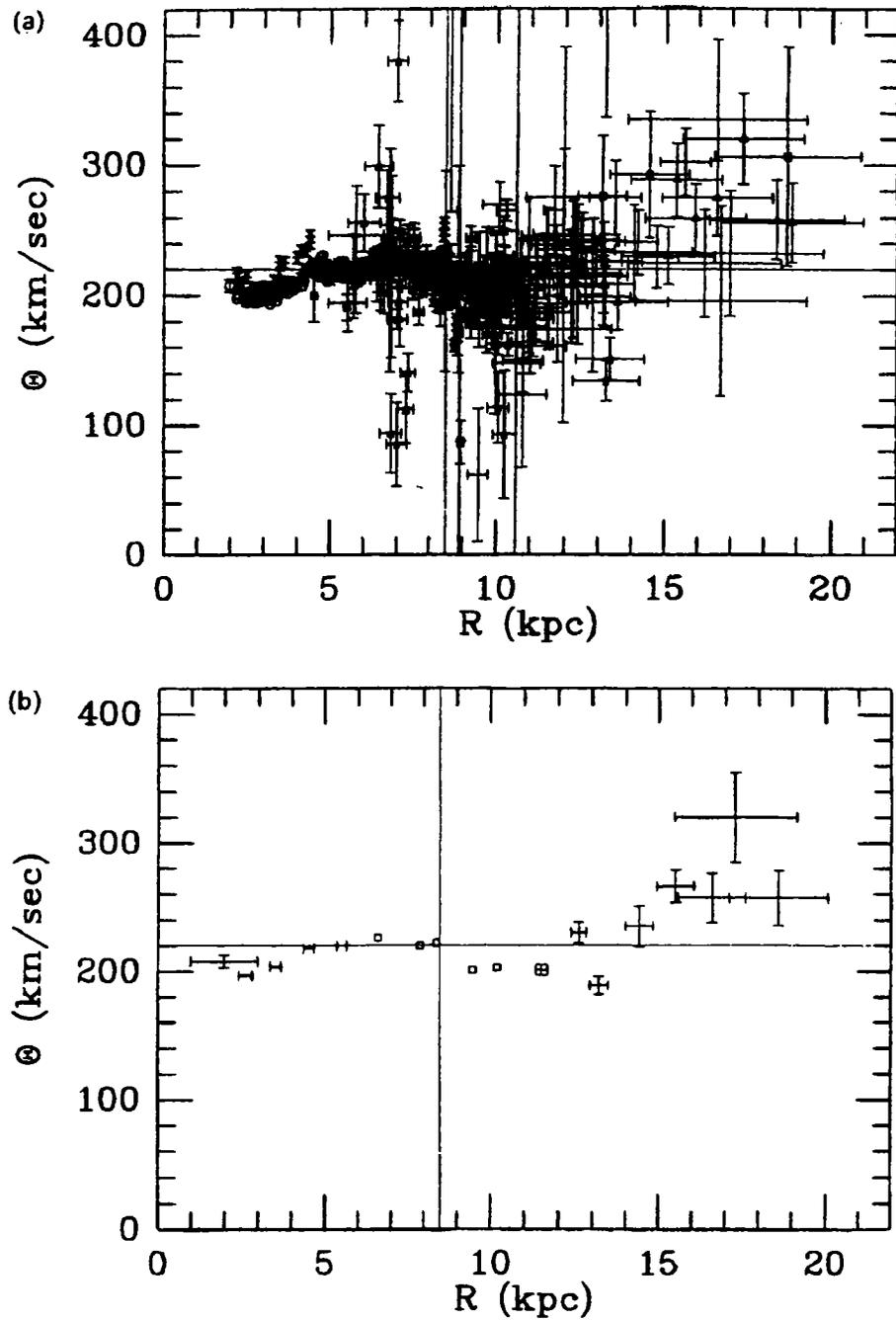


Figure 2.1-1. En haut, les observations des courbes de rotation de notre galaxie ; la position du soleil est prise à 8.5 kpc et la vitesse de rotation à cette distance est 220 km/sec. En bas, la moyenne des valeurs. [Fic91]

2.2 Vitesse des WIMPs

Dans le référentiel galactique et dans le cadre du modèle standard galactique, la distribution des vitesses des WIMPs est maxwellienne : [Smi90]

$$\frac{dn}{dv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{n_0}{v_0} \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_0}\right)^2}$$

où n_0 dénote la densité numérique au voisinage du soleil et v_0 la vitesse la plus probable qui vaut 250 km/sec.

La vitesse de libération, c'est-à-dire, la vitesse à laquelle les WIMPs s'échappent du halo galactique est environ de $v_{\text{échap}} \approx 400$ km/sec dans le référentiel lié à la Galaxie ; la valeur précise de $v_{\text{échap}}$ a peu d'influence sur les résultats.

Dans le référentiel du laboratoire, il faut prendre en compte le mouvement de la terre par rapport au centre galactique (référentiel galactique). Il y a ici plusieurs étapes.

Tout d'abord le mouvement du soleil dans la Voie Lactée. Un objet placé à 8.5 kpc du centre se déplace comme nous l'avons déjà vu à une vitesse d'environ 220 km/sec.

Ensuite la terre tourne sur elle même à une vitesse à l'équateur de 0.46 km/sec, (celle-ci devient plus petite au fur et à mesure qu'on approche des pôles), et tourne autour du soleil à une vitesse d'environ 30 km/sec.

Ces deux vitesses des mouvements diurne et annuel s'ajoutent vectoriellement à celle de la rotation du soleil dans la galaxie, constituant ainsi, une possible signature de la provenance extragalactique des particules qui interagissent dans le détecteur. [Spe88]

Plus précisément, la rotation annuelle de la terre par rapport au soleil, donne une variation de 10% entre l'hiver, vitesse de 205 km/sec, et l'été où la vitesse vaut 245 km/sec.¹²

La variation journalière est trop petite pour donner une signature avec les sensibilités des expériences actuelles.

¹² Les deux plans de rotation, celui du soleil dans la galaxie où «galactique», et celui de la terre autour du soleil où «écliptique» forment un angle de 60° , il faut donc corriger la somme des deux vitesses par $\cos 60^\circ = 0.5$

2.3 Interaction WIMP-noyau

2.3.1 La section efficace d'interaction

Le neutralino étant une combinaison linéaire de quatre particules, un Photino, un Zino et deux Higgsinos, son interaction avec la matière dépend de plusieurs paramètres (≥ 7) libres. [Bot94] Ces paramètres contrôlent la proportion relative de deux couplages de base : le couplage cohérent, qui ne dépend pas du spin, et le couplage axial qui au contraire en dépend.

Dans le cas cohérent, le Zino et les Higgsinos se couplent avec le noyau par l'intermédiaire d'un boson de Higgs ou de un squark et la section efficace peut s'écrire :

$$\sigma_{\text{WIMP-noyau}}^{\text{cohérent}} \approx A^2$$

Pour l'interaction dépendant du spin, le Photino et le Zino se couplent avec les quarks par le biais de squarks, et les Higgsinos par l'intermédiaire du boson Z^0 . La section efficace prend alors la forme suivante :

$$\sigma_{\text{WIMP-noyau}}^{\text{spin-dépendent}} \approx C \lambda^2 J(J+1)$$

où C est l'élément de matrice hadronique du "nucléon célibataire" et $\lambda = \frac{J(J+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2J(J+1)}$ est le facteur de Landé dans le cas du modèle en couches¹³. [Pac89]

Pour des noyaux lourds (typiquement $A \geq 30$), le couplage cohérent domine sur le couplage dépendant du spin¹⁴ [Bed94]

2.3.2 Le facteur de forme

Lorsqu'une particule du type WIMP interagit par un couplage cohérent avec la matière, il faut tenir compte de la perte de cohérence qui peut être non négligeable si l'inverse du moment de transfert est comparable au rayon du noyau.

Le facteur de forme est alors la transformée de Fourier de la distribution de masse des nucléons dans le noyau :

$$F(q) = \int \rho(r) e^{iqr} d^3r$$

où $\rho(r)$ est la distribution de masse du noyau normalisée à 1, et q est l'impulsion transférée.

Soit σ_0 la section correspondant à une impulsion transférée nulle, on peut alors écrire la section efficace différentielle en tenant compte du facteur de forme :

¹³ J est le spin du noyau. s et l sont respectivement le spin et le moment orbital du nucléon célibataire.

¹⁴ Dans le cas de l'échange de Z^0 (neutralino purement higgsino) ou de l'échange de squark avec neutralino purement gaugino le couplage cohérent est absent. Le couplage spin-dépendent est présent pour les noyaux impairs seulement.

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{\sigma_0}{4 \mu^2 \beta_w^2 c^2} |F(q)|^2$$

où μ est la masse réduite définie comme $\mu^{-1} = M_N^{-1} + M_W^{-1}$ (M_N étant la masse du noyau cible et M_W la masse du WIMP incident) et β_w est la vitesse du WIMP qui, comme on le verra par la suite, vaut environ 10^{-3} .

Dans le cas de l'interaction cohérente, le facteur de forme est alors décrit par une fonction exponentielle : [Ric96] $F(q) \approx e^{-\frac{E_r}{E_{car}}}$ où E_r est l'énergie de recul du noyau cible et E_{car} est l'énergie caractéristique du facteur de forme $E_{car} \approx 72 A^{-\frac{5}{3}}$ MeV.

En revanche, pour le cas de l'interaction dépendant du spin, le facteur de forme est plus compliqué et dépend du modèle choisi pour l'interaction du WIMP sur les nucléons. [Eil91] Dans la pratique, on peut utiliser une forme exponentielle comme dans le cas cohérent : $F(q) \approx e^{-\frac{E_r}{E_{car}}}$ où $E_{car} \approx 36 A^{-\frac{5}{3}}$ MeV.

2.4 Energie de recul moyenne

Calculons maintenant l'interaction d'un WIMP avec les noyaux d'un milieu matériel. Pour une particule quelconque, le recul nucléaire lors d'une collision élastique s'écrit :

$$\langle E_r \rangle = \frac{1}{2} M_w \beta_w^2 c^2 k \left(\frac{1 - \cos \theta^*}{2} \right)$$

où $k = \frac{4 M_w M_N}{(M_w + M_N)^2}$ et θ^* est l'angle de diffusion du WIMP dans le repère du centre de masse.

Si l'on considère, par exemple, un WIMP de masse $M_w \approx 50 \text{ GeV}/c^2$ avec une vitesse $v \approx 300 \text{ km/sec}$ ($\beta \approx 10^{-3}$), cela donne une énergie cinétique $\frac{1}{2} M_w \beta_w^2 c^2 = 25 \text{ keV}$, et pour un noyau de masse $M_N \approx 70 \text{ GeV}$, on obtiendra :

$$\langle E_r \rangle \approx 25 \text{ keV}$$

lorsque $\theta^* = \pi$.

On peut réécrire la formule précédente de la façon suivante :

$$\langle E_r \rangle = 1.9 \text{ keV} \left(\frac{M_N}{0.94 \text{ GeV}/c^2} \right) \left(\frac{M_w}{M_w + M_N} \right)^2$$

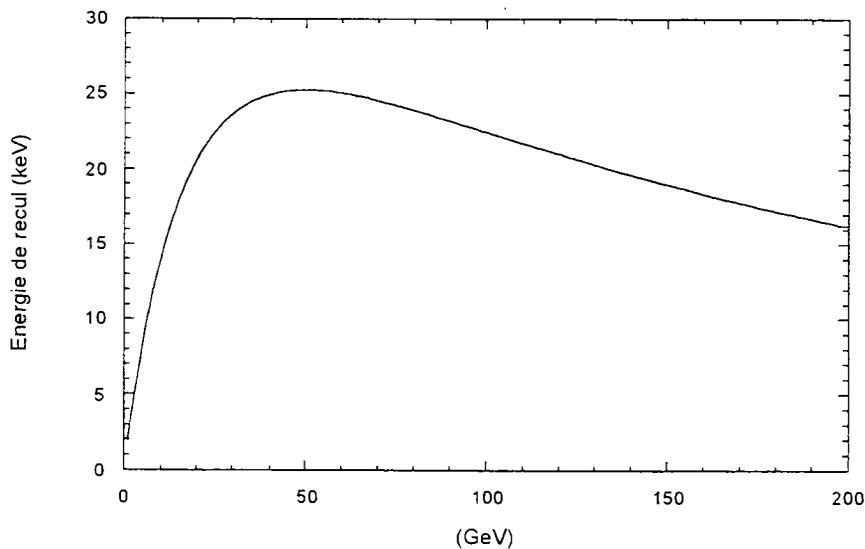


Figure 2.4-1. Energie de recul pour un WIMP de 50 GeV en fonction de la masse atomique du noyau cible. Le recul est maximal pour un noyau de même énergie que la particule incidente.

On voit que l'énergie de recul E_r sera maximale pour $M_N = M_w$.

2.5 Taux d'interaction et spectre en énergie

Ce qui peut être observé dans un détecteur est l'énergie de recul du noyau et non l'énergie cinétique des WIMPs. Essayons maintenant de trouver la distribution du taux d'événements en fonction de l'énergie de recul du noyau.

Considérons tout d'abord la distribution en énergie de recul E_r du WIMP.

Cette quantité, sera proportionnelle au nombre de particules incidentes n , à leur vitesse v , à la section efficace différentielle d'interaction $\frac{d\sigma}{dE_r}$.

$$\frac{dR}{dE_r} = \int_{v_{\min}(E_r)}^{v_{\max}} \frac{dn(v)}{dv} v \frac{d\sigma}{dE_r} dv$$

Les bornes d'intégration sont données par $v_{\min}(E_r) = \left(\frac{2 E_r}{M_W k} \right)^{1/2}$, (où $k = \frac{4 M_W M_N}{(M_W + M_N)^2}$) qui

est la vitesse minimale nécessaire pour donner une énergie de recul E_r , et v_{\max} qui est la vitesse d'échappement des WIMPs dans le référentiel terrestre. On peut en première approximation négliger ce dernier effet en prenant comme borne supérieure l'infini.

Comme on l'a vu, la distribution des vitesses des WIMPs dans le référentiel galactique est

donnée par $\frac{dn(v)}{dv} = \frac{4 n_0}{\sqrt{\pi} v_0} \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_0} \right)^2}$ et la section efficace différentielle d'interaction est

$\frac{d\sigma}{dE_r} = \frac{2 \sigma}{M_W r v^2}$ (approximation valable dans le cas où la section efficace différentielle

d'interaction $\frac{d\sigma}{dE_r}$ est indépendante de la vitesse et de l'énergie de recul, ce qui est approximativement vrai pour des énergies petites).

$$\frac{dR}{dE_r} = \frac{4 n_0 \sigma}{\sqrt{\pi} M_W r v_0} \int_{\sqrt{\frac{2 E_r}{M_W r}}}^{+\infty} e^{-\left(\frac{v}{v_0} \right)^2} \frac{2 v dv}{v_0^2} = \frac{4 n_0 \sigma}{\sqrt{\pi} M_W r v_0} e^{-\frac{2 E_r}{M_W r v_0^2}}$$

Si l'on considère le nombre d'événements par unité de masse du détecteur et par unité de temps

$R = \frac{d\left(\frac{dN}{dm}\right)}{dt}$, on peut réécrire la formule précédente comme suit :

$$\frac{dR}{dE_r} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-\frac{E_r}{E_0 r}}$$

où $R_0 = \frac{4 n_0 v_0 \sigma}{\sqrt{\pi} 2 M_N}$ et $E_0 = \frac{1}{2} M_W v_0^2$.

Si l'on considère les valeurs introduites précédemment pour un WIMP de 50 GeV et un noyau de 50 GeV, on trouve pour R_0 une valeur d'environ $R_0 \approx 3$ événements par kg et par jour.

Si l'on prend en compte le facteur de forme introduit précédemment, il faut réécrire $\frac{dR}{dE_r}$ en

tenant compte du terme $F(q) \approx e^{-\frac{E}{E_0}}$ avec $E_{car} = 72 A^{-\frac{5}{3}}$ MeV. Dans ce cas on a :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{dR}{dE_r} = \frac{n_0 \alpha}{\sqrt{\pi} M_N^2 v_0} \cdot e^{-\left(\frac{\alpha E_r}{2 M_N v_0^2} + \frac{E_r}{E_{car}}\right)} \quad \text{avec} \quad \alpha = \left(\frac{M_W + M_N}{M_W}\right)^2$$

Dans le cas du germanium $E_{car} \approx 0.06$ MeV, et le terme $2 M_N v_0^2$ vaut environ 0.14 MeV ; après quelques calculs, on trouve que si $\alpha \gg 2$ (ce qui veut dire $M_N \gg M_W$) le facteur de forme est négligeable. Mais si la masse du WIMP n'est pas petite par rapport à la masse des noyaux, il faut prendre en compte le facteur de forme.

Le taux d'événements résultant de l'interaction des particules du halo avec le détecteur est estimé entre 0.01 et 1 evts/kg/j. [Ell91]

Ce faible taux d'événements nous oblige à avoir un bruit de fond le plus bas possible. En outre un détecteur avec un bas seuil de détection est nécessaire car le taux d'interaction décroît exponentiellement.

De plus une masse suffisamment grande du détecteur est à envisager, surtout si l'on veut étudier la modulation annuelle du taux d'interaction des WIMPs. En effet la variation du taux d'événements entre l'hiver et l'été est de l'ordre de 5 %.

3. Bolomètres pour la recherche des wimps

3.1 Introduction

Lorsqu'une particule interagit avec la matière, elle cède partiellement ou totalement son énergie aux électrons et aux noyaux qui composent le matériau. Le but principal de la quasi totalité des détecteurs de particules est de mesurer l'énergie que la particule a cédée directement ou indirectement aux électrons des atomes qui composent le détecteur.

La conséquence de cette interaction est l'ionisation si les électrons sont émis du système atomique, ou l'excitation si les électrons sont portés à des niveaux énergétiques supérieurs.

Un exemple de détecteurs basé sur le phénomène de l'ionisation est constitué par les détecteurs à semi-conducteur ; dans ces détecteurs, l'énergie minimale nécessaire pour créer une paire électron-trou est de l'ordre de l'eV.¹⁵ [Sad88]

Les détecteurs qui font recours au phénomène de l'excitation lumineuse sont les scintillateurs, leur principe de fonctionnement étant basé sur la détection des photons émis par la désexcitation de l'atome.

Seulement une partie de l'énergie relâchée par la particule incidente (dans le détecteur) est impliquée dans les processus qu'on vient de mentionner. Dans les solides, la plupart de l'énergie déposée se retrouve dans le réseau cristallin de l'absorbeur sous forme de phonons qui se propagent à partir du point d'impact de la particule incidente où ils sont engendrés.

Dans les années quatre-vingt, un détecteur des particules non plus basé sur les phénomènes d'ionisation ou d'excitation est réapparu : le bolomètre¹⁶.

Les bolomètres classiques visent à la thermalisation la plus complète possible de l'énergie déposée par les particules, en mesurant l'augmentation de la température produite dans le détecteur par le passage de la particule.

¹⁵ Dans les chambres proportionnelles, où l'interaction de la particule avec le gaz produit des paires électrons-ions, l'énergie de seuil est de l'ordre de 10 eV.

¹⁶ Ce mot apparut pour la première fois en 1881 et fut introduit par l'astronome américain S.P.Langley. βολη = radiation et μετρον = mesure [Lan81]

3.2 Eléments de cryogénie

Comme on le verra dans le prochain paragraphe, un désavantage de la bolométrie, est le recours à la cryogénie pour atteindre de très basses températures. En effet, pour maximiser l'augmentation de la température lors du passage de la particule, il faut minimiser la chaleur spécifique, on verra que cette-ci diminue au fur et à mesure que la température diminue. De plus le rapport $\Delta T/T$ sera plus grand pour des températures petites. (voir Tableau 3.3-2).

3.2.1 Production de froid par pompage

Une méthode pour atteindre de très basses températures est le refroidissement par évaporation d'un liquide. Considérons une phase liquide d'un composé donné en équilibre thermique avec sa phase gazeuse, si l'on soustrait de cette phase (la phase gazeuse) n moles de gaz, le même nombre de moles doit s'évaporer de la phase liquide pour maintenir le système à l'équilibre. L'on a alors : [Lou74]

$$\dot{Q} = \dot{n}(T) \cdot L(T)$$

où \dot{Q} est la quantité de chaleur absorbée par le liquide dans l'unité de temps, $\dot{n}(T)$ est le nombre de moles qui s'évaporent par unité de temps et $L(T)$ est la chaleur latente molaire d'évaporation à la température T .

Dans un système cryogénique, il existe toujours une certaine puissance dissipée dans le réfrigérateur, (chaleur apportée par des vibrations mécaniques, bruits d'origine électrique rayonnement, etc..) ceci fait que le système atteint un état d'équilibre à une température minimale T_m déterminée par la condition suivante :

$$\dot{Q}(T_m) = W$$

où W est la puissance dissipée. Pour des réfrigérateurs utilisant comme composé de ^3He la température minimale est d'environ 220 mK.

Pour atteindre une température plus basse, adaptée à notre expérience, nous avons utilisé une autre technique : celle du système à dilution $^3\text{He}-^4\text{He}$ qui permet d'atteindre le millième de Kelvin.¹⁷ [Zem87]

3.2.2 Le cryostat à dilution $^3\text{He}-^4\text{He}$

Considérons un mélange de $^3\text{He}-^4\text{He}$ liquide. Si on regarde le diagramme de phase de ce mélange on constate qu'au-dessus d'une certaine température de transition (860 mK) toute concentration est possible. Par contre, au-dessous de cette température, le mélange se sépare en deux phases ; une phase riche en ^3He , que l'on appelle concentrée, et une phase diluée en ^3He (ou riche en ^4He). [Par92] [Ben91]

¹⁷ Pour notre expérience il nous suffit d'attendre une température d'environ 10 mK.

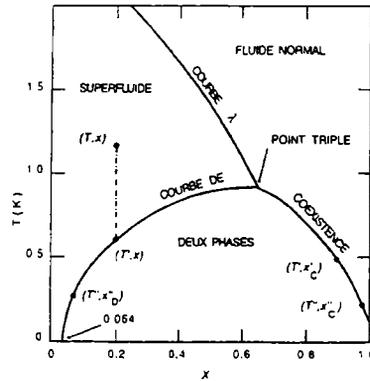


Figure 3.2-1. Diagramme de phase des mélanges ^3He - ^4He . X est la concentration de ^3He .

Dans la phase diluée, pour T tendant vers 0, la concentration en ^3He (X dans la figure) est limitée à 6.4%, en revanche pour la phase concentrée, la concentration en ^3He est égale à 100%.

La phase concentrée, plus légère, flotte sur la phase diluée. En outre, au-dessous de 0.5 K l' ^4He superfluide est dans son état fondamental et son entropie est négligeable : il se comporte donc comme du "vide".

Si on appauvrit la phase diluée en enlevant une partie de ses atomes de ^3He , d'autres atomes de ^3He de la phase concentrée passeront à la phase diluée : ce transfert d'atomes s'accompagne d'un effet frigorifique. Si cette transformation est faite de façon adiabatique (sans échange de chaleur avec l'extérieur) il y aura un abaissement de température dans l'ensemble des deux phases. La limitation à 6.4% de la phase diluée assure toujours de pouvoir extraire de l' ^3He de la phase diluée.

Une fois l' ^3He pompé, dans le bouilleur, il est réinjecté dans le cryostat où il est tout d'abord refroidi à 4.2 K, et ensuite à 1.5 K où a lieu la condensation. L' ^3He circule ensuite dans les échangeurs continus et les échangeurs discrets où il est ultérieurement refroidi par échange d'énergie avec l'hélium pompé qui circule en sens opposé. Le mélange, riche en ^3He est enfin réintroduit dans la boîte à mélange.

La limite que l'on peut atteindre par ce type de cryostat est de quelques mK en régime continu, cette limite est donnée par le rayonnement thermique, par l'apport de chaleur résiduelle dû aux supports, aux tubes du circuit à dilution, aux câbles de mesure etc..

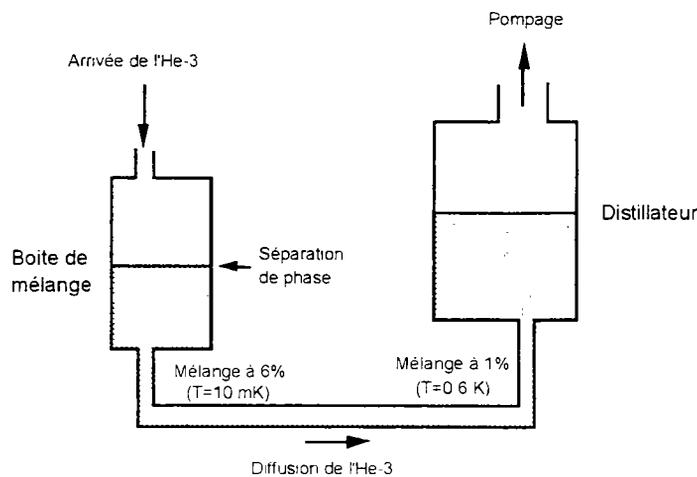


Figure 3.2-2. Schéma de principe de la dilution.

3.3 Les bolomètres

Les bolomètres présentent de très grands avantages par rapport aux détecteurs “classiques” tels les détecteurs semi-conducteurs et les scintillateurs : [Cor87][Giu93]

- Des très bonnes résolutions et des seuils en énergie très bas : dans les détecteurs “classiques,” le quantum d’énergie est de l’ordre de l’électronvolt ou de la dizaine d’électronvolts, tandis que pour les bolomètres le quantum est dû aux phonons d’énergie très faible : de l’ordre de 10^{-5} eV pour des températures de l’ordre de 100 mK.
- Un très grand choix du matériau de l’absorbeur par rapport aux détecteurs semi-conducteurs ou scintillants ; les seules contraintes sont celles de posséder une structure cristalline, d’être isolant diamagnétique et avoir une température de Debye suffisamment élevée.
- La possibilité de détecter des particules peu ou pas du tout ionisantes.
- La possibilité d’identification de la particule incidente en mesurant simultanément la chaleur et un autre signal comme la scintillation (si l’absorbant est un matériel scintillant) ou l’ionisation (si l’absorbant est un matériau semi-conducteur).
- La possibilité de localiser l’interaction dans le volume de l’absorbeur par détection des phonons balistiques.

En revanche les principaux inconvénients des bolomètres sont constitués par la lenteur du signal engendré et au fait de devoir travailler à des très basses températures.

Un bolomètre est composé de trois éléments fondamentaux : un absorbeur dans lequel a lieu l’interaction de la particule incidente, un senseur thermique en contact thermique¹⁸ avec l’absorbeur qui mesure l’augmentation de la température, et un système de contacts thermiques entre l’absorbeur et le bain thermique. [LHo94] (voir Figure 3.3-1)

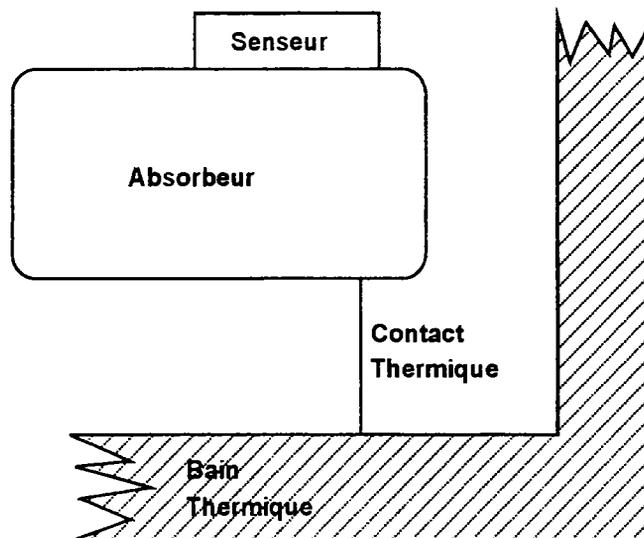


Figure 3.3-1. Schéma des éléments d'un bolomètre composite

¹⁸ On parle dans ce cas de bolomètres composite, par opposition aux bolomètres dans lesquels le senseur thermique constitue lui-même l'absorbeur.

3.3.1 L'absorbeur

Dans l'absorbeur a lieu l'interaction de la particule, par conséquent, dans un bolomètre classique l'absorbeur doit thermaliser l'énergie relâchée par la particule dans le temps le plus court possible. [DeM93]

Si ΔE est l'énergie déposée par la particule, l'augmentation de température ΔT correspondante est donnée par la relation suivante :

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{C(T)}$$

$C(T)$ est la capacité calorifique de l'absorbeur.

On voit tout de suite que pour obtenir une grande variation de température la capacité calorifique doit être petite. Pour cette raison il est nécessaire de travailler à de très basses températures, et de choisir comme absorbeur un cristal pur diélectrique et diamagnétique, où la contribution à la chaleur spécifique (la chaleur spécifique est la capacité calorifique massique) vient seulement du réseau, c'est-à-dire des vibrations des ions du cristal.

Si l'on considère un système de gaz de phonons à l'équilibre thermodynamique, on peut appliquer le modèle de Debye pour calculer la capacité calorifique du réseau : [Nav97]

$$C = 9 N k_B \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \cdot \int_0^{x_D} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx$$

où $\theta_D = \frac{\hbar \omega_D}{k_B}$ est la température de Debye (ω_D est la fréquence de Debye), $x_D = \frac{\theta_D}{T}$, N est le nombre de molécules et k_B est la constante de Boltzmann. Dans le Tableau 3.3-1 sont présentées les températures de Debye pour différents cristaux employés dans les bolomètres.

Pour $T \ll \theta_D$ on obtient :

$$C \approx \frac{12\pi^4}{5} N k_B \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3$$

Pour un cristal de masse M_{Cristal} la dernière relation peut se réécrire:

$$C \approx 1944 \cdot n \cdot \frac{M_{\text{Cristal}}}{M_{\text{molaire}}} \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \quad \left(\frac{\text{J}}{\text{K}} \right)$$

où n est le nombre d'atomes contenus dans la maille élémentaire.

Les métaux, par contre, ne sont pas utilisables comme absorbeur, à cause du fait qu'en plus de la contribution des phonons il y a également une contribution due au 'gaz' des électrons quasi libres qui caractérise les conducteurs. A température ambiante cette contribution est négligeable mais elle devient prédominante à très basse température, suivant une loi en T . (Figure 3.3-2)

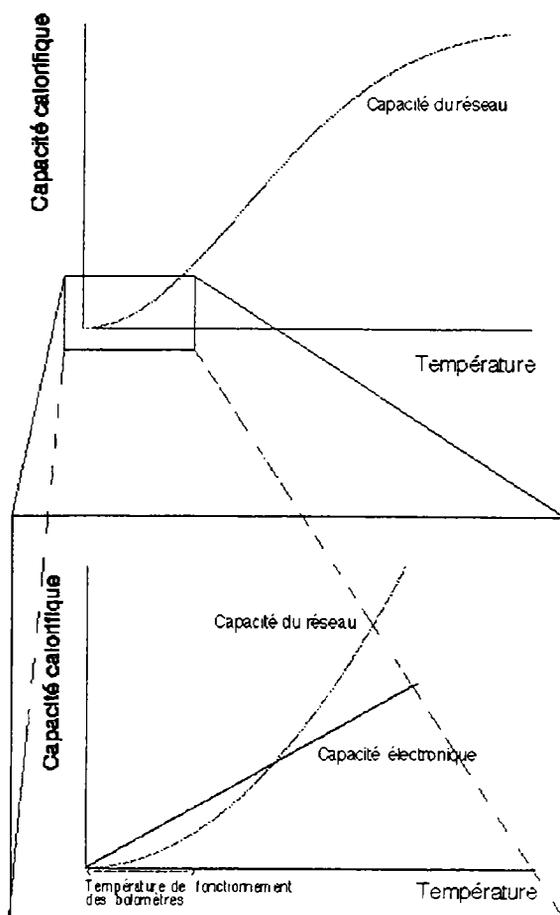


Figure 3.3-2. Capacité calorifique en fonction de la température pour un solide cristallin

De même pour les matériaux amorphes la capacité calorifique est linéaire en T, on est donc obligé d'utiliser comme absorbeur des matériaux isolants et cristallins.

Tableau 3.3-1. Températures de Debye pour différents cristaux employés dans les bolomètres

Cristal	θ_D (K)
Ge	374
Si	645
C	2230
Al ₂ O ₃	1035
LiF	732

Dans le tableau suivant sont montrés à titre comparatif la capacité calorifique pour deux cristaux de germanium de 70 g et de 320 g à 20 mK et à 1 K. Dans les deux dernières colonnes la variation de température, pour une particule qui a déposé une énergie de 10 keV, et le rapport de cette variation avec la température absolue de fonctionnement sont également donnés.

Tableau 3.3-2. Variation de température pour une énergie déposée de 10 keV dans deux cristaux de germanium de 70 g et 320 g à 20 mK et à 1 K.

		C (J/K)	ΔT (K)	$\Delta T/T$
1 K	70 g	$3.58 \cdot 10^{-5}$	$4.47 \cdot 10^{-11}$	$4.47 \cdot 10^{-11}$
20 mK	70 g	$2.86 \cdot 10^{-10}$	$5.59 \cdot 10^{-6}$	$2.79 \cdot 10^{-4}$
1 K	320 g	$1.64 \cdot 10^{-4}$	$9.77 \cdot 10^{-12}$	$9.77 \cdot 10^{-12}$
20 mK	320 g	$1.31 \cdot 10^{-9}$	$1.22 \cdot 10^{-6}$	$6.11 \cdot 10^{-5}$

Dans le tableau précédent est considérée seulement la capacité calorifique de l'absorbeur, en réalité il faut également prendre en considération la capacité calorifique du thermomètre et des contacts.

Comme on verra par la suite, les matériaux utilisés comme absorbeurs sont des semi-conducteurs lorsque l'on veut mesurer simultanément la chaleur et la charge. En particulier, dans l'expérience EDELWEISS on utilise du germanium.

Du germanium est également utilisé comme thermomètre, (voir plus loin), dans ce cas il s'agit de Ge fortement dopé proche de la transition métal-isolant.

Pour les semi-conducteurs fortement dopés, à la différence des semi-conducteurs intrinsèques¹⁹, dans le calcul de la chaleur spécifique, on ne peut pas négliger le terme linéaire en T dû aux électrons. Ceci est pris en compte dans une expression proposée par Efrös et Shklovskii : [Efr91]

$$C(T) = \alpha T^3 + \frac{\beta T}{\sqrt{\ln\left(\frac{\Delta}{k_B T}\right)}}$$

où le premier terme est la contribution du réseau et le second celui des électrons, Δ étant le gap de Coulomb.

Pour des semi-conducteurs dopés par transmutation neutronique (NTD) une formule empirique a été introduite par Alsop : [Als92]

$$C_{NTD}(T) = 3 \cdot 10^{-6} T^3 + 2 \cdot 10^{-6} T \left(\frac{J}{K \cdot cm^3} \right)$$

La capacité calorifique totale est la somme des différentes contributions, dont celle de l'absorbeur et celle du thermomètre. On peut démontrer que dans le cas d'un détecteur adiabatique la réponse du détecteur est optimale quand la capacité calorifique du thermomètre est égale à celle de l'absorbeur²⁰. [Cor89]

3.3.2 Le thermomètre

Le thermomètre, ou senseur thermique, est un dispositif qui transforme l'élévation de température de l'absorbeur en un signal électrique mesurable, pour permettre ainsi de remonter à l'énergie dissipée par la particule incidente.

¹⁹ Semi-conducteurs de très haute pureté suffisant pour éviter une compensation des impuretés par du lithium.

²⁰ Ce "théorème" avait déjà été démontré auparavant par Buhler pour des bolomètres magnétiques. [Buh88]

En bolométrie, on utilise souvent comme thermomètres des thermistors, leur principe consiste dans la mesure de la variation de la résistance en fonction de la température. Une caractéristique très importante de ces thermomètres est leur sensibilité α , où :

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$$

3.3.2.1 Semi-conducteurs fortement dopés proches de la transition metal-isolant

Très utilisés comme thermistors sont les semi-conducteurs fortement dopés avec une concentration d'impuretés (donneurs ou accepteurs) proche de celle critique, (proche de la transition métal-isolant). Pour des concentrations supérieures à la concentration critique, le cristal se conduit comme un métal, tandis que pour des concentrations inférieures il devient isolant au zéro absolu.

Dans les semi-conducteurs dopés (extrinsèques), la conductivité électrique est donnée par les mécanismes suivants : [San88]

- Activation d'électrons depuis la bande de valence dans la bande de conduction et de trous depuis la bande de conduction dans la bande de valence ;
- activation d'électrons provenant des atomes donneurs dans la bande de conduction et trous provenant des atomes accepteurs dans la bande de valence ;
- conduction par effet tunnel, dû à l'absorption de phonons, qui consiste dans un saut électronique d'un site d'impureté à un site proche : "hopping".

Le premier de ces trois mécanismes est actif à températures supérieures à 400-500 mK, tandis que les deux autres sont actifs à des température très basses et déterminent une résistance électrique qui peut être décrite par la relation suivante : [Mot90]

$$R = R_0 \exp \left[\left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \right]$$

où R_0 et T_0 sont des paramètres dépendant du matériel.

La sensibilité $\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$ est alors donnée par : $\alpha = -\frac{1}{2} \frac{T_0^{\frac{1}{2}}}{T^{\frac{3}{2}}}$

Il existe différentes méthodes pour fabriquer des semi-conducteurs fortement dopés. Une première possibilité est le dopage par diffusion, mais on préfère souvent une autre méthode qui consiste à irradier du semi-conducteur intrinsèque par des neutrons thermiques. [Zha93] Par cette technique on arrive à obtenir une meilleure homogénéité et un meilleur contrôle du taux d'impuretés. Ce type de thermomètre est appelé NTD²¹. [Mee78][Lar84] Dans notre cas on utilise du germanium, et les réactions concernées (comme on verra dans les chapitres suivants) sont des réactions qui par interactions (n, γ) donnent naissance à des impuretés tels le ^{71}Ga (dopant de type p), ^{175}As (dopant de type n) et le ^{77}Se (dopant de type n). Le rapport du taux d'impuretés donneuses (^{75}As et ^{77}Se) sur acceptrices (^{71}Ga) est égal à 0.32 et est fixé par les abondances isotopique.

²¹ Neutron Transmutation Doped

Une autre technique de dopage est celle par implantation ionique, son plus grand avantage étant celui de réaliser directement le thermomètre dans l'absorbeur, ce qui lui permet un couplage thermique optimum.

Une autre technique, qui fait l'objet d'une recherche très prometteuse, est celle des senseurs d'Anderson sous forme de films minces. Il s'agit de l'évaporation d'un composé proche de la transition métal - isolant comme par exemple Nb-Si sur l'absorbeur. [Dum93] [Mar98][Jui99] La déposition par évaporation est faite sur toute la surface, permettant ainsi la réalisation de matrices de bolomètres. [Yvo96b]

3.3.2.2 Les films supraconducteurs

Une autre façon de mesurer l'élévation de température est constituée par des senseurs sous la forme de deux couches minces évaporées sur l'absorbeur, l'une en iridium et l'autre en or. Le senseur est maintenu à une température critique qui correspond à la transition entre son état normal et son état supraconducteur. [Kra99]

La sensibilité atteinte par ce type de senseur est plus élevée que celle des semi-conducteurs fortement dopés proches de la transition metal-isolant ; elle peut atteindre quelques centaines de K^{-1} .

Un autre avantage, est le meilleur couplage entre l'absorbeur et le senseur, ce dernier étant évaporé sur l'absorbeur.

En revanche, la température critique est fixée pour chaque type de couche.

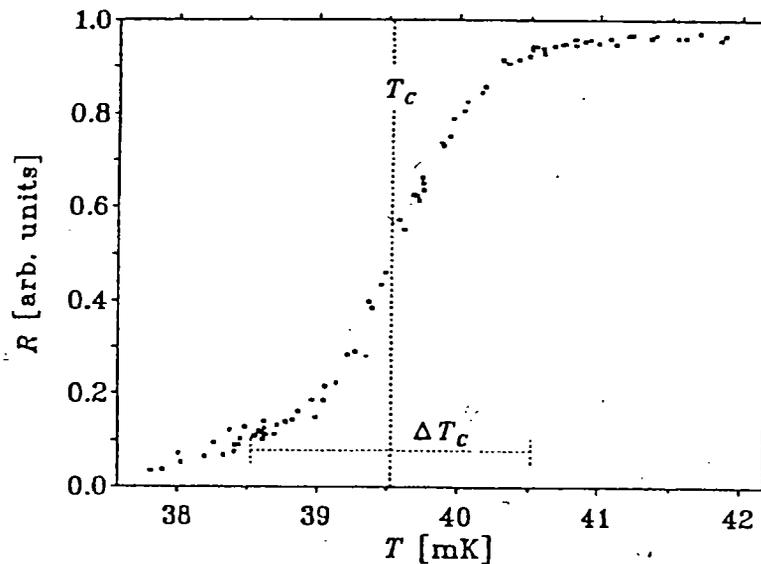


Figure 3.3-3. Résistance en fonction de la température d'un senseur supraconducteur (Iridium/Or) au bord de la transition normal-supra. [Nag93]

3.3.3 La "fuite" thermique

Le but de cette fuite thermique, est celui d'évacuer l'énergie déposée lors du passage de la particule.

Afin que le détecteur revienne à sa température initiale avant qu'une autre particule arrive dans l'absorbeur, et qu'au même temps il ne commence pas à se refroidir avant que toute l'énergie

déposée soit thermalisée, il faut bien calibrer la conductivité thermique de la "fuite" par le choix du matériel et de sa taille.

Dans le modèle le plus simple, on peut schématiser un bolomètre par un système de capacités calorifiques $C(T)$ reliées à un bain thermique de température T_0 par une conductivité thermique $K(T)$. Dans ce cas, en faisant l'hypothèse que l'énergie de la particule soit déposée dans un temps très court et soit thermalisée d'une façon instantanée, le temps de montée de l'impulsion thermique est presque instantanée, et la descente suit un comportement exponentiel avec un temps de relaxation : [San88] (voir le paragraphe suivant)

$$\tau = \frac{C(T)}{K(T)}$$

où $C(T)$ est la capacité calorifique de l'absorbeur (celle du senseur thermique n'a pas été prise en compte ici) et $K(T)$ est la conductivité thermique entre l'absorbeur et le bain thermique, définie par la relation suivant :

$$K(T) = \frac{\dot{Q}}{\Delta T}$$

où \dot{Q} est la chaleur transmise par unité de temps par le cristal au bain thermique, et ΔT est la différence de température entre le bolomètre et le bain thermique.

La chaleur est transmise par les électrons et par les phonons et cette transmission peut être décrite par la théorie cinétique des gaz. Dans ce cas, la conductivité thermique est :

$$K = \frac{1}{3} \frac{c \cdot v \cdot \lambda}{V}$$

où c est la chaleur spécifique (chaleur spécifique = Capacité thermique molaire), V est le volume molaire, v est la vitesse de la "particule" (phonons ou électron) et λ est le libre parcours moyen. [Ash76]

Pour les phonons, la vitesse est la vitesse du son dans le milieu, tandis que pour les électrons la vitesse est la vitesse de Fermi

D'après la relation précédente, on peut remarquer que la conductivité thermique pour les isolants, croît avec la troisième puissance de la température, alors qu'elle est linéaire pour les métaux. On a :

$$\begin{aligned} \text{- Pour les isolants} & \quad K_{\text{phonons}} \propto C_{\text{phonons}} \propto T^3 \\ \text{- Pour les métaux} & \quad K_{\text{électrons}} \propto C_{\text{électrons}} \propto T \end{aligned}$$

La conductivité thermique $K(T)$ est très difficile à mesurer à très basse température. L'on préfère, pour cette raison, mesurer la conductivité électrique $\sigma(T)$ et en déduire, la conductivité thermique $K(T)$ grâce à la loi de Wiedemann-Franz :

$$\frac{K}{\sigma} = L_0 \cdot T$$

où $L_0 = 2.44 \cdot 10^{-8} \left(\frac{W \Omega}{K^2} \right)$ est la constante de Lorentz.

3.3.4 Le signal chaleur

L'augmentation de la température provoquée par le passage de la particule incidente doit être convertie dans un signal mesurable. Or, la plupart des senseurs utilisés dans ce but fondent leur principe de fonctionnement sur la variation de la résistance (R) avec la température (T). Si l'on fait circuler un courant i constant dans le senseur, la variation de la résistance $R(T)$ induit une variation de potentiel $\Delta V(T) = i \cdot \Delta R(T)$.

Les montées des signaux dépendent des processus de thermalisation de l'énergie déposée par la particule incidente et du mécanisme de transmission de l'énergie entre l'absorbeur et le senseur qui dépend du type de couplage thermique entre ces deux derniers. Le temps de montée dépend donc de l'absorbeur, du senseur et du couplage entre les deux. Dans le cas des bolomètres, le temps de montée peut varier entre la μs et quelques ms. [Ale93] [Wan90]

Le temps de descente (pour un bolomètre idéal) peut être estimé à partir de l'équation différentielle suivante :

$$K \cdot \Delta T(t) = -C \frac{d(\Delta T(t))}{dt}$$

dans laquelle interviennent la capacité calorifique $C(T)$ de l'absorbeur et la conductivité thermique $K(T)$ de la fuite thermique.

La solution de l'équation précédente donne, compte tenu de la condition initiale, $\Delta T(t=0) = \frac{\Delta E}{C}$:

$$\Delta T(t) = \frac{\Delta E}{C} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

où ΔE est l'énergie déposée par la particule incidente et $\tau = \frac{C(T)}{K(T)}$.

Ce modèle est très approximatif. Dans un cas réel la montée du signal n'est pas instantanée, puisque l'énergie déposée n'est pas thermalisée instantanément et la constante de temps de relaxation n'est pas unique, mais il en y a au moins deux. (voir le paragraphe 3.5.3.4)

Le temps de descente varie entre quelques dizaines de μs et quelques centaines de ms.

Pour obtenir un bon signal, c'est-à-dire une variation élevée de la tension ΔV due à une variation de température ΔT , il faut maximiser le rapport $\frac{\Delta V}{\Delta T}$;

En utilisant la loi de Ohm à i constant $\Delta V = \Delta R \cdot i$, et en se souvenant de l'expression de la sensibilité $\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$ on obtient :

$$\frac{\Delta V}{\Delta T} = i \cdot \alpha \cdot R$$

Si l'on augmente l'intensité de courant i , il y aura augmentation de la température des électrons du senseur, et cela aura comme conséquence une diminution de la résistance R . D'autre côté une augmentation de la résistance R accroît le bruit thermique du thermomètre (ou bruit Johnson). [Buc83]

3.3.5 La résolution en énergie d'un bolomètre

Comme nous l'avons vu, au début de ce chapitre, parmi les avantages des bolomètres par rapport aux détecteurs plus classiques, il y a la qualité de la résolution.

Dans la suite l'on verra quelle est la résolution ultime qu'un bolomètre peut atteindre, et les principales contributions à la dégradation de celle-ci.

En absence d'interaction d'une particule dans l'absorbeur, l'énergie interne E_{int} oscille autour d'une valeur moyenne avec une dispersion statistique qui dépend de la capacité calorifique et de la température :

$$\Delta E_{int} = \sqrt{k_B C} \cdot T$$

où k_B est la constante de Boltzmann.

La largeur totale à mi-hauteur vaut :

$$LTMH(\Delta E_{int}) = 2.35 \cdot \Delta E_{int} = 2.35 \cdot \sqrt{k_B C} T$$

Comme on l'a vu, pour mesurer la variation de la température ΔT , qui se traduit par un changement de la résistance $\Delta R(T)$ du thermomètre, on fait circuler dans ce dernier un courant i , grâce au quel on peut mesurer $\Delta V(T)$.

Ce courant i , qui circule dans le thermomètre chauffe ce dernier, et comme conséquence la température du bolomètre est plus élevée que celle du cryostat.

Au bruit de phonons, il faut alors, ajouter le bruit thermique du thermomètre. On traduit ce bruit en multipliant la résolution donnée par la relation précédente par un coefficient η : [Mat82][Mat84]

$$LTMH(\Delta E_{mes}) = 2.35 \sqrt{\langle \Delta E_{mes} \rangle^2} = 2.35 \eta \sqrt{k_B C} T$$

ΔE_{mes} étant la fluctuation mesurée.

Le coefficient η dépend de la différence de température entre le bolomètre et le cryostat, de la conductivité thermique de la fuite, de la capacité calorifique du bolomètre et de la sensibilité du thermomètre. La valeur de η se situe entre 1.5 et 2.

Si l'on réécrit cette relation en fonction de la capacité calorifique $C(T)$ du bolomètre, on trouve :

$$\text{LTMH}(\Delta E_{\text{mes}}) = 2.4 \cdot 10^9 \eta \sqrt{\frac{M_{\text{cristal}}}{M_{\text{molaire}}} \frac{T^{3/2}}{\theta_D^{3/2}}}$$

La Figure 3.3-4 donne la résolution en fonction de la température pour un bolomètre de germanium de 70 g et pour un bolomètre de germanium de 320 g en prenant $\eta=2$.

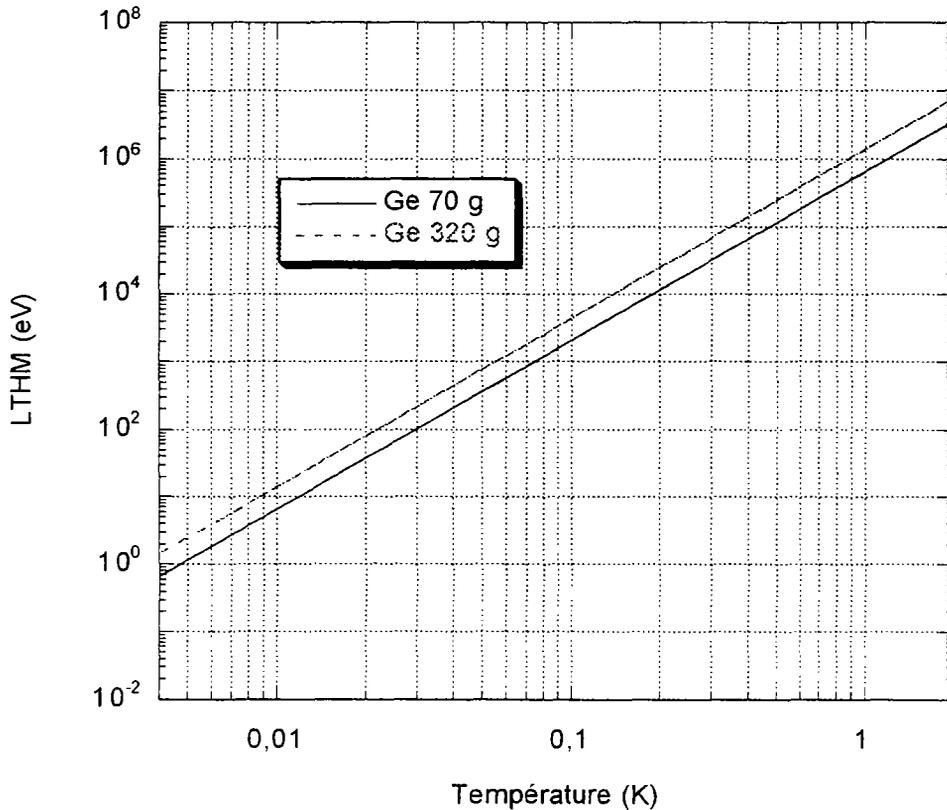


Figure 3.3-4. Résolution ultime (Largeur totale à mi-hauteur en eV) en fonction de la température (en K) pour un bolomètre de germanium de 70 g et un bolomètre de germanium de 320 g.

La relation précédente montre que la résolution est indépendante de l'énergie, à la différence des autres détecteurs qui comme on le verra ont en générale une dépendance en \sqrt{E} .

Une compilation des différents résultats de résolutions expérimentales, faite par Denis L'Hôte (DRECAM/SPEC du CE-Saclay), montre que les résolutions en fonction de l'énergie de la particule ont une allure croissante. [LHo74]

Cela nous indique que d'autres contributions à la dégradation de la résolution doivent être prises en compte et que le bruit thermodynamique ne domine pas les résolutions observées actuellement.

3.4 Les bolomètres à double détection

3.4.1 Détecteurs classiques à ionisation (à température ≥ 77 K)

Le principe de fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur est essentiellement le même que celui d'une chambre à ionisation, dans laquelle, on mesure l'énergie de la particule ionisante en collectant les électrons et les ions créés par celle-ci. Dans un semi-conducteur, la création de paires électrons - ions est remplacée par la création de paires électrons trous. Or l'énergie de création d'une paire électron - trou est dix fois plus petite que celle nécessaire à la création d'une paire ion - électron.

Dans un semi-conducteur intrinsèque, les niveaux d'énergie se présentent comme des bandes d'états délocalisées qui, à température nulle, sont complètement pleines ou vides. La dernière bande remplie est dite bande de valence, et la première bande vide est dite bande de conduction. La bande de valence et la bande de conduction sont séparées par une bande dite bande interdite.

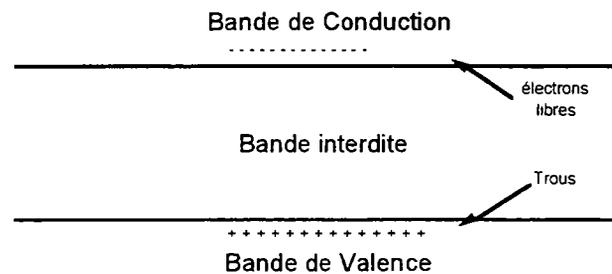


Figure 3.4-1. Bande d'énergie dans un semi-conducteur.

A la température de 0 Kelvin tous les électrons se trouvent dans la bande de valence ; mais dès qu'on s'éloigne du zéro absolu certains électrons de la bande de valence, à cause de l'agitation thermique, peuvent sauter dans la bande de conduction (dans un semi-conducteur, la bande interdite est de l'ordre de 1 eV) créant ainsi des trous dans la bande de valence. Ceux ci peuvent être remplis par des électrons de valence d'atomes voisins, créant de façon des trous à leur tour. Les trous se déplacent ainsi dans le cristal, se comportant comme des charges positives.

A une température donnée, l'équilibre des concentrations des électrons et des trous est assuré par la recombinaison. Si l'on applique un champ électrique au cristal, les électrons et les trous migrent avec une vitesse proportionnelle à l'intensité du champ électrique appliqué et aux mobilités des électrons et des trous, engendrant ainsi un courant électrique.

Pour créer des niveaux dans la bande interdite, on recourt à l'adjonction d'impuretés dans le cristal. Les atomes utilisés pour le dopage sont des atomes pentavalents comme As ou P, ou des atomes trivalents comme le Ga ou B. Le germanium, comme le silicium, a une structure tétravalente ; l'adjonction d'atomes pentavalents apporte des électrons qui vont occuper des niveaux très proches de la bande de conduction dans laquelle ils peuvent sauter très facilement. Les dopants de ce type sont appelés donneurs et les semi-conducteurs ainsi dopés sont dits de type n.

En revanche, si l'on utilise comme dopant des atomes trivalents, il aura un déficit d'électrons dans le cristal, et donc la création de trous supplémentaires qui occuperont les niveaux très proches de la bande de valence. Les dopants de ce type sont appelés accepteurs et les semi-conducteurs ainsi dopés sont dits de type p.

La concentration des atomes dopants dans un germanium ultra pur est de l'ordre de 10^{10} atomes par centimètre cube. La résistivité qui lui confère est égale à $\rho = \frac{1}{e \cdot N \cdot \mu}$, où e est la charge de l'électron, N est la concentration de porteurs majoritaires²² et μ est sa mobilité.

On peut réaliser des détecteurs de particules, en faisant une jonction semi-conductrice entre un semi-conducteur de type p et un semi-conducteur de type n ; cela est possible par exemple en laissant diffuser des impuretés d'un type dans un semi-conducteur dopé de type opposé, on obtiendra alors une face n et une face p.

A la jonction entre les matériaux n et p apparaît une zone aux propriétés particulières : les électrons migreront vers la région p pour se combiner avec des trous, et les trous migreront vers la région n pour capturer des électrons. Dans cette façon, il y aura, création d'un gradient de champ électrique à travers la jonction qui sera à même d'arrêter la migration, formant ainsi une région dépourvue de porteurs de charge libre. Comme conséquence, il y aura apparition d'une différence de potentiel, dit de contact, qui déformera la structure en bande d'énergie. (voir la Figure 3.4-2)

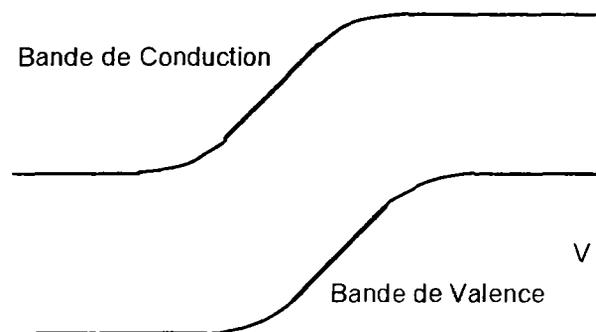


Figure 3.4-2. Bande d'énergie dans une jonction np.

C'est dans cette zone appauvrie, où le potentiel varie, que l'on peut détecter des particules : les électrons et les trous créés par une particule ionisante dans cette zone seront collectés par le champ électrique.

La jonction np est une diode, si l'on applique une tension positive du côté p il y aura passage de courant.

Pour faire fonctionner la diode comme détecteur il faut renverser la polarisation. Cette tension aura comme effet l'élargissement de la zone appauvrie attirant les trous du côté p et les électrons du côté n. Les champs appliqués pour ces détecteurs sont de l'ordre du kvolt/cm.

²² Dans un semi-conducteur de type n, les porteurs majoritaires sont les électrons, par contre, pour un semi-conducteur de type p, les porteurs majoritaires sont les trous

Tableau 3.4-1. Principales propriétés du silicium et du germanium

	Si	Ge
Numéro atomique :	14	32
Densité à 300 K : (g/cm ³)	2.3	5.3
Bande interdite à 300 K :	1.1 eV	0.66 eV
Bande interdite à 0 K :	1.2 eV	0.78 eV
Energie nécessaire pour créer un pair électron-trou à 300 K :	3.62 eV	-
Energie nécessaire pour créer un pair électron-trou à 0 K :	3.81 eV	2.96 eV

3.4.2 Détecteurs à mesure simultanée ionisation - chaleur et luminescence - chaleur

3.4.2.1 La détection simultanée

Comme on l'a déjà dit dans le paragraphe d'introduction de ce chapitre, lorsqu'une particule interagit avec la matière, l'énergie de celle-ci est transformée à travers différents processus en chaleur, en lumière ou encore par la création d'électrons et trous (électrons et ions si le milieu est un gaz).

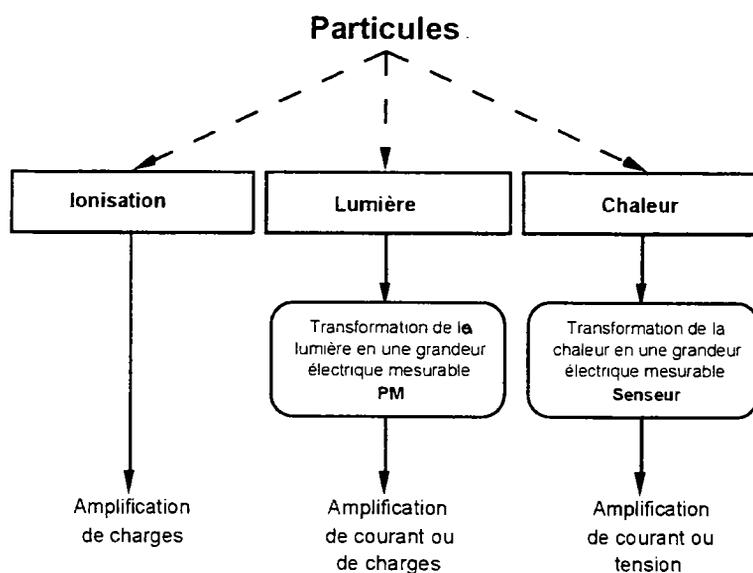


Figure 3.4-3. Interaction d'une particule dans un milieu matériel avec création d'électrons - trous, lumière et chaleur. [Bru92]

On peut envisager de détecter simultanément deux de ces processus, par exemple la chaleur et l'ionisation ou la chaleur et la lumière.

L'intérêt de détecter à la fois la chaleur et l'ionisation (ou la chaleur et la lumière) est de pouvoir

discriminer les différentes particules responsables de ces phénomènes, et par conséquent pouvoir rejeter le bruit de fond dû à la radioactivité. En effet une particule telle qu'un photon crée une quantité d'électrons et de trous plus important qu'un neutron, de même énergie cinétique.

Tableau 3.4-2. Répartition en phonon et ionisation (en pourcentage) pour les particules "peu ionisantes" (reculs nucléaires dus à des n ou à des WIMP) et les particules ionisantes (γ, X, β). A la différence des particules ionisantes (γ, X, β), les pourcentages pour les reculs nucléaires dépendent de l'énergie.

	Recul nucléaire (n, WIMP)	(γ, X, β)
Phonons	$\approx 92 \%$	$\approx 76 \%$
Ionisation	$\approx 8 \%$	$\approx 24 \%$

Soit ϵ l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou, le signal sur la voie ionisation pour une collecte complète des charges sera proportionnel au nombre de paires électron - trou N créées par la particule incidente d'énergie E :

$$S_{io} \propto \frac{E}{\epsilon}$$

Le signal sur la voie chaleur est proportionnel à l'énergie E déposée par la particule sous forme de chaleur, donc : $S_{ch} \propto E \propto \epsilon S_{io}$ on a alors :

$$\frac{S_{ch}}{S_{io}} \propto \epsilon$$

On voit ainsi comment il est possible de discriminer une particule comme le photon, pour lequel $\epsilon = 2.96$ eV (dans le germanium), d'un recul de noyau pour lequel $\epsilon \approx 12$ eV (dans le germanium).

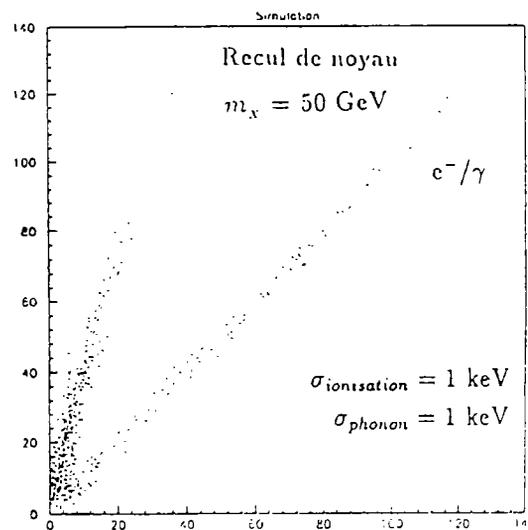


Figure 3.4-4. Simulation d'un diagramme ionisation - chaleur avec des photons et des WIMPs d'une masse de 50 GeV. En abscisse est portée l'ionisation (en keV) et en ordonné la chaleur (en keV). [Gir92]

Le rapport entre les deux signaux dans le mécanisme qu'on vient de décrire, n'a pas pris en compte l'effet indirectement thermique de la tension appliquée pour collecter les électrons et les trous. Dès qu'une tension est appliquée, apparaît une énergie supplémentaire, qui se transforme en chaleur par effet Joule : l'effet Luke-Neganov.

3.4.2.2 Le facteur de quenching

Le facteur de quenching représente le rapport entre les charges créées par des reculs atomiques par rapport aux reculs électroniques. Il permet de comparer l'ionisation (ou le nombre de paires électrons - trous) créée par un photon, à celle d'un recul de noyau.

$$Q = \frac{\varepsilon_\gamma}{\varepsilon_n} = \frac{(S_{io})_n}{(S_{io})_\gamma}$$

Avec n on a désigné le signal dû aux neutrons.

3.4.2.3 L'effet Luke-Neganov

Une fois les paires électrons - trous créées, elles migrent sous l'action du champ de polarisation, vers les électrodes, et pendant leur déplacement, les électrons et les trous heurtent le réseau en cédant leur énergie, qui se retrouve ainsi sous forme de chaleur. Cette énergie est directement proportionnelle au nombre des paires électrons - trous et à la tension appliquée :

Le signal de la voie chaleur devient alors : $S_{ch} \propto E + \frac{E}{\varepsilon} e V \propto \varepsilon S_{io} + V e S_{io}$

On voit maintenant que le rapport des deux signaux, chaleur et ionisation, dépend cette fois-ci de la tension de polarisation appliquée :

$$\frac{S_{ch}}{S_{io}} \propto \varepsilon + e V$$

Dans un détecteur semi-conducteur "classique" on a intérêt à appliquer une tension très importante pour pouvoir collecter efficacement les paires électron-trou créées. Pour un détecteur à double détection cela ce n'est pas souhaitable, car l'augmentation de la tension de polarisation fait tendre le rapport des pentes des deux populations de particules vers un.

Soit $\left(\frac{S_{ch}}{S_{io}}\right)_\gamma$ le rapport entre le signal de la voie chaleur et le signal de la voie ionisation pour les

rayons gamma (ou X ou bêta) et soit $\left(\frac{S_{ch}}{S_{io}}\right)_n$ le rapport entre le signal de la voie chaleur et le

signal de la voie ionisation pour les reculs nucléaires induits par les neutrons (ou les WIMPs) ; si l'on désigne par R le rapport de ces deux rapports on obtient :

$$R = \frac{\left(\frac{S_{Ch}}{S_{Io}}\right)_{\gamma}}{\left(\frac{S_{Ch}}{S_{Io}}\right)_{n}} = \frac{\varepsilon_{\gamma} + eV}{\varepsilon_n + eV}$$

On voit que si l'on augmente la tension de polarisation V le rapport R tend en effet vers un. Les deux populations se rapprochent et aucune discrimination ne sera plus possible.

Ceci est vrai, même si d'autre part, la différence entre le signal chaleur pour la population neutrons et le signal chaleur pour la population gamma ne dépend pas de la tension de polarisation V appliquée pour un signal d'ionisation donné. On a en effet :

$$\begin{cases} \left(\frac{S_{Ch}}{S_{Io}}\right)_n \propto \varepsilon_n + eV \\ \left(\frac{S_{Ch}}{S_{Io}}\right)_{\gamma} \propto \varepsilon_{\gamma} + eV \end{cases} \quad \text{pour } (S_{Io})_n = (S_{Io})_{\gamma} \equiv S_{Io} \Rightarrow (S_{Ch})_n - (S_{Ch})_{\gamma} = (\varepsilon_n - \varepsilon_{\gamma})S_{Io}$$

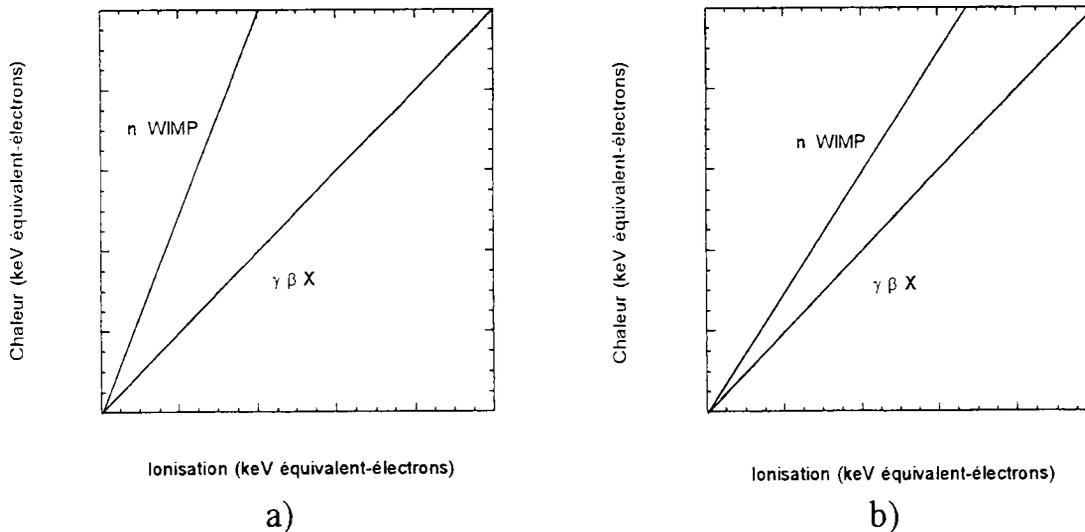


Figure 3.4-5. Présentation schématique de l'effet Luke-Neganov : sur la droite b) est présentée le diagramme ionisation - chaleur pour une tension de polarisation plus grande que celle présentée sur la gauche a). Dans les deux cas, la pente correspondante à la population gamma est ramené à 45° .

Si nous considérons maintenant non plus les amplitudes d'ionisation et de chaleur, mais leurs énergies normalisées en imposant que pour le photons γ ces énergies soient les mêmes, on obtiendra une présentation plus commode qui nous permettra de comparer plus facilement l'influence de la tension de polarisation appliquée. (voir la Figure 3.4-5)

Ces énergies normalisées sont exprimées en keV équivalent-électrons.

Dans ce cas, si l'on dénote par $\overline{S_{Io}}$ le signal normalisé de la voie ionisation, et par $\overline{S_{Ch}}$ le signal

normalisé de la voie chaleur :

$$\begin{aligned}\overline{S_{Io}} &= \frac{\varepsilon_\gamma}{\varepsilon_i} E \\ \overline{S_{Ch}} &= \frac{\varepsilon_\gamma \varepsilon_i + eV}{\varepsilon_i \varepsilon_\gamma + eV} E\end{aligned}$$

Le rapport entre les deux signaux est :

$$\frac{\overline{S_{Ch}}}{\overline{S_{Io}}} = \frac{\varepsilon_i + eV}{\varepsilon_\gamma + eV}$$

où i dénote une population quelconque.

Au fur et à mesure que la tension de polarisation V augmente, la pente de la population i se rapproche de la pente de la population γ qui par définition vaut un.

Contrairement au cas précédent la différence entre le signal chaleur pour une population i et le signal chaleur pour la population γ pour un signal ionisation donné dépend, cette fois-ci, de la tension de polarisation appliquée.

Pour un recul nucléaire donné, il faut soustraire le signal chaleur à celui de l'ionisation. A partir des relations précédentes on trouve :

$$E_{\text{recul}} = \left(1 + \frac{eV}{\varepsilon_\gamma}\right) \overline{S_{Ch}} - \left(\frac{eV}{\varepsilon_\gamma}\right) \overline{S_{Io}}$$

où eV est la tension de polarisation appliquée à la diode.

3.4.2.4 Collecte incomplète de charge

Il se peut que les charges créées ne soient pas complètement collectées à cause par exemple d'une polarisation insuffisante. Dans ce cas il y aura un manque sur le signal ionisation, ce qui se traduit par une bavure vers la gauche dans le plan ionisation-chaleur. Cette bavure sera inclinée vers le bas à cause de l'effet Neganov-Luke, l'inclination étant plus importante pour des tensions de polarisation plus élevées.

Anticipons dès maintenant que dans les données d'Edelweiss, comme dans celles de l'expérience CDMS (voir paragraphe 5.1.2), on trouve des événements qui se situent entre la zone γ et la zone des neutrons. On verra dans la suite à quoi peut être due cette déficience d'ionisation et quels remèdes sont envisagés.

3.5 Le système de détection EDELWEISS

3.5.1 Le cryostat EDELWEISS

Le cryostat à dilution utilisé par l'expérience EDELWEISS pour l'étape dite à 1 kg, a été conçu et fabriqué au Service de Physique de l'Etat Condensé du CE-Saclay sous la direction de Patrick Pari. La température minimale atteinte par ce cryostat est de 10 mK, sa puissance de refroidissement étant de 100 μ W à 100 mK.

L'autonomie de fonctionnement du réservoir est de l'ordre d'une semaine pour l'hélium liquide et deux semaines pour l'azote liquide.

La mesure de la température est faite par une résistance de RuO_3 , celle-ci se trouve dans une boîte en cuivre qui est reliée thermiquement à la chambre à mélange. La mesure s'effectue grâce à un pont Barras Provence.

Un écran en cuivre en contact thermique avec la chambre à mélange assure la protection du détecteur (ou des détecteurs) contre l'émission des rayons infrarouges ambiante. Son diamètre est de 70 mm et sa hauteur de 230 mm.

Pour s'affranchir du bruit microphonique, les fils par lesquels on lit les signaux des deux voies (ionisation et chaleur) sont enfermés dans des tubes en cupronickel, ces tubes sont thermalisés tout d'abord à un étage intermédiaire à environ 1 K et ensuite à l'étage à 4.2 K. C'est à cette température que l'on trouve les FET²³ de l'étage de préamplification. Le fait d'avoir une électronique à cette température comporte deux avantages : réduire le bruit thermique d'une part, et réduire le bruit microphonique et électronique grâce à la longueur limitée des câbles d'autre part.

Les FET fonctionnent aux alentours de 140 K, température qui est atteinte par le chauffage permanent drain - source.

La puissance qu'ils émettent est de l'ordre de quelques millièmes de watt, c'est pourquoi, ils sont enfermés dans des boîtes en cuivre reliées thermiquement à l'étage 4.2 K du cryostat.

La canne à dilution au bout de laquelle est fixée le détecteur (les détecteurs) est enfermée dans une enceinte en acier inoxydable, qui est plongée dans un réservoir d'hélium liquide à 4.2 K. Le réservoir est placé sur une dalle munie d'amortisseurs afin de réduire la microphonie et la transmission des vibrations venant du sol.

²³ Field Effect Transistor (transistor à effet de champ)

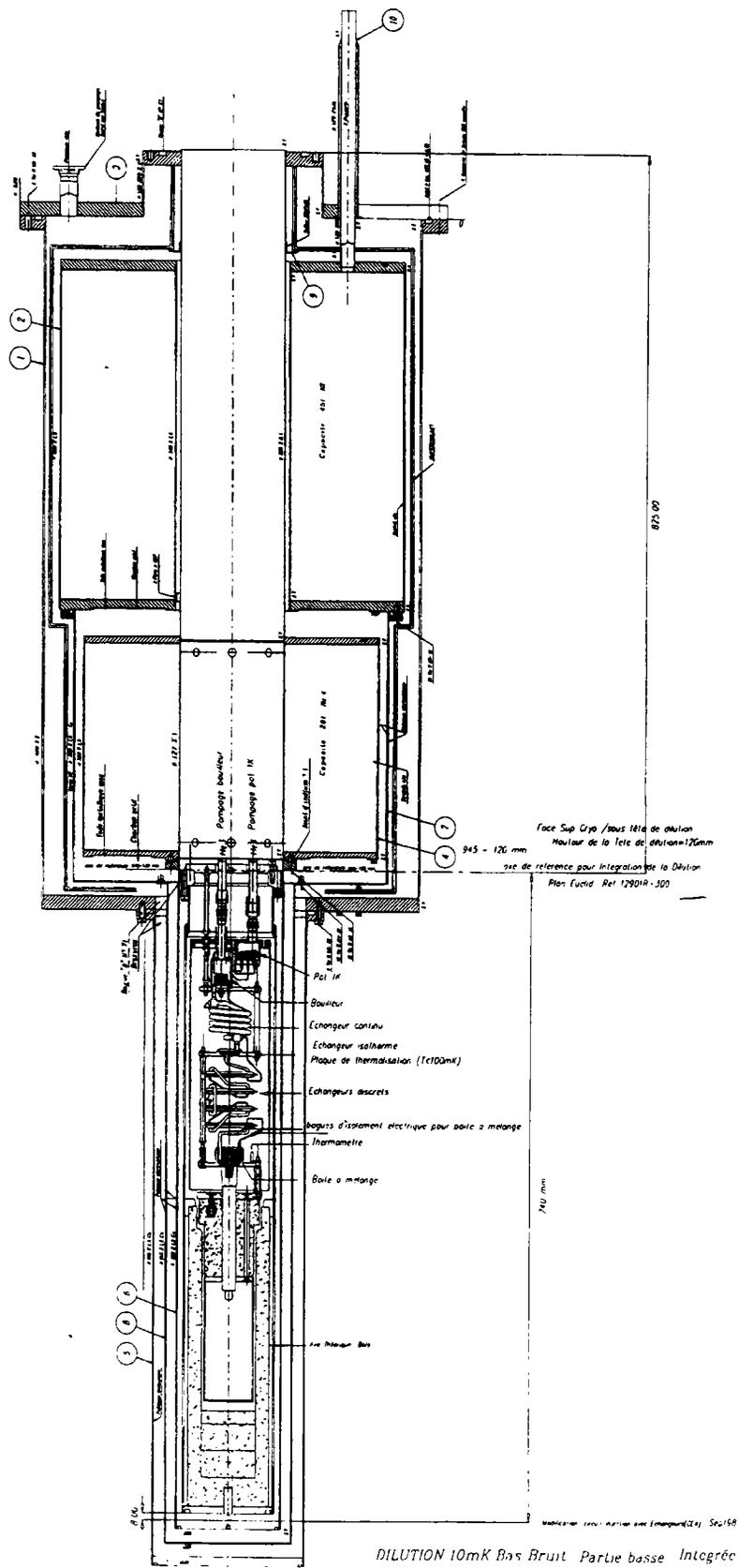


Figure 3.5-1. Cryostat utilisé par l'expérience EDELWEISS au Laboratoire Souterrain de Modane. (Conçu par Patrick Pari du DRECAM SPEC à Saclay et dessiné par Michel Martin de l'Institut d'Astrophysique de Paris)

3.5.2 Le bolomètre Ge-4

Le premier détecteur à double détection ionisation-chaleur, utilisé par l'expérience EDELWEISS pour la recherche de la matière noire au Laboratoire Souterrain de Modane, a été un détecteur de germanium de 70 g.

L'étude et la réalisation de ce bolomètre baptisé Ge-4 a été conduite par Denis L'Hôte et Xavier-François Navick du Service de Physique de l'Etat Condensé du CE de Saclay. [Nav97]

Il s'agit d'une diode de type n, dont les électrodes ont une épaisseur de 0.15 μm du côté bore et de 0.075 μm du côté phosphore. La résistivité de surface étant d'environ 50 $\Omega\text{ cm}$, et la différence entre le nombre d'accepteurs (A) et le nombre de donneurs (D) est $|N_A - N_D| \approx 0.5 \cdot 10^{10}\text{ cm}^{-3}$.

Le diamètre est de 48 mm et la hauteur est de 8 mm, (voir Figure 3.5-2) pour une masse totale, comme on l'a dit, d'environ 70 g.

En ce qui concerne la voie chaleur, ce bolomètre est équipé d'un NTD de 1.6 mm^3 (1x2x0.8 mm^3), avec des électrodes en bore, qui est collé à la pâte d'argent (Epotek H20E) aux électrodes de l'absorbeur, l'épaisseur estimée de la colle étant de 0.1 μm .

Les paramètres de la résistivité électrique en fonction de la température ont été déterminés par Louis Dumoulin, Laurent Bergé et Stéphanos Marnieros du C.S.N.S.M²⁴ d'Orsay, les valeurs sont $R_0 = 0.7\ \Omega$ et $T_0 = 3.68\ \text{K}$. (voir formule à la page 52)

La fuite thermique est assurée par trois fils en cuivre de 50 μm de diamètre et d'une longueur de quelques centimètres collés, directement sur le NTD.

Le bolomètre est posé dans une "cage" en cuivre et laiton, et sa suspension est assurée par des billes en saphir de 2 mm de diamètre et des ressorts en Cu-Be (chrysocale).

Tableau 3.5-1. Résumé des chaleurs spécifiques du bolomètre Ge-4 à 20 mK

	Capacité Calorifique	(J/K) à 20 mK
Absorbeur		$2.8 \cdot 10^{-10}$
Electrodes		$2.5 \cdot 10^{-11}$
NTD		$6.4 \cdot 10^{-11}$
Colle Epotek :	collage NTD	$4.1 \cdot 10^{-11}$
	collage contacts voie ionisation	$8.2 \cdot 10^{-11}$

²⁴ Centre de Spectrométrie Nucléaire et Spectrométrie de Masse

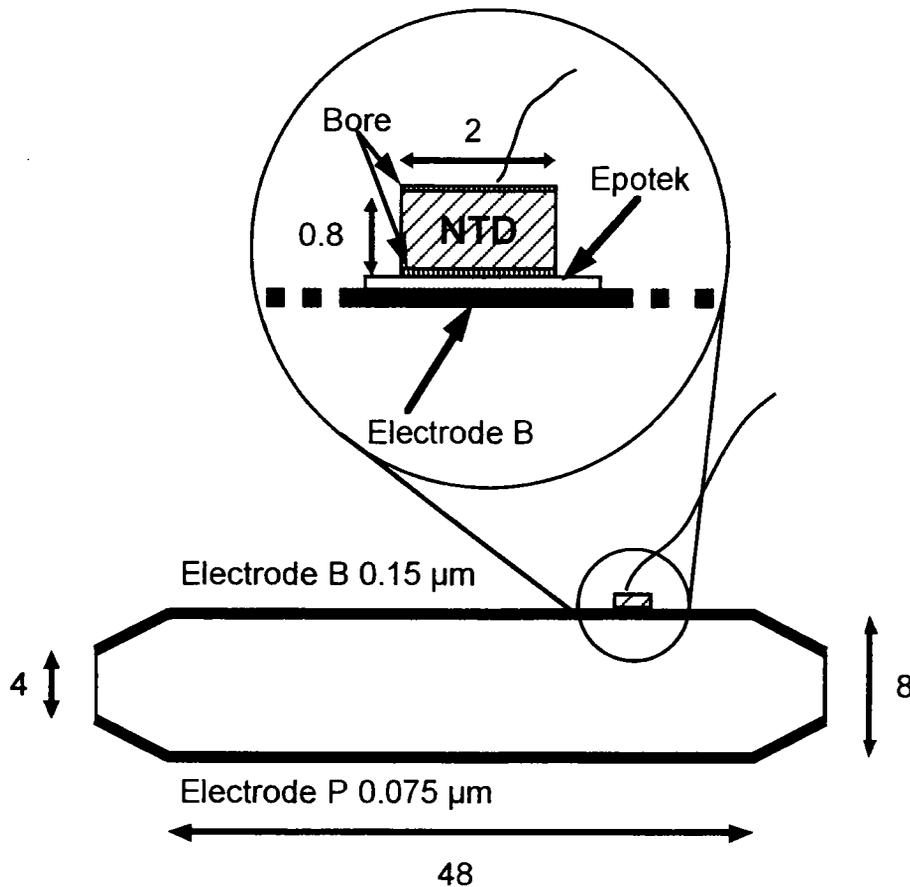


Figure 3.5-2. Section du bolomètre Ge-4, les dimensions sont en mm.

3.5.3 Le Dispositif de lecture

3.5.3.1 La mesure de l'élévation de la température

Le courant i appliqué aux bornes du thermomètre chauffe ce dernier par effet Joule, en limitant de cette façon le courant à quelques nA.

Pour nos bolomètres la chaleur spécifique C est de l'ordre de $C \approx 10^{-10} \left(\frac{J}{K} \right) \approx 10^6 \left(\frac{keV}{K} \right)$ à quelques dizaine de mK.

La ΔT correspondant est $\Delta T = \frac{E_0}{C} = 10^{-6} E_0$ (K)

E_0 étant l'énergie déposée dans le bolomètre par la particule incidente.

Typiquement, pour des thermistors, la dépendance de la résistance en fonction de la température est de l'ordre de 5. (typiquement les valeurs de la sensibilité se situent entre 1 et 10)

$$\frac{T}{R} \frac{dR}{dT} \cong 5$$

Pour $R = 10^7 \Omega$

$$\Delta R = 5 \frac{R}{T} \Delta T = 5 \frac{10^7}{0,02} 10^{-6} E_0 = 2500 E_0 \left(\frac{\Omega}{\text{keV}} \right)$$

$$\Delta V = I \Delta R = 10^{-9} 2500 E_0 = 2.5 \cdot 10^{-6} \left(\frac{\text{V}}{\text{keV}} \right) = 2.5 \left(\frac{\mu\text{V}}{\text{keV}} \right)$$

La valeur obtenue est petite mais mesurable.

La première chose à faire est donc d'amplifier le signal. Le dispositif de pré amplification se décompose en deux parties : un premier étage est constitué par le FET, qui est positionné à l'intérieur du cryostat à 4.2 K pour diminuer le bruit thermique, microphonique et électronique. Pour dominer les bruit, son gain est assez élevé, de l'ordre de 500, malheureusement le FET lui-même rajoute un bruit en 1/f dans sa propre gamme de fréquence. [Yvo96]

Le deuxième étage de pré amplification est celui dit à bouclage de phase (lock-in amplifier), qui permet de s'affranchir des bruit en 1/f dans sa bande passante. Ces bruits sont très gênants car la fréquence est proche de celle du signal.

Pour une description du préamplificateur à "bouclage de phase" voir la thèse de Philippe DiStefano. [DiS98]

Une tension $V(t)$ est appliquée par le lock-in au thermomètre, dès qu'une particule dépose son énergie dans le bolomètre, la variation de la résistance provoque la variation de tension de la portedu transistor à effet de champ (FET).

Le signal, une fois amplifié, est envoyé au châssis CAMAC par des câbles coaxiaux BNC.

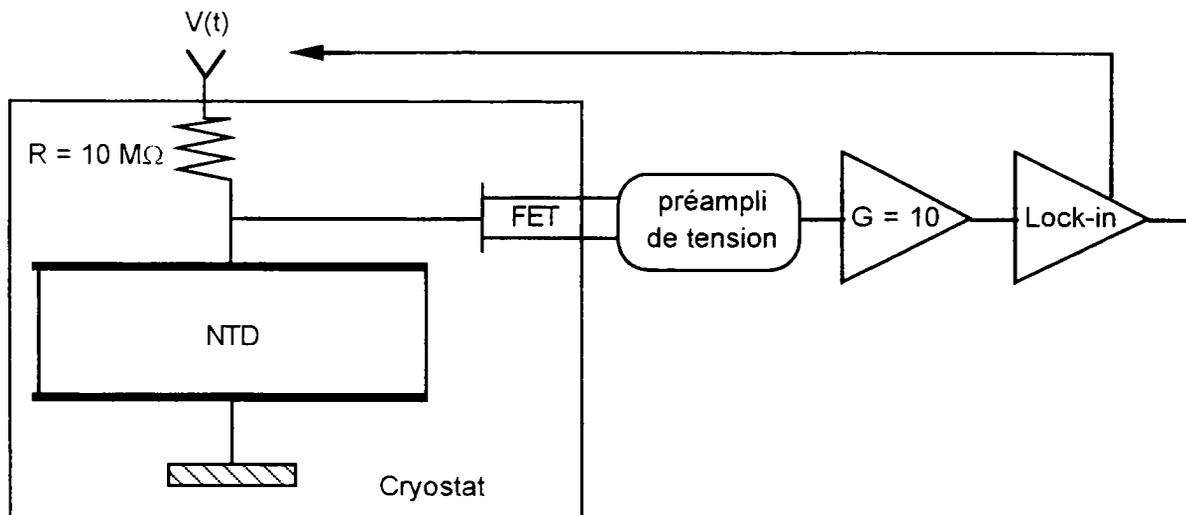


Figure 3.5-3. Schéma électronique de la voie chaleur. La partie encadrée est à basse température.

3.5.3.2 La mesure de l'ionisation

Une différence de potentiel V de l'ordre du volt obtenue à l'aide d'une pile, appliquée aux électrodes, crée un champ électrique dans l'absorbeur.

Une résistance de 50 M Ω , placée dans l'écran froid, est mise en série pour limiter le passage de courant vers le générateur de tension.

Un condensateur C_D , collecte la charge créée suite au passage d'une particule ionisante. Pour maintenir nulle la tension de grille du FET, au préamplificateur (qui fonctionne en mode d'amplification de charge) est associée une boucle de contre réaction : *feed-back*.

L'impédance d'entrée de ce dernier étant très élevée, la charge aux bornes du condensateur du *feed-back* C_F est égal à la charge Q générée dans le détecteur. La tension V qui apparaît à sa sortie est égale à $V=Q/C_F$.

Grâce à une résistance R_F l'on évacue les charges du condensateur C_F avec une constante de temps égale à $R_F C_F$. Le signal est ensuite amplifié d'un facteur 100 par l'amplificateur de tension et envoyé au châssis CAMAC par des câbles coaxiaux BNC. [Yvo96] [Nav97]

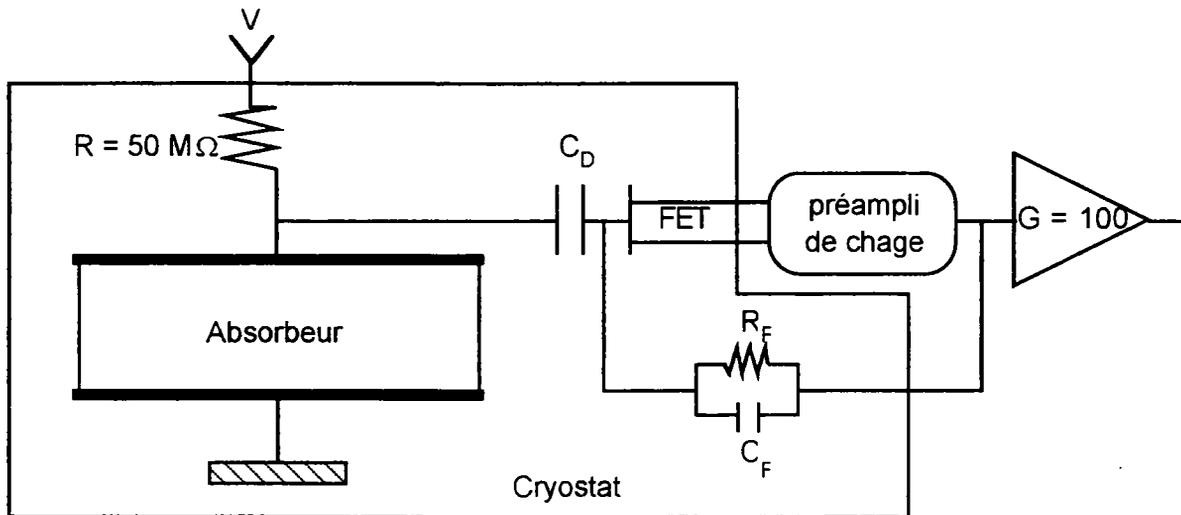


Figure 3.5-4. Schéma électronique de la voie ionisation. La partie encadrée est à basse température.

3.5.3.3 La chaîne d'acquisition

Une fois amplifiés, les deux signaux sont envoyés comme on l'a dit au châssis CAMAC. Le but de la chaîne électronique, est la conversion de grandeurs physiques comme la charge pour la voie ionisation ou la tension pour la voie chaleur, en grandeurs analysables.

Les signaux, avant d'aboutir aux numériseurs, sont filtrés pour éliminer le bruit à haute fréquence, et permettre ainsi un échantillonnage correct du signal.

Pour la voie chaleur, nous utilisons un filtre passe-bas réglé pour des fréquences de coupure allant de 100 Hz à 300 Hz, tandis que, sur la voie ionisation il y a deux filtres, toujours passe-bas ; le premier ayant une fréquence de coupure de 200 kHz, et le deuxième, qui se trouve avant le trigger, ayant une fréquence de coupure de 20 kHz.

Les signaux de chaleur étant environ mille fois plus lents que ceux de la voie ionisation, le système de déclenchement est fait à partir de celle-ci.

Le seuil est réglé de façon à ne pas déclencher dans le bruit, mais au même temps il doit être suffisamment bas pour ne pas couper les événements de faible énergie. Il faut remarquer, que le seuil de la voie ionisation est plus élevé que celui de la voie chaleur. (voir l'introduction)

Le module CAMAC que nous utilisons pour constituer le système de déclenchement est un Ortec455. Le signal lui arrive après être passé par un amplificateur linéaire (CRC7052) qui se

trouve juste après le filtre passe-bas de 20 kHz. Le signal de déclenchement rentre dans la porte rapide dont le but est de le valider si l'unité de mémoire (ordinateur) est disponible pour l'acquérir.

Le but des numériseurs (digitiseurs) est de transformer des signaux analogiques dans notre cas des tensions, en signaux numériques. Pour la voie ionisation, qui est la plus rapide, nous avons choisi un numériseur avec une fréquence d'échantillonnage qui peut arriver jusqu'à 40 MHz en numérisant sur huit bits (LeCroy 6841); tandis que pour la voie chaleur nous utilisons un numériseur limité à 1 Mhz, mais qui numérise sur 12 bits (LeCroy 6810).

Sur la voie ionisation, juste avant le numériseur, nous avons inséré un atténuateur pour pouvoir changer la dynamique, c'est-à-dire, la gamme d'énergie des événements recherchés.

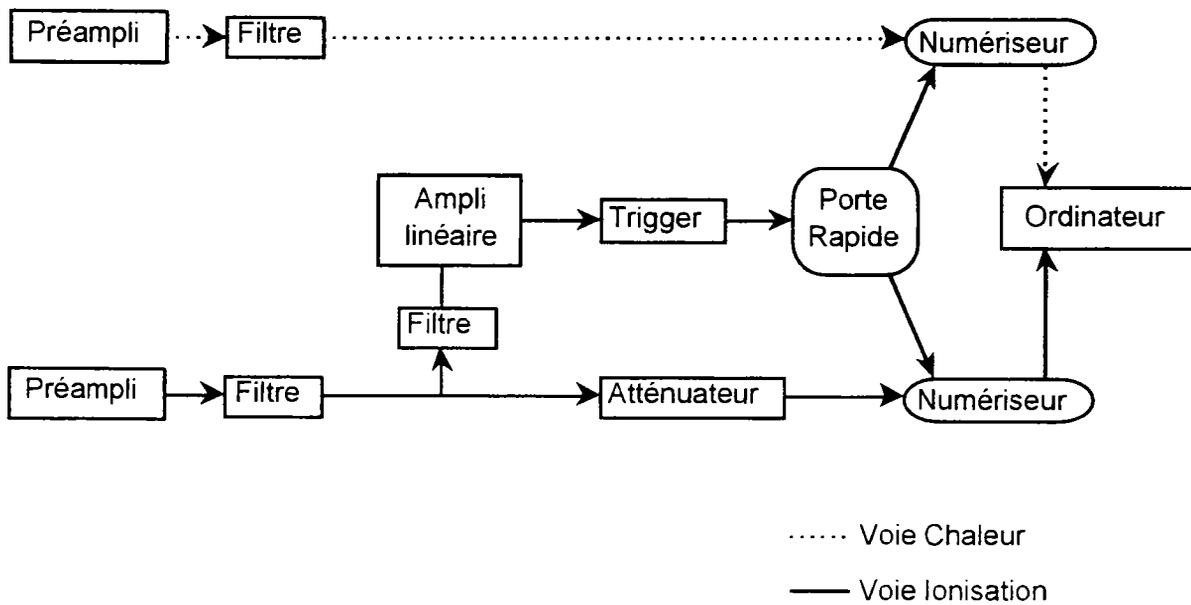


Figure 3.5-5. Chaîne d'acquisition EDELWEISS.

3.5.3.4 Signaux sur la voie chaleur et sur la voie ionisation

Comme nous l'avons vu, pour un bolomètre idéal la descente du signal suit une loi exponentielle :

$$\Delta T(t) = \frac{\Delta E}{C} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

où ΔE est l'énergie déposée par la particule incidente et $\tau = \frac{C(T)}{K(T)}$.

En réalité, les impulsions ne correspondent pas à ce modèle. Les impulsions obtenues montrent un temps de montée non nul et deux temps de descente, un premier assez court et un deuxième temps environ cent fois plus long.

D'autres signaux, en revanche, montrent une allure plus proche de celle prévue par la théorie : un temps de montée nul et un seul temps de relaxation. Ce type d'impulsion est engendré directement dans le thermomètre. En effet, la possibilité de voir, pour chaque impulsion, le

signal correspondant sur la voie ionisation, nous permet de caractériser les impulsions qui ont leur origine dans l'absorbeur (dans ce cas on obtiendra un signal également sur la voie ionisation), par rapport à celles qui ont leur origine dans le thermomètre (dans ce cas, pour un signal sur la voie chaleur ne correspondra aucun signal sur la voie ionisation).

Dans les deux figures suivantes (Figure 3.5-6 et Figure 3.5-7) sont montrés les deux types d'impulsion : le premier est un événement dans le thermomètre et le deuxième dans l'absorbeur. Les deux impulsions ont été ajustées par une loi exponentielle dans le premier cas (événement dans le thermomètre) et par une combinaison linéaire de trois exponentielles dans le deuxième cas (événement dans l'absorbeur).

La constante de temps de relaxation pour l'événement dans le thermomètre est de l'ordre de la dizaine de ms, tandis que les constantes de temps de décroissance pour l'événement dans l'absorbeur sont de l'ordre d'une vingtaine de ms la première et de quelques secondes la deuxième, le temps de montée étant de l'ordre de la dizaine de ms.

Ces deux constantes de temps sont dues à un fonctionnement non isotherme du bolomètre composite ; la constante de temps longue pourrait être liée à un échauffement du bain d'électrons dans les électrodes de l'absorbeur (utilisé pour la voie ionisation) du fait du mauvais couplage électrons-phonons à très basse température. [LHo99]

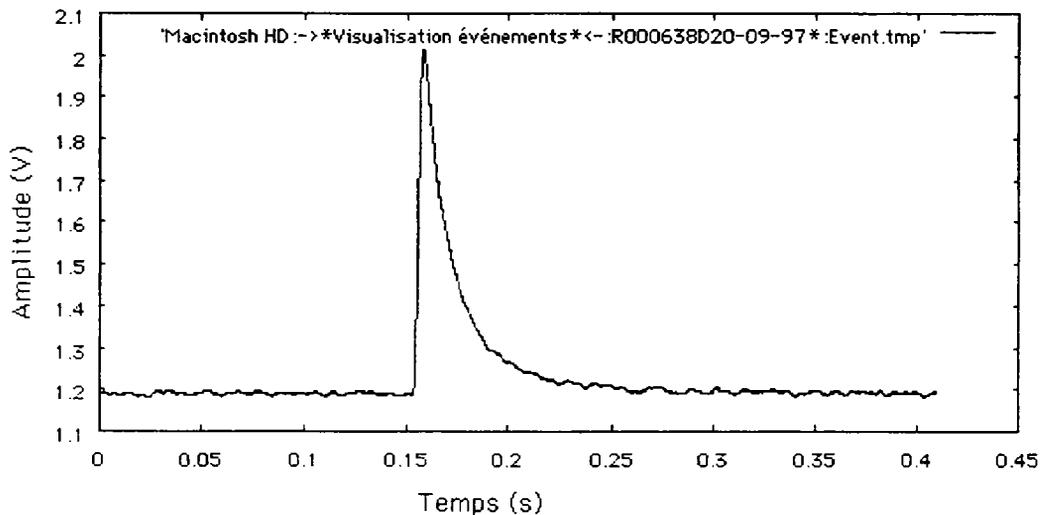


Figure 3.5-6. Impulsion sur la voie chaleur pour un événement dans le thermomètre.

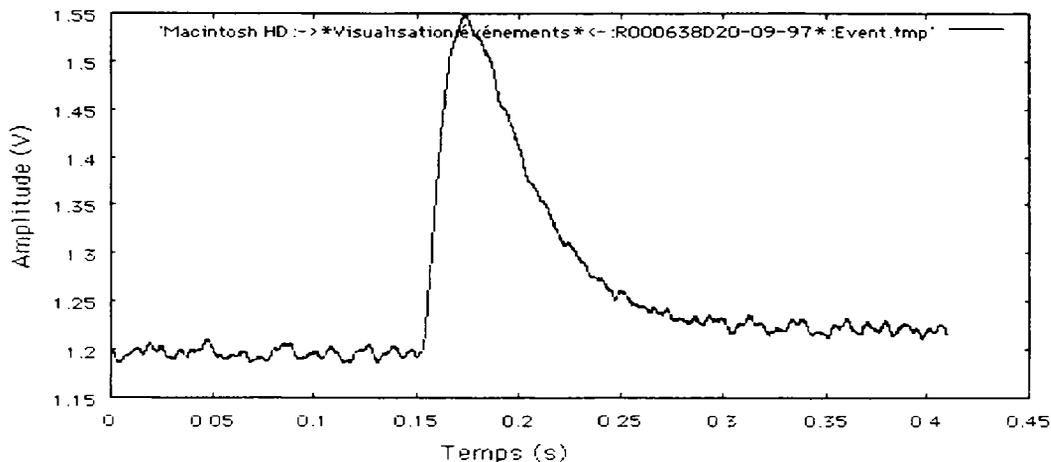


Figure 3.5-7. Impulsion sur la voie chaleur pour un événement dans l'absorber.

En ce qui concerne les événements de la voie ionisation, les signaux sont nettement plus rapides par rapport à ceux de la voie chaleur : le temps de montée est de l'ordre de la dizaine de microsecondes, tandis que le temps de descente est de l'ordre de la centaine de microsecondes. Dans la Figure 3.5-8 est montré un signal de la voie charge.

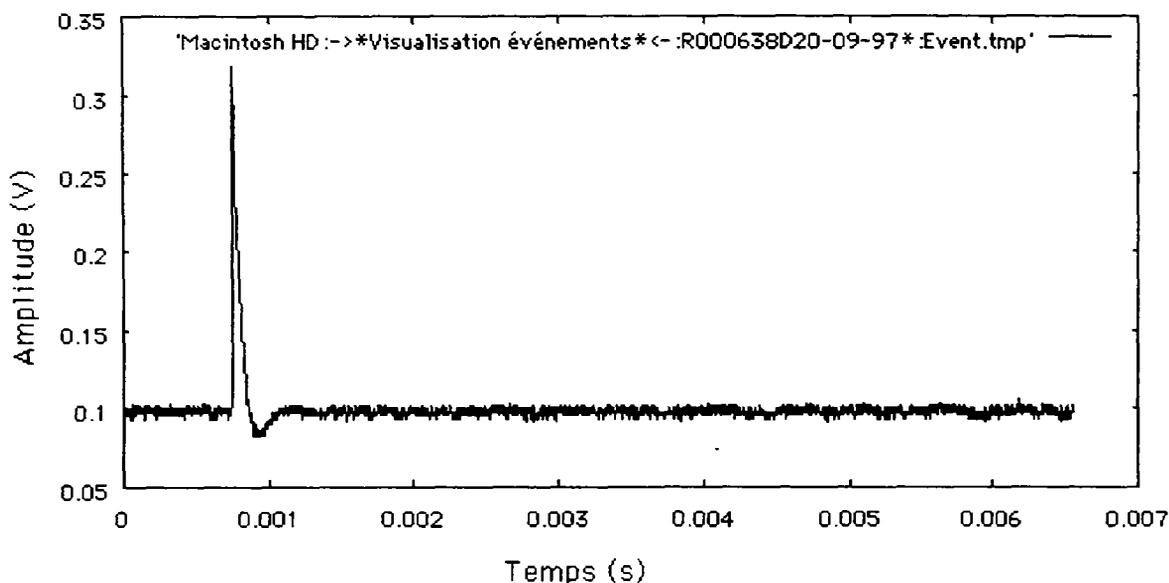


Figure 3.5-8. Impulsion sur la voie ionisation.

3.5.3.5 Traitement des données

Les quantités calculées par l'analyse "online" (en temps réel) pour les deux voies d'acquisition sont d'une part la ligne de base (baseline) calculée comme la moyenne avant le déclenchement, et la hauteur de l'impulsion (pulse height). D'autre part un "fit" dans l'espace des temps est également réalisé "on line". Pour chaque impulsion et pour chaque voie, on fait un ajustement par moindres carrés d'une fonction constante, d'un gabarit (template) calculé préalablement après avoir moyenné un nombre suffisant d'événements (typiquement quelques dizaines).

Un indicateur de la qualité des événements est donné par le résidu improprement dénommé χ^2 entre le signal mesuré et le signal ajusté. (On retrouve ces quantités regroupées dans un fichier ASCII formé de plusieurs colonnes où chaque ligne représente un événement enregistré).

Une coupure sur le χ^2 est ensuite faite pour éliminer les signaux qui peuvent être soit de nature non physique, soit le résultat d'un empilement de deux ou plusieurs événements.

3.6 Performances du détecteur

3.6.1 Résolutions du bolomètre Ge-4

Afin d'étudier les résolutions et les seuils sur les deux voies d'acquisition, ionisation et chaleur, nous nous sommes servis d'une source de ^{57}Co de faible activité, pour éviter des problèmes d'empilement, reliée à une tige permettant l'introduction de celle-ci à l'intérieur du cryostat. La source de ^{57}Co donne un pic principal à 122 keV et un deuxième pic à 136 keV, d'un ordre de grandeur plus petit. Le taux d'événements dans le bolomètre est de l'ordre de cinq par minute.

Une possible cause de dégradation de la résolution en énergie est donnée par l'instabilité de la température du détecteur. Cette variation de température peut être liée à plusieurs facteurs tels les vibrations mécaniques au moment du transfert de l'azote liquide, de l'hélium liquide ou la mise en place de la source.

Comme conséquence de cette instabilité, nous retrouvons une variation au cours du temps de la ligne de base de la voie chaleur. Cette variation se traduit par une dégradation de la résolution sur la voie chaleur. Une correction linéaire qui relie la ligne de base avec l'amplitude permet de gagner un facteur deux sur la valeur de la résolution. [DiS98]

Deux mesures ont été faites avec la source de ^{57}Co , une première à -2 Volt et une deuxième à -6 Volt. Dans la Figure 3.6-1 sont portées les données, dans le plan ionisation-chaleur, de la source de ^{57}Co pour les deux valeurs de la tension.

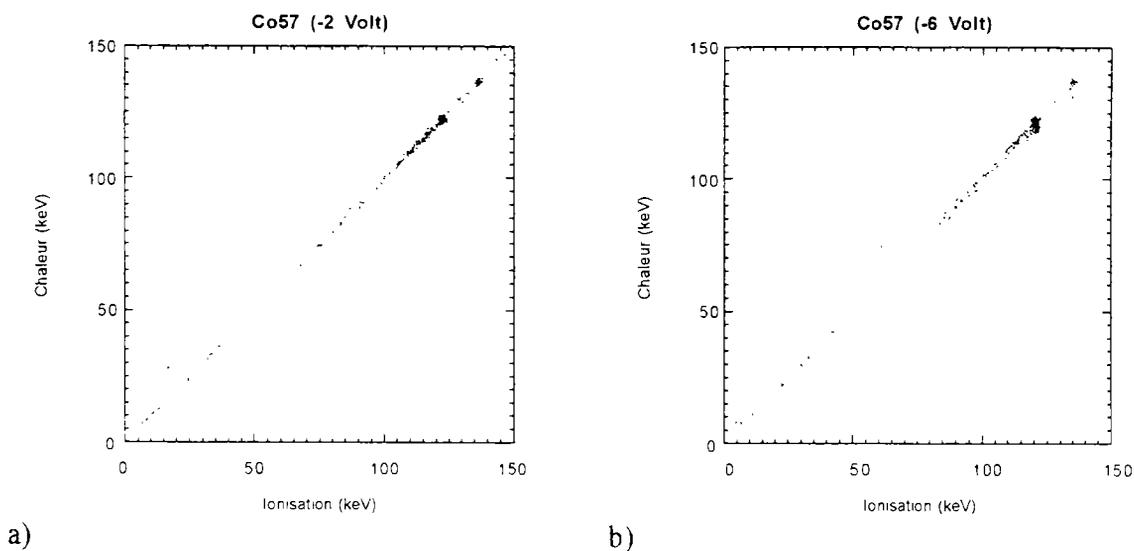


Figure 3.6-1. Source de ^{57}Co dans le plan ionisation-chaleur. La tension de polarisation de la diode est de -2 Volt pour la figure à gauche a) et de -6 Volt pour la figure à droite b). On peut distinguer la présence des deux pics à 122 keV et à 136 keV.

La figure suivante montre respectivement les projections sur les axes de la voie chaleur et de la voie ionisation.

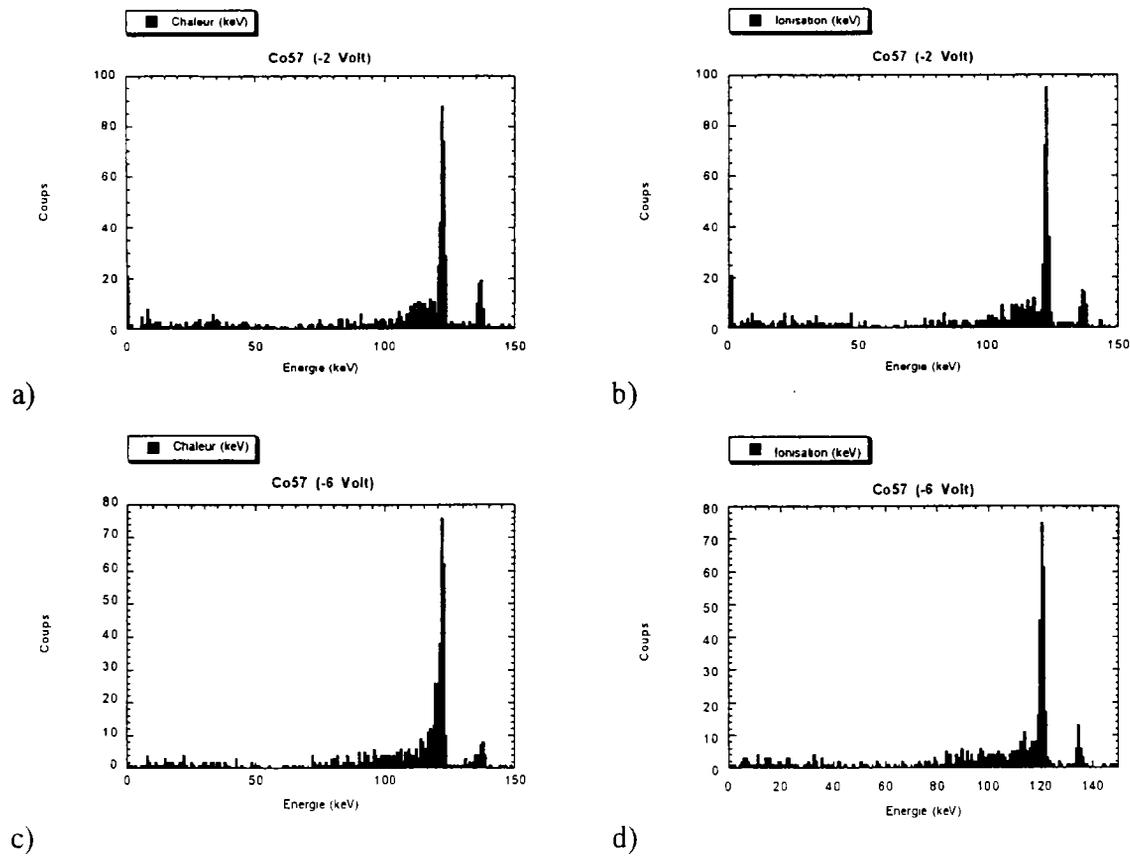


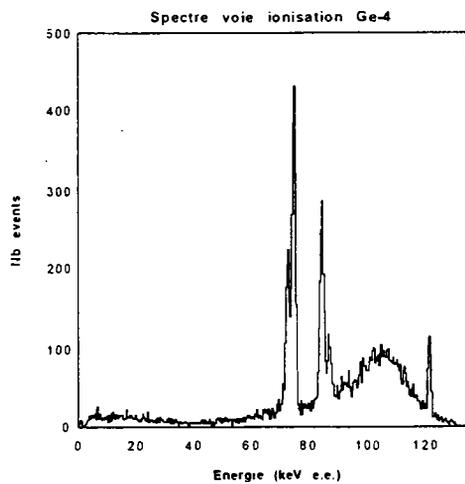
Figure 3.6-2. Source de ^{57}Co , projection du plan ionisation-chaleur sur l'axe chaleur et ionisation pour les tensions de polarisation de -2 Volt (en haut a) b) et -6 Volt (en bas c) d).

Une augmentation de l'intensité de polarisation de la diode améliore la résolution de la voie charge mais en revanche dégrade la résolution de la voie chaleur. (voir Tableau 3.6-1)

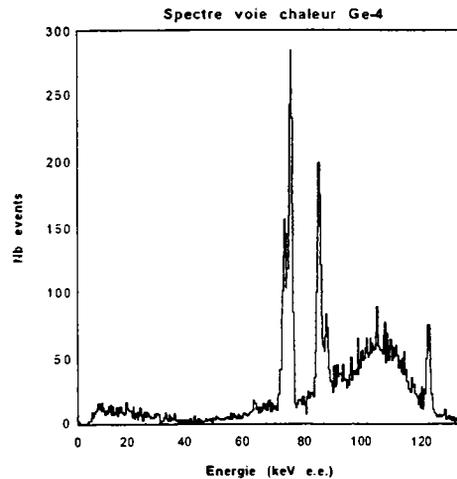
Tableau 3.6-1. Résumé des résolutions du bolomètre Ge-4 pour les deux voies, ionisation et chaleur, aux deux tensions de polarisation de la diode (donnés de l'été '97). [DiS98]

	Ionisation	Chaleur
FWHM $\bar{\alpha}$, 122 keV (-2 Volt)	1.21 ± 0.04 (keV ee)	1.18 ± 0.05 (keV ee)
FWHM α , 122 keV (-6 Volt)	0.95 ± 0.10 (keV ee)	1.50 ± 0.50 (keV ee)

Dans la Figure 3.6-3 sont montrées les projections sur la voie ionisation et sur la voie chaleur d'un diagramme à deux entrées obtenu avec une source de ^{57}Co (en mai '99) en présence de l'écran proche en plomb archéologique à une tension de polarisation de la diode de -6 Volt. Dans les deux figures on voit le pic à 122.1 keV du ^{57}Co et les raies X du plomb (voir paragraphe 4.1.4). On a interpolé les données par une gaussienne afin d'estimer la résolution de notre bolomètre.

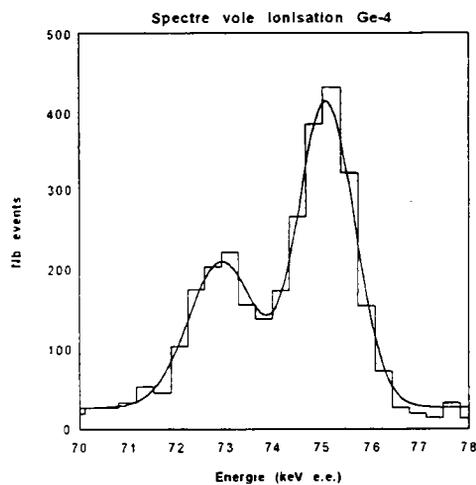


a)

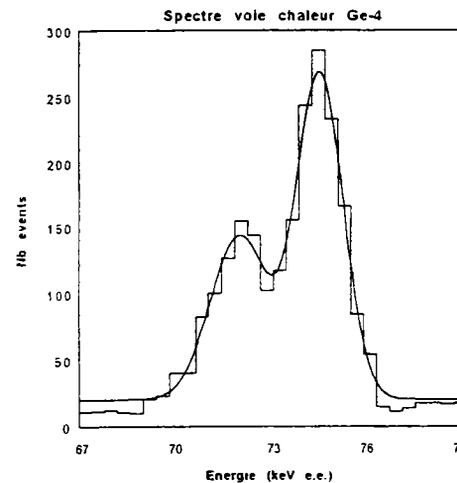


b)

Figure 3.6-3. Données obtenues avec une source de ^{57}Co dans le bolomètre Ge-4 équipé de l'écran proche en plomb archéologique. On peut remarquer le pic à 122.1 keV du ^{57}Co et les pics dus aux raies X du plomb. Sur la gauche a) est présentée la projection de la voie ionisation et sur la droite b) la projection de la voie chaleur.



a)



b)

Figure 3.6-4. Interpolation par une gaussienne du pic X du plomb le plus intense (à 75 keV) pour les deux voies ionisation (à gauche) a) et chaleur (à droite) b).

Dans la table suivante sont résumées les résolutions pour les deux voies de détection pour une tension de polarisation de -6 Volt.

Tableau 3.6-2. Résumé des résolutions du bolomètre Ge-4 pour les deux voies, ionisation et chaleur, pour une tension de polarisation de la diode de -6 Volt (donnés mai '99).

	Ionisation	Chaleur
FWHM @ 75 keV (-6 Volt)	1.62 ± 0.22 (keV ee)	1.46 ± 0.12 (keV ee)

La résolution sur la voie ionisation est moins bonne par rapport à celle obtenue en été '97 à cause d'une oscillation sur cette voie.

3.6.2 Calibrations de la zone neutrons et de la zone gammas pour le bolomètre Ge-4

Afin d'étudier le pouvoir de discrimination entre les photons et les électrons d'une part et les reculs nucléaires donnés par des neutrons (ou WIMPs) d'autre part, on a procédé à une calibration en photons et une calibration avec une source de neutrons.

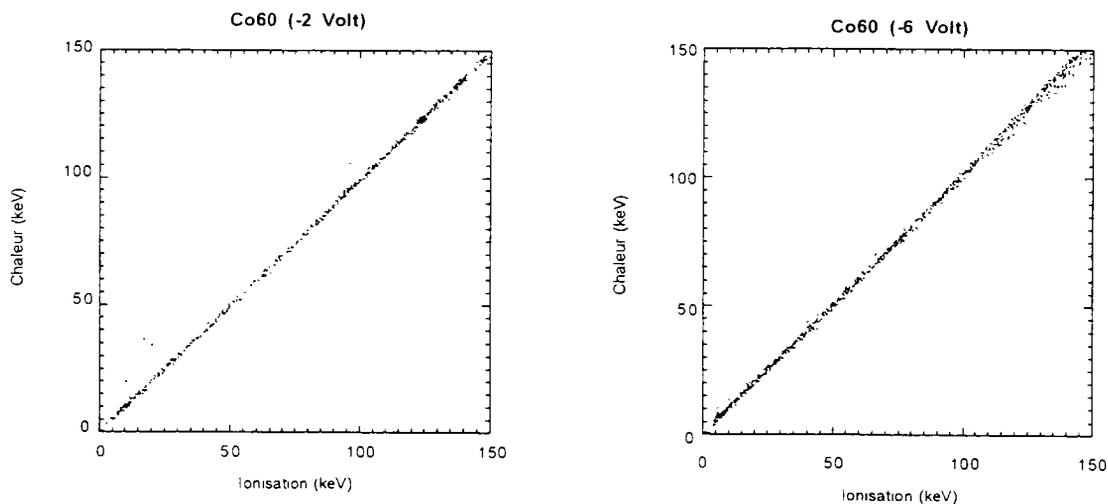
Définissons maintenant η le rapport entre le signal charge et le signal chaleur :

$$\eta = \frac{\overline{S_{Io}}}{\overline{S_{Ch}}}$$

Pour les photons on conviendra que η vaudra environ un, et pour les neutrons sa valeur sera comprise entre zéro et un. Si les distributions de $\overline{S_{Io}}$ et $\overline{S_{Ch}}$ sont gaussiennes, leur rapport, c'est-à-dire η , aura lui aussi une distribution gaussienne avec un écart-type :

$$\sigma^2 = \frac{\sigma_{Io}^2 + \langle \eta \rangle^2 \sigma_{Ch}^2}{\langle \overline{S_{Ch}} \rangle^2}$$

La calibration pour la zone photons a été effectuée en utilisant une source de $^{60}\text{Co}^{25}$ placée à proximité du cryostat, une fois le blindage extérieur localement enlevé. Dans la Figure 3.6-5 sont montrées les données prises à une tension de polarisation de -2 Volt et de -6 Volt : on voit ici les événements Comptons produits par les deux raies à haute énergie du ^{60}Co . La plupart des ces événements tombent sur l'axe principal, ici ramené à 45°, mais une partie non négligeable des événements (16.5% pour -2 Volts et 11.5% pour -6 Volts) se trouvant à gauche de cet axe ($\eta < 1$), présentant ainsi un défaut de collecte de charge.



a) b)
 Figure 3.6-5. Calibration avec une source de ^{60}Co , ces données prises à une tension de polarisation de -2 Volt à gauche a) et de -6 Volt à droite b). Dans la figure on voit les Comptons engendrés par les deux raies à haute énergie du ^{60}Co . Dans la calibration à -2 Volt, il y a à la fois une source de ^{60}Co et une source de ^{57}Co , dont on peut voir les deux pics à 122.1 keV et à 136.5 keV.

²⁵ Les photons de haute énergie du ^{60}Co réduisent la proportion des événements qui peuvent avoir lieu en surface par rapport aux photons de basse énergie

Le rapport des événements qui tombent en dehors de l'axe principal par rapport à ceux qui sont bien alignés sur cet axe, est plus petit pour les données prises avec une tension de polarisation plus élevée, (figure à droite où la tension de polarisation vaut -6 Volt). Ceci s'explique par le fait que un champ de polarisation plus élevé collecte les charges de manière plus efficace.

Pour la calibration de la zone neutrons, on a utilisé une source de ^{252}Cf , les caractéristiques détaillées de cette source sont données au paragraphe 4.4. La source a été placée à environ 70 cm du bolomètre une fois le blindage de plomb et de cuivre enlevé localement. L'énergie moyenne des neutrons émis par le ^{252}Cf est de 2.14 MeV, ce qui implique une énergie de recul maximale sur le germanium d'environ 60 keV.²⁶

Dans la Figure 3.6-6 est montrée cette calibration pour des tensions de polarisation de la diode de -2 Volt et -6 Volt. La présence des photons est due au fait que l'on a enlevé une partie du blindage ; de plus pour chaque fission, qui donne quatre neutrons, il y a vingt photons (qui dans 80% des cas ont une énergie qui ne dépasse pas 1 MeV).

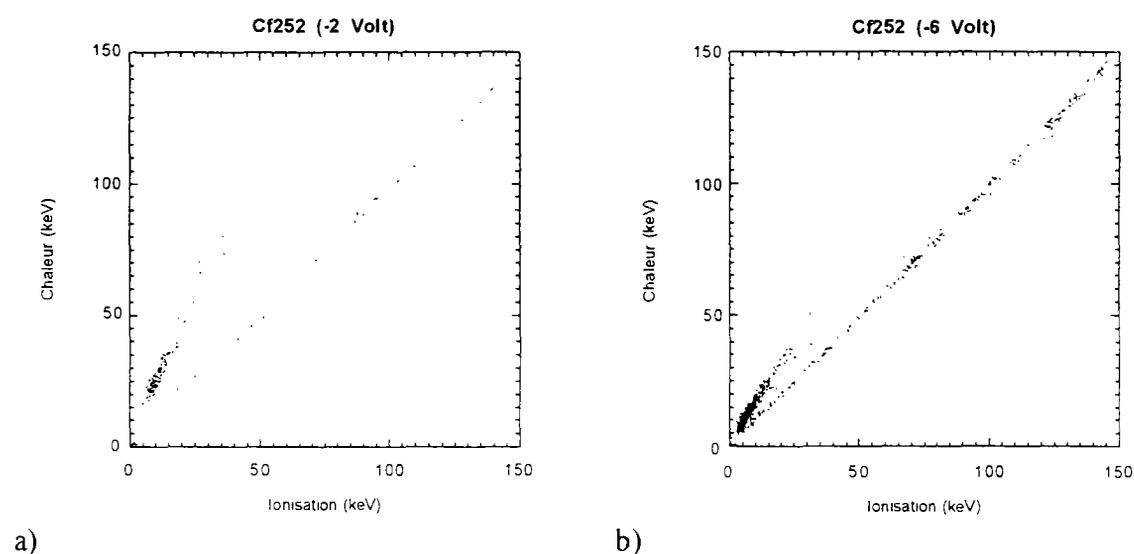


Figure 3.6-6. Calibration avec une source de ^{252}Cf , pour des tensions de polarisation de la diode de -2V à gauche a) et de -6V à droite b). Dans les deux figures on reconnaît les deux populations dues aux neutrons de la source et la population des photons, cette dernière est due aux photons ambiants (une partie du blindage avait été retirée) et aux photons de la source elle-même.

A partir des ces deux calibrations, le ^{60}Co pour la zone photons et le ^{252}Cf pour la zone neutrons, on a pu estimer le facteur de quenching des neutrons, c'est-à-dire le rapport de l'ionisation créée par un neutron et celle créée par un photon, dans le germanium. La valeur obtenue est : $Q = 0.3 \pm 0.04$ pour les deux tensions de polarisation, cette valeur a été déterminée pour des énergies qui vont d'environ de 6 keV à environ 50 keV. [DiS98] L'expérience Edelweiss a mis au point une méthode appelée méthode de la zone neutrons pour traiter les événements dans le plan ionisation - chaleur, en essayant de différencier les événements dus aux reculs nucléaires qui se trouvent sur la pente des neutrons des événements

²⁶ Pour des noyaux lourds, comme le germanium, la diffusion des neutrons est faite surtout vers l'avant, pourtant l'énergie de recul est plutôt inférieure à la trentaine de keV.

dus aux reculs d'électrons qui tombent sur la pente des photons.

Considérons le rapport η en fonctions de la chaleur, et divisons cette dernière en plusieurs intervalles d'énergie. Pour chaque intervalle d'énergie calculons la valeur moyenne du rapport η et au milieu des ces intervalles prenons le point à trois écarts types dans le plan chaleur vs η .

En reliant tous ces points on obtiendra une ligne brisée pour la partie supérieure (trois écarts types à droite de la valeur moyenne) et une pour la partie inférieure (trois écarts types à gauche de la valeur moyenne). (voir Figure 3.6-9)

L'acceptance de la zone comprise entre ces deux lignes brisées "zone neutrons" sera de 99.7%. Afin d'optimiser le rapport signal sur bruit, on peut considérer la "demi zone neutrons" qui est la zone comprise entre la ligne brisée de la partie inférieure et la ligne brisée qui relie les points au milieu de chaque intervalle, l'acceptance de cette demi zone sera donc de 50%. [DiS98]

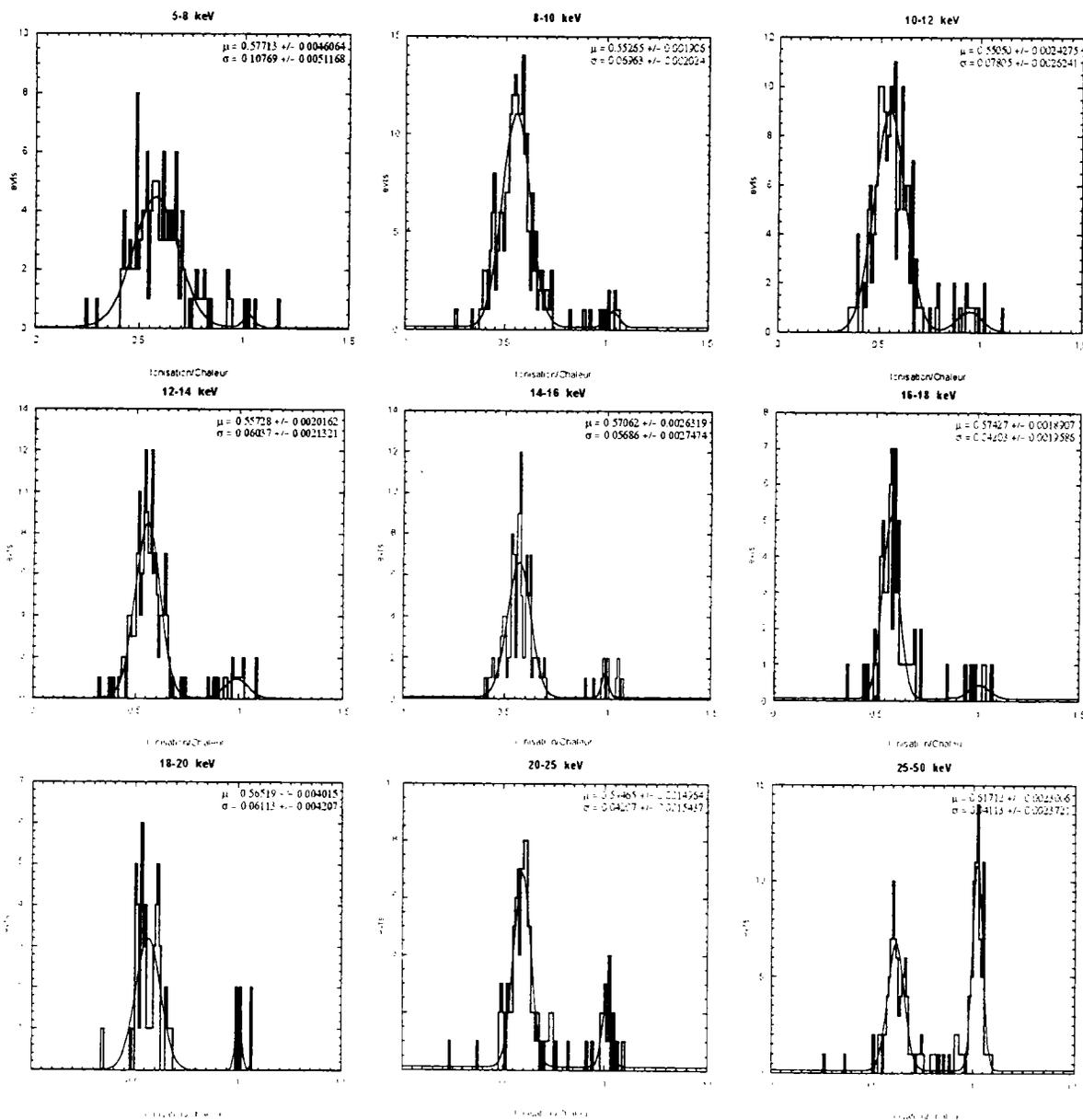


Figure 3.6-7. Valeur moyenne du rapport Ionisation Chaleur pour les intervalles d'énergie allant de 5 keV à 50 keV pour la source de ^{252}Cf (tension de polarisation : -6 Volt).

Dans la Figure 3.6-8 est présentée la variation de la valeur moyenne du rapport Ionisation/Chaleur en fonction de l'énergie pour la source de ^{252}Cf pour une tension de polarisation de la diode de -6 Volt.

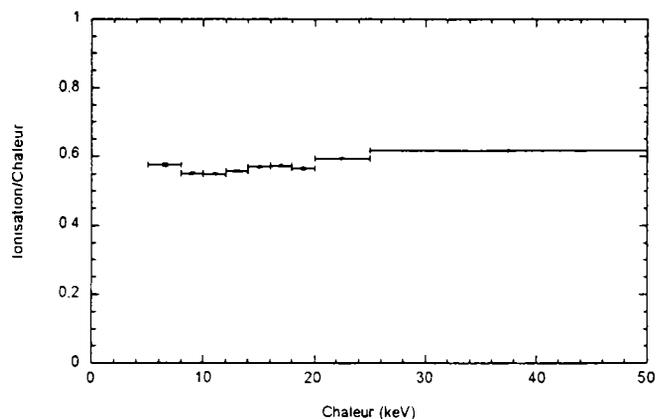


Figure 3.6-8. Variation de la valeur moyenne du rapport Ionisation/Chaleur en fonction de l'énergie (-6 Volt).

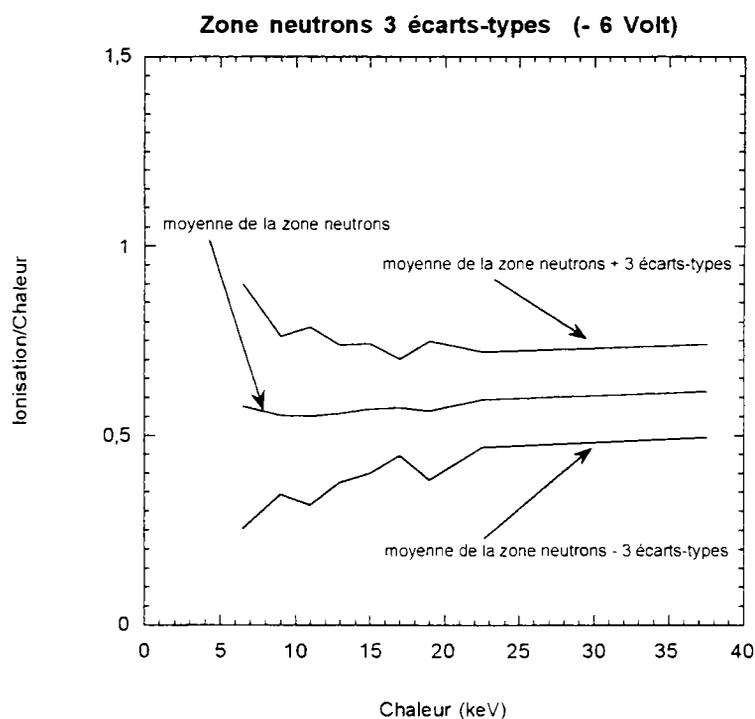


Figure 3.6-9. Zone neutrons à trois écarts types pour une tension de polarisation de la diode de -6 Volt.

3.6.3 Seuils et efficacité du bolomètre Ge-4

3.6.3.1 Gammas

Pour déterminer les seuils de la voie ionisation et de la voie chaleur de notre bolomètre (Ge-4), nous avons utilisé une source de ^{60}Co .

Dans la Figure 3.6-10 est montré l'ensemble des données accumulées, après une coupure sur le χ^2 . Ces données ont été prises à une tension de polarisation de la diode de -6 Volt ; par la suite, nous nous limiterons aux basses énergies (< 40 keV). Pour la calibration en énergie on s'est servi d'une source de ^{57}Co .

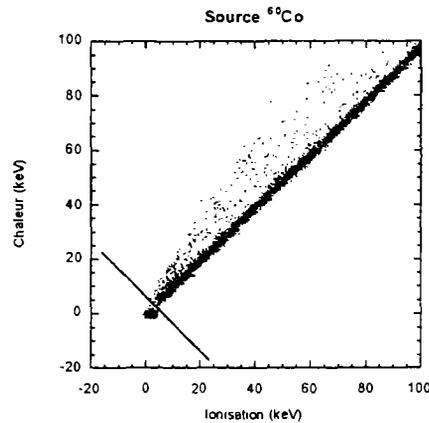


Figure 3.6-10. Ensemble des données obtenues à une tension de polarisation de la diode de - 6 Volts. Les événements dans le plan ionisation chaleur sont donnés par une source de ^{60}Co .

Dans la figure précédente on peut remarquer la présence d'une tâche en bas à gauche. Cette distribution, est due à du bruit sur la voie ionisation et pourtant n'a pas d'analogie sur la voie chaleur ; ces événements se trouvent en dessous de la pente principale, et pour cette raison ne peuvent pas être des événements mal collectés. Cette distribution étant bien découplée de la distribution des gammas, on l'a éliminée simplement par une coupure adaptée. (voir la Figure 3.6-10)

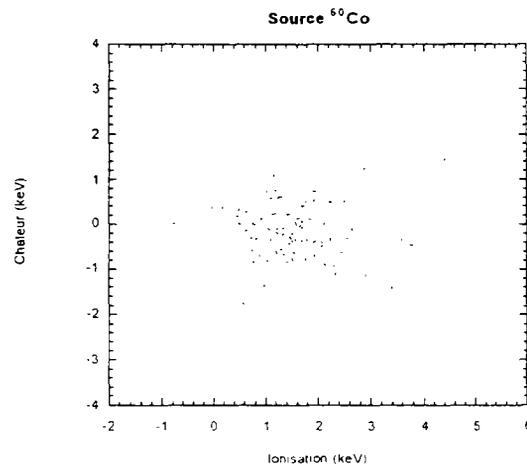


Figure 3.6-11. Événements dus au bruit sur la voie ionisation.

Dans la Figure 3.6-12 est montrée la même distribution, une fois les événements dus au bruit sur la voie ionisation enlevés, pour une énergie jusqu'à 40 keV.

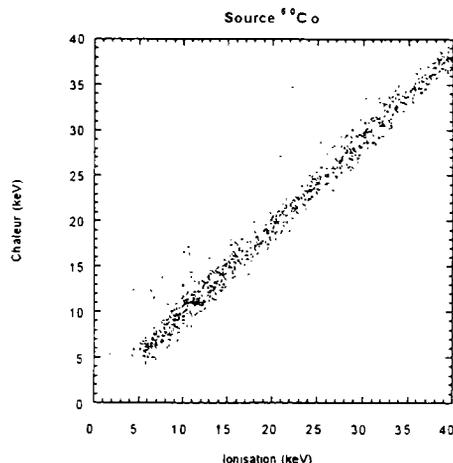


Figure 3.6-12. Mêmes données de la figure précédente après coupure de la tâche à zéro keV.

La démarche que nous avons suivie, est de garder les événements qui se trouvent à moins de 2σ de la moyenne de la distribution gamma. Pour faire cette coupure, on a d'abord tourné les axes ionisation et chaleur de 45° .

Dans la Figure 3.6-13 sont montrées les données après rotation de 45° dans le plan ionisation chaleur. On peut remarquer que la distribution s'écarte par rapport à l'axe $y=0$ au fur et à mesure que l'énergie augmente.

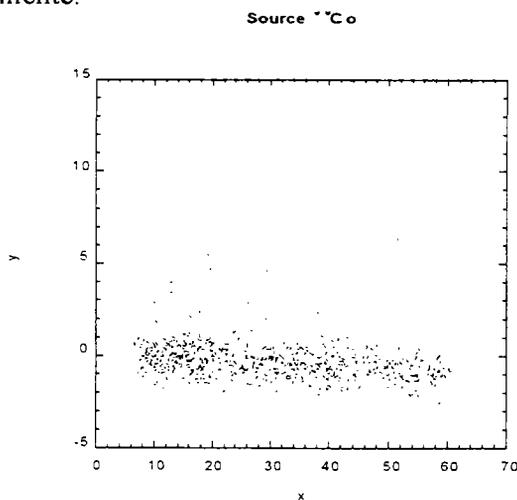


Figure 3.6-13. Rotation des données de 45° dans le plan ionisation chaleur. ²⁷

Afin d'estimer la valeur centrale de la distribution, on a partagé les données en trois tranches de 0 à 20, de 20 à 40 et de 40 à 60. Pour chaque tranche on a calculé la valeur moyenne et la dispersion par une interpolation gaussienne. Dans la figure ci-dessous sont montrés les résultats de ces interpolations.

$$\begin{aligned}
 x &= \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ Ionisation} + \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ Chaleur} \\
 y &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \text{ Ionisation} + \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ Chaleur}
 \end{aligned}$$

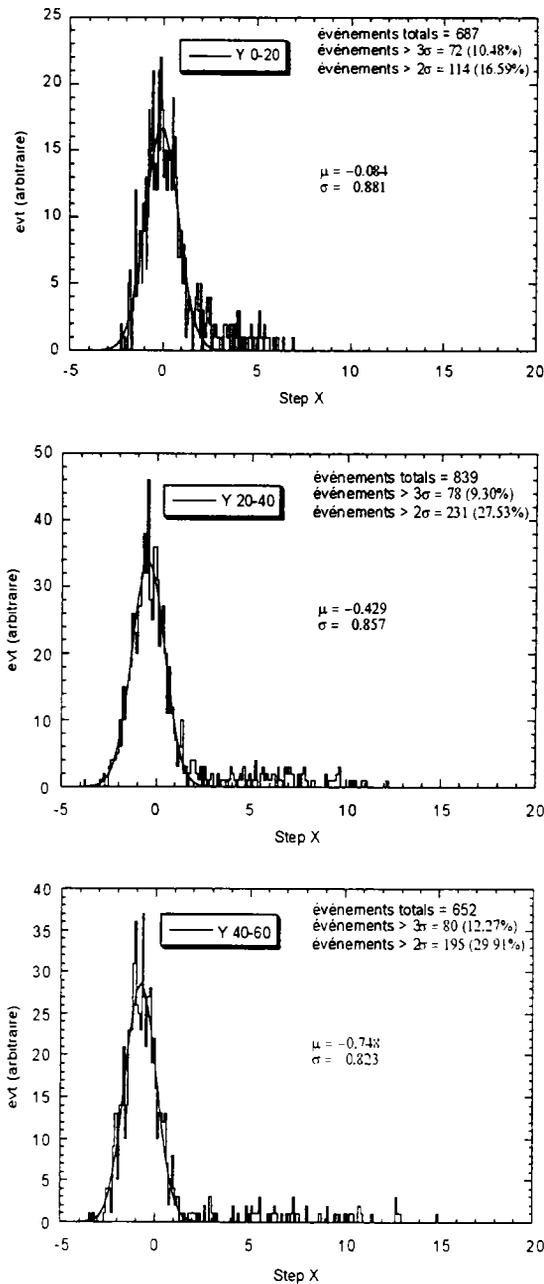


Figure 3.6-14. Interpolation des données par une gaussienne après rotation de 45° du plan ionisation chaleur. Selon la figure précédente, les données ne sont pas sur l'axe horizontal centré à zéro, mais sur une pente oblique. L'axe des x a été coupé en trois tranches, et pour chacune on a calculé la moyenne et la dispersion.

Pour chaque tranche on a gardé les événements à moins de 2σ de la valeur moyenne. Les données ont été ensuite retournées à nouveau de 45°. Dans la Figure 3.6-15 est montrée la projection des événements ainsi sélectionnés sur les deux axes du plan ionisation chaleur.

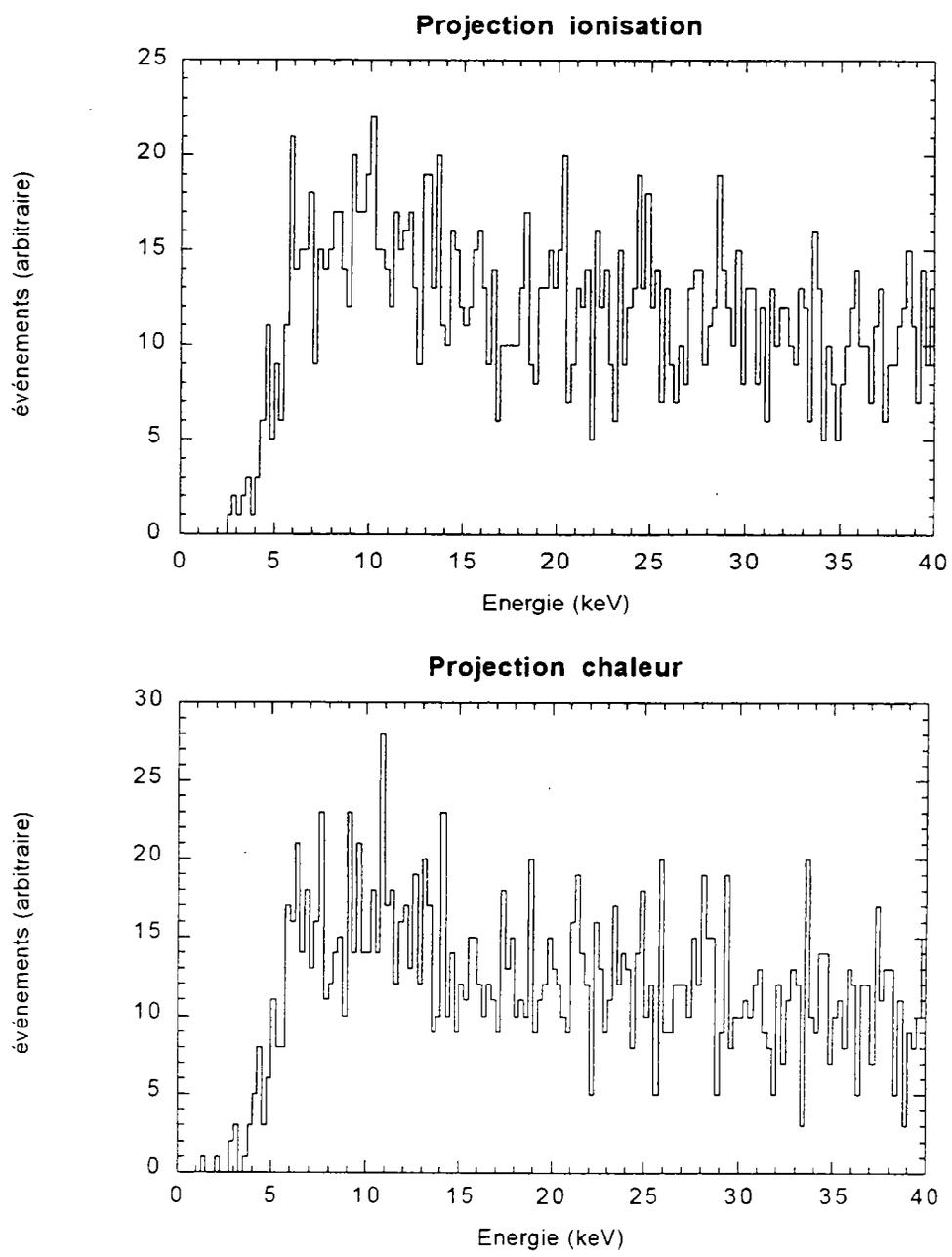


Figure 3.6-15. Projection du " plan " ionisation chaleur sur l'axe ionisation (en haut) et sur l'axe chaleur (en bas).

D'après la Figure 3.6-15, le seuil de notre bolomètre se situe autour de 2-4 keV pour les deux voies de détection.

3.6.3.2 Efficacité du déclenchement

Afin d'estimer l'efficacité de déclenchement, on a procédé à une simulation MonteCarlo. Cette simulation a été faite avec Geant 3.2.1 du CERN (voir le paragraphe 5.2.1.1) : malheureusement ce logiciel ne décrit correctement les processus physiques qu'à partir de 10 keV (gamma).

Toute particule dont l'énergie cinétique résiduelle est inférieure ou égale à 10 keV n'est plus propagée, et cette énergie résiduelle est considérée comme absorbée sur place. En première approximation ceci peut sembler à peu près correct, un électron de 10 keV ayant dans le germanium un parcours de l'ordre du micron (les événements physiques contribuant à basse énergie sont quasi-exclusivement des reculs d'électrons Compton). L'intégrale du taux événements entre 0 et 10 keV est donc probablement correctement simulée, mais on peut par contre se poser des questions sur l'aptitude du logiciel à reproduire correctement la forme du spectre d'énergie au voisinage de zéro.

Si l'on considère le gamma de 1173 keV de la source de ^{60}Co , l'énergie maximale que l'électron de recul peut acquérir dans une interaction Compton est de 963.2 keV, et l'énergie minimale du photon diffusé est égal à 209.8 keV (voir annexe).

Ce photon diffusé peut à son tour diffuser par effet Compton en cédant ainsi une énergie maximale à l'électron égale à 94.6 keV. Le photon diffusé après cette deuxième diffusion aura une énergie minimale de 115.2 keV.

Par interactions successives on s'aperçoit que par exemple à la douzième interaction, le photon diffusé possède encore une énergie minimale d'environ 21 keV. Pour descendre en dessous de 10 keV il faut au minimum 26 interactions.

Cela suggère que les dépôts de faible énergie proviennent essentiellement des électrons venant d'une diffusion Compton. Or, le parcours des électrons dans le germanium étant de l'ordre d'un demi micron (pour une énergie de 10 keV), toute l'énergie est arrêtée dans le bolomètre.

Cette argumentation nous dit que pour la courbe simulée présentée dans la figure suivante en ce qui concerne les événements entre 0 et 10 keV, même si on ne peut rien dire sur la distribution en énergie, le taux intégré sur cet intervalle est correct.

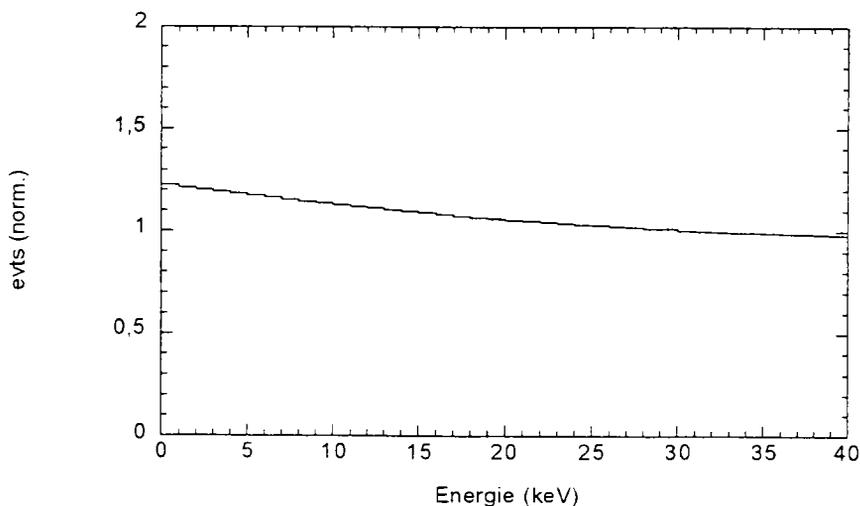


Figure 3.6-16. Simulation d'une source de ^{60}Co dans le bolomètre Ge-4. Cette distribution a été obtenue en lissant le spectre après l'avoir normalisé. (Normalisation à partir des données entre 25 et 45 keV)

Dans la Figure 3.6-17 est présenté le rapport R entre le spectre expérimental et la distribution simulée.

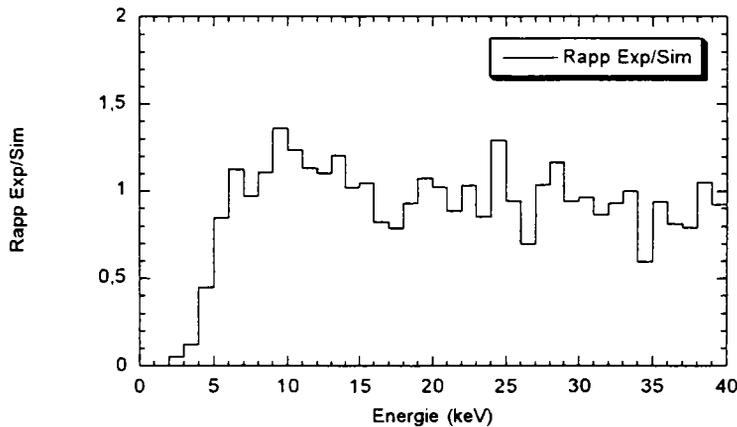


Figure 3.6-17. Rapport entre la distribution des événements expérimentaux (normalisée à un) et la distribution simulée.

La courbe d'efficacité de la voie ionisation est à interpréter avec prudence. Comme on le voit sur la Figure 3.6-15, le surplus d'événements réels par rapport à la simulation entre 7 et 15 keV, statistiquement significatif (une fois normalisé, on trouve une valeur moyenne de 1.46 ± 0.15 pour les événements entre 7 et 15 keV et une valeur moyenne de 1.08 ± 0.18 pour les événements entre 15 et 40 keV), conduit à une efficacité supérieure à 1 dans la zone d'intérêt. Deux types d'explication pourraient rendre compte de cette anomalie :

- La non aptitude du logiciel Geant à reproduire correctement la forme du spectre en énergie au voisinage de zéro.
- On ne peut non plus exclure la présence dans les données expérimentales d'une remontée de bruit à basse énergie, de nature différente du bruit à énergie nulle, éliminé des données (microphonies, ...?). La "bosse" 7-15 keV du spectre expérimental pouvant s'interpréter alors comme cette remontée de bruit, coupée ensuite par la courbe d'efficacité.

On voit que la détermination très précise d'une efficacité de la voie ionisation (et donc du seuil en énergie de l'expérience) passe par l'utilisation de programmes de simulation mieux adaptés que Geant à ce domaine d'énergie et par une étude plus poussée des bruits de la voie ionisation.

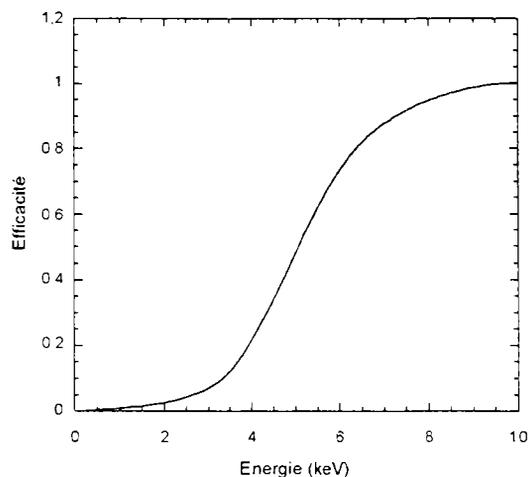


Figure 3.6-18. Efficacité de déclenchement du détecteur Ge-4.

3.6.3.3 Neutrons

Afin de déterminer le seuil en énergie de notre bolomètre par rapport aux reculs nucléaires, nous avons considéré les données obtenues avec une source de ^{252}Cf . Ces données ont été prises à une tension de polarisation de la diode de -6 Volt.

Dans la Figure 3.6-19 sont montrées les données obtenues après une coupure sur le χ^2 . La calibration en énergie a été réalisée avec une source de ^{57}Co .

Dans la figure on peut remarquer la présence des photons disposés sur la pente à 45° . Ces événements sont produits par la source elle-même (et par les photons ambiants)²⁸.

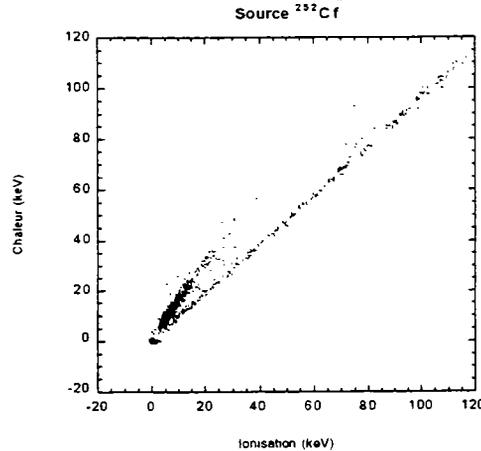


Figure 3.6-19. Ensemble des données prises avec une source de ^{252}Cf (source de neutrons). On remarque également la présence des photons qui se trouvent sur la pente à 45° . Ces événements sont dus à la source elle-même (et aux photons ambiants). Ces données ont été prises à une tension de polarisation de la diode de -6 Volt.

Dans la Figure 3.6-20 est montré un zoom de la figure précédente une fois la "tâche à zéro" éliminée. (voir le paragraphe 3.6.3.1)

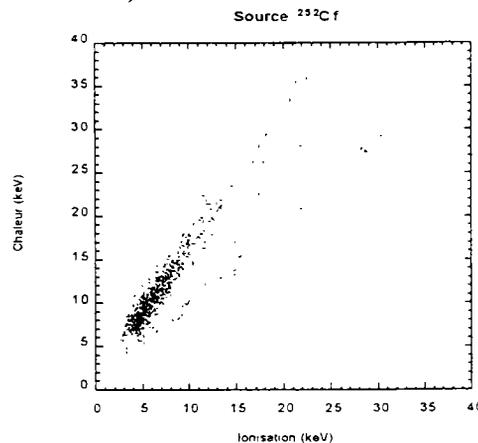


Figure 3.6-20. Ensemble des données prises avec une source de ^{252}Cf ; une fois la "tâche à zéro" enlevée. Ces données ont été prises à une tension de polarisation de la diode de -6 Volt.

²⁸ Pendant la calibration avec la source de ^{252}Cf une partie du blindage avait été retirée. Ceci explique la présence des photons dans le spectre.

Afin d'éliminer les événements qui se situent en dehors de la pente neutrons, on a procédé de la façon suivante.

D'abord on a calculé le coefficient angulaire de cette pente, c'est-à-dire le rapport de la chaleur sur l'ionisation²⁹, pour la population neutrons.

Dans la figure suivante est montré ce rapport et l'ajustement de la distribution de la population des neutrons par une gaussienne.

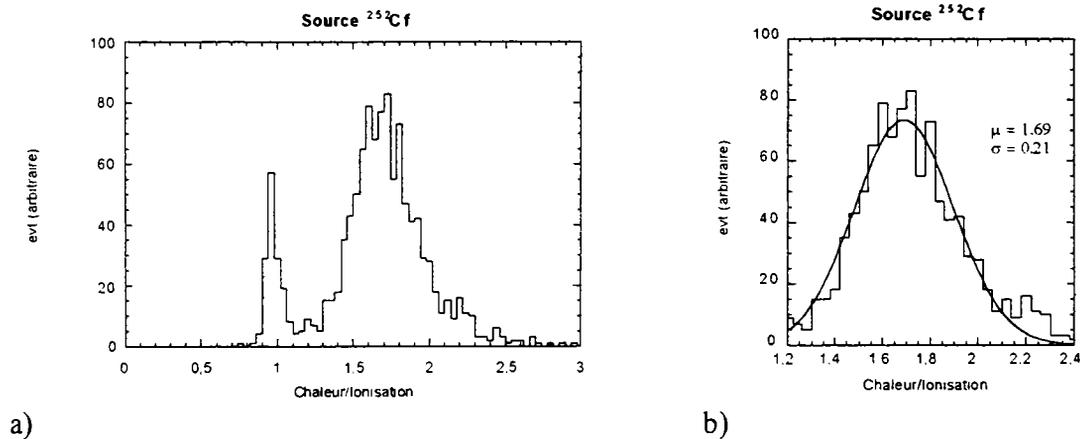


Figure 3.6-21. Dans la figure de gauche est montré le rapport chaleur sur ionisation pour la source de ²⁵²Cf. On remarque deux populations : celle de gauche a) due aux photons et celle de droite b) due aux neutrons. Dans la figure de droite est montré l'ajustement par une courbe gaussienne de la distribution neutrons.

La valeur obtenue pour le coefficient angulaire de la distribution des neutrons est de 1.69 ± 0.21 , ce qui correspond à environ 60° dans le plan ionisation chaleur.

Procédons maintenant à une rotation des axes afin de disposer la population neutrons horizontalement. Dans la figure suivante est montrée cette rotation.

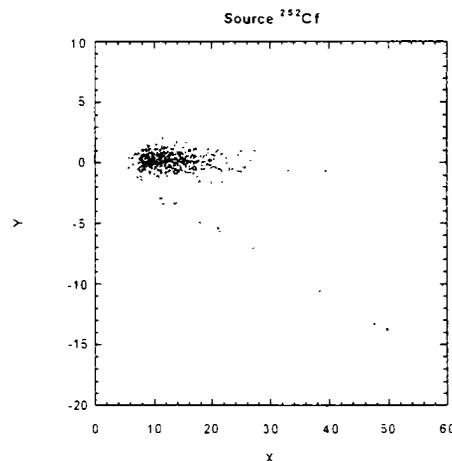


Figure 3.6-22. Rotation des axes dans le plan ionisation chaleur.

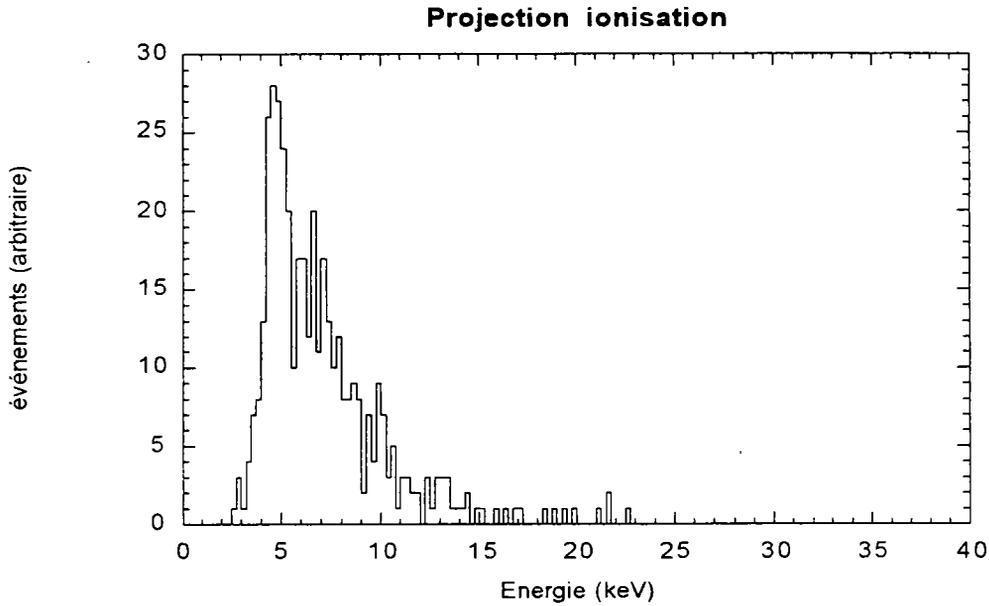
On a procédé à une coupure, selon l'axe Y en gardant les événements qui se trouvent à moins de 2σ de l'axe $Y=0$, (déviations standard) de la valeur moyenne de la distribution des neutrons.

Une fois cette coupure effectuée, on a retourné à nouveau les axes ionisation chaleur et on a projeté les événements sur ces deux derniers.

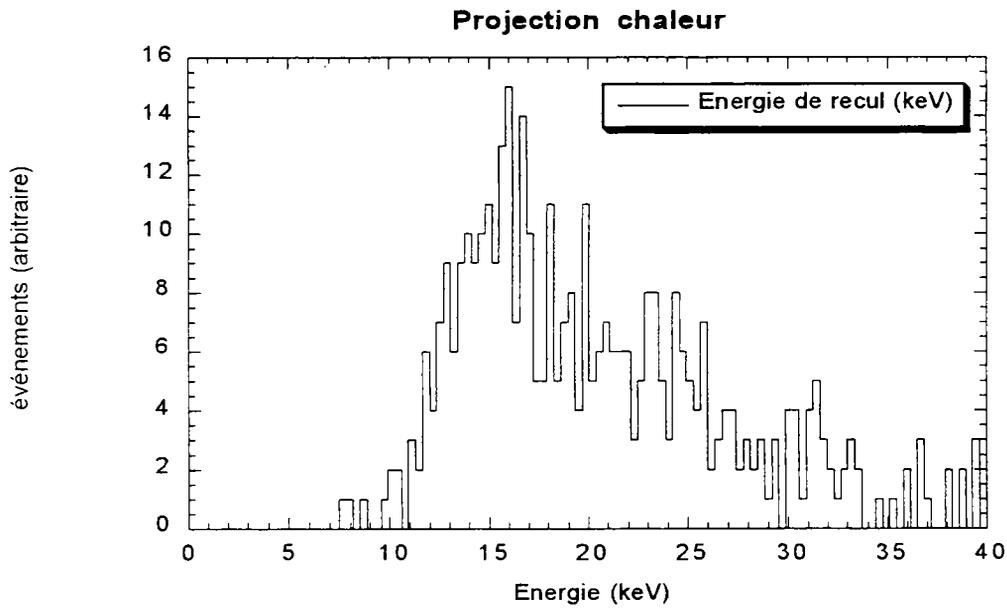
Dans la Figure 3.6-23 sont montrées les deux projections pour la voie ionisation et pour la voie

²⁹ Ce rapport a été fixé égal à un pour la population des photons

chaleur. En ce qui concerne la voie chaleur, avant de projeter les événements on les a corrigés par rapport à l'effet Luke-Neganov, afin d'obtenir l'énergie de recul du noyau.³⁰



a)



b)

Figure 3.6-23. Projection du diagramme ionisation-chaleur sur l'axe ionisation (en haut) a) et sur l'axe chaleur (en bas) b).

$$^{30} E_{\text{recul}} = \left(1 + \frac{eV}{\varepsilon_f}\right) \overline{S_{\text{th}}} - \left(\frac{eV}{\varepsilon_f}\right) \overline{S_{\text{lv}}}$$

3.6.4 Etude de l'effet Luke-Neganov dans le bolomètre Ge-4

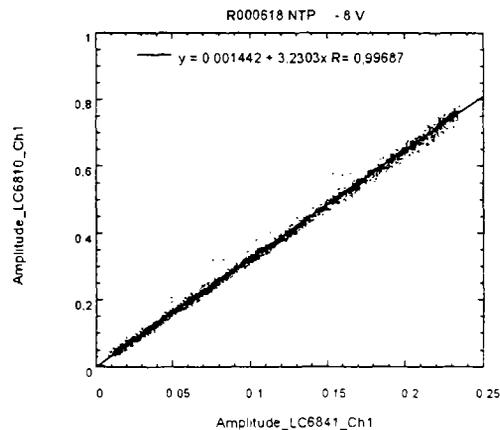
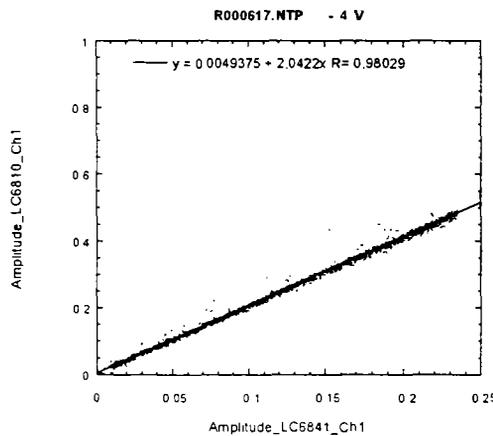
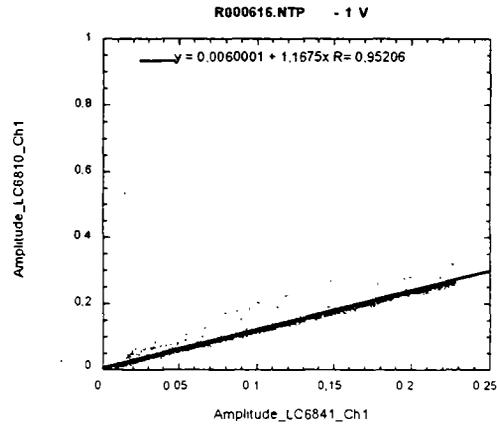
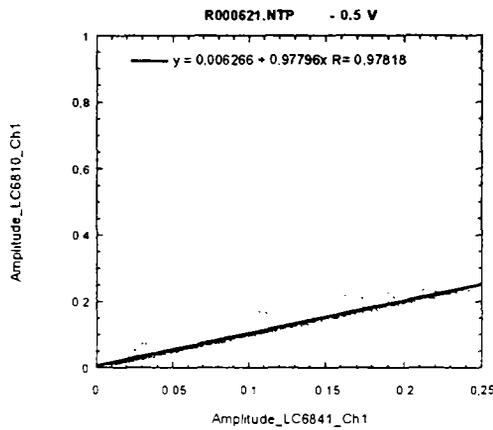
Afin d'étudier le comportement de notre premier bolomètre à double détection ionisation - chaleur (bolomètre Ge-4), par rapporte à l'effet Luke, plusieurs mesures ont été effectuées à différentes tensions.

On a effectué ces mesures en employant une source de ^{60}Co , le but de l'expérience est de mesurer la pente signal chaleur sur signal ionisation en fonction de la tension de polarisation appliquée à la diode.

L'amplitude sur la voie ionisation correspond à environ 0.7 Volt pour 250 keV. Pour le calcul de la pente on a considéré l'amplitude jusqu'à 0.22 Volt.

Dans les figures suivantes sont présentées les amplitudes de la voie ionisation (Amplitude_LC6841_Ch1) et de la voie chaleur (Amplitude_LC6810_Ch1) pour des tensions de polarisation de la diode allant de -0.5 Volt à -12 Volt, la température de la boîte à mélange du réfrigérateur étant de 10.67 mK.

Comme on peut le voir, la pente varie entre 0.978 pour une tension de polarisation de -0.5 Volt à 4.478 pour une tension de polarisation de -12 Volt.



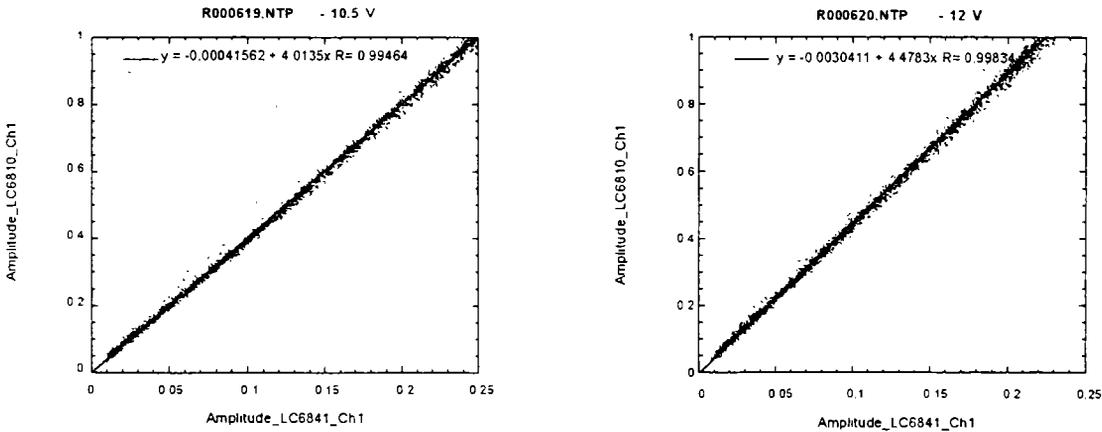


Figure 3.6-24. Amplitudes de la voie ionisation (*Amplitude_LC6841_Ch1*) vs les correspondantes amplitudes de la voie chaleur (*Amplitude_LC6810_Ch1*) pour différentes tensions de polarisation de la diode. Les données ont été prises avec une source de ^{60}Co . On voit comme les pentes augmentent au fur et à mesure que la tension de polarisation de la diode monte en valeur absolue.

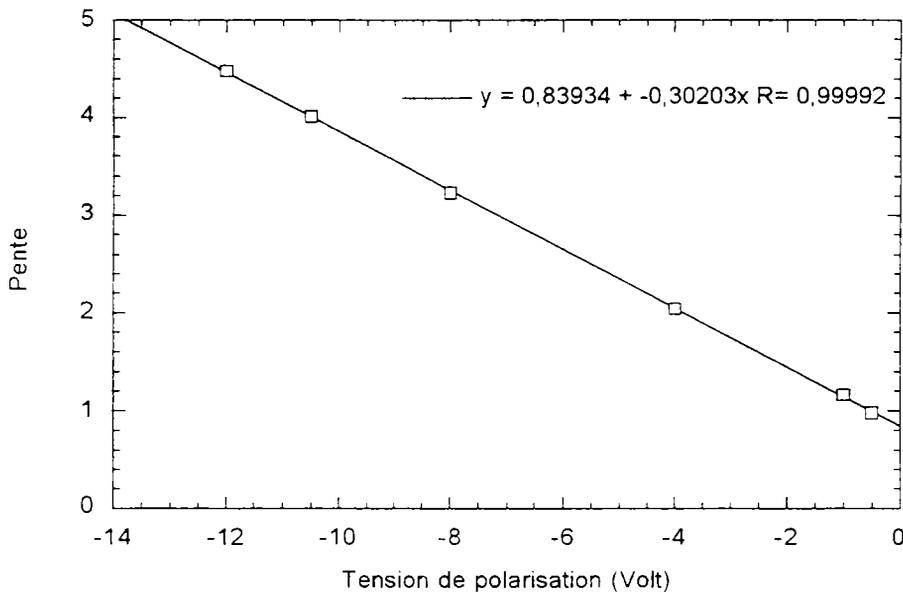


Figure 3.6-25. Valeurs de pentes en fonction de la tension de polarisation de la diode.

La variation linéaire de la pente, c'est-à-dire la variation du rapport du signal chaleur sur le signal ionisation, en fonction de la tension de polarisation appliquée est en accord avec la théorie, voir le paragraphe 3.4.2.3, selon laquelle :

$$\frac{S_{i,h}}{S_{i,i}} \propto \varepsilon + e V$$

Remarque : à l'application d'une polarisation nulle correspond une pente finie. Ceci traduit l'existence du champ interne à la diode.

4. La problématique du bruit de fond radioactif

4.1 Les divers types de bruit de fond : rayons cosmiques et radioactivité

Parmi les problèmes rencontrés dans la recherche d'événements rares, l'un des plus cruciaux est dû au bruit de fond, produit par les rayons cosmiques et par la radioactivité naturelle, à laquelle on doit également ajouter la radioactivité artificielle due aux essais nucléaires dans les années soixante et aux incidents dans les centrales nucléaires.

4.1.1 Rayonnement cosmique

Au début du siècle, dans des expériences conduites avec des chambres à ionisation, les scientifiques, malgré les efforts pour blinder les expériences du bruit radioactif, se trouvaient face à une petite source résiduelle. On a cru alors, qu'il s'agissait d'une source provenant du sol terrestre, mais une expérience décisive faite par Hess en 1912 avec une chambre à ionisation montée sur un aérostat à 5 km d'altitude montrait que la radiation résiduelle augmentait avec l'altitude au lieu de diminuer, ceci montrait que la source résiduelle était extérieure à la terre ; un flux de particules atteint les régions les plus externes de l'atmosphère en interagissant avec elle. On classe les rayons cosmiques en rayons cosmiques primaires et rayons cosmiques secondaires créés par l'interaction des rayons cosmiques primaires avec l'atmosphère.

4.1.1.1 Rayons cosmiques primaires

A cause des forts champs magnétiques et/ou étendus présents dans l'Univers, il n'est pas facile de déterminer la provenance des rayons cosmiques. La distribution de leur masse, surtout pour les particules de faible masse (<10 GeV) est similaire à celle des particules qui constituent le milieu interstellaire, ce qui fait penser à une origine commune aux processus de fusion stellaire. Une grande partie des rayons cosmiques primaires est constituée de protons (92%), puis de particules alpha et de noyaux atomiques plus lourds. Le pourcentage d'électrons dans les rayons cosmiques primaires est de l'ordre de 3% pour une énergie d'environ 1 GeV, mais elle devient négligeable au delà de cette énergie. [Wil86]

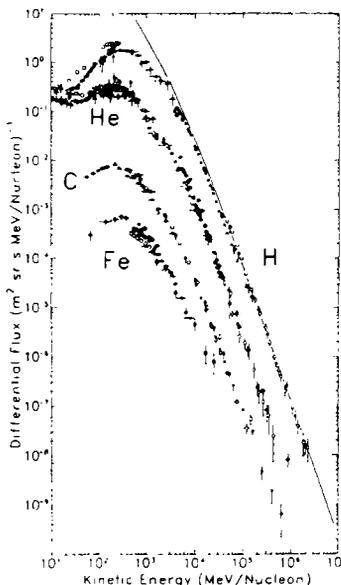


Figure 4.1-1. Spectre d'énergie des rayons cosmiques mesurés à la surface terrestre pour 4 éléments : hydrogène, hélium, carbone et fer. [Wil86]

Les rayons cosmiques primaires se composent de :

- **Hadrons**
Les hadrons constituent la quasi totalité des rayons cosmiques primaires ; en raison de la présence du champ magnétique terrestre, leur intensité varie avec la latitude et l'énergie ; l'énergie moyenne des protons est d'environ 2 GeV mais ils peuvent atteindre 10^{20} eV.
Les protons ont une longueur d'interaction nucléaire dans l'air de $\lambda_i \approx 90$ g/cm², si on suppose l'air à 20° C et 1 atm, on obtient 750 m, par conséquent seulement une petite fraction atteint la surface terrestre.
- **Electrons relativistes**
Les électrons relativistes constituent quelques pour-cent du rayonnement cosmique. En outre les électrons interagissant avec le champ magnétique émettent un rayonnement synchrotron avec une fréquence comprise entre 10 et 1000 Mhz.
Les électrons ont une longueur de radiation dans l'air $L_{rad} \approx 40$ g/cm², si on suppose l'air à 20° C et 1 atm, on obtient 330 m, par conséquent ils dégénèrent rapidement en gerbes électromagnétiques.
- **Rayons X et γ**
On observe plusieurs sources ponctuelles (parmi lesquelles le soleil) sur un fond continu.
- **Neutrinos**
On peut distinguer les neutrinos par leur provenance :
 - Solaires - Le flux prévu par la théorie est de l'ordre de 10^{11} cm⁻² s⁻¹ sr⁻¹ ; avec une énergie moyenne de l'ordre du MeV et une section efficace d'environ 10^{-43} cm².
 - Effondrement gravitationnel - Les études de la supernova SN1987A donnent une énergie moyenne de 10 MeV et une section efficace de 10^{-41} cm².
 - Galactiques et extragalactiques - Jusqu'à présent ils n'ont pas encore été observés, ils peuvent avoir une énergie de l'ordre du TeV. (AGN)

Tableau 4.1-1. Composition des rayons cosmiques les plus abondants, normalisés au carbone, pour des énergies inférieures à 1 GeV par nucléon. [Wol73]

Elément	Abondance (%)	Elément	Abondance (%)
H	$5 \cdot 10^4$	Si	23 ± 4
He	$2.7 \pm 0.5 \cdot 10^3$	Fe	23 ± 4
C	100	$29 \leq Z \leq 43$	$\approx 10^{-2}$
N	12 ± 3	$44 \leq Z \leq 59$	$\approx 3 \cdot 10^{-4}$
O	102 ± 6	$68 \leq Z \leq 83$	$\approx 3 \cdot 10^{-4}$
Ne	20 ± 3	$90 \leq Z \leq 96$	$\approx 2 \cdot 10^{-3}$
Mg	27 ± 4		

4.1.1.2 Rayons cosmiques secondaires

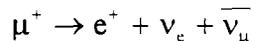
Comme on l'a vu la quasi totalité des hadrons et des électrons interagissent dans l'atmosphère qui a une épaisseur de 1 kg/cm^2 ; l'interaction des protons avec les noyaux de l'air engendre des particules avec une énergie (la plupart du temps) suffisante pour créer en cascade d'autres particules, on obtient ainsi la formation de ce que l'on appelle des gerbes hadroniques atmosphériques. Parmi les particules produites par ces interactions, on trouve :

- Les mésons π et k avec une vie moyenne d'environ 10^{-8} s, en général ils décroissent avant d'atteindre la surface terrestre :

- $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
- $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$
- $k^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (rapport d'embranchement 61%)
- $k^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ (rapport d'embranchement 21%)

et respectivement leurs antiparticules.

- Les muons créés par la désintégration des mésons, ils ont une vie moyenne au repos de $2.2\mu\text{s}$ et ils constituent la part la plus importante du flux des rayons cosmiques secondaires dans la région des hautes énergies qui atteint la surface terrestre. Les muons ont une énergie moyenne d'environ 2 GeV et un flux total de $\approx 500 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.



- Des électrons et des positrons produits par la décroissance des muons et produits par paires lorsqu'ils sont dus aux gamma engendrés par la décroissance des π^0 .
- Les neutrons et protons secondaires produits dans les collisions nucléaires.
- Des baryons étranges Λ, Σ avec une vie moyenne d'environ 10^{-10} s. En raison de leur courte vie moyenne ils n'arrivent pas à atteindre la surface terrestre.
- Rayonnement électromagnétique : produit par décroissance, déexcitation nucléaire, annihilations, rayonnement de synchrotron, bremsstrahlung, effet Cerenkov etc.
- Neutrinos atmosphériques produits par la décroissance des mésons π et k et des muons. Leur flux à la surface terrestre est de $10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ avec une section efficace de l'ordre de 10^{-38} cm^2 .

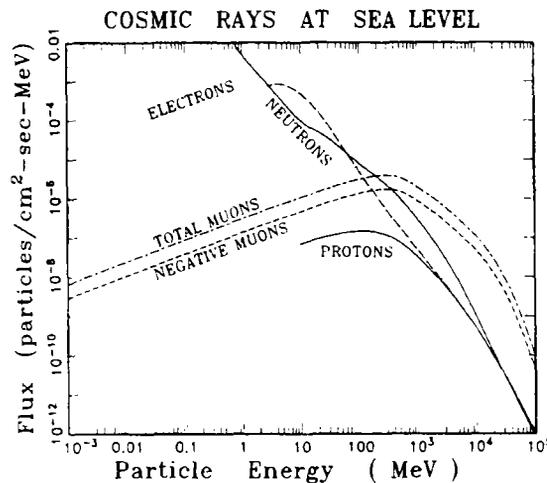


Figure 4.1-2. Flux des rayons cosmiques au niveau de la mer à 40° N de latitude géomagnétique. [Zie81]

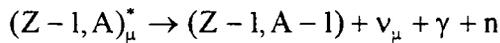
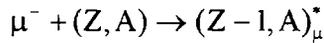
4.1.1.3 Réduction du bruit de fond dû aux rayons cosmiques

Pour diminuer considérablement, voire éliminer, les électrons et les photons il suffit de quelques mètres de matériaux de faible Z ou quelques dizaines de centimètres de matériaux de Z élevé, [Mal84] (par exemple les photons d'origine nucléaire et les neutrons d'origine cosmique peuvent être arrêtés par une paroi de 200 g/cm²), mais le flux des muons n'est pas atténué d'une manière significative, de plus, le fait d'augmenter l'épaisseur a comme conséquence de diminuer l'énergie et donc d'augmenter la probabilité d'interaction avec la matière, cette interaction comporte notamment la création de neutrons et de photons ; les neutrons sont produits par la collision des muons énergétiques sur les noyaux, tandis que les photons sont produits par bremsstrahlung des électrons de recul, par l'annihilation e⁺ e⁻, etc. [Smi90]

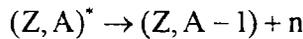
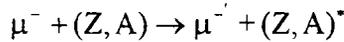
Les réactions possibles induites par des muons sur un noyau sont :

- Excitation d'un noyau par capture d'un muon suivi d'une émission d'un neutron ou d'un gamma ou encore d'un bêta :

Exemple :



- Production d'un neutron par diffusion inélastique d'un muon sur un noyau :



- Production de neutrons dans une gerbe hadronique produite par un muon.

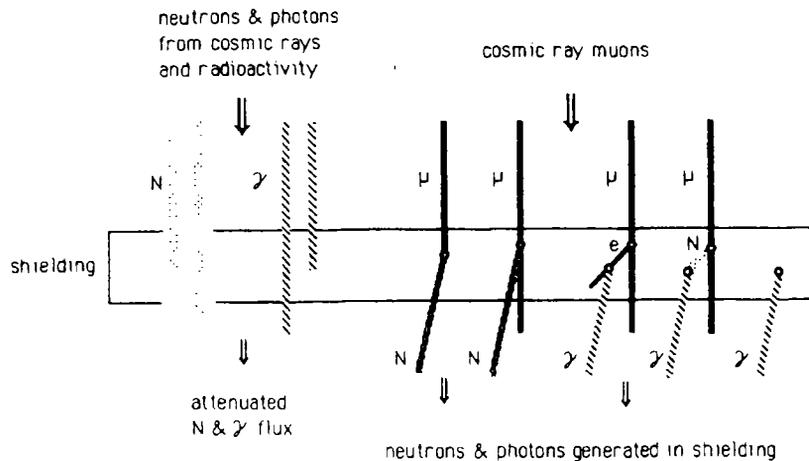


Figure 4.1-3. Production de neutrons et des photons par des rayons cosmiques dans un blindage.

4.1.2 La radioactivité naturelle

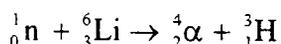
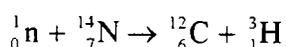
On peut distinguer deux types de radionucléides : ceux qui ne sont pas apparentés et ceux qui appartiennent à une des chaînes radioactives naturelles.

4.1.2.1 Radionucléides isolés

Pour ce premier type, on trouve des radionucléides d'origine terrestre et des radionucléides engendrés par des interactions des rayons cosmiques avec l'atmosphère.

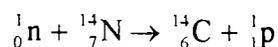
Dans le tableau suivant sont rassemblés les principaux radionucléides produits par interaction des rayons cosmiques. [Eis88] Parmi eux les plus importants sont le ^3H , le ^{14}C et le ^7Be .

Le tritium est produit par interaction des neutrons sur l'azote ou sur le lithium contenus dans l'air (réactions de spallation) :



Le tritium décroît par émission β^- avec une demi-vie de 12.26 ans ; il s'agit d'une décroissance bêta pure (sans gammas) avec une énergie maximale de 18.6 keV.

Le ^{14}C est produit par interaction des neutrons sur l'azote contenu dans l'air :



Le ^{14}C décroît par émission β^- avec une demi-vie de 5730 ans, il est très utilisé dans les mesures de datation des fossiles parce qu'il rentre dans le cycle de l'anhydride carbonique.

Tableau 4.1-2. Principaux radionucléides produits par interaction des rayons cosmiques.

Radionucléide	Demi-vie	Concentration troposphérique (pCi/kg air)	Radiation principale et énergie maximale pour les β (MeV)
^3H	12 ans	$3.2 \cdot 10^{-2}$	β^- 0.0186
^7Be	53 jours	0.28	γ 0.477
^{10}Be	$1.6 \cdot 10^6$ ans	$3.2 \cdot 10^{-8}$	β^- 0.555
^{14}C	5730 ans	3.4	β^- 0.156
^{22}Na	2.6 ans	$3.0 \cdot 10^{-5}$	β^- 0.545, γ 1.28
^{24}Na	15 heures	-	β^- 1.4, γ 1.37, 2.75
^{32}P	14 jours	$6.3 \cdot 10^{-3}$	β^- 1.71
^{33}P	24 jours	$3.4 \cdot 10^{-3}$	β^- 0.246
^{35}S	88 jours	$3.5 \cdot 10^{-3}$	β^- 0.167
^{36}Cl	$3.1 \cdot 10^5$ ans	$6.8 \cdot 10^{-9}$	β^- 0.714
^{38}S	2.87 heures	-	β^- 1.1, γ 1.88
^{38}Cl	37 min	-	β^- 4.91, γ 1.6, 2.17
^{39}Cl	55 min	-	β^- 1.91, γ 0.25, 1.27, 1.52

Dans le tableau suivant sont rassemblés les principaux radionucléides d'origine terrestre. [Eis88]

Tableau 4.1-3. Principaux radionucléides d'origine terrestre.

Radionucléide	Demi-vie (années)	Abondance naturelle (%)	Radiations principales et énergie (MeV)
⁴⁰ K	$1.26 \cdot 10^9$	0.012	β^- 1.33 (89%), γ avec CE ³¹ 1.46 (11%)
⁵⁰ V	$6 \cdot 10^{15}$	0.25	γ avec β^- 0.78 (30%), γ avec CE 1.55 (70%)
⁸⁷ Rb	$4.8 \cdot 10^{10}$	27.9	β^- 0.28 (100%)
¹¹⁵ In	$6 \cdot 10^{14}$	95.8	β^- 0.48 (100%)
¹²³ Te	$1.2 \cdot 10^{13}$	0.87	CE
¹³⁸ La	$1.12 \cdot 10^{11}$	0.089	β^+ 0.21 (80%), γ avec CE (0.81 1.43) (70%)
¹⁴² Ce	$> 5 \cdot 10^{14}$	11.07	(α)
¹⁴⁴ Nd	$2.4 \cdot 10^{15}$	23.9	α 1.83
¹⁴⁷ Sm	$1.05 \cdot 10^{11}$	15.1	α 2.23
¹⁴⁸ Sm	$> 2 \cdot 10^{14}$	11.27	-
¹⁴⁶ Sm	$> 1 \cdot 10^{15}$	13.82	-
¹⁵² Gd	$1.1 \cdot 10^{14}$	0.20	α 2.1
¹⁵⁶ Dy	$> 1 \cdot 10^{18}$	0.052	-
¹⁷⁴ Hf	$2 \cdot 10^{15}$	0.163	α 2.5
¹⁷⁶ Lu	$2.2 \cdot 10^{10}$	2.6	β^- 0.43, γ 0.089, 0.203, 0.306
¹⁸⁰ Ta	$> 1 \cdot 10^{12}$	0.012	-
¹⁸⁷ Re	$4.3 \cdot 10^{10}$	62.9	β^- 0.003
¹⁹⁰ Pt	$6.9 \cdot 10^{11}$	0.013	α 3.18

Dans l'environnement, on trouve quatre radionucléides avec un temps de décroissance comparable avec l'âge estimé de l'Univers : ⁴⁰K ($\tau_{1/2} = 1.26 \cdot 10^9$ ans), ²³²Th ($\tau_{1/2} = 1.045 \cdot 10^{10}$ ans), ²³⁸U ($\tau_{1/2} = 4.49 \cdot 10^9$ ans), ²³⁵U ($\tau_{1/2} = 7.1 \cdot 10^8$ ans). Le ⁴⁰K peut se désintégrer par décroissance β^- (89%) ou par capture électronique (11%) donnant ainsi du ⁴⁰Ca dans le premier cas et de l'⁴⁰Ar dans le deuxième cas, tous les deux étant stables.

En revanche les autres trois radionucléides décroissent à leur tour en nucléides radioactifs en donnant ainsi lieu à des chaînes radioactives.

4.1.2.2 Les familles (ou chaînes) radioactives naturelles

Puisque dans les décroissances α , β et γ le nombre de masse décroît de quatre unités (décroissance α) ou ne varie pas (décroissance β et γ), on peut exprimer le nombre de masse de chacun des éléments sous la forme $A = 4n+j$ où n dépend de l'élément de la chaîne et $j = 0,1,2,3$ est caractéristique de la famille radioactive individualisée par le père (c'est-à-dire le premier radionucléide de la chaîne).

La chaîne du ²³²Th est du type $4n$ et les chaînes de l'²³⁸U et de l'²³⁵U sont du type $4n+2$ et $4n+3$ respectivement. La chaîne individualisée par le type $4n+1$ existe également, toutefois son père, c'est-à-dire le ²⁴¹Pu a une période $\tau_{1/2} = 14$ ans, ce qui veut dire qu'il est pratiquement absent

³¹ Capture Electronique

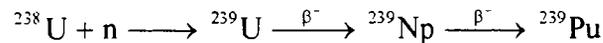
dans la nature. C'est pour cette raison que l'on donne souvent au ^{241}Pu l'appellation de chaîne artificielle. Certains auteurs indiquent la chaîne $4n+1$ comme chaîne du ^{237}Np à $\tau_{1/2} = 2.14 \cdot 10^6$ ans, le ^{237}Np étant le nuclide avec la demi-vie la plus longue de la chaîne :

$$^{241}\text{Pu} \xrightarrow{14 \text{ ans}} ^{241}\text{Am} \xrightarrow{470 \text{ ans}} ^{237}\text{Np}.$$

Chacune des quatre familles radioactives se termine par un noyau stable, à savoir : ^{208}Pb ($4n$), ^{209}Bi ($4n+1$), ^{206}Pb ($4n+2$) et ^{207}Pb ($4n+3$). (voir page 215)

- Famille de l' ^{238}U (abondance isotopique = 99.28%)

L' ^{238}U n'est pas fissile mais il est fertile, c'est-à-dire que par capture neutronique il produit du ^{239}Pu lequel est fissile:



Dans cette chaîne, on trouve le ^{226}Ra ($\tau_{1/2} = 1600$ ans) qui par désintégration alpha crée le ^{222}Rn ($\tau_{1/2} = 3.8$ jours), qui est un gaz noble. Sa concentration peut varier beaucoup et dans un milieu fermé peut atteindre $500-1000 \text{ Bq/m}^3$. On verra par la suite comment il est possible de s'en protéger.

Un autre élément important dans cette chaîne est constitué par le ^{210}Pb ($\tau_{1/2} = 22.3$ ans) qui, comme on le verra par la suite, constitue la contamination la plus critique du plomb pour les blindages, et c'est pour cette raison que l'on a recours au plomb archéologique.

- Famille du ^{232}Th (abondance isotopique = 100%)

Le ^{232}Th est quatre fois plus abondant que l' ^{238}U dans la nature, mais, sa demi-vie étant le tiers de celle de l' ^{238}U , il en résulte que les activités des deux éléments sont comparables.

A cette même chaîne appartiennent également le ^{228}Ra ($\tau_{1/2} = 5.7$ ans) et le ^{224}Ra ($\tau_{1/2} = 3.64$ jours) qui à la différence du ^{226}Ra n'arrivent pas à s'accumuler leurs vies étant trop brèves. La même remarque est valable pour le ^{220}Rn ($\tau_{1/2} = 55.3 \text{ s}$).

- Famille de l' ^{235}U (abondance isotopique = 0.72%)

L' ^{235}U est fissile ($\sigma_f = 587$ barns). A cause de sa faible abondance naturelle la chaîne correspondante est celle qui contribue le moins à la radioactivité naturelle. Parmi ses radionucléides, on trouve le ^{223}Ra ($\tau_{1/2} = 11.4$ jours) et le ^{219}Rn ($\tau_{1/2} = 4 \text{ s}$).

4.1.3 La radioactivité artificielle

En plus des éléments radioactifs déjà présents dans la nature, il y a une série des radionucléides qui ont été produits par l'activité humaine, notamment par les essais nucléaires des années cinquante et soixante, et par les accidents survenus à des centrales nucléaires essentiellement celles de Three Mile Island et de Tchernobyl.

Dans le tableau ci-dessous on trouve les principaux radionucléides artificiels. [Mir94]

Tableau 4.1-4. Principaux radionucléides d'origine artificielle.

Nucl.	$\tau_{1/2}$	Désintégration	γ (keV)	Nucl.	$\tau_{1/2}$	Désintégration	γ (keV)
^{90}Sr $\rightarrow ^{90m}\text{Y}$	28.6 a.	$\langle\beta\rangle=196$ keV	202.5 479.5	^{137}Cs	30.1 a.	$\langle\beta\rangle=188$ keV	661.6
^{131}I	8.02 j.	$\langle\beta\rangle=182$ keV	284.3 364.5 637.1	^{134}Cs	2.06 a.	$\langle\beta\rangle=157$ keV	563.2 569.3 604.7 795.8
^{95}Nb	34.9 j.	$\langle\beta\rangle=43$ keV	765.8	^{106}Ru	372 j.	$\langle\beta\rangle=10$ keV	511.9
^{140}Ba	12.7 j.	$\langle\beta\rangle=251$ keV	29.9 162.7 537.3	^{133}Ba	10.5 a.	C.E.	276.4 302.9 359.1 383.9
^{125}Sb	2.73 a.		427.9 600.6	^{95}Zr	64 j.	$\langle\beta\rangle=117$ keV	724.2 756.7
^{85}Kr	10.7 a.	$\langle\beta\rangle=183$ keV	514.1	^{144}Ce	285 j.	$\langle\beta\rangle=82$ keV	133.5
^{88}Kr	2.84 h.	$\langle\beta\rangle=359$ keV	196.3 834.8 1529.8 2195.8 2392.1	^{136}Cs	13.2 j.	$\langle\beta\rangle=100$ keV	176.6 273.6 340.6 818.5 1048.1 1235.3

4.1.4 Matériaux employés pour les blindages des détecteurs

Les matériaux les plus employés pour blinder les détecteurs contre les rayons gamma sont le plomb et le cuivre.

Le cuivre est employé pour la partie intérieure du blindage pour arrêter les raies X du plomb (voir tableau suivant) et le spectre X continu de bremsstrahlung produit par les particules bêta du ^{210}Bi ($E_{\text{max}}(\beta) = 1.2$ MeV) descendant du ^{210}Pb . [Heu94] On préfère employer du cuivre OFHC (Oxygen Free High Conductivity) obtenu par élimination d'oxygène. Ce type de cuivre est plus pur d'un point de vue radioactif du cuivre ordinaire. Au sein de la collaboration

EDELWEISS, on utilise du cuivre Cu-C1 ou Cu-C2³²; raffiné exempt d'oxygène et sans désoxydant résiduel.

Un très haut degré de pureté peut être atteint grâce à la procédure électrolytique³³, on obtiendra ainsi du cuivre par électrodéposition.

Le plomb est choisi pour son nombre atomique élevé ($Z = 82$) et pour sa densité également élevée ($\rho = 11.35 \text{ g/cm}^3$). Vu la dépendance exponentielle du coefficient de transmission, une épaisseur de l'ordre d'une dizaine de centimètres est suffisante pour diminuer considérablement les flux des gamma ambiants. (Pour un photon de un MeV qui traverse 10 cm de plomb l'intensité est réduite d'environ 5 ordres de grandeur).³⁴

Dans le plomb ordinaire on trouve comme contaminant des éléments appartenant aux chaînes radioactives naturelles; toutefois durant la fusion on peut séparer ces éléments. Ce qui reste ce sont les isotopes du plomb, et notamment le ^{210}Pb qui possède la demi-vie la plus longue ($\tau_{1/2} = 22.3 \text{ ans}$). Dans le plomb, on trouve aussi des éléments de radioactivité artificielle due au retombées atmosphériques. Pour cette raison, on préfère employer du plomb fondu avant les années cinquante, ou alors conservé dans des sites suffisamment protégés.

Tableau 4.1-5. X du plomb. Energies et intensité relative. [Led87]

	$K_{\alpha 2}$	$K_{\alpha 1}$	$K_{\beta 3}$	$K_{\beta 1}$	$K_{\beta 2}$
Energie (keV)	72.804	74.969	84.450	84.936	87.3
Intensité	59.3	(100)	11.6	22.2	10.2

4.1.4.1 Le plomb archéologique

Dans les expériences de recherche des événements rares, on a recours de plus en plus, pour les matériaux de blindage, à l'utilisation de plomb âgé de plusieurs siècles. Le ^{210}Pb , avec une période d'environ vingt ans a eu le temps de décroître, et après plusieurs siècles il n'en restera que des traces.



En 1983, près des Côtes d'Armor, on a découvert les restes d'une épave romaine et de sa cargaison de lingots de plomb. Cette épave gisait au fond de la mer au large de Ploumanac'h. Une première analyse par métallographie (moyenne sur 270 lingots), a montré la présence d'argent³⁵ (teneur de 0.04 %) et la présence de traces d'antimoine, de bismuth et de cuivre. Parmi ces lingots, 39 ont été donnés, par la Direction du Patrimoine, aux équipes de physiciens travaillant au Laboratoire Souterrain de Modane.

L'analyse de la croûte des lingots, par spectrométrie gamma, révèle la présence des isotopes radioactifs de la famille de l' ^{238}U (^{214}Pb et ^{214}Bi), de la famille du ^{232}Th (^{228}Ac , ^{212}Pb et ^{208}Tl) et

³² Norme AFNOR

³³ cette technique consiste en l'immersion de moules en acier, qui jouent le rôle d'électrodes, dans une solution de CuSO_4 .

³⁴ $I = I_0 e^{-\lambda x \rho}$ où x est le parcours en cm et λ est le libre parcours moyen exprimé en g cm^{-2} et ρ est la densité en g/cm^3 .

³⁵ Il semble que les romains aient utilisé le plomb non seulement pour les canalisations, mais aussi pour en extraire de l'argent.

du ^{40}K . Ces isotopes ont été amenés par l'eau marine dans laquelle on a justement retrouvé de l'uranium du radium et du potassium.

La présence de ^{210}Pb a été estimée à partir de la mesure des particules α sur un échantillon de 3.3 g. Après une mesure de quatre jours, aucune activité n'a été détectée : la limite supérieure à 2σ est de $^{210}\text{Pb} < 0.2 \text{ Bq/kg}$. [Iva82]

Heureusement, les parties internes des lingots, sont nettement plus propres que les croûtes ; il suffit alors d'enlever la partie extérieure pour obtenir du plomb de bonne qualité. Les écrans sont ensuite réalisés par moulage. (suite à 5 fusions successives)

Grâce à ce plomb archéologique, on a pu réaliser un alliage (40% Pb archéologique et 60% d'étain de haute pureté³⁶) pour toutes les soudures proches du bolomètre.

4.1.5 Interaction des neutrons dans les matériaux composant les détecteurs et leurs blindages

Considérons maintenant les radionucléides produits par interaction des neutrons ambiants dans les matériaux employés pour les expériences de recherche d'événements rares et dans les détecteurs de recherche de contamination radioactive (bancs de test) ; en particulier considérons le cuivre, le plomb et le germanium.

Dans le cuivre, on observe la formation des éléments suivants :

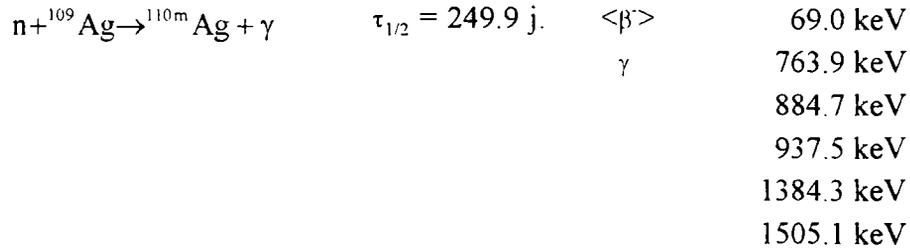
$n + ^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{56}\text{Co} + \alpha + 4n$	$\tau_{1/2} = 78.8 \text{ j.}$	$\langle \beta^+ \rangle$	120.0 keV
		γ	846.8 keV
			1238.8 keV
$n + ^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{57}\text{Co} + \alpha + 3n$	$\tau_{1/2} = 271.8 \text{ j.}$	CE	
		γ	122.1 keV
			136.5 keV
$n + ^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{58}\text{Co} + \alpha + 2n$	$\tau_{1/2} = 70.9 \text{ j.}$	$\langle \beta^+ \rangle$	30.0 keV
		γ	810.8 keV
$n + ^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{60}\text{Co} + \alpha$	$\tau_{1/2} = 5.27 \text{ a.}$	$\langle \beta^+ \rangle$	96.0 keV
		γ	1173.2 keV
			1332.5 keV
$n + ^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{54}\text{Mn} + 2\alpha + 2n$	$\tau_{1/2} = 312.5 \text{ j.}$	CE	1377 keV
		γ	834.8 keV
$n + ^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{59}\text{Fe} + \alpha + p$	$\tau_{1/2} = 44.5 \text{ j.}$	$\langle \beta^+ \rangle$	118.0 keV
		γ	1099.3 keV
			1291.6 keV
$n + ^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{63*}\text{Cu} + n$		γ	670.0 keV
			962.0 keV
$n + ^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{65*}\text{Cu} + n$		γ	771.0 keV

En particulier, la production du ^{60}Co vu sa longue période de décroissance est très gênante. Une autre réaction à signaler, en dépit de sa courte période de décroissance ($\tau_{1/2} = 12.7 \text{ h.}$), est la suivante : $n + ^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{64}\text{Cu}$. En effet le ^{64}Cu dans 19.3% des cas décroît par émission β^- qui par

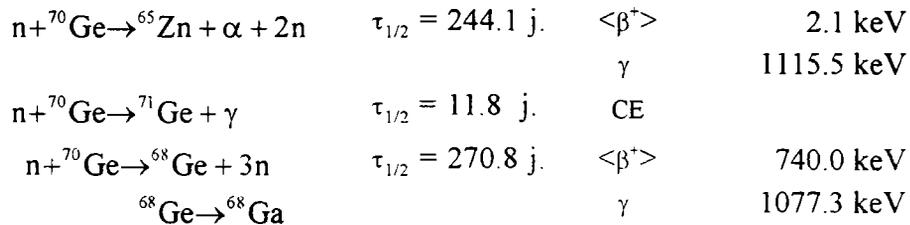
³⁶ Etain Goodfellow

annihilation donne deux gamma à 511 keV. (voir paragraphe 4.4.3)

En ce qui concerne le plomb, on ne trouve pas de réactions neutroniques sur les isotopes du plomb, mais il faut souligner qu'il y a toujours des petites quantités d' ^{109}Ag (A.I. = 48%) qui interagissent par capture neutronique pour donner :



Pour le germanium : (voir paragraphe 4.5)



4.1.6 Le Laboratoire Souterrain de Modane (LSM)

Le Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) est situé sous les Alpes, et précisément près du milieu du tunnel routier du Fréjus qui relie l'Italie à la France. A l'altitude de 1260 m il est protégé par 1780 m de roche, composée pour l'essentiel de schistes lustrés de densité 2.73, ce que lui confère une couverture équivalente à 4800 m d'eau.

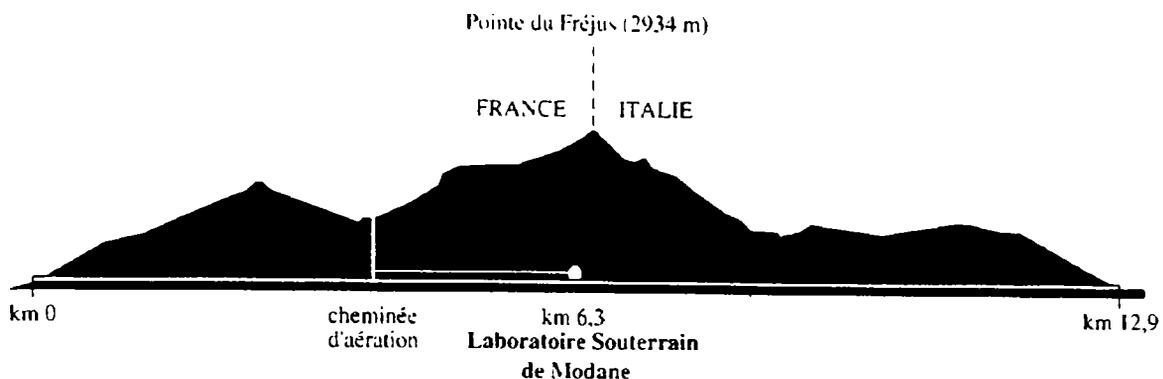


Figure 4.1-4. Profil des Alpes et du tunnel routier du Fréjus.

Les flux de muons dans les principaux laboratoires souterrains du monde sont comparés dans la figure qui suit.

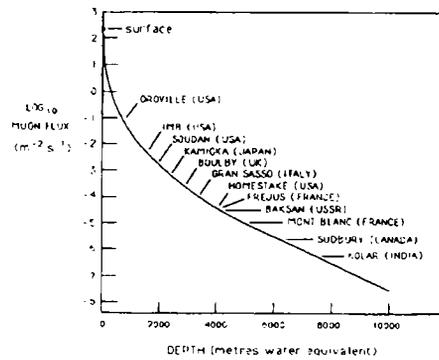


Figure 4.1-5. Flux de muons cosmiques par m^2 et par seconde dans les principaux laboratoires souterrains dans le monde, en fonction de leur profondeur en mètres équivalent eau (mwe)

Ce laboratoire, cofinancé par le CEA³⁷ et le CNRS³⁸ a été creusé en 1982 pour y installer une expérience dédiée à l'étude de la stabilité du proton. Aujourd'hui, il accueille des expériences de physique fondamentale comme EDELWEISS (matière noire), NEMO³⁹ et TGV⁴⁰ (désintégration double bêta) dans une grande salle de 3300 m^3 (30 m de longueur, 10 m de largeur et 11 m de hauteur) et des expériences de spectrométrie gamma et de datation au ^{14}C dans deux salles de 70 m^2 de surface. Les locaux techniques et les bureaux sont situés dans la ville de Modane.

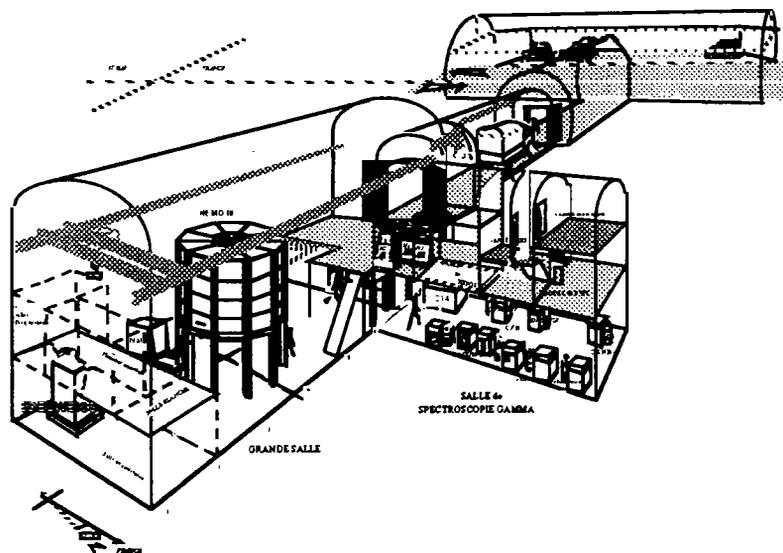


Figure 4.1-6. Perspective du laboratoire souterrain. En bas à gauche on voit l'installation EDELWEISS.

³⁷ Commissariat à l'Energie Atomique
³⁸ Centre National de la Recherche Scientifique
³⁹ Neutrino Experiment with MOlybdenum
⁴⁰ Telescope Germanium Vertical

Le béton utilisé pour le revêtement de la roche a été analysé par spectrométrie de fluorescence X à l'Université Bordeaux I par le département de géologie et océanographie. [Hub96]

Tableau 4.1-6. Concentration en pour-cent des éléments majeurs dans la roche et dans le béton au LSM.

	SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	MnO	MgO	CaO	TiO ₂	K ₂ O	Na ₂ O	P ₂ O ₅
Roche	14.9	5.0	2.8	0.038	1.4	42.8	0.12	0.25	0.6	0.15
Béton	5.8	1.1	0.74	0.008	1.3	51.5	0.17	0.02	0.02	0.15

Tableau 4.1-7. Concentration en µg/g ou ppm des éléments dits "mineurs" dans la roche et dans le béton au LSM.

	P	Cu	Ba	Zn	Ni	Zr	Rb	Sr	S	Pb	Cr	Nb	Cl	Ga
Roche	14.3	33.5	6.3	46.4	22.8	33.8	84.2	1046	2516	670	22.5	19.6	680	2.5
Béton	14.5	22	0.1	2323	8.3	13.2	74.1	463	4011	674	21.5	20.8	182	11.2

Deux équipes (l'ISN de Grenoble et le CENBG de l'Université de Bordeaux I) à l'aide d'un détecteur bas bruit ont mesuré par spectrométrie gamma la concentration d'uranium, de thorium et de potassium dans la roche et dans le béton. Dans le tableau suivant sont regroupés les résultats. [Tor96]

Tableau 4.1-8. Concentration d'Uranium, de Thorium et de Potassium dans la roche et dans le béton au LSM.

	²³⁸ U	²³² Th	⁴⁰ K
Roche	(0.84 ± 0.2) ppm	(2.45 ± 0.2) ppm	(0.213 ± 0.03) Bq/g
Béton	(1.90 ± 0.2) ppm	(1.40 ± 0.2) ppm	(7.73 ± 1.3) · 10 ⁻² Bq/g

L'activité gamma de la roche, mesurée à l'aide d'un scintillateur NaI de 9 kg, correspond à un flux de 10⁻⁷ γ/cm²/s pour des énergies jusqu'à 2615 keV. Le flux gamma entre 6 MeV et 9 MeV est de 1.5 · 10⁻⁶ γ/cm²/s, et entre 9 MeV et 32 MeV est de 10⁻⁸ γ/cm²/s, ce dernier est dû au bremsstrahlung des muons dans la roche et l'environnement.

Le taux de radon est très important pour un laboratoire de ce type. Une ventilation assure un échange d'air de 5000 m³/h qui est pris directement au sommet de la montagne. Grâce à cette ventilation on atteint une activité de 10-20 Bq/m³ ce qui correspond au taux de radon de l'air à 2000 m d'altitude. En absence de ventilation, la concentration peut monter jusqu'à 1000 Bq/m³.

Le flux de muons au LSM est de 4.2 muons/m²/jours, [Beg87] le facteur de réduction par rapport à l'extérieur étant d'environ 2 · 10⁶.

Pour une expérience comme la nôtre, le taux de neutrons joue un rôle très important. Grâce à la double détection, ionisation et chaleur, on peut discriminer les rayons gamma, X et bêta, mais on ne peut pas discriminer le recul nucléaire produit par la particule recherchée, c'est-à-dire un WIMP, du recul nucléaire produit par un neutron.

Le seul moyen de diminuer les reculs nucléaires dus aux neutrons dans le détecteur est de le protéger par une épaisseur de matériel à faible numéro atomique. Dans l'expérience Edelweiss I le détecteur peut être protégé par des parois de paraffine de 30 cm d'épaisseur.

Dans un laboratoire souterrain, les neutrons sont produits à partir de trois processus :

- Par interaction des muons dans la roche.
- Par fission spontanée.
- Par des réactions (α,n) où les α 's proviennent de la décroissance d thorium et de l'uranium présents dans la roche.

Une simulation MonteCarlo faite à partir de l'analyse de la roche du LSM montre que le taux de production des neutrons par interaction des muons est négligeable par rapport au taux de production des neutrons par fission spontanée et par réactions (α,n). [Cha92]

Tableau 4.1-9. Flux de neutrons obtenu par simulation dans la roche au LSM.

Interaction des muons	$(2.3 \pm 0.56) \cdot 10^{-8}$ n/an/g de roche
Fission Spontanée	0.47 n/an/g de roche
Réaction (α,n)	1.93 n/an/g de roche

Dans le tableau suivant est donné le flux mesuré :

- Le flux des neutrons rapides $F_{E>1\text{ MeV}} \approx (4.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-6}$ neutrons/s/cm²
- Le flux des neutrons thermiques¹¹ $F \approx (1.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-6}$ neutrons/s/cm²

¹¹ On appelle thermiques, les neutrons qui sont en équilibre thermique avec la matière environnante. l'énergie la plus probables étant de 0.025 eV. [The96]

4.2 Développement des bancs de test pour analyser les matériaux

4.2.1 Introduction

Comme on l'a vu au deuxième chapitre, le taux d'événements dû à l'interaction des particules du halo galactique avec le détecteur est très faible, inférieure à un événement par kg et par jour.

A cause de ce faible taux d'événements il faut que le bruit de fond radioactif soit le plus bas possible. Pour cette raison tous les matériaux employés dans la construction des détecteurs et du cryostat doivent être choisis en raison de leur faible radioactivité.

Pour cela, on a procédé à la conception et à la réalisation ou à l'achat et à la construction de bancs de test pour analyser tous les matériaux qui seront employés dans l'expérience Edelweiss.

Un premier banc de test est un détecteur germanium de très grande pureté de 210 cc acheté chez Eurisys mesure. Ses caractéristiques sont détaillées au paragraphe 4.2.3.

Les résolutions atteintes par un détecteur germanium sont très bonnes, de l'ordre du keV, mais le seuil est limité à quelques dizaine de keV, dans notre cas le seuil est de 30 keV.

Comme on l'a vu, l'énergie de recul des WIMPs est de l'ordre de la dizaine de keV, ceci nous montre l'importance d'avoir un banc de test avec le seuil le plus bas possible. En effet, les gammas et les rayons X ayant une énergie inférieure à la trentaine de keV, ils ne seront pas détectés par notre détecteur germanium. En outre, même au dessus de 30 keV il y a un effet d'absorption dû au boîtier (inévitabile) en aluminium autour du cristal de germanium.

Pour cette raison, on a procédé à la construction d'un banc de test dédié surtout à la basse énergie. Il s'agit d'un scintillateur inorganique d'iodure de sodium, réalisé par la Crismatec⁴², (voir paragraphe 4.2.5). Ce banc de test nous permet d'explorer jusqu'à quelques keV.

Les deux bancs de test qu'on vient de mentionner, servent à la détection des photons. Pour la détection des rayons bêta, il faut minimiser, voir éliminer, tout écran entre l'échantillon et le détecteur. Pour cela l'on a réalisé un troisième banc de test pour la détection de rayons bêta. Il s'agit d'un scintillateur plastique, (le scintillateur plastique est plus sensible aux rayons bêta), en forme de disque avec un puits latéral. Ses caractéristiques sont détaillées au paragraphe 4.2.6.

⁴² Société française spécialisée dans la réalisation de cristaux de grande degré de pureté

4.2.2 Rappels sur le fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur et d'un scintillateur

Avant de décrire les bancs de test mis en œuvre pour tester les matériaux utilisés dans l'expérience EDELWEISS, rappelons les principes de fonctionnement d'un scintillateur et d'un détecteur semi-conducteur.

4.2.2.1 Détecteurs semi-conducteurs

On a déjà décrit le principe de fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur au chapitre sur la bolométrie ; rappelons maintenant brièvement ses caractéristiques principales. [Kno89][Pri64] Tout d'abord, la résolution atteinte par un détecteur semi-conducteur est bien meilleure que celle obtenue par un scintillateur. Pour la même énergie déposée, il y a environ cent fois plus de paires électron-trou que de photoélectrons collectés. Par exemple, la résolution est de 0.15% pour la raie γ à 1332 keV du ^{60}Co .

Une autre caractéristique des détecteurs semi-conducteurs est la bonne linéarité entre l'énergie déposée par la particule incidente et la réponse sous forme d'impulsion électrique (les temps de montée sont de l'ordre de quelques nanosecondes).

Parmi les désavantages majeurs, on remarque une sensibilité aux défauts dans la structure cristalline provoqués par le rayonnement.

Les détecteurs au silicium sont utilisés principalement pour la détection de particules chargées ; leur principal avantage est la possibilité de pouvoir être employés à la température ambiante.

Les détecteurs au germanium, par contre, fonctionnent à la température de l'azote liquide ; pour les détecteurs compensés au lithium, Ge(Li), on est obligé de les garder constamment à 77 K, de ce fait, ils sont montés dans un cryostat relié en permanence à un réservoir d'azote liquide (dewar).

Un autre type de détecteur au germanium de plus en plus utilisé, est le détecteur germanium à très haut degré de pureté appelé HPGe⁴³, à la différence du détecteur germanium compensé au lithium, il doit rester à la température de l'azote liquide seulement quand la haute tension est appliquée.

Le détecteur au germanium en raison de son numéro atomique plus élevé par rapport au détecteur au silicium est utilisé pour la spectrométrie gamma.

Les deux types de détecteurs ont été largement utilisés dans la recherche de matière noire non-baryonique. Le silicium pour la recherche de "cosmions" et le germanium pour la recherche de neutrinos massifs et plus récemment des WIMPs. (voir le paragraphe 1.7)

4.2.2.2 Scintillateurs

L'emploi des scintillateurs comme technique de détection de la radioactivité a débuté en 1947-48 grâce à l'introduction des photomultiplicateurs⁴⁴; ceux-ci ont permis de remplacer l'œil humain et de développer les scintillateurs modernes notamment grâce aux travaux de H.Kallmann et R.Hofstader.

⁴³ High Purity Germanium. Appelés aussi germanium intrinsèque

⁴⁴ Les premiers scintillateurs remontent au début du siècle quand E. Rutherford comptait les scintillations produites dans le sulfure de zinc par les particules alpha.

Il y a deux types de scintillateurs ; organiques et inorganiques, avec différents mécanismes de scintillation. Les scintillateurs organiques peuvent être en forme de cristal, matière plastique ou liquide. Leurs caractéristiques sont d'avoir un temps de décroissance très court, mais par contre une efficacité lumineuse plus faible par rapport aux scintillateurs inorganiques.

Un détecteur à scintillation est composé d'un cristal scintillant ou scintillateur et d'un photomultiplicateur. Le fonctionnement du détecteur se déroule selon les étapes suivantes :

- absorption des particules radioactives ;
- excitation du cristal par les électrons suivie d'une émission de lumière ;
- passage de la lumière du cristal à la photocathode du photomultiplicateur ;
- émission de photoélectrons par la photocathode ;
- multiplication des photoélectrons grâce aux dynodes du photomultiplicateur.

L'ELEMENT SCINTILLANT

Quand une particule ionisante interagit avec la matière, l'énergie de la particule est cédée progressivement à celle-ci par plusieurs processus.

Il y a des substances qui ont la propriété de relâcher une partie de l'énergie absorbée sous forme de lumière dans la gamme de l'ultraviolet.

Dans le phénomène de l'émission de la lumière, on parle de fluorescence si la scintillation est émise dans un temps très court, typiquement inférieure à 10^{-8} s, ou de phosphorescence si la scintillation est émise dans un laps de temps plus long, cette différence étant due au fait que l'état excité est, dans ce deuxième cas, métastable. En ce qui concerne la détection des particules par les scintillateurs, ce sont les phénomènes de la fluorescence qui nous intéressent.

Les caractéristiques fondamentales d'un bon scintillateur sont :

- un bon rendement lumineux : c'est-à-dire un facteur élevé de conversion en lumière de l'énergie dissipée dans le scintillateur par la particule incidente ;
- une bonne transmission de la lumière ;
- un temps court d'émission de la lumière ;
- une composition spectrale de la lumière compatible avec la réponse du photomultiplicateur.

LE PHOTOMULTIPLICATEUR

Le photomultiplicateur est essentiellement constitué d'une surface photosensible (photocathode) et d'un certain nombre d'électrodes (dynodes et anode) disposées à l'intérieur d'une enceinte en verre sous vide.

La photocathode est réalisée par dépôt d'une couche semi-transparente très mince de matériaux photosensibles (par exemple du SbCs) déposée sur la surface interne de la face "avant" du photomultiplicateur (couplé au scintillateur par l'intermédiaire éventuellement d'un guide de lumière).

Les surfaces des dynodes sont également recouvertes d'une couche photosensible. Si un électron avec une énergie d'une centaine d'eV frappe cette substance, pour chaque électron incident deux ou trois électrons secondaires sont émis en moyenne.

Aux dynodes du photomultiplicateur est appliquée une tension de plus en plus grande depuis la première dynode jusqu'à l'anode collectrice, grâce à une source de haute tension (de l'ordre d'un kVolt ou quelques kVolt) et d'un répartiteur de tension constitué essentiellement d'une

série de résistances.

Les électrons émis par la dernière dynode sont enfin collectés par l'anode, laquelle est connectée à un circuit électronique extérieur par l'intermédiaire d'un condensateur qui permet de mesurer la charge totale collectée.

Les caractéristiques fondamentales d'un bon photomultiplicateur sont :

- une sensibilité élevée de la photocathode, c'est-à-dire une très haute probabilité d'extraction d'un photoélectron par un photon incident ;
- une émission de fond faible : le nombre de photoélectrons émis par la photocathode et par la première dynode en l'absence de particules incidentes doit être minimal ;
- une sensibilité uniforme sur toute la surface de la photocathode.

CARACTERISTIQUES D'UN SCINTILLATEUR

Parmi les caractéristiques les plus importantes il y a l'efficacité lumineuse, c'est-à-dire le rapport entre le nombre de photons créés et l'énergie déposée par la particule incidente. Par exemple, dans le NaI(Tl), on a émission d'un photon quand un électron perd une énergie de 25 eV; cette valeur monte à 100 eV dans le cas d'un scintillateur plastique.

Une bonne efficacité lumineuse se traduit par une bonne résolution en énergie ; en effet, plus le nombre de scintillations est élevé pour une énergie déposée donnée, plus la résolution en énergie sera bonne. [Leo94]

Si on définit la résolution en énergie⁴⁵ par la largeur à mi-hauteur rapportée à son énergie, dans le cas d'un cristal de NaI(Tl) on a, par exemple, une résolution de 6% pour la raie gamma à 661 keV du ¹³⁷Cs.

Une autre caractéristique à prendre en compte est la linéarité, définie comme la proportionnalité entre la lumière émise, à savoir le nombre de scintillations, et l'énergie perdue par la particule qui interagit. Une bonne linéarité se traduit par la possibilité de mesurer un spectre dans la gamme d'énergie la plus large possible. Cette linéarité est meilleure avec un scintillateur inorganique qu'avec un scintillateur plastique.

⁴⁵ Si l'on dénote par $R = \frac{\Delta E}{E}$ (où ΔE est la largeur totale à mi-hauteur) la résolution relative (souvent exprimée

en pourcentage) on a $R = 2.35 \sqrt{\frac{F w}{E}}$ (où F est le facteur de Fano et w est l'énergie moyenne requise pour créer un photoélectron) d'où, en particulier : $\Delta E \propto \sqrt{E}$. [Leo94]

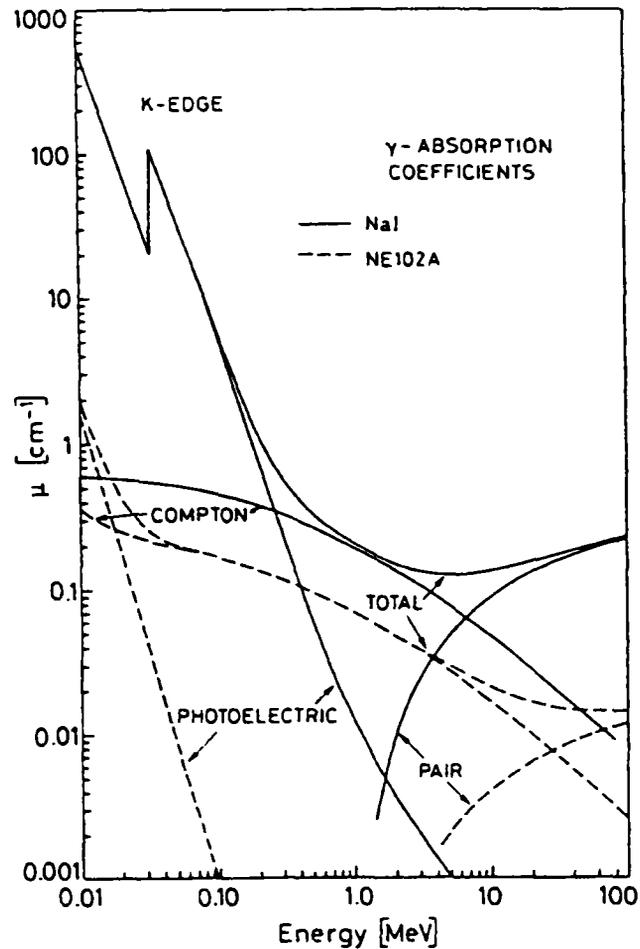


Figure 4.2-1. Coefficient d'absorption pour les rayons gamma dans un scintillateur NaI(Tl) et dans un scintillateur plastique.

Tableau 4.2-1. Principales propriétés physiques des scintillateurs d'utilisation plus courante (NE: Nuclear Enterprises)

Scintillateur	Type	Densité	Indice de réfraction	Eff. lumineuse (% Anthracène)	Const. de temps principale (ns)	longueur d'onde max. (nm)
NaI(Tl)	cristal	3.67	1.775	230	230	413
CsI(Tl)	cristal	4.51	1.788	95	1100	580
Anthracène	cristal	1.25	1.620	100	30	447
NE102A	plastique	1.03	1.581	65	2.4	423

4.2.3 Sensibilité d'un banc de test

Pour mesurer la quantité de radioactivité émise par un échantillon, un paramètre très important à connaître parmi les caractéristiques du détecteur (banc de test) est la sensibilité.

Considérons un échantillon qui émet une quantité de radioactivité dans un intervalle d'énergie ΔE , soit A le nombre de désintégrations par unité de temps et par unité de masse (par exemple de désintégrations par minute et par kilogramme - dpm/kg) dans l'intervalle d'énergie ΔE .

Si m est la masse de l'échantillon et Δt le temps de mesure, le nombre de coups détectés sera $A \cdot m \cdot \Delta t \cdot \varepsilon$, où ε est l'efficacité (ou "acceptance") du détecteur.

En l'absence d'échantillons, dans l'intervalle d'énergie ΔE , des coups sont produits par le bruit de fond intrinsèque (radioactivité présente dans les matériaux constituant le détecteur, bruit électronique, etc.). Si l'on dénote avec B le bruit de fond détecté dans l'intervalle d'énergie ΔE par unité de temps, le nombre total de coups sera $B \cdot \Delta t$.

La limite de détection de A (par exemple à 3σ) sera :

$$A \cdot m \cdot \Delta t \cdot \varepsilon \geq 3 \cdot \sqrt{B \cdot \Delta t}$$

$$A \geq \frac{3}{m \cdot \varepsilon} \sqrt{\frac{B}{\Delta t}}$$

Si l'on définit la sensibilité S du banc de test comme l'inverse de A_{MIN} , c'est-à-dire de l'activité minimale détectable par unité de masse de l'échantillon, on a alors : $S = \frac{\varepsilon \cdot m}{3} \cdot \sqrt{\frac{\Delta t}{B}}$.

L'on voit alors que la sensibilité est proportionnelle à la masse de l'échantillon, à l'efficacité du détecteur, à la racine carrée du temps de mesure et inversement proportionnelle au taux de bruit de fond.

4.2.4 Banc de test germanium pour EDELWEISS

4.2.4.1 Description du détecteur

Il s'agit d'un cristal de type n intrinsèque de 210 cm^3 ultra bas bruit construit par la société EURISYS MESURES, de forme cylindrique et de type coaxial (closed ended coaxial).

Son diamètre extérieur est de 66 mm et sa longueur, de 64 mm ; les dimensions du puits central sont de 10 mm de diamètre et 48 mm de hauteur. Le cristal est enfermé dans un capot d'Al-Si bas bruit avec une épaisseur de 0.75 mm ; la distance entre le capot et le cristal est de 5 mm.

Pour étudier des γ de relativement basse énergie, on a choisi un cristal de type n pour avoir la plus faible épaisseur de zone morte, (inférieure à 0.5 micron). Ceci donne la possibilité de mesurer la raie à 46 keV du ^{210}Pb . Ce qui limite le seuil pour les mesure des échantillons est donc le capot d'Al-Si.

Dans la figure qui suit, on voit le schéma du détecteur.

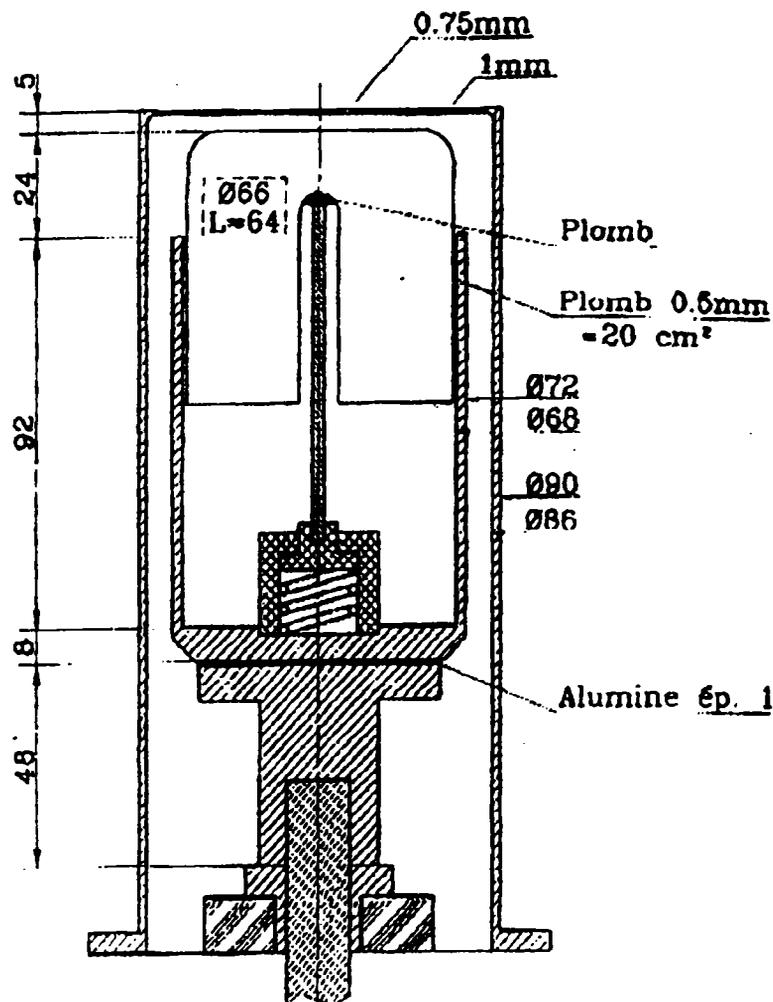


Figure 4.2-2. Schéma du détecteur germanium.

Dans le tableau qui suit sont reportées les caractéristiques du détecteur déclarées par le constructeur à la livraison.

Tableau 4.2-2. Caractéristique en détection : (Spécifications à la raie γ 1332 keV du ^{60}Co)

	Efficacité relative ⁴⁶	Rapport pic/Compton	Rapport FWTM/FWHM
Valeurs garanties	50.0 %	59	2.00
Valeurs mesurées	52.7 %	70	1.90

FWTM: Full Width at Tenth Maximum

Le spectromètre est refroidi à la température de l'azote liquide grâce à un doigt froid relié à un 'dewar' de 30 litres de capacité, ce qui lui garantit 10 jours d'autonomie.

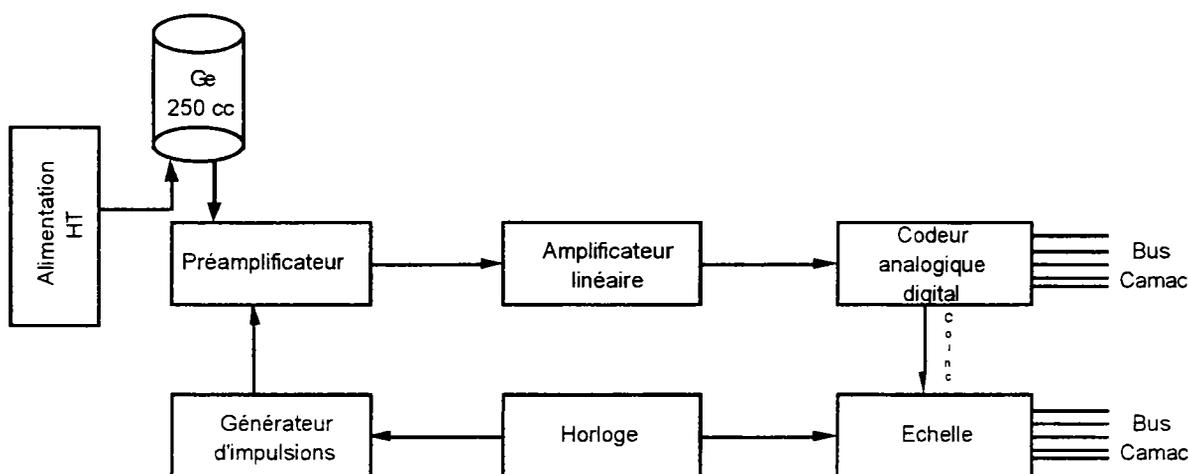


Figure 4.2-3. Schéma électronique du banc de test Ge Edelweiss.

4.2.4.2 Blindage du détecteur

Le blindage proche du détecteur est composé d'une première couche d'éléments modulaires en plomb archéologique de 5.5 cm d'épaisseur et d'une deuxième couche de briques, toujours en plomb archéologique, d'une épaisseur de 10 cm.

Ce blindage interne est enrobé par une boîte de cuivre étanche de 2.5 cm épaisseur ; une dernière paroi de 5 cm de plomb termine le château.

La boîte de cuivre épaisse a deux fonctions : arrêter les photons de bremsstrahlung et assurer l'étanchéité vis-à-vis du radon. Un flux d'azote gazeux de 150 cm³/min balaie la boîte.

Les éléments modulaires en plomb archéologique du blindage interne permettent d'introduire des échantillons allant de 160 cm³ à 1200 cm³, suivant la configuration adoptée pour ce blindage.

⁴⁶ On définit l'efficacité relative d'un détecteur germanium comme le pourcentage du taux de comptage par rapport à un cristal de NaI(Tl) 3" x 3", pour la raie à 1333 keV du ^{60}Co , avec une source ponctuelle placée à une distance de 25 cm. [JEE71]

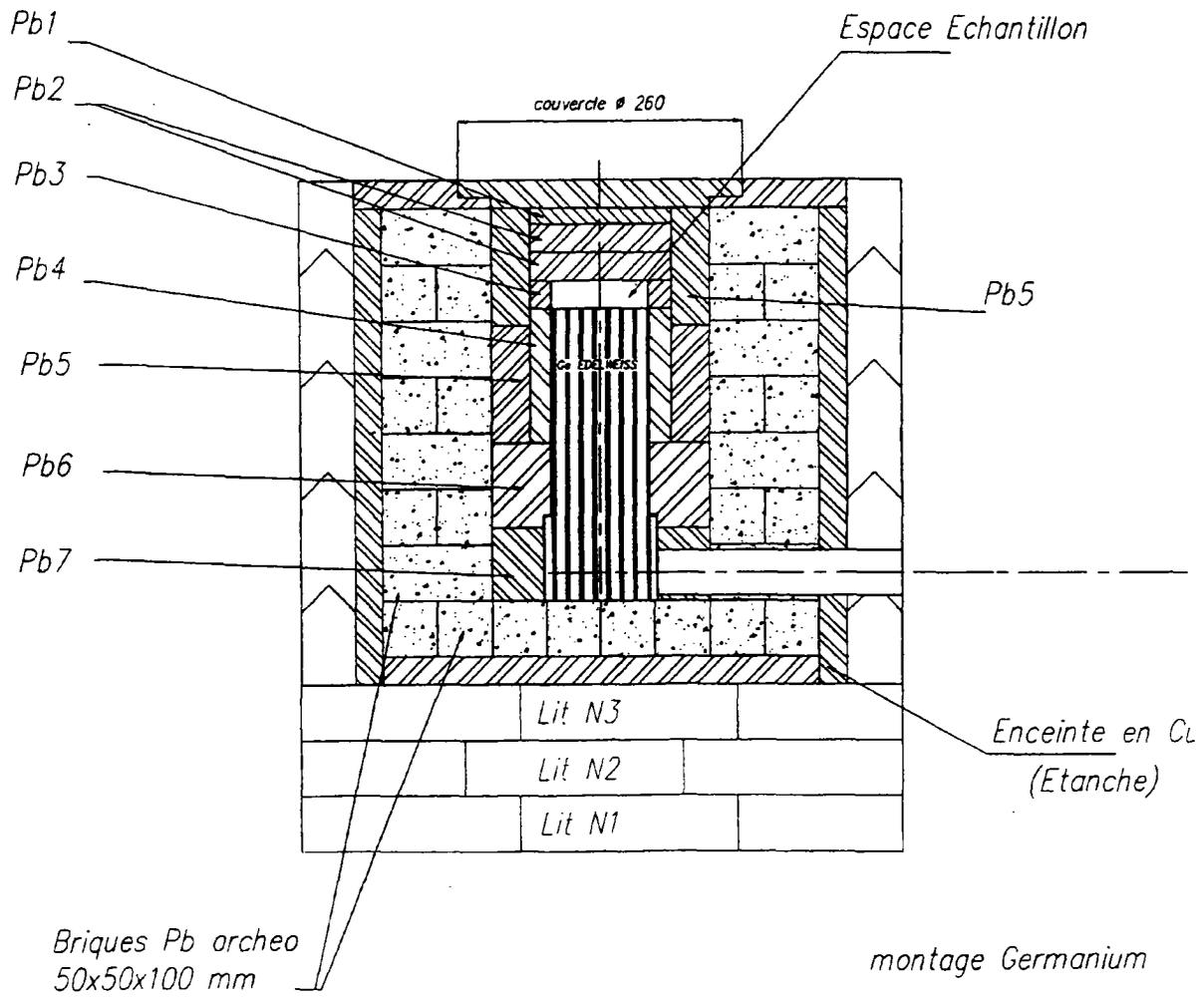


Figure 4.2-4. Blindage du détecteur germanium. Le "toit" amovible du plomb de 10 cm d'épaisseur n'est pas représenté.

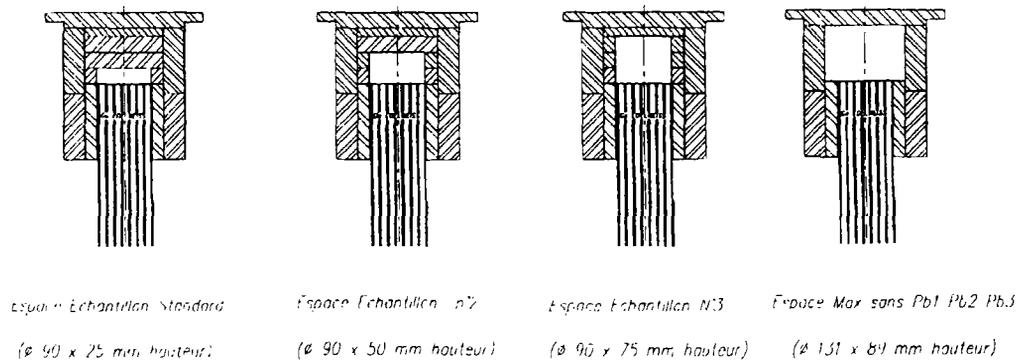


Figure 4.2-5. Volume du banc de test Ge EDELWEISS disponible pour les échantillons.

4.2.4.3 Calibration en énergie, résolutions et mesure du bruit de fond

L'étalonnage en énergie a été fait avec des sources de ^{109}Cd , ^{57}Co , ^{152}Eu et ^{60}Co placées sur la surface du capot d'aluminium, ces sources présentent des énergies allant de 22.1 keV jusqu'à 1332.5 keV. Cet étalonnage donne un rapport énergie(keV)/canal de 0.408.

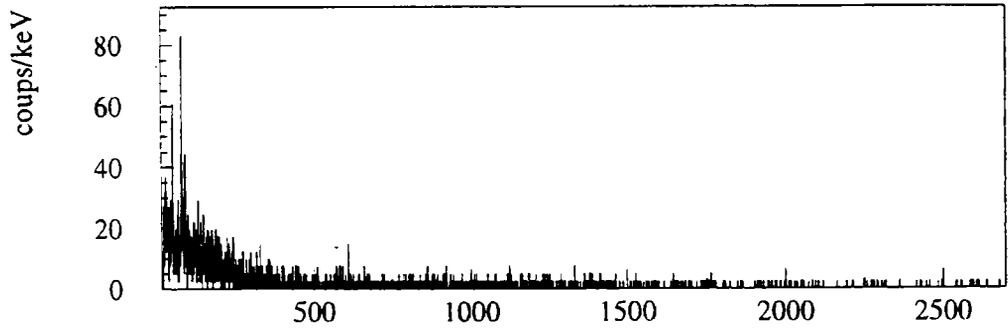
En ce qui concerne la résolution, l'on mesure une largeur totale à mi hauteur de 1.95 keV pour la raie à 1332 keV du ^{60}Co (la résolution garantie par le constructeur étant de 2.20 keV à 1332 keV) et de 0.90 keV pour la raie à 122 keV du ^{57}Co (la résolution garantie par le constructeur étant de 1.05 keV à 122 keV).

Plusieurs mesures ont été réalisées pour contrôler la variation du bruit de fond. Elles ont montré que le taux de comptage a baissé dans le temps ; dans la figure ci-dessous est montré un spectre de fond obtenu le 8 juin 98 pour une durée de 355.5 heures.

Tableau 4.2-3. Bruit de fond dans le banc de test Ge EDELWEISS dans la configuration h=25 mm. (durée du run de fond = 355.5 h)

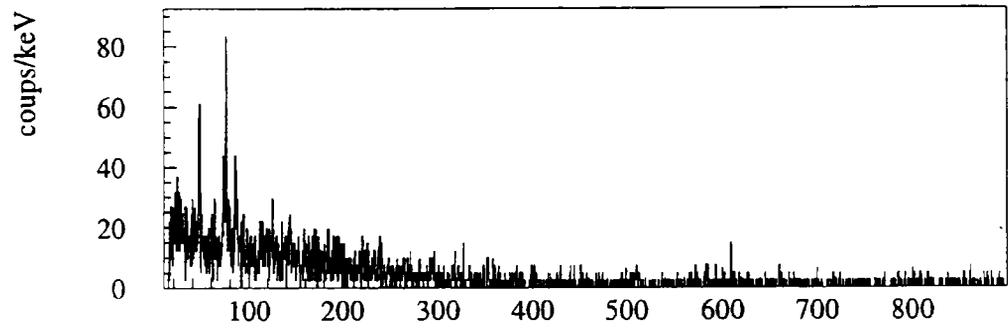
^{210}Pb	46 keV	0.115 ± 0.025 cps/h
non ident.	125 keV	0.039 ± 0.017 cps/h
^{235}U	144 keV	0.051 ± 0.020 cps/h
^{212}Pb	239 keV	0.028 ± 0.014 cps/h
^{214}Pb	295 keV	0.011 ± 0.008 cps/h
^{214}Pb	352 keV	0.023 ± 0.011 cps/h
^{208}Tl	583 keV	0.023 ± 0.011 cps/h
^{214}Pb	609 keV	0.030 ± 0.014 cps/h
^{137}Cs	662 keV	0.008 ± 0.006 cps/h
^{228}Ac	911 keV	0.008 ± 0.006 cps/h
^{65}Zn	1116 keV	0.017 ± 0.007 cps/h
$^{65}\text{Zn} + \text{X}$	1124 keV	0.017 ± 0.011 cps/h
^{60}Co	1332 keV	0.008 ± 0.008 cps/h
^{40}K	1461 keV	0.008 ± 0.006 cps/h
^{208}Tl	2614 keV	0.006 ± 0.006 cps/h

Fond h = 25



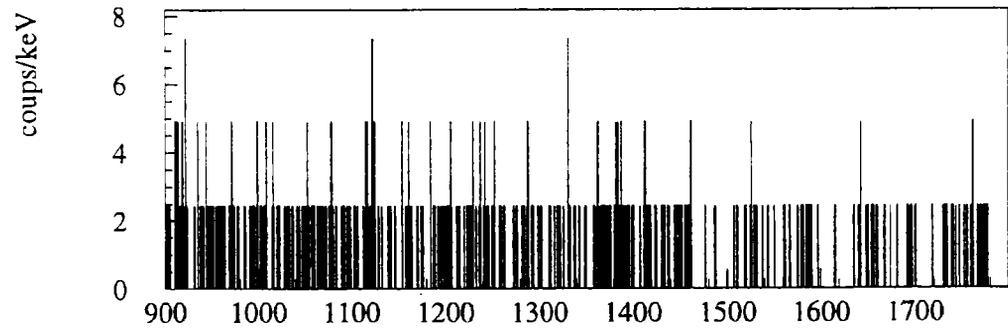
run 251

Energie (keV)



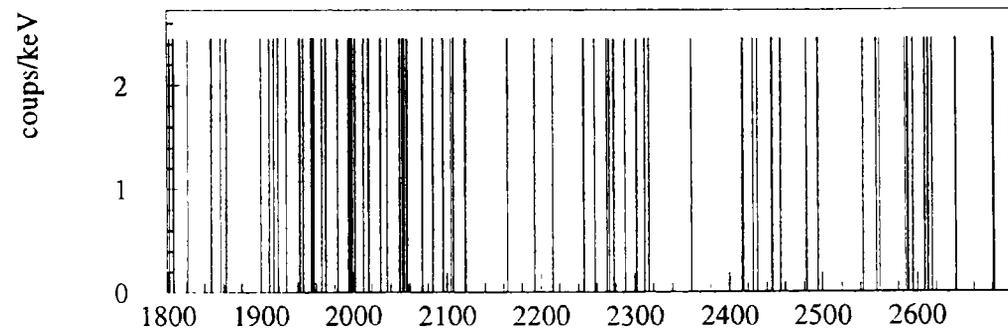
run 251

Energie (keV)



run 251

Energie (keV)



run 251

Energie (keV)

Figure 4.2-6. Spectre de bruit de fond dans le banc de test Ge EDELWEISS. (durée 355.5 h)

Le taux intégré pour une énergie > 30 keV est de 9.9 ± 0.2 coups/heure, et le taux de comptage entre 30 keV et 45 keV est de 0.695 ± 0.045 coups/heure. Dans la configuration $h=75$ cm, le taux de comptage est légèrement supérieur.

On peut estimer le signal minimum détectable⁴⁷ à 95% de niveau de confiance pour une mesure d'une semaine et une efficacité de 20%. En introduisant les valeurs dans la formule du paragraphe 4.2.3, on trouve une valeur de 0.012 dpm (≈ 0.2 mBq) pour 30-45 keV.

Pour un échantillon donné (soit par exemple un parallélépipède en cuivre de 6.2x5.7x61 mm, pour lequel on connaît la courbe d'efficacité), et pour un certain temps de mesure, (par exemple une semaine) on peut donner le signal minimum détectable pour chaque pic.

Considérons les pics du ²¹⁰Pb à 46 keV, du ¹³⁷Cs à 662 keV et celui du ⁶⁰Co à 1332 keV présents dans le spectre de fond (configuration $h=25$ cm). On trouve : 22.4 mBq pour le ²¹⁰Pb, de 0.097 mBq pour le ¹³⁷Cs et de 0.163 mBq pour le ⁶⁰Co avec un niveau de confiance de 95%.

Tableau 4.2-4. Signal minimum détectable par le banc de test germanium.

	En. (keV)	Fond (cps/h)	Efficacité	B.R (%)	Signal min. détectable
²¹⁰ Pb	46.5	0.115 ± 0.025	0.0186	4.05	22.48 mBq
¹³⁷ Cs	662	0.008 ± 0.006	0.0539	85.1	0.097 mBq
⁶⁰ Co	1332	0.008 ± 0.008	0.0274	100	0.163 mBq

4.2.4.4 Mesures d'efficacité

La source employée pour les mesures d'efficacité est composée d'une boîte en plastique remplie de poudres de cuivre ($\rho = 3$ g/cm³), de KMnO₄ (environ 10 g), de Lu₂O₃ (environ 0.25 g) et de La₂O₃ (environ 18 g). Il faut remarquer que l'oxyde de lanthane étant toujours pollué en ²²⁷Ac et ses descendants, ces raies peuvent également être utilisées pour la courbe d'efficacité.

Les activités sont les suivantes : ⁴⁰K = 60.5 ± 1.4 Bq, ¹⁷⁶Lu = 11.8 ± 0.8 Bq, ¹³⁸La = 12.5 ± 0.4 Bq et ²²⁷Ac = 59 ± 2 Bq. Elles sont données par le fabricant avec une erreur inférieure à 10%.

La boîte en plastique ($\phi = 70$ mm, $h = 20$ mm) de 1 mm d'épaisseur est placée directement sur le capot en aluminium.

Dans la figure qui suit sont comparées les mesures avec les simulations MonteCarlo (Geant version 3.2.1). Dans les données obtenues par mesure, sont prises en compte les erreurs statistiques (sur le taux de comptage des raies) et les erreurs systématiques (sur les valeurs d'activité), les erreurs statistiques sur la simulation sont de l'ordre du pour-cent.

⁴⁷ On a : $m \cdot BR \cdot \epsilon \cdot A \leq 2.33 \sqrt{\frac{B}{\Delta t}}$ (C.L = 95%) où m est la masse de l'échantillon, BR est le rapport

d'embranchement de la raie γ considérée, ϵ est l'efficacité correspondante du détecteur, A est l'activité de l'échantillon (en Bq/kg), Δt est le temps de mesure et B est le bruit de fond du détecteur (en cps/h). Voir paragraphe 4.2.3)

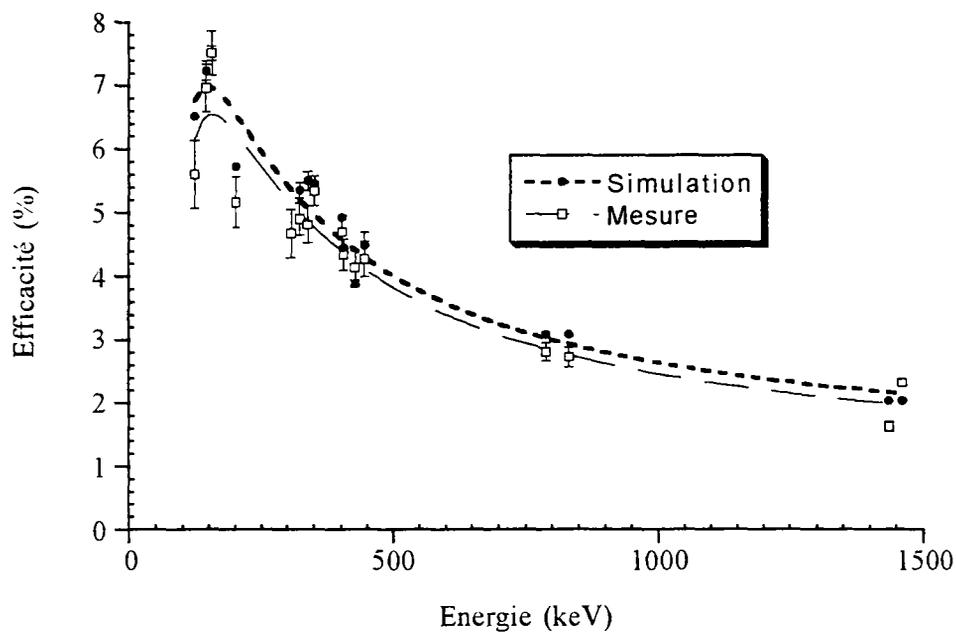


Figure 4.2-7. Courbes d'efficacité simulée et mesurée pour le banc de test Ge EDELWEISS.

Les valeurs obtenus par simulation MonteCarlo sont bien en accord avec les valeurs obtenus en mesurant des sources d'activité connue.

Pour chaque échantillon mesuré sur le banc de test germanium, on a procédé à une simulation MonteCarlo en introduisant dans le code la géométrie la plus représentative possible de l'échantillon afin de calculer, pour chaque pic γ détecté, la valeur de l'efficacité du détecteur correspondante et pouvoir ainsi déduire l'activité de l'échantillon.

4.2.5 Scintillateur à bas seuil en énergie : le détecteur LESTE⁴⁸

La caractéristique principale de ce détecteur est donnée par la possibilité d'introduire les échantillons à mesurer à l'intérieur de l'enceinte qui protège le cristal. Autrement dit, la possibilité de placer les échantillons directement face au diffuseur qui enrobe le cristal.

Cette particularité permet de mesurer les photons de basse énergie. La discrimination sur la forme de l'impulsion (voir plus loin), nous permet de nous affranchir du bruit des photomultiplicateurs et de descendre jusqu'à quelques keV d'énergie mesurée.

4.2.5.1 Description du détecteur

Le LESTE est composé d'un cristal de NaI(Tl) de forme cylindrique de 10 cm de diamètre et de 10 cm de hauteur pour une masse totale de 2880 grammes. Ceci est placé dans un cylindre en cuivre de 16 cm de diamètre et 16 cm de hauteur, en permettant ainsi un volume utile de 2430 cm³ pour les échantillons à mesurer.

La diffusion de la lumière sur les parois du scintillateur est assurée sur la face cylindrique du cristal par deux couches de tetrtec⁴⁹, de 254 μm d'épaisseur chacune, et sur la face plane en vis-à-vis des échantillons par trois couches de ce même diffuseur. L'ensemble est tenu par une couche de téflon.

Un guide de lumière également cylindrique (7.6 cm de diamètre et 10 cm de hauteur) est relié par couplage optique (graisse) au photomultiplicateur.

Ce guide de lumière est un verre de silice synthétique fondue, préparée par oxydation (hydrolyse) d'halogénures de silicium appelé tétrasil B⁵⁰.

Le domaine de transmission de ce type de guide est très étendu ; de 160 nm (ultraviolet) à 4000 nm (infrarouge). Par contre, des bandes d'absorption caractéristiques dues à la présence des ions OH apparaissent à 1400, 2220 et 2730 nm.

Le verre de silice synthétique a été choisi également pour son excellent degré de pureté chimique. Parmi les autres propriétés on trouve : un faible coefficient de dilatation, une grande résistivité électrique et une dureté élevée.

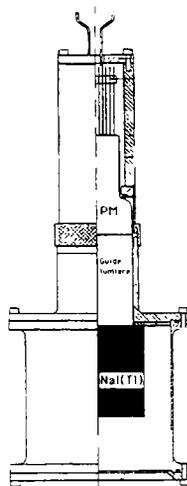


Figure 4.2-8. Schéma du détecteur LESTE.

⁴⁸ Low Energy Threshold Scintillator

⁴⁹ Le tetrtec comme le Téflon est un polytétrafluoroéthylène: le Tetrtek possède une densité de 0.35 g/cm³ et le téflon 2.2 g/cm³.

⁵⁰ Le nom tétrasil est un nom commercial. (tétrasil[®] B)

4.2.5.2 Blindage du détecteur

Le détecteur LESTE est placé dans un petit château formé de deux couches de blindage de 5 cm chacune, une première couche en plomb archéologique et une deuxième en cuivre OHFC. Autour du petit château, nous avons disposé une boîte en Plexiglas où l'on fait circuler de l'azote gazeux pour chasser le radon contenu dans l'air ; ainsi qu'une structure mécanique pour déplacer la partie haute du blindage, ce qui permet de rentrer et sortir aisément le détecteur pour changer les échantillons et assurer son entretien. Cette structure est placée dans un grand château de plomb de 15 cm d'épaisseur.

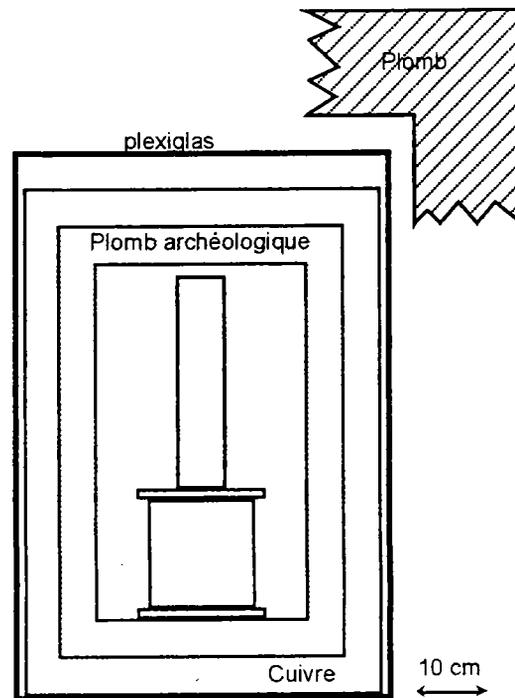


Figure 4.2-9. Blindage du détecteur LESTE. En haut à droite, est représentée l'épaisseur de plomb ordinaire du château extérieur. On utilise d'habitude une configuration dans laquelle la couche en cuivre est à l'intérieur par rapport à celle en plomb, pour arrêter les X du plomb et le gamma à 46.5 keV du ^{210}Pb ; dans notre cas, s'agissant du plomb archéologique, nous avons mis la couche de plomb, plus "propre", dans la partie la plus interne du blindage.

Le NaI étant hygroscopique, on doit manipuler le cristal sous azote gazeux, notamment lorsque l'on doit changer un échantillon. Dans ce but, une boîte à gants adaptée, a été construite avec un sas pourvu d'un petit chariot pour manipuler le détecteur en toute sécurité.

4.2.5.3 Système de déclenchement et discrimination de la forme de l'impulsion

A la sortie du photomultiplicateur, le signal possède une amplitude de quelques dizaines de millivolt sur $50\ \text{ohm}^{51}$, en fonction de la tension appliquée. Pour atteindre une amplitude suffisante, le signal est amplifié en utilisant un préamplificateur, qui dans notre cas a un gain

⁵¹ Valeurs typiques pour une énergie déposée d'une centaine de keV à une tension d'environ 1 kVolt.

d'environ 7. Le préamplificateur doit être placé le plus près possible du photomultiplicateur pour ne pas déformer trop le signal ; pour cette raison, le préamplificateur et son alimentation ont été placés à l'intérieur du grand château de plomb.

Une fois le signal amplifié, il est partagé entre une voie analogique (mesure) et une voie logique qui constitue le système de déclenchement (voir Figure 4.2-10) Le système que nous avons utilisé se compose de deux déclenchements successifs : un premier déclenchement est donné par un simple discriminateur. Un deuxième déclenchement est fait sur le signal, une fois intégré sur 800 ns par un intégrateur analogique.

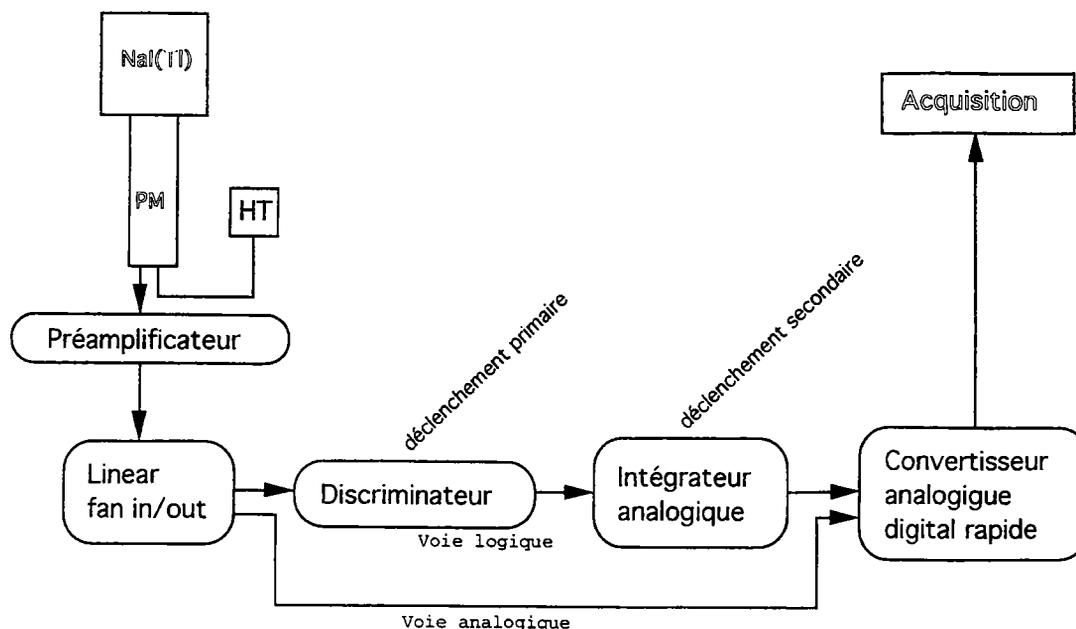


Figure 4.2-10. Système de déclenchement de LESTE.

La discrimination sur la hauteur de l'impulsion d'une part et sur l'intégrale de l'impulsion d'autre part permettent de réduire le bruit du photomultiplicateur. Mais le but que nous nous sommes fixé, à savoir l'analyse à basse énergie, nous contraint à réduire ultérieurement ce bruit de fond dû au photomultiplicateur. Nous avons utilisé pour cela une discrimination par la forme de l'impulsion ou PSD⁵².

La voie analogique aboutit au convertisseur analogique-digital, qui dans notre cas est de type rapide (Transient Digitizer), avec une dynamique de 10 bits par canal et une fréquence d'échantillonnage de 160 MHz. L'acquisition se fait grâce à l'interface CAMAC, qui par l'intermédiaire d'un MAC-CC transmet les données à l'ordinateur (Macintosh), où elles peuvent être visualisées et analysées à l'aide du logiciel Kmax.

Considérons maintenant une impulsion de scintillation, qui dans le cas d'un scintillateur NaI(Tl) a une durée, comme on l'a vu, de l'ordre de quelques centaines de nanosecondes : on constate que pour une impulsion de basse énergie, de l'ordre de quelques keV, les photoélectrons sont résolus dans le temps ; tandis que, pour les impulsions de plus haute énergie les photoélectrons s'amoncellent les uns sur les autres donnant ainsi lieu à une forme du type de celle de la Figure 4.2-11.

⁵² Pulse Shape Discrimination

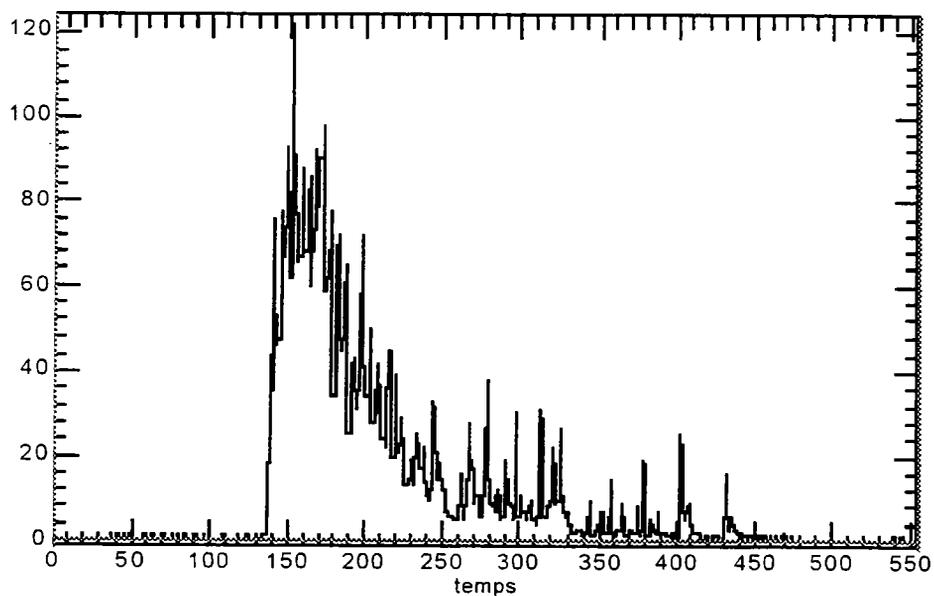


Figure 4.2-11. Impulsion de scintillation donnée par un gamma de relativement haute énergie (60 keV de ^{124}I). Impulsion après analyse par le convertisseur analogique digital " Transient Digitizer". La numérisation est faite sur 10 bits par pas de 6.25 ns (échantillonnage à 160 Mhz). En abscisse est représenté le temps, chaque canal vaut donc 6.25 ns.

En ce qui concerne les impulsions données par le bruit du photomultiplicateur, celles-ci ont une durée beaucoup plus courte, de l'ordre de la dizaine de nanosecondes.

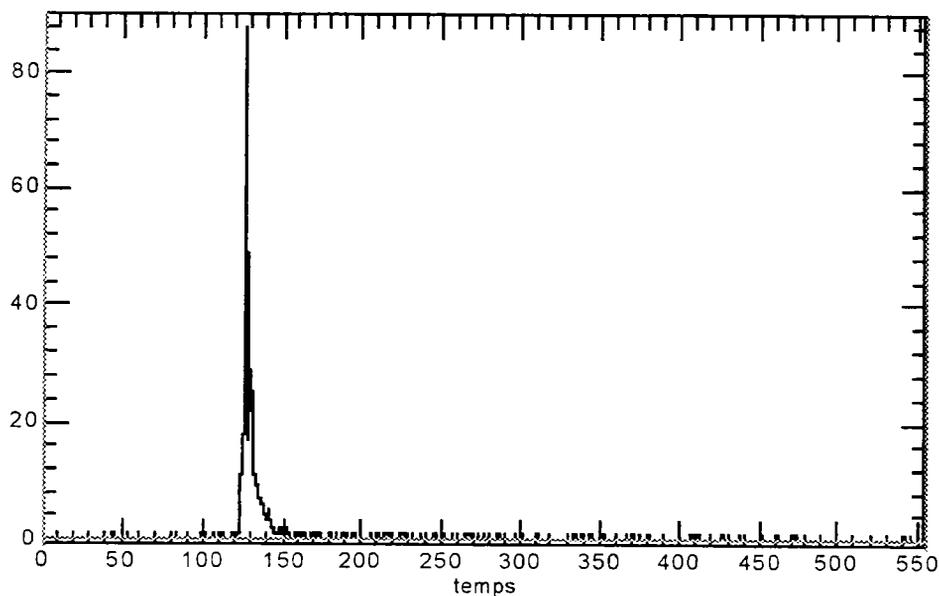


Figure 4.2-12. Impulsion donnée par le bruit du photomultiplicateur (correspondant à un dépôt d'énergie d'un gamma de 4.1 keV). Impulsion après analyse par le convertisseur analogique digital (TD). La numérisation est faite sur 10 bits par pas de 6.25 ns. (échantillonnage à 160 Mhz). En abscisse est représenté le temps, chaque canal vaut donc 6.25 ns.

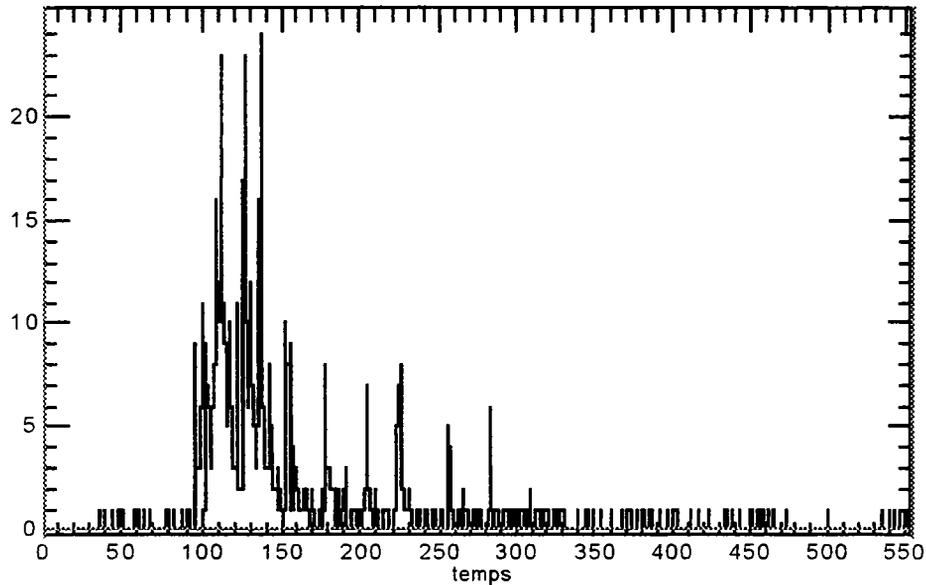


Figure 4.2-13. Impulsion de scintillation donnée par un gamma de basse énergie (5.89 keV du ^{55}Fe). Impulsion après analyse par le convertisseur analogique digital (TD). La numérisation est faite sur 10 bits par pas de 6.25 ns. (échantillonnage à 160 Mhz). En abscisse est représenté le temps, chaque canal vaut donc 6.25 ns.

Mettons un seuil sur la hauteur de l'impulsion, et considérons les canaux pour lesquels la hauteur de l'impulsion est supérieure à ce seuil ; prenons maintenant la somme de toutes les hauteurs qui satisfont à cette condition : en faisant le rapport R entre cette somme et le nombre des canaux dans lesquels la hauteur de l'impulsion est supérieure au seuil, nous obtenons un rapport plus grand pour les impulsions dues au bruit du photomultiplicateur que pour les impulsions de scintillation à la même énergie.

Dans la Figure 4.2-14, nous avons porté en ordonnée le rapport qui vient d'être défini et en abscisse l'énergie de l'impulsion. Comme on peut le voir, il est possible de discriminer les impulsions de scintillation des impulsions dues au bruit du photomultiplicateur.

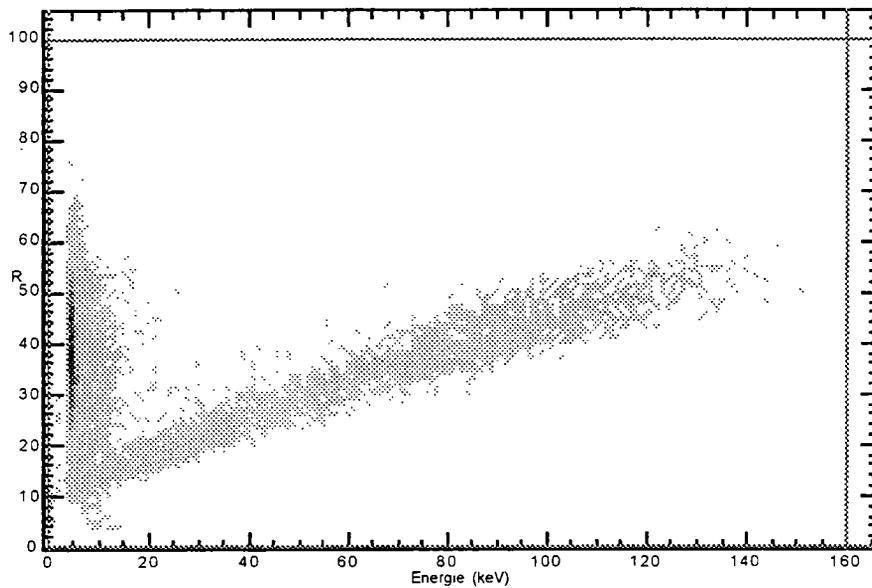


Figure 4.2-14. Exemple de discrimination sur la forme de l'impulsion ; on reconnaît bien les deux populations, celle due au bruit du photomultiplicateur (à gauche) et celle due aux impulsions de scintillation.

Grâce à cette discrimination sur la forme de l'impulsion, nous pouvons ainsi éliminer la plus grande partie des événements due au bruit du photomultiplicateur en faisant une coupure dans le plan R versus l'énergie. La coupure est effectuée toujours de la même façon, afin que le bruit du photomultiplicateur résiduel soit le même dans la mesure de l'échantillon et dans la mesure du fond.

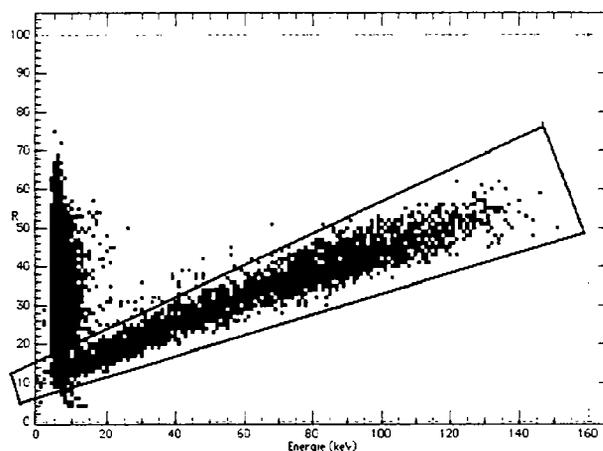


Figure 4.2-15. Coupure des événements dus au bruit du photomultiplicateur : les événements gardés sont les événements qui se trouvent à l'intérieur de la zone délimitée par le polygone.

4.2.5.4 Calibration en énergie

Comme nous l'avons déjà dit, le NaI étant hygroscopique, à chaque fois que l'on introduit un échantillon, il faut placer le LESTE sous azote dans la boîte à gants. Comme pour cette opération il faut enlever la haute tension, ceci nous oblige à refaire une calibration en énergie pour chaque mesure. En principe, on fait deux calibrations en énergie, une avant la mesure et une seconde juste après pour vérifier qu'entre-temps (quelques jours) le rapport énergie/canal

est resté inchangé.

La mesure est effectuée en enregistrant en même temps la région à basse énergie (Ph), (signal amplifié), et la région à haute énergie (ADC) (signal non amplifié). La calibration en énergie doit être faite avant et après la mesure en employant en même temps deux sources ayant *grossomodo* la même intensité ; dans notre cas, nous avons employé du ^{137}Cs et de ^{241}Am ayant une intensité de quelques milliers de becquerels.

Les deux figures qui suivent montrent les deux calibrations respectivement à basse et à haute énergie. La tension appliquée au photomultiplicateur est de 990 Volt.

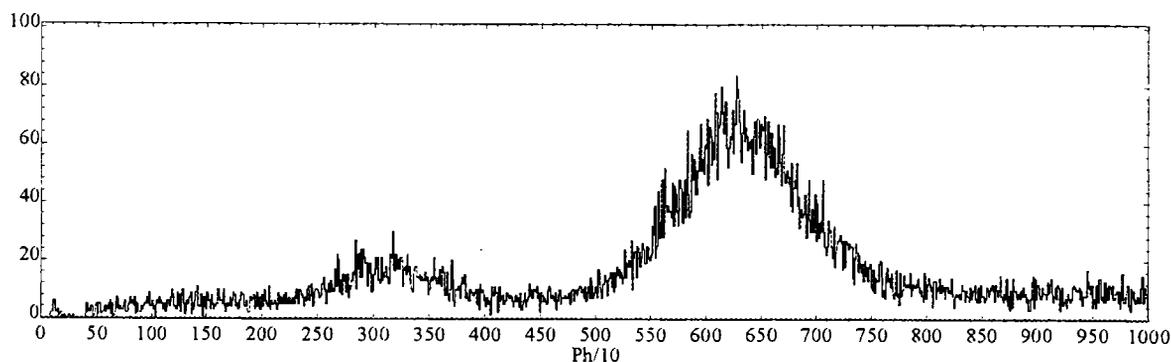


Figure 4.2-16. Calibration à basse énergie. En abscisse les canaux ont été multipliés par 10 ; le pic de ^{241}Am à 60 keV se trouve au canal 628. En ordonnée est porté le nombre de coups (en échelle arbitraire).

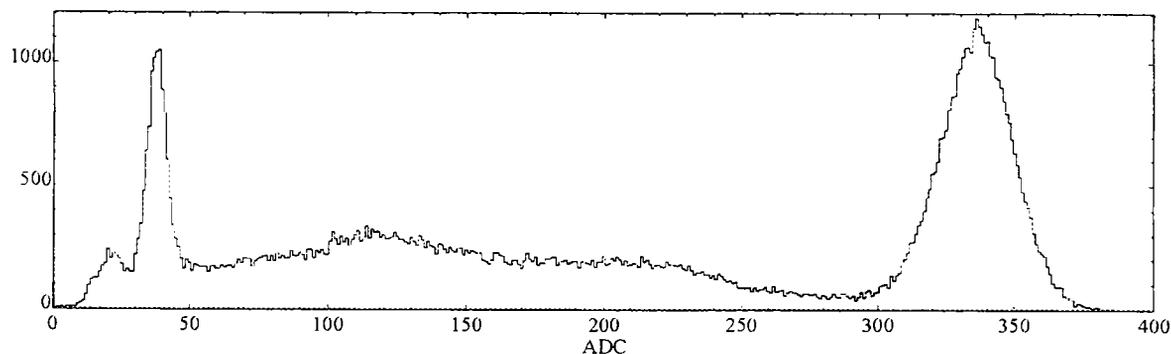


Figure 4.2-17. Calibration à haute énergie. En abscisse, le pic de ^{241}Am à 60 keV se situe au canal 38 et le pic du ^{137}Cs à 662 keV au canal 336. En ordonné est porté le nombre de coups (en échelle arbitraire).

A titre indicatif, les valeurs obtenues sont de 2.017 keV/canal pour l'ADC (haute énergie) et de 0.096 keV/canal pour le Ph (basse énergie). Mais elles changent à chaque mesure à cause de la mise en service et hors service de la haute tension.

4.2.5.5 Mesure du bruit de fond et sensibilité du détecteur

Au cours d'une expérience faite pour tester la sensibilité du LESTE par rapport aux rayons bêta, on a utilisé une source de ^{60}Co non scellée (pour ne pas arrêter les bêta), malheureusement, cette source a pollué le cristal, et malgré les interventions faites par la Crismatec, la contamination n'a pas pu être enlevée complètement.⁵³

⁵³ Grâce à l'intervention de la Crismatec. Le taux de comptage dû au ^{60}Co a baissé d'un facteur 10.

Dans la figure suivante est reporté le spectre du bruit de fond effectué pendant le mois de novembre 98 ; cette mesure a duré 6.75 jours. Dans le spectre, on reconnaît les deux pics du ^{60}Co (1173 keV et 1332 keV).

Le taux intégré pour une énergie supérieure à 4 keV est de 306 ± 1 coups/heure, tandis que le taux de comptage entre 30 keV et 45 keV est de 7.89 ± 0.22 coups/heure.

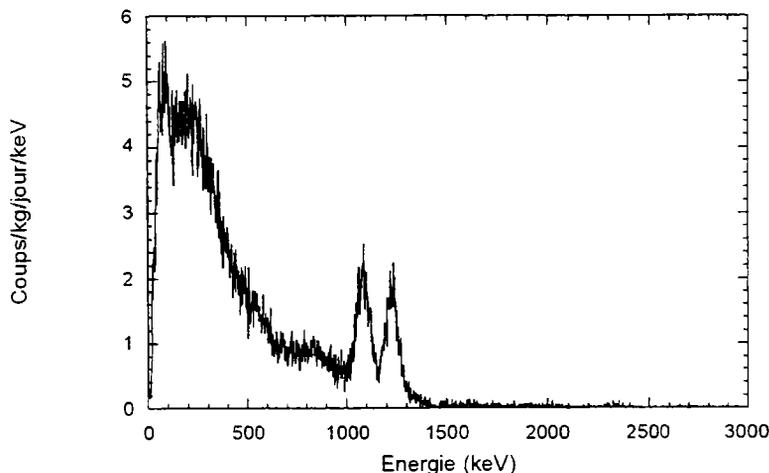


Figure 4.2-18. Spectre de bruit de fond (temps de mesure : 6.75 jours) du scintillateur LESTE.

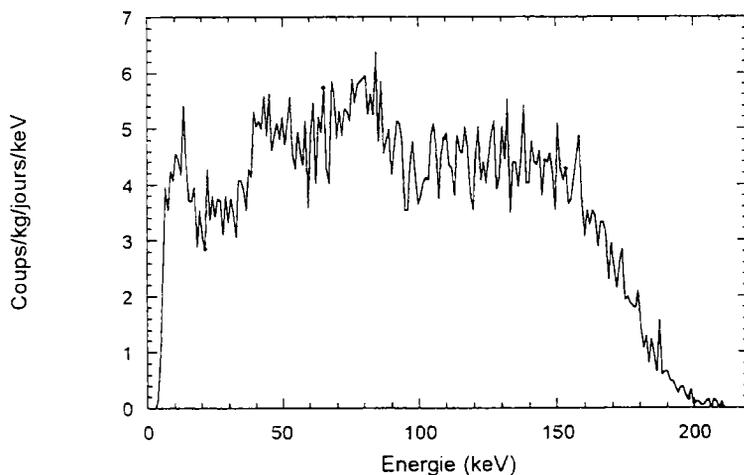


Figure 4.2-19. Spectre de bruit de fond à basse énergie du scintillateur LESTE, une fois le bruit du photomultiplicateur enlevé (temps de mesure : 6.75 jours).

Le bruit de fond radioactif intrinsèque étant de 0.13 coups/min entre 30 keV et 45 keV, si l'on prend par exemple une efficacité de 20% et une durée de mesure d'une semaine, le signal minimum détectable⁵⁴, à 95% de niveau de confiance est d'environ 0.042 dpm⁵⁵ (≈ 0.7 mBq).

⁵⁴ La sensibilité d'un détecteur est déterminée par son bruit de fond intrinsèque (bfi), et par son efficacité pour le rayonnement considéré. Le signal minimum détectable à 95% de niveau de confiance est égal à $2.3 \cdot \sqrt{\frac{\text{bfi}}{t}} \left(\frac{\text{coups}}{\text{min}} \right)$, où t est la durée de la mesure. (voir le paragraphe 4.2.3)

4.2.5.6 Résolution en énergie

Pour la résolution en énergie, on mesure une largeur à mi-hauteur de 51.2 keV pour la raie à 661 keV du ^{137}Cs , ce qui donne une valeur de 7.7%, comparée à la valeur de 6% pour un scintillateur NaI(Tl) moyen. Les autres largeurs relevées sont : 21% correspondant à la raie à 60 keV de ^{124}Am et 5.8% pour la raie à 1333 keV du ^{60}Co . Ces valeurs de la résolution sont mises en histogramme dans la Figure 4.2-20, où l'on peut constater leur dépendance bien comme la racine carrée de l'énergie.

Tableau 4.2-5. Largeurs totales à mi-hauteur et résolutions en fonction de l'énergie pour LESTE.

Energie	LTMH	Résolution
60 keV	12.8 keV	21.0 %
661 keV	51.2 keV	7.7 %
1333 keV	77.8 keV	5.8 %

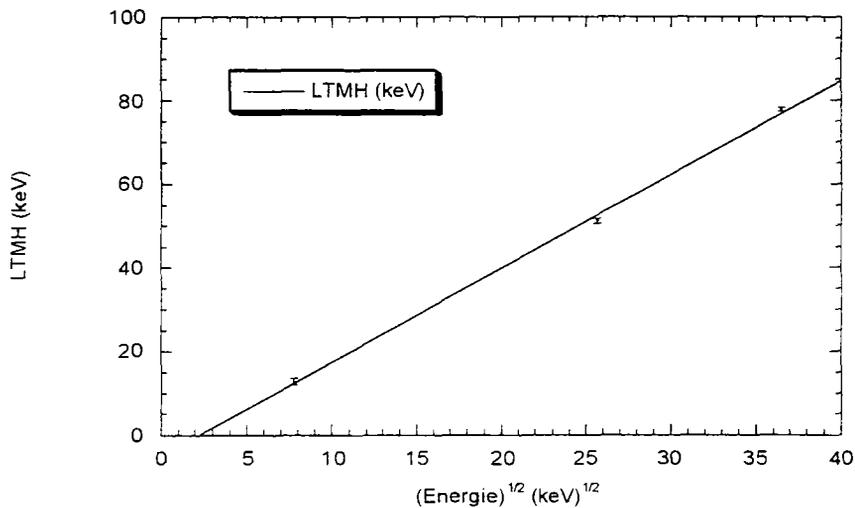


Figure 4.2-20. Résolution du détecteur LESTE en fonction de l'énergie. En abscisse est portée la racine carrée de l'énergie.

4.2.5.7 Mesures d'efficacité

L'efficacité du détecteur LESTE a été estimée par MonteCarlo. Dans la figure qui suit sont montrées les valeurs obtenues pour une source ponctuelle placée à 6 cm de l'extrémité du "nez" du détecteur :

^s désintégrations par minute

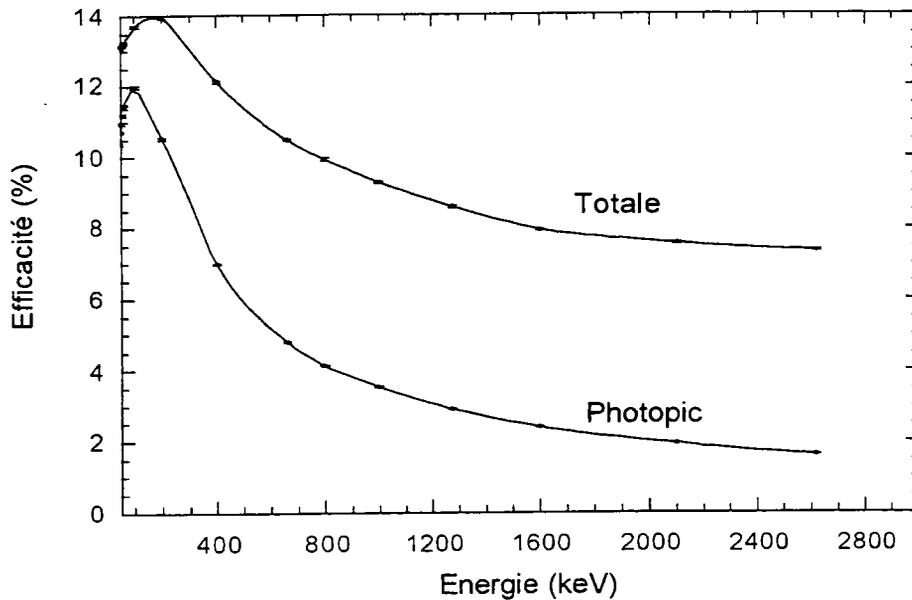


Figure 4.2-21. Efficacité totale et efficacité au photopic simulées par MonteCarlo pour une source gamma ponctuelle hypothétique placée à 6 cm du “nez” du détecteur.

Afin de contrôler la cohérence des valeurs obtenues par simulation, on a utilisé une source ponctuelle de ^{137}Cs (pic de 662 keV) d’activité connue. L’activité nominale est de 96.2 Bq en novembre 1991 et l’erreur associée est de l’ordre de 1%.

La source a été placée à l’extérieur de l’enceinte en cuivre, c’est-à-dire à 6.5 cm du “nez” du détecteur.

Une nouvelle simulation MonteCarlo a été faite pour cette configuration pour une énergie de 662 keV, la valeur obtenue est de 2.62%.

En prenant celle-ci comme valeur d’efficacité, on obtient pour l’activité mesurée 79.6 ± 1.2 Bq, ce qui donne un rapport entre l’activité nominale (79.6 ± 1.2 Bq au moment de l’expérience) et l’activité mesurée de 1 ± 0.1 .

Le logiciel utilisé pour la simulation (Geant 3.2.1) est conçu pour travailler à des énergies allant de l’ordre de quelques dizaines de keV à 100 GeV, par conséquent les valeurs obtenues pour les basses énergies, de l’ordre de la dizaine de keV, sont peu fiables.

Pour calculer l’efficacité de comptage dans cette zone d’énergie, on a utilisé un autre logiciel dédié à la spectrométrie X [ASF98], qui donne le coefficient de transmission en fonction de l’énergie pour une épaisseur traversée donnée. Dans la figure qui suit est représenté ce coefficient de transmission de photons dans le NaI. On peut voir que la courbe est monotone entre ≈ 5 keV et 15 keV. Ceci nous permet d’extrapoler la courbe d’efficacité jusqu’à environ 5 keV (aux énergies plus basses il y a des absorptions correspondant aux liaisons atomiques $L_I = 5.19$ keV, $L_{II} = 4.85$ keV, $L_{III} = 4.56$ keV)

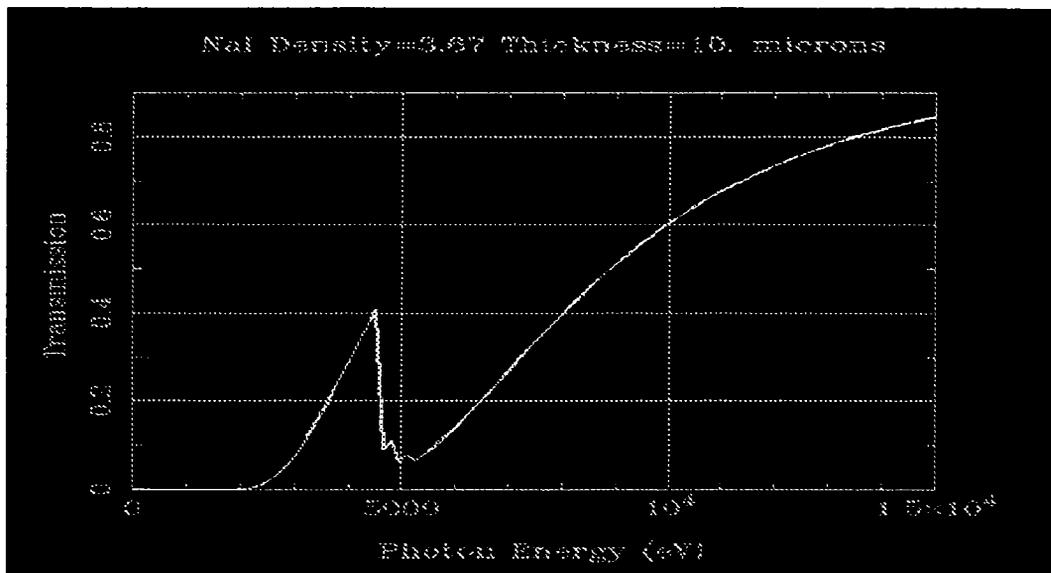


Figure 4.2-22. Transmission en fonction de l'énergie pour un épaisseur de 10 microns de NaI.

Pour mesurer l'efficacité de comptage dans cette zone d'énergie, on a utilisé une source de ^{55}Fe , qui émet trois X aux alentours de 6 keV (5.888 keV BR=8.2%, 5.899 keV BR=16.2% et 6.49 keV BR=2.86%).

L'activité nominale de la source étant de 1837 ± 184 Bq au 8 janvier 1983, elle n'est plus que de 32.6 ± 3.7 Bq au moment de la mesure.

Le taux mesuré est de 5.24 ± 0.02 coups/sec, et, en faisant le rapport entre celle-ci et l'activité déclarée par le constructeur l'on retrouve une efficacité $\varepsilon = 16 \pm 2\%$.

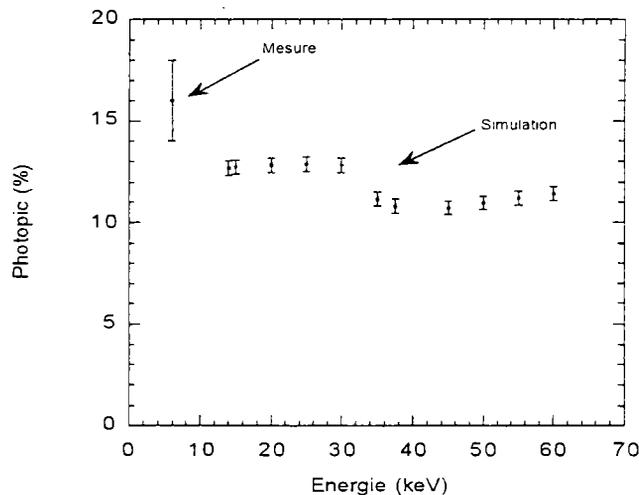


Figure 4.2-23. Comparaison entre les valeurs obtenues par simulation MonteCarlo et celle mesurée

La valeur de la mesure à 6 keV est à moins de 2σ de la valeur extrapolée à partir de la simulation MonteCarlo.

4.2.6 Banc de test pour les rayons bêta : Le détecteur BPS⁵⁶

4.2.6.1 Parcours des rayons bêtas dans la matière

On définit le parcours d'une particule dans un milieu ralentisseur comme la distance qu'elle franchit à l'intérieur de ce milieu avant d'avoir perdu toute son énergie.

Pour calculer le parcours d'une particule chargée comme l'électron, il faut comprendre la façon dont il interagit avec la matière.

Les électrons perdent principalement leur énergie par collision avec les électrons atomiques du milieu ralentisseur mais, pour de très grandes énergies, il y a un deuxième mécanisme de perte d'énergie dû à l'interaction avec les noyaux des atomes. Il faut distinguer entre ces deux types d'interaction : [Sie65]

- Perte d'énergie par ionisation

Dans les interactions avec la matière, les électrons cèdent leur énergie aux électrons atomiques par fractions successives ; la perte d'énergie par unité de parcours est une quantité fluctuante. La longueur de la trajectoire subit donc une dispersion statistique importante. Bohr a développé une théorie grâce à laquelle on peut calculer, avec une précision satisfaisante, la perte d'énergie par ce mécanisme. Cette formule est donnée pour deux domaines de vitesse :

$$\text{(pour } \beta < 0.5) \quad -\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right) = 0.306 \frac{N_A Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \ln \left(\frac{1.16 m_e c^2 \beta^2}{2 I} \right) \quad \left(\frac{\text{MeV}}{\text{g cm}^{-2}} \right)$$

$$\text{(pour } \beta \approx 1) \quad -\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right) \cong 0.153 \frac{N_A Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \ln \left(\frac{E (E + m_e c^2)^2 \beta^2}{2 I^2 m_e c^2} \right) \quad \left(\frac{\text{MeV}}{\text{g cm}^{-2}} \right)$$

Dans ces expressions, $m_e c^2$ représente l'énergie au repos de l'électron, ρ représente la densité de la matière dans laquelle a lieu l'interaction, A et Z sont respectivement la masse atomique et le numéro atomique du milieu, N_A est le nombre d'Avogadro et I est une constante caractéristique du milieu traversé qui représente le potentiel moyen d'ionisation des électrons.

Les formules précédentes ne sont pas valables aux énergies très faibles d'électrons incidents, (énergies inférieures à une dizaine de keV), en effet, pour des énergies très faibles, le pouvoir de ralentissement est beaucoup moins élevé.

- Perte d'énergie par rayonnement

Pour des énergies encore plus élevées, l'absorption des électrons croît beaucoup plus rapidement que celle prévue par la relation précédente. Un nouvel effet se manifeste : la perte d'énergie par rayonnement. Ce mécanisme se superpose au mécanisme de perte d'énergie par ionisation et devient prédominant aux très hautes énergies qui dépendent du Z du milieu traversé (voir plus loin). La perte par rayonnement est un processus aléatoire, la perte moyenne d'énergie par unité de parcours est égale à :

⁵⁶ Beta Plastic Scintillator

$$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{d\bar{E}}{dx} \right) = \frac{1}{137} \frac{N_A Z^2}{A} r_e^2 (E + m_e c^2) \left[4 \ln \left(\frac{2(E + m_e c^2)}{m_e c^2} \right) - \frac{4}{3} \right] \quad \left(\frac{\text{MeV}}{\text{g cm}^{-2}} \right)$$

où $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ est le rayon classique de l'électron.

Si l'on compare les formules pour la perte d'énergie par ionisation et la perte d'énergie par rayonnement, on constate que pour les faibles énergies, la perte d'énergie par ionisation est prépondérante, tandis que, pour de très hautes énergies la perte d'énergie s'effectue par rayonnement. En faisant le rapport des deux types de pertes, on trouve pour des électrons relativistes :

$$\frac{\left(\frac{d\bar{E}}{dx} \right)_{\text{rayonnement}}}{\left(\frac{d\bar{E}}{dx} \right)_{\text{ionisation}}} \approx \frac{E (\text{MeV}) Z}{800}$$

L'expérience montre qu'un flux de rayons bêtas qui traversent un milieu subit une atténuation quasi-exponentielle en fonction de l'épaisseur de la matière traversée. Katz et Penfold ont proposé une relation empirique, qui est en excellent accord avec les données expérimentales : [Eva55]

$$R \left(\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right) = 0.412 E^{1.265 - 0.0854 \ln E} \quad 0.01 \text{ MeV} < E < 2.5 \text{ MeV}$$

$$R \left(\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right) = 0.530 E - 0.106 \quad 2.5 \text{ MeV} < E < 20 \text{ MeV}$$

Comme on le voit à partir de ces formules, le parcours en g/cm^2 est pratiquement indépendant du milieu où a lieu l'interaction.

Sur le graphique de la ligne suivante est montré le parcours des électrons en fonction de leur énergie dans un scintillateur plastique NE102A ($\rho = 1.032 \text{ g/cm}^3$).

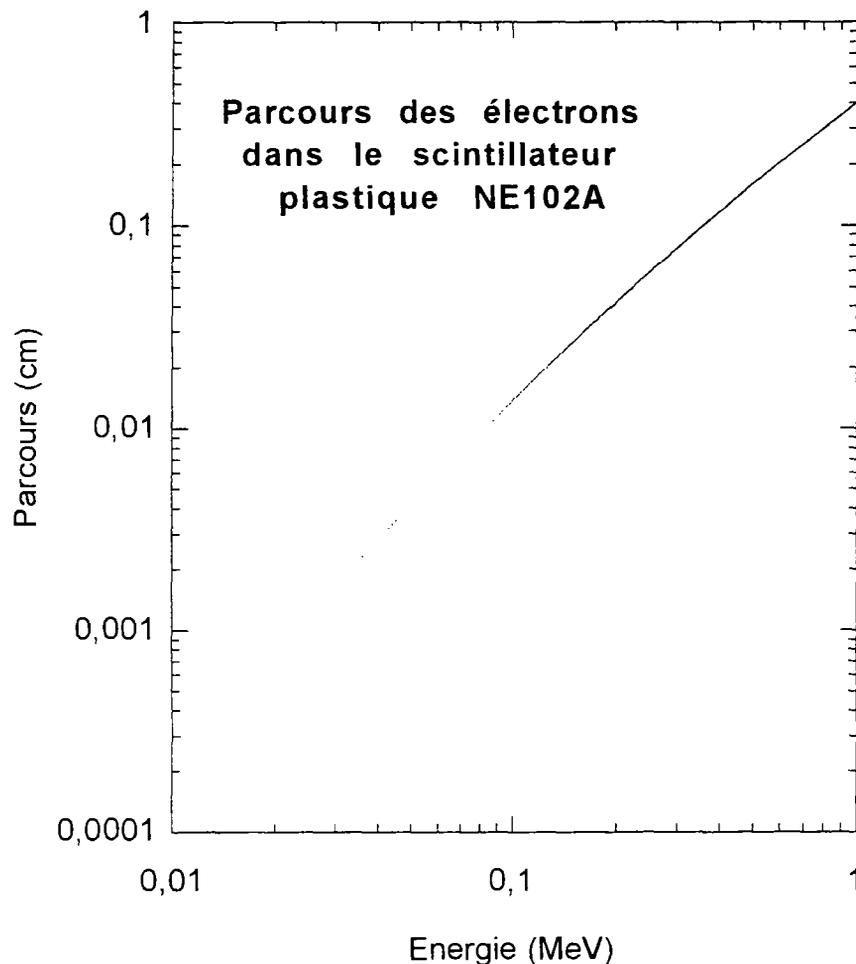


Figure 4.2-24. Parcours des électrons dans un scintillateur plastique de type NE102A

4.2.6.2 Motivation pour la réalisation (et la mise en service) d'un scintillateur plastique comme banc de test pour détecter les rayons bêta

Les électrons, ayant une masse très petite, sont soumis à des très grands angles de diffusion et les électrons incidents peuvent être rétrodiffusés et sortir du détecteur sans avoir déposé toute leur énergie.

La rétrodiffusion dépend fortement du numéro atomique, pour les scintillateurs inorganiques, comme le NaI, le pourcentage d'électrons incidents rétrodiffusés s'élève jusqu'à 80-90%. En revanche, pour les scintillateurs plastiques ce pourcentage est de l'ordre de 8 % [Bel55].

Pour les électrons des très hautes énergies par contre, les scintillateurs inorganiques sont préférables, car pour obtenir des gerbes par bremsstrahlung, il faut avoir un nombre atomique élevé et une densité plus importante.

A la différence des scintillateurs inorganiques, les scintillateurs plastiques sont peu sensibles aux photons gamma et X. En outre l'interaction s'effectue presque exclusivement par effet Compton: à titre d'exemple, dans le cas du scintillateur plastique NE102, pour un gamma de 60 keV, le rapport entre le coefficient d'absorption Compton et le coefficient d'absorption photoélectrique est d'environ 50.⁵⁷

Pour un gamma de 60 keV, le libre parcours moyen par effet photoélectrique est d'environ 250 cm, à comparer avec le libre parcours moyen d'un scintillateur NaI(Tl) qui à cette énergie a un libre parcours moyen de 0.04 cm. A 60 keV, le coefficient d'absorption total dans le NaI est pratiquement donné par l'effet photoélectrique.

Le fait d'être peu ou pas du tout sensible aux rayons gamma, un pouvoir d'arrêt comparable à celui du scintillateur NaI (le rapport entre les deux densités est de 3.67) et surtout la faible fraction d'électrons retrodiffusés, nous ont conduit à construire un banc de test avec un scintillateur plastique pour détecter les contaminants responsables d'une émission bêta.

4.2.6.3 Description du détecteur

Le BPS est composé d'un scintillateur plastique NE102, de forme cylindrique, hauteur 5 cm et diamètre 3" (7.63 cm), il présente un puits de forme rectangulaire de 3x2 cm² de section et 1 cm de profondeur.

Dans le détecteur BPS, il n'y a absolument aucun élément absorbant entre l'échantillon et le scintillateur. Une couche de téflon est mise toute autour de la surface, pour réfléchir la lumière, sauf en face du puits dans lequel on pose les échantillons.

Pour ne pas risquer de contaminer le détecteur, le puits se trouve sur la partie basse: un petit chariot en cuivre permet de positionner les échantillons sans que ceux-ci puissent courir le risque de toucher (contaminer) le détecteur.

La constante de temps principale pour ce type de scintillateur est de 2.4 ns (voir le Tableau 4.2-1), il est donc difficile de discriminer le bruit du photomultiplicateur en étudiant le temps de montée des signaux, comme dans le banc de test LESTE, vu que les signaux associés à la scintillation ont le même ordre de grandeur que les signaux dus aux photomultiplicateurs.

Pour contourner ce problème, deux photomultiplicateurs ont été prévus, afin de pouvoir les mettre en coïncidence. (Si un signal est vu par l'un de deux photomultiplicateurs et pas par l'autre, il ne sera pas pris en compte).

Les signaux fortuits, c'est-à-dire les signaux du bruit des deux photomultiplicateurs qui sont émis dans un intervalle de temps plus petit que le temps de coïncidence sont négligeables. Pour un taux de comptage de l'ordre de la dizaine de hertz, les signaux fortuits sont de l'ordre de 10⁻⁵ Hz pour un temps de coïncidence de 50 nsec⁵⁸.

Deux guides de lumière en verre de silice synthétique "fused silica" (ses propriétés sont décrites au paragraphe 4.2.5.1) sont interposés entre le scintillateur et les photomultiplicateurs pour éloigner ces derniers, qui peuvent représenter une source de bruit radioactif, par rapport au scintillateur.

Une enceinte en cuivre bas bruit radioactif, contient l'ensemble (scintillateur plastique, guides de lumière et photomultiplicateurs).

⁵⁷ Le coefficient d'absorption par effet photoélectrique est égal à celui par effet Compton autour de 18 keV.

⁵⁸ Taux des signaux fortuits = $\text{taux}_{\text{PM1}} \cdot \text{taux}_{\text{PM2}} \cdot 2 \cdot \Delta t_{\text{com}}$

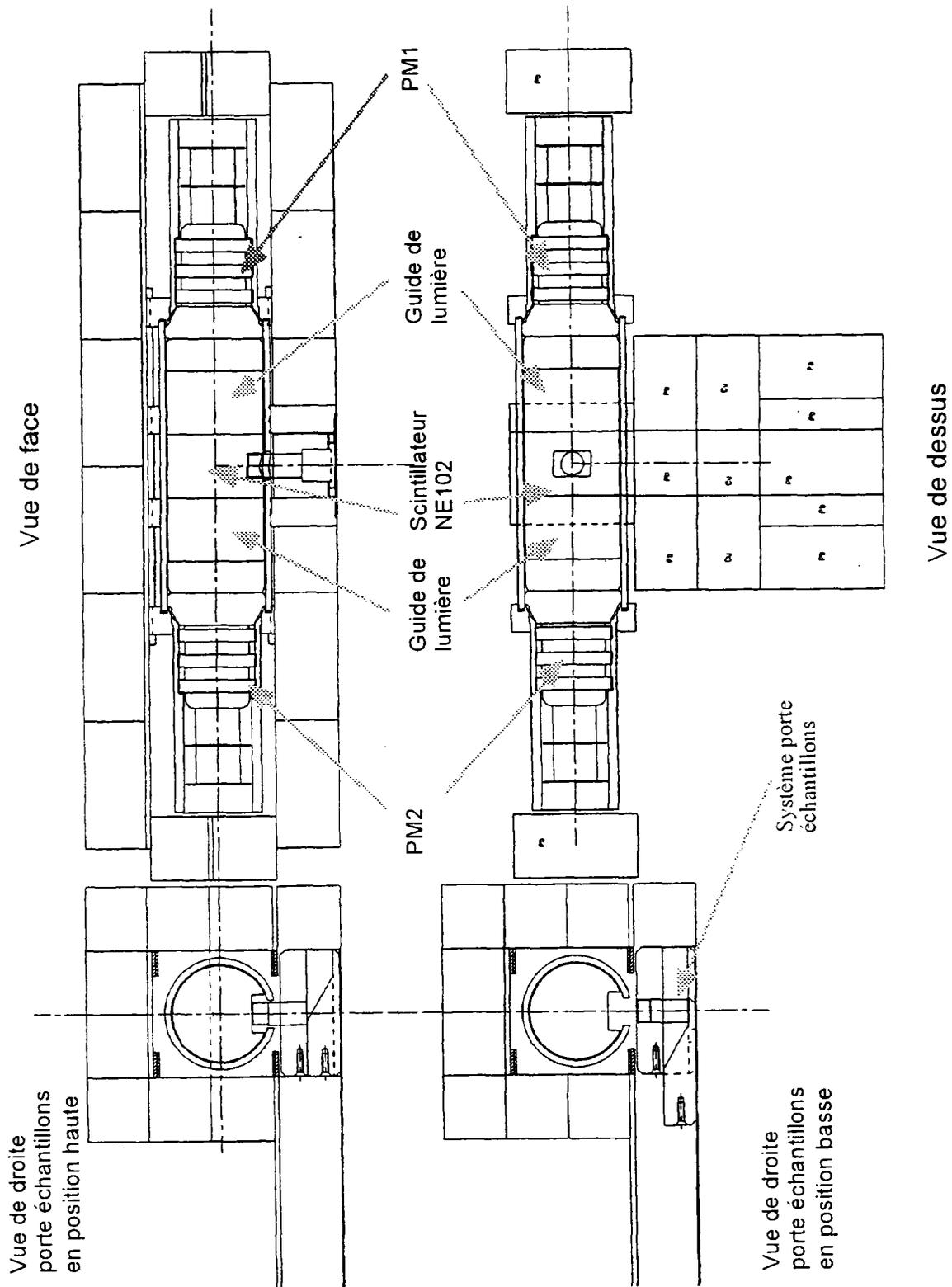


Figure 4.2-25. Schéma du Banc de test BPS. Sur la figure de gauche est portée la vue de face, et sur celle de droite est portée la vue de dessus. En bas de la figure le porte échantillons en position haute (à gauche) et en position basse (à droite).

4.2.6.4 Blindage du détecteur

Le détecteur est posé dans une boîte de plexiglas pour faire circuler de l'azote gazeux afin de chasser le radon contenu dans l'air.

A l'intérieur de cette boîte en plexiglas, une double couche revêt le détecteur : la plus interne, d'une épaisseur de 5 cm, est en plomb archéologique, l'autre, toujours de 5 cm, est en cuivre OFHC. A l'extérieur de la boîte, il y a une autre épaisseur, de 10, cm de plomb standard.

4.2.6.5 Lumière produite à l'intérieur des photomultiplicateurs

Les premières mesures effectuées avec le banc de test BPS, ont montré un taux de comptage assez élevé, de l'ordre du hertz.

Afin d'étudier la nature de ce bruit, on a enlevé le scintillateur⁵⁹ pour comprendre si ce taux de comptage pouvait être engendré par la radioactivité. Aucun changement du taux de comptage n'a été observé une fois le scintillateur enlevé.

Le fait de n'avoir observé aucun changement du taux de comptage avec et sans scintillateur, nous dit que le taux mesuré ne peut pas être imputé à la radioactivité.

Un test ultérieur, effectué en découplant optiquement les deux photomultiplicateurs, a montré un baisse du taux de comptage d'un facteur environ 40.

Ce dernier test nous a montré l'existence d'une production de lumière à l'intérieur du photomultiplicateur. Il faut remarquer que tous les tests que l'on vient de décrire ont eu lieu dans l'obscurité totale⁶⁰.

Afin de localiser la source de cette lumière, on a procédé à des tests effectués en variant la distance entre les deux photomultiplicateurs. Ceux-ci ont donc été posés l'un en face de l'autre, c'est-à-dire, avec les deux photocathodes en vue directe entre elles.

Des microclaquages peuvent se produire sur les bases des photomultiplicateurs en face des répartiteurs.⁶¹

Pour s'affranchir de ces étincelles qui sont produites à l'extérieur des photomultiplicateurs, on a déposé un produit opaque⁶² bas bruit radioactif sur la partie postérieure de ces derniers (voir la Figure 4.2-26). Dans ce cas, la lumière produite n'arrive pas à traverser le photomultiplicateur et à atteindre les photocathodes des deux photomultiplicateurs pour donner une coïncidence.

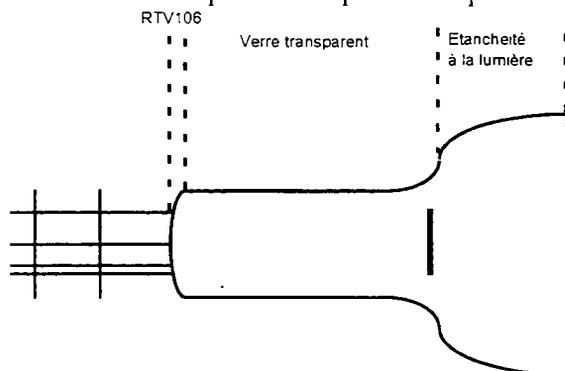


Figure 4.2-26. Schéma d'un photomultiplicateur employé dans le banc de test BPS.

Dans la table suivante sont résumés les taux de comptage obtenus et les distances

⁵⁹ Dans la configuration sans scintillateur, les deux photomultiplicateurs sont couplés avec les deux guides de lumière par de la graisse optique.

⁶⁰ Absence de lumière dans le laboratoire

⁶¹ Dans ce cas on est à la pression atmosphérique.

⁶² Vernis général électrique RTV106 (rouge)

correspondantes.

Tableau 4.2-6. Taux de comptage enregistré à différentes distances des deux photomultiplicateurs. La distance, en centimètres, est celle entre les deux faces des photomultiplicateurs.

Distance	Taux de comptage (mHz)
0 cm	240.44 ± 6.76
0.5 cm	65.17 ± 1.09
3 cm	24.94 ± 1.41
7.5 cm	9.15 ± 1.80
15 cm	2.99 ± 1.13
30 cm	1.05 ± 0.15

Dans la mesure à 0 cm, les deux photomultiplicateurs sont couplés par de la graisse optique.

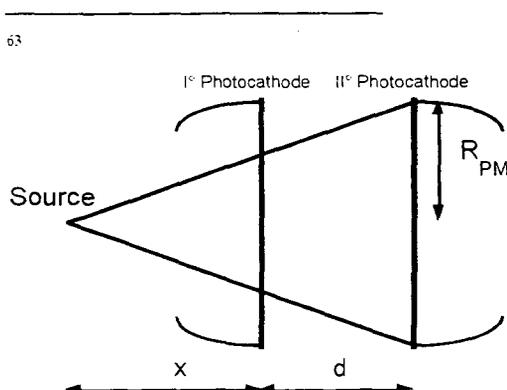
Les données obtenues ont été histogrammées et interpolées. Si l'on appelle Ω_{PM2} l'angle solide du deuxième photomultiplicateur vu de la "source" de lumière associée au premier photomultiplicateur, on peut écrire :

$$\Omega_{PM2} = 2\pi \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{R_{PM}}{d'}\right)^2}} \right) \text{ avec } d' = d + x \text{ (d est la distance entre les deux photocathodes et x}$$

est la distance entre la "source" de lumière et la première photocathode qu'elle rencontre). R_{PM} est le rayon de la photocathode qui dans notre cas vaut 38 mm.⁶³

L'erreur sur la distance est de l'ordre de ± 0.5 centimètres pour chaque mesure sauf pour les mesures à 0 cm et à 0.5 cm, tandis que l'erreur considérée sur le taux de comptage est l'erreur statistique.

Dans la Figure 4.2-27, on peut voir le résultat de l'ajustement des données avec la fonction Ω_{PM2} , effectué en excluant la mesure à 0 cm.



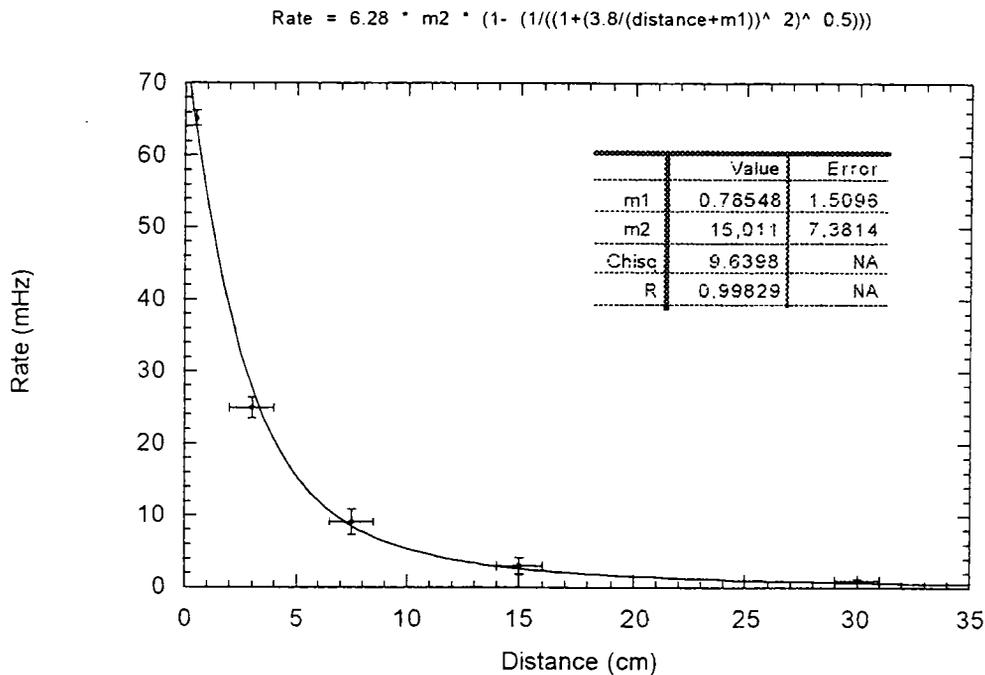


Figure 4.2-27. Ajustement des données en excluant la mesure à 0 cm. En ordonnée est porté le taux de comptage en mHz, et en abscisse la distance entre les deux faces des photomultiplicateurs.

L'ajustement effectué sur ces 5 points de mesure est très satisfaisant. La position de la "source" donnée par l'ajustement se situe à -0.8 cm ce qui veut dire à l'intérieur du photomultiplicateur à 0.8 cm de la photocathode.

Bien entendu quand on parle de position de la source, il s'agit du centre d'une source qui peut être étendue.

Si dans l'ajustement on inclut également la mesure à 0 cm, l'on obtient un coefficient de corrélation plus mauvais, de 0.84 à comparer avec 0.998 pour l'ajustement précédent.

D'après l'ajustement obtenu en excluant la mesure à 0 cm, à distance nulle entre les deux photomultiplicateurs l'on aurait dû obtenir un taux de comptage d'environ 75 mHz. Or la mesure à 0 cm donne un taux de comptage de 240.44 ± 6.76 mHz. Dès qu'on couple les deux photomultiplicateurs par l'intermédiaire de la gaine optique, un effet additionnel apparaît.

Remarque : même en faisant l'ajustement sur la totalité des mesures, c'est-à-dire, en incluant la mesure à 0 cm, la position de la "source" se situe à -1.4 cm c'est-à-dire toujours à l'intérieur du photomultiplicateur.

Pour essayer de comprendre la nature de la lumière créée à l'intérieur des photomultiplicateurs, on a procédé à une deuxième expérience en utilisant deux autres photomultiplicateurs avec les mêmes caractéristiques que ceux montés sur le banc de test BPS.

D'abord, on a vérifié que le taux de comptage varie selon la loi trouvée précédemment ; dans ce but trois mesures ont été faites. Une première avec les deux photomultiplicateurs placés à environ 0.5 cm l'un par rapport à l'autre (voir la note 63), une deuxième à environ 5 cm et une dernière à 15 cm.

Tableau 4.2-7. Taux de comptage aux trois distances

Distance	Taux de comptage
0.5 cm	205 ± 18 mHz
5 cm	36.3 ± 8 mHz
15 cm	4 ± 2.5 mHz

Les trois points sont bien alignés avec l'ajustement ; cela nous confirme le phénomène déjà observé de production de lumière à l'intérieur des photomultiplicateurs. Les valeurs différentes du taux de comptage entre ce dernier et celui de la Figure 4.2-27 est dû à une tension appliquée plus élevée qui, comme on le verra tout à l'heure, comporte une augmentation du taux de comptage. En outre, il s'agit de photomultiplicateurs différents.

Une fois les conditions de production de lumière retrouvées, on a procédé à des mesures dans lesquelles on a fait varier la tension appliquée aux photomultiplicateurs en fixant la distance entre ces deux derniers (à savoir 0.3 cm).

Dans la figure qui suit est montré le taux de comptage obtenu pour les différentes tensions appliquées aux photomultiplicateurs.

On a réglé les deux tensions de façon à avoir plus au moins le même taux de comptage (pas en coïncidence) sur les deux voies. Dans cette figure est portée la tension la plus élevée parmi les deux appliquées aux photomultiplicateurs.

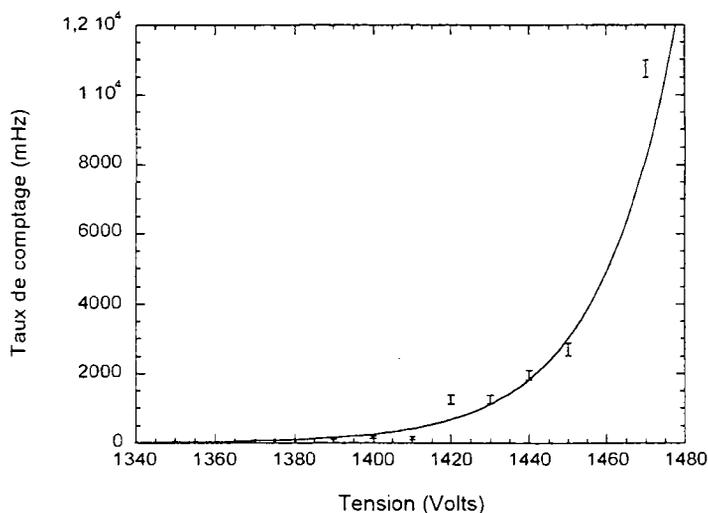


Figure 4.2-28. Taux de comptage en fonction de la tension appliquée aux photomultiplicateur.

Comme on peut le constater, le taux de comptage augmente lorsque augmente la tension appliquée aux photomultiplicateurs.

Un autre test dont le but est de comprendre l'origine de la lumière engendrée à l'intérieur des photomultiplicateurs, a été conduit en regardant le taux de comptage obtenu avec ou sans blindage en plomb, pour voir si cette lumière pouvait être liée à la radioactivité.

Aucune variation du taux de comptage n'a été observée.

Cette source lumineuse a été donc interprétée comme étant engendrée par des microclaquages internes aux photomultiplicateurs dus aux hautes tensions, de l'ordre du kVolt, qui leur sont appliquées.

4.2.6.6 Calibration en énergie du détecteur BPS (basse énergie)

La calibration à basse énergie a été effectuée avec des tensions de l'ordre du kVolt en utilisant une source de ^{241}Am . Nous nous sommes intéressés aux raies X de la couche L : 13.9 keV (B.R. 13%), 17.6 keV (B.R. 20%) et 21.0 keV (B.R. 5%). A plus haute énergie, il y a le γ de 60 keV avec une intensité relative de 36%, mais le libre parcours moyen pour un scintillateur plastique est d'environ 250 cm (à comparer avec les quelques centimètres de notre détecteur). D'autres γ 's (une centaine) de plus haute énergie, sont également associés à l' ^{241}Am mais avec une intensité relative beaucoup plus faible (de l'ordre de $10^{-3}\%$ à $10^{-5}\%$).

La résolution d'un scintillateur plastique ne permet pas de séparer les trois raies X considérées.

Dans la Figure 4.2-29 est présentée la somme de ces trois raies, obtenue en considérant pour chaque raie X son intensité relative et la largeur expérimentale déduite à partir de la largeur totale à mi-hauteur à 1 MeV (16%).

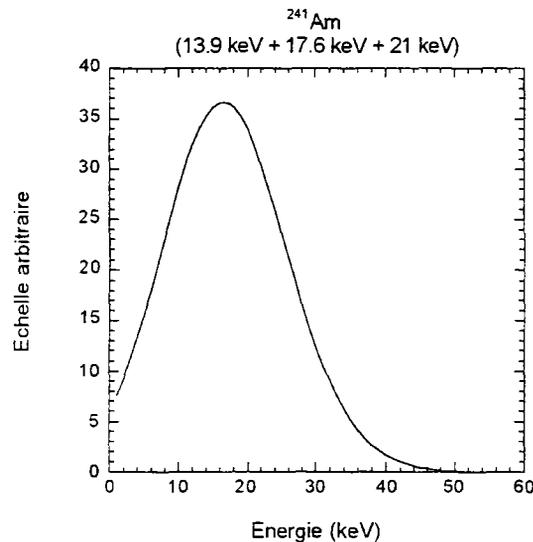
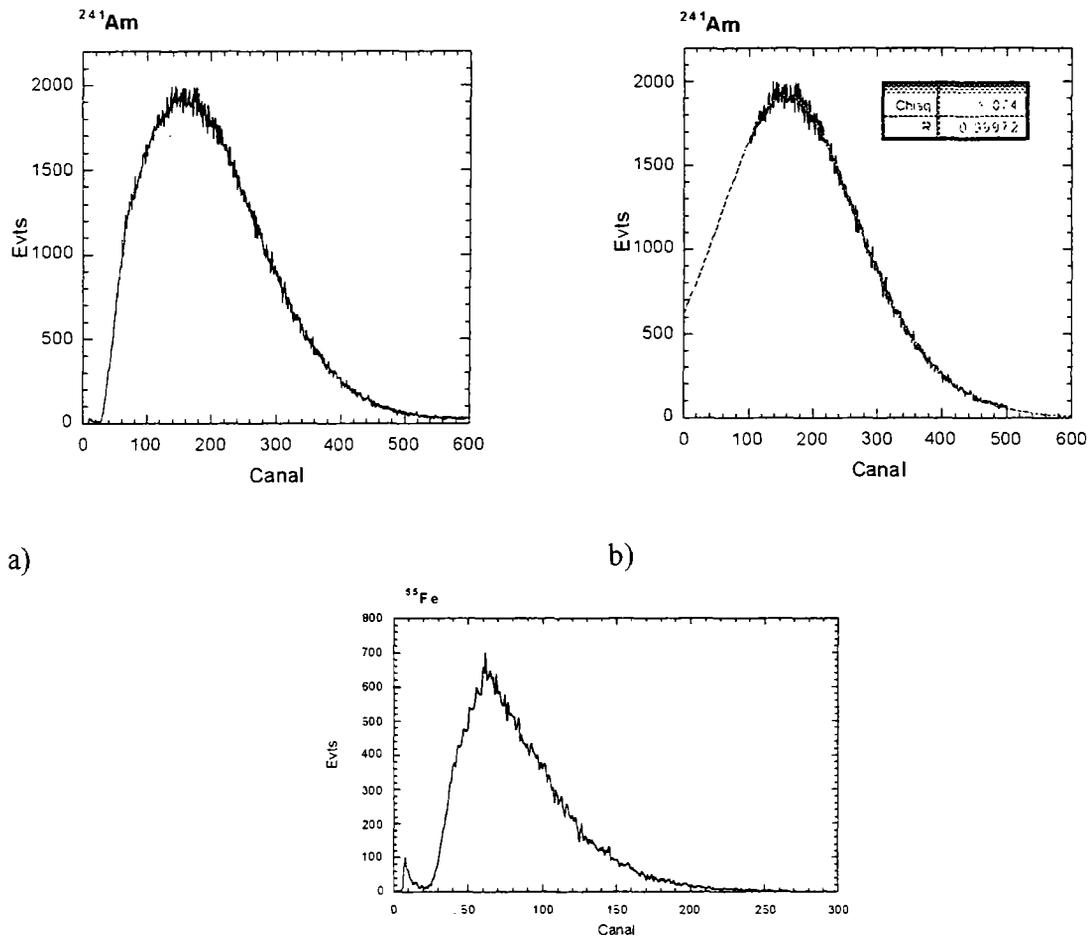


Figure 4.2-29. Distribution obtenue en faisant la somme des trois raies X de l' ^{241}Am (13.9 keV, 17.6 keV et 21.0 keV).

Dans la Figure 4.2-30 est montré le spectre obtenu avec la source de ^{241}Am et l'ajustement par une somme de trois courbes gaussiennes pondérées chacune par la probabilité de création d'un photopic. La contribution du fond sous le spectre dû à la source est négligeable.



a) b) c)
 Figure 4.2-30. Spectre de l' ^{241}Am a), et son ajustement par une gaussienne b) .Spectre du ^{55}Fe c)

L'ajustement a été effectué à partir du canal 100. Cet ajustement est bien en accord avec les données. Des ajustements obtenus en incluant des événements plus à gauche dégradent fortement le chi2.

Connaissant l'activité de la source et sa position par rapport au détecteur, on peut estimer le nombre d'événements que l'on attend dans le détecteur. L'ensemble des trois raies donne, compte tenu de leur libre parcours moyen, un taux de comptage calculé de 550 Hz. Le taux de comptage expérimentalement observé est de 497 Hz. Le rapport entre le taux de comptage expérimental et le taux de comptage calculé vaut donc 0.90.

Le rapport de l'intégrale des données expérimentales (Figure 4.2-30 a)) et l'intégrale de l'ajustement, (Figure 4.2-30 b)) est égal à 0.92 et donc bien en accord avec le rapport des taux mesurés et calculés.

Il en résulte la calibration en énergie, d'environ 10 canaux par keV, où le canal 100 correspond à 10.3 keV.

Si l'on ajuste par une poissonienne (à cause du faible taux de production des photoélectrons) les données du ^{55}Fe , le cendroïde de la distribution résulte autour du canal 40, ce qui est compatible avec la calibration par l' ^{241}Am compte tenue d'une possible légère non linéarité en énergie.

L'efficacité de détection est déduite du rapport entre les données expérimentales de ^{241}Am et l'extrapolation de la contribution totale calculée des 3 raies X ajustée sur la région 10-50 keV.

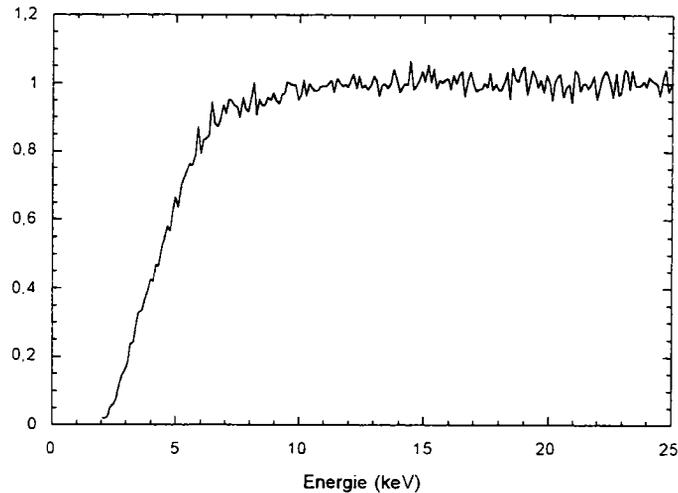


Figure 4.2-31. Seuil du banc de test BPS

On peut observer que l'efficacité est de 100% à partir de 12 keV et se réduit de moitié à 4.5 keV. (voir la Figure 4.2-31)

4.2.6.7 Mesure du bruit de fond et sensibilité du détecteur (basse énergie)

Dans la figure suivante est présenté le spectre de bruit de fond à basse énergie obtenu avec un temps de mesure de 27.75 heures.

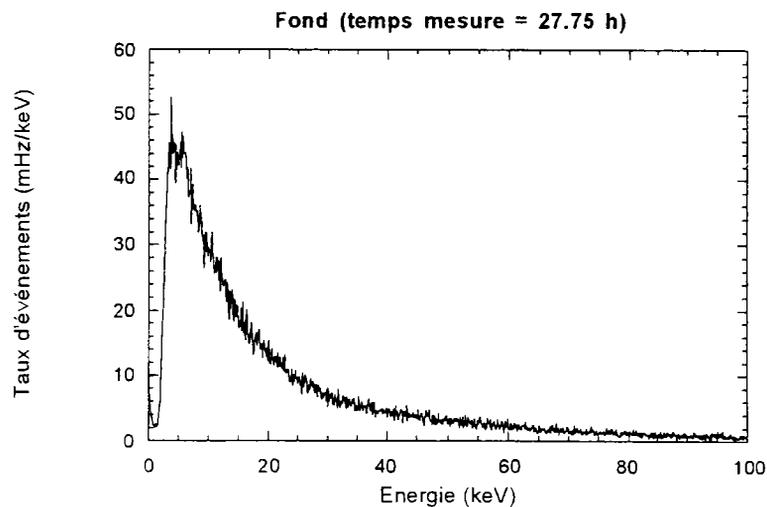


Figure 4.2-32. Spectre de bruit de fond à basse énergie (temps de mesure : 27.75 heures) du banc de test BPS.

Le bruit de fond intégré pour une énergie supérieure à 6 keV est de 2787 ± 10 coups/heure, et le taux de comptage entre 30 et 45 keV est de 296 ± 4 coups/heure. Pour un temps de mesure d'une semaine et une efficacité de 20%, le signal minimum détectable à 95% de niveau de confiance est de 0.27 dpm (≈ 4.5 mBq).

4.2.6.8 Calibration en énergie du détecteur BPS (haute énergie)

La calibration pour la haute énergie a été effectuée avec des tensions de 700 Volt sur le PM1 et de 800 Volt sur le PM2.

Pour cela nous avons choisi une source de ^{90}Sr , qui est un émetteur bêta pur, dans une région d'énergie ($E_{\text{max}}^{\beta} = 546 \text{ keV}$) bien adaptée à notre cas.

Il s'agit d'une source scellée, où l'épaisseur (en plexiglas) à traverser est d'environ 1 mm. Il faut donc connaître le spectre bêta du ^{90}Sr après avoir franchi cette barrière. Ceci est montré dans la figure suivante, où on peut constater que l' $E_{\beta\text{max}}$ est passé de 546 keV à 350 keV (et la valeur moyenne de 196 keV à 136 keV).

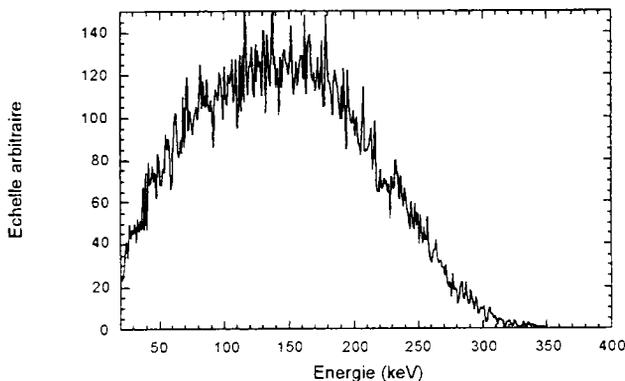


Figure 4.2-33. Spectre bêta du ^{90}Sr après avoir traversé 1 mm de plexiglas. Simulation par Geant 321.

Si l'on tient compte de la résolution du scintillateur, calculée à partir de la valeur de la largeur totale à mi-hauteur à 1 MeV, l' $E_{\beta\text{max}}$ devrait se situer autour de 410 keV. Dans la figure suivante est présenté le spectre expérimental obtenu avec la source de ^{90}Sr .

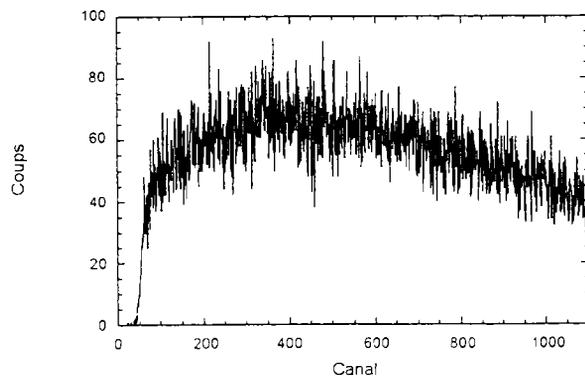


Figure 4.2-34. Spectre bêta du ^{90}Sr sur le banc de test BPS avec une tension appliquée aux photomultiplicateurs de 700 Volt (PM1) et 800 Volt (PM2).

Le valeur maximale se trouve au canal 463, et, sachant que le piédestal est au canal 9, l'on obtient : $Energie = 0.3 \cdot nb \text{ de canaux} - 2.7$.

4.2.6.9 Mesure du bruit de fond (haute énergie)

Dans la figure suivante est présenté le spectre de bruit de fond à haute énergie obtenu avec un temps de mesure de 100.6 heures. Le taux de comptage intégré ($\geq 18 \text{ keV}$) est de 231 ± 2 coups/heure.

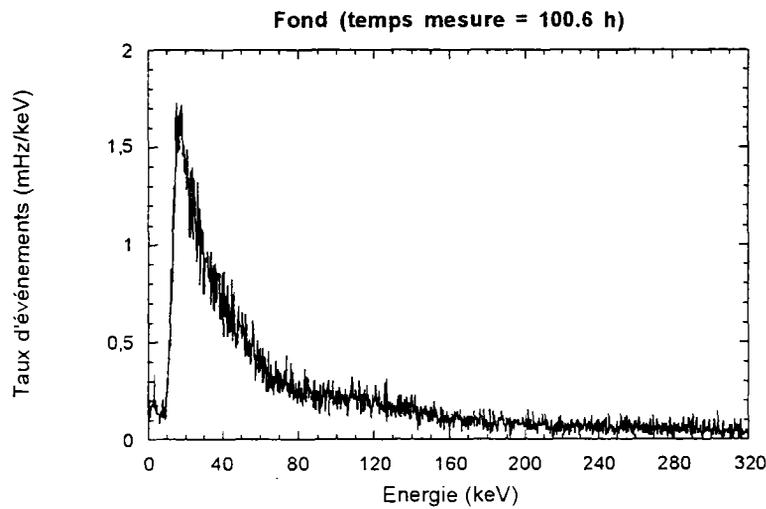


Figure 4.2-35. Spectre de bruit de fond à haute énergie (temps de mesure : 100.6 heures) du banc de test BPS.

On verra dans le paragraphe suivant la sensibilité obtenue à partir de ces mesures.

4.3 Sensibilité comparée des différents banc de test

L'utilisation simultanée des différents bancs de test des échantillons pour la réalisation des détecteurs dédiés à la recherche de matière noire, nous amène à comparer les performances de ces bancs de test entre eux.

Alors que pour un contaminant " γ pur"⁶⁴ (ex : ^{54}Mn) ou γ/β (ex : ^{60}Co) on s'attend que le détecteur germanium soit plus performant que le scintillateur plastique, pour un contaminant β pur le détecteur germanium ne permet pas de mesures (à cause du capot), tandis que le banc à scintillateur plastique (BPS) permet une détection jusqu'à un seuil aussi bas que quelques keV.

En effet les γ 's sont très mal arrêtés dans un plastique scintillant alors que les β 's sont détectés d'une manière efficace.

Dans le cas de l'émission simultanée γ/β il est clair que le fond sous les β 's est nettement plus étendu et important que sous les γ 's qui sont étroits et situés à plus haute énergie.

Par la suite, on estimera le signal minimum détectable pour différents éléments, le calcul explicite est donné pour le tritium, le ^{14}C et le ^{60}Co pour le banc de test germanium et pour le BPS. Dans le Tableau 4.3-1 sont portés également les signaux minimum détectables pour le ^{90}Sr , les X de l' ^{241}Am et les γ 's ^{54}Mn . Dans ce tableau sont également portés les résultats pour le banc de test LESTE. La procédure utilisée étant analogue dans tous ces cas de figure.

• SENSIBILITE DU BPS PAR RAPPORT AU TRITIUM

Considérons la sensibilité du banc de test BPS pour une mesure de ^3H (tritium). Le tritium, est l'émetteur bêta pur à plus basse énergie ($E_{\beta\text{max}}$ à 18.6 keV) et donc le plus difficile à détecter.

Dans la figure suivante est présenté le spectre bêta théorique du tritium ainsi que le spectre de bruit de fond intrinsèque du BPS à basse énergie (HT1 = 1050 Volt et HT2 = 1450 Volt).

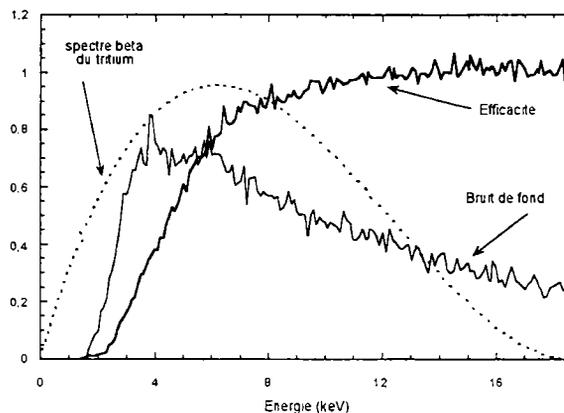


Figure 4.3-1. Spectre bêta théorique du tritium et spectre de bruit de fond intrinsèque du scintillateur plastique pris avec des tensions de 1050 Volts sur le PM1 et 1450 Volts sur le PM2. Dans la figure est également portée l'efficacité de détection. (Pour les deux spectres l'échelle est arbitraire)

Dans la figure suivante est présenté le rapport entre le spectre bêta du tritium et le spectre de

⁶⁴ Par le terme "gamma pur" on entend ici par exemple les nucléides qui après avoir déçus par capture électronique n'émettent que des photons X.

bruit de fond, une fois corrigé pour son efficacité de détection.

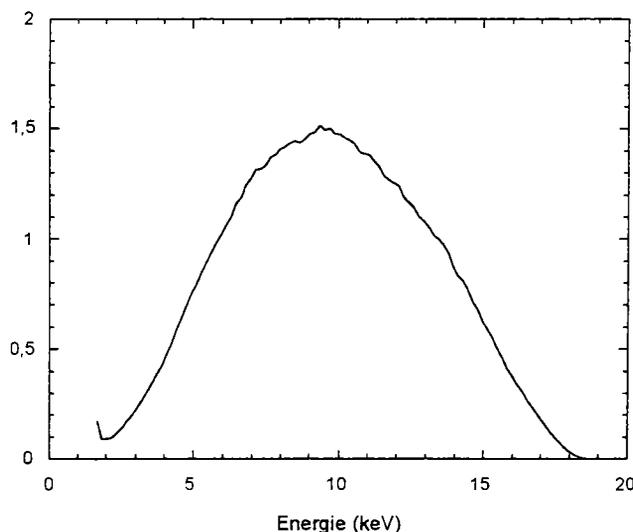


Figure 4.3-2. Rapport entre le spectre bêta du tritium et le spectre de bruit de fond une fois corrigé par l'efficacité de détection. En ordonné l'échelle est arbitraire.

Pour le calcul de la sensibilité, nous considérons l'intervalle entre 6 keV, valeur à laquelle le spectre bêta atteint son maximum tandis que à sa gauche le bruit de fond remonte, et 14 keV valeur au delà de laquelle bruit de fond descend beaucoup plus lentement que le spectre du tritium.

Entre 6 keV et 14 keV, le bruit de fond intrinsèque est de 0.310 ± 0.002 Hz ; l'efficacité de détection des rayons bêta pour un échantillon placé à l'intérieur du puits est environ 80% (si l'on néglige l'auto absorption). Les bêta du ^3H qui ont une énergie comprise entre 6 et 14 keV constituent le 56.7% du total.

Si l'on considère un temps de mesure d'une semaine, le signal minimum détectable à 95% de niveau de confiance est d'environ 3.7 mBq.

- SENSIBILITE DU BPS PAR RAPPORT AU ^{14}C

En ce qui concerne la sensibilité du banc de test BPS pour les bêta de haute énergie considérons le cas du ^{14}C qui est un émetteur bêta pur très connu. L' $E_{\beta\text{max}}$ de ce nucléide est à 156 keV.

Dans la Figure 4.3-3 est présenté le spectre bêta du ^{14}C ainsi que celui du bruit de fond intrinsèque du BPS à haute énergie (HT1 = 700 Volt et HT2 = 800 Volt).

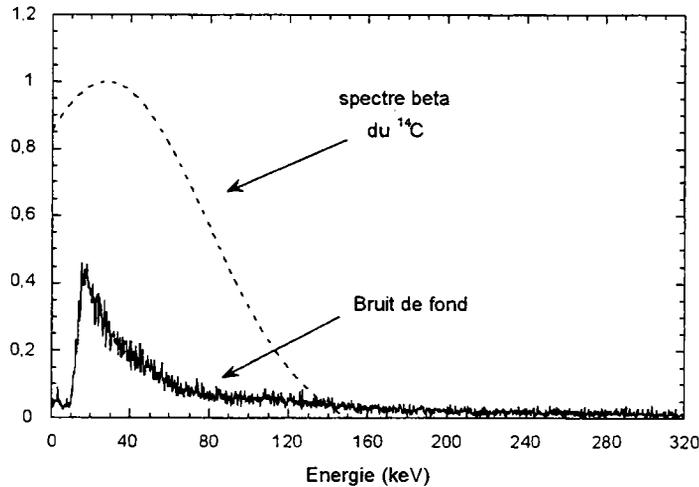


Figure 4.3-3. Spectre bêta du ^{14}C et spectre de bruit de fond intrinsèque du scintillateur plastique obtenu avec des tensions de 700 Volt sur le PM1 et 800 Volt sur le PM2. (Pour les deux spectres l'échelle est arbitraire)

Dans la figure suivante est présenté le rapport entre le spectre bêta du ^{14}C et le spectre de bruit de fond.

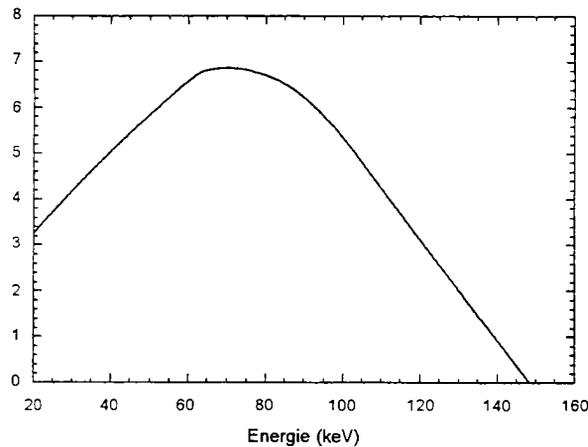


Figure 4.3-4. Rapport entre le spectre bêta du ^{14}C et le spectre de bruit de fond une fois corrigé par l'efficacité de détection. En ordonné l'échelle est arbitraire.

Pour déduire la sensibilité du banc de test par rapport au ^{14}C nous allons considérer l'intervalle d'énergie compris entre 70 keV et l' $E_{\beta\text{max}}$ du spectre.

Le bruit de fond intrinsèque entre 70 keV et 157 keV est de 15.3 ± 0.2 mHz, et le pourcentage de bêta qui ont une énergie comprise entre 70 keV et 157 keV est de 27.9%. Comme pour les autres cas, nous considérons une efficacité de 80% (échantillon ponctuel à l'intérieur du puits). Pour un temps de mesure d'une semaine, le signal minimum détectable à 95% de niveau de confiance est de 1.7 mBq.

- SENSIBILITE DU BPS PAR RAPPORT AU ^{60}Co

Le ^{60}Co décroît β^- en se transformant en ^{60}Ni qui, se trouvant dans un état excité, émet deux photons en cascade à 1173 keV et à 1332 keV. On peut donc détecter cet élément en recherchant directement les rayons bêta, qui ont une énergie allant jusqu'à 316 keV (la valeur moyenne du spectre est à 96 keV), ou bien en recherchant les gamma de déxcitation du noyau fils.

Fixons d'abord un temps de mesure (comme on l'a déjà fait aux paragraphes précédents c'est à dire d'une semaine). En ce qui concerne l'efficacité, nous nous limitons ici à une source ponctuelle ; (pour une source étendue il faut prendre en compte l'auto absorption des rayons dans l'échantillon. L'efficacité est dans ce cas donnée par l'efficacité géométrique (qui est le rapport entre les rayons qui arrivent au détecteur et les rayons émis par la source) et l'efficacité d'absorption (c'est à dire, la probabilité que un photon dépose toute son énergie dans le détecteur).

Pour un échantillon ponctuel placé sur le banc de test germanium l'efficacité de détection d'un gamma de 1332 keV est d'environ 16%.

Etant le bruit de fond intrinsèque B pour le pic à 1332 keV de 0.008 cps/heure, (voir le paragraphe 4.2.4.3) pour une mesure d'une semaine le signal minimum détectable à 95% de niveau de confiance est (voir le paragraphe 4.2.3) :

$$\frac{2.33 \cdot \sqrt{\frac{B}{t}}}{\text{B.R.} \cdot \epsilon} \approx 0.03 \text{ mBq}$$

où B.R. est l'intensité relative du gamma correspondant, (pour le gamma à 1332 keV du ^{60}Co l'intensité relative est 100% ; ce qui veut dire que pour chaque émission bêta il y a un gamma à 1332 keV associé).

Considérons maintenant le scintillateur plastique. Dans ce banc de test, l'échantillon est placé dans un puits ; l'efficacité géométrique est de l'ordre de 80% et l'efficacité d'absorption, vu le parcours des bêta dans la matière, est de 100%.

Le bruit de fond intrinsèque, obtenu avec des tensions aux photomultiplicateurs permettant d'avoir une dynamique jusqu'à $E_{\beta\text{max}}$ des bêta du ^{60}Co (PM1 700 Volt et PM2 800 Volt) est de 210 ± 2 cps/heure. Le seuil dans ce cas est de 18 keV, et les rayons bêta qui ont une énergie inférieure à 18 keV sont environ 8.5%.

Si l'on prend, donc, un temps de mesure d'une semaine pour une efficacité de 80%, on obtient un signal minimum détectable, à 95% de niveau de confiance, de ;

$$\frac{2.33 \cdot \sqrt{\frac{B}{t}}}{\epsilon} \approx 1 \text{ mBq}$$

Le rapport des deux sensibilité est alors de 1/36.

Tableau 4.3-1. Résumé des signaux minimaux détectables (SMD) à 95% de niveau de confiance (2.33σ) avec une mesure d'une semaine sur les bancs de test BPS et Ge-210.

Signal Minimum Détectable (à 95% de niveau de confiance)				
		LESTE	BPS	Ge-210
³ H	(β pur)	Non détectable	3.7 mBq	Non détectable
¹⁴ C	(β pur)	16 mBq	1.7 mBq	Non détectable
⁶⁰ Co	(β et γ)	14 mBq	1.0 mBq	0.03 mBq
⁹⁰ Sr	(β pur)	4 mBq	1.0 mBq	Non détectable
²⁴¹ Am	X	1.7 mBq	42 mBq	Difficilement détect.
⁵⁴ Mn	"γ pur"	1.1 mBq	Non détectable	0.03 mBq

Pour le banc de test LESTE on a calculé le signal minimum détectable dans l'hypothèse qu'il n'y ait pas de réflecteur localement, en correspondance d'échantillon. Le pourcentage d'électrons rétrodiffusés est d'environ 85% pour les bêta du ¹⁴C, ⁶⁰Co, et ⁹⁰Sr, tandis que pour l'³H ce pourcentage s'approche de 100%.

On a assumé que l'efficacité géométrique est de 50%.

D'après le Tableau 4.3-1 on peut remarquer la complémentarité des trois banc de tests. Si d'un côté le banc germanium s'avère le plus performant pour la détection des gamma, pour les photons de basse énergie, comme c'est souvent le cas des rayons X, le détecteur LESTE semble être mieux adapté.

En ce qui concerne les rayons bêta, même si on enlève localement le réflecteur sur le banc de test LESTE, la sensibilité atteinte par le BPS résulte nettement meilleure, en dépit du fait que pour l'instant sur ce banc de test le bruit de fond est dominé par la production de lumière à l'intérieur des PMs.

En définitive, les trois banc de test jouent un rôle complémentaire par rapport aux type de particule (contaminant) recherché.

4.4 Risques d'activation par les neutrons d'une source de calibration

Afin de pouvoir reconnaître la zone "neutron" dans le plan ionisation chaleur, ce qui veut dire en d'autres termes, connaître le pouvoir de séparation de notre bolomètre, des calibrations avec des sources de neutrons ont été effectuées.

Une première calibration a été effectuée en employant une source $^{241}\text{Am/Be}$. Par la suite on a utilisé une source de ^{252}Cf qui, à la différence de la première, est une source qui émet des neutrons directement par fission. Dans le tableau suivant sont reportées les caractéristiques de ces sources.

Tableau 4.4-1. Caractéristique des sources de ^{252}Cf ($\tau = 2.645$ ans) et $^{241}\text{Am/Be}$ ($\tau = 432.2$ ans)

^{252}Cf	alpha	97 %	$E_\alpha = 6.076$ keV	(15 %)
			$E_\alpha = 6.118$ keV	(82 %)
	fission	3 %	$\approx 20 \frac{\gamma}{\text{fission}}$	80 % < 1 MeV
		$\approx 4 \frac{n}{\text{fission}}$	$\langle E_n \rangle = 2.14$ MeV	
$^{241}\text{Am/Be}$			$6 \cdot 10^{-5}$ n par désintégration	(4-8 MeV)
			$4 \cdot 10^{-5}$ γ par désintégration	(4.43 MeV)

Malheureusement, comme nous l'avons vu, les neutrons émis par la source peuvent activer les matériaux qui se trouvent à proximité ; (non seulement les matériaux qui constituent notre appareillage de détection, mais aussi les détecteurs des autres expériences au LSM).

On a donc procédé à une estimation de la contribution à l'activation radioactive de cette source. Les calculs qui suivent ont été effectués pour la source de $^{241}\text{Am/Be}$.

Plus précisément nous avons étudié les réactions (n,α) et (n,γ) sur le ^{63}Cu afin d'estimer le taux de production du ^{60}Co et étudier le pic à 511 keV qui est apparu juste après l'exposition aux neutrons.

4.4.1 Caractéristique de la source

L' ^{241}Am décroît par émission α en se transformant en ^{237}Np : $^{241}\text{Am} \rightarrow ^{237}\text{Np} + \alpha$ avec une demi-vie de 432.2 ans. Les neutrons sont créés à partir de la réaction (α,n) sur le ^9Be : $\alpha + ^9\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C} + n$.

L'énergie des neutrons émis est comprise entre 4 et 8 MeV. L'intensité de notre source est de 10^5 n/s.

4.4.2 Taux de production de ^{60}Co dû à la source et comparaison avec l'activation cosmogénique

Dans la Figure 4.4-1, est présentée la section efficace pour des réactions (n,α) sur le ^{63}Cu ; en première approximation, on peut supposer que pour un neutron d'énergie égale à 6 MeV la section efficace vaut environ 10^{-26} cm^2 . La source a été placée à 70 cm du détecteur.

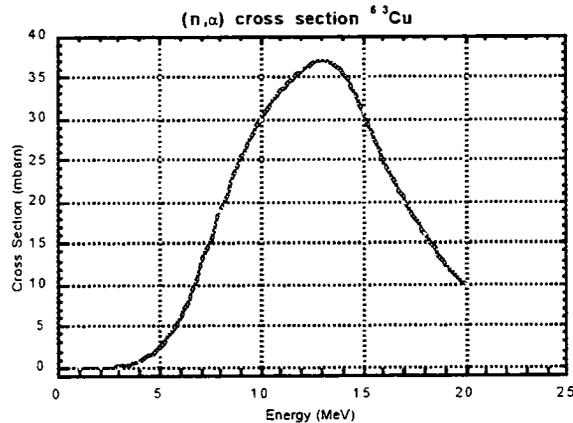


Figure 4.4-1. Section efficace de neutrons sur le ^{63}Cu . [LAN97]

Pour un centimètre cube de cuivre (8.96 grammes) placé à 70 cm de la source, on calcule un taux d'activation d'environ 9400 atomes de ^{60}Co par kilogrammes et par jour d'exposition.⁶⁵

Le ^{60}Co créé décroît avec une demi-vie de 5.26 ans, l'intensité des gamma associée sera alors :

$$I_\gamma = \frac{9400}{5.26 / \ln 2 \cdot 3.15 \cdot 10^7} \approx 4 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Bq}(^{60}\text{Co})}{\text{kg}(\text{Cu})}$$

Considérons maintenant les réactions produites par des neutrons d'origine cosmiques. En première approximation, on peut supposer le flux de neutrons négligeable en dessus de 20 MeV, (voir Figure 4.4-2), d'autre part la section efficace est presque nulle au dessous de 5 MeV. Toujours en première approximation, entre 5 MeV et 20 MeV on peut considérer le flux de neutrons cosmiques comme constant, sa valeur étant de $10^{-4} \text{ n/cm}^2/\text{sec}/\text{ster}/\text{MeV}$. Nous avons alors :

$$1.5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{n}}{\text{cm}^2 \text{ sec ster}}$$

Pour un cm^3 de cuivre placé à la surface, le flux de neutrons qui le traverse est :

$$9.4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{n}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$$

(la valeur a été obtenue en multipliant la précédente par 2π)

Par rapport à la section efficace, on a choisi la valeur moyenne entre 5 MeV et 20 MeV, la valeur étant de $\sigma \approx 30 \text{ mbarn}$.

⁶⁵ Taux d'activation = $m \cdot A.I. \cdot I_n \cdot \Omega \cdot \frac{N_{Av}}{A} \cdot \sigma \cdot t \left(\frac{\text{Atomes } ^{60}\text{Co}}{\text{kg} \cdot \text{jour}} \right)$, où m est la masse de la cible.

A.I. est l'abondance isotopique du ^{63}Cu . I_n est l'intensité des neutrons. Ω est l'angle solide. N_{Av} est le nombre d'Avogadro. A la masse atomique. σ la section efficace et t est le temps d'irradiation.

A l'équilibre, c'est-à-dire à taux d'activation égal au taux de désintégration et en introduisant les valeurs précédentes on obtient :

$$1.9 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Bq}({}^{60}\text{Co})}{\text{kg}(\text{Cu})}$$

On peut voir que l'activation du cuivre induite par la source pendant un jour d'exposition, est environ cinquante fois plus petite que celle induite par les neutrons cosmiques à l'équilibre (temps de quelques demi-vie du ${}^{60}\text{Co}$).

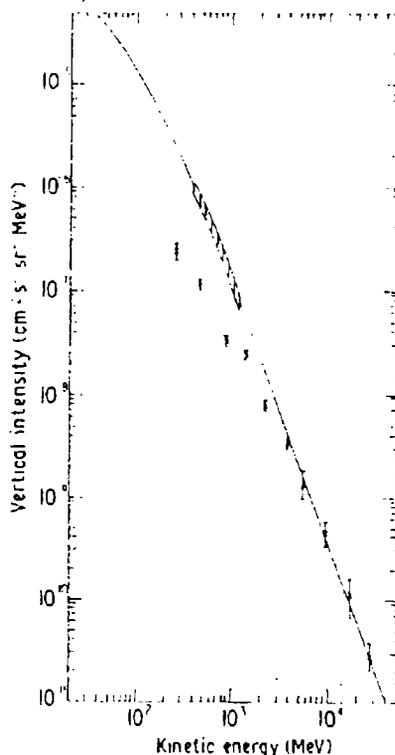
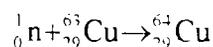


Figure 4.4-2. Résumé des spectres de neutrons et protons verticaux de basse énergie au niveau de la mer. Le trait plein est le spectre des neutrons verticaux calculé à partir du spectre global de Hughes and Marsden (1966). Les croix sont les mesures des protons par Brooke and Wolfendale (1964) et la zone hachurée est le spectre vertical des neutrons donnée par Ashton et al (1971). [Wol73]

4.4.3 Pic à 511 keV

Juste après la calibration du bolomètre par la source neutron, on s'est aperçu qu'un pic à 511 keV était apparu, avec une demi-vie d'environ une dizaine d'heures. (voire Figure 4.4-3)

Les arguments théoriques pour expliquer l'apparition de ce pic sont les suivants : l'interaction de neutrons sur le ${}^{63}\text{Cu}$ amène la formation de ${}^{64}\text{Cu}$, lequel se désintègre avec une demi-vie de 12.7 heures en donnant naissance à trois isotopes stables par trois réactions différentes. Parmi elles, la création de ${}^{64}\text{Ni}$ qui a lieu par désintégration β^+ ; ce positron s'annihile ensuite avec les électrons du milieu en donnant lieu à la création de deux photons gamma de 511 keV.



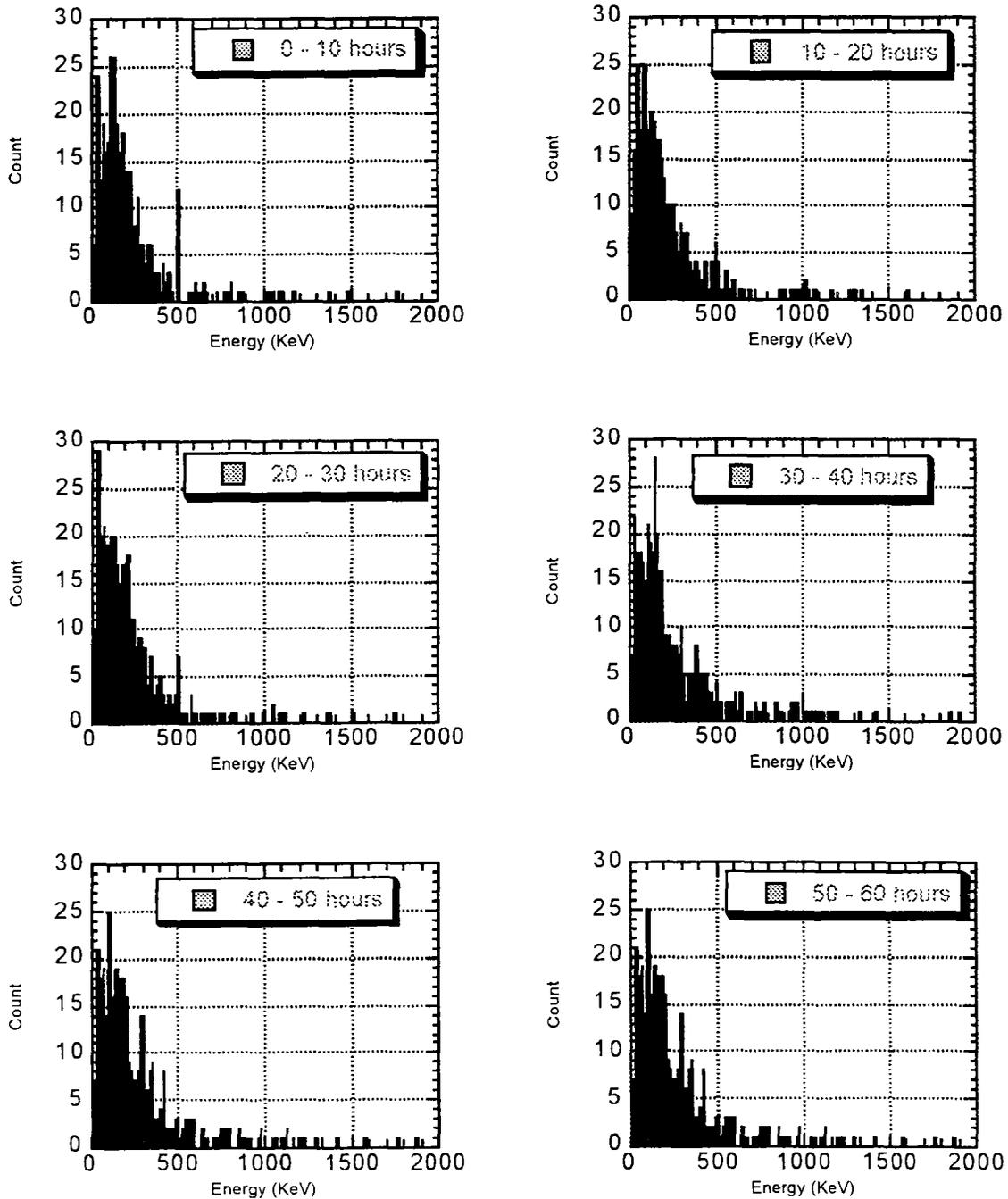
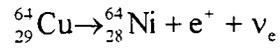
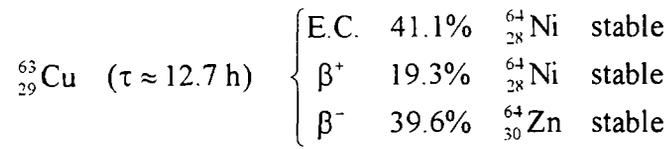
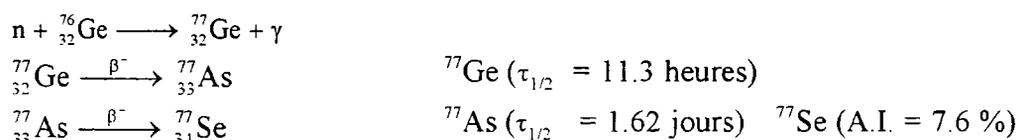
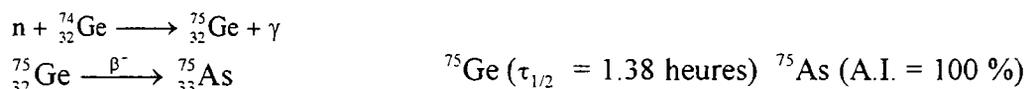
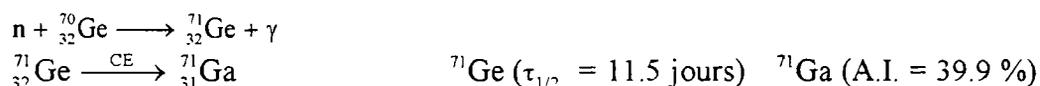


Figure 4.4-3. Pic à 511 keV apparu juste après la calibration avec une source de neutrons.

4.5 Les senseurs NTD⁶⁶ : leur préparation incluant une irradiation neutronique

4.5.1 Introduction

Comme on l'a vu dans le chapitre sur la bolométrie, nos thermomètres sont des semi-conducteurs fortement dopés proches de la transition métal-isolant de type NTD. Le dopage est obtenu par transmutation nucléaire par des réactions (n,γ) de certains isotopes du semi-conducteur, dans notre cas du germanium : le ⁷⁰Ge (A.I. = 20.5%), le ⁷⁴Ge (A.I. = 36.5%) et le ⁷⁶Ge (A.I. = 7.8%).



Dans ce but, on a fait irradier une plaquette de germanium de 4 g. Après irradiation, toute une série de radioéléments sont apparus ; à cause de ces radioéléments on est obligé d'attendre un certain temps avant de pouvoir employer cette plaquette pour réaliser des thermomètres.

On peut partager les radioéléments en deux catégories : une première catégorie est celle des radioéléments qui sont créés à partir des réactions (n,γ) sur les différents isotopes du germanium naturel ; une deuxième catégorie est constituée par les radioéléments qui sont produits par réactions (n,γ) sur des isotopes (impuretés) présents dans le matériau. Ces isotopes sont toujours présents, même dans les matériaux ultra purs et on les appelle contaminants.

4.5.2 Radioéléments produits par des réactions (n,γ) sur les différents isotopes du germanium naturel

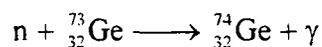
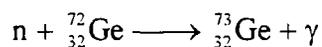
Parmi les isotopes du germanium, cinq sont stables. Dans le tableau suivant sont reportés ces isotopes et les sections efficaces des réactions (n,γ) sur ces isotopes.

Tableau 4.5-1. Abondance isotopique et section efficace des isotopes stables du germanium

Isotope	A.I. (%)	Section eff. (barn)
⁷⁰ Ge	20.5	σ = 3.25
⁷² Ge	27.4	σ = 1
⁷³ Ge	7.8	σ = 15
⁷⁴ Ge	36.5	σ = 0.36
⁷⁶ Ge	7.8	σ = 0.4

⁶⁶ Neutron Transmutation Doped.

Les réactions (n,γ) sur les isotopes ^{72}Ge et ^{73}Ge , à travers les réactions :



produisent les éléments stables ^{73}Ge et ^{74}Ge . Parmi les isotopes instables produits par les réactions (n,γ) sur le germanium naturel, le plus gênant est le ^{71}Ge en raison de sa demi-vie relativement longue. La faible énergie des photons gamma associés au ^{71}Ge : $E_\gamma = 9.225 \text{ keV}$, 9.252 keV et 10.263 keV , ne nous permet pas une mesure directe de l'activité (le seuil du détecteur utilisé étant d'environ 60 keV).

On verra dans les prochains paragraphes comment il est possible de déduire l'activité à partir de la connaissance du flux des neutrons et de la section efficace d'interaction. Dans les tableaux suivants sont reportées les caractéristiques de ces radioéléments.

Tableau 4.5-2. Caractéristiques radioactives du ^{71}Ge

Photons (^{71}Ge)	
$\langle \gamma \rangle = 4.16 \text{ keV}$	
Energie (keV)	γ (%)
0.957	0.046
0.984	0.029
1.098	0.75
1.133	0.50
1.297	0.0018
9.225	13.3
9.252	26.1
10.263	4.91
10.444	0.0287

Electrons Atomique (^{71}Ge) $\langle e \rangle = 4.5 \text{ keV}$			Rayonnement Continu (^{71}Ge) $\langle I.B. \rangle = 7 \text{ eV}$		
E_{bin} (keV)	$\langle e \rangle$ (keV)	e (%)	E_{bin} (keV)	$\langle e \rangle$ (keV)	(%)
1	0.90	79	10-20	0.00121	0.01110
8	2.7	34	20-40	0.00019	0.00068
9	0.78	8.5	40-100	0.00029	0.00133
10	0.044	0.44	100-236	0.00153	0.00112

Tableau 4.5-3. Caractéristiques radioactives du ^{75}Ge , ^{77}Ge et ^{77}As

Radioélément	γ associé	B.R.	$\langle\beta\rangle$
^{75}Ge	198.5	(1.18%)	421 keV
	264.6	(11.3%)	
^{77}Ge	211.0	(29.2%)	664 keV
	215.5	(27.1%)	
	367.4	(13.3%)	
	416.3	(20.6%)	
	558.0	(15.2%)	
	1085.1	(5.72%)	
	1193.2	(2.43%)	
1368.3	(3.20%)		
^{77}As	87.9	(0.19%)	226 keV
	161.9	(0.16%)	
	239.0	(1.6%)	
	249.8	(0.41%)	

4.5.3 Condition d'irradiation

La plaquette⁶⁷ de germanium, de type P, a été irradiée dans le canal P3 au sein du réacteur ORPHEE à Saclay pendant une durée de 50.5 heures le 3 juillet 98 :

Tableau 4.5-4. Flux des neutrons dans le canal P3 du réacteur ORPHEE.

Neutrons thermiques :	$1.55 \cdot 10^{13}$	$\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Neutrons épithermiques :	$8.25 \cdot 10^9$	$\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Neutrons rapides :	$8.20 \cdot 10^9$	$\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

Les valeurs reportées dans le tableau ci-dessus sont les valeurs mesurées à proximité du cœur du réacteur. Les neutrons épithermiques et les neutrons rapides sont négligeables par rapport aux neutrons thermiques⁶⁸. L'erreur sur ces valeurs est de l'ordre de 5%.

Afin de contrôler la validité des mesures obtenues par spectrométrie gamma, on utilise une méthode dite de K_0 qui est basée sur l'irradiation conjointe d'un élément de référence des échantillons à analyser ; dans notre cas l'élément de référence était le fer. [Pic87]

⁶⁷ Plaquette NV1. D'autres plaquettes ont été irradiées : NV2 et NV3, voir plus loin.

⁶⁸ Dans ce chapitre seules les réactions (n, γ) sont prise en compte. Pour les réactions de type (n, α), (n,p) il faut des neutrons non thermiques, en plus les sections efficaces pour ce type de réaction se situent aux alentours du millièème de barn (à confronter avec les sections efficaces pour les réactions (n, γ) pour lesquelles elles sont de l'ordre du barn) [TRS74]

4.5.3.1 Détermination du flux neutronique dans le canal d'irradiation

Afin de choisir le canal qui produit la moindre quantité de réactions à seuil dans le germanium, on a recalculé le flux de neutrons rapides dans le canal du réacteur ORPHEE. Dans ce but, on a irradié du silicium en étudiant les réactions nucléaires suivantes :

Détermination du flux des neutrons rapides	$^{29}\text{Si}(n,p)^{29}\text{Al}$	$\sigma = 3.3 \cdot 10^{-3}$
Détermination du flux des neutrons thermiques	$^{30}\text{Si}(n,\gamma)^{31}\text{Si}$	$\sigma = 0.105$

Le silicium (masse = 173.38 mg) a été irradié pendant 5 minutes. Après un temps de comptage de 15 minutes on trouve les valeurs d'activité suivantes :

Activité en ^{29}Al	$1.065 \cdot 10^4$	$\pm 1.917 \cdot 10^3$	$\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$
Activité en ^{31}Si	$2.351 \cdot 10^7$	$\pm 8.228 \cdot 10^5$	$\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$

Ces valeurs conduisent aux flux suivants :

ϕ neutrons rapides	$8.170 \cdot 10^9$	$\text{n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
ϕ neutrons thermiques	$1.645 \cdot 10^{13}$	$\text{n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

Le rapport du flux des neutrons thermiques au flux des neutrons rapides pour le canal P3 du réacteur ORPHEE est donc $2 \cdot 10^3$.

On a placé le long et au fond de la navette d'irradiation un fil de fer entouré d'une feuille d'aluminium afin d'évaluer le gradient de flux à l'intérieur de cette navette. Après irradiation, le fil de fer a été coupé en morceaux (de 3-4 mm pour le fond et de 10-14 mm pour la hauteur de la navette) et analysé par spectrométrie gamma. Cette analyse conduit à un flux moyen de $1.547 \cdot 10^{13} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

4.5.4 Analyse des contaminants par spectroscopie gamma

Pour déterminer la concentration des contaminants radioactifs présents dans la plaquette⁶⁹ on a procédé à une analyse par spectrométrie gamma utilisant un détecteur germanium au Laboratoire Pierre Süe (LPS). Il s'agit d'un détecteur germanium HP de 100cc de volume avec une efficacité relative de 30 % et un seuil en énergie de 60 keV.

L'efficacité de ce détecteur a été étalonnée à l'aide d'éléments de référence ponctuels. La plaquette de germanium irradiée, a été placée à 8 cm du capot du détecteur afin d'obtenir une géométrie quasi-ponctuelle équivalent à celle de la source d'étalonnage. L'erreur sur l'efficacité est d'environ 10%.

A cause de l'activité élevée de la plaquette irradiée, on a attendu deux mois avant d'effectuer la première mesure. Cette mesure a eu lieu le 1 septembre 1998, le temps de mesure étant de 10 heures. Dans le tableau suivant sont reportés les pics identifiés :

⁶⁹ Les propriétés de la plaquette sont données au Tableau 4.5-12.

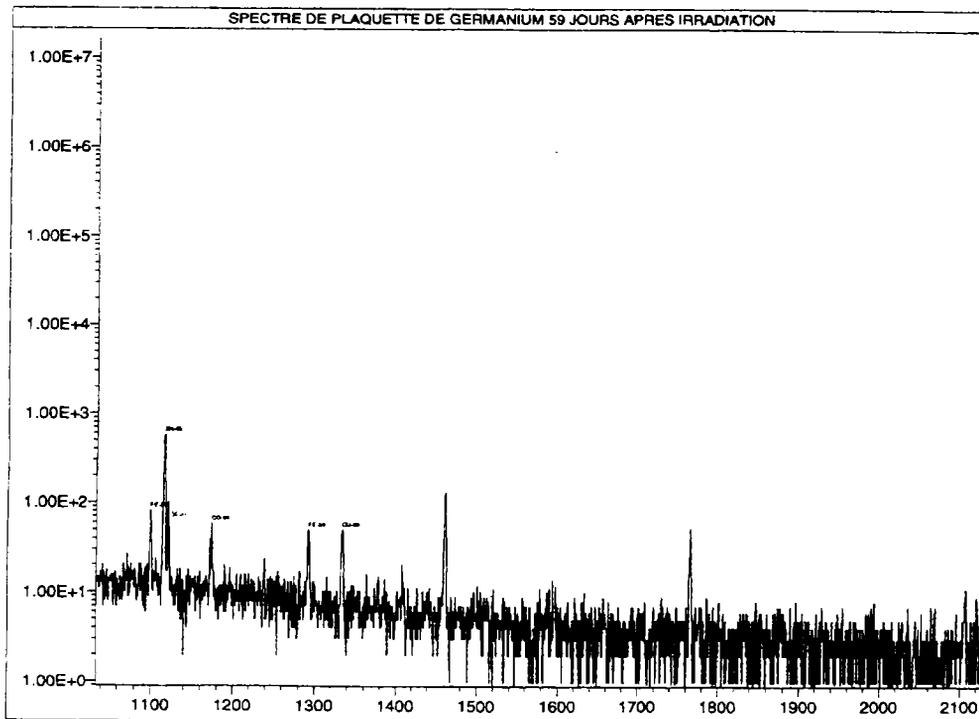
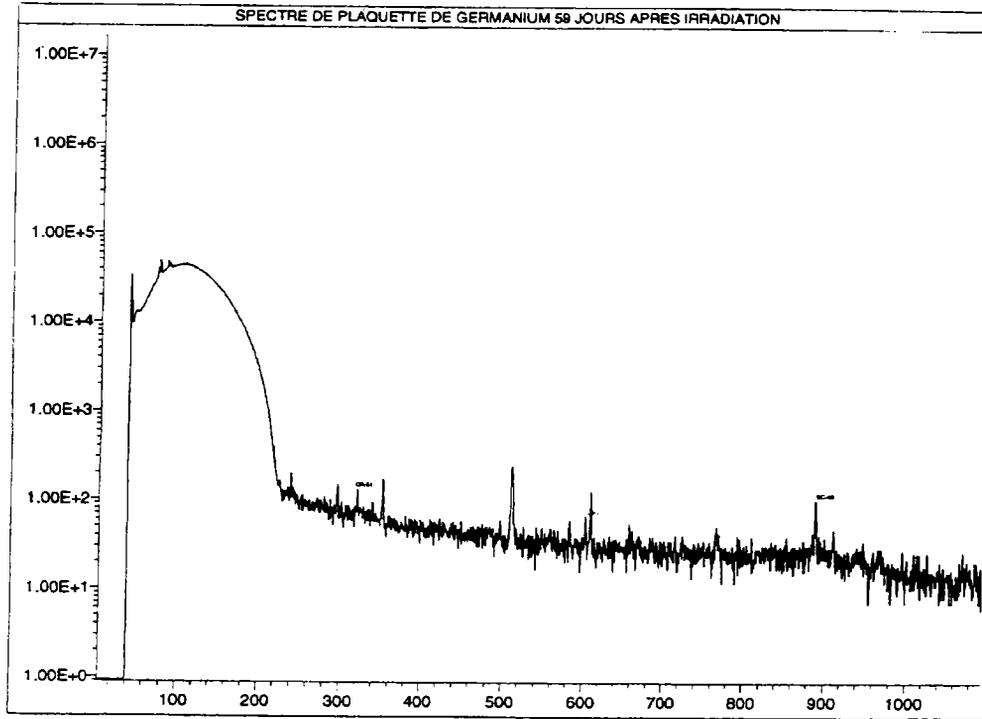


Figure 4.5-1. Spectre de la plaquette germanium 59 jours après irradiation.

Tableau 4.5-5. Pics identifiés dans la plaquette de germanium irradié

Energie (keV)	Radionucléide	Aire nette (normalisée)	Période (jours)
320.1	⁵¹ Cr	0.0039167	27.70
889.3	⁴⁶ Sc	0.0051111	83.82
1099.2	⁵⁹ Fe	0.0060556	44.51
1115.5	⁶⁵ Zn	0.0526110	243.90
1219.6	⁵⁹ Fe	0.0048611	44.51
1120.5	⁴⁶ Sc	0.0082222	83.82
1173.2	⁶⁰ Co	0.0056944	1923.60
1332.5	⁶⁰ Co	0.0054722	1923.60

Pour calculer l'activité, on a utilisé une mesure du fond de 10 heures effectuée le même jour que celui de la mesure de la plaquette ; dans ce fond on retrouve les radioéléments appartenant aux chaînes naturelles et du potassium.

L'incertitude sur ces mesures résulte de l'addition de l'erreur statistique et de l'erreur systématique, elle est estimée à environ 10%.

Tableau 4.5-6. Activité mesurée 59 jours après irradiation (1/9/98)

Contaminant	Activité (Bq/g)
⁴⁶ Sc	0.419 ± 0.062
⁵¹ Cr	0.317 ± 0.044
⁵⁹ Fe	0.865 ± 0.125
⁶⁰ Co	0.489 ± 0.069
⁶⁵ Zn	10.466 ± 1.049

A partir de ces données on peut déduire l'activité au moment de l'irradiation:

$$Act_{t=0} = Act_{t=59} \cdot e^{\left(\frac{\ln 2 \cdot 59}{T_{1/2}}\right)}$$

où t représente le temps écoulé depuis l'irradiation.

Tableau 4.5-7. Activité déduite au moment de l'irradiation (3/7/98)

Contaminant	Activité (Bq/g)
^{46}Sc	0.682 ± 0.101
^{51}Cr	1.387 ± 0.192
^{59}Fe	2.167 ± 0.313
^{60}Co	0.499 ± 0.070
^{65}Zn	12.376 ± 1.241

Dans les deux figures suivantes on voit l'évolution dans le temps des activités des contaminants.

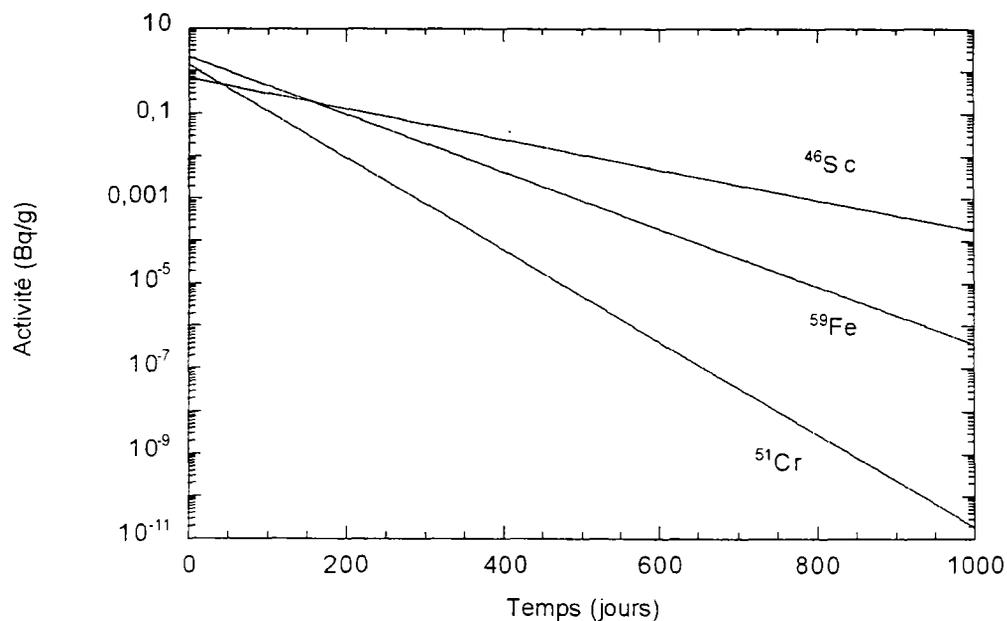


Figure 4.5-2. Evolution de l'activité du ^{46}Sc , ^{59}Fe et ^{51}Cr de la plaquette germanium irradiée en fonction du temps.

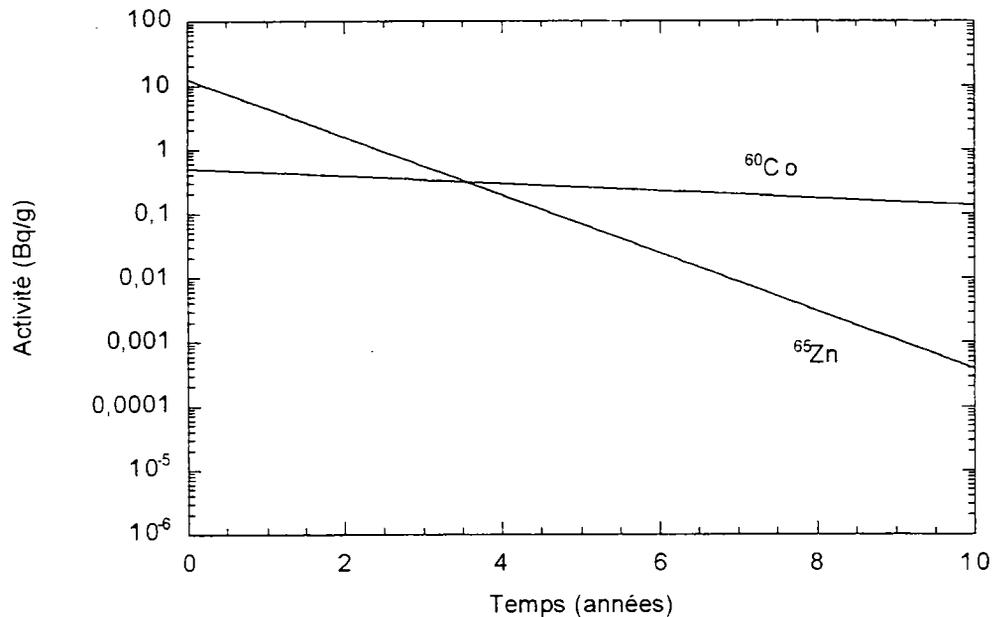


Figure 4.5-3. Evolution de l'activité du ⁶⁰Co et ⁶⁵Zn de la plaquette germanium irradiée en fonction du temps.

Le 16 octobre 1998 (105 jours après irradiation) une deuxième mesure a été effectuée pour contrôler l'évolution de l'activité. Les activités déduites de la première mesure et les activités mesurées sont comparées dans le tableau suivant :

Tableau 4.5-8. Comparaison entre l'activité estimée à partir de la première mesure (59 jours après irradiation) et l'activité mesurée 104 jours après irradiation. L'activité est exprimée en (Bq/g)

	Activité estimée	Activité mesurée
⁴⁶ Sc	0.29 ± 0.05	0.29 ± 0.04
⁵⁹ Fe	0.42 ± 0.06	0.32 ± 0.05
⁶⁰ Co	0.48 ± 0.07	0.48 ± 0.07
⁶⁵ Zn	9.18 ± 0.92	9.21 ± 0.92

Le ⁵¹Cr dans la deuxième mesure n'est plus détectable. On voit que les valeurs estimées sont comparables à celles mesurées (en particulier pour le ⁶⁵Zn et le ⁴⁶Sc).

Dans le tableau suivant sont présentées les caractéristiques des radioéléments détectés :

Tableau 4.5-9. Caractéristiques radioactives des contaminants détectés dans la plaquette irradiée

	mode de décroissance	γ associé (keV)	Int Rel. (%)	β émis
⁴⁶ Sc	β^-	889.25	99.90	$\langle\beta\rangle = 112$ keV
		1120.51	99.99	
⁵¹ Cr	C.E.	4.94	6.50	
		4.95	12.90	
		320.10	9.83	
⁵⁹ Fe	β^-	142.62	1.02	$\langle\beta\rangle = 118$ keV
		192.35	3.08	
		1099.25	56.50	
		1291.60	43.20	
⁶⁰ Co	β^-	1173.23	99.90	$\langle\beta\rangle = 96$ keV
		1332.50	99.98	
⁶⁵ Zn	C.E.	8.03	11.60	
		8.05	22.60	
		1115.52	50.75	

4.5.4.1 Détermination de la concentration des contaminants

Les radionucléides détectés ont été produits par des réactions (n,γ) sur des nuclides présents dans la plaquette au moment de l'irradiation. En connaissant la section efficace de capture neutronique de ces contaminants, il est possible de calculer l'activité à l'aide de la formule suivante :

$$\text{Act} \left(\frac{\text{Bq}}{\text{g}} \right) = \frac{N_{\text{Av}} \cdot \phi \cdot \sigma \cdot \text{A.I.}}{A} \cdot \left(1 - e^{-\frac{\ln 2 \cdot t}{T}} \right)$$

Où N_{Av} est le nombre d'Avogadro, ϕ le flux des neutrons thermiques ($\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), σ la section efficace par rapport à la réaction (n,γ) (cm^2), A.I. et A respectivement l'abondance isotopique et la masse atomique du contaminant.

Le terme entre parenthèses tient compte de la saturation : t est le temps d'irradiation, et T la période de l'élément produit.

Dans le tableau suivant sont reportées les réactions de production via l'interaction (n,γ) des radionucléides détectés.

Tableau 4.5-10. Sections efficaces des réactions (n,γ) sur les contaminants dans la plaquette irradiée et leurs abondances isotopiques.

	Section eff. (barn)	Abondance Isotopique
$n + {}^{45}\text{Sc} \rightarrow {}^{46}\text{Sc} + \gamma$	$\sigma = 17$	A.I. (${}^{45}\text{Sc}$) = 100 %
$n + {}^{50}\text{Cr} \rightarrow {}^{51}\text{Cr} + \gamma$	$\sigma = 15.9$	A.I. (${}^{50}\text{Cr}$) = 4.35 %
$n + {}^{58}\text{Fe} \rightarrow {}^{59}\text{Fe} + \gamma$	$\sigma = 1.14$	A.I. (${}^{58}\text{Fe}$) = 0.29 %
$n + {}^{59}\text{Co} \rightarrow {}^{60}\text{Co} + \gamma$	$\sigma = 18$	A.I. (${}^{59}\text{Co}$) = 100 %
$n + {}^{64}\text{Zn} \rightarrow {}^{65}\text{Zn} + \gamma$	$\sigma = 0.78$	A.I. (${}^{64}\text{Zn}$) = 48.6 %

La concentration est obtenue en faisant le rapport entre l'activité mesurée (dans notre cas l'activité déduite à partir de la mesure faite deux mois après irradiation) et l'activité calculée.

Dans le tableau suivant sont reportées les activités calculées (en Bq/g) et les concentrations (en ppm) des contaminants au moment de l'irradiation, déduites des mesures d'activité à 59 jours et à 104 jours après l'irradiation.

Tableau 4.5-11. Concentration en ppm des contaminants dans la plaquette germanium irradiée

Activité Calculée (Bq/g ^(*))		Concentration (ppm)	
${}^{46}\text{Sc}$	$6.08 \cdot 10^{10}$	${}^{46}\text{Sc}$	$1.12 \cdot 10^{-5} \pm 3.95 \cdot 10^{-6}$
${}^{51}\text{Cr}$	$6.62 \cdot 10^9$	${}^{50}\text{Cr}$	$2.10 \cdot 10^{-4} \pm 5.89 \cdot 10^{-5}$
${}^{59}\text{Fe}$	$1.71 \cdot 10^7$	${}^{58}\text{Fe}$	$1.28 \cdot 10^{-1} \pm 2.51 \cdot 10^{-2}$
${}^{60}\text{Co}$	$2.16 \cdot 10^9$	${}^{59}\text{Co}$	$2.31 \cdot 10^{-4} \pm 3.16 \cdot 10^{-5}$
${}^{65}\text{Zn}$	$3.29 \cdot 10^8$	${}^{64}\text{Zn}$	$3.76 \cdot 10^{-2} \pm 3.77 \cdot 10^{-3}$

(*) masse du contaminant

4.5.5 Calcul de l'activité donnée par le ${}^{71}\text{Ge}$

En ce qui concerne le ${}^{71}\text{Ge}$ on ne peut pas déterminer son activité par une mesure en raison d'une valeur du seuil du détecteur supérieure aux énergies des gammas associés. En prenant comme section efficace $\sigma = 3.2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ pour la production du ${}^{71}\text{Ge}$ via la réaction (n,γ) sur le ${}^{70}\text{Ge}$, et 20.5% pour l'abondance isotopique de ce dernier, on détermine une activité au moment de l'irradiation de :

$$\text{Act}({}^{71}\text{Ge}) = 1.052 \cdot 10^{10} \text{ Bq/g}$$

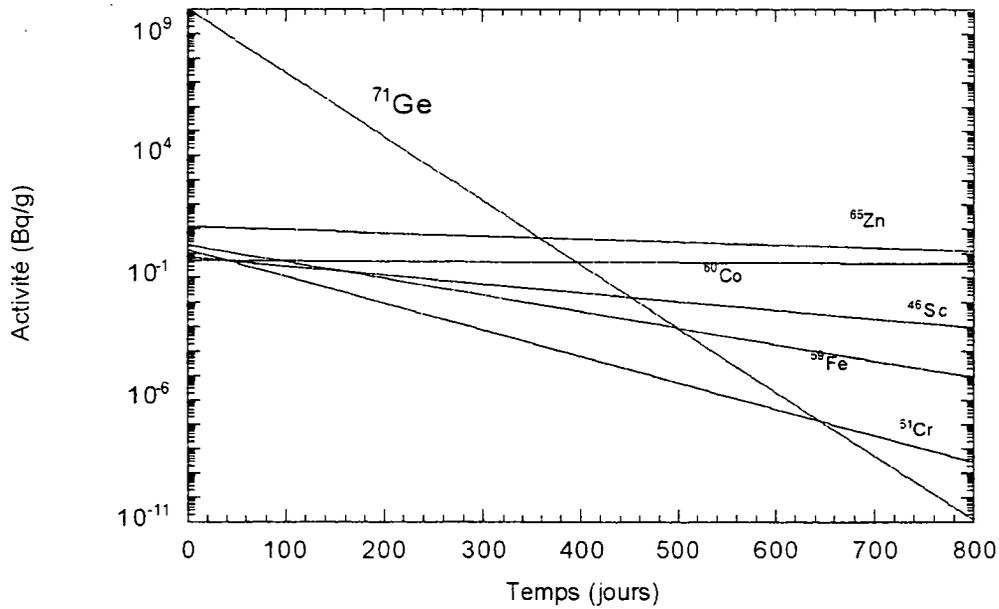


Figure 4.5-4. Evolution de l'activité du ⁷¹Ge.

Le ⁷¹Ge, à la différence des autres isotopes de la figure précédente, décroît en émettant des photons de basse énergie (entre 9.2 keV et 10.2 keV) ; ceci implique qu'il y a une très grande auto-absorption pour les gammas par cet isotope.

Dans la figure suivante est présentée la transmission des photons en fonction de l'épaisseur traversée.

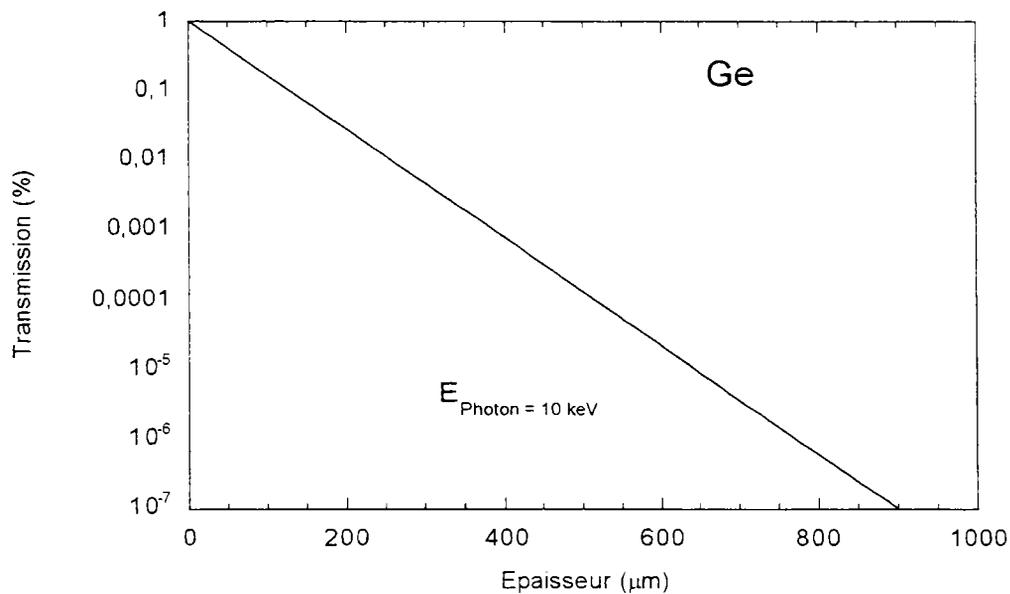


Figure 4.5-5. Pourcentage de photons transmis dans le germanium en fonction de l'épaisseur traversée pour des photons de 10 keV (énergie des photons du ⁷¹Ge).

4.5.6 Simulation de l'activité en ^{60}Co dans un thermomètre NTD

Pour évaluer le taux de comptage induit dans le bolomètre par un thermomètre NTD fabriqué à partir de la plaquette irradiée, on a procédé à une simulation de l'activité en ^{60}Co .

La géométrie entrée dans la simulation est celle du cryostat Edelweiss I, et comme bolomètre on a considéré le bolomètre Ge-4 c'est-à-dire un cylindre de 48 mm de diamètre et 8 mm de hauteur (masse 77 g).

Les dimensions du thermomètre sont de 1x1x2 mm, soit une masse de 10.65 mg.

Le nombre d'événements engendrés est d'un million : ceci équivaut à 11.6 jours de temps équivalent pour une source de 1 Bq (masse x temps = 0.89 kg jours).

Les événements engendrés consistent dans le tirage simultané de deux photons gamma de 1173 keV et 1332 keV et d'un électron du spectre bêta ($E_{\beta\text{max}} \approx 300$ keV environ) ; les effets de somme sont pris en compte.

Le spectre dans le bolomètre inclut une convolution avec une gaussienne représentant la résolution expérimentale : $\sigma/E = 4 \cdot 10^{-3}$. La largeur de l'intervalle est de 1 keV par bin.

Le spectre obtenu est donné en coups/keV/Bq dans le bolomètre ; si on veut obtenir le taux de comptage en coups/keV/kg/jours il faut diviser par (masse x temps) et multiplier par l'activité totale du thermomètre.

La figure qui suit présente la simulation obtenue pour un tirage de 10^6 événements.

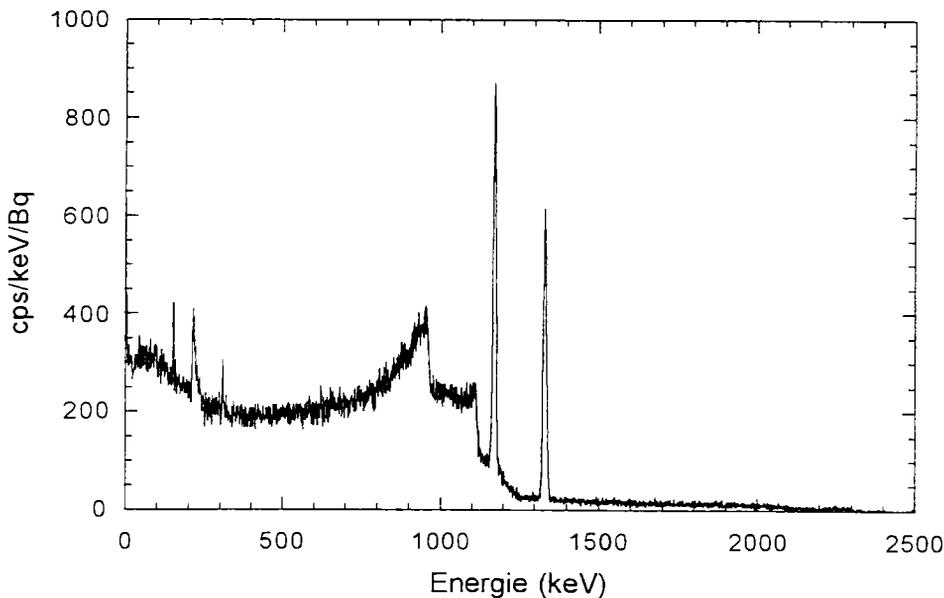


Figure 4.5-6. Simulation de l'activité en ^{60}Co dans un thermomètre NTD de 1x1x2 mm sur un bolomètre de 77 g. Le nombre événements engendrés est d'un million.

Un NTD de 1x1x2 mm tiré à partir de la plaquette irradiée aura une activité en ^{60}Co de 5.31 ± 0.75 mBq au moment de l'irradiation. Après trois ans et demi (c'est-à-dire le temps nécessaire pour que l'activité en ^{60}Co atteigne celle du ^{65}Zn et à partir duquel elle sera prédominante), l'activité du NTD sera de 3.36 ± 0.47 mBq. A titre d'exemple, dans la figure suivante est donné le spectre entre 10 et 50 keV pour un run d'un mois avec un bolomètre de 77 g en prenant le NTD 3.5 années après irradiation.

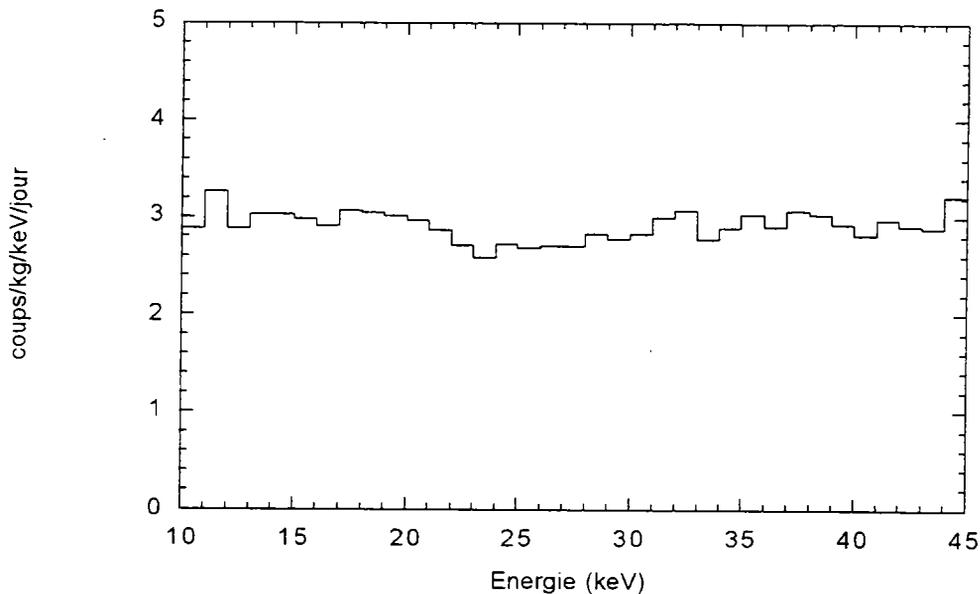


Figure 4.5-7. Spectre obtenu par simulation MonteCarlo pour une prise de données par un bolomètre de 77 g équipé d'un thermomètre NTD ayant une activité en ^{60}Co de 3.36 ± 0.47 mBq. (Cette valeur de l'activité est celle obtenue en prenant un NTD fabriqué à partir de la plaquette de germanium irradié trois ans et demi après l'irradiation).

4.5.7 Irradiation des plaquettes NV2 et NV3

Deux autres plaquettes de germanium de type N ont été irradiées dans le canal P3 du réacteur ORPHEE pour une durée d'irradiation de 54 h 42' pour la plaquette NV2 (le 6 juillet 1998) et de 46 h 18' pour la plaquette NV3 (le 8 juillet 1998) respectivement.

Les deux plaquettes ont été analysées par spectrométrie gamma environ six mois après l'irradiation.

Le tableau ci-dessous résume les irradiations et les analyses effectuées.

Tableau 4.5-12. Résumé des différentes plaquettes de germanium irradiées et analysées par spectrométrie gamma au Laboratoire Pierre Süe (LPS).

Plaquette	Date Irradiation	Temps irradiation (heures)	masse échantil. (g)	Date mesure	Temps mesure (sec)	Temps écoulé ^(*) (jours)
NV1	3/7/98	50,50	3,989	31/8/98	36000	59,0
NV1	"	"	"	16/10/98	62000	105,0
NV1	"	"	"	29/11/98	62000	145,9
NV2	8/7/98	54,42	2,164	7/1/99	72000	182,8
NV3	10/7/98	46,18	2,146	15/1/99	72000	184,8

(*) Temps écoulé depuis l'irradiation en jours.

Dans les deux tables suivantes sont rapportés les radionucléides détectés et les activités correspondantes mesurées.

Tableau 4.5-13. Activité de la plaquette NV2 déduite au moment de l'irradiation (8/7/98)

Contaminant	Activité (Bq/g)
^{46}Sc	23.47 ± 2.42
^{59}Fe	332.49 ± 52.9
^{60}Co	1.61 ± 0.14
^{65}Zn	20.83 ± 1.52
$^{110\text{m}}\text{Ag}$	0.46 ± 0.24

Tableau 4.5-14. Activité de la plaquette NV3 déduite au moment de l'irradiation (10/7/98)

Contaminant	Activité (Bq/g)
^{46}Sc	106.97 ± 5.24
^{59}Fe	532.18 ± 25.0
^{60}Co	13.13 ± 0.49
^{65}Zn	133.99 ± 6.03
^{85}Sr	40.13 ± 7.62
^{181}Hf	289.07 ± 68.8

Comme on peut le voir, on détecte la présence de $^{110\text{m}}\text{Ag}$ dans la plaquette NV2, et la présence de ^{85}Sr et ^{181}Hf dans la plaquette NV3.

Dans la plaquette NV1 on avait détecté du ^{51}Cr , l'absence de ce radionucléide dans les plaquettes NV2 et NV3 peut être due à sa courte demi-vie de 27.7 jours, (même dans la troisième analyse de la plaquette NV1 on ne détecte pas le ^{51}Cr).

Dans les tableaux qui suivent sont donnés les caractéristiques du ^{181}Hf , du ^{85}Sr et de l' $^{110\text{m}}\text{Ag}$.

Tableau 4.5-15. Caractéristiques radioactives des contaminants détectés dans les plaquettes irradiées NV1 et NV2 non répertoriés précédemment.

	Période (jours)	mode de décroissance	γ associé (keV)	Int Rel. (%)	β^- émis
^{181}Hf	42.4	β^-	132.94	35.90	$\langle\beta^-\rangle = 131 \text{ keV}$
			482.00	80.60	
^{85}Sr	64.8	C.E.	513.99	99.27	
$^{110\text{m}}\text{Ag}$	252.0	β^-	657.76	94.60	$\langle\beta^-\rangle = 69 \text{ keV}$
			884.68	72.70	
			937.49	34.40	
			1384.27	24.20	

Tableau 4.5-16. Sections efficaces des réactions (n, γ) sur les contaminants dans les plaquettes

irradiées NV1 et NV2 non répertoriés précédemment et leurs abondances isotopiques.

	Section eff. (barn)	Abondance Isotopique
$n + {}^{84}\text{Sr} \rightarrow {}^{85}\text{Sr} + \gamma$	$\sigma = 0.3$	A.I. (${}^{84}\text{Sr}$) = 0.56 %
$n + {}^{109}\text{Ag} \rightarrow {}^{110\text{m}}\text{Ag} + \gamma$	$\sigma = 4.1$	A.I. (${}^{109}\text{Ag}$) = 48,2 %
$n + {}^{180}\text{Hf} \rightarrow {}^{181}\text{Hf} + \gamma$	$\sigma = 14.2$	A.I. (${}^{180}\text{Hf}$) = 35.2 %

En procédant comme dans le paragraphe précédent on estime la concentration (en ppm) des contaminants. Les valeurs obtenues sont reportés ci-dessous.

Tableau 4.5-17. Activité de la plaquette NV2 déduite au moment de l'irradiation (8/7/98)

Contaminant	Activité (Bq/g)
${}^{46}\text{Sc}$	23.49 ± 2.42
${}^{59}\text{Fe}$	332.49 ± 52.9
${}^{60}\text{Co}$	1.61 ± 0.14
${}^{65}\text{Zn}$	20.83 ± 1.52
${}^{110\text{m}}\text{Ag}$	0.46 ± 0.24

Tableau 4.5-18. Activité de la plaquette NV3 déduite au moment de l'irradiation (10/7/98)

Contaminant	Activité (Bq/g)
${}^{46}\text{Sc}$	106.97 ± 5.24
${}^{59}\text{Fe}$	532.18 ± 25
${}^{60}\text{Co}$	13.13 ± 0.5
${}^{65}\text{Zn}$	133.99 ± 6.03
${}^{85}\text{Sr}$	40.13 ± 7.62
${}^{181}\text{Hf}$	289.07 ± 68.8

5. Résultats et perspectives de l'expérience EDELWEISS

5.1 Prise des données

La première campagne de mesure que la collaboration Edelweiss a pu obtenir avec un bolomètre à double détection s'est déroulée pendant l'été 97.

Malheureusement, les conditions au Laboratoire Souterrain de Modane n'étaient pas optimales, des travaux lourds d'entretien et d'équipement du laboratoire ont limité la prise de données pendant la nuit, ceci pour éliminer les problèmes de microphonie que de tels travaux pouvaient engendrer.

Dans cette prise de données il n'y avait pas le blindage proche en plomb archéologique. De plus il n'y avait pas non plus de dispositif pour chasser le radon.

La prise de données a été faite à deux tensions de polarisation de la diode différentes, la première à -2 Volts et la deuxième à -6 Volts, le temps total étant de 9.3 jours pour la première et de 16.7 jours pour la deuxième. Ces mesures sont partagées en plusieurs tranches d'environ une demi-journée chacune, ceci pour permettre la régénération de la diode, et dans le cas de la prise des données à -2 Volt, pouvoir calibrer avec la source de ^{57}Co .

La masse du bolomètre étant de 70 g, la statistique correspondante est de 0.65 kg · jours pour les données à -2 Volt et de 1.17 kg · jours pour celles à -6 Volt.

La raie gamma à 122 keV de la source ^{57}Co , permet une calibration en terme d'énergie équivalent électron.

Si pour la prise de données à -2 Volts on s'est servi d'une source pour l'étalonnage en énergie, la présence d'un pic à 46.5 keV dû à une contamination de ^{210}Pb nous permet d'autoétalonner en énergie à partir de ce pic. C'est cette seconde méthode de calibration qu'on a utilisé pour la prise des données à -6 Volts.

A partir de maintenant nous ne nous occuperons que de la prise de données à -6 Volts. Dans la Figure 5.1-1 est représenté le diagramme ionisation - chaleur obtenu.

La Figure 5.1-2 donne la projection de ce diagramme sur l'axe ionisation.

En effet il faut tenir compte de l'effet Luke-Neganov, qui comme on l'a vu au paragraphe 3.4.2.3, apporte de la chaleur qui est proportionnelle au nombre de paires électrons-trous créées et à la tension de polarisation appliquée.⁷⁰ Pour une tension de polarisation de -6 Volt, la contribution au signal chaleur à cause de cet effet est d'environ 2/3. Seulement 1/3 du signal de chaleur mesuré est donné par l'énergie déposée directement par la particule incidente.

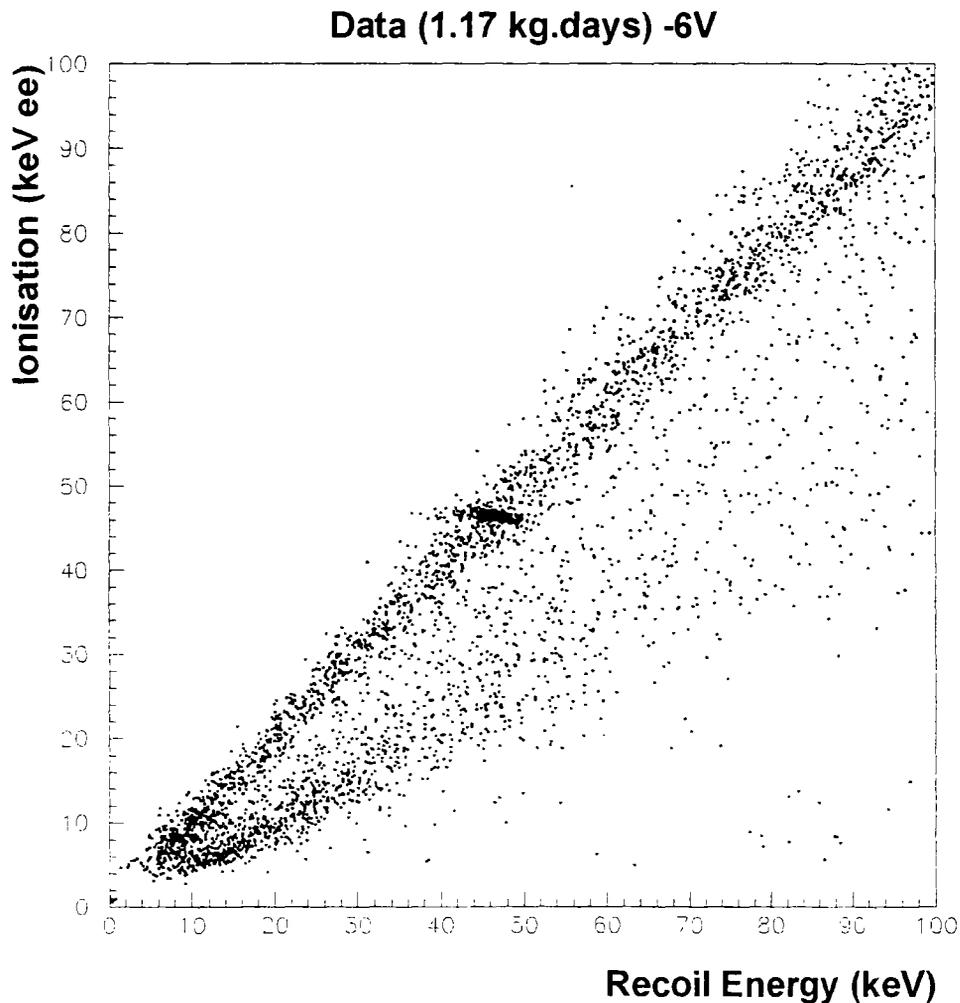


Figure 5.1-1. ²¹⁰Pb de 16.7 jour (1.17 kg j) avec une tension de polarisation de la diode de -6 Volts. La calibration a été faite grâce au pic à 46.5 keV de contamination du ²¹⁰Pb visible sur la figure. L'énergie est en keV équivalent électrons pour la voie ionisation.

⁷⁰ A partir des relations $S_{\text{ion}} = \frac{\epsilon_{\gamma}}{\epsilon_i} E$ et $S_{\text{ch}} = \frac{\epsilon_{\gamma}}{\epsilon_i} \frac{\epsilon_i + eV}{\epsilon_{\gamma} + eV} E$, on obtient pour l'énergie de recul de noyau

$$E = \left(1 + \frac{eV}{\epsilon_i} \right) \cdot S_{\text{ch}} - \frac{eV}{\epsilon_{\gamma}} \cdot S_{\text{ion}}, \text{ avec les notations du paragraphe 3.4.2.3.}$$

Data (1.17 kg.days) -6V

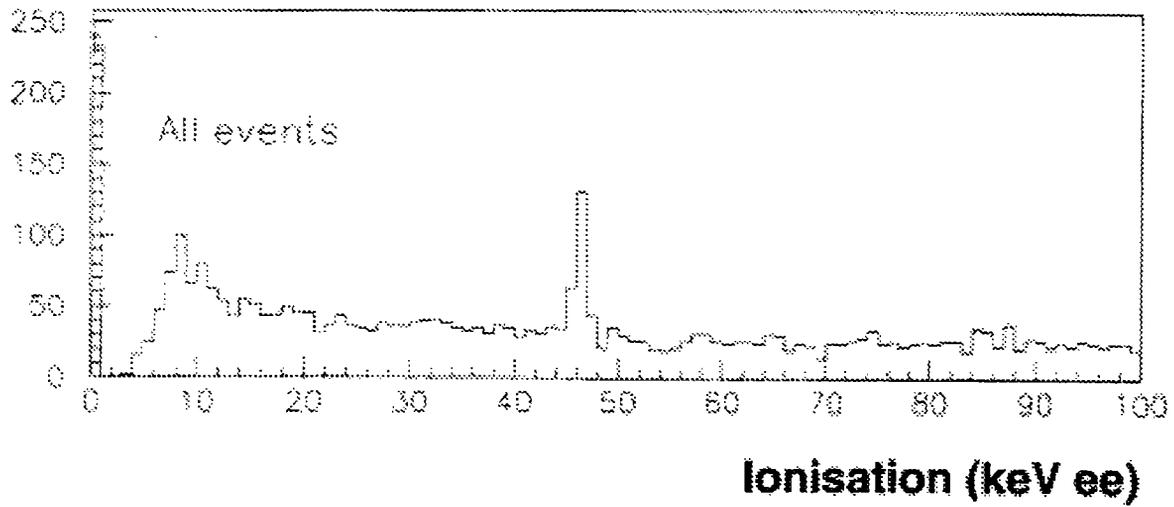


Figure 5. I-2. Projection sur la voie ionisation des données pris à -6 volt. Le pic à 46.5 keV du ^{210}Pb est bien visible. Les événements en ordonnée sont exprimés en evt/kg/j/keV.

5.1.1 Plein zone gamma

Dans la figure suivante est présentée la projection sur la voie chaleur du double diagramme de la Figure 5.1-1 pour les événements qui tombent à moins de 3σ de la diagonale principale, c'est-à-dire en plein zone gamma.

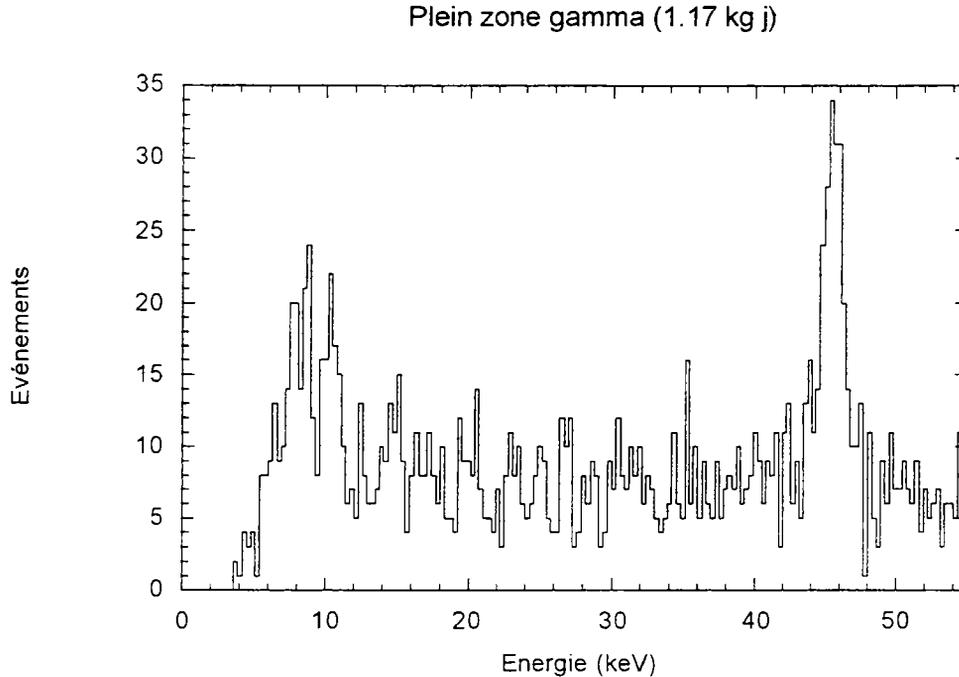


Figure 5.1-3. Projection sur la voie chaleur des événements en plein zone gamma.

Mise à part le pic à 46.5 keV du ^{210}Pb , l'on peut remarquer la présence d'une accumulation à basse énergie mieux résolue que dans le spectre de la Figure 5.1-2. Ces événements pourraient provenir des pics à 9.22 keV, 9.25 keV et 10.26 keV du ^{68}Ge .

5.1.2 Événements hors axes

D'après la Figure 5.1-1, on voit la présence des événements qui se situent entre la zone gamma et la zone neutrons. La nature de ces événements peut être expliquée par un déficit de collecte de charge. En effet, pour une interaction qui a lieu dans la masse de l'absorbeur, le nuage de charge créé sera collecté aux électrodes ; mais si l'interaction a lieu à proximité d'une électrode, il peut se produire un effet appelé principe du miroir conducteur⁷¹, par lequel les charges positives et négatives sont collectées sur l'électrode proche. Dans ce cas, la charge collectée sera plus petite que la charge créée.

A présent, ce phénomène présente pour la collaboration Edelweiss, ainsi que pour la collaboration CDMS, le plus gros problème à résoudre dans le futur proche. En effet la collaboration américaine a gagné un facteur dix sur les événements de surface ce qui pourrait être dû au moins en partie, à un enrobage du cristal de germanium par une couche de germanium passif. Ceci pour empêcher les électrons et les photons de basse énergie, d'atteindre le détecteur.

⁷¹ Le champ vu par une charge ponctuelle est équivalent au champ causé par une charge de signe opposé placée symétriquement. Ceci parce que les lignes de champ au voisinage d'un conducteur sont tangentes.

On doit remarquer aussi la présence des événements "très hors axe" disposés à gauche du diagramme ionisation chaleur, c'est-à-dire, avec une valeur de η (rapport ionisation sur chaleur) plus petit que les événements hors axes et même que les événements de recul par les neutrons. Ces événements ont été interprétés comme les reculs nucléaires associés à l'émission d'une particule alpha à la surface du détecteur. En effet le recul nucléaire d'un noyau plus lourd que le germanium (il s'agit en l'occurrence des noyaux faisant partie des chaînes radioactives naturelles) a un facteur de quenching plus petit que le facteur de quenching du germanium. De plus, du fait que l'interaction a lieu à la surface du détecteur, il aura une mauvaise collecte de charge.

5.2 Etude du fond radioactif pour le détecteur Ge-4

5.2.1 Fond basse énergie

Les spectres obtenus pendant la campagne de mesures de l'été 97, grâce auxquels l'expérience Edelweiss a obtenu ses premières courbes d'exclusion avec un bolomètre à double détection, montrent un taux de comptage relativement important, de l'ordre de la trentaine d'evt/kg/j/keV entre 15 keV et 45 keV. De plus la présence du pic à 46 keV (100-150 evt/kg/j) nous renseigne sur la présence de ^{210}Pb à proximité du bolomètre.

D'autres mesures, effectuées ultérieurement en ajoutant un blindage en plomb archéologique à l'intérieur du cryostat, montrent un gain d'un facteur deux sur le spectre intégré et aucune variation du pic à 46 keV.

Afin d'essayer de comprendre à quoi est dû ce taux de comptage dans le bolomètre Ge-4 et d'où arrive la contamination en ^{210}Pb , l'activité de la plupart des composantes du bolomètre et de son environnement proche a été mesurée sur nos bancs de test. Des simulations MonteCarlo, utilisant le programme Geant 3.2.1 du CERN, ont permis alors d'estimer la contribution de chaque élément mesuré au spectre global vu par le bolomètre.

5.2.1.1 Le logiciel Geant

Le programme Geant simule le passage des particules à travers la matière, en prenant en compte la nature des différentes particules et leur interactions avec le milieu.

Grâce à ce logiciel, on peut décrire un dispositif expérimental à travers des volumes géométriques (un numéro qui représente le milieu est assigné à chaque volume) et rentrer des événements simulés par un générateur MonteCarlo. [Gea98]

Tableau 5.2-1. Compilation des matériaux composants ou proche du bolomètre. (Les masses dans le détecteur Ge-4 sont données entre parenthèses).

1	Cristal Ge-4	Absorbeur en germanium ultra pur : diam. 48 mm, haut. 8 mm (m=67g)
2	Thermomètre NTD	Senseur germanium dopé pour la détection de la voie chaleur. 2x1x0.8 mm (m=10 ⁻² g)
3	Colle Epotek H20E	Collage thermomètre-cristal et collage contacts voie ionisation. (m=1mg)
4	Billes en saphir diam.=2mm	9 billes pour le maintien mécanique du cristal (m=0.17g x 9)
5	Connecteurs Malco	En polycarbonate noir (m=0.12g x 3)
6	Peinture noire Nextel	Absorption des infrarouges (m=2.43g pour une épaisseur de 0.1 mm et une densité de 1 g/cm ³)
7	Fiches connecteurs (Malco-Microdot)	(m=0.7g x 10)
8	Embases connecteurs (Malco-Microdot)	(m=0.45g x 10)
9	Câbles Gore bleus	(m=0.75g x 2 pour deux fils de 10 cm chacun)
10	Vernis "General Electric"	Pour coller les fils afin d'éviter tout problème de microphonie (m=2mg)
11	LED	Pour la régénération de la diode (m=0.2g)
12	Soudure ordinaire	Mélange: 40% plomb ordinaire et 60% étain (m=73mg)
13	Soudure bas bruit	Mélange: 40% plomb archéologique et 60% étain Goodfellow
14	Ensemble (Cristal+Support bolomètre) Ge-4	Le support bolomètre est constitué de deux couronnes et trois entretoises (m=204.9g)
15	Cuivre pour écran 20 mk	(m=130g)
16	Chrysocale	Utilisé comme "poussoir" pour les billes de saphir (m=0.4g)

Remarques:

- NTD - Pour la mesure du thermomètre NTD on a utilisé la plaquette NTD10 (NTD Mangin) après avoir été traitée (nettoyée) en surface. C'est donc une hypothèse que le senseur du bolomètre Ge-4 ait subi la même procédure de nettoyage (traitement de surface).
- LED - On n'a pas pu repérer le type de diode monté sur Ge-4. Les mesures se réfèrent à un ensemble de 44 LED de trois types différents.

- Fiches Malco-Microdot - Chaque fiche contient également du plomb ordinaire (avec un câble coaxial soudé). La masse évaluée est d'environ $m=6.3 \cdot 10^{-3} \text{g} \times 10$.

Le Tableau 5.2-1 donne la liste des composants mesurés. La Figure 5.2-1 représente la géométrie entrée dans la simulation et indique la position de chaque élément mesuré.

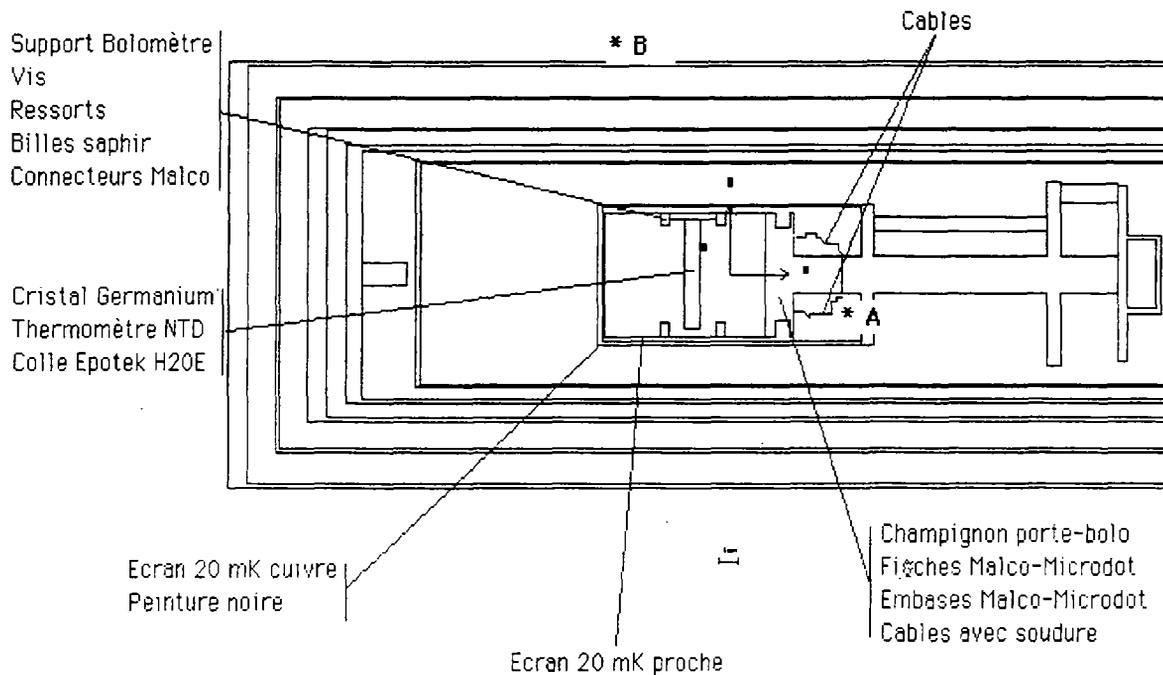


Figure 5.2-1. Géométrie entrée dans la simulation MonteCarlo pour évaluer les différentes contributions au fond observé. Le diamètre du cristal est 48 mm.

Dans le Tableau 5.2-2 sont regroupés les résultats des mesures et des simulations. Dans la deuxième colonne sont reportés les principaux contaminants détectés et dans la troisième colonne est donnée l'activité (ou l'activité limite) correspondante. Dans la dernière colonne est donnée la valeur du taux induit dans le bolomètre, calculé par simulation, en evt/kg/j/keV , moyenné sur les premiers 100 keV.

Tableau 5.2-2. Compilation des échantillons qui font partie du bolomètre et/ou de l'environnement proche mesurés. Pour chaque échantillon sont donnés seulement les contaminants principaux. Dans la dernière colonne est reporté le taux induit dans le bolomètre calculé par MonteCarlo.

Echantillon	Nuclide	Activité (Bq/kg)	evt/kg/j/keV entre (0-100keV)
Cristal Ge-4	^{40}K	$< 120 \cdot 10^{-3}$	< 6
	^{60}Co	$< 8 \cdot 10^{-3}$	< 2.5
Thermomètre NTD	^{60}Co	40 ± 7	0.2 pour les deux nuclides ensemble
	^{152}Eu	5 ± 3	
Colle Epotek H20E	^{40}K	< 1.3	négligeable
	^{60}Co	$< 42 \cdot 10^{-3}$	négligeable
Billes saphir diam. =2mm (Mesurées par activation neutronique)	^{40}K	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$	négligeable
	^{238}U	$< 2.5 \cdot 10^{-3}$	négligeable
	^{232}Th	$< 0.5 \cdot 10^{-3}$	négligeable
Connecteurs Malco	^{40}K	1.8 ± 0.9	0.05
	^{234}Th	2.5 ± 0.7	0.3
	^{235}U	0.17 ± 0.05	$6 \cdot 10^{-3}$
Peinture noire Nextel	^{40}K	1.0 ± 0.25	0.12
Fiches Malco-Microdot	^{40}K	< 1	< 0.1
	^{234}Th	< 0.67	négligeable
Embases Malco-Microdot	^{40}K	0.8 ± 0.4	0.05
Câbles Gore bleu	^{40}K	0.6 ± 0.3	négligeable
Vernis général électrique	^{234}Th	$40 \cdot 10^{-3} \pm 10 \cdot 10^{-3}$	négligeable
	^{235}U	$2.5 \cdot 10^{-3} \pm 0.8 \cdot 10^{-3}$	négligeable
LED	^{40}K	$400 \cdot 10^{-3} \pm 300 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$

D'après les valeurs reportées dans la table précédente, aucun des éléments testés n'est responsable tout seul du taux de comptage observé dans les spectres des données, la somme des différentes contributions représente une dizaine d'événements par kg/j/keV au maximum, en y incluant la contribution du cristal de germanium lui même. Mais les limites d'activité données

pour ce cristal sont artificiellement élevées à cause du faible temps de mesure (149 h). Si on exclut du bilan le cristal de GeHP, probablement très pur, la somme de toutes les contributions est de l'ordre de 1 evt/kg/j/keV en moyenne sur l'intervalle 0-100 keV, inférieur d'environ un facteur 30 au taux mesuré.

5.2.2 Spectre à haute énergie

Un "run" de fond à grande dynamique, 0-3000 keV, a été effectué dans les mêmes conditions sur la voie ionisation afin d'essayer d'identifier les contaminants par les raies γ . Dans la figure suivante est montré le spectre obtenu avec une statistique de 0.679 kg jours.

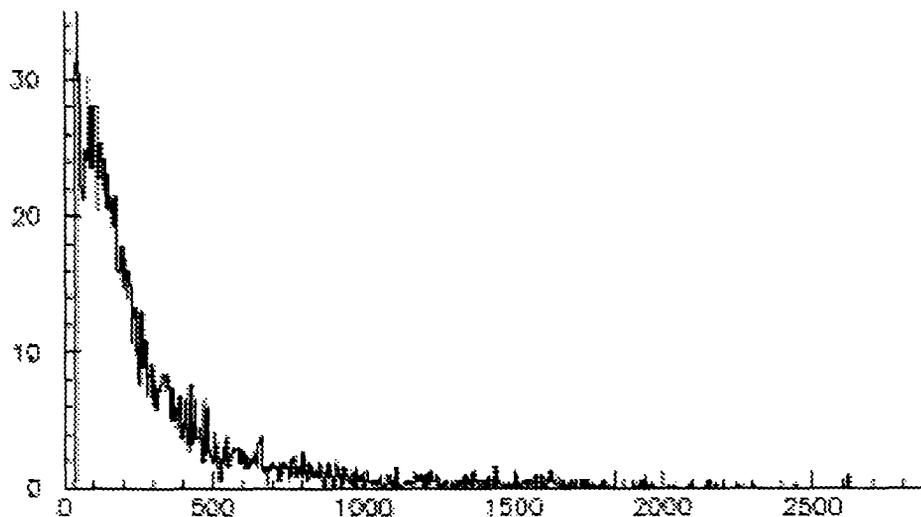


Figure 5.2-2. "Run" à haute énergie de 0.679 kg jours (voie ionisation). En ordonnée est porté le nombre d'événements par kg jour.keV et en abscisse l'énergie en keV.

Même s'il n'y a pas une très grande statistique, on peut reconnaître les pics des chaînes naturelles et le pic à 662 keV du $^{137}\text{Cs}^{72}$.

Comme on peut le voir, ce spectre explique la grande quantité d'événements à basse énergie par une dégradation Compton de γ de haute énergie dans le matériaux du cryostat et du détecteur lui-même. En effet la petite taille du bolomètre (diam. = 48 mm et haut. = 8 mm) privilégie les événements Compton par rapport aux événements du photopic correspondant.

Pour comprendre la localisation de cette contamination, on a procédé à des simulations en supposant une contamination de $^{232}\text{Th}^{73}$ placée à des endroits différents.

Une première simulation a été faite en considérant un volume pollué par du ^{232}Th à l'intérieur de l'écran 20 mK (point A de la Figure 5.2-1). Dans la figure qui suit où est représenté le résultat

⁷² La présence du ^{137}Cs a été confirmée par la suite par un germanium portable placé à l'intérieur du château en plomb. de plus. ce nuclide a été retrouvé dans l'air du laboratoire. (il s'agit plus particulièrement de la mesure du résidu des filtres des aspirateurs utilisés pour nettoyer les parois du grand hall après une intervention de maçonnerie).

⁷³ On a choisi comme polluant le ^{232}Th , mais on aurait pu choisir une autre chaîne radioactive naturelle ou gamma de haute énergie. en effet le but est d'estimer la forme du spectre dans notre bolomètre.

de cette simulation on reconnaît les pics à 238 keV (^{212}Pb), 338 keV (^{228}Ac), 583 keV (^{208}Tl), 911 keV (^{228}Ac), 968 keV (^{228}Ac) et 2614 keV (^{208}Tl) de la chaîne du ^{232}Th .

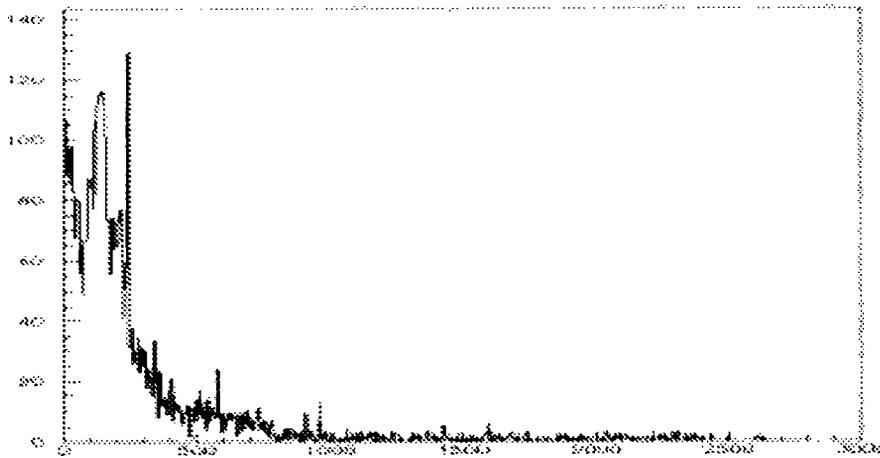


Figure 5.2-3. Simulation d'une contamination en volume de ^{232}Th à l'intérieur de l'écran 20 mK. L'ordonnée est arbitraire et l'abscisse donne l'énergie en keV.

L'absence de ces pics dans le spectre de fond exclut la présence de la chaîne du ^{232}Th en équilibre à l'intérieur de l'écran 20 mK, mais l'allure du spectre "hors raie" ressemble à celle du spectre expérimental, confirmant l'hypothèse d'une dégradation Compton de gamma de haute énergie.

Une deuxième simulation a été faite en considérant un volume pollué, toujours par du ^{232}Th , à l'extérieur du cryostat (point B de la Figure 5.2-1). La forme du spectre est tout à fait analogue à celle de la Figure 5.2-3.

Une troisième simulation incluant le blindage proche du détecteur en plomb archéologique, donne des résultats identiques pour une pollution au point A (intérieur du blindage), mais un taux de comptage (intégré sur 0-3 MeV) 8.6 fois plus faible pour une pollution en B.

Un "run" à grande dynamique, en présence du blindage proche de plomb archéologique n'a pas été effectué qu'en janvier - février 99 sur la voie chaleur (0.488 kg jours). Le spectre en énergie correspondant est donné sur la Figure 5.2-4.

Le taux de comptage intégré sur 0-3 MeV n'est réduit que d'un facteur 2.5 par rapport au "run" sans blindage proche : la contribution à ce taux d'une pollution radioactive interne à l'écran proche n'est donc pas négligeable, même si son origine n'a pu encore être précisément identifiée.

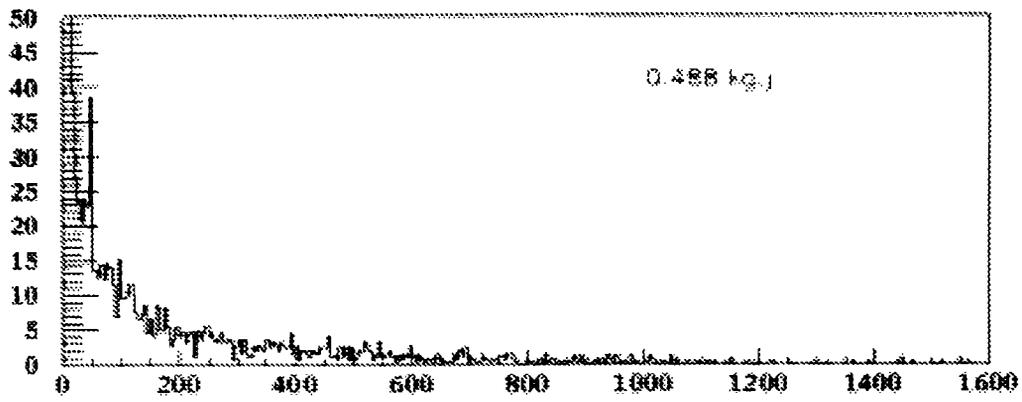


Figure 5.2-4. ^{238}Pu avec blindage proche en plomb archéologique. En ordonnée est porté le nombre d'événements par kg/jour/keV et en abscisse l'énergie en keV.

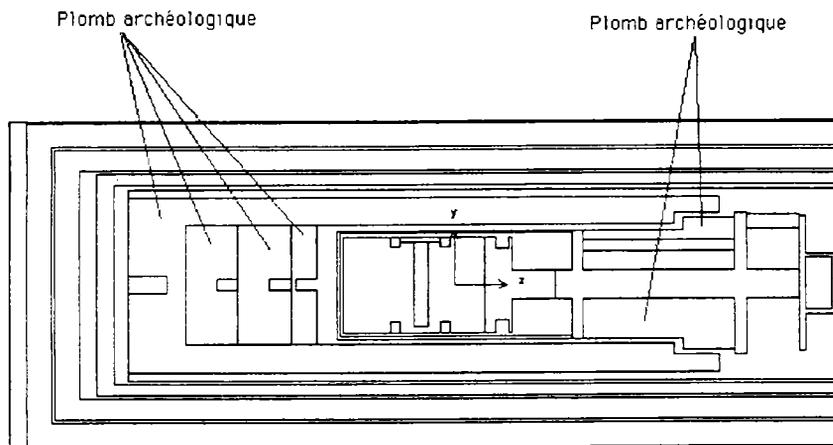


Figure 5.2-5. Positionnement du blindage proche en plomb archéologique.

5.2.3 Le cas du ^{210}Pb

En ce qui concerne la raie à 46.5 keV due au ^{210}Pb , on a procédé à des simulations pour essayer de comprendre son origine.

Dans la figure qui suit est montré le schéma de désintégration du ^{210}Pb . Cet isotope décroît par émission bêta dans la quasi totalité des cas (une émission alpha se vérifie avec une probabilité de $2.2 \cdot 10^{-6} \%$ et une énergie de 3.72 MeV), avec une probabilité de 19% sur l'état fondamental et une probabilité de 81% sur l'état excité. Dans ce deuxième cas, la désexcitation est suivie de l'émission d'un gamma de 46.5 keV (4.05%) ou d'une conversion interne (96%).

On a donc pour cette branche émission simultanée d'un électron β et d'un γ , ou d'un électron β , d'un électron de conversion et d'un X associé. En géométrie proche on pourrait donc observer des effets de somme dans le détecteur, renseignant sur la localisation et la nature de la source de ^{210}Pb .

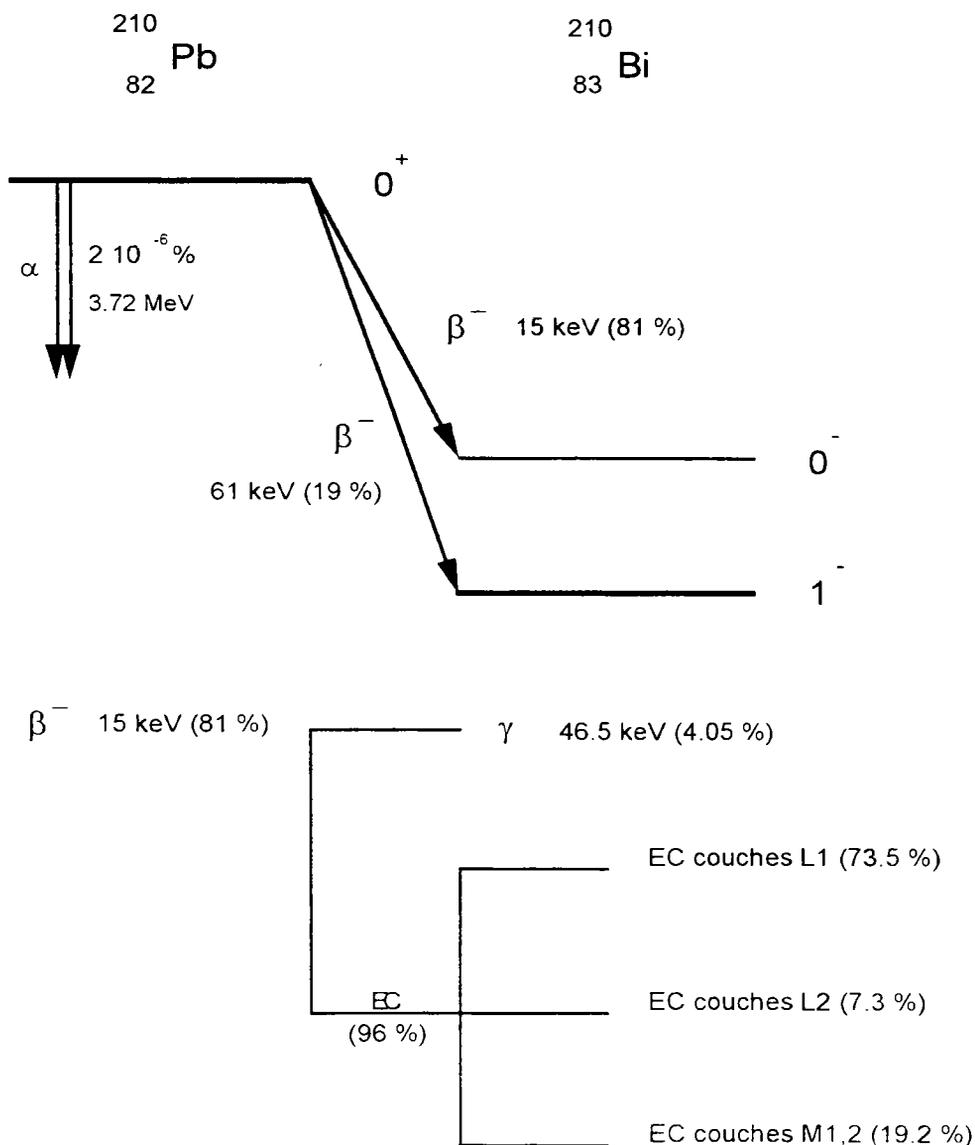


Figure 5.2-6. Schéma de désintégration du ^{210}Pb .

Une première simulation a été faite en considérant une source ponctuelle placée en vue directe à 2.7 cm au-dessus du bolomètre. Dans cette configuration le spectre montre une présence très nette des raies électroniques vers 30 et 43 keV qui ne sont pas visibles dans notre spectre des données.

Les spectres obtenus en simulant des contaminations dans la masse du bolomètre et sur sa surface montrent également la présence de raies électroniques intenses, accompagnée d'un effet de somme caractéristique avec le spectre β de 15 keV dans le cas de la contamination en volume. Ce type de pollution semble exclu par les données expérimentales. Par contre, toute source de ^{210}Pb extérieure au cristal, dans laquelle la plupart des électrons et des X sont absorbés, donne un spectre avec un pic γ à 46.5 keV dominant, compatible avec le spectre expérimental.

Parmi les échantillons mesurés dans lesquels on a trouvé du ^{210}Pb et qui donnent un spectre (simulé) compatible avec le spectre observé, on trouve : (voir Tableau 5.2-3)

- La soudure Pb/Sn ordinaire. Un point de soudure ordinaire avait été "oublié" sur le support de connecteurs en vue directe du cristal. La présence de plomb ordinaire dans les fiches pour les soudures des âmes des câbles coaxiaux ne peut pas expliquer le pic à 46.5 keV (les fiches sont positionnées sur la partie haute du support, le cristal est donc protégé par le cuivre du support lui même). En ce qui concerne la soudure bas bruit, fabriquée à partir de plomb romain du IV^e siècle, il n'y a aucun problème de contamination en ^{210}Pb , Act(^{210}Pb) < 2.2Bq/kg.
Si l'on prend comme masse d'un point de soudure 10 mg, on obtient comme taux induit dans le bolomètre une dizaine d'événements par kg et par jour dans la raie à 46.5 keV.
- La LED sur la partie inférieure du support pour régénérer la diode. Une mesure de 44 LED de trois types différents a été faite. Les résultats montrent qu'il n'y a aucune différence entre les trois types, l'activité étant d'environ 0.8 mBq pour chaque LED. Dans l'hypothèse où la LED montée sur Ge-4 est plus ou moins du même type que les LEDs mesurées on trouve une contribution au pic à 46.5 keV d'environ 4 événements par kg et par jour. (Il s'agit d'une estimation vu la géométrie assez compliquée de la LED)
- L'écran 20 mK en cuivre proche. Pour cet écran, on a une limite sur l'activité en ^{210}Pb de 0.2 Bq/kg ; cette valeur peut être responsable d'un taux induit dans notre bolomètre d'une vingtaine d'événements par kg et par jours au maximum.
- Le chrysocale utilisé pour pousser les 9 billes de saphir contre le cristal. Dans le chrysocale on a trouvé une activité de 5 Bq/kg en ^{210}Pb , ce qui donne un taux induit dans Ge-4 d'un peu plus d'une dizaine d'événements par kg et par jour.

Dans le Tableau 5.2-3 est donné un récapitulatif des contaminations possibles en ^{210}Pb et des simulations du taux induit dans le bolomètre Ge-4.

Tableau 5.2-3. Résultats des simulations pour la raie à 46 keV du ^{210}Pb .

Simulation	Raies observées	Activité pour le ^{210}Pb	Taux induit
Source ponctuelle	Raies électroniques très visibles		
<u>Soudure ordinaire Pb/Sn</u> masse : 10 mg	Uniquement le gamma 46 keV	916 Bq/kg	8 evt/kg/j
Pollution en volume du bolomètre	Effets de somme avec les bêta		
<u>Simulation d'une LED</u>	X plus intenses que le gamma 46 keV et e ⁻ complètement absorbés	≈ 0.8 mBq	≈ 4 evt/kg/j
Pollution en surface du bolomètre	Les raies électroniques dominent le spectre		
<u>Pollution de l'écran 20 mK proche</u>	Gamma à 46 keV très net	< 0.026 Bq	< 19 evt/kg/j
<u>Chrysocale</u>	Gamma à 46 keV très net	5 Bq/kg	13 evt/kg/j pour 0.4 g.

La somme des contributions des différents matériaux ne représente qu'environ un tiers des 150 evt/kg/j observés dans le pic à 46.5 keV du ^{210}Pb .

5.2.4 Conclusions

A l'heure actuelle, nous ne sommes pas à même d'expliquer le taux de comptage dans le bolomètre Ge-4. Les deux tiers des événements dans le pic à 46.5 keV restent inexpliqués. En ce qui concerne le taux de comptage entre 15 keV et 45 keV, même en prenant la limite supérieure de la contamination du cristal on arrive à un tiers des événements observés.

Ce taux de comptage inexpliqué pourrait être imputé au senseur NTD monté sur Ge-4. En effet, nous ne sommes pas sûr que l'échantillon mesuré soit vraiment représentatif de ce NTD⁷⁴. La même remarque est valable également pour la LED montée sur Ge-4 pour la régénération. (voir remarques à la page 179)

⁷⁴ La mesure a été effectuée sur une plaquette de germanium dopée après traitement de surface (une mesure précédente à ce traitement avait été effectuée. le traitement de surface a montré un gain d'un facteur 8 du taux de comptage du ^{60}Co). le thermomètre (NTD) collé sur Ge-4 a été découpé dans cette plaquette avant traitement de surface. Il a subi son propre nettoyage lors de la procédure de coupe et de métallisation

5.3 Données Ge-4 (-6 Volt) et demie zone neutrons

Après le déplacement de l'appareillage expérimentale d'Edelweiss au fond du grand hall du laboratoire souterrain, une deuxième prise des données a eu lieu pendant les mois de janvier et février 99. Une troisième campagne de mesure a été conduite un mois plus tard. Le temps total de ces deux dernières campagnes de mesure est d'environ un mois. Les mesures ont été réalisées à une tension de polarisation de la diode de -6 Volts. Malgré une plus grande statistique, à cause d'une oscillation sur la voie ionisation dans ces deux dernières campagne de prise de données, nous nous limitons à la prise de donnée du '97 (à savoir 1.17 kg j). (voir la Figure 5.1-1)

Neutron Zones and Data (1.17 kg.days) -6V

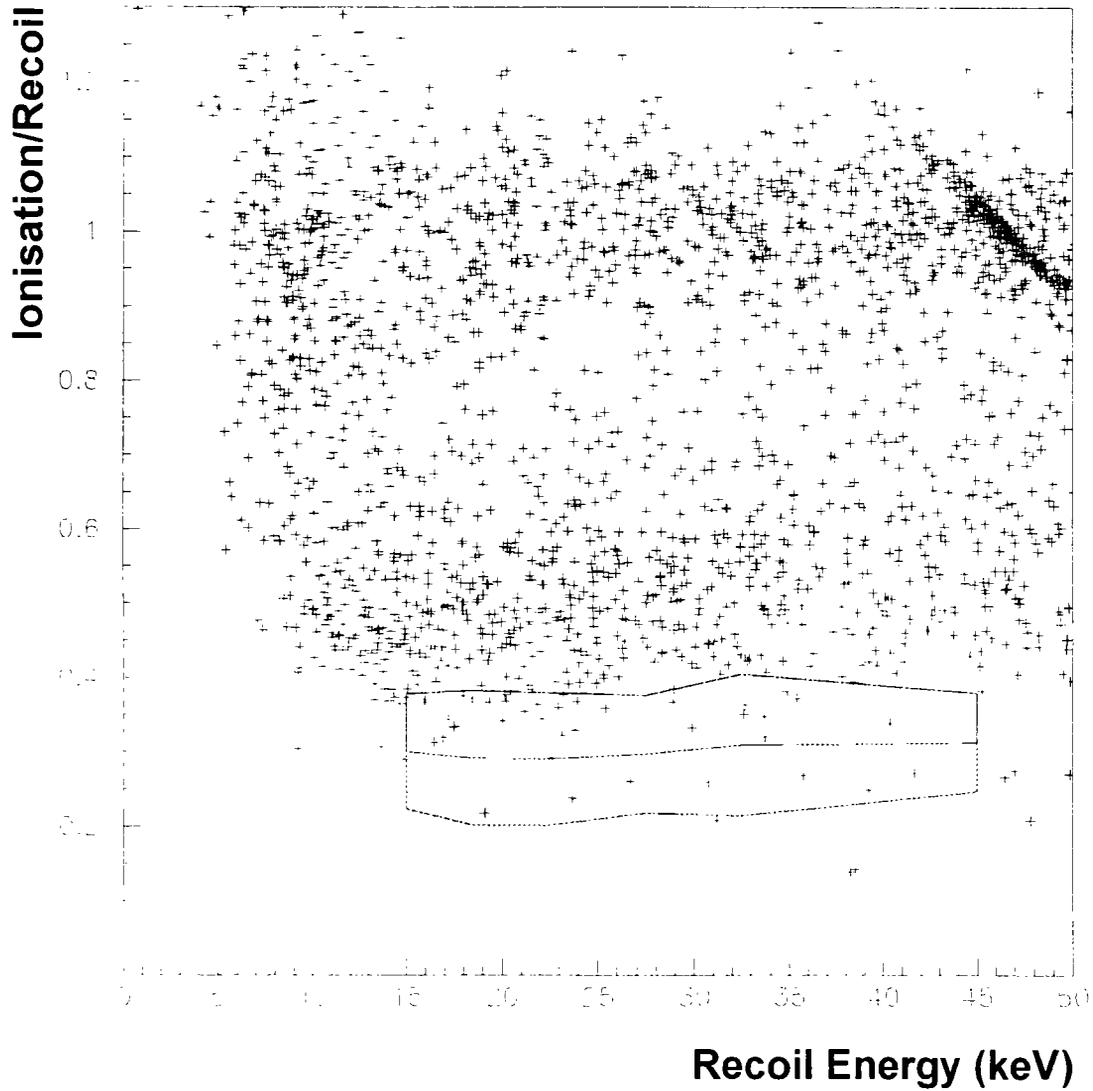


Figure 5.3-1. Superposition des événements ionisation sur chaleur versus chaleur et du contour de la demi zone neutrons

Dans la figure suivante sont histogrammées les données situées dans la demi zone neutrons.
(Voir le paragraphe 3.6.2)

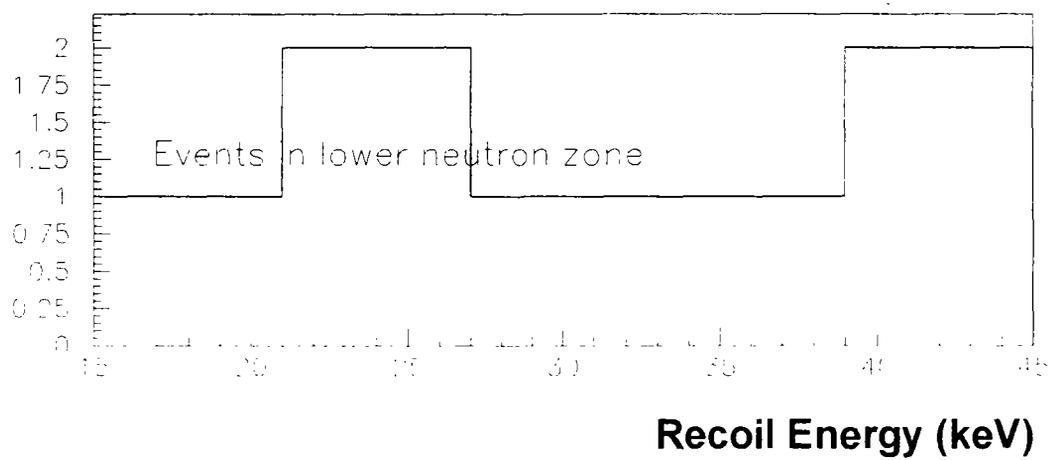


Figure 5.3-2 Spectre en énergie de recul obtenu en considérant les données situées dans la seule demi zone neutrons. En ordonnée les événement par kg par jour et par keV.

5.4 Diagrammes d'exclusion

Dans l'absence d'un signal, on peut contraindre les WIMPs en construisant une courbe dans le plan section efficace de la WIMP versus sa masse.

Pour construire ces courbes, nous allons comparer les spectres expérimentaux aux spectres théoriques.

Ces spectres théoriques dépendent de trois paramètres :

- la densité locale de matière noire ρ_0 ;
- la section efficace du WIMP σ_w en interaction avec les noyaux du cristal absorbeur ;
- la masse du WIMP M_w .

Si l'on fixe le paramètre de densité locale de matière noire ρ_0 , (par la suite $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$) pour chaque masse du WIMP M_w , il y a une section efficace limite σ_{lim} au delà de laquelle le spectre théorique dépassera le spectre expérimental.

L'ensemble de ces sections efficaces limite σ_{lim} donnera une courbe qui délimitera la zone d'exclusion.

Il est très commode, afin de comparer les différentes expériences entre elles, de normaliser les courbes d'exclusion en considérant la section efficace du WIMP sur le proton. La section efficace cohérente pour un noyau de numéro de masse A donné s'écrit :

$$\sigma_{\text{WIMP-noyau}}^{\text{cohérent}} \propto A^2 \mu^2 \sigma_{\text{WIMP-proton}}^{\text{cohérent}}$$

$$\mu^{-1} = M_N^{-1} + M_w^{-1} \quad (M_N \text{ étant la masse du noyau cible})$$

$$\text{donc } \sigma_{\text{WIMP-proton}}^{\text{cohérent}} = \frac{1}{A^2} \left(\frac{\mu_p}{\mu} \right)^2 \sigma_{\text{WIMP-noyau}}^{\text{cohérent}} \quad \text{avec } \mu_p^{-1} = M_p^{-1} + M_w^{-1} \quad (M_p \text{ étant la masse du proton})$$

alors

$$\sigma_{\text{WIMP-proton}}^{\text{cohérent}} = \frac{1}{A^4} \left(\frac{M_N + M_w}{M_p + M_w} \right)^2 \sigma_{\text{WIMP-noyau}}^{\text{cohérent}}$$

En ce qui concerne le couplage spin-dépendent la section efficace s'écrit :

$$\sigma_{\text{WIMP-proton}}^{\text{spin-dépendent}} \propto \left(\frac{\mu_p}{\mu} \right)^2 \frac{C_p \lambda_p J_p (J_p + 1)}{C \lambda J (J + 1)} \sigma_{\text{WIMP-noyau}}^{\text{spin-dépendent}}$$

où C est l'élément de matrice nucléaire du noyau impair et λ est le facteur de Landé dans le cas du modèle en couches. L'indice p se réfère au proton.

D'après le Tableau 4.5-1 qui donne l'abondance isotopique du germanium, le seul isotope stable à numéro de masse impair est le ^{73}Ge qui a une abondance isotopique naturelle de 7.8%. Par la suite nous nous intéresserons uniquement au couplage cohérent.

5.4.1 Plot d'exclusion pour l'ensemble des données à -6 Volt

Nous allons maintenant comparer la valeur intégrée du spectre théorique à la limite supérieure à 90% de niveau de confiance de la valeur intégrée du spectre expérimental obtenu en regroupant toutes les données prise à la même tension de polarisation (-6 Volts) pour le détecteur Ge-4.

Dans le figure suivante est montré le diagramme d'exclusion section efficace du WIMP normalisée à l'interaction sur proton versus sa masse pour un intervalle en énergie de 12 à 50 keV.

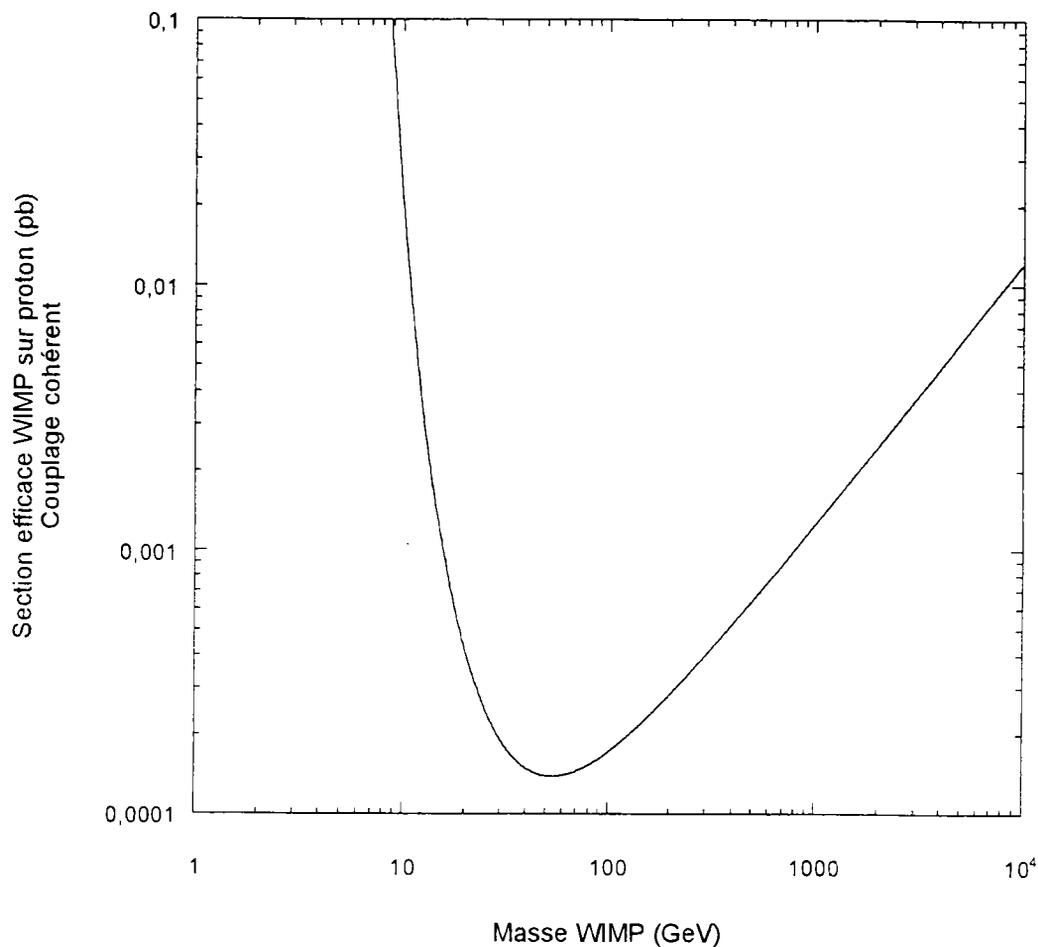


Figure 5.4-1. Diagramme d'exclusion obtenu en utilisant la totalité des données prises avec le détecteur Ge-4 à une tension de polarisation de la diode de -6 Volt.

5.5 Le détecteur Ge-7

Une nouvelle prise des données a été effectuée au mois d'août '99 avec un nouveau détecteur appelé Ge-7. Il s'agit d'un détecteur dont le cristal a été fabriqué et implanté (toujours avec du bore et de phosphore) par la société Camberra et équipé avec un thermomètre NTD tiré à partir de la plaquette NTD9⁷⁵.

Les supports ont été fabriqués avec du cuivre sélectionné sur nos bancs de test et nettoyés en surface avec de l'acide nitrique.

A la différence du détecteur Ge-4, le cristal est maintenu par du téflon, toujours testé, au lieu des billes en saphir. Mêmes les connecteurs Malco ont été éliminés en faisant simplement des soudures bas bruit radioactif.

Une autre différence est la fuite thermique, qui est réalisée en or au lieu d'être en cuivre comme dans Ge-4.

En outre dans le détecteur Ge-7 on a éliminé la LED pour la régénération de la diode.

Dans la Figure 5.5-1 est présenté le spectre obtenu avec le détecteur Ge-7 pour un temps de mesure de 2.5 jours (0.174 kg j). La tension de polarisation de la diode est de -3 Volt. Les données ont été prises avec l'écran proche en plomb archéologique.

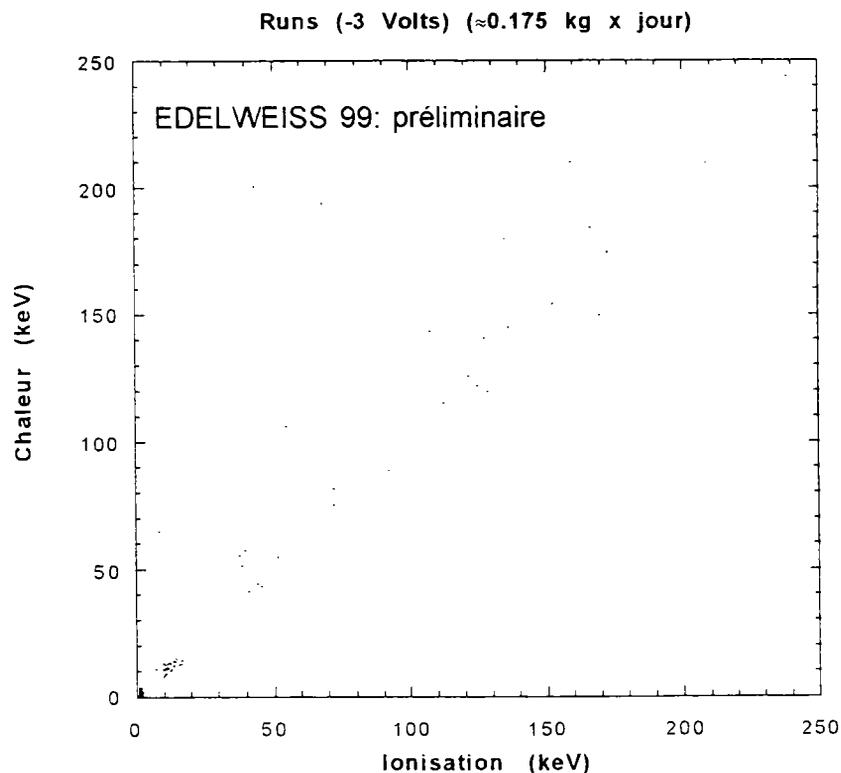


Figure 5.5-1. Spectre obtenu à une tension de polarisation de la diode de -3 Volts avec le détecteur Ge-7 pour un temps de mesure de 2.5 jours (0.174 kg j).

⁷⁵ Les contaminants trouvés dans cette plaquette sont : ^{60}Co (14 ± 4 Bq/kg) et ^{152}Eu (14 ± 3 Bq/kg).

Dans la Figure 5.5-2 les données sont projetées selon l'axe de l'ionisation.

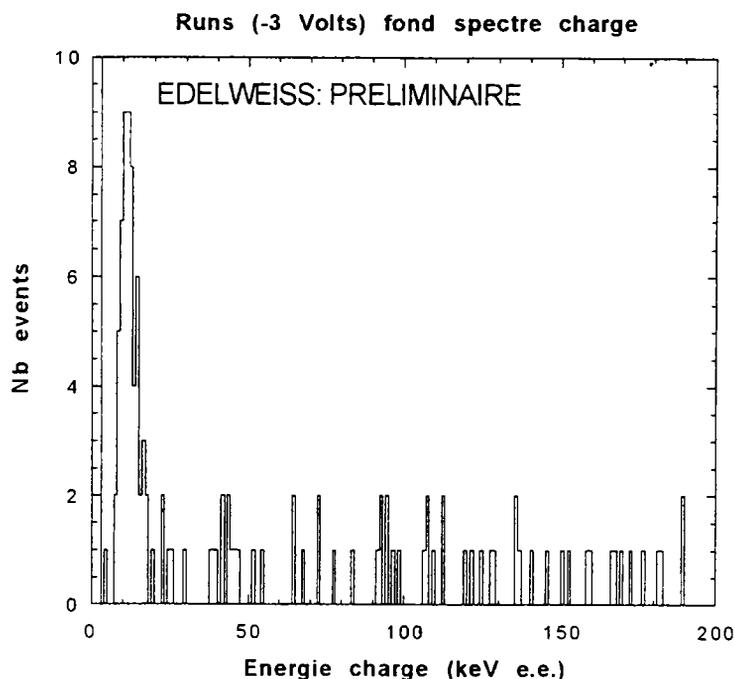
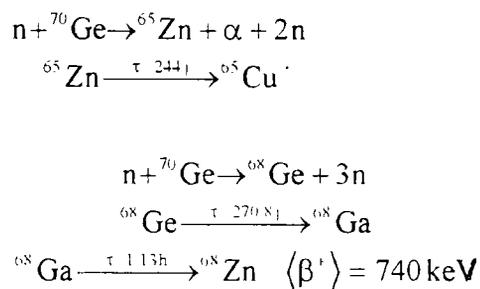


Figure 5.5-2. Projections sur la voie ionisation des données obtenues avec le bolomètre Ge-7 (0.174 kg j) à une tension de polarisation de la diode de -3 Volt.

Le taux de comptage entre 15 et 45 keV est de l'ordre de 2 evt/kg/j/keV. Si l'on compare ces données, (prises avec le bolomètre Ge-7) avec celles obtenues avec le bolomètre Ge-4, (voir les spectres de la figure 5.1-2), on constate que l'on a gagné globalement un ordre de grandeur (dans le même intervalle d'énergie pour le Ge-4, on avait une trentaine d'evt/kg/j/keV), ainsi que, fait encore plus important, un ordre de grandeur pour les événements hors axe. De plus, même si le temps de mesure est petit, il semble que le pic du ^{210}Pb à 46.5 keV a disparu.

L'accumulation des événements à basse énergie, entre environ 6 keV et 18 keV, peut être engendrée par les rayons X des couches K du Cu, du Zn et du Ga, ces éléments étant produits par activation cosmogénique sur le germanium. (voir le paragraphe 4.1.5) [Gar95][Ahl87]



Cette accumulation pourrait être également engendrée par les bêta du tritium ($E < 18.3\text{ keV}$) coupée en partie par le seuil du déclenchement

5.6 Mesures de NTD's

Dans les deux prochains paragraphes sont traités les mesures d'une plaquette NTD (M16) sur le banc de test LESTE et d'un lot de 7 senseurs NTD's de provenance différente de ceux utilisés jusqu'à présent par notre collaboration (NTD's Beeman-Haller).

5.6.1 Première mesure d'une plaquette de NTD's sur le banc de test LESTE

Une des premières mesure qui a été faite avec LESTE, est la mesure d'une plaquette de germanium irradiée 5 années auparavant.

Dans cette plaquette de germanium irradié il y a du ^{60}Co , très probablement dû à l'activation du ^{59}Co déjà présent dans la plaquette avant l'irradiation (voir plus loin) comme la figure suivante le prouve.

Rappelons que le ^{60}Co décroît par émission bêta en ^{60}Ni ; les électrons émis ont une énergie moyenne de $\langle E \rangle = 96 \text{ keV}$, avec une $E_{\beta\text{max}}$ à 316 keV, la désexcitation est accompagnée par deux gamma en cascade de 1173 keV et 1332 keV. (Figure 5.6-1 spectre à haute énergie)

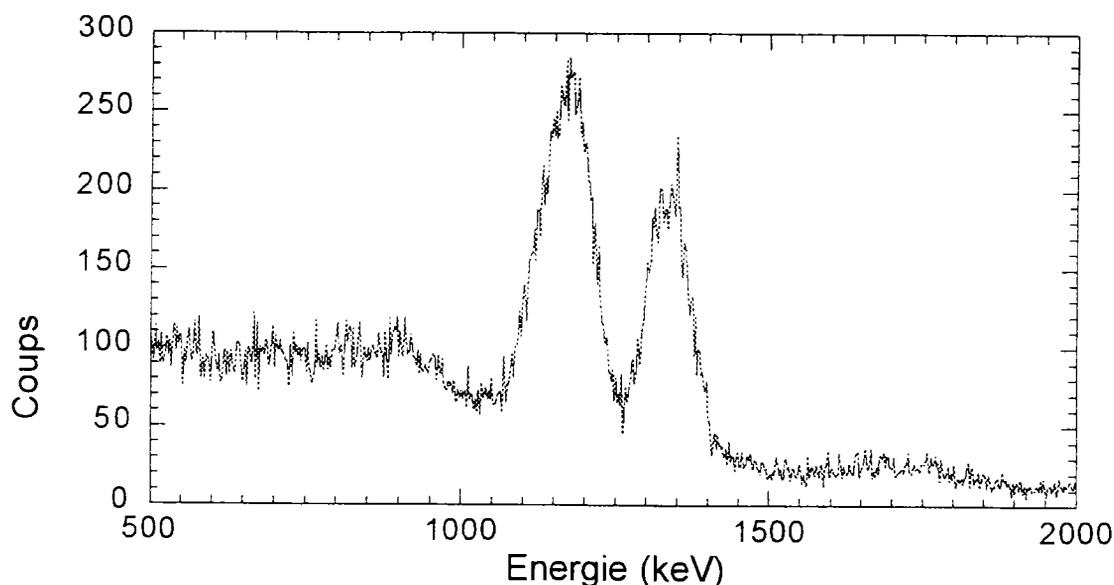


Figure 5.6-1. Mesure d'une plaquette de germanium irradié par des neutrons thermiques 5 années auparavant. On reconnaît les deux pics gamma du ^{60}Co à 1173 keV et 1332 keV. La durée de la mesure a été de 7.64 jours.

A basse énergie

Le spectre obtenu ($t = 7.64$ jours) est représenté dans la Figure 5.6-2. Une fois le bruit de fond enlevé, (y compris le bruit du photomultiplicateur), on trouve un taux de comptage de 174.1 ± 1.1 coups/heure entre 0 et 18 keV.

A haute énergie un taux de comptage pour le pic à 1173 keV de 458.4 ± 8.3 coups/heure est observé.

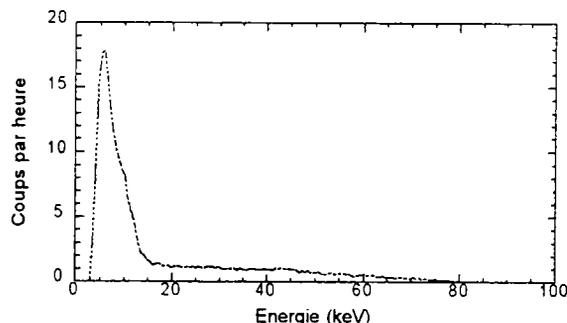


Figure 5.6-2. Spectre à basse énergie d'une plaquette de germanium irradié par des neutrons thermiques 5 années auparavant après soustraction du fond et du bruit PM.

Une deuxième mesure a été effectuée en interposant entre l'échantillon (la plaquette) et le détecteur (sur la couche de tetratéc enveloppant le "nez" du détecteur) une couche de 240 microns de téflon afin d'absorber une grande partie des électrons émis par la plaquette.

Dans la Figure 5.6-3, est représenté le spectre obtenu après avoir interposé la couche de téflon entre l'échantillon et le détecteur. On peut remarquer que la bosse à basse énergie, présente sur la figure précédente, a en grande partie disparu.

Le taux de comptage est de 96.2 ± 2.6 coups/heure entre 0 et 18 keV, et de 464.1 ± 8.8 coups/heure pour le pic à 1173 keV du ^{60}Co .

Malheureusement il est impossible de distinguer la contribution des bêta du ^{60}Co des autres contributions dues par exemple aux électrons Compton. Pour les électrons du tritium il n'y a aucune possibilité de franchir le tetratéc (pour un bêta de 18 keV, qui correspond à l' $E_{\beta_{\text{max}}}$ du tritium, le libre parcours moyen dans le tetratéc est de seulement $18.2 \mu\text{m}$ à comparer avec l'épaisseur à franchir qui est d'environ $750 \mu\text{m}$).

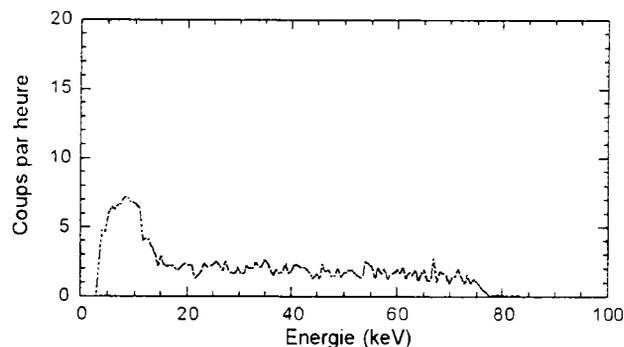


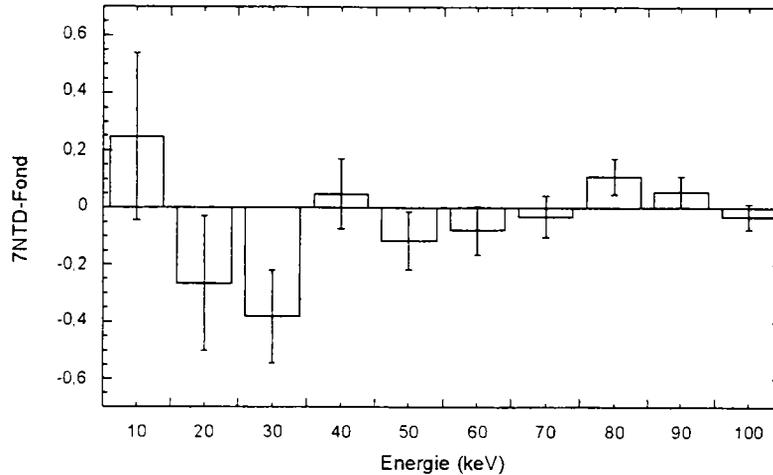
Figure 5.6-3. Spectre à basse énergie d'une plaquette de germanium irradié par des neutrons thermiques 5 années auparavant enveloppée dans une couche de 240 microns de téflon, après soustraction du fond et du bruit PM.

L'égalité du taux de comptage pour les deux pics gamma, le fait que la bosse à basse énergie est réduite à la fois en énergie ($E_{\beta_{\text{max}}}$ à 18 keV au lieu de 316 keV) et en taux de comptage (174 cps/heure au lieu de 458 cps/heure attendu à partir des deux pics gamma ayant le même rapport d'embranchement que les bêta) ainsi que sa quasi disparition avec une couche supplémentaire de $240 \mu\text{m}$ de téflon, nous permet d'affirmer que le spectre de la Figure 5.6-2 est dû très probablement aux bêta du ^{60}Co .

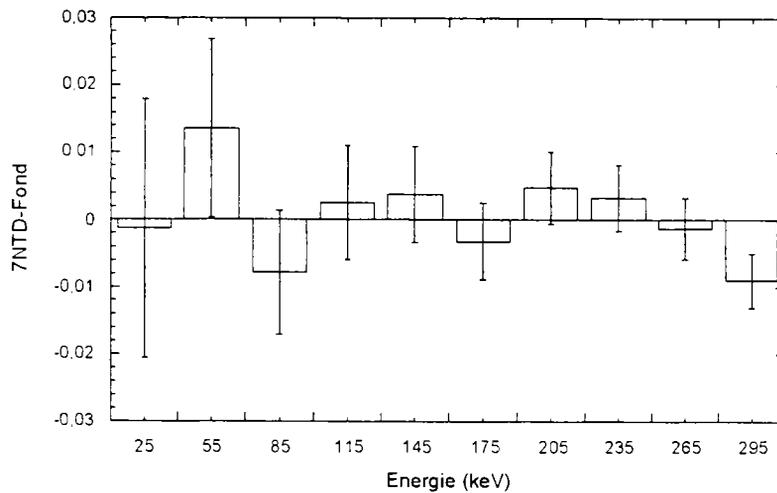
5.6.2 Mesure d'un lot de 7 NTD's sur le banc de test BPS

Dans les deux figures qui suivent, est présentée la mesure d'un lot de 7 NTD, à basse et à haute énergie. Dans les deux cas les résultats obtenus sont compatibles avec 0. La limite supérieure pour le ^3H est d'environ 3.7 mBq à 95% de niveau de confiance.

Pour la haute énergie la limite supérieure est d'environ 1 mBq pour le ^{60}Co et d'environ 0.9 mBq pour le ^{14}C , à 95% de niveau de confiance.



a)



b)

Figure 5.6-4. Mesure d'un lot de 7 NTD's à basse énergie a) (PM1= 1050 Volts et PM2 1450 Volts, pour un temps de mesure de 15.7 heures) et à haute énergie b) (PM1= 700 Volts et PM2 800 Volts, pour un temps de mesure de 30.3 heures).

5.7 Comparaison avec les autres expériences

Nous allons maintenant comparer les résultats obtenus par Edelweiss avec ceux obtenus par les autres collaborations.

D'abord la collaboration américaine de CDMS installée dans un site peu profond⁷⁶ (17 mètres équivalent d'eau), qui comme notre collaboration utilise des détecteurs à double voie ionisation et chaleur.

Les détecteurs utilisés par CDMS sont des semi-conducteurs de silicium de 100 g et des semi-conducteurs de Ge de 165 g.

Dans la Figure 5.7-1 est présenté le résultat obtenu en considérant simultanément la courbe d'exclusion obtenue avec le détecteur de 100 g de Si et trois détecteurs de 165 g de Ge. [Gai99]

Dans la même figure sont présentées les courbes d'exclusion obtenues par le groupe de Milan avec un bolomètre classique de 340 g d'oxyde de tellure (TeO_2), (il faut rappeler que ce bolomètre a été conçu pour la recherche de la double désintégration bêta et non directement pour la recherche des WIMPs, [Pav96]) et les derniers résultats de la collaboration Heidelberg-Moscow qui comme le groupe de Milan recherche la désintégration double bêta, mais par le biais d'un détecteur "classique" de 2.76 kg de germanium. [Bau98]

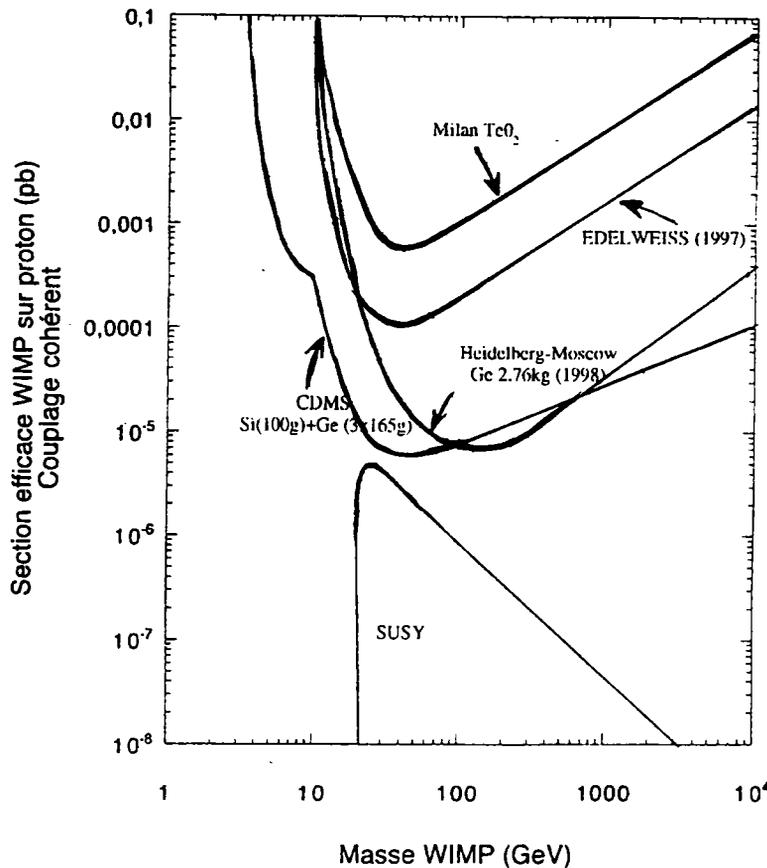


Figure 5.7-1. Courbes d'exclusion obtenues par des bolomètres et par des détecteurs Ge "classiques"

⁷⁶ Il s'agit du Stanford Underground Facility. La collaboration CDMS doit s'installer dans la mine de Soudan II d'ici un à deux ans.

Dans la Figure 5.7-2 sont présentées les courbes d'exclusion obtenues par des scintillateurs : La collaboration anglaise de UKDMC, [Smi96] celle française de Saclay [Ger99] et la collaboration italienne de DAMA [Ber96] qui annonce avoir trouvé un indice de signal de WIMP's à 60 GeV, (à ce propos voir les notes critiques [Ger97] [Ger99][Gai99b]). La courbe d'exclusion du groupe de Neuchâtel obtenue par un détecteur de germanium "classique" est également présentée, [Reu91] ainsi que, à nouveau pour référence, Heidelberg-Moscow.

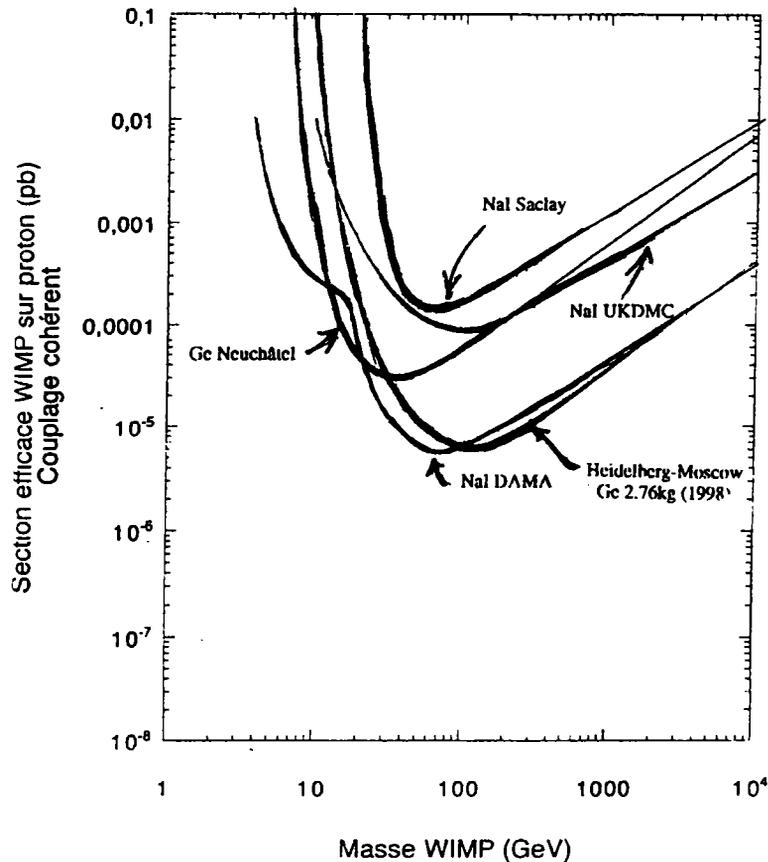


Figure 5.7-2. Courbes d'exclusion obtenues par des scintillateur et par des détecteurs "classiques". La courbe NaI DAMA tient compte uniquement des erreurs statistiques.

5.8 Conclusion et perspectives

Pour le moment les limites (courbes d'exclusion σ vs masse des WIMPs) publiées par la collaboration EDELWEISS remontent à 1997. Elles avaient été obtenues à l'aide du bolomètre de 70g "Ge-4" qui donnait un taux de comptage assez important (≈ 30 évts/kg/j/keV) dans la région d'énergie où les WIMP sont attendus, à savoir de quelques keV à quelques dizaines de keV.

Grâce en particulier aux travaux effectués sur la basse radioactivité, à savoir le développement et la mise en route de trois bancs de test, l'étude sur le bruit de fond radioactif dans le bolomètre Ge-4 et la mesure systématiques des toutes les composantes de l'installation, on a pu réaliser une nouvelle série de 5 détecteurs (deux de 70g et trois de 320g) de meilleure qualité.

La plupart de ces mesures ont été réalisées avec un détecteur germanium de très grande pureté de 210 cc acheté auprès de la société Eurisys Mesure. Or, la limitation principale de ce détecteur résulte de l'impossibilité pratique de positionner les échantillons en vue directe du cristal. C'est pour cette raison que l'on a procédé à la réalisation d'un deuxième banc de test permettant d'explorer des énergies de l'ordre de quelques keV. Il s'agit d'un scintillateur de iodure de sodium (NaI) de 2.9 kg (LESTE) contenu dans un boîtier démontable, grâce auquel on peut déposer les échantillons justement en vue directe du cristal (la seule barrière à franchir étant constituée par le réflecteur qui a une épaisseur de 750 micron de tetrakel).

Cependant la présence du réflecteur dans le banc de test LESTE empêche les électrons de basse énergie d'atteindre le cristal. Pour cette raison, ce banc de test, tout en étant bien adapté aux photons de basse énergie (rayons X), n'est pas à même de détecter correctement l'ensemble des spectres bêta.

Un troisième banc de test a donc été réalisé (BPS) dans ce but. Pour privilégier les rayons bêta par rapport aux photons, on a choisi comme élément scintillant un scintillateur plastique ; pour ce dernier le *backscattering* est beaucoup moins important (de l'ordre de 8% contre le 80-90% du scintillateur NaI).

En outre, pour pouvoir discriminer le bruit de fond induit par le photomultiplicateur, deux PMs ont été mis en coïncidence. Cependant un phénomène essentiellement inattendu est apparu : les coïncidences entre les 2 PMs en absence de scintillateur dépassaient très largement le taux des fortuites.

Une étude expérimentale de ce phénomène nous a conduit à conclure à l'existence d'une production de lumière à l'intérieur même des PMs. Le mécanisme de production de cette lumière pourrait être celui de microclaquages aux niveau des premières dynodes.

En dépit de ce phénomène, le seuil atteint (50% d'efficacité à 4.6 keV) est déjà très satisfaisant. Le fond actuel permet une sensibilité de détection de bêta (^3H , ^{14}C , ^{90}Sr ...) déjà intéressant (de l'ordre du mBq), mais une diminution significative de ce fond par suppression du phénomène observé ou par sa discrimination serait hautement souhaitable.

Parmi les nouveaux détecteurs réalisés, un bolomètre de 70g "Ge-7" est actuellement en mesure au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM), et les autres (dont trois de 320g) sont en cours de test sur le banc d'essai de Saclay.

Grâce à l'effort sur la basse radioactivité que nous avons réalisé, le taux de comptage donné par le bolomètre Ge-7 est d'environ un ordre de grandeur plus faible que celui du bolomètre Ge-4, à la fois en ce qui concerne les événements gamma que les "événements hors axe"

A l'heure actuelle le bolomètre Ge-7 est en train d'acquérir des nouvelles données, grâce auxquelles on pourra sans doute obtenir une courbe d'exclusion sensiblement meilleure que la précédente.

Si d'une part cette diminution du taux de comptage permet d'explorer une région plus grande dans le plan de la section efficace des WIMPs versus leur masse, un travail important reste à faire pour s'affranchir des "événements hors axe" résiduels. (voir paragraphe 5.1.2)

Dans le futur proche est prévue la mise en mesure des 3 bolomètres de 320g au LSM. Notre cryostat actuel est à même d'accueillir ces trois bolomètres, donc une masse totale de 1 kg.

Dans l'avenir, un deuxième cryostat capable d'accueillir au moins 30 kg de bolomètres, est en cours de réalisation. Les matériaux employés dans sa construction sont en cours d'analyse sur nos bancs de test. Avec un tel nombre (masse) de détecteurs on pourra alors investiguer la zone de l'espace des phases prédite par la théorie de supersymétrie (SUSY).

ANNEXE

Annexe A. Interactions des rayonnements avec la matière

On peut distinguer les rayonnements en quatre groupes :

- Particules chargées lourdes.
- Particules chargées légères.
- Particules neutres.
- Rayonnement électromagnétique.

Interaction des particules chargées lourdes

On appelle particule chargée lourde tout atome entièrement ionisé : protons, deutons, particules alpha, etc. Même si les énergies sont de l'ordre de quelques dizaines de MeV, elles restent petites par rapport à leur masse (≥ 931 MeV) ; on peut donc les traiter de manière non relativiste. Mise à part les réactions nucléaires, les particules chargées lourdes traversant un milieu matériel interagissent principalement avec les électrons du milieu traversé en cédant à chacun d'eux une très faible fraction de leur énergie. Ces électrons peuvent alors être amenés à des niveaux supérieurs (excitation) ou bien être arrachés (ionisation).

Les particules lourdes sont alors très peu déviées de leurs trajectoire initiale, en raison de leur grande masse et leur énergie élevée. En première approximation on peut considérer leur trajectoire rectiligne, mais en fin de parcours, quand leur énergie est devenue petite, les trajectoires peuvent présenter l'allure d'une ligne brisée.

Au fur et à mesure que les particules chargées lourdes traversent la matière, à chaque choc avec les électrons du milieu, elles perdent une petite quantité d'énergie. On peut désigner avec dE/dx la quantité d'énergie perdue par unité de parcours ; cette quantité peut être calculée à partir de l'expression suivante :

$$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{d\bar{E}}{dx} \right) = 4\pi \frac{e^4}{m_e c^2} z^2 \frac{N_A Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \ln \left(\frac{2 m_e c^2 \beta^2}{I} \right) \quad \left(\frac{\text{MeV}}{\text{g cm}^2} \right)$$

Où e est la charge élémentaire, $m_e c^2$ représente l'énergie au repos de l'électron, ρ représente la densité de la matière dans laquelle a lieu l'interaction, A et Z sont respectivement la masse atomique et le numéro atomique du milieu, N_A est le nombre d'Avogadro et I est une constante caractéristique du milieu traversé qui représente le potentiel moyen d'excitation des électrons.

Cette relation est une forme simplifiée de la formule de Bethe, et est valable pour des particules non relativistes ($\beta \ll 1$). La quantité $-dE/dx$ est appelée pouvoir de ralentissement du milieu pour une particule donnée. [Ser67]

La relation précédente est valable pour des vitesses de particules suffisamment élevées comparées à celles des électrons atomiques ($v \gg \frac{2\pi z e^2}{h}$)

Le potentiel moyen d'excitation des électrons est une quantité difficile à déterminer, une formule empirique permet d'obtenir une valeur approximative du potentiel en fonction du numéro atomique :

$$I(\text{eV}) = 15 Z^{0.7}$$

Le nombre de paires d'ions créées par unité de longueur de parcours est proportionnel à la fraction dE/dx d'énergie perdue par la particule. Cette dernière augmente au fur et à mesure que l'énergie de la particule diminue en passant par un maximum à la fin du parcours.

La distance parcourue par une particule avant de perdre toute son énergie est

$$R = \int_0^{E_m} dx = \int_0^{E_m} \frac{1}{\left| \frac{dE}{dx} \right|} dE \text{ où } E_m \text{ est l'énergie initiale.}$$

La formule empirique suivante permet de trouver le parcours d'une particule alpha dans l'air :

$R_{\text{air}} \text{ (cm)} \approx 0.32 \sqrt{E^3} \text{ (MeV)}$. Grâce à cette formule et à une règle établie par Bragg et Kleemann on peut calculer (avec une incertitude de l'ordre de 15%) le parcours des particules dans un milieu de densité ρ et de masse atomique A :

$$R_{\text{milieu}} = 3.2 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{A}}{\rho} R_{\text{air}}$$

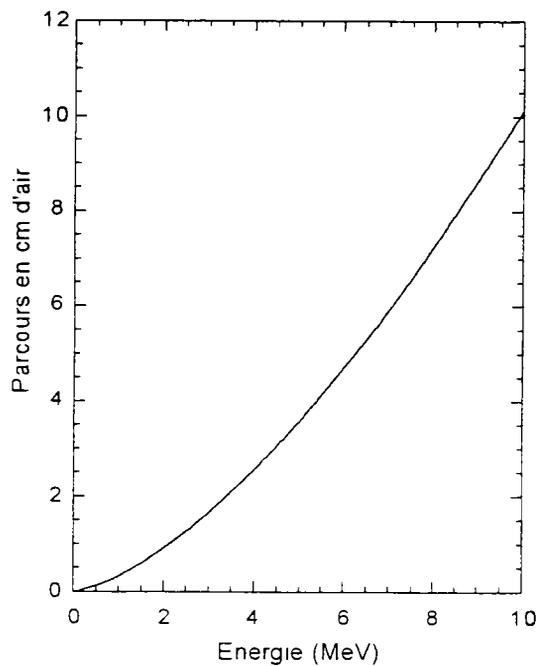


Figure 0-1. Parcours des particules α dans l'air.

Interaction des particules chargées légères

On a déjà traité le cas des interactions avec la matière des particules chargées légères au paragraphe 4.2.6.1. Nous nous limitons ici à rappeler que dans le cas des particules légères, à la différence des particules lourdes, la perte d'énergie par rayonnement n'est pas négligeable :

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rayonnement}}}{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ionisation}}} \approx \frac{E \text{ (MeV)} Z}{800}$$

avec

$$\text{(pour } \beta < 0.5) \quad -\left(\frac{d\bar{E}}{dx}\right)_{\text{ionisation}} = 0.306 \rho \frac{N_A Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \ln\left(\frac{1.16 m_e c^2 \beta^2}{2 I}\right) \quad \left(\frac{\text{MeV}}{\text{cm}}\right)$$

$$\text{(pour } \beta \approx 1) \quad -\left(\frac{d\bar{E}}{dx}\right)_{\text{ionisation}} \cong 0.153 \rho \frac{N_A Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \ln\left(\frac{E(E + m_e c^2)^2 \beta^2}{2 I^2 m_e c^2}\right) \quad \left(\frac{\text{MeV}}{\text{cm}}\right)$$

$$-\left(\frac{d\bar{E}}{dx}\right)_{\text{rayonnement}} = \frac{1}{137} \rho \frac{N_A Z^2}{A} r_e^2 (E + m_e c^2) \left[4 \ln\left(\frac{2(E + m_e c^2)}{m_e c^2}\right) - \frac{4}{3} \right] \quad \left(\frac{\text{MeV}}{\text{cm}}\right)$$

où r_e est le "rayon classique" de l'électron $r_e = 2.82 \cdot 10^{-15}$ m.

La relation empirique qui donne le parcours en fonction de l'énergie (Katz et Penfold) est : [Eva55]

$$R\left(\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}\right) = 0.412 E^{1.265 - 0.0854 \ln E} \quad 0.01 \text{ MeV} < E < 2.5 \text{ MeV}$$

$$R\left(\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}\right) = 0.530 E - 0.106 \quad 2.5 \text{ MeV} < E < 20 \text{ MeV}$$

Interaction des photons

Par le terme photon (ou rayonnement électromagnétique) on désigne ici les rayons γ et les rayons X. Par rapport à l'interaction avec la matière il n'y a évidemment aucune différence entre les rayons γ et X. La différence est dans leur origine : origine nucléaire pour les γ (radiations électromagnétiques qui accompagnent les transitions nucléaires comme les désintégrations radioactives, réactions nucléaires, fissions, etc.) et origine atomique pour les X (radiations électromagnétiques associées soit à des phénomènes de réarrangement des électrons atomiques sur les couches les plus internes des atomes soit au mécanisme de ralentissement des électrons dans un milieu par conversion de l'énergie cinétique des électrons en énergie radiante).

Les rayonnements électromagnétiques interagissent avec la matière par trois processus principaux : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création des paires. Il y a d'autres formes d'interaction, comme la diffusion élastique Rayleigh, les réactions photonucléaires, la photoproduction de méson π , etc., mais leurs sections efficaces sont beaucoup plus petites.

Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique a lieu quand un photon est absorbé par un électron atomique qui est éjecté avec une énergie qui est la différence entre l'énergie du photon incidente et l'énergie de liaison de l'électron :

$$E = h\nu - E_{\text{liaison}}$$

Cet effet, où le photon cède toute son énergie, peut avoir lieu seulement si l'énergie du photon incident est plus grande que l'énergie de liaison de l'électron dans sa couche ou sous-couche K, L ..

Les électrons concernés par l'effet photoélectrique sont les électrons les plus internes ; après l'éjection de l'électron, l'atome émet des rayons X caractéristiques et/ou des électrons AUGER.

Pour les particules chargées, l'énergie est transférée au milieu par fractions successives. Dans l'effet photoélectrique, en revanche le photon perd son énergie d'un seul coup. Si l'on définit une probabilité μ_{ph} dx de disparition du photon lors d'un parcours de longueur dx, les résultats expérimentaux montrent que la probabilité μ_{ph} de l'effet photoélectrique varie comme Z^4 : [Eva55]

$$\mu_{\text{ph}} \propto \rho \frac{Z^4}{A}$$

où ρ est la densité du milieu traversé et Z et A sont respectivement le numéro atomique et la masse atomique.

Effet Compton

L'effet Compton a lieu lors d'une interaction d'un photon sur un électron "quasi-libre" (faiblement lié au noyau, c'est-à-dire les électrons plus externes). A la différence de l'effet photoélectrique, dans l'effet Compton, le photons perd son énergie non plus d'un seul coup, mais par interactions successives. Le photon change de direction en cédant à l'électron cible une partie de son énergie.

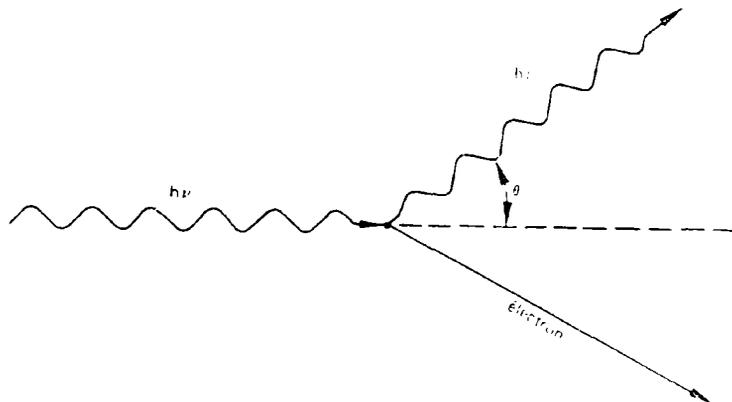


Figure 0-1. Diffusion Compton

La relation entre l'énergie du photon diffusé et celle du photon incident est donnée par la formule suivante :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}$$

où θ est l'angle de diffusion.

L'énergie cédée à l'électron de recul Compton par la radiation diffusée est :

$$E = h\nu \frac{\frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}$$

Cette expression montre que l'énergie cédée à l'électron de recul au cours d'un seul choc varie entre la valeur nulle ($\theta = 0^\circ$) et une valeur maximale ($\theta = 180^\circ$) égale à :

$$E_{\max} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_e c^2}{2h\nu}}$$

A la différence de l'effet photoélectrique pour lequel, soit le photon est absorbé entièrement, soit il traverse le milieu sans interagir, dans la diffusion Compton une fraction de l'énergie incidente peut être absorbée dans le milieu, et la fraction restante peut être diffusée sans absorption. Il faut pourtant séparer la probabilité totale de diffusion Compton par unité de parcours μ_c , en deux composantes :

$\mu_{c,s}$: probabilité de diffusion
 $\mu_{c,a}$: probabilité d'absorption

la probabilité totale de diffusion Compton sera alors : $\mu_c = \mu_{c,s} + \mu_{c,a}$. Cette probabilité a été calculée par Klein : [Kai65] [Eva55]

$$\mu_c \propto \rho \frac{Z}{A}$$

où ρ est la densité du milieu traversé et Z et A sont respectivement le numéro atomique et la masse atomique.

Création de paires

Ce phénomène a lieu lorsqu'un photon possède une énergie supérieure à l'énergie de deux fois la masse au repos de l'électron ($h\nu > 2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$). Un photon peut alors s'annihiler en créant une paire électron - positron.

Pour satisfaire la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement cette création doit se produire dans le champ d'un noyau atomique.

Comme pour l'effet photoélectrique, il y a disparition totale du photon et la probabilité de production de paires $\mu_{p,p}$ s'écrit

$$\mu_{pp} \propto \rho \frac{Z^2}{A}$$

où ρ est la densité du milieu traversé et Z et A sont respectivement le numéro atomique et la masse atomique.

Atténuation des photons

Comme on l'a vu pour l'effet photoélectrique et la production de paires, s'il y a absorption, celle-ci est totale ; tandis que pour la diffusion Compton, l'énergie du photon incident peut être partiellement absorbée et/ou diffusée.

La probabilité totale μ_t de disparition d'un photon par unité de longueur de parcours, dans l'hypothèse où l'on considère comme perdu un photon qui a subi une diffusion Compton, est :

$$\mu_t = \mu_{ph} + \mu_C + \mu_{pp}$$

dans ce cas on appelle μ_t coefficient d'atténuation linéaire.

En revanche, si l'on considère seulement la fraction d'énergie transmise au milieu par le photon incidente, il faut substituer la probabilité totale de diffusion Compton μ_C avec la probabilité d'absorption $\mu_{C,a}$:

$$\mu_a = \mu_{ph} + \mu_{C,a} + \mu_{pp}$$

on parle dans ce cas de coefficient d'absorption linéaire μ_a .

Le nombre de photons absorbés⁷⁷ ou diffusés dans une épaisseur dx est proportionnel au flux de photons incidents $\phi(x)$ et à la probabilité totale d'interaction μ_t :

$$-d\phi(x) = \phi(x) \cdot \mu_t \cdot dx$$

L'intensité du faisceau une fois l'épaisseur x traversée sera alors :

$$\phi(x) = \phi(0) \cdot e^{-\mu_t \cdot x}$$

Si l'on considère seulement les photons qui sont totalement absorbés, il suffit de remplacer le coefficient d'atténuation linéaire μ_t par le coefficient d'absorption linéaire μ_a .

On définit coefficient d'atténuation (absorption) massique la quantité $\frac{\mu_t}{\rho}$ ($\frac{\mu_a}{\rho}$), exprimée en $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$.

Une compilation des coefficients d'absorption massique a été établie par Storm [Sto67] pour tous les noyaux dans une gamme d'énergies allant de 1 keV jusqu'à 100 MeV.

La figure qui suit montre l'exemple des coefficients d'atténuation et d'absorption massique pour des rayonnements γ et X dans le plomb. [Eva55]

⁷⁷ La relation n'est valable que pour un nombre élevé de photons

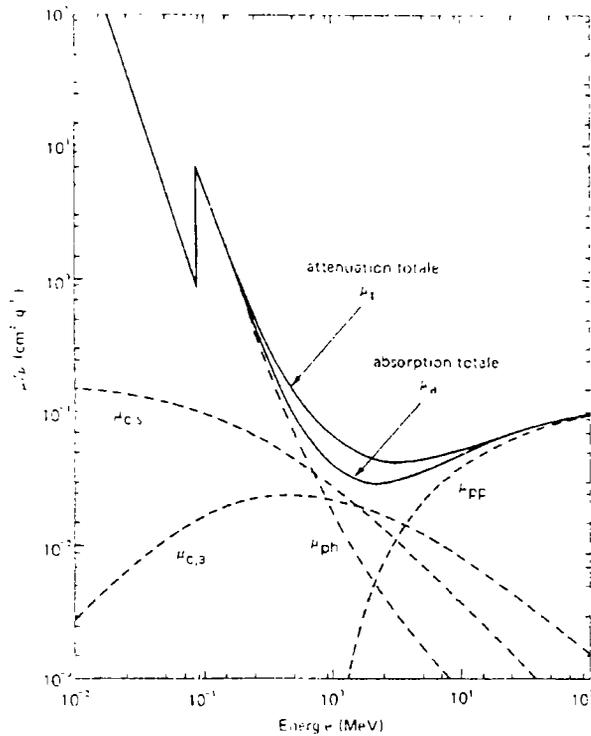


Figure 0-2. Coefficients d'atténuation et d'absorption massique pour des rayonnements γ et X dans le plomb.

Interaction des neutrons

Les neutrons, à la différence des particules chargées et des photons, n'interagissent pas avec le champ électromagnétique associé aux atomes. L'interaction dominante est l'interaction forte avec les noyaux atomiques.

Tableau 0-1. Différents "types" des neutrons et leurs énergie.

Neutrons	Energie
n froids	< 1/40 eV
n thermiques	\approx 1/40 eV
n épithermiques	1/40 eV - 1 keV
n intermédiaires	1 keV - 0.5 MeV
n rapides	0.5 MeV - 100 MeV
n de grande énergie	> 100 MeV

Modes d'interaction des neutrons

On peut partager les interactions nucléaires des neutrons en deux groupes selon le fait que la particule émise est identique ou non à la particule incidente (n). Si la particule émise est un neutron on parlera de diffusion, sinon, de réaction nucléaire. [Eva55]

Diffusion des neutrons

La diffusion peut être de type élastique ou inélastique. Le premier cas représente un mécanisme important de ralentissement des neutrons rapides, leurs énergies (>0.5 MeV) étant dégradées jusqu'à des valeurs très faibles, comparables à celle de l'agitation thermique des noyaux atomiques.

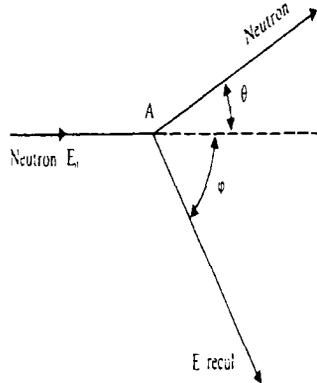


Figure 0-1. Diffusion élastique des neutrons.

Une fois les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement imposées, on trouve :

$$E_r = \frac{4A}{(1+A)^2} E_0 \cos^2 \varphi$$

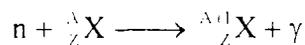
où E_r est l'énergie transmise au noyau de recul par la particule incidente d'énergie initiale E_0 . D'après cette formule, l'énergie transmise devient de plus en plus importante au fur et à mesure que la masse du noyau cible décroît. Pour cette raison, les matériaux employés pour ralentir les neutrons sont composés par des noyaux de faible masse atomique (paraffine, eau, etc. ...).

La diffusion inélastique a lieu lorsque le neutron incident a une énergie cinétique supérieure à l'énergie du premier niveau excité du noyau cible, dans ce cas, le neutron peut être réémis en laissant le noyau dans un état excité. Aux basses énergies ce type de mécanisme est beaucoup moins probable que la diffusion élastique. Il devient par contre important aux très haute énergies.

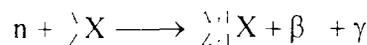
Réactions nucléaires induites par des neutrons

Dans ce type de réaction, le neutron incident est capturé par le noyau avec émission de particules différentes de la particule incidente.

Si la réaction est suivie de l'émission de rayonnement γ on parlera de capture radiative.



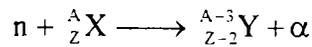
La capture radiative peut avoir lieu en laissant le nouveau noyau instable, il décroît alors en bêta qui s'accompagne, à son tour, d'une émission gamma.



Les réactions de capture radiative (n,γ) se produisent principalement avec les neutrons d'énergie

inférieure à environ 1 keV.

Pour des énergies de neutrons incidents plus grandes, ($E_n > 1 \text{ MeV}$) il faut prendre en compte les réactions nucléaires avec émission de particules chargées, principalement particules alpha et protons.



Pour des noyaux très lourds ($A > 200$), la capture d'un neutron peut aussi provoquer la fission du noyau en deux noyaux plus légers avec émission de neutrons et de rayonnements gamma. Pour des noyaux, tels que l' ${}^{235}\text{U}$ et le ${}^{239}\text{Pu}$, la fission a lieu avec des neutrons thermiques, mais pour les autres noyaux, pour obtenir la fission il faut disposer de neutrons rapides avec une énergie de quelques MeV.

Atténuation d'un faisceau de neutrons

Si l'on dénote par ϕ_n le nombre de neutrons par cm^2 et par seconde, la perte relative d'intensité, après avoir traversé un écran d'épaisseur dx peut s'écrire:

$$\frac{d\phi_n}{\phi_n} = -\sigma N dx$$

où σ est la section efficace totale⁷⁸, c'est à dire pour qu'un événement nucléaire quelconque (diffusion, capture neutronique, fission, etc. ...) se produise.

On peut écrire la section efficace totale comme la somme de la section efficace d'absorption et de la section efficace de diffusion :

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{abs}} + \sigma_{\text{diff}}$$

Comme pour le rayonnement gamma, il est possible de définir un coefficient d'atténuation linéaire λ_{tot} pour un faisceau de neutrons collimés :

$$\lambda_{\text{tot}} = \left[\rho \frac{N_A}{A} \sigma_{\text{tot}} \right]^{-1} \quad \left(\frac{1}{\text{cm}} \right)$$

où ρ est la densité de l'écran traversé, N_A est le nombre d'Avogadro et A est la masse atomique.

⁷⁸ Cette section efficace est souvent exprimée en barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$)

Annexe B. Chaînes radioactives naturelles

Caractérisons l'évolution temporelle de l'activité des éléments d'une famille radioactive
 $A \xrightarrow{\lambda_1} B \xrightarrow{\lambda_2} C \dots \dots \xrightarrow{\lambda_{n-1}} X(\text{stable})$.

Le système d'équations différentielles (Eq. de Bateman) qui régit son évolution est le suivant :
 [Foo94]

$$\begin{aligned} \frac{dN_1(t)}{dt} &= -\lambda_1 N_1(t) \\ \frac{dN_2(t)}{dt} &= -\lambda_2 N_2(t) + \lambda_1 N_1(t) \\ \dots\dots\dots \\ \frac{dN_i(t)}{dt} &= -\lambda_i N_i(t) + \lambda_{i-1} N_{i-1}(t) \\ \dots\dots\dots \\ \frac{dN_N(t)}{dt} &= \lambda_{N-1} N_{N-1}(t) \end{aligned}$$

où $N_i(t)$ est le nombre de noyaux de l'i-ième élément au temps t , et λ_i est la constante de désintégration associée.

Dans l'hypothèse que $N_{0i} = 0$ pour $i = 2, 3, \dots, N$ les solutions sont :

$$\begin{aligned} N_1(t) &= N_{01} \exp(-\lambda_1 t) \\ N_2(t) &= N_{01} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} [\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)] \\ \dots\dots\dots \\ N_i(t) &= N_{01} \lambda_1 \dots \lambda_{i-1} \left[\frac{\exp(-\lambda_1 t)}{(\lambda_2 - \lambda_1) \dots (\lambda_i - \lambda_1)} + \dots + \frac{\exp(-\lambda_k t)}{(\lambda_1 - \lambda_k) \dots (\lambda_{k-1} - \lambda_k) (\lambda_{k+1} - \lambda_k) \dots (\lambda_i - \lambda_k)} + \dots \right. \\ &\quad \left. + \frac{\exp(-\lambda_i t)}{(\lambda_1 - \lambda_i) \dots (\lambda_{i-1} - \lambda_i)} \right] \\ \dots\dots\dots \\ N_N(t) &= N_{01} \lambda_1 \dots \lambda_{N-1} \left[\frac{\exp(-\lambda_1 t)}{\lambda_1 (\lambda_2 - \lambda_1) \dots (\lambda_{N-1} - \lambda_1)} - \dots - \frac{\exp(-\lambda_{N-1} t)}{\lambda_{N-1} (\lambda_1 - \lambda_{N-1}) \dots (\lambda_{N-2} - \lambda_{N-1})} \right] + N_{0N} \end{aligned}$$

Considérons en particulier la situation dans laquelle $\lambda_i < \lambda_j$ avec $j=2, 3, \dots, N-1$ c'est-à-dire $\tau_j > \tau_i$ ($\tau_i = 1/\lambda_i$ est la vie moyenne du j-ième élément), nous aurons dans ce cas pour $i=2, 3, \dots, N-1$, pour les activités de chaque éléments $A_i(t)$:

$$\frac{A_i(t)}{A_1(t)} = \frac{\lambda_i N_i(t)}{\lambda_1 N_1(t)} \cong \frac{\lambda_2 \dots \lambda_i}{(\lambda_2 - \lambda_1) \dots (\lambda_i - \lambda_1)} \quad \text{pour } t \gg \tau_i$$

L'élément i-ième absent à l'instant $t = 0$ vient se former par la décroissance des éléments qui le précèdent dans la chaîne jusqu'à atteindre l'activité du père pour après la surmonter, et une fois la condition de régime $t \gg \tau_i$ atteint, elle varie dans le temps avec la vie moyenne de ce dernier. Dans le cas où $\lambda_i \ll \lambda_j$, $j = 2, 3 \dots N-1$ nous avons que l'activité de l'élément j croit jusqu'à atteindre l'activité du père pour $t \geq 5\tau_{\max}$ où τ_{\max} est le maximum des τ_i avec $j = 2, 3 \dots N-1$. L'i-ième élément, atteint l'équilibre du père, et il se comporte comme s'il avait la même activité

On parle d'équilibre séculaire, on comprend alors l'existence de radionucléides naturels qui ont une vie moyenne beaucoup plus petite que la vie de l'Univers.

En pratique, il faut tenir compte du fait qu'on peut rencontrer des cas dans lesquels a lieu ce que l'on appelle la rupture de l'équilibre séculaire. Par exemple parmi les éléments des trois chaînes naturelles on trouve le radon, qui, étant un gaz noble, tend à s'échapper du milieu où a lieu la désintégration, provoquant ainsi la rupture de la chaîne radioactive. Responsable d'une rupture de la chaîne est également le radium, qu'étant un élément chimique très actif, joue un rôle important au moment de la formation du matériel : il peut en effet se lier ou bien être éliminé par des procédures chimiques et/ou physiques.

Thorium-(4n)-series

At. No. Element	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn	87 Fr	88 Ra	89 Ac	90 Th
Mass No. 232										²³² Th
231										
230										
229										
228								²²⁸ Ra	²²⁸ Ac	²²⁸ Th
227										
226										
225										
224								²²⁴ Ra		
223										
222										
221										
220						²²⁰ Rn				
219										
218										
217										
216						²¹⁶ Po			²¹⁶ Ac	
215										
214										
213										
212		²¹² Pb	²¹² Bi	²¹² Po						
211										
210										
209										
208	²⁰⁸ Tl	²⁰⁸ Pb (Stable)								

TABLE III

Thorium—(4n)—series

Isotope	Half-life	α -energies MeV	β -energies MeV	γ -energies MeV	IC
Thorium-232	1.41×10^{10} y	3.948 — 24% 4.007 — 76%	—	0.059 — 0%	24%
Radium-228 (Mesothorium-I)	6.7 y	—	~ 0.04 — 100%	—	—
Actinium-228 (Mesothorium-II)	6.13 h	—	1.18 — $\sim 35\%$ 1.76 — $\sim 12\%$ 2.10 — $\sim 12\%$ others, lower energy — 41%	0.057 to 1.64 (many γ 's)	—
Thorium-228 (Radiothorium)	1.91 y	~ 5.2 — 1% 5.338 — 28% 5.421 — 71%	—	0.084 — 2% others — very weak	26%
Radium-224 (Thorium X)	3.64 d	5.445 — $\sim 5\%$ 5.681 — 95%	—	0.24 — 4%	1%
Radon-220 (Thoron)	51.5 s	6.28 — $\sim 100\%$	—	—	—
Polonium-216 (Thorium A)	0.158 s	6.775 — $\sim 100\%$	— ? — 0.04%	— —	— —
Astatine-216	3×10^{-4} s	7.79 — 0.04%	—	—	—
Lead-212 (Thorium B)	10.6 h	—	0.33 — $\sim 80\%$ 0.57 — $\sim 12\%$ others, lower energy — $\sim 8\%$	0.12 — 0% 0.24 — $\sim 36\%$ 0.30 — $\sim 3\%$	3% $\sim 36\%$ $\sim 1\%$
Bismuth-212 (Thorium C)	60.5 m	6.04 — 25% 6.08 — 10% others — 1%	—	0.04 — $\sim 0\%$ others — very weak	$\sim 25\%$
			1.52 — 5% 2.25 — 54% others, lower energy — 5%	0.73 0.79 1.08 1.62 } most abundant $\sim 10\%$	—
Polonium-212 (Thorium C')	3×10^{-7} s	8.78 — $\sim 64\%$ others, higher energy—very weak	—	—	—
Thallium-208 (Thorium C'')	3.1 m	—	1.03 — 1% 1.25 — 9% 1.52 — 7% 1.79 — 19%	0.28 — $\sim 3\%$ 0.51 — $\sim 8\%$ 0.58 — 31% 0.86 — 4% 2.62 — 36%	$\sim 1\%$ $\sim 1\%$
Lead-208 (Thorium D)	Stable	—	—	—	—

All percentages relate to disintegrations of Thorium-232

Uranium/Radium—(4n+2)—series

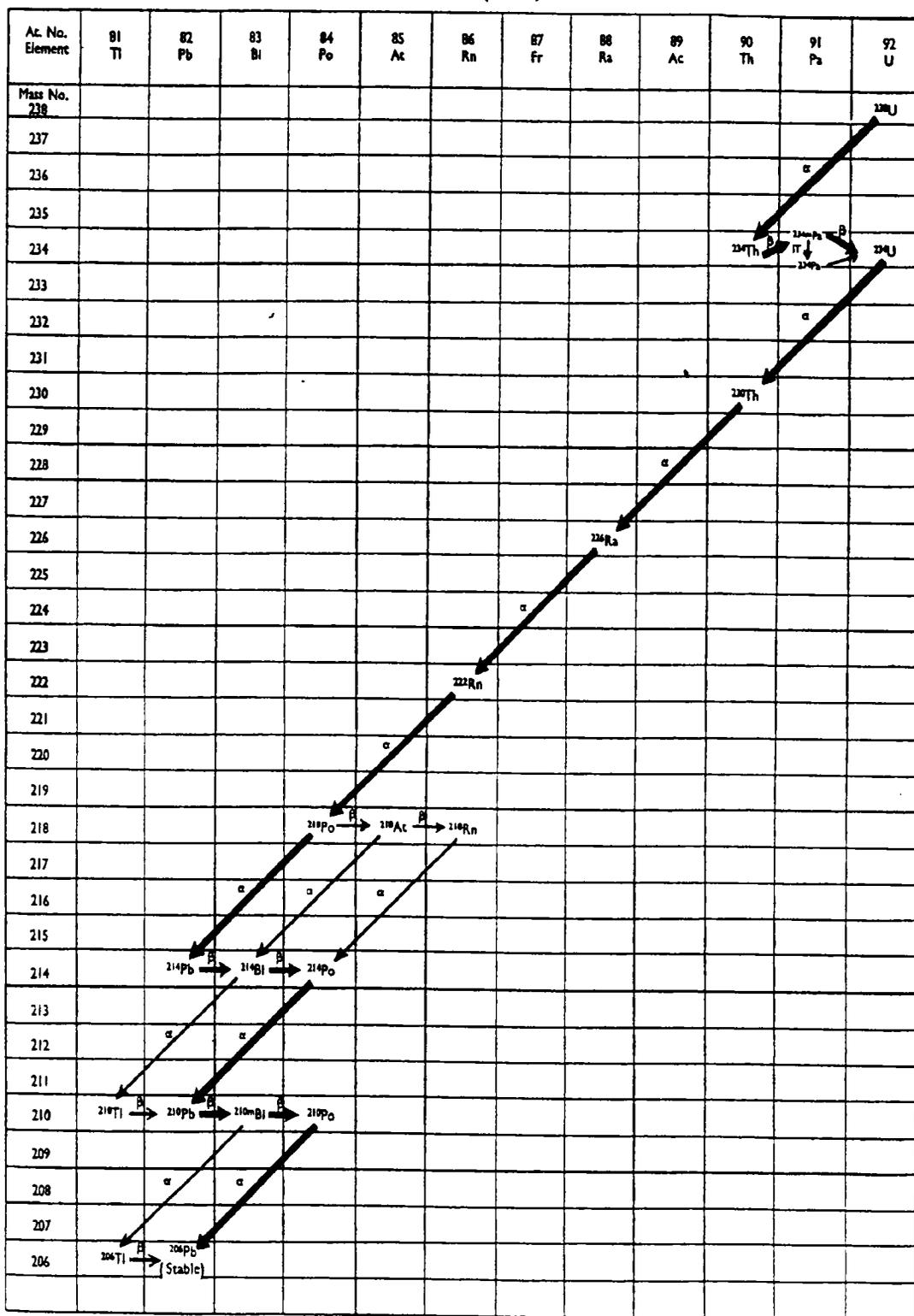


TABLE IV

Uranium/Radium—(4n+2)—series

Isotope	Half-life	α -energies MeV	β -energies MeV	γ -energies MeV	I C
Uranium-238	4.5×10^8 y	~ 4.2 — 100%	—	0.048 — 0%	23%
Thorium-234 (UX ₁)	24.1 d	—	0.10 — 35% 0.19 — 65%	0.029 0.063 0.091	α — 10 α — 0.2 α — 2.5
Protoactinium-234m (UX ₂)	1.18 m	—	IT — 1% 0.58 — $\sim 1\%$ 1.50 — $\sim 9\%$ 2.31 — $\sim 90\%$	0.75 } most 1.00 } abundant others	—
Protoactinium-234 (UZ)	6.66 h	—	1.13 others	0.043 0.80 others	—
Uranium-234 (U II)	2.5×10^5 y	4.717 — 28% 4.768 — 72%	—	0.051 — 0%	28%
Thorium-230 (Ionium)	8.0×10^4 y	4.615 — 24% 4.682 — 76%	—	0.067 — 0% others — very weak	24%
Radium-226	1620 y	4.589 — 5.7% 4.777 — 94.3%	—	0.188 — $\sim 4\%$	$\sim 2\%$
Radon-222	3.825 d	5.48 — $\sim 100\%$	—	—	—
Polonium-218 (Radium A)	3.05 m	6.00 — $\sim 100\%$? — 0.02%	—	—
Astatine-218	1.3 s	6.70 — $\sim 0.02\%$ 6.65 — $\sim 0.001\%$? — v. weak	—	—
Radon-218	1.9×10^{-2} s	7.13 — very weak	—	0.61 — very weak	—
Lead-214 (Radium B)	26.8 m	—	0.59 — $\sim 56\%$ 0.65 — $\sim 44\%$	0.24 0.30 0.35 others — weak	—
Bismuth-214 (Radium C)	19.9 m	~ 5.5 — 0.04%	—	—	—
			0.4 — 9% 1.0 — 23% 1.51 — 40% 1.88 — 9% 3.26 — 19%	0.61 } most 1.12 } abundant 1.76 } 14 others to 2.43 MeV	—
Polonium-214 (Radium C')	1.6×10^{-4} s	7.68 — $\sim 100\%$	—	—	—
Thallium-210 (Radium C'')	1.3 m	—	1.96 — 0.04%	several — very weak	—
Lead-210 (Radium D)	21 y	—	0.017 — 85% 0.063 — 15%	0.047 — $\sim 5\%$	$\sim 80\%$
Bismuth-210m (Radium E)	5.0 d	5.06 — $1.7 \times 10^{-4}\%$	—	—	—
			1.17 — $\sim 100\%$	—	—
Polonium-210 (Radium F)	138.4 d	5.305 — $\sim 100\%$	—	0.8 — $1.2 \times 10^{-3}\%$	—
Thallium-206 (Radium E')	4.2 m	—	1.51 — $1.7 \times 10^{-4}\%$	—	—
Lead-206	Stable	—	—	—	—

All percentages relate to disintegrations of Uranium-238

Uranium/Actinium—(4n+3)—series

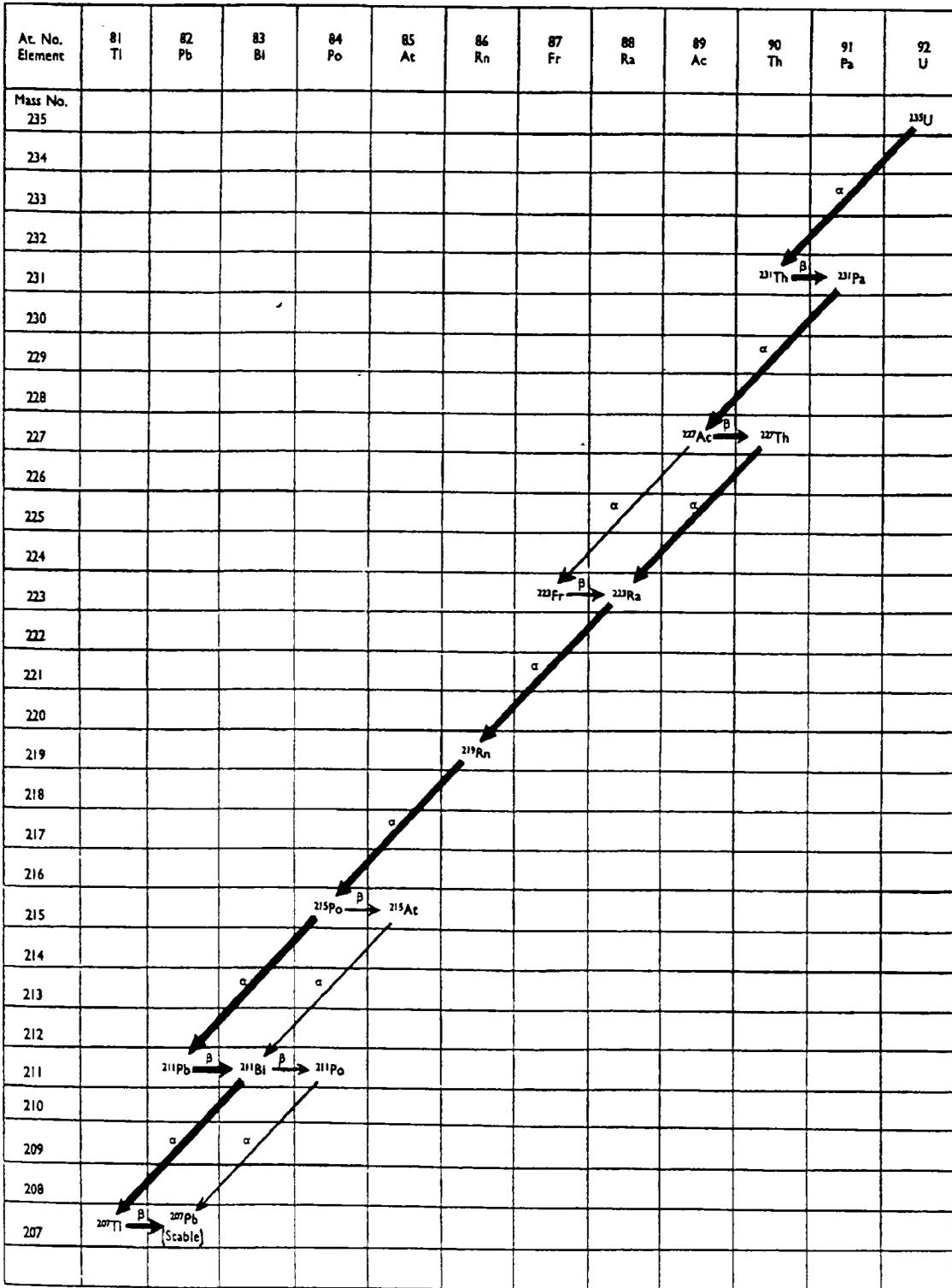


TABLE V

Uranium/Actinium—(4n+3)—series

Isotope	Half-life	α -energies MeV	β -energies MeV	γ -energies MeV	I C
Uranium-235	7.1×10^8 y	4.18 to 4.56	—	0.095 — 9% 0.143 — 12% 0.185 — 55% others	—
Thorium-231 (UY)	25.6 h	—	0.30 others	0.084 others	—
Protoactinium-231	3.3×10^4 y	5.00 — 24% others	—	0.027 0.29 others	—
Actinium-227	22 y	4.94 — 1.2%	0.04 — — — ~99%	— — — — —	—
Thorium-227 (Radioactinium)	18.2 d	5.699 — 4.0% 5.708 — 8.7% 5.712 — 5.0% 5.755 — 21% 5.865 — 3.0% 5.958 — 3.5% 5.976 — 24% 6.036 — 23% others — ~7.8%	—	0.05 — ~7.5% 0.24 — ~10% many others, low energy — weak 0.0885 — Ra X-rays (abundant)	α — large
Francium-223 (Actinium K)	22 m	5.34 — v. weak	1.15 — — ~1%	0.05 — weak 0.08 — " 0.21 — " 0.31 — "	—
Radium-223 (Actinium X)	11.7 d	5.429 — 2.4% 5.602 — 24% 5.712 — 50% 5.742 — 10.5% others — 13.1%	—	0.12 — 2% 0.14 — 4% 0.15 — 5.5% 0.27 — 10% 0.32 — 2.3% 0.34 — 2.8% 0.0838 — Rn X-rays (abundant)	α — large
Radon-219 (Actinon)	3.9 s	6.419 — 5% 6.547 — 13% 6.813 — 82%	—	0.27 — ~9% 0.40 — ~5%	~4%
Polonium-215 (Actinium A)	1.8×10^{-3} s	7.360 — ~100%	? — — — 0.0005%	— — — — —	—
Astatine-215	$\sim 1 \times 10^{-4}$ s	8.00 — v. weak	—	—	—
Lead-211 (Actinium B)	36 m	—	~0.5 — ~20% 1.39 — ~80%	0.40 — 6% 0.43 — 6% 0.83 — 13%	—
Bismuth-211 (Actinium C)	2.16 m	6.273 — 17% 6.617 — ~83%	— — — — 0.3%	0.35 — 13%	4%
Polonium-211 (Actinium C')	0.52 s	6.57 } — weak 6.90 } 7.44 } — ~0.3%	—	0.57 — weak 0.89 — "	—
Thallium-207 (Actinium C')	4.79 m	—	1.44 — — ~100%	—	—
Lead-207 (Actinium D)	Stable	—	—	—	—

All percentages relate to disintegrations of Uranium-235

Annexe C. Emetteurs bêta purs

Tableau 0-2. Emetteurs bêta purs (sans émission gamma). [Bla93]

<i>Emetteur</i>	<i>Energie maximale (keV)</i>	<i>Période</i>
^3H	18.6	12.26 ans
^{14}C	156	5730 ans
^{32}P	1710	14.28 jours
^{33}P	248	24.4 jours
^{35}S	167	87.9 jours
^{36}Cl	714	$3.08 \cdot 10^5$ ans
^{45}Ca	252	165 jours
^{63}Ni	67	92 ans
$^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$	546/2270	27.7 ans/64 heures
^{99}Tc	292	$2.12 \cdot 10^5$ ans
^{147}Pm	224	2.62 ans
^{204}Tl	766	3.81 ans

Liste des figures

Figure 1.1-1. Schéma de notre galaxie avec un halo sphérique (le halo n'est pas à l'échelle)..	14
Figure 1.1-2. Luminosité de surface (en mag/arcsec ²) et vitesse de rotation des gaz (en km/s) en fonction de la distance au centre de la galaxie NGC 3198 ; en trait plein la vitesse de rotation calculée à partir de la seule matière lumineuse observée. [San87].....	14
Figure 1.1-3. Reconstruction d'une courbe de rotation pour le disque et le halo de la galaxie NGC 3198, et comparaison avec les valeurs mesurées. [Mos96]	15
Figure 1.4-1. Diagramme illustrant la façon dont la proportion des différents éléments légers a évolué dans la première demi-heure après le Big Bang. Le temps en secondes est représenté en abscisse en haut de la figure et la température en bas.....	19
Figure 1.6-1. Candidats à la matière noire. [Mos96].....	22
Figure 1.6-2. Exemple d'amplification de lumière par effet de micro-lentille gravitationnelle. En abscisse, on a le temps en jours et en ordonnée l'amplification. Cette mesure a été effectuée par l'expérience MACHO. [Alc93].....	23
Figure 1.6-3. Simulations de la formation de structures à grande échelle de l'Univers pour un modèle utilisant exclusivement de la matière noire froide (à gauche) et pour un modèle utilisant exclusivement de la matière noire chaude (à droite). En bas, la comparaison avec la distribution observée des galaxies. [Lon91]	28
Figure 2.1-1. En haut, les observation des courbes de rotation de notre galaxie ; la position du soleil est prise à 8.5 kpc et la vitesse de rotation à cette distance est 220 km/sec. En bas, la moyenne des valeurs. [Fic91].....	36
Figure 2.4-1. Energie de recul pour un WIMP de 50 GeV en fonction de la masse atomique du noyau cible. Le recul est maximal pour un noyau de même énergie que la particule incidente.....	40
Figure 3.2-1. Diagramme de phase des mélanges ³ He- ⁴ He. X est la concentration d' ³ He.....	47
Figure 3.2-2. Schéma de principe de la dilution.	47
Figure 3.3-1. Schéma des éléments d'un bolomètre composite.....	48
Figure 3.3-2. Capacité calorifique en fonction de la température pour un solide cristallin.....	50
Figure 3.3-3. Résistance en fonction de la température d'un senseur supraconducteur (Iridium/Or) au bord de la transition normal-supra. [Nag93].....	53
Figure 3.3-4. Résolution ultime (Largeur total à mi-hauteur en eV) en fonction de la température (en K) pour un bolomètre de germanium de 70 g et un bolomètre de germanium de 320 g.	57
Figure 3.4-1. Bande d'énergie dans un semi-conducteur.....	58
Figure 3.4-2. Bande d'énergie dans une jonction np.....	59
Figure 3.4-3. Interaction d'une particule dans un milieu matériel avec création d'électrons - trous, lumière et chaleur. [Bru92]	60
Figure 3.4-4. Simulation d'un diagramme ionisation - chaleur avec des photons et des WIMPs d'une masse de 50 GeV. En abscisse est portée l'ionisation (en keV) et en ordonné la chaleur (en keV). [Gir92].....	61
Figure 3.4-5. Présentation schématique de l'effet Luke-Neganov : sur la droite b) est présentée le diagramme ionisation - chaleur pour une tension de polarisation plus grande que celle présentée sur la gauche a). Dans les deux cas, la pente correspondante à la population gamma est ramené à 45°.....	63
Figure 3.5-1. Cryostat utilisé par l'expérience EDELWEISS au Laboratoire Souterrain de Modane. (Conçu par Patrick Pari du DRECAM-SPEC à Saclay et dessiné par Michel Martin de l'Institut d'Astrophysique de Paris)	66
Figure 3.5-2. Section du bolomètre Ge-4, les dimensions sont en mm.....	68
Figure 3.5-3. Schéma électronique de la voie chaleur. La partie encadrée est à basse température.	69
Figure 3.5-4. Schéma électronique de la voie ionisation. La partie encadrée est à basse	

température.....	70
Figure 3.5-5. Chaîne d'acquisition EDELWEISS.....	71
Figure 3.5-6. Impulsion sur la voie chaleur pour un événement dans le thermomètre.....	72
Figure 3.5-7. Impulsion sur la voie chaleur pour un événement dans l'absorber.....	72
Figure 3.5-8. Impulsion sur la voie ionisation.....	73
Figure 3.6-1. Source de ^{57}Co dans le plan ionisation-chaleur. La tension de polarisation de la diode est de -2 Volt pour la figure à gauche a) et de -6 Volt pour la figure à droite b). On peut distinguer la présence des deux pics à 122 keV et à 136 keV.....	74
Figure 3.6-2. Source de ^{57}Co , projection du plan ionisation-chaleur sur l'axe chaleur et ionisation pour les tensions de polarisation de -2 Volt (en haut) a) b) et -6 Volt (en bas) c) d).....	75
Figure 3.6-3. Données obtenues avec une source de ^{57}Co dans le bolomètre Ge-4 équipé de l'écran proche en plomb archéologique. On peut remarquer le pic à 122.1 keV du ^{57}Co et les pics dus aux raies X du plomb. Sur la gauche a) est présentée la projection de la voie ionisation et sur la droite b) la projection de la voie chaleur.....	76
Figure 3.6-4. Interpolation par une gaussienne du pic X du plomb le plus intense (à 75 keV) pour les deux voies ionisation (à gauche) a) et chaleur (à droite) b).....	76
Figure 3.6-5. Calibration avec une source de ^{60}Co , ces données prises à une tension de polarisation de -2 Volt à gauche a) et de -6 Volt à droite b). Dans la figure on voit les Comptons engendrés par les deux raies à haute énergie du ^{60}Co . Dans la calibration à -2 Volt, il y a à la fois une source de ^{60}Co et une source de ^{57}Co , dont on peut voir les deux pics à 122.1 keV et à 136.5 keV.....	77
Figure 3.6-6. Calibration avec une source de ^{252}Cf , pour des tensions de polarisation de la diode de -2V à gauche a) et de -6V à droite b). Dans les deux figures on reconnaît les deux populations dues aux neutrons de la source et la population des photons, cette dernière est due aux photons ambiants (une partie du blindage avait été retirée) et aux photons de la source elle-même.....	78
Figure 3.6-7. Valeur moyenne du rapport Ionisation/Chaleur pour les intervalles d'énergie allant de 5 keV à 50 keV pour la source de ^{252}Cf (tension de polarisation : -6 Volt).....	79
Figure 3.6-8. Variation de la valeur moyenne du rapport Ionisation/Chaleur en fonction de l'énergie (-6 Volt).....	80
Figure 3.6-9. Zone neutrons à trois écarts types pour une tension de polarisation de la diode de -6 Volt.....	80
Figure 3.6-10. Ensemble des données obtenues à une tension de polarisation de la diode de -6 Volts. Les événements dans le plan ionisation chaleur sont donnés par une source de ^{60}Co	81
Figure 3.6-11. Événements dus au bruit sur le voie ionisation.....	81
Figure 3.6-12. Mêmes données de la figure précédente après coupure de la tâche à zéro keV.....	82
Figure 3.6-13. Rotation des données de 45° dans le plan ionisation chaleur.....	82
Figure 3.6-14. Interpolation des données par une gaussienne après rotation de 45° du plan ionisation chaleur. Selon la figure précédente, les données ne sont pas sur l'axe horizontal centré à zéro, mais sur une pente oblique. L'axe des x a été coupé en trois tranches, et pour chacune on a calculé la moyenne et la dispersion.....	83
Figure 3.6-15. Projection du "bi-plot" ionisation chaleur sur l'axe ionisation (en haut) et sur l'axe chaleur (en bas).....	84
Figure 3.6-16. Simulation d'une source de ^{60}Co dans le bolomètre Ge-4. Cette distribution a été obtenue en lissant le spectre après l'avoir normalisé. (Normalisation à partir des données entre 25 et 45 keV).....	85
Figure 3.6-17. Rapport entre la distribution des événements expérimentaux (normalisée à un) et la distribution simulée.....	86
Figure 3.6-18. Efficacité de déclenchement du détecteur Ge-4.....	86
Figure 3.6-19. Ensemble des données prises avec une source de ^{252}Cf (source de neutrons). On remarque également la présence des photons qui se trouvent sur la pente à 45° . Ces événements sont dus à la source elle-même (et aux photons ambiants). Ces données ont été prises à une tension de polarisation de la diode de -6 Volt.....	87
Figure 3.6-20. Ensemble des données prises avec une source de ^{252}Cf ; une fois la "tâche à	

<i>zéro" enlevée. Ces données ont été prises à une tension de polarisation de la diode de -6 Volt.</i>	87
Figure 3.6-21. Dans la figure de gauche est montré le rapport chaleur sur ionisation pour la source de ^{252}Cf . On remarque deux populations : celle de gauche a) due aux photons et celle de droite b) due aux neutrons. Dans la figure de droite est montré l'ajustement par une courbe gaussienne de la distribution neutrons.	88
Figure 3.6-22. Rotation des axes dans le plan ionisation chaleur.	88
Figure 3.6-23. Projection du diagramme ionisation-chaleur sur l'axe ionisation (en haut) a) et sur l'axe chaleur (en bas) b).	89
Figure 3.6-24. Amplitudes de la voie ionisation (Amplitude <u>LC6841_Ch1</u>) vs les correspondantes amplitudes de la voie chaleur (Amplitude <u>LC6810_Ch1</u>) pour différentes tensions de polarisation de la diode. Les données ont été prises avec une source de ^{60}Co . On voit comme les pentes augmentent au fur et à mesure que la tension de polarisation de la diode monte en valeur absolue.	91
Figure 3.6-25. Valeurs de pentes en fonction de la tension de polarisation de la diode.	91
Figure 4.1-1. Spectre d'énergie des rayons cosmiques mesurés à la surface terrestre pour 4 éléments : hydrogène, hélium, carbone et fer. [Wil86].	95
Figure 4.1-2. Flux des rayons cosmiques au niveau de la mer à 40° N de latitude géomagnétique. [Zie81].	97
Figure 4.1-3. Production de neutrons et des photons par des rayons cosmiques dans un blindage.	98
Figure 4.1-4. Profil des Alpes et du tunnel routier du Fréjus.	105
Figure 4.1-5. Flux de muons cosmiques par m^2 et par seconde dans les principaux laboratoires souterrains dans le monde, en fonction de leur profondeur en mètres équivalent eau (mwe)	106
Figure 4.1-6. Perspective du laboratoire souterrain. En bas à gauche on voit l'installation EDELWEISS.	106
Figure 4.2-1. Coefficient d'absorption pour les rayons gamma dans un scintillateur NaI(Tl) et dans un scintillateur plastique.	113
Figure 4.2-2. Schéma du détecteur germanium.	115
Figure 4.2-3. Schéma électronique du banc de test Ge Edelweiss.	116
Figure 4.2-4. Blindage du détecteur germanium. Le "toit" amovible du plomb de 10 cm d'épaisseur n'est pas représenté.	117
Figure 4.2-5. Volume du banc de test Ge EDELWEISS disponible pour les échantillons.	117
Figure 4.2-6. Spectre de bruit de fond dans le banc de test Ge EDELWEISS. (durée = 355.5 h)	119
Figure 4.2-7. Courbes d'efficacité simulée et mesurée pour le banc de test Ge EDELWEISS.	121
Figure 4.2-8. Schéma du détecteur LESTE.	122
Figure 4.2-9. Blindage du détecteur LESTE. En haut à droite, est représentée l'épaisseur de plomb ordinaire du château extérieur. On utilise d'habitude une configuration dans laquelle la couche en cuivre est à l'intérieur par rapport à celle en plomb, pour arrêter les X du plomb et le gamma à 46.5 keV du ^{210}Pb ; dans notre cas, s'agissant du plomb archéologique, nous avons mis la couche de plomb, plus "propre", dans la partie la plus interne du blindage.	123
Figure 4.2-10. Système de déclenchement de LESTE.	124
Figure 4.2-11. Impulsion de scintillation donnée par un gamma de relativement haute énergie (60 keV de ^{241}Am). Impulsion après analyse par le convertisseur analogique digital "Transient Digitizer". La numérisation est faite sur 10 bits par pas de 6.25 ns (échantillonnage à 160 Mhz). En abscisse est représenté le temps, chaque canal vaut donc 6.25 ns.	125
Figure 4.2-12. Impulsion donnée par le bruit du photomultiplicateur (correspondant à un dépôt d'énergie d'un gamma de 4.1 keV). Impulsion après analyse par le convertisseur analogique digital (TD). La numérisation est faite sur 10 bits par pas de 6.25 ns. (échantillonnage à 160 Mhz). En abscisse est représenté le temps, chaque canal vaut donc 6.25 ns.	125

Figure 4.2-13. Impulsion de scintillation donnée par un gamma de basse énergie (5.89 keV du ^{55}Fe). Impulsion après analyse par le convertisseur analogique digital (TD). La numérisation est faite sur 10 bits par pas de 6.25 ns. (échantillonnage à 160 Mhz). En abscisse est représenté le temps, chaque canal vaut donc 6.25 ns.....	126
Figure 4.2-14. Exemple de discrimination sur la forme de l'impulsion ; on reconnaît bien les deux populations, celle due au bruit du photomultiplicateur (à gauche) et celle due aux impulsions de scintillation.	127
Figure 4.2-15. Coupure des événements dus au bruit du photomultiplicateur : les événements gardés sont les événements qui se trouvent à l'intérieur de la zone délimitée par le polygone.	127
Figure 4.2-16. Calibration à basse énergie. En abscisse les canaux ont été multipliés par 10 ; le pic de ^{241}Am à 60 keV se trouve au canal 628. En ordonnée est porté le nombre de coups (en échelle arbitraire).	128
Figure 4.2-17. Calibration à haute énergie. En abscisse, le pic de ^{241}Am à 60 keV se situe au canal 38 et le pic du ^{137}Cs à 662 keV au canal 336. En ordonné est porté le nombre de coups (en échelle arbitraire).....	128
Figure 4.2-18. Spectre de bruit de fond (temps de mesure : 6.75 jours) du scintillateur LESTE.	129
Figure 4.2-19. Spectre de bruit de fond à basse énergie du scintillateur LESTE, une fois le bruit du photomultiplicateur enlevé (temps de mesure : 6.75 jours).	129
Figure 4.2-20. Résolution du détecteur LESTE en fonction de l'énergie. En abscisse est portée la racine carrée de l'énergie.	130
Figure 4.2-21. Efficacité totale et efficacité au photopic simulées par MonteCarlo pour une source gamma ponctuelle hypothétique placée à 6 cm du "nez" du détecteur.	131
Figure 4.2-22. Transmission en fonction de l'énergie pour un épaisseur de 10 microns de NaI.	132
Figure 4.2-23. Comparaison entre les valeurs obtenues par simulation MonteCarlo et celle mesurée	132
Figure 4.2-24. Parcours des électrons dans un scintillateur plastique de type NE102A	135
Figure 4.2-25. Schéma du Banc de test BPS. Sur la figure de gauche est portée la vue de face, et sur celle de droite est portée la vue de dessus. En bas de la figure le porte échantillons en position haute (à gauche) et en position basse (à droite).	137
Figure 4.2-26. Schéma d'un photomultiplicateur employé dans le banc de test BPS.	138
Figure 4.2-27. Ajustement des données en excluant la mesure à 0 cm. En ordonnée est porté le taux de comptage en mHz, et en abscisse la distance entre les deux faces des photomultiplicateurs.	140
Figure 4.2-28. Taux de comptage en fonction de la tension appliquée aux photomultiplicateur.	141
Figure 4.2-29. Distribution obtenue en faisant la somme des trois raies X de ^{241}Am (13.9 keV, 17.6 keV et 21.0 keV).....	142
Figure 4.2-30. Spectre de ^{241}Am a), et son ajustement par une gaussienne b) .Spectre du ^{55}Fe c).....	143
Figure 4.2-31. Seuil du banc de test BPS	144
Figure 4.2-32. Spectre de bruit de fond à basse énergie (temps de mesure : 27.75 heures) du banc de test BPS.	144
Figure 4.2-33. Spectre bêta du ^{90}Sr après avoir traversé 1 mm de plexiglas. Simulation par Geant 321.....	145
Figure 4.2-34. Spectre bêta du ^{90}Sr sur le banc de test BPS avec une tension appliquée aux photomultiplicateurs de 700 Volt (PM1) et 800 Volt (PM2).....	145
Figure 4.2-35. Spectre de bruit de fond à haute énergie (temps de mesure : 100.6 heures) du banc de test BPS.	146
Figure 4.3-1. Spectre bêta théorique du tritium et spectre de bruit de fond intrinsèque du scintillateur plastique pris avec des tensions de 1050 Volts sur le PM1 et 1450 Volts sur le PM2. Dans la figure est également portée l'efficacité de détection. (Pour les deux spectres l'échelle est arbitraire).....	147
Figure 4.3-2. Rapport entre le spectre bêta du tritium et le spectre de bruit de fond une fois	

<i>corrigé par l'efficacité de détection. En ordonné l'échelle est arbitraire.</i>	148
Figure 4.3-3. <i>Spectre bêta du ^{14}C et spectre de bruit de fond intrinsèque du scintillateur plastique obtenu avec des tensions de 700 Volt sur le PM1 et 800 Volt sur le PM2. (Pour les deux spectres l'échelle est arbitraire)</i>	149
Figure 4.3-4. <i>Rapport entre le spectre bêta du ^{14}C et le spectre de bruit de fond une fois corrigé par l'efficacité de détection. En ordonné l'échelle est arbitraire.</i>	149
Figure 4.4-1. <i>Section efficace de neutrons sur le ^{63}Cu. [LAN97]</i>	153
Figure 4.4-2. <i>Résumé des spectres de neutrons et protons verticaux de basse énergie au niveau de la mer. Le trait plein est le spectre des neutrons verticaux calculé à partir du spectre global de Hughes and Marsden (1966). Les croix sont les mesures des protons par Brooke and Wolfendale (1964) et la zone hachurée est le spectre vertical des neutrons donnée par Ashton et al (1971). [Wol73].</i>	154
Figure 4.4-3. <i>Pic à 511 keV apparu juste après la calibration avec une source de neutrons.</i> ... 155	155
Figure 4.5-1. <i>Spectre de la plaquette germanium 59 jours après irradiation.</i>	160
Figure 4.5-2. <i>Évolution de l'activité du ^{46}Sc, ^{59}Fe et ^{51}Cr de la plaquette germanium irradiée en fonction du temps.</i>	162
Figure 4.5-3. <i>Evolution de l'activité du ^{60}Co et ^{65}Zn de la plaquette germanium irradiée en fonction du temps.</i>	163
Figure 4.5-4. <i>Evolution de l'activité du ^{71}Ge.</i>	166
Figure 4.5-5. <i>Pourcentage de photons transmis dans le germanium en fonction de l'épaisseur traversée pour des photons de 10 keV (énergie des photons du ^{71}Ge).</i>	166
Figure 4.5-6. <i>Simulation de l'activité en ^{60}Co dans un thermomètre NTD de 1x1x2 mm sur un bolomètre de 77 g. Le nombre événements engendrés est d'un million.</i>	167
Figure 4.5-7. <i>Spectre obtenu par simulation MonteCarlo pour une prise de données par un bolomètre de 77 g équipé d'un thermomètre NTD ayant une activité en ^{60}Co de 3.36 ± 0.47 mBq. (Cette valeur de l'activité est celle obtenue en prenant un NTD fabriqué à partir de la plaquette de germanium irradié trois ans et demi après l'irradiation).</i>	168
Figure 5.1-1. <i>Run de 16.7 jour (1.17 kg j) avec une tension de polarisation de la diode de -6 Volts. La calibration a été faite grâce au pic à 46.5 keV de contamination du ^{210}Pb visible sur la figure. L'énergie est en keV équivalent électrons pour la voie ionisation.</i>	174
Figure 5.1-2. <i>Projection sur la voie ionisation des données pris à -6 volt. Le pic à 46.5 keV du ^{210}Pb est bien visible. Les événements en ordonnée sont exprimés en evt.kg/j/keV.</i>	175
Figure 5.1-3. <i>Projection sur la voie chaleur des événements en plein zone gamma.</i>	176
Figure 5.2-1. <i>Géométrie entrée dans la simulation MonteCarlo pour évaluer les différentes contributions au fond observé. Le diamètre du cristal est 48 mm.</i>	180
Figure 5.2-2. <i>Run à haute énergie de 0.679 kg jours (voie ionisation). En ordonnée est porté le nombre d'événements par kg/jour/keV et en abscisse l'énergie en keV.</i>	182
Figure 5.2-3. <i>Simulation d'une contamination en volume de ^{232}Th à l'intérieur de l'écran 20 mK. L'ordonnée est arbitraire et l'abscisse donne l'énergie en keV.</i>	183
Figure 5.2-4. <i>Run avec blindage proche en plomb archéologique. En ordonnée est porté le nombre d'événements par kg/jour/keV et en abscisse l'énergie en keV.</i>	184
Figure 5.2-5. <i>Positionnement du blindage proche en plomb archéologique.</i>	184
Figure 5.2-6. <i>Schéma de désintégration du ^{210}Pb.</i>	185
Figure 5.3-1. <i>Superposition des événements ionisation sur chaleur versus chaleur et du contour de la demi zone neutrons.</i>	189
Figure 5.3-2. <i>Spectre en énergie de recul obtenu en considérant les données situées dans la seule demi zone neutrons. En ordonnée les événement par kg par jour et par keV.</i>	190
Figure 5.4-1. <i>Diagramme d'exclusion obtenu en utilisant la totalité des données prises avec le détecteur Ge-4 à une tension de polarisation de la diode de -6 Volt.</i>	192
Figure 5.5-1. <i>Spectre obtenu à une tension de polarisation de la diode de 3 Volts avec le détecteur Ge-7 pour un temps de mesure de 2.5 jours (0.174 kg j).</i>	193
Figure 5.5-2. <i>Projections sur la voie ionisation des données obtenues avec le bolomètre Ge-7 (0.174 kg j) à une tension de polarisation de la diode de 3 Volt.</i>	194
Figure 5.6-1. <i>Mesure d'une plaquette de germanium irradié par des neutrons thermiques 5 années auparavant. On reconnaît les deux pics gamma du ^{60}Co à 1173 keV et 1332 keV.</i>	195

<i>Figure 5.6-2. Spectre à basse énergie d'une plaquette de germanium irradié par des neutrons thermiques 5 années auparavant après soustraction du fond et du bruit PM.</i>	196
<i>Figure 5.6-3. Spectre à basse énergie d'une plaquette de germanium irradié par des neutrons thermiques 5 années auparavant enveloppée dans une couche de 240 microns de téflon, après soustraction du fond et du bruit PM.</i>	196
<i>Figure 5.6-4. Mesure d'un lot de 7 NTD à basse énergie a) (PM1=1050 Volts et PM2=1450 Volts, pour un temps de mesure de 15.7 heures) et à haute énergie b) (PM1=700 Volts et PM2=800 Volts, pour un temps de mesure de 30.3 heures).</i>	197
<i>Figure 5.7-1. Courbes d'exclusion obtenues par des holomètres et par des détecteurs Ge "classiques".</i>	198
<i>Figure 5.7-2. Courbes d'exclusion obtenues par des scintillateur et par des détecteurs "classiques". La courbe NaI DAMA tient compte uniquement des erreurs statistiques...</i>	199
<i>Figure 0-1. Parcours des particules α dans l'air.</i>	206
<i>Figure 0-1. Diffusion Compton.</i>	208
<i>Figure 0-2. Coefficients d'atténuation et d'absorption massique pour des rayonnements γ et X dans le plomb.</i>	211
<i>Figure 0-1. Diffusion élastique des neutrons.</i>	212

Liste des tableaux

Tableau 1.2-1. Résumé des rapports masse sur luminosité à différentes échelles:.....	16
Tableau 3.3-1. Températures de Debye pour différents cristaux employés dans les holomètres	50
Tableau 3.3-2. Variation de température pour une énergie déposée de 10 keV dans deux cristaux de germanium de 70 g et 320 g à 20 mK et à 1 K.....	51
Tableau 3.4-1. Principales propriétés du silicium et du germanium.....	60
Tableau 3.4-2. Répartition en phonon et ionisation (en pourcentage) pour les particules "peu ionisantes" (reculs nucléaires dus à des n ou à des WIMP) et les particules ionisantes (γ, X, β). A différence des particules ionisantes (γ, X, β), les pourcentages pour les reculs nucléaires dépendent de l'énergie.....	61
Tableau 3.5-1. Résumé des chaleurs spécifiques du holomètre Ge-4 à 20 mK.....	67
Tableau 3.6-1. Résumé des résolutions du holomètre Ge-4 pour les deux voies, ionisation et chaleur, aux deux tensions de polarisation de la diode (donnés de l'été '97). [DiS98]....	75
Tableau 3.6-2. Résumé des résolutions du holomètre Ge-4 pour les deux voies, ionisation et chaleur, pour une tension de polarisation de la diode de -6 Volt (donnés mai '99).....	76
Tableau 4.1-1. Composition des rayons cosmiques les plus abondants, normalisés au carbone, pour des énergies inférieures à 1 GeV par nucléon. [Wol73].....	96
Tableau 4.1-2. Principaux radionucléides produits par interaction des rayons cosmiques.....	99
Tableau 4.1-3. Principaux radionucléides d'origine terrestre.....	100
Tableau 4.1-4. Principaux radionucléides d'origine artificielle.....	102
Tableau 4.1-5. X du plomb. Energies et intensité relative. [Led87].....	103
Tableau 4.1-6. Concentration en pour-cent des éléments majeurs dans la roche et dans le béton au LSM.....	107
Tableau 4.1-7. Concentration en $\mu\text{g/g}$ ou ppm des éléments dits "mineurs" dans la roche et dans le béton au LSM.....	107
Tableau 4.1-8. Activité d'Uranium, de Thorium et de Potassium dans la roche et dans le béton au LSM.....	107
Tableau 4.1-9. Flux de neutrons obtenu par simulation dans la roche au LSM.....	108
Tableau 4.2-1. Principales propriétés physiques des scintillateurs d'utilisation plus courante (NE: Nuclear Enterprises).....	113
Tableau 4.2-2. Caractéristique en détection : (Spécifications à la raie γ 1332 keV du ^{60}Co)... 116	116
Tableau 4.2-3. Bruit de fond dans le banc de test Ge EDELWEISS dans la configuration $h=25$ mm. (durée du run de fond = 355.5 h).....	118
Tableau 4.2-4. Signal minimum détectable par le banc de test germanium.....	120
Tableau 4.2-5. Largeurs totales à mi-hauteur et résolutions en fonction de l'énergie pour LESTE.....	130
Tableau 4.2-6. Taux de comptage enregistré à différentes distances des deux photomultiplicateurs. La distance, en centimètres, est celle entre les deux faces des photomultiplicateurs.....	139
Tableau 4.2-7. Taux de comptage aux trois distances.....	141
Tableau 4.3-1. Résumé des signaux minimaux détectables (SMD) à 95% de niveau de confiance (2.33σ) avec une mesure d'une semaine sur les bancs de test BPS et Ge-210.....	151
Tableau 4.4-1. Caractéristique des sources de ^{252}Cf ($\tau = 2.645$ ans) et $^{241}\text{Am} \cdot \text{Be}$ ($\tau = 432.2$ ans)	152
Tableau 4.5-1. Abondance isotopique et section efficace des isotopes stables du germanium 156	156
Tableau 4.5-2. Caractéristiques radioactives du ^{76}Ge	157
Tableau 4.5-3. Caractéristiques radioactives du ^{75}Ge , ^{76}Ge et ^{77}Ge	158
Tableau 4.5-4. Flux des neutrons dans le canal P3 du réacteur ORPHÉE.....	158
Tableau 4.5-5. Pics identifiés dans la plaquette de germanium irradié.....	161
Tableau 4.5-6. Activité mesurée 59 jours après irradiation (1 9 98).....	161
Tableau 4.5-7. Activité déduite au moment de l'irradiation (3 7 98).....	162

Tableau 4.5-8. Comparaison entre l'activité estimée à partir de la première mesure (59 jours après irradiation) et l'activité mesurée 104 jours après irradiation. L'activité est exprimée en (Bq/g).....	163
Tableau 4.5-9. Caractéristiques radioactives des contaminants détectés dans la plaquette irradiée.....	164
Tableau 4.5-10. Sections efficaces des réactions (n,γ) sur les contaminants dans la plaquette irradiée et leurs abondances isotopiques.....	165
Tableau 4.5-11. Concentration en ppm des contaminants dans la plaquette germanium irradiée.....	165
Tableau 4.5-12. Résumé des différentes plaquettes de germanium irradiées et analysées par spectrométrie gamma au Laboratoire Pierre Siie (LPS).....	168
Tableau 4.5-13. Activité de la plaquette NV2 déduite au moment de l'irradiation (8/7/98)....	169
Tableau 4.5-14. Activité de la plaquette NV3 déduite au moment de l'irradiation (10/7/98)...	169
Tableau 4.5-15. Caractéristiques radioactives des contaminants détectés dans les plaquettes irradiées NV1 et NV2 non répertoriés précédemment.....	169
Tableau 4.5-16. Sections efficaces des réactions (n,γ) sur les contaminants dans le plaquettes.....	169
Tableau 4.5-17. Activité de la plaquette NV2 déduite au moment de l'irradiation (8/7/98)....	170
Tableau 4.5-18. Activité de la plaquette NV3 déduite au moment de l'irradiation (10/7/98)...	170
Tableau 5.2-1. Compilation des matériaux composants ou proche du bolomètre. (Les masses dans le détecteur Ge-4 sont données entre parenthèses).....	179
Tableau 5.2-2. Compilation des échantillons qui font partie du bolomètre et/ou de l'environnement proche mesurés. Pour chaque échantillon sont donnés seulement les contaminants principaux. Dans la dernière colonne est reporté le taux induit dans le bolomètre calculé par MonteCarlo.....	181
Tableau 5.2-3. Résultats des simulations pour la raie à 46 keV du ²¹⁰ Pb.....	187
Tableau 0-1. Différents types des neutrons et leurs énergie.....	211
Tableau 0-2. Emetteurs bêta purs (sans émission gamma). [Bla93].....	223

Bibliographie

- Abd94 *J. Abdurashitov et al. Physics Letters B, 328-234 (1994)*
- Abe84 *R.Abela et al. Phys. Lett. 146B 149 (1984)*
- Ahl87 *S.P. Ahlen et al. : Limits on cold dark matter candidates from an ultralow background germanium spectrometer. Physics Letters B Vol. 195 n.4 (1987)*
- Alb88 *A.Albretch et al. Phys. Lett. 202B 149 (1988)*
- Alc93 *C.Alcock et al.; Nature Vol 365 621-625 (1993)*
- Ale93 *A.Alessandrello et al., Proceedings of The International Workshop on Superconductivity and Particle Detectors ; Journal of Low Temperature Physics 93, p. 201 p. 337 Berkeley (1993)*
- Als92 *Alsop et al, Applied Optic 31 p.6610 (1992)*
- AMA98 *<http://amanda.berkeley.edu/>*
- Ans94 *R.Ansari, Gravitationnal Microlensing Experiments: A Review, LAL 94-82 (1994)*
- Ans95 *P.Anselman et al. Physics Letters B, 342-440 (1995)*
- ASF98 *Atomic Scattering Factor; X-Ray Interaction with Matter
http://cindy.lbl.gov/optical_constants/*
- Ash76 *N.W.Ashcroft et al., Dolid State Physics, Saunders College (1976)*
- Bah84 *J.N.Bahcall, Applied Jurnal 276 169 (1984)*
- Bai98 *<http://www.ifh.de/baikal/baikalhome.html>*
- Bau98 *L.Baudis et al.: New Dark Matter WIMP-Limits from the Heidelberg-Moscow-Experiment. Max-Planck-Institut für Kernphysik. Heidelberg, Germany (1998)*
- Bed94 *V.A.Bednyakov, H.V.Klapdor and S.G.Kovalenko. Direct detection of supersymmetric dark matter and the role of the target nucleus spin. Phys. Rev. D 50(12) (1994)*
- Beg87 *C.Berger et al., NIM A262 (1987) 463-495*
- Bel55 *P.R.Bell: "The scintillator Method" in Bêta and Gamma Ray Spectoscopy, ed. by Siegbahn (North-Holland Publ. Co. Amsterdam 1955)*
- Ben91 *A.Benoît, Détection de rayonnements aux très basses températures, 2^e Ecole d'Automne La Londe Les Maures 1992*
- Ber96 *R.Bernabeu et al. New limits on WIMP search with large-mass low-*

- radioactivity NaI(Tl) set-up at Gran Sasso. *Physics Letters B* 389 757-766 (1996)
- Bib94 *P.van Bibber et al.; Int J. Mod. Phys. Suppl. D3:33 (1994)*
- Bio87 *R.Bionta et al. IMB collaboration, PRL 1494 (1987)*
- Bla93 *D.Blanc. Physique Nucléaire, Masson (1993)*
- Boe85 *A.M.Boesgaard and G. Steingman, Big Bang Nucleosynthesis: Theories and Observations, Annual Review of Astronomy and Astrophysics 23:319 (1985)*
- Bot94 *A.Bottino et al., « On the neutralino as Dark Matter Candidates », Astroparticle Physics 2 (1994)*
- Bot95 *A.Bottino et al., Astroparticle Physics 3 65 (1995)*
- Bou89 *A. Bouquet, Cours de l'école de Gif 1989 Annecy (1989)*
- Bou91 *A.Bouchet, Cours de cosmologie, DEA 1990-91*
- Bru92 *R.Brière-Dawson, Les détecteurs. Methodes et technique d'amplification du signal 2^e Ecole d'Automne La Londe Les Maures 1992*
- Buc83 *M.J.Buckingham, Noise in electronic devices and systems, J.Wiley, New York, 1983*
- Buh88 *M.Buhler et al., Europhysics Letters p. 297 (1988)*
- Bur93 *A.Burrows et J.Liebert; Reviews of Modern Physics, 65 No 2:301. (1993)*
- Cal81 *J.A.R.Caldwell and J.P.Ostriker, Applied Journal 251 61 (1981)*
- CDM98 *<http://hep.stanford.edu/~cabrera/indexcdms.html>*
- Cha96 *V.Chazal, Etude de l'Environnement Neutron au Laboratoire Souterrain de Modane. Thèse Université Claude Bernard - Lyon I. Juillet 1996*
- CHO98 *<http://choruswww.cern.ch/InternalHome.html>*
- Cor87 *N.Coron; La recherche 194 1535 (1987)*
- Cor89 *N.Coron et al. The Quest for the fundamental constant in cosmology, 24th Rencontre de Moriond, p. 275, ed Frontières (1989)*
- CRE98 *<http://avmp01.mppmu.mpg.de/cresst/>*
- Cré98 *M.Crézé, E.Chereul, O.Bienaymé and C.Pichon. The distribution of nearby stars in phase space mapped by Hipparcos : The potential well and local dynamical mass. Astronomy and Astrophysics, 329 920-936, (1998)*
- CUO98 *[http://hphbgs.lngs.infn.it/halla/index CUORE.html](http://hphbgs.lngs.infn.it/halla/index%20CUORE.html)*
- Dav94 *R.Davis, Prog. Part. Nucl. Phys. 32:13 (1994)*

- Dec90 *D.Decamp et al; DELPHI collaboration PL B251 435 (1990)*
- DeM93 *P.DeMarcillac, Thèse Université de ParisVII/Denis DIDEROT présentée le 21/12.93 (1993)*
- Die95 *E.Diehl, G.L.Kane, C.Kolda & J.D.Welles, Phys. Rev. D52 4223 (1995)*
- DiS98 *Philippe DiStefano, Recherche de matière sombre non-baryonique au moyen d'un holomètre à ionisation dans le cadre de l'expérience EDELWEISS ; Thèse présentée à l'Université de Paris XI. (1998)*
- Dum93 *L.Dumoulin et al., Proceedings of The International Workshop on Superconductivity and Particle Detectors ; Journal of Low Temperature Physics 93, p. 301 Berkeley (1993)*
- Efr91 *A.L.Efros et al, Electronic Properties of Doped Semiconductors, Springer Verlag (1991)*
- Ein74 *J.Einasto, A.Kaasik and E.Saar, Nature 250 (1974) 309*
- Eis88 *M. Eisenbud: "Environmental Radioactivity" 3rd ed. Academic Press, Inc.*
- Ell91 *J.Ellis and R.A.Flores, Elastic supersymmetric relic-nucleus scattering revisited. Physics Letters B 263(2), (1991)*
- ERO98 *<http://www.lal.in2p3.fr/EROS/erosa.html>*
- Eva55 *R.D. Evans, PhD. - The Atomic Nucleus. McGraw-Hill Book Company, Inc (1955)*
- Eva55 *R.D. Evans, PhD. - The Atomic Nucleus. McGraw-Hill Book Company, Inc (1955)*
- Fic91 *M.Fich and S.Tremaine. The mass of the Galaxy. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 29:409-445, (1991)*
- Foo94 *J. Foos: Manuel de radioactivité, Formascience - Orsay 1994*
- Gai99 *http://taup99.in2p3.fr/cgi-bin/taup/get_scan.pl?Monday-workshop-R_Gaitskell*
- Gai99b *[R.Gaitskell. cfpa.berkeley.edu/~gaitskel/dm/9903_DAMA_summary](http://cfpa.berkeley.edu/~gaitskel/dm/9903_DAMA_summary)*
- GAL98 *<http://www.lngs.infn.it/lngs/htexts/gallex.html>*
- Gar95 *E.Garcia et al. : Results of dark matter search with a germanium detector in the Canfranc tunnel. Physical Review D Vol. 51 n.4 (1995)*
- Gea98 *<http://consult.cern.ch/writeup/geant/>*
- Ger97 *G.Gerbier et al. Note on a 'hint' for an annual modulation signature of a 60 GeV WIMP. Astro-ph 9710181.*
- Ger99 *G.Gerbier et al. Pulse shape discrimination and dark matter search with NaI(Tl) scintillator. Astroparticle Physics 11 (287-302 (1999)*

- Ger99 *G.Gerbier, J.Mallet, L.Mosca, C.Tao.: Note about a second "evidence" for a WIMP annual modulation. Astro-ph/9902194. (1999)*
- Gir92 *Y.Giraud-Héraud, Physique des bolomètres, 2^e Ecole d'Automne La Londe Les Maures 1992*
- Giu93 *A.Giuliani et S.Sanguinetti; Matter.Sci.Eng.R Rep. R11 (1993)*
- Goo85 *M.W.Goodman and E.Witten, Phys. Rev. D 31 3059 (1985)*
- Gut81 *A.H.Guth, Physical Review D, 23, (1981)*
- Heu94 *G.Heusser., 3rd International Summer School on Low-Level Measurements of Radioactivity in the Environment: Techniques and Application, Huelva Spain 1993. M.Garcia-Leon and G.Madruga: World Scientific Singapore 1994*
- Hir87 *K. Hirata et al. Kamiokande Collaboration, PRL 58 1490 (1987)*
- Hub29 *E.P.Hubble; Nat. Acad. Sci. USA 15,168 (1929)*
- Hub96 *P.Hubert, Communication privée*
- IEE71 *IEEE Standard 325-1971 (Reaffirmed 1979) "Standard Test Procedures for Germanium Gamma-Ray Detector".*
- Ips87 *J.R. Ipser and P. Sikivie: Physical Review D35 3695 (1987)*
- Iva82 *M.Ivanovich, R.S.Harmon. Uranium Series Disequilibrium : Application to Environmental Problems, Clarendon Press. Oxford. (1982)*
- Jui99 *A.Juillard, PhD thesis, Université Paris XI. In preparation (1999)*
- Kai65 *Kai-Siegbahn : Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1965)*
- Kno89 *F.Knoll: Radiation detection and measurement, second edition John Wiley & sons, printed in Singapore 1989.*
- Kol90 *E.W.Kolb and M.S.Turner, The Early Universe. Addison-Wesley Publishing (1990)*
- Kra99 *H.Kraus, Superconductive bolometers and calorimeters. Superconducting Science and Technology, 9.827-842, (1996)*
- Lan81 *S.Langley, Proceedings of the American Academy of Arts and Science, vol 16, 342 (1881)*
- LAN97 *Los Alamos National Laboratory - <http://t2.lanl.gov/data/data.html>*
- Lar84 *Neutron Transmutation Doping of Semiconductor Materials, Ed R.D.Larrabee, Plenum Press, New York, (1984)*
- Led87 *M.Lederer and V.Shirley. Table of Isotopes. Appendix III, X-rays energies. (1987)*

- Leo94 *W.R.Leo: Technique for nuclear and particle physics experiments. Second Revised Edition 1994 Springer-Verlag.*
- LHo94 *D.L'Hôte, Les bolomètres pour la détection de particules; Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire. 12-17 Septembre Maubuisson (France)*
- LHo99 *D.L'Hôte. To be published in Journal of Asptroparticle Physics.*
- Lon91 *M.S.Longair, The Origins of our Universe. Cambridge University Press (1991)*
- Lou74 *O.Loumasmaa, Experimental Principles and Methods Below 1 K, Academic Press 1974*
- MAC98 *<http://wwwmacho.ami.edu.au/>*
- Mal84 *H.L. Malm et al.: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 223 (1984) 420-425 North-Holland, Amsterdam.*
- Mar98 *S.Marnieros, Couches minces d'isolant d'Anderson. Application à la bolometrie à très basse température. PhD thesis, Université Paris XI (1998)*
- Mat82 *J.C.Mather. Appl.Opt., 21 1125 (1982)*
- Mat84 *J.C.Mather. Appl.Opt., 23 584 (1984)*
- Mee78 *Neutron Transmutation Doping In Semiconductors, Univer. Missouri, Columbia, April 1978, Ed. J.M.Meese, Plenum Press, New York, (1978)*
- Mil87 *S.Milgromm and J.Bekenstein, in "Dark Matter in the Universe", IAU Symposium, 117, Kormandy and Knapp ed. (Reidel 87)*
- Mir94 *L.Miramonti. Misure di bassa attività gamma con applicazione al decadimento beta doppio su livelli eccitati del nucleo figlio. Tesi di Laurea Università di Milano (1994)*
- Mos96 *L.Mosca: Experimental searches for dark matter, Surveys in High Energy Physics, 1996 vol. 9 pp. 275-305, Published in The Netherlands by Harwood Academic Publishers GmbH*
- Mot90 *N.Mott, Metal-Insulator Transitions; Ed. Taylor and Francis, London (1990)*
- Nag93 *U.Nagel et al., Proceedings of The International Workshop on Superconductivity and Particle Detectors ; Journal of Low Temperature Physics 93, p.543 Berkeley (1993)*
- Nav97 *X.F.Navick, Etude et optimisation de bolomètres à mesure simultanée de l'ionisation et de la chaleur pour la recherche de Matière Noire. Thèse Université de ParisVII-Denis DIDEROT présentée le 25/9/97 (1997)*
- Nil84 *H.P.Nilles. Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics. Physics Reports, 110 1-162 August (1984)*

- NOM98 <http://heplgsi1.harvard.edu/nomad/node1.html>
- Orl97 *J.Orloff. Présentation au GDR-SUSY, LAPP Annecy (1997)*
- Ost74 *J.P.Ostriker, P.J.E.Peebles and A. Yahil, Ap. J. Lett. 193 (1974) L1*
- Pac89 *A.F.Pacheco and D.Strottman, Phys. Rev. D40 2131 (1989)*
- Pad93 *D.Padmanabhan., Structure formation in the univers - Cambridge Univ. Press (1993)*
- Par92 *P.Pari, Cryogénie à très basse température, 2^e Ecole d'Automne La Londe Les Maures 1992*
- Pav96 *M.Pavan. WIMP search with TeO₂ thermal detectors: first results of the Milano-Gran Sasso experiment. XXXI Rencontres de Moriond – Les Arcs January 20-27 (1996)*
- PDG96 *Particle Data Group: Physical Review D Particle and Field; published by the American Physical Society. Vol 54 N.1 Third Series (1996)*
- Pec77 *R.Peccei et H.Quinn ; Phys. Review Letters, 38: 140 (1977)*
- Pen65 *A.A.Penzias et R.W.Wilson; Ap. journal 142 (1965) 39*
- Pfe94 *D.Pfenniger and F.Combes, Astronomy and Astrophysics; 285:94 (1994)*
- Pic87 *D.Piccot, Principe et possibilités de la méthode du "k₀" en analyse par activation neutronique. Rapport Technique SEA N° 767 (1987)*
- Pon68 *B.Pontecorvo. Sov.Phys. JETP 26:984 (1968)*
- Pra95 *N.Prantoz, Standard Big Bang Model, in Rencontres de Moriond, Villars-sur-Ollon. Edition Frontières (1995)*
- Pre85 *H.W.Press and D.N.Spergel, Ap. J. 296, 679 (1985)*
- Pri64 *W.J.Price, Nuclear Radiation Detection, McGraw-Hill, 1964*
- Reu91 *D.Reusser et al.: Phys. Lett. B 255 143 (1991)*
- Ric96 *J.Rich, Cosmological information from WIMP experiment. Astroparticle Physics , 4, (1996)*
- Rob91 *R.G.H.Roberston et al. Phys. Rev. Lett. 67:957 (1991)*
- Sad88 *B.Sadoulet, I.E.E.E. Trans. on Nucl. Scien.,35.47 (1988)*
- San87 *R.Sancisi and T.van Albada: Dark Matter in the Univers, pag 67 1987*
- San88 *S.Sanguinetti; Thèse Université de Milan présentée le (1988)*
- Ser67 *C.Serre Evaluation de la perte d'énergie imitaire et du parcours de particules chargées traversant un absorbant quelconque CERN 67-5 (1967)*

- Sie65 *K.Siegbahn: Alpha , Beta and Gamma-ray spectroscopy, North-Holland Publishing Company, Amsterdam. (1965)*
- Sik90 *P.Sikivie et al D42 1297 (1990)*
- Sil84 *J.Silj and M.Srednicki Phys. Rev. Lett., 53, 624 (1984)*
- Sil88 *J.Silk, Proc. in Dark Matter du XX Rencontre de Moriond Edition Frontière (1988)*
- Smi36 *S.Smith (1936) Astrophysical Journal 83:23.*
- Smi90 *P.F.Smith and J.D.Lewin, Phys. Rep. 187 203 (1990)*
- Smi90 *P.F. Smith and J.D. Lewin: Physics Reports vol 187 Number 5 March 1990 prplcm 187(5) 203-280.*
- Smi96 *P.F.Smith et al. Improved dark matter limits from pulse shape discrimination in a low background sodium iodide detector at the Boulby mine. Physics Letters B 379 299-308 (1996)*
- Smo92 *G.F.Smoot et al., Astrophys. Journal Letters (1992)*
- Spe88 *D.N.Spergel, Phys. Rev. D37 1353 (1988)*
- Sto67 *E.Storm. Photon cross-section from 0.001 to 100 MeV for elements 1 through 100. Los Alamos Scientific Laboratory of University of California (1967)*
- Sup98 *http://www.phys.washington.edu/~superk/sk_release.html*
- Suz95 *Y.Suzuky, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 38-54 (1995)*
- The96 *P.Theodorsson: Measurement of Weak Radioactivity; 1996, World Scientific Publishing Co. Pte Ltd. Printed in Singapore.*
- Tor96 *R.Torres et P.Hubert, Communication privée*
- TRS74 *Handbook on Nuclear Activation Cross-Sections, Technical Reports Series N°156, International Atomic Energy Agency, Vienna (1974)*
- Tur88 *M.Turner Physics Review Letters, 60:1797 (1988)*
- Wal91 *T.P.Walker et al., Primordial Nucleosynthesis Redux, Astrophysical Journal 376.51 (1991)*
- Wan90 *N.Wang et al., Physics Review B41 3761 (1990)*
- Wei72 *S.Weinberg. Gravitation and Cosmology, Wiley and Sons, New York (1972)*
- Wil86 *D.T. Wilkinson et al.: Physics through the 1990s, Gravitational, Cosmology, and Cosmic-Ray Physics; National Academy Press Washington D.C. 1986.*

- Wol73 *A.W. Wolfendale: Cosmic rays at ground levels; edited by A.W. Wolfendale
Published by The Institute of Physics, 47 Belgrave Square, London.*
- Yvo96 *D. Yvon, Low noise voltage and charge preamplifiers for phonons and
ionization detectors at very low temperature. Nuclear Instrument and
Methods in Physics Research A, 368.778-788, (1996)*
- Yvo96b *D.Yvon et al., Evidence for signal enhancement due to ballistic phonon
conversion in NbSi thin film bolometers. Nuclear Instrument and Methods
in Physics Research A, 370.200-202, (1996)*
- Zem87 *M. Zemanskii, Calore e Termodinamica, Zanichelli, Bologna 1987*
- Zha93 *J.Zhang et al, Phys. Rev. B.48 2312 (1993)*
- Zie81 *J.F. Ziegler: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 191
(1981) 419-424 North-Holland, Amsterdam*
- Zwi33 *F.Swicky (1933) Helv. Phys. Acta., 6:110.*