



**HAL**  
open science

# Etude du bruit de fond neutron induit par les muons dans l'expérience EDELWEISS-II

Laurent Chabert

► **To cite this version:**

Laurent Chabert. Etude du bruit de fond neutron induit par les muons dans l'expérience EDELWEISS-II. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2004. Français. NNT: . tel-00007093

**HAL Id: tel-00007093**

**<https://theses.hal.science/tel-00007093>**

Submitted on 13 Oct 2004

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

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

N° ordre : 111-2004

année 2004

THÈSE

présentée

devant l'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON 1

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 25 avril 2002)

Spécialité : Physique des Particules

par

Laurent Chabert

Étude du bruit de fond neutron induit par les muons  
dans l'expérience EDELWEISS-II

Soutenue le 8 Juillet 2004  
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	Busto	José	Rapporteur
	M.	Eitel	Klaus	
	M.	Ille	Bernard	
	M.	Jochum	Josef	
	M.	Salati	Pierre	Rapporteur
	Mme	Stern	Martine	Directrice de thèse



# Remerciements

*À ma grand-mère*

Je tiens tout d'abord à remercier l'ensemble du groupe MANOIR de m'avoir accueilli et suivi tout au long de cette thèse. Merci à Martine Stern, Maryvonne De Jesus et Philippe Di Stefano pour m'avoir orienté pendant cette thèse. Je voudrais remercier aussi Daniel Drain, Jules Gascon, Bernard Chambon et Evelyne Gerlic pour leur bonne humeur et leurs soutiens, ils ont su être patient avec moi tout au long de cette thèse.

Je remercie José Busto et Pierre Salati (avec qui j'ai eu grand plaisir de discuter) pour avoir accepté le rôle de rapporteurs de cette thèse. Je remercie aussi Bernard Ille d'avoir présidé mon jury, Klaus Eitel et Josef Jochum pour y avoir participé.

Je tiens aussi à saluer Jean Pierre Hadjout, Florence Charlieux et Lionel Vagneron pour leur simplicité et leur sympathie. Les discussions dans le bureau avec Lionel resteront graver longtemps dans ma mémoire, ainsi que les nombreuses blagues qui les accompagnaient. Merci pour ton humour surdimensionné qui en a déstabilisé plus d'un.....

Je tiens aussi à remercier les nombreuses personnes de la collaboration EDELWEISS qui ont assisté à la soutenance de cette thèse, ce soutien fut vraiment appréciable et sympathique.

Je remercie aussi tous mes camarades de bureau. Véronique Sanglard qui a su me supporter sur la fin et à qui je souhaite bonne chance pour la suite. Je voudrais remercier plus particulièrement Olivier Martineau pour les 2 années passées à ses côtés, je n'oublierai pas nos séances de reprises de volée et nos moments où on a pété les plombs ensemble, les bureaux avoisinants s'en souviennent encore.

Je souhaiterais remercier aussi tous les thésards qui ont partagé les moments (bons et mauvais) constituant cette thèse ; Moise (le grand maitre du ping), Gronico (quand tu veux on s'fait un tennis et après on s'installe une Debian SID of course), Carole (un grand merci à toi et à tes parents ;) ) et Greg (pine nous a souvent réuni et bravo pour les rimes en ES !). J'espère que ce groupe restera soudé après la thèse comme il l'a été durant ces 3 années. J'associe à ces remerciements tous mes amis de pause-kfe ; Eric (pour m'avoir initié à MPlayer), Céline et Noël qui a su m'éclairer un nombre incalculable de fois....Ta patience est sans limite !

Je voudrais aussi remercier Sylvie Flores pour son aide concernant la recherche bibliographique et tout le personnel technique de L'IPNL.

Cette thèse n'aurait pas pu se faire sans le soutien de ma famille. Je remercie donc mon grand-père, mes parents et beaux-parents, Ghislaine, Bruno, Louis, Aline, Mylène et Franck pour leur soutien surtout dans les moments difficiles de la troisième année. Mes ami(e)s ont aussi beaucoup contribué au bon déroulement de cette thèse grâce à de nombreuses équipées

sauvages salvatrices. Merci donc à Jérôme (que de bouet !), Jessica (Tékinku ?), Coralie, Fred ("chuis débordé"), Géraldine, Arthur, Tchichou et Lionel, Goby (ne perd pas le sud) et Alex. Pour finir, je voudrais remercier de tout mon coeur Virginie qui partage ma vie et qui s'est avérée être le pilier incontournable de cette thèse, sa patience et sa compréhension ont souvent été un salut pour moi dans de nombreuses circonstances.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>7</b>
<b>1 Existence et nature de la matière noire</b>	<b>9</b>
1.1 Le modèle cosmologique standard . . . . .	9
1.1.1 L'univers homogène et isotrope . . . . .	9
1.1.2 Les paramètres cosmologiques et décalage spectral . . . . .	10
1.2 Existence de la matière noire . . . . .	12
1.2.1 Le rapport masse sur luminosité . . . . .	12
1.2.2 La matière noire au niveau galactique . . . . .	13
1.2.3 Les amas de galaxies . . . . .	15
1.2.4 La nucléosynthèse primordiale et fond diffus cosmologique . . . . .	16
1.2.5 L'énergie noire . . . . .	17
1.3 Matière noire baryonique . . . . .	19
1.3.1 Gaz et poussières . . . . .	19
1.3.2 Les naines brunes . . . . .	19
1.4 Matière noire non baryonique . . . . .	20
1.4.1 Matière noire chaude . . . . .	20
1.4.2 Matière noire froide . . . . .	21
1.4.3 Conclusion . . . . .	26
<b>2 Principes de détection des WIMPs</b>	<b>27</b>
2.1 Détection indirecte . . . . .	27
2.1.1 Les photons du centre galactique . . . . .	27
2.1.2 Les neutrinos . . . . .	28
2.1.3 Les antiprotons et les positons du halo galactique . . . . .	30
2.2 Détection directe . . . . .	30
2.2.1 Interactions des neutralinos avec la matière . . . . .	31
2.2.2 Taux d'événements et spectre théorique de recul . . . . .	33
2.2.3 Signatures des neutralinos . . . . .	38
2.2.4 Les stratégies expérimentales . . . . .	40
2.3 L'expérience EDELWEISS . . . . .	41
2.3.1 Les détecteurs EDELWEISS . . . . .	41
2.3.2 Cinématique des WIMPs et des neutrons . . . . .	42

2.3.3	Les sources de bruit de fond . . . . .	43
2.3.4	Discrimination gamma/neutron . . . . .	44
2.3.5	Conclusion . . . . .	46
<b>3</b>	<b>Bruit de fond neutron produit par les muons</b>	<b>49</b>
3.1	Origines des neutrons en site souterrain . . . . .	49
3.2	Interactions des muons avec la matière . . . . .	52
3.2.1	Origine du flux de muons . . . . .	52
3.2.2	Processus continu : Ionisation . . . . .	56
3.2.3	Processus radiatifs . . . . .	57
3.3	Description des processus photonucléaires . . . . .	60
3.3.1	La section efficace différentielle photonucléaire . . . . .	61
3.3.2	Détermination de la section efficace $\sigma_{\gamma N}$ . . . . .	62
3.3.3	Modifications du code Geant3.21 . . . . .	63
3.4	Simulation de l'expérience Bergamasco et al. . . . .	66
3.5	Énergie moyenne des muons en site souterrain . . . . .	67
3.6	Paramétrage de la production de neutrons par les muons de hautes énergies . . . . .	70
3.7	Conclusion . . . . .	72
<b>4</b>	<b>EDELWEISS-II</b>	<b>73</b>
4.1	Dispositif expérimental . . . . .	73
4.2	Distribution des muons au LSM . . . . .	76
4.2.1	Le Laboratoire Souterrain de Modane . . . . .	76
4.2.2	L'expérience Fréjus . . . . .	76
4.2.3	Distributions caractéristiques des muons . . . . .	77
4.2.4	Hypothèse d'une couverture rocheuse plate . . . . .	81
4.3	Flux de neutrons et taux d'événements . . . . .	82
4.4	Conclusion . . . . .	86
<b>5</b>	<b>Etude des vetos au LSM</b>	<b>87</b>
5.1	Analyse des constituants du veto muon . . . . .	87
5.2	Test de l'homogénéité de la réponse lumineuse à Lyon . . . . .	89
5.3	Un télescope à muon : M3 . . . . .	92
5.3.1	La chaîne électronique de M3 . . . . .	92
5.3.2	Spectres au niveau du sol . . . . .	93
5.3.3	Analyse des résultats au niveau du sol . . . . .	95
5.3.4	Analyse des résultats au niveau du LSM . . . . .	98
5.4	Résultats sur l'efficacité du veto muon d'EDELWEISS-II . . . . .	117
5.5	Taux d'événements dans EDELWEISS-II après veto . . . . .	120
5.6	Conclusion . . . . .	121
	<b>Conclusion</b>	<b>123</b>

# Introduction

Le modèle cosmologique standard décrit un Univers homogène et isotrope dans lequel il est possible d'avoir une description analytique des différentes contributions à sa densité totale. Plusieurs observations indépendantes tendent à favoriser un Univers plat à l'intérieur duquel la densité de matière lumineuse est environ 100 fois inférieure à la densité de matière totale. Cet argument motive l'existence d'une matière dite *noire* qui serait invisible pour la plupart des instruments d'observation astronomique et ne se manifesterait que par ses effets gravitationnels. Les grandes lignes du modèle cosmologique standard sont décrites dans le chapitre 1 ainsi que les différentes mesures qui permettent de penser que la matière sombre existe. Cette matière se présenterait sous deux formes, soit baryonique soit non-baryonique. Dans le chapitre 1, nous décrirons les différents candidats plausibles pour la matière noire et nous insisterons plus particulièrement sur une population relique de particules non-baryoniques, massives, stables et interagissant faiblement avec la matière baryonique ; les WIMPs. Nous verrons également que dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) si la R-parité est conservée, un candidat WIMP est la LSP (Lightest Supersymmetric Particle) qui correspond alors au neutralino le plus léger du modèle.

Le chapitre 2 présente d'abord les différentes techniques développées pour la détection de WIMPs. Celles-ci peuvent être soit indirecte soit directe. Dans le premier cas, on cherche à détecter les produits d'annihilation des WIMPs tandis que dans le second, on souhaite détecter les reculs nucléaires produits lors de collisions WIMP-noyau. Ce dernier type de détection est exposé en détail dans le chapitre 2 ainsi qu'un tour d'horizon non-exhaustif des différentes expériences de détection de matière noire.

Ce travail de thèse s'est effectué au sein de la collaboration EDELWEISS (Expérience pour DÉtecter Les Wimps En SIte Souterrain). Cette expérience est basée au Laboratoire Souterrain de Modane sous 1800 m de roche soit à une profondeur de 4400 mètres équivalent eau ( $1 \text{ km.w.e} = 10^5 \text{ g/cm}^2$ ), ceci réduisant le bruit de fond cosmique d'un facteur  $2 \cdot 10^6$ . EDELWEISS utilise des bolomètres capables de mesurer l'élévation de température ainsi que l'ionisation associée à un dépôt d'énergie dans un cristal de germanium (maintenu à une température d'environ 20 mK). Nous verrons comment ces deux mesures simultanées permettent la distinction d'un recul électronique provoqué par un gamma d'un recul nucléaire provoqué par un WIMP ou un neutron.

Les expériences de détection directe utilisant des bolomètres à double composante permettant une discrimination du bruit de fond atteignent des sensibilités telles qu'un facteur



limitant important sera le bruit de fond neutron provenant des muons cosmiques résiduels. Le chapitre 3 est consacré au bruit de fond neutron produit par les muons de hautes énergies au niveau du LSM. On commencera par donner les origines du bruit de fond neutron au LSM avant de s'intéresser aux interactions des muons avec la matière. On privilégiera la production de neutrons par les muons dans la roche environnante et dans le plomb du blindage. On détaillera ensuite les processus photonucléaires qui sont à l'origine de la création de neutrons. Dans une dernière partie du chapitre 3, on donnera les améliorations apportées au code Monte Carlo Geant3.21, qui permettent de mieux simuler les interactions muon-noyau, et les vérifications effectuées sur la production de neutrons par les muons dans la roche et dans le plomb.

Le chapitre 4 est consacré en grande partie à la description d'EDELWEISS-II dans l'environnement du LSM. Nous rappelons de manière détaillée les différentes distributions caractéristiques des muons arrivant au niveau du LSM obtenues par l'expérience Fréjus et que nous pouvons appliquer directement à l'expérience EDELWEISS-II. Nous serons alors en mesure d'effectuer une simulation complète d'EDELWEISS-II pour déterminer les flux de neutrons, au niveau des détecteurs, provenant des muons interagissant dans la roche et dans le plomb du blindage.

Le dernier chapitre est dédié à une étude expérimentale d'un prototype de scintillateur plastique qui sera le constituant principal du veto muon. Ce module utilisé dans l'expérience Karmen, est une composante du dispositif expérimental M3 (Mesure Modane Muon) dont le but est de caractériser le module en identifiant les muons au LSM et en évaluant le taux de comptage associé. Nous présenterons le spectre expérimental des pertes d'énergie des muons par ionisation au LSM et les résultats obtenus par la simulation complète de M3 et par un calcul analytique basé sur la théorie de Landau. Une fois l'étude expérimentale terminée, nous présenterons les résultats déterminés par simulation sur l'efficacité de détection du veto muon d'EDELWEISS-II au complet, comportant une quarantaine de modules.

# Chapitre 1

## Existence et nature de la matière noire

L'astronome Fritz Zwicky a été le premier à mettre en évidence le problème de la matière noire qui aujourd'hui est un thème de recherche important en astrophysique. Ses observations portaient sur l'amas de Coma et elles ont montré que la masse optiquement visible, contenue dans cet amas, ne permettait pas d'expliquer la dynamique des galaxies de cet amas [1]. On a alors commencé à être sensible à la matière noire via ses effets gravitationnels. Pour comprendre le cadre de la recherche d'expériences de matière noire, il est nécessaire de saisir sa nature et sa composition.

### 1.1 Le modèle cosmologique standard

Le modèle cosmologique standard est associé à l'idée d'un univers homogène (invariance par translation) et isotrope (invariance par rotation). Cette hypothèse, connue sous le nom de Principe Cosmologique, fut introduite au départ par Einstein pour simplifier les calculs mais a finalement été vérifiée expérimentalement.

#### 1.1.1 L'univers homogène et isotrope

La géométrie d'un système basé sur la relativité générale (comme le Modèle Cosmologique Standard) est décrite par une relation appelée métrique. Elle décrit l'intervalle d'espace-temps  $(t, x^i)$  entre deux événements et s'écrit dans un univers homogène avec  $c=1$  :

$$ds^2 = dt^2 - \sigma_{ij} dx^i dx^j = dt^2 - dl^2 \quad (1.1)$$

où  $\sigma^{ij}$  est une métrique spatiale définie positive. L'argument d'isotropie permet de réécrire l'équation 1.1 sous la forme de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker :

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - \kappa r^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta \times d\Phi^2) \right] \quad (1.2)$$

$r$ ,  $\theta$  et  $\phi$  sont les coordonnées spatiales dans un repère sphérique.

L'évolution de l'espace, au cours du temps, est décrite par un paramètre  $a(t)$  dit facteur

d'échelle. Ce facteur est une fonction du temps dépendant du contenu de l'univers et que l'on détermine à partir des équations d'Einstein (voir paragraphe suivant). Une fonction  $a(t)$  croissante correspond à un univers en expansion, décroissante à un univers en contraction et constante, à un univers statique. La présence du terme en  $(1 - \kappa r^2)$  indique que l'espace possède un rayon de courbure  $R$  avec  $\kappa = \frac{k}{R^2}$ . Il affecte les distances entre les points. Deux points séparés par un intervalle  $dr$  où  $dt=d\theta=d\phi=0$ , sont distants de :

$$dl = \frac{a(t)dr}{\sqrt{1 - k\frac{r^2}{R^2}}} \quad (1.3)$$

$k \in \{-1; 0; 1\}$  est la courbure spatiale selon que l'univers est ouvert (hyperbolique), plat (euclidien) ou fermé (sphérique).

Munis de cette métrique, intéressons-nous au facteur d'échelle  $a(t)$  dans un univers rempli d'un fluide parfait. Pour étudier la dynamique de l'univers, supposons que l'univers est rempli d'un fluide parfait de densité  $\rho$  et de pression  $p$ . La résolution du système différentiel de la relativité générale découlant des équations d'Einstein et du calcul des tenseurs de courbure, donne accès aux équations de Friedmann satisfaites par le facteur d'échelle et définies par :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2 R^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.4)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.5)$$

$$\dot{a} \equiv \frac{da}{dt} \quad (1.6)$$

$k$  est relié à la courbure de l'espace-temps,  $G$  la constante de gravitation et  $\Lambda$  une constante cosmologique introduite initialement par Einstein pour permettre de définir un univers statique. Abandonnée lorsque l'expansion est devenue incontournable, la constante cosmologique  $\Lambda$  a connu un regain d'intérêt avec les résultats des mesures sur les supernovae [2].

On peut réécrire la première équation de Friedmann de la façon suivante :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho + \rho_{courbure} + \rho_{vide}) \quad (1.7)$$

avec

$$\rho_{courbure} = -\frac{3k}{8\pi G a^2 R^2} \quad (1.8)$$

$$\rho_{vide} = \frac{\Lambda}{8\pi G} \quad (1.9)$$

### 1.1.2 Les paramètres cosmologiques et décalage spectral

Pour un univers plat ( $k=0$ ) et sans constante cosmologique ( $\Lambda=0$ ), l'équation de Friedmann 1.4, prendrait la forme :

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H^2 \frac{\rho}{\rho_c} = H^2 \Omega_m \Rightarrow \Omega_m \equiv 1 \quad (1.10)$$

ce qui définit  $\Omega_m$ , comme la densité d'énergie de matière, et la densité critique :

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (1.11)$$

La densité critique actuelle,  $\rho_{c0}$ , est égale à :

$$\rho_{c0} = 1.88 \times 10^{-29} \text{ h}^2 \text{ g.cm}^{-3} \sim 10^{-5} \text{ h}^2 \text{ protons.cm}^{-3} \quad (1.12)$$

D'une façon générale, en présence de courbure et de constante cosmologique, on a :

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H^2 \frac{\rho}{\rho_c} - H^2 \frac{k}{a^2 R^2 H^2} + H^2 \frac{\Lambda}{3H^2} \quad (1.13)$$

Par changement de notation, on obtient :

$$1 = \Omega_m + \Omega_k + \Omega_\Lambda \text{ et } 1 - \Omega_k = \Omega_m + \Omega_\Lambda \quad (1.14)$$

On note  $\Omega = \Omega_m + \Omega_\Lambda$  comme la densité totale d'énergie dans l'univers.  $\Omega > 1$  correspond à un univers fermé ou clos ( $k=+1$ ),  $\Omega < 1$  à un univers ouvert ( $k=-1$ ) et  $\Omega = 1$  à un univers plat ( $k=0$ ). La distance entre deux objets, sur lesquels aucune force n'est exercée, peut être évaluée à partir de l'équation 1.3 :

$$D(t) = \int dl = \int_0^r \frac{a(t)}{\sqrt{1 - k \frac{r'^2}{R^2}}} dr' = a(t) \cdot f(r) \quad (1.15)$$

La distance entre deux objets peut donc varier dans le temps à cause du facteur d'échelle. La fonction  $f(r)$  est, par contre, constante.

S'il n'existe pas de forces entre les deux objets, la vitesse radiale relative entre eux vaut :

$$v(t) = \frac{dD}{dt} = \frac{da}{dt} \cdot f(r) = \frac{da}{dt} \cdot \frac{D(t)}{a(t)} \quad (1.16)$$

On nomme  $H \equiv \frac{1}{a} \frac{da}{dt}$  la *constante* de Hubble qui varie avec le temps. La loi de Hubble s'écrit :

$$v = H_0 D \quad (1.17)$$

où  $H_0$  est la valeur du taux d'expansion  $H$  aujourd'hui ( $H(t_0) = H_0$ ) et s'exprime en  $\text{km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$  (1 Mégaparsec  $\sim 3 \times 10^6$  années-lumière avec  $1 \text{ a.l} \sim 9.5 \times 10^{12} \text{ km}$ ). Cette loi a été énoncée par l'astronome Edwin Hubble en 1929 à la suite de ses études sur les décalages vers le rouge (ou redshift) des spectres de galaxies. Grâce à de récents progrès sur les télescopes (comme le télescope spatial Hubble),  $H_0$  est connu avec une précision de l'ordre de 10% [3] :

$$H_0 = 72 \pm 8 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1} \quad (1.18)$$

Par ailleurs, il est de tradition d'utiliser le paramètre  $h$  défini comme :

$$h = \frac{H_0}{100 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}} \quad (1.19)$$

Les observations montrent que le décalage spectral relatif :  $\Delta\lambda = \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} = z$  ( $\lambda_o$  est la longueur d'onde observée et  $\lambda_e$  la longueur d'onde émise) est proportionnel à la distance  $D$  de l'objet astrophysique émetteur. L'effet Doppler relie la vitesse  $v$  d'un corps au décalage spectral subi par son rayonnement par l'expression (si  $\frac{v}{c} \ll 1$  où  $c$  est la vitesse de la lumière) :

$$\delta = \frac{\lambda_o}{\lambda_e} = 1 + \frac{v}{c} \quad (1.20)$$

$$z = \frac{v}{c} \quad (1.21)$$

A défaut de distances mesurées directement, on utilise le paramètre  $z$  pour évaluer la distance d'une galaxie. La relation s'écrit alors (pour  $v \ll c$ ) :

$$D = \frac{zc}{H_0} \sim z \times 15.10^9 \text{ a.l.} \quad (1.22)$$

Le modèle newtonien permet de donner une forme simple et intuitive de l'équation différentielle régissant le facteur d'échelle. Considérons un fluide homogène de densité  $\rho$  et la portion de ce fluide inscrite dans une sphère fictive de rayon  $a$  et de masse  $M = \frac{\rho 4\pi a^3}{3}$ . La force exercée par cette masse sur un élément de matière du fluide est donnée par l'équation de Newton :

$$\frac{da^2}{dt^2} = -\frac{GM}{a^2} \quad (1.23)$$

Après une première intégration, on retrouve le premier terme de l'équation 1.4 :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \sim \frac{8\pi G}{3}\rho \quad (1.24)$$

Evidemment, ce modèle ne peut pas être associé à l'univers entier car son champ d'application est restreint aux conditions de physique de faibles densités et de basses vitesses. On retrouve cependant, avec ce modèle simple une partie de l'équation 1.4.

## 1.2 Existence de la matière noire

Dans cette section, nous allons décrire les différentes contributions au paramètre cosmologique  $\Omega$  et voir comment ces mesures permettent d'indiquer l'existence de la matière noire. Il est remarquable que ces méthodes d'estimation mettent en jeu des processus se déroulant à des échelles de temps très différentes de l'expansion de l'univers.

### 1.2.1 Le rapport masse sur luminosité

Un paramètre fréquemment utilisé est le rapport masse sur luminosité  $\Upsilon_*$  d'un ensemble astrophysique donné, de masse lumineuse totale  $M$  et de luminosité  $L$ . En effet, le rapport  $M/L$

de notre voisinage galactique est représentatif de la partie visible de la plupart des galaxies. Plus précisément,  $\Upsilon_*$  est défini en unité solaire par :

$$\Upsilon_* = \frac{\frac{M}{M_\odot}}{\frac{L}{L_\odot}} \quad (1.25)$$

En outre, les modèles d'évolutions stellaires permettent la détermination de  $\Upsilon_{*,X}$  ( $\propto \Omega_{*,X}$ ) correspondant à la masse lumineuse de galaxies de type X (typiquement sphériques et elliptiques) [2] :

- $\Upsilon_{*,E} \sim 6.5$  pour des galaxies elliptiques.
- $\Upsilon_{*,S} \in [1,5]$  pour des galaxies spirales.
- $\Upsilon_{*,irr} \sim 1$  pour des galaxies irrégulières.

Ainsi, on peut estimer la contribution  $\Omega_*$  de la masse lumineuse de l'univers [2] :

$$\Omega_* = \sum_X \Omega_{*,X} \sim 0.004 \quad (1.26)$$

$$\Omega_{*,Spirales} \sim 1.5 \cdot 10^{-3} \quad (1.27)$$

$$\Omega_{*,Elliptiques} \sim 0.7 \cdot 10^{-3} \quad (1.28)$$

## 1.2.2 La matière noire au niveau galactique

Une galaxie spirale comme la Voie Lactée rassemble environ dix milliards d'étoiles dans un disque d'une dizaine de kpc de rayon, et de seulement quelques centaines de pc d'épaisseur, renflée au centre (le bulbe). L'équilibre dynamique du disque est assuré par sa rotation. La mesure de la vitesse de rotation  $v(r)$  à une distance  $r$  du centre de la galaxie permet en principe de calculer la masse  $M(r)$  présente à l'intérieur du rayon  $r$ . Dans de tels systèmes astrophysiques, la physique newtonienne s'applique très bien et l'étude des trajectoires permet de remonter aux masses par le biais des forces gravitationnelles. Dans le cas d'objets astrophysiques ayant un mouvement circulaire, la donnée de la vitesse  $v$  tangentielle et du rayon  $r$  permet de trouver l'accélération  $a = \frac{v^2}{r}$ . D'après le principe fondamental de la dynamique, on a :

$$\frac{v^2}{r} = \frac{GM_{totale}(r)}{r^2} \quad (1.29)$$

Une courbe de rotation typique d'une galaxie spirale est représentée sur la figure 1.1. La luminosité du disque des galaxies spirales décroît exponentiellement avec la distance au centre ( $r_0 = 4$  kpc pour la Voie Lactée) :

$$L(r) = L(0)e^{-\frac{r}{r_0}} \quad (1.30)$$

Si toute la masse lumineuse constituait une galaxie alors sa courbe de rotation varierait comme  $\frac{1}{\sqrt{r}}$  (à partir de  $r \sim 4$  kpc) ce qui n'est pas observé. La courbe de rotation présente un plateau pour les  $r$  grands, ce qui indique l'existence de matière cachée pour combler le déficit de masse.

Cependant, Milgrom (en 1983) a présenté une alternative (MODified Newton Dynamics) à la matière noire : modifier la loi de Newton, utilisée pour relier les vitesses et les accélérations des

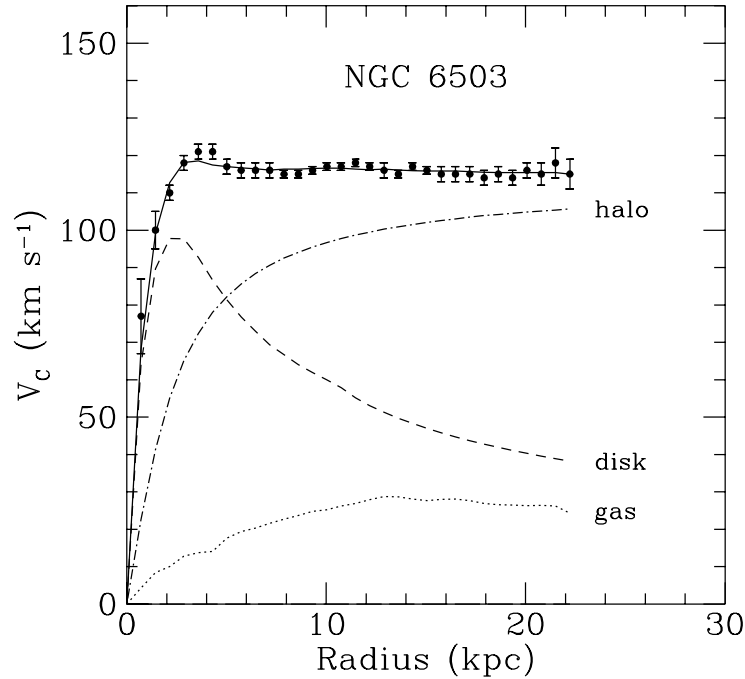


FIG. 1.1 – Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503. Les points proviennent d’observations. Les courbes "disk" et "gas" montrent la vitesse de rotation due respectivement au disque et au gaz de la galaxie. La courbe halo montre la contribution qu’il faut ajouter pour rendre compte des observations. Extrait de [4]

étoiles à leur masse. Pour Milgrom, la loi de Newton a été testée uniquement pour des distances inférieures ou de l’ordre du parsec (système solaire et amas globulaires). Rien n’indique qu’elle ne dévie pas à grande distance.

Pour cela, on postule une nouvelle force de gravitation qui suit :

$$\mathcal{F} = \frac{GM}{r^2} f\left(\frac{r}{r_0}\right) \quad (1.31)$$

où  $r_0$  est une constante de l’ordre de  $\sim$  kpc, et  $f(x)$  est une fonction dont le comportement asymptotique est :  $f(x)=1$  quand  $x \ll 1$  et  $f(x)=x$  quand  $x \gg 1$ . Les conséquences cosmologiques de cette modification de la loi de gravitation restent encore incertaines, une description précise de ce formalisme peut être trouvée dans [5].

Les études systématiques portant à ce jour sur des milliers de galaxies montrent que le phénomène est universel : quasiment toutes les galaxies spirales montrent un excès de masse. Il s’avère impossible de reproduire ces courbes uniquement à partir de la matière visible, étoiles et gaz ; l’adjonction d’un halo massif est nécessaire.

La densité locale de matière noire dans le halo peut être décrite par la formule empirique repro-

duisant la plupart des courbes de rotation mesurées [6] :

$$\rho(r) \sim \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^\gamma \left[1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^\alpha\right]^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}}} \quad (1.32)$$

avec  $r_0$  un rayon caractéristique associé au halo et  $(\alpha, \beta, \gamma)$  un jeu de paramètres libres. Dans ce modèle générique, la densité varie comme  $r^{-\gamma}$  pour  $r \ll r_0$  et comme  $r^{-\beta}$  pour  $r \gg r_0$  c'est à dire loin du centre galactique. Parmi les nombreuses catégories décrites par cette formule, deux principales peuvent être mentionnées à ce niveau :

- Le profil isotherme avec noyau  $(\alpha, \beta, \gamma) = (2, 2, 0)$  avec  $\rho(r) \sim \frac{\rho_0}{1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2}$ .
- Le modèle de Navarro-Frenk-White [7]  $(\alpha, \beta, \gamma) = (1, 3, 1)$  avec  $\rho(r) \sim \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{r_0}\right) \left[1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right]}$ .

Le profil isotherme est commode pour avoir une estimation de  $\rho_0$  car la symétrie sphérique du problème implique que [8] :

$$M(r) = \int_0^r 4\pi r'^2 \rho(r') dr' = 4\pi \rho_0 r_0^3 \left( \frac{r}{r_0} - \arctan \frac{r}{r_0} \right) = \frac{v^2 r}{G} \quad (1.33)$$

Connaissant la vitesse radiale du Soleil (220 km/s), sa distance au centre de la galaxie ( $r=8.5$  kpc) et  $r_0 \sim 5$  kpc (dans le cas du profil isotherme), on obtient :

$$\rho_0 \sim 2.10^{-24} \text{ g.cm}^{-3} \sim 1 \text{ GeV.cm}^{-3} \quad (1.34)$$

Cette densité est environ  $10^5$  fois plus grande que la densité critique actuelle de l'univers (eq.1.12). Ce calcul simple permet de retrouver l'ordre de grandeur de la densité locale de matière sombre au niveau du Soleil,  $\rho_{DM} \sim 0.3 \text{ GeV.cm}^{-3} . c^{-2} \sim 0.3 \text{ proton.cm}^{-3}$ .

La détermination des densités  $\rho$  et  $\rho_0$  est importante pour les expériences de détection de matière noire car elles interviennent directement dans le calcul des taux d'événements attendus dans les détecteurs comme nous le verrons dans le chapitre 2. De plus, dans un souci de comparaison entre les différentes expériences, on choisit un modèle de densité commun à toutes les expériences pour pouvoir confronter leurs résultats afin que le biais introduit par le paramètre astrophysique  $\rho(r)$  soit le même pour tous.

### 1.2.3 Les amas de galaxies

Les galaxies ne sont pas distribuées aléatoirement à travers l'espace, elles tendent à s'agréger à l'échelle du Mégaparsec. Tout système isolé stable atteint un état d'équilibre dynamique (dans lequel la gravité est compensée par la pression cinétique) qu'on peut exprimer à l'aide du théorème du viriel. Celui-ci relie l'énergie potentielle  $U$  à l'énergie cinétique  $K$  par [2] :

$$2K + U = 0 \quad (1.35)$$

En supposant que le système que l'on va appeler amas, a une symétrie sphérique, l'énergie potentielle peut être représentée par :

$$U = -\frac{\alpha GM^2}{\mathcal{R}} \quad (1.36)$$



où  $M$  est la masse totale de l'ensemble,  $\mathcal{R}$  son rayon et  $\alpha$  une constante englobant le profil de densité de l'amas. L'énergie cinétique peut s'écrire en terme de vitesse quadratique moyenne  $\langle v^2 \rangle$  :

$$K = \frac{1}{2}M \langle v^2 \rangle \quad (1.37)$$

L'équation 1.35 donne alors accès à la masse  $M$  de l'amas :

$$M = \frac{\langle v^2 \rangle \mathcal{R}}{\alpha G} \quad (1.38)$$

Lorsqu'un amas est en équilibre thermique, son énergie potentielle est reliée à son énergie cinétique. Une première conséquence est que la dispersion de vitesse est reliée au potentiel de gravitation et donc à la masse  $M(r)$ . A l'intérieur de l'amas VIRGO, dans le halo de l'elliptique géante M87, la dispersion de vitesse est de 500 km/s et l'on déduit une masse de  $10^{13}$  masses solaires dans les 100 kpc internes. L'application du théorème du Viriel montre que les protons libres du milieu doivent eux aussi avoir la même dispersion de vitesse et donc une température de 3 keV et émettre ainsi un rayonnement X. La mesure de l'intensité et du spectre de cette émission X en fonction de la distance au centre de l'amas permet alors de remonter :

- au profil de densité totale de l'amas et donc à sa masse totale  $M(r)$ .
- à la masse de gaz X chaud émetteur. La contribution totale (étoiles + gaz chaud) est dominée à  $r$  élevé par le gaz chaud et constitue la fraction baryonique de la masse de l'amas [9] :

$$f_b = \frac{M_{\text{gaz}} + M_{\text{étoiles}}}{M_{\text{tot}}} \sim \frac{\Omega_b}{\Omega_m} \sim 0.16 \quad (1.39)$$

où  $\Omega_b$  représente la contribution baryonique à  $\Omega$ . La difficulté réside dans la détermination des paramètres  $\Omega_b$  et  $\Omega_m$  séparément.

## 1.2.4 La nucléosynthèse primordiale et fond diffus cosmologique

La nucléosynthèse primordiale [10, 11] décrit l'époque de l'univers à laquelle les noyaux des éléments légers (Deutérium,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  et  $^7\text{Li}$ ) se sont formés. En effet, les éléments qui constituent la matière de l'univers aujourd'hui ne peuvent pas avoir été synthétisés en totalité dans les étoiles. Le modèle du Big Bang chaud fournit un cadre idéal à la production d'éléments légers car les conditions thermodynamiques nécessaires à la constitution des noyaux sont réunies durant les premières minutes. Ces éléments légers ont donc pu *a priori* se former bien avant l'existence de toute étoile.

La nucléosynthèse est le test cosmologique le plus ancien que l'on puisse faire. Le paramètre fondamental du modèle de nucléosynthèse primordial est le rapport  $\eta$  du nombre de baryons sur le nombre de photons. Parmi ces éléments, le deutérium permet une bonne estimation sur la quantité de baryons dans l'univers car les processus astrophysiques ne le créent pas. Il est donc conservé dans son état initial.

Ainsi, une comparaison entre l'abondance, en éléments légers, prédite et observée permet de déduire le paramètre cosmologique  $\Omega_b(\propto \eta)$  [2, 12] :

$$\Omega_b \sim 0.04 - 0.05 \quad (1.40)$$

Lors de la nucléosynthèse primordiale (environ 3 minutes après le Big Bang), les photons (les neutrinos sont déjà découplés du reste des composants de l'univers) interagissent principalement avec les électrons par diffusion Compton. La fréquence de ces interactions est telle que les photons ne peuvent pas se propager librement. L'univers est alors opaque, c'est un *corps noir* en équilibre thermique, les électrons vont commencer à se lier aux noyaux pour former les atomes. Les interactions avec les photons se font alors beaucoup plus rares et ces derniers sont désormais libres, c'est le découplage rayonnement-matière (300000 ans après le Big Bang). Ils sont aujourd'hui détectés sous la forme d'un rayonnement d'une température de  $\sim 3\text{K}$ . Ce rayonnement est plus connu sous le nom de rayonnement fossile, rayonnement de fond cosmologique ou encore rayonnement à 3K (détaillé dans [13, 14]). Il est possible de mesurer la température de cette radiation (directement liée à son intensité) dans toutes les directions et d'en comprendre les inhomogénéités (anisotropie du fond cosmologique). Les études sur l'anisotropie du CMB apportent beaucoup d'informations sur les paramètres cosmologiques. On décompose alors la variable  $\Delta T/T$  en harmoniques sphériques et on utilise un paramètre nommé variance  $C_l$ , où  $l$  est le moment multipolaire, pour construire le spectre de puissance :

$$\frac{\Delta T}{T} = \sum_{l,m} a_{lm} Y_m^l(\theta, \phi) \quad (1.41)$$

$$C_l = \langle |a_{lm}|^2 \rangle = \frac{1}{2l+1} \sum_m |a_{lm}|^2 \quad (1.42)$$

Le satellite COBE a mis en évidence en 1992 des fluctuations  $\Delta T/T$  de l'ordre de  $\sim 10^{-5}$  [15] grâce à l'instrument DMR<sup>1</sup>. De nombreuses expériences ont apporté leurs contributions pour la détermination du spectre de puissance. Citons par exemple BOOMERANG [16], MAXIMA [17], DASI [18], VSA [19], CBI [20], ARCHEOPS [21, 22], et plus récemment WMAP<sup>2</sup> [23] dont les résultats sont représentés sur la figure 1.2. L'ajustement des pics de puissance permet de déduire et contraindre les valeurs des différents paramètres cosmologiques :

- $\Omega_m + \Omega_\Lambda \sim 1$  et  $\Omega_m = 0.27 \pm 0.04$  [23] (ajustement du spectre de puissance).
- $\Omega_b \sim 0.045$  (analyse des rapports d'amplitude des pics du spectre de puissance). Une mesure précise de ce paramètre a été donnée par le satellite WMAP [23] :

$$\Omega_b \sim 0.044 \pm 0.004 \quad (1.43)$$

Le projet PLANCK de l'ESA, actuellement en préparation, sera capable, à partir de 2007, de confirmer ou d'infirmer l'hypothèse d'un univers plat en atteignant une sensibilité  $\Delta T/T \sim 10^{-6}$  et permettra une analyse plus complète du rayonnement fossile [24].

### 1.2.5 L'énergie noire

Cette idée a été introduite dans le but d'expliquer les observations qui tendent à montrer que l'univers est en expansion accélérée comme l'indique l'observation de supernovae [25, 26].

<sup>1</sup>Differential Microwave Radiometer

<sup>2</sup>Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

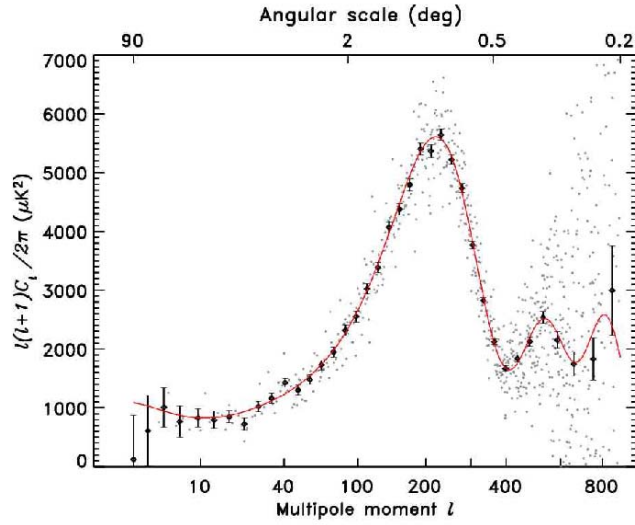


FIG. 1.2 – Mesure du spectre de puissance obtenue par l’expérience WMAP. La courbe ajustée est déduite du modèle  $\Lambda$ CDM pour lequel la constante cosmologique  $\Lambda$  est non nulle et la matière essentiellement sombre (et plus précisément froide (Cold Dark Matter)). Ce graphique représente la variance cosmique en fonction du moment multipolaire  $l$ . Figure extraite de [23].

Plusieurs hypothèses existent, regroupées sous le nom générique d’énergie noire [27–32]. Son équation d’état s’écrit :

$$\omega = \frac{p}{\rho} \quad (1.44)$$

où  $p$  et  $\rho$  sont la pression et la densité d’énergie. Pour assurer l’accélération de l’expansion, il faut  $\omega < -1/3$ . Si  $\omega = -1$ , cela correspond à la constante cosmologique  $\Omega_\Lambda \sim 0.7$  [2] ce qui est en accord avec les observations actuelles. En résumé,  $\sim 70\%$  de l’énergie de l’univers se trouve sous une forme assez énigmatique (l’énergie noire) qui a pour caractéristique d’avoir une pression négative.

Dans ce qui précède, nous avons vu les différents indices qui laissent penser que notre univers contient plus de matière que ce qu’on observe. On appelle matière noire toute matière qui ne se manifeste que par ses effets gravitationnels, et qui échappe à l’observation directe. On peut faire un récapitulatif de la terminologie utilisée pour qualifier cette matière : *masse exotique et masse ordinaire, masse cachée, masse manquante ou masse invisible*. Ces termes sont en fait employés dans un sens plus large pour englober toute matière qui doit être présente pour des raisons expérimentales, mais qu’on n’observe pas directement. En fait, comme nous allons le voir, il faudrait plutôt parler *des* matières noires.

## 1.3 Matière noire baryonique

La densité d'énergie de matière noire baryonique contribue de façon faible à la densité d'énergie de matière ( $\sim 15\%$ ), comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2.4. Cependant, au vu des résultats de la nucléosynthèse primordiale [33], ce type de matière doit se manifester notamment au niveau galactique. Sous quelles formes peut-elle se trouver ?

Les candidats sont nombreux.

### 1.3.1 Gaz et poussières

Les gaz et poussières sont en général détectables grâce à leur raie d'émission et d'absorption, et en cela ils ne sont invisibles qu'en partie. Ils existent en quantité relativement importante dans notre galaxie mais insuffisante pour rendre compte des courbes de rotation des galaxies (voir figure 1.1). En outre, une analyse de l'absorption de la lumière provenant d'objets astrophysiques (typiquement des quasars) par ce gaz interposé, montre que les taux d'hydrogène et d'hélium correspondent bien aux taux donnés par la nucléosynthèse primordiale [34]. Cependant, il est exclu que ce gaz constitue entièrement le halo car sa température serait alors  $\sim 10^5$  K et provoquerait un rayonnement X bien supérieur à ce qui est observé.

Pourtant Combes et Pfenniger [35] suggèrent l'existence de nuages de dihydrogène froid à 3K indétectables qui pourraient expliquer les courbes de rotation des galaxies spirales. Ce gaz existe dans la voie Lactée et sa structure fractale lui permet de ne pas s'échauffer.

### 1.3.2 Les naines brunes

Parmi les objets astrophysiques pouvant contribuer à la matière noire non baryonique, les étoiles naines brunes sont les candidats les plus plausibles. Parmi les étoiles naines, on distingue trois types, les blanches ( $M < 0.7 M_\odot$ ), les rouges ( $M \sim 0.1 M_\odot$ ) et les brunes ( $M < 0.1 M_\odot$ ). Les objets astrophysiques tels que les naines brunes sont appelés MACHOs (MASSIVE COMPACT HALO OBJECTS). Les naines brunes sont des étoiles de masse  $10^{-7} M_\odot < M < 0.08 M_\odot$  pour lesquelles le cycle thermonucléaire ne s'est pas amorcé et dont les luminosités et les températures de surface sont très faibles. Elles sont donc très discrètes et pour les observer, il faut détecter leur passage devant une étoile lumineuse entraînant une variation de l'éclat apparent de cette dernière. Une technique utilisée pour mettre en évidence cette variation est l'effet de lentille gravitationnelle. En effet, quand un objet de faible masse s'interpose entre l'observateur et une étoile du fond céleste, son champ gravitationnel courbe les rayons lumineux provenant de l'étoile lointaine, en les concentrant sur l'observateur. L'objet compact agit ainsi comme une loupe, et la luminosité apparente de l'étoile observée augmente [37].

Durant les années 90, plusieurs équipes se sont lancées dans la recherche de MACHOs, on peut citer OGLE [38], DUO [38], AGAPE [39], EROS [40] et MACHO [41]. Pour illustrer cette voie de recherche, on peut mentionner les résultats combinés de l'expérience française EROS<sup>3</sup> et de l'expérience américaine MACHO<sup>4</sup> qui ont observé les Nuages de Magellan.

<sup>3</sup>Expérience de Recherche d'Objets Sombres

<sup>4</sup>Massive Astrophysical Compact Objects

Les limites obtenues sur l'ensemble des observations et pour tous les modèles considérés donnent les contraintes suivantes [42] :

- Les objets sombres de masse  $10^{-7} M_{\odot} \leq M \leq 10^{-3} M_{\odot}$  représentent au maximum 25% du halo de matière noire de la Voie Lactée.
- Moins de 10% du halo standard est composé de naines brunes de masse  $3.5 \times 10^{-7} M_{\odot} < M < 4.5 \times 10^{-5} M_{\odot}$

En conclusion, seules les observations cosmologiques nous incitent à penser que la matière noire est non baryonique avec  $\Omega_b \sim 0.05$  inférieur à  $\Omega_m \sim 0.3$ .

## 1.4 Matière noire non baryonique

Lors de l'expansion de l'univers, le paramètre régissant les différentes populations de particules, présentes à l'instant  $t$ , est la température du plasma primordial. Quand la température n'est plus suffisante pour assurer la réversibilité des réactions entre particules, on assiste alors à la création d'un reliquat de particules ne pouvant plus s'annihiler, c'est ce qu'on appelle le découplage (une famille de particules va se figer). Ce découplage va se faire à des échelles de température différentes et on va séparer deux types de particules selon leurs vitesses au moment du découplage : relativistes (matière noire chaude ou *Hot Dark Matter*) et non relativistes (matière noire froide ou *Cold Dark Matter*). Bien qu'on n'ait aucune preuve directe de l'existence de la matière noire non baryonique, les particules la constituant doivent répondre à des critères précis : elles doivent avoir une masse non nulle, neutre électriquement (sinon on aurait pu les détecter), interagissant faiblement et ayant un temps de vie assez long (stable).

### 1.4.1 Matière noire chaude

La masse des neutrinos a toujours été un enjeu dans la physique du Modèle Standard. En effet, celui-ci prédit trois familles de neutrinos mais ne donne pas leurs masses (en fait l'extension du modèle standard avec modèle de majoron permet d'expliquer les faibles masses des neutrinos grâce notamment au mécanisme de balancier [43]). Cependant, l'existence d'une masse non nulle pour les neutrinos semble acquise au regard des résultats des expériences cherchant à mettre en évidence leurs oscillations [44].

La densité de neutrinos peut être estimée du fait qu'elle continue à suivre une distribution de Fermi-Dirac après le découplage. Leur température aujourd'hui peut s'exprimer en terme de la température CMB  $T_{CMB}$ ,  $T_{\nu} = (\frac{4}{11})^{\frac{1}{3}} T_{CMB}$  [45]. La densité s'écrit alors :

$$n_{\nu} = \frac{6\zeta(3)}{11\pi^2} T_{CMB}^3 \quad (1.45)$$

avec  $\zeta(3) \sim 1.202$ ,  $T_{CMB} \sim 2.78$  K et  $n_{\nu} \sim 112$  cm<sup>-3</sup>. Leur contribution à la densité de matière s'écrit [46] :

$$\Omega_{\nu} = \frac{1}{h^2} \sum_{i=1,3} \frac{m_{\nu i}}{(93eV)} \quad (1.46)$$

La limite supérieure sur cette densité est [12] :

$$\Omega_\nu h^2 \lesssim 0.07 \quad (1.47)$$

## 1.4.2 Matière noire froide

### 1.4.2.1 Les axions

Les physiciens Peccei & Quinn [47] ont introduit une symétrie supplémentaire (la symétrie PQ) dans QCD pour rendre compte de la conservation de la symétrie Charge-Parité dans les interactions fortes. Cette conservation est mise en évidence par la limite supérieure sur le moment électrique dipolaire du neutron  $d_n < 0.63 \cdot 10^{-2}$  e.cm [48]. La brisure spontanée de la symétrie PQ pour une énergie  $\sim f_a$  génère un boson de Goldstone : l'axion. On peut en mentionner deux types : l'axion KSVZ<sup>5</sup> qui n'a pas de couplage avec l'électron (on dit qu'il est hadronique) et l'axion DFSZ<sup>6</sup> couplé à l'électron.

La masse générée par le lagrangien QCD est :

$$m_a = 0.6 \text{ eV} \frac{10^7 \text{ GeV}}{f_a} \quad (1.48)$$

A cause de cette propriété, l'axion n'est pas vraiment un boson de Goldstone qui doit avoir une masse nulle. Un des couplages intéressants de l'axion avec la matière est le couplage à deux photons et s'exprime grâce au lagrangien effectif :

$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} \propto \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}}{f_a} \propto g_{a\gamma\gamma} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \quad (1.49)$$

où E et B sont les champs électrique et magnétique.

Compte tenu du terme  $\mathcal{L}_{a\gamma\gamma}$ , l'axion peut se désintégrer en deux photons, mais sa durée de vie est :

$$\tau_{a \rightarrow \gamma\gamma} \sim 10^{50} \text{ s} \cdot \left( \frac{m_a}{10^{-5} \text{ eV}} \right)^{-5} \quad (1.50)$$

Cette valeur est plus grande que l'âge de l'univers et pour augmenter la probabilité de désintégration de l'axion, on place les détecteurs dans un champ magnétique B. C'est ce que fait l'expérience CARRACK II<sup>7</sup> [49] et la limite donnée est  $g_{a\gamma\gamma} < 6 \cdot 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ .

Une autre alternative, choisie par les collaborations COSME [50] et SOLAX [51], est de détecter les axions, produits dans le noyau solaire par conversion Primakov des photons thermiques du Soleil, à l'aide de cristaux de NaI, TeO<sub>2</sub> ou de germanium. L'expérience CAST<sup>8</sup> [52] cherche actuellement les axions solaires et devrait bientôt imposer de nouvelles limites.

<sup>5</sup> du nom de ses inventeurs Kim, Shiman, Vainshtein et Zakharov

<sup>6</sup> pour Dine, Fischler, Srednicki et Zhitnitskii

<sup>7</sup> Cosmic Axion Research with Rydberg Atoms in a Cavity at Kyoto

<sup>8</sup> Cern Axion Solar Telescope

### 1.4.2.2 Création du reliquat de WIMPs

Quand la température de l'univers était de l'ordre du MeV, les interactions électromagnétiques (respectivement faibles) gardaient les électrons et les positrons (respectivement les neutrinos) en équilibre thermique. Cependant, pour maintenir cet équilibre, les interactions entre particules doivent être assez fréquentes.

Les particules stables, massives, neutres et interagissant faiblement avec la matière ordinaire sont désignées par le terme générique WIMP pour Weakly Interactive Massive Particles ; il faut souligner que ces particules, notées  $\chi$ , restent à ce jour hypothétiques. Par la suite, le système d'unité est choisi tel que  $\hbar=k_B=c=1$ , les températures s'expriment alors en unité de masse. Rappelons que l'échelle de temps est dirigée par le paramètre de Hubble  $H$  qui a la dimension de l'inverse d'un temps ( $t = \frac{1}{H}$ ). De plus, le taux d'interaction pour une particule de vitesse  $v$  est  $\Gamma = nv\sigma$  (homogène aussi à l'inverse d'un temps), où  $n$  est la densité de particules et  $\sigma$  la section efficace d'interaction. A ce stade, il convient de distinguer deux régimes :

- À haute température pour  $T \gg m_\chi$  : la particule est en équilibre thermique et sa densité est  $n_\chi \propto T^3$  (donc très grande). L'équilibre est maintenu au travers des réactions d'annihilation de  $\chi$  en particules plus légères ( $\chi\bar{\chi} \leftrightarrow l\bar{l}, l\bar{l}$  pouvant être une paire lepton-antilepton ou quark-antiquark) et vice-versa. Nous sommes dans le régime des statistiques quantiques avec Bose-Einstein pour les bosons et Fermi-Dirac pour les fermions.
- À basse température pour  $T \ll m_\chi$  : la densité varie alors comme  $n_\chi \propto e^{-\frac{m_\chi}{T}}$  et si  $\Gamma_{annihilation} > H$  l'abondance chute dramatiquement. En revanche, si  $\Gamma_{annihilation} \leq H$ , l'annihilation cesse, le nombre de particules  $\chi$  se fige et la densité  $n_\chi$  devient constante. Ce phénomène est illustré par la figure 1.3. Dans ce cas, les statistiques quantiques se rejoignent et donnent la statistique classique de Maxwell.

En faisant l'approximation que la section efficace d'annihilation des WIMPs  $\sigma_a$  est indépendante de l'énergie, le calcul donne l'expression suivante pour la densité relique de WIMPs [53] :

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{m_\chi n_\chi}{\rho_{c0}} \sim \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_a v \rangle} \sim \frac{0.1 \text{pb.c}}{\langle \sigma_a v \rangle} \quad (1.51)$$

Les WIMPs sont des particules soumises à l'interaction électrofaible (et gravitationnelle) donc on peut en déduire que  $\langle \sigma_a v \rangle \sim \frac{\alpha^2}{m_W^2} \propto \frac{\alpha^2}{(100 \text{ GeV})^2} \sim 10^{-25} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  [54,55] avec  $\alpha$  la constante de couplage électrofaible et  $m_W$  la masse typique associée. C'est bien parce que les sections efficaces d'annihilation sont faibles et de l'ordre d'une fraction de picobarn que l'abondance relique est naturellement de l'ordre de  $\Omega_\chi \sim 0.1 - 1 \sim \Omega_m$  ce qui constitue un intérêt majeur pour ces particules.

Dans la suite, nous allons passer en revue quelques candidats WIMP usuels.

### 1.4.2.3 Candidat Supersymétrique

Le Modèle Standard décrit à l'aide de théories de jauge les interactions électrofaibles et fortes entre les particules élémentaires. Chaque symétrie du lagrangien correspond à une force décrite par l'échange de bosons de jauge. L'interaction forte repose sur le groupe de symétrie de couleur  $SU(3)_C$  tandis que les interactions faibles et électromagnétiques sont unifiées

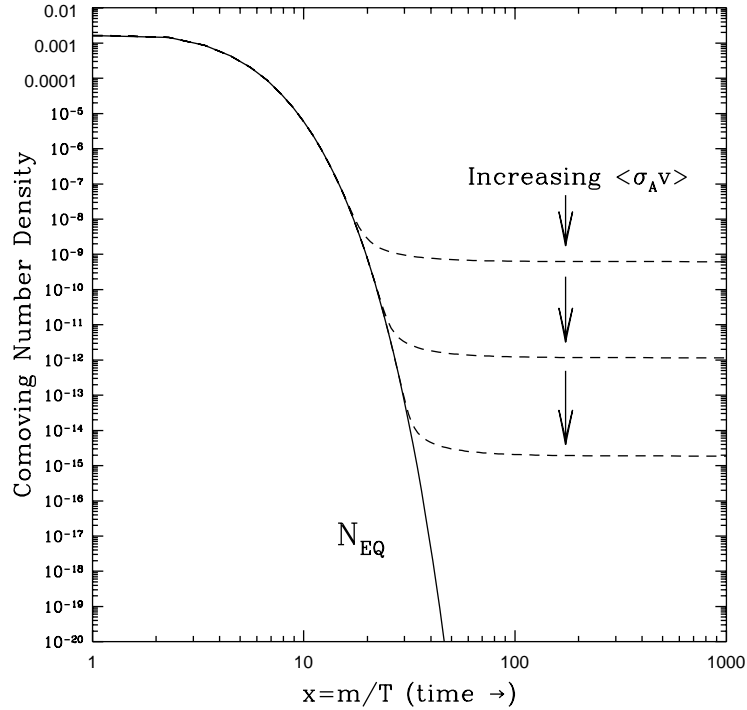


FIG. 1.3 – Variation de la densité des WIMPs au cours de la sortie d’équilibre thermique. Le reliquat se crée après la rupture de l’équilibre thermique. Les courbes en pointillés représentent les abondances pour différentes sections efficaces d’annihilation  $\sigma_a$ . Extrait de [53].

au sein des groupes  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  correspondant respectivement à la symétrie d’isospin faible et à la symétrie d’hypercharge. D’autres nombres quantiques interviennent quant à la description des interactions, à savoir le spin  $S$ , le nombre baryonique  $B$  et le nombre leptonique  $L$ . La matière est représentée par des champs fermioniques dont les états propres sont ; soit de chiralité gauche (Left) ou droite (Right). Néanmoins le Modèle Standard présente quelques faiblesses :

- **Unification des forces** : on pourrait penser qu’au sein d’une telle théorie les interactions fortes et faibles s’unifient, dans un souci de simplification. Les théories de grande unification (GUT) regroupent quarks et leptons au sein de mêmes multiplets d’un groupe de jauge englobant  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  et quantifie la charge électrique.

On peut alors essayer de voir si expérimentalement le modèle standard donne une indication de grande unification. On utilise pour cela les observables mesurées pour déterminer les couplages à l’échelle électrofaible puis on calcule l’évolution de ces couplages à des échelles d’énergie plus élevées. Le résultat est représenté dans la figure 1.4. On voit clairement que les trois constantes de couplage ne convergent pas dans le cadre du modèle standard.



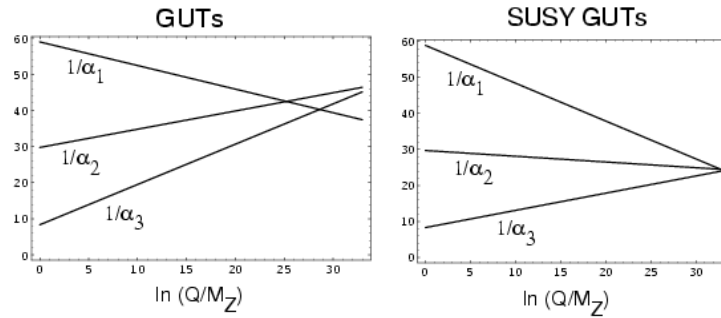


FIG. 1.4 – Variation des constantes de couplage des interactions fortes et électrofaibles dans le cadre du modèle standard et du MSSM. Extrait de [56].

- **Problème de la gravitation** : le modèle standard ne traite pas du cas de la gravitation. Les effets de cette force ne peuvent plus être négligés lorsqu'on approche de l'échelle de Planck ( $\Lambda_{Planck} \sim 10^{19} \text{ GeV}$ ). Un traitement quantique de la gravitation devient alors nécessaire.

- **Problème de naturalité** : les corrections radiatives sur le propagateur du boson de Higgs (introduit pour expliquer le mécanisme de création de masse des particules) sont quadratiquement divergentes, c'est à dire  $\delta m_H^2 \sim \lambda^2 \Lambda^2$ . On effectue alors ce qu'on appelle une renormalisation pour que le modèle standard soit valable jusqu'à l'échelle d'énergie  $\Lambda$  :

$$\delta m_H^2 = m_{H,r} - m_{H,0} \sim \lambda^2 \Lambda^2 \quad (1.52)$$

avec  $m_{H,r}$  la masse physique du Higgs et  $m_{H,0}$  sa masse dite *nue* (non physique). On s'attend à ce que le boson de Higgs ait une masse de l'ordre de l'échelle électrofaible (typiquement 100 GeV). Pour remplir cette dernière condition, il faut que  $m_{H,0} \sim 10^{19} \text{ GeV}$ . C'est le problème dit de naturalité car la masse  $m_{H,0}$  ne peut pas être aussi grande dans le cadre du seul modèle standard.

Une réponse à certains problèmes du Modèle Standard est apportée en postulant une symétrie supplémentaire d'espace-temps appelée supersymétrie. On décrira, ici, de manière qualitative les grandes lignes directrices de l'extension Minimale Supersymétrique du Modèle Standard (MSSM). Pour avoir une description complète des modèles supersymétriques et de leurs constructions, on pourra se référer à [57].

La supersymétrie (SUSY) transforme les bosons en fermions et inversement. Les jauginos de spin 1/2 sont associés aux bosons de jauge de spin 1. Les sfermions sont des scalaires (ou pseudo-scalaires) de spin 0 associés aux fermions de spin 1/2. La liste des particules du MSSM (tableau 1.1) est donc plus importante que celle du Modèle Standard. On définit la R-parité [58] de chaque particule comme  $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$  où B et L sont les nombres baryonique et leptonique et S est le spin. Les particules *standards* seront de R-parité positive ( $R_p=+1$ ) tandis que les partenaires supersymétriques auront une R-parité négative ( $R_p=-1$ ) ; suivant les modèles

Partenaires Supersymétriques				
Particules standard	États propres de jauge		États propres de masse	
	Symbole	Nom	Symbole	Nom
q	$\tilde{q}_L, \tilde{q}_R$	squark	$\tilde{q}_1, \tilde{q}_2$	squark
l	$\tilde{l}_L, \tilde{l}_R$	slepton	$\tilde{l}_1, \tilde{l}_2$	slepton
$\nu$	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	$\tilde{g}$	gluino	$\tilde{g}$	gluino
$W^\pm$	$\tilde{W}^\pm$	wino		
$H_{1,2}^{-,+}$	$\tilde{H}_{1,2}^{-,+}$	higgsino	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	charginos
$\gamma$	$\tilde{\gamma}$	photino		
Z	$\tilde{Z}$	zino		
$H_{1,2}^0$	$\tilde{H}_{1,2}^0$	higgsino	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	neutralinos

TAB. 1.1 – Liste des particules contenues dans le MSSM. Les partenaires supersymétriques sont dénotés par un tilde.

la R-parité sera conservée ou non.

L'ajout de partenaires supersymétriques permet de régler le problème de la divergence quadratique de la masse du boson de Higgs car la contribution due aux partenaires supersymétriques est exactement opposée au terme  $\Lambda^2$ . De plus, les modèles supersymétriques ont un contenu beaucoup plus grand en particules ce qui modifie l'évolution des constantes de couplages (figure 1.4) : les trois constantes de couplages convergent vers une même valeur à une échelle d'énergie d'environ  $\Lambda_{GUT} \sim 2 \cdot 10^6$  GeV. Toutefois la supersymétrie ne suffit pas à elle seule à construire une théorie de la gravitation à des échelle d'énergie proche de la masse de Planck. Seules les théories des supercordes permettent un calcul des corrections quantiques gravitationnelles. A une échelle de grande unification  $M_{GUT}$ , le nombre de paramètres libres est limité en postulant l'égalité des constantes de couplage de  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  et des paramètres de masse des jauginos et des scalaires. Cela définit un jeu de cinq paramètres, dans des modèles comme le CMSSM (Constrained MSSM) ou mSUGRA (minimal SUPERGRAvity), donné par :

- $\mu$  le paramètre de masse couplant les deux familles de Higgs entre elles.
- $m_0$  la masse universelle des scalaires.
- $m_{1/2}$  la masse unifiée des jauginos.
- $\tan(\beta)$  le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs.
- $A_0$  le couplage trilineaire unifié.

Dans les modèles supersymétriques où la R-parité est conservée, les vertex d'interaction ne peuvent faire intervenir qu'un nombre pair de particules supersymétriques. Une conséquence fondamentale est que la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable. La supersymétrie avec R-parité conservée fournit donc un candidat naturel à la matière noire non baryonique.

Dans le MSSM, la LSP correspond au neutralino le plus léger dont la composition est déduite

à partir de la matrice de masse des neutralinos [59]. Dans la base  $(\tilde{\gamma}, \tilde{Z}, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$ , on a :

$$\tilde{\chi} = a_1 \tilde{\gamma} + a_2 \tilde{Z} + a_3 \tilde{H}_1^0 + a_4 \tilde{H}_2^0 \quad (1.53)$$

La nature des neutralinos est classifiée à l'aide d'un paramètre  $P$ , défini comme  $P \equiv a_1^2 + a_2^2$  : les neutralinos sont de type jaugino si  $P > 0.9$ , et higgsino si  $P < 0.1$  et mixtes sinon. Le MSSM ne permet pas de déterminer la masse de la LSP, seules des contraintes expérimentales (LEP2 au Cern) et astrophysiques permettent de réduire l'intervalle de masse autorisé [61, 65] :

$$45 \text{ GeV} < m_\chi < M_{\text{SUSY}} \sim 1 \text{ TeV} \quad (1.54)$$

La recherche de particules supersymétriques est le thème principal des expériences de physique sur faisceau, actuelles (D0, CDF au Tevatron) et, futures (CMS, ATLAS, LHCb au LHC), notamment dans la mise en évidence du boson de Higgs (et des neutralinos). On soulignera le rapprochement des thèmes de recherche entre les expériences sur faisceau (accélérateurs) et les expériences hors faisceau (recherche de matière noire) [62], la supersymétrie étant aujourd'hui le plus important enjeu de la physique des particules. Nous verrons dans le chapitre suivant que les expériences de détection de matière noire commencent à contraindre les modèles supersymétriques [63].

### 1.4.3 Conclusion

La matière noire peut se trouver sous forme baryonique ou non baryonique. Les naines brunes et les nuages de dihydrogène sont les objets astrophysiques les plus favorisées pour constituer la matière noire baryonique. Cependant, les observations montrent que ces objets ne sont pas suffisants pour reproduire les observations cosmologiques (BBN<sup>9</sup> et WMAP). La matière noire est donc essentiellement sous forme non baryonique, chaude ou froide. La matière noire chaude ne permet pas non plus de reproduire la totalité de la densité de matière. Parmi les candidats pouvant constituer la matière noire froide on distingue, les axions et surtout les WIMP. Dans les modèles supersymétriques où la R-parité est conservée la LSP est stable. Cet argument tend à favoriser la LSP comme candidat WIMP préférentiel. Dans toute la suite, on se placera dans le cadre de l'extension minimale supersymétrique du modèle standard où la LSP correspond au neutralino ( $\chi$ ) le plus léger et on emploiera indépendamment le terme de neutralino ou WIMP.

---

<sup>9</sup>Big Bang Nucleosynthesis

# Chapitre 2

## Principes de détection des WIMPs

Comme nous l'avons vu auparavant, il existe à l'heure actuelle de nombreux arguments astrophysiques et cosmologiques en faveur de l'existence de matière sombre non baryonique froide dans l'univers. Le neutralino constitue l'un des candidats privilégiés à ce type de matière et il est, à ce titre, recherché auprès des accélérateurs (Cern, Fermilab), et également par des expériences hors accélérateur dédiées à la recherche de matière noire. La détection peut être *directe*, il s'agit, alors, de signer une interaction élastique dans le détecteur.

Une autre option est la détection *indirecte* qui consiste à rechercher les produits d'annihilation des WIMPs.

### 2.1 Détection indirecte

L'une des méthodes mise en oeuvre pour signer la présence de neutralinos dans le halo galactique, consiste à rechercher ses produits d'annihilation. Celle-ci peut avoir lieu :

- au centre de la Terre ou du Soleil : les neutralinos s'accumulent au centre de corps célestes par attraction gravitationnelle. Les produits d'annihilation recherchés sont alors des neutrinos.
- dans le halo galactique : l'annihilation de neutralinos peut, dans ce cas, être mise en évidence par une composante exotique dans le spectre de rayons cosmiques. On cherche à identifier les flux spécifiques émergents composés de neutrinos, photons ou de particules plus rares dans les rayons cosmiques (positons, antiprotons, antideuteron).

#### 2.1.1 Les photons du centre galactique

Dans les régions où la densité de matière noire est assez grande (par exemple au centre des galaxies) le taux d'annihilation peut devenir assez important pour être détecté sous la forme de photons de haute énergie. Les photons étant relativement insensibles aux champs magnétiques, leurs caractéristiques spatiales et angulaires permettent de remonter jusqu'au point d'émission. De plus, il est possible d'extraire les signaux provenant d'une émission continue de photons (suivant la distribution de matière noire dans le halo) du bruit de fond gamma essentiellement

engendré par les interactions des protons avec l'hydrogène interstellaire. Il existe plusieurs signatures distinctes pour la détection de photons provenant du centre galactique [6] :

$$\chi\bar{\chi} \rightarrow \gamma\gamma \quad (2.1)$$

$$\chi\bar{\chi} \rightarrow Z\gamma \quad (2.2)$$

Les taux de production de ces réactions sont difficiles à évaluer à cause des incertitudes sur les paramètres supersymétriques, sur les sections efficaces et sur les profils de densité du halo.

Ceci est illustré par la forme différentielle du flux attendu [64] :

$$\frac{\phi(E_\gamma)}{dE_\gamma} \propto \langle \sigma_{AV} \rangle \int_{\text{ligne de vue}} \rho_{CDM}^2(r) dr \quad (2.3)$$

où  $\langle \sigma_{AV} \rangle \sim a + b.v^2$  et  $v$  est la vitesse relative entre les deux neutralinos s'annihilant. Le choix du paramétrage du halo est alors crucial compte tenu de la dépendance en  $\rho_{CDM}$  de la relation 2.3 [65].

Cependant, l'intérêt de ces deux canaux réside dans le fait qu'ils donnent des signatures claires car les photons issus de ces deux réactions sont monoénergétiques :

$$E_\gamma = m_\chi \quad (2.4)$$

$$E_\gamma = m_\chi \cdot \left(1 - \frac{m_Z^2}{4m_\chi^2}\right) \quad (2.5)$$

Pour simplifier nous pouvons distinguer deux types d'expériences dédiées à la détection de photons de haute énergie issus de l'annihilation de matière noire :

- Les expériences au sol : certaines étaient essentiellement basées sur le principe de détection de la lumière Cherenkov générée par les gerbes atmosphériques induites par les rayonnements cosmiques. On peut citer des expériences (dont les références se trouvent dans [12] et les références incluses) de la première génération comme les télescopes CAT, Whipple et HEGRA qui ont permis d'importants progrès techniques dans ce type de détection. Les expériences de la génération actuelle telles que HESS, MAGIC et VERITAS devraient permettre de tester une large gamme de modèles SUSY grâce à un gain en sensibilité important (environ 10 dans [64]) par rapport à la génération précédente.

- Les expériences spatiales : on peut citer les expériences INTEGRAL [66], le projet GLAST [67, 68] et l'expérience AMS [69] qui sera placée sur la station spatiale internationale. L'intervalle de masse du neutralino sondé dépend du seuil de détection de l'expérience. Comme les expériences ont des sensibilités différentes, elles deviennent complémentaires et l'intervalle de masse couvert se situe entre le GeV et le TeV.

On peut également citer des projets qui s'intéressent à des rayons cosmiques autres que les photons tels que les neutrinos : c'est le cas des expériences AMANDA et ANTARES que nous détaillerons dans le paragraphe suivant.

## 2.1.2 Les neutrinos

Les neutralinos pourraient être capturés gravitationnellement par des objets astrophysiques massifs et accumulés en leur centre par l'intermédiaire de diffusions élastiques successives. Ces

lieux d'accrétion peuvent être le centre de la galaxie, mais aussi le centre du Soleil ou de la Terre. Cette accumulation dépend de deux facteurs principaux qui sont la masse de l'objet (au sein duquel il y a accrétion) et la section efficace neutralino-quark. La production directe de neutrinos  $\chi\bar{\chi} \rightarrow \nu\bar{\nu}$  est très improbable car la section efficace associée est quasi nulle. En effet, les neutralinos accumulés au centre de la Terre ou du Soleil peuvent être considérés comme non-relativiste et donc avec une vitesse qui tend vers 0. Dans ce cas, la section efficace d'annihilation en  $f\bar{f}$  est proportionnelle à la masse du fermion [53]. Le flux de neutrinos provient donc de la décroissance de particules primaires (produites lors de l'annihilation), avec une énergie moyenne  $E_\nu \approx \frac{m_\chi}{2}$ . A ces énergies, les sources conventionnelles sont rares, et, comme pour les photons, il est possible de rejeter une fraction importante du bruit de fond en étudiant la répartition angulaire du signal (à cause des zones de forte densité de neutralinos au centre de la Terre ou du Soleil).

Un neutrino, émis par une source, se propage avec peu d'interactions et de pertes directionnelles jusqu'à la Terre car les neutrinos ne sont pas soumis à l'interaction électromagnétique. Ils sont donc peu sensibles aux obstacles astrophysiques tels que gaz, poussières et champ magnétique. Le neutrino va alors potentiellement agir avec le milieu terrestre par les courants neutres

$$\nu_{e,\mu,\tau} + N \xrightarrow{Z} \nu_{e,\mu,\tau} + X \quad (2.6)$$

et les courants chargés

$$\nu_{e,\mu,\tau} + N \xrightarrow{W^\pm} e, \mu, \tau + X \quad (2.7)$$

Les courants neutres vont donc être source de déviation tandis que les courants chargés vont transformer une partie des neutrinos en un flux de leptons chargés. Le lepton préférentiel est le muon à cause de sa longue durée de vie (par rapport à celle du  $\tau$  par exemple). Le principe d'un télescope à neutrinos est alors d'instrumenter un grand volume d'un milieu transparent (eau, glace) dans lequel les muons de hautes énergies émettent de la lumière Cherenkov que l'on va détecter et qui signera l'interaction d'un neutrino. Ces muons ont une énergie importante  $E_\mu \sim E_\nu$  et cela permet aux détecteurs d'avoir un seuil de déclenchement élevé de l'ordre de la dizaine de GeV.

Les modèles supersymétriques ont déjà été contraints par une première génération d'expériences : Fréjus [70], Nestor [71], Baikal [72], MACRO [73] et SuperKamiokande [74]. Une nouvelle génération de télescopes à neutrinos est actuellement en cours de développement. Elle correspond à une augmentation de la taille des détecteurs d'un facteur 10, avec comme objectif final un volume de détection de l'ordre du kilomètre cube. Ces expériences utilisent dans ce but un élément naturel comme détecteur (la glace de l'Antarctique pour AMANDA<sup>1</sup> [75], IceCube [76] et l'eau de la Méditerranée pour ANTARES<sup>2</sup> [77]), et sont donc parfaitement adaptées à la détection de flux de faible intensité et de haute énergie associés aux sources extra-terrestres non conventionnelles, et en particulier les neutralinos. Le principe de reconstruction de trace du muon est le même pour ces trois expériences : la trajectoire du muon est reconstruite par un réseau de photomultiplicateurs placés dans des modules optiques le long de

<sup>1</sup>Antartic Muon And Neutrino Detector Array

<sup>2</sup>Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss RESearch

lignes de détection.

### 2.1.3 Les antiprotons et les positons du halo galactique

Afin d’avoir une meilleure sensibilité, on s’intéresse aux particules les moins présentes dans le rayonnement cosmique : principalement les antiprotons ( $\bar{p}$ ) et les positons ( $e^+$ ). Ces particules présentent la propriété d’être suffisamment rares dans le flux cosmique pour qu’un excès puisse éventuellement être mis en évidence.

- Les antiprotons : il existe deux sources principales de production d’antiprotons. On a une composante secondaire provenant des collisions (spallations) des rayons cosmiques de haute énergie sur le gaz interstellaire de la Voie Lactée [78]. Ensuite, on a éventuellement une composante dite primaire provenant de l’annihilation mutuelle des neutralinos du halo galactique. Pour mesurer le flux d’antiprotons secondaires, soit on utilise des ballons (BESS), soit on embarque l’expérience à bord d’une navette (AMS-01).
- Les positons : Là encore il existe deux composantes à la production de positons. La composante secondaire provient encore des collisions (spallations) des rayons cosmiques de haute énergie sur le gaz interstellaire du disque de la Voie Lactée. La composante primaire est engendrée par l’annihilation des neutralinos. En particulier, une raie monochromatique  $e^+e^-$  est élargie par diffusion et serait la bienvenue pour comprendre la bosse dans le spectre du rapport  $\frac{e^+}{e^++e^-}$  observée à 10 GeV, notamment par l’expérience HEAT<sup>3</sup> [79]. L’interprétation de ce résultat est délicate car le signal provenant de l’annihilation de neutralinos est trop faible pour reproduire cet excès dans le cadre d’un modèle classique de halo. Pour reproduire ce signal, il faut l’augmenter en introduisant un facteur dit de *boost* dans les modèles SUSY les plus favorables. La présence d’un tel facteur peut provenir d’une distribution non uniforme de la matière noire dans le halo en introduisant des surdensités locales (les *clumps*) de matière noire au sein de sous-structures.

## 2.2 Détection directe

On peut estimer à plusieurs centaines de milliers le nombre de WIMPs traversant chaque centimètre carré de la surface de la Terre par seconde. En supposant que la section efficace d’interaction des WIMPs avec la matière ordinaire est non nulle, on peut espérer avoir un taux d’interaction dans les détecteurs non nul. Ceci fournit une motivation pour une identification directe de l’interaction d’un WIMP avec la matière ordinaire.

La détection directe cherche à mettre en évidence les interactions des neutralinos dans un détecteur par diffusion élastique sur un noyau. Le principe de détection est de mesurer l’énergie déposée par un neutralino incident lors d’une diffusion élastique sur le noyau-cible et donc de déterminer son énergie de recul. Cette technique de détection fut proposée et détaillée dans le milieu des années quatre-vingt par Goodman et Witten [80]. Pour identifier le passage d’un neutralino dans le détecteur, il convient de déterminer le spectre de reculs nucléaires théorique

---

<sup>3</sup>High Energy Antimatter Telescope

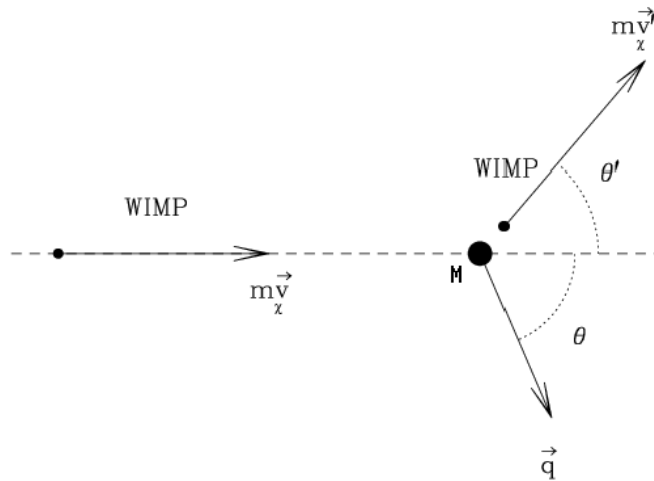


FIG. 2.1 – Schéma de la diffusion d'un WIMP sur un noyau.

(associés aux interactions élastiques de WIMPs) et les taux d'événements attendus dans les détecteurs. Ces taux sont très faibles (typiquement très inférieurs à 1 événement par kg.j) et posent un important défi expérimental. Cependant, pour pallier ce problème, différentes techniques de détection ont été mises en oeuvre à travers le monde pour récolter les signaux engendrés par des reculs nucléaires et faire le lien entre ce qu'on voit dans les détecteurs et l'ensemble des hypothèses astrophysiques et supersymétriques.

### 2.2.1 Interactions des neutralinos avec la matière

Du fait de la très faible vitesse des neutralinos dans le halo galactique, l'interaction d'un neutralino avec un noyau est considérée dans la limite non relativiste. Tout d'abord, on calcule la section efficace de couplage au quark que l'on étend au noyau. Pour ce faire, il faut déterminer auparavant les courants autorisés par la théorie. Deux hypothèses principales permettent de simplifier le lagrangien de l'interaction ; d'abord le lagrangien doit être invariant de Lorentz, ensuite le neutralino est un sfermion de Majorana. Ces hypothèses permettent de limiter à deux le nombre de contributions au lagrangien : le couplage axial ou spin-dépendant (SD) et le couplage scalaire ou spin-indépendant (SI) ou encore cohérent.

#### 2.2.1.1 Le facteur de forme du noyau

Le facteur de forme traduit la perte de cohérence de l'interaction quand le moment de transfert  $q$  n'est plus négligeable par rapport à la taille du noyau.

Lors d'une interaction élastique d'un neutralino sur un noyau-cible (figure 2.1), l'énergie de recul s'écrit  $E_r = \frac{q^2}{2M}$  où  $q$  est le moment transféré au noyau de masse  $M$ . La conservation de



l'énergie et de l'impulsion permet d'écrire  $q$  de la façon suivante :

$$q = 2\mu v \cos \theta = \sqrt{2ME_r} \quad (2.8)$$

$$\mu = \frac{m_\chi M}{m_\chi + M} \quad (2.9)$$

avec  $\theta$  défini comme sur la figure 2.1,  $\mu$  est la masse réduite du système neutralino-noyau,  $m_\chi$  est la masse du neutralino incident et  $v$  sa vitesse.

On peut en déduire la valeur moyenne de l'énergie de recul en considérant qu'il y a isotropie dans le référentiel du centre de masse :

$$\langle E_r \rangle = \frac{m_\chi^2 M}{(m_\chi + M)^2} \cdot v^2 \quad (2.10)$$

ainsi que les intervalles de variation de  $q$  et de l'énergie de recul  $E_r$  :

$$0 \leq q \leq q_{max} \equiv 2\mu v \quad (2.11)$$

$$0 \leq E_r \leq E_{r_{max}} \equiv \frac{2\mu^2 v^2}{M} \quad (2.12)$$

Dans le cas du germanium ( $A \approx 73$ ), on a, pour un WIMP de masse  $1 \text{ TeV}/c^2$  et de vitesse  $v \approx 0.8 \times 10^{-3} c$  :

$$0 \leq E_r \leq 64 \text{ keV}$$

On définit alors la section efficace différentielle comme :

$$\frac{d\sigma}{d|q|^2} = \frac{\sigma_0}{4\mu^2 v^2} F^2(|q|) \quad (2.13)$$

$$\sigma_0 = \int_0^{4\mu^2 v^2} \frac{d\sigma(q=0)}{d|q|^2} d|q|^2 \quad (2.14)$$

avec  $\sigma_0$  la section efficace totale à moment de transfert nul et  $F(|q|)$  est le facteur de forme du noyau. Ce facteur dépend du type de couplage et on ne développera pas les différentes formes qu'il peut prendre. On mentionnera le cas d'un couplage cohérent, où il peut être approximé par une fonction dite de Helm [81] :

$$F(qr) = 3 \frac{j_1(qr)}{qr} \times e^{-\frac{(qs)^2}{2}} \quad (2.15)$$

le noyau étant modélisé par une sphère de rayon  $r = aA^{\frac{1}{3}} + b$  et d'épaisseur de peau  $s$ . Ce paramétrage sera celui adopté par la plupart des expériences de détection directe. Dans le cas de l'interaction spin-dépendante, seul le nucléon non-apparié contribue, on intègre alors sur une "sphère mince".

### 2.2.1.2 Section efficace axiale

Lors du couplage neutralino-noyau, la particule échangée est un  $Z$  ou un squark. La section efficace à transfert d'impulsion nul correspondant à ce type d'interaction sur un noyau est donnée par [81] :

$$\sigma_0^{SD} = \sigma^{SD} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu^2 \lambda^2 J(J+1) \quad (2.16)$$

où  $G_F$  est la constante de couplage de Fermi et  $\lambda^2 J(J+1)$  est le facteur de spin du noyau. Notons qu'il est possible de relier la section efficace totale neutralino sur noyau (de masse atomique  $A$ )  $\sigma_{\chi-N}^{SD}$  à la section efficace neutralino sur nucléon (de masse  $m_n$ )  $\sigma_{\chi-n}^{SD}$  :

$$\sigma_{\chi-N}^{SD} = \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-n}^2} \sigma_{\chi-n}^{SD} \stackrel{m_\chi \gg m_n}{\propto} A^2 \sigma_{\chi-n}^{SD} \quad (2.17)$$

### 2.2.1.3 Section efficace scalaire

Le deuxième type de couplage est dit cohérent ou indépendant du spin, car on ne différencie pas protons et neutrons, auquel cas le noyau peut être considéré comme une assemblée de  $A$  nucléons. La section efficace est dans ce cas [82] :

$$\sigma_0^{SI} = \sigma^{SI} = \frac{4}{\pi} \mu^2 (Z f_p + (A-Z) f_n)^2 \quad (2.18)$$

Dans cette expression,  $f_p$  (respectivement  $f_n$ ) représente le terme dû au couplage effectif du neutralino sur les protons (respectivement sur les neutrons). Dans la plupart des cas, on peut considérer  $f_p \simeq f_n$  et comme dans le paragraphe précédent, on peut déduire la section efficace totale neutralino sur noyau  $\sigma_{\chi-N}^{SI}$  de la section efficace neutralino sur nucléon  $\sigma_{\chi-n}^{SI}$  :

$$\sigma_{\chi-N}^{SI} = \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-n}^2} A^2 \sigma_{\chi-n}^{SI} \stackrel{m_\chi \gg m_n}{\propto} A^4 \sigma_{\chi-n}^{SI} \quad (2.19)$$

On constate alors que la section efficace cohérente varie comme la puissance 4 de la masse atomique et en ce sens les détecteurs à noyaux lourds seront privilégiés.

Les théories supersymétriques donne une limite supérieure de l'ordre de  $10^{-4}$  pb sur  $\sigma_{\chi-n}^{SI}$  tandis que la limite inférieure est donnée par les mesures du moment dipolaire du muon  $a_\mu$ . Dans le cadre de mSUGRA, on a  $\sigma_{\chi-n}^{SI,SD} > 10^{-46} \text{ cm}^2 = 10^{-10} \text{ pb}$  [83].

## 2.2.2 Taux d'événements et spectre théorique de recul

Dans cette section, nous allons voir comment on construit, pour des paramètres du halo donnés, le spectre de recul théorique et comment on évalue le taux d'interaction des neutralinos attendu dans un détecteur.

Pour cela, nous allons faire deux approximations :

- On néglige l'effet de la rotation de la Terre dans le calcul de la distribution des vitesses.
- On raisonne uniquement sur les sections efficaces à transfert d'impulsion nulle, c'est à dire qu'on néglige l'intégration sur  $q$  dans les calculs (ce qui revient à ne pas tenir compte du facteur de forme du noyau).

### 2.2.2.1 Distribution des vitesses

Soit  $\vec{v}_{W/d}$  la vitesse des WIMPs par rapport au détecteur et  $\vec{v}_{d/g}$  celle du détecteur par rapport au référentiel galactique. Une distribution maxwellienne des vitesses dans le référentiel galactique s'écrit :

$$f(\|\vec{v}_{W/g}\|)d^3(\|\vec{v}_{W/g}\|) = \frac{e^{-\frac{\|\vec{v}_{W/d} + \vec{v}_{d/g}\|^2}{v_0^2}}}{\pi^{\frac{3}{2}}v_0^3}d^3(\|\vec{v}_{W/g}\|) \quad (2.20)$$

où  $v_0$  est reliée à la vitesse quadratique moyenne  $\bar{v}_{W/g} = \sqrt{\langle \|\vec{v}_{W/g}\rangle^2}$  par  $\bar{v}_{W/g} = \sqrt{\frac{3}{2}}v_0$ . La vitesse  $v_0$  est d'ailleurs la vitesse de rotation circulaire constante (courbe de rotation plate) associée au modèle de la sphère isotherme. En supposant un détecteur immobile dans le halo galactique, on a alors :  $\vec{v}_{W/d} = \vec{v}_{W/g}$  et la relation 2.20 peut s'écrire en première approximation :

$$f(v)d^3v = \frac{e^{-\frac{v^2}{v_0^2}}}{\pi^{\frac{3}{2}}v_0^3}d^3v \quad (2.21)$$

avec  $v = \|\vec{v}_{W/g}\|$ . On supposera vraie l'hypothèse précédente pour calculer le taux d'événements et on verra plus loin comment la présence du terme  $\vec{v}_{d/g}$  peut apporter une signature distinctive à la détection de WIMPs.

### 2.2.2.2 Taux d'événements

La densité différentielle de WIMPs est donnée par :

$$dn = \frac{n_0}{\pi^{\frac{3}{2}}v_0^3}f(v)d^3v = \frac{n_0}{\pi^{\frac{3}{2}}v_0^3} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi v^2 e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} \sin\theta d\theta d\phi dv = \frac{4n_0}{\sqrt{\pi}v_0^3}v^2 e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} dv \quad (2.22)$$

où  $n_0$  est la densité locale de WIMPs, égale à  $\frac{\rho_0}{m_\chi}$ . La densité locale  $\rho_0$  et la masse de WIMP  $m_\chi$  interviennent directement dans le calcul de la densité différentielle et, de ce fait, dans le calcul du taux d'événements. En effet muni de cette densité différentielle, on est alors capable d'estimer le spectre en énergie de recul des événements  $\frac{dR}{dE_r}$  :

$$\frac{dR}{dE_r} = \frac{\mathcal{N}_0}{A} \int v dn(v) \frac{d\sigma}{dE_r} = \frac{\mathcal{N}_0}{A} \int_{v_{min}(E_r)}^{v_{max}(E_r)} v dn(v) \frac{d\sigma}{dE_r} \quad (2.23)$$

où  $\mathcal{N}_0$  est le nombre d'Avogadro,  $A$  la masse atomique du noyau-cible et  $\sigma$  la section efficace d'interaction de la particule incidente avec ce noyau. Les énergies déposées n'excèdent pas la centaine de keV lors d'une collision WIMP sur noyau. On peut alors considérer que la section efficace WIMP sur noyau  $\sigma_{\chi-N}$  (à transfert d'impulsion nulle) est indépendante de  $v$  et de  $E_r$  et s'écrit :

$$\frac{d\sigma_{\chi-N}}{dE_r} = \frac{\sigma_{\chi-N}}{E_r^{max}} \quad (2.24)$$

Par ailleurs, d'après le paragraphe 2.2.1.1 :

$$E_r^{max} = \frac{2\mu^2 v^2}{M} \Rightarrow \frac{d\sigma}{dE_r} = \frac{M\sigma_{\chi-N}}{2\mu^2 v^2} \quad (2.25)$$

Il reste à déterminer les bornes d'intégration de l'équation 2.23 ;

- La borne maximale  $v_{max}(E_r)$  est en toute rigueur égale à la vitesse d'échappement des WIMPs, soit  $v_{esc} \sim 650 \text{ km.s}^{-1}$  [81]. Mais cette valeur est très grande devant  $v_0 \sim 220 \text{ km.s}^{-1}$  et sera approximée ici par une valeur infinie.

- $E_r = \frac{q^2}{2M} = \frac{2\mu^2 v^2 \cos^2 \theta}{M}$  donc  $v = \sqrt{\frac{ME_r}{2\mu^2 \cos^2 \theta}}$ . La borne minimale vaut alors  $v_{min}(E_r) = \sqrt{\frac{ME_r}{2\mu^2}}$ . L'équation 2.23 devient donc :

$$\frac{dR}{dE_r} = \frac{\mathcal{N}_0}{A} \int_{\sqrt{\frac{ME_r}{2\mu^2}}}^{\infty} v dn(v) \frac{d\sigma}{dE_r} = \frac{\mathcal{N}_0}{A} \frac{M\sigma_{\chi-N}}{\mu^2} \frac{n_0}{\sqrt{\pi}v_0} e^{-\frac{ME_r}{2\mu^2 v_0^2}} = \frac{R_0}{\alpha} e^{-\frac{E_r}{\alpha}} \quad (2.26)$$

avec

$$R_0 = \frac{2\mathcal{N}_0 v_0 n_0}{A \sqrt{\pi}} \sigma_{\chi-N} = \frac{2\mathcal{N}_0}{A} \frac{v_0 \rho_0}{\sqrt{\pi} m \chi} \sigma_{\chi-N} \quad (2.27)$$

$$\alpha = \frac{2\mu^2 v_0^2}{M} = E_{r_{max}} \quad (2.28)$$

$R_0$  représente le taux d'événements total par unité de masse et de temps dans le détecteur. Une façon pratique d'évaluer  $R_0$  est obtenue en normalisant  $R_0$  à  $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV.c}^{-2}.\text{cm}^{-3}$ ,  $v_0 = 220 \text{ km.s}^{-1}$  et  $\sigma_{\chi-N} = 1 \text{ pb} = 10^{-36} \text{ cm}^2$  [81] :

$$R_0 \simeq \frac{388}{Am_\chi} \times \frac{\sigma_{\chi-N}(\text{cm}^2)}{10^{-36}} \times \frac{\rho_0(\text{GeV.c}^{-2}.\text{cm}^{-3})}{0.3} \times \frac{v_0(\text{km.s}^{-1})}{220} \text{ kg}^{-1}.\text{j}^{-1} \quad (2.29)$$

Les paramètres du halo utilisé sont  $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV.c}^{-2}.\text{cm}^{-3}$  et  $v_0 = 220 \text{ km.s}^{-1}$ . Pour une masse typique de WIMP de  $100 \text{ GeV}/c^2$ , un taux d'événement  $R_0$  de  $1 \text{ evt/kg/j}$  dans du germanium correspond à une section efficace  $\sigma_{\chi-N}$  d'environ  $20 \text{ pb}$  ( $\sigma_{\chi-n} \sim 1.6 \times 10^{-5} \text{ pb}$ ).

Pour un WIMP de masse  $100 \text{ GeV}/c^2$  qui interagit dans du germanium, on trouve  $\alpha \approx 25.7 \text{ keV}$ .

Le spectre de recul attendu est exponentiellement décroissant (avec une pente  $\propto \frac{1}{\alpha}$ ). Plus la masse réduite  $\mu$  est faible, plus le spectre est piqué aux basses énergies, comme on peut le voir sur la figure 2.2.

Comme le taux décroît exponentiellement avec l'énergie de recul, il convient de pouvoir mesurer les plus basses de ces énergies et donc d'avoir un seuil de détection aussi faible que possible. On peut illustrer cet argument en calculant le taux d'événements sur un intervalle  $[E_{r_1}, E_{r_2}]$  :

$$R = \int_{E_{r_1}}^{E_{r_2}} \frac{R_0}{\alpha} \times e^{-\frac{E_r}{\alpha}} dE_r = R_0 \times (e^{-\frac{E_{r_1}}{\alpha}} - e^{-\frac{E_{r_2}}{\alpha}}) \quad (2.30)$$

Pour illustrer la formule 2.30 dans le germanium, le taux d'événement  $R$  vaut environ  $0.66 \text{ evt/kg/j}$  pour des énergies de recul comprises entre  $10$  et  $100 \text{ keV}$ , une masse de WIMP de  $100$

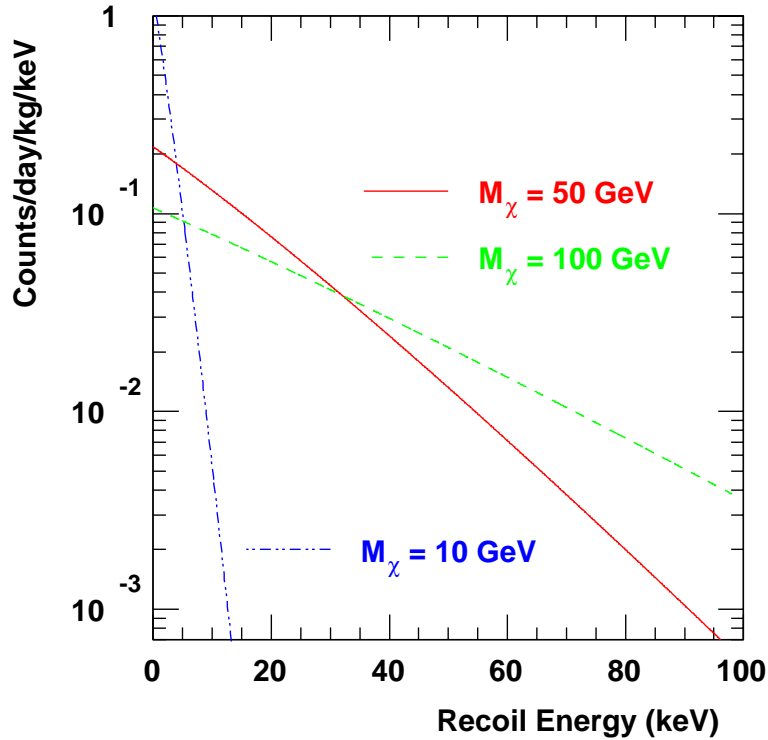


FIG. 2.2 – Spectres de reculs attendus dans une cible de germanium pour des WIMPs du halo ( $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV/cm}^3$  et  $\bar{v} = 270 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ) de différentes masses et ayant une section efficace de diffusion sur proton  $\sigma_{\chi-p} = 7 \times 10^{-6} \text{ pb}$ .

$\text{GeV}/c^2$  et  $R_0=1 \text{ evt/kg/j}$  ( $\sigma_{\chi-N} \approx 20 \text{ pb}$ ).

Enfin, on peut estimer les deux contributions spin-dépendant et spin-indépendant à  $\frac{dR}{dE_r}$  :

$$\frac{dR}{dE_r}^{SI} = \frac{f(E_r, \rho_0, v_0, m_\chi)^{SI} \times \sigma_{\chi-N}^{SI}}{A} = f(E_r, \rho_0, v_0, m_\chi)^{SI} \times A^3 \times \sigma_{\chi-n}^{SI} \quad (2.31)$$

$$\frac{dR}{dE_r}^{SD} = \frac{f(E_r, \rho_0, v_0, m_\chi)^{SD} \times \sigma_{\chi-N}^{SD}}{A} = f(E_r, \rho_0, v_0, m_\chi)^{SD} \times A \times \sigma_{\chi-n}^{SD} \quad (2.32)$$

Les facteurs  $f(E_r, \rho_0, v_0, m_\chi)$  dépendent des paramètres astrophysiques, de l'effet de rotation de la Terre et du facteur de forme du noyau, ces deux derniers facteurs n'ayant pas été pris en compte dans les calculs précédents.

A partir du taux d'événements observé ( $R$  en  $\text{kg}^{-1}\cdot\text{j}^{-1}$  sur une plage d'énergie donnée), on déduit la section efficace WIMP-nucléon (SI et SD) à partir des relations 2.31 et 2.32. Dans le cas indépendant du spin :

$$R = g(E_{r1,2}, \rho_0, v_0, m_\chi)^{SI} \times A^3 \times \sigma_{\chi-n}^{SI^{max}} \quad (2.33)$$

La relation 2.33 permet donc de construire la courbe  $\sigma_{\chi-n}^{SI^{max}} = h(m_\chi)$  : la région des sections efficaces située en dessous de la courbe est physiquement exclue. Pour tracer ces courbes, on

adopte une convention des paramètres astrophysiques ( $\rho_0, v_0$ ) ce qui permet de comparer les expériences entre elles.

### 2.2.2.3 Les conséquences expérimentales

A ce stade, on voit apparaître des contraintes expérimentales claires :

- **Le choix du noyau cible et la masse du détecteur** : Les éléments à numéro atomique élevé seront favorisés, pour l'interaction spin-indépendante, à cause de la dépendance du taux d'événements en  $A^3$ . De plus, la masse de détection doit être la plus importante possible ; pour augmenter la probabilité d'interaction et la statistique.

- **Le taux d'événement et le seuil de détection** : La plupart des modèles supersymétriques donne un taux d'événements attendu pour la diffusion de WIMPs  $\ll 1$  événement/jour/kg de détecteur dans le cas du germanium. En effet nous avons vu qu'un taux  $R_0$  de 1 evt/kg/j correspond à une section efficace de diffusion WIMP-noyau d'environ 20 pb pour des paramètres standards du halo ( $\rho_0=0.3 \text{ GeV.cm}^{-3}$  et  $v_0=220 \text{ km.s}^{-1}$ ). Les sections efficaces sont en fait beaucoup plus basses ce qui entraîne une baisse significative du taux d'événements attendu ( $\ll 1$  événement/jour/kg).

De plus, le spectre différentiel de recul attendu décroît exponentiellement avec l'énergie de recul. Pour un WIMP de  $50 \text{ GeV}/c^2$  par exemple, plus de 70 % des collisions se situent à des énergies inférieures à 20 keV (figure 2.2). En effet, la valeur maximale de l'énergie de recul engendrée par un WIMP de  $50 \text{ GeV}/c^2$  est de  $\sim 12 \text{ keV}$  dans le germanium. Le seuil de détection est donc un paramètre déterminant dans les expériences de détection de WIMPs.

La valeur des taux d'interaction est inférieure de plusieurs ordres de grandeur aux taux engendrés par le rayonnement cosmique à la surface de la Terre ou par la radioactivité naturelle des matériaux usuels. Les expériences de détection de WIMPs doivent donc être à très bas bruit de fond. Les principales conséquences sont que :

- La plupart de ces expériences se situent en site souterrain afin d'atténuer le bruit de fond cosmique.
- Mise en place de nombreux blindages autour de l'expérience pour réduire le bruit de fond naturel.
- Les matériaux utilisés dans l'expérience doivent avoir un bruit de fond intrinsèque faible.
- Le détecteur doit être capable de rejeter le bruit de fond résiduel

En conclusion, un détecteur "idéal" pour la recherche directe de WIMPs doit avoir les caractéristiques suivantes :

1. un seuil de détection faible ( $<$  à une dizaine de keV)
2. un bruit de fond intrinsèque faible ( $\ll 1$  evt/kg/j)
3. une masse importante (plusieurs dizaines voire centaines de kg)
4. une cible à numéro atomique élevé (SI) ou un pourcentage non négligeable d'isotopes avec A impair (SD)

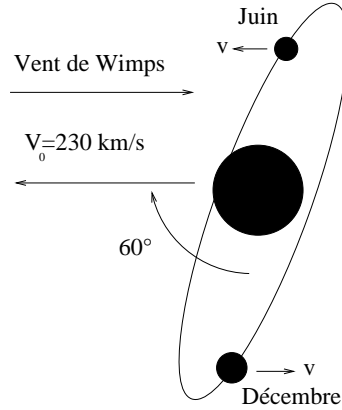


FIG. 2.3 – Schéma illustrant le phénomène de modulation annuelle.

### 2.2.3 Signatures des neutralinos

La mise en évidence de WIMPs dans un détecteur se caractérise par la présence de reculs nucléaires, une forme du spectre de reculs en loi exponentielle ( $e^{-\frac{E_{recul}}{c^2 t_e}}$ ) et une probabilité quasi-nulle d'avoir des interactions multiples de WIMPs. Une mise en évidence d'une dépendance en  $A^2$  de la section efficace spin-indépendant WIMP sur noyau fournirait une signature distinctive de l'interaction de WIMPs. Cependant, il existe aussi des signatures cosmiques :

- La modulation annuelle [84] : nous avons négligé le facteur  $\vec{v}_{d/g}$  dans la distribution des vitesses qui intervient directement dans le calcul du taux d'événements. Durant l'été, la vitesse de la Terre s'ajoute à celle du Soleil, donnant un taux d'événements plus important. A l'inverse, le nombre d'événements attendu est plus faible en hiver. La variation est sinusoïdale [85] :

$$\vec{v}_{d/g} = \vec{v}_{d/s} + \vec{v}_{s/g} \quad (2.34)$$

$$v_{d/g} = v_{d/s} \pm v_{s/g} \cos \gamma \cos[\omega(t - t_0)] \quad (2.35)$$

où  $v_{d/s} \sim 230 \text{ km.s}^{-1}$ ,  $v_{s/g} \sim 30 \text{ km.s}^{-1}$ ,  $\omega \sim 2\pi/365 \text{ rad/jour}$  et la phase est donnée par  $t_0 \sim 2$  juin. De plus, la rotation de la Terre par rapport au halo galactique se fait dans un plan formant un angle  $\gamma$  de  $60^\circ$  par rapport au plan galactique (figure 2.3). Cette variation de vitesse de quelques pourcents doit induire une variation proportionnelle du flux et du taux d'événements de WIMPs, qui constituerait une signature forte de leur détection [86]. C'est ce type de recherche qui a conduit la collaboration DAMA (qui utilise un détecteur massif de NaI) à publier dès 1996 une première indication en faveur de la découverte du neutralino. A l'heure actuelle, les résultats indiquent une variation saisonnière ( $\pm 7\%$  du signal) sur sept ans (figure 2.4), ce qui est compatible avec une masse  $m_\chi \sim 52 \text{ GeV}/c^2$  et  $\sigma_{\chi-n} \sim 7.2 \cdot 10^{-6} \text{ pb}$  [88]. Ce résultat est très controversé pour des raisons développées dans [89, 90].

Etant donné le faible taux de modulation, une masse de détection élevée est une condition nécessaire à la mise en évidence d'un effet de modulation annuelle du signal, signature forte de la détection de WIMPs.

- La modulation diurne : cette méthode consiste à signer l'interaction d'un neutralino dans un

détecteur sensible à la directivité de l'interaction. En effet, la Terre se déplaçant avec une vitesse moyenne de 232 km/s dans le halo, les reculs associés aux WIMPs devraient subir une modulation diurne à cause de la rotation de la Terre (figure 2.5). On cherche alors à mettre en évidence une anisotropie dans la direction des reculs nucléaires ( $\propto \pm \vec{v}_{\text{Soleil}}$ ) [91–93]. Le projet DRIFT<sup>4</sup> [94], situé dans la mine de Boulby, développe une TPC<sup>5</sup> de xénon à basse pression (10-40 Torr) afin d'évaluer la trace engendrée par un recul nucléaire.

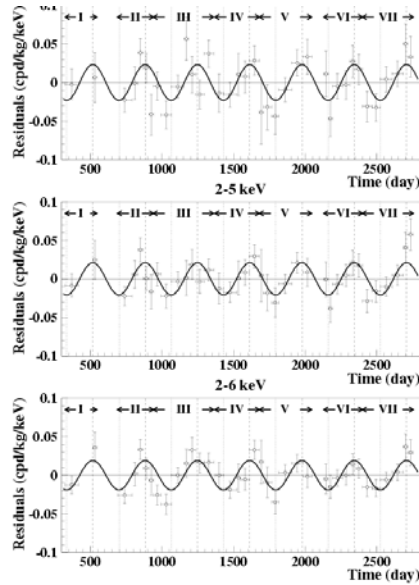


FIG. 2.4 – Modulation d'amplitude obtenue par la collaboration DAMA sur une durée de sept ans pour une exposition totale de  $\sim 107000$  kg.jour et pour trois plages de sensibilités. Figure extraite de [87].

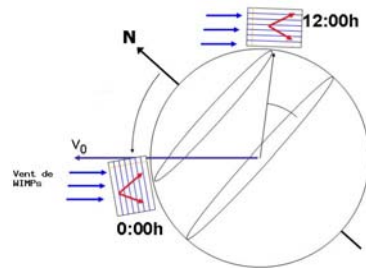


FIG. 2.5 – Modulation diurne des reculs nucléaires engendrée par les interactions de WIMPs.

<sup>4</sup>Directional Recoil Identification by Formation of Tracks

<sup>5</sup>Time Projection Chamber



## 2.2.4 Les stratégies expérimentales

### 2.2.4.1 Stratégie numéro 1 : Les détecteurs massifs

Historiquement la première stratégie a été d'utiliser un grand volume de scintillateur avec un numéro atomique élevé (comme le NaI où  $A_{\text{iode}} = 127$ ). En effet les scintillateurs permettent à température ambiante de détecter les particules par l'émission de lumière produite, mesurée par des photomultiplicateurs. Malgré des problèmes de radioactivité intrinsèque, ils sont intéressants pour plusieurs raisons. D'abord ils sont peu coûteux donc on peut en utiliser une grande quantité et ils fonctionnent à température ambiante. Enfin, certains scintillateurs permettent de différencier les particules incidentes en fonction de la forme du signal, on parle alors de Pulse Shape Discrimination (PSD).

On peut différencier deux types de scintillateurs :

- Scintillateur solide : L'expérience DAMA/LIBRA<sup>6</sup> prévoit d'utiliser jusqu'à 250 kg de NaI au Gran Sasso [95]. Dans la mine de Boulby (en Grande-Bretagne) la collaboration UKDMC<sup>7</sup> a développé l'expérience NAIAD (NAI Advanced Detector) qui utilise 50 kg de NaI [96]. ANAIS<sup>8</sup> installée dans le tunnel du Canfranc (Espagne) [97] envisage de construire un détecteur de 107 kg. ELEGANTS<sup>9</sup> est située sur le site de Otto-Cosmo au Japon [98]. D'autres matériaux, tel que le TeO<sub>2</sub>, peuvent être utilisés pour constituer des détecteurs massifs. C'est le cas pour les expériences cryogéniques CUORICINO prototype de CUORE<sup>10</sup> (760 kg) installées au Gran Sasso [99].
- Scintillateur liquide : La collaboration UKDMC a mis au point un détecteur nommé ZEP-LIN<sup>11</sup> dont la première version fonctionne avec 5 kg de xenon liquide [100]. On peut aussi mentionner des projets comme XMASS au Japon et XENON [101] aux Etats-Unis qui prévoient d'atteindre une tonne de Xenon.

### 2.2.4.2 Stratégie numéro 2 : La discrimination événement par événement

Au début des années 90, l'expérience américaine CDMS a mis au point des détecteurs cryogéniques utilisant des cristaux de germanium permettant la discrimination des reculs électroniques et nucléaires par la mesure simultanée des signaux chaleur et ionisation. La collaboration CDMS<sup>12</sup>, basée maintenant dans la mine de Soudan [102, 103], est actuellement au début de la phase CDMS-II [104]. Les expériences cryogéniques fonctionnent à des températures de l'ordre de 20 mK et ces bolomètres sont désormais massifs, c'est à dire dépassant la centaine de grammes. L'expérience CRESST<sup>13</sup> installée au Gran Sasso, a exploré la voie chaleur/scintillation avec des cristaux de CaWO<sub>4</sub> [105]. Dernièrement, l'expérience française

<sup>6</sup>Large sodium Iodine Bulk for RAre processes

<sup>7</sup>United Kingdom Dark Matter Collaboration

<sup>8</sup>Annual Modulation with NaI'S

<sup>9</sup>ELEctron GAMMA-ray NeuTrino Spectrometer

<sup>10</sup>Cryogenic Underground Observatory for Rare Events

<sup>11</sup>Zoned Proportional scintillation in LIquid Noble gases

<sup>12</sup>Cryogenic Dark Matter Search

<sup>13</sup>Cryogenic Rare Event Search with Super-conducting Thermometers

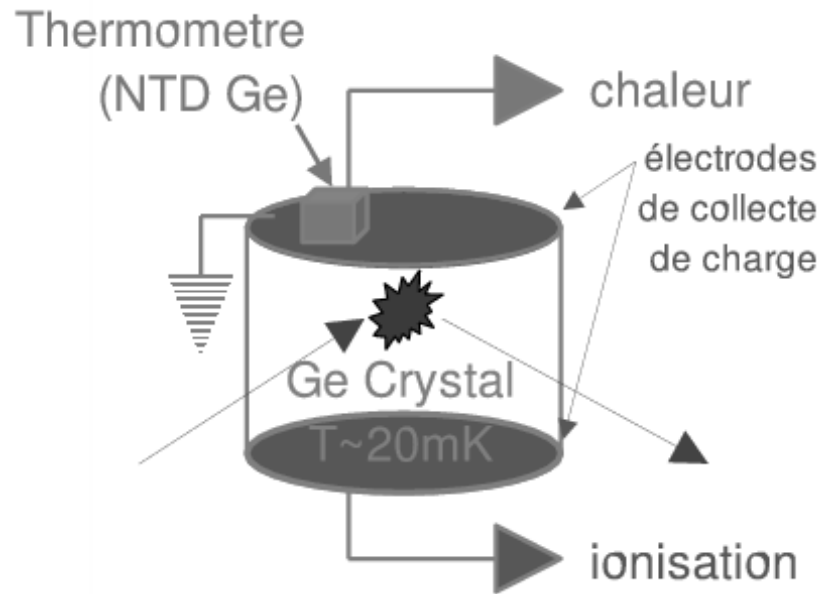


FIG. 2.6 – Modélisation du principe de fonctionnement d'un bolomètre double composante chaleur/ionisation développé par la collaboration EDELWEISS.

ROSEBUD<sup>14</sup>, installée au tunnel du Canfranc a montré que les cristaux de saphir scintillent aux très basses températures ouvrant de nouvelles perspectives pour les bolomètres massifs à double détection [106].

## 2.3 L'expérience EDELWEISS

Cette discrimination a tout d'abord été mise au point sur un bolomètre double composante chaleur/ionisation de 70 g [107]. Un effort important a été fourni pour transposer cette technologie sur un détecteur plus massif de 320 g [108]. La phase finale EDELWEISS-I comporte trois détecteurs de 320 g.

### 2.3.1 Les détecteurs EDELWEISS

L'énergie déposée, dans un cristal de capacité calorifique  $C$ , lors d'une collision élastique, est convertie en phonons qui se thermalisent en chaleur (figure 2.6). La capacité calorifique des cristaux varie comme  $(\frac{T}{T_D})^3$  [109] pour  $T \ll T_D$  où  $T_D$  est la température de Debye (374 K pour le germanium). Il ressort clairement qu'il faut se placer à très basse température pour abaisser la chaleur spécifique et par conséquent avoir une élévation de température  $\Delta T$  importante sachant que  $\Delta T = \frac{E}{C(T)}$  lors d'un dépôt d'énergie  $E$ . La mesure de  $\Delta T$  s'effectue à l'aide d'un senseur thermique collé sur une face du cristal. L'ensemble composé du cristal (appelé absorbeur) et

<sup>14</sup>Rare Objects Search Employing Bolometers Underground

du capteur constitue le bolomètre. Les cristaux de germanium semi-conducteur sont refroidis à très basse température à l'aide d'un cryostat pour une température de fonctionnement voisine de 20 mK. La masse atomique élevée du germanium ( $A=72.6$  en moyenne) favorise le couplage spin-indépendant des WIMPs avec la matière (c.f équation 2.19). Dans EDELWEISS-I, le thermomètre utilisé est un capteur résistif ( $\sim 1 \text{ mm}^3$  de Ge) de type NTD<sup>15</sup>. Le dopage permet la variation de la résistance interne du capteur et sa variation en fonction de la température donne accès à l'énergie déposée lors d'une interaction dans l'absorbeur.

Un signal chaleur a un temps de montée de  $\lesssim 20 \text{ ms}$ , c'est donc un signal très lent. La collection des charges se fait à l'aide de deux électrodes polarisées, placées sur chaque face du bolomètre ; un signal ionisation a un temps de montée compris entre 10 et 200 ns beaucoup plus rapide que le signal chaleur.

Différentes vues d'un bolomètre double-composante chaleur/ionisation 320 g sont représentées sur la figure 2.7.

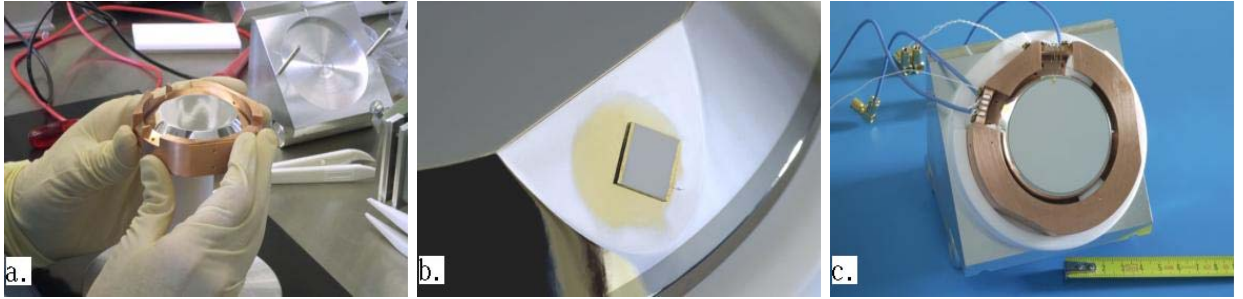


FIG. 2.7 – **a.** : Vue générale d'un bolomètre 320 g en germanium développé par la collaboration EDELWEISS. **b.** : Vue montrant le capteur NTD positionné sur un côté du détecteur. **c.** : Vue de dessous du détecteur.

### 2.3.2 Cinématique des WIMPs et des neutrons

Une collision élastique d'une particule (de masse  $m_i$ ) sur un noyau au repos (de masse  $M$ ) provoque une énergie de recul égale à (voir paragraphe 2.2.1.1) :

$$E_r = 2 \frac{m_i^2 M}{(m_i + M)^2} v^2 \cos^2 \theta = 4E_0 \frac{m_i M}{(m_i + M)^2} \cos^2 \theta \quad (2.36)$$

où  $E_0 = \frac{1}{2} m_i v^2$  est l'énergie cinétique initiale de la particule de type  $i$  et  $\theta$  l'angle défini sur la figure 2.1. Souvent, la relation 2.36 s'écrit en fonction de l'angle de diffusion  $\theta^*$  de la particule incidente dans le centre de masse :

$$E_r = 4E_0 \frac{m_i M}{(m_i + M)^2} \cos^2 \theta = 4E_0 \frac{m_i M}{(m_i + M)^2} \left( \frac{1 - \cos \theta^*}{2} \right) \quad (2.37)$$

<sup>15</sup>Neutron Transmutation Doped

l'angle  $\theta$  et  $\theta^*$  étant reliés par la relation :

$$|\theta| = \frac{\pi}{2} - \frac{\theta^*}{2} \quad (2.38)$$

Il convient de définir les énergies de recul maximales pour les neutrons et pour les WIMPs dans du  $^{72}\text{Ge}$ . Cela revient à considérer deux cas :

1. Dans les cas des neutrons dans le germanium, on a  $M \gg m_i$  et l'énergie de recul maximale s'écrit :

$$E_r^{max} \simeq E_0 \times \frac{4}{A} \simeq 0.056 E_0 \quad (2.39)$$

2. Dans le cas des WIMPs dans le germanium ( $\sim 72 \text{ GeV}/c^2$ ), on a  $m_i \sim M$  et l'énergie de recul maximale s'écrit :

$$E_r^{max} = 2 \frac{m_i^2 M}{(m_i + M)^2} v^2 \quad (2.40)$$

avec  $v=230 \text{ km.s}^{-1}$  ( $\sim 0.8 \times 10^{-3} c$ ).

L'énergie de recul maximale, obtenue avec un neutron d'énergie cinétique incidente 0.5 MeV ou un WIMP de masse  $100 \text{ GeV}/c^2$  (d'énergie cinétique  $\sim 30 \text{ keV}$ ), dans du  $^{72}\text{Ge}$  sont du même ordre de grandeur ( $\sim 30 \text{ keV}$ ). Cela signifie que les WIMPs (avec une masse comprise entre 1 et  $100 \text{ GeV}/c^2$ ) et les neutrons (d'énergie cinétique comprise entre 1 et 10 MeV) donnent le même signal dans du germanium et c'est en cela que le bruit de fond neutron est gênant.

Cependant, un moyen de réduire ce bruit de fond est d'étudier le nombre d'interactions des neutrons car compte tenu des probabilités d'interaction des WIMPs dans la matière, il est très peu probable qu'un WIMP interagisse plus d'une fois dans un détecteur ou interagisse successivement dans deux détecteurs différents. Les neutrons, eux, ont une probabilité non nulle de donner deux interactions dans le même détecteur (ce qui n'est d'aucun secours pour les discriminer d'un WIMP) mais aussi de donner deux interactions dans des détecteurs différents, ce qui "signera" comme "non WIMP" l'événement. Dans cette optique, l'utilisation de plusieurs détecteurs de masses réduites à la place d'un seul détecteur de masse élevée (choix dû à des limitations technologiques) favorise ce type de rejet. Quoi qu'il en soit, le fait que les neutrons et les neutralinos donnent le même signal dans le germanium exige de bien connaître le bruit de fond neutron.

### 2.3.3 Les sources de bruit de fond

On distingue deux types de bruit de fond, le bruit de fond gamma, X ou  $\beta$  induisant des reculs électroniques, et le bruit de fond neutron induisant des reculs nucléaires.

1. Bruit de fond gamma :

- (a) Bruit de fond intrinsèque de l'appareillage : Les détecteurs et les blindages peuvent être eux-même radioactifs. Cela implique une sélection drastique des éléments utilisés dans le dispositif expérimental, chaque pièce étant contrôlée avec un spectromètre  $\gamma$ . Concernant les détecteurs, on minimise leur durée d'exposition aux rayons cosmiques en surface. On attend ensuite que l'activité radioactive diminue.

- (b) Atmosphère : Cette pollution provient essentiellement du radon présent dans l'air du LSM qui se désintègre pour donner du polonium. Son taux est contrôlé en permanence dans le laboratoire et vaut environ  $10 \text{ Bq/m}^3$ . Un flux d'azote gazeux permet d'éviter l'accumulation de radon autour du cryostat.

Une solution pour protéger les détecteurs : un écran de plomb-cuivre, composé de 15 cm de plomb et 10 cm de cuivre (EDELWEISS-I). Le plomb est efficace contre les gammas à cause de son numéro atomique élevé. Cependant, il peut être radioactif ce qui a poussé la collaboration à utiliser du plomb archéologique pour les masses de plomb proches des détecteurs.

2. Bruit de fond neutron : Il provient de la roche, de la fission d'éléments lourds mais aussi de l'interaction de particules très énergétiques avec la matière. Pour réduire le flux de neutrons, on met en place un écran de paraffine (EDELWEISS-I) ou de polyéthylène (EDELWEISS-II) autour des détecteurs.

Si le bruit de fond gamma de l'appareillage (même réduit par la sélection des matériaux) semble inévitable, nous allons voir dans la suite, comment les bolomètres à double composante (chaleur-ionisation) permettent de rejeter plus de 90% du bruit de fond gamma résiduel.

### 2.3.4 Discrimination gamma/neutron

La discrimination gamma/neutron est basée sur le fait que les interactions électromagnétiques et nucléaires vont avoir des rendements d'ionisation différents (figure 2.8). Les électrons

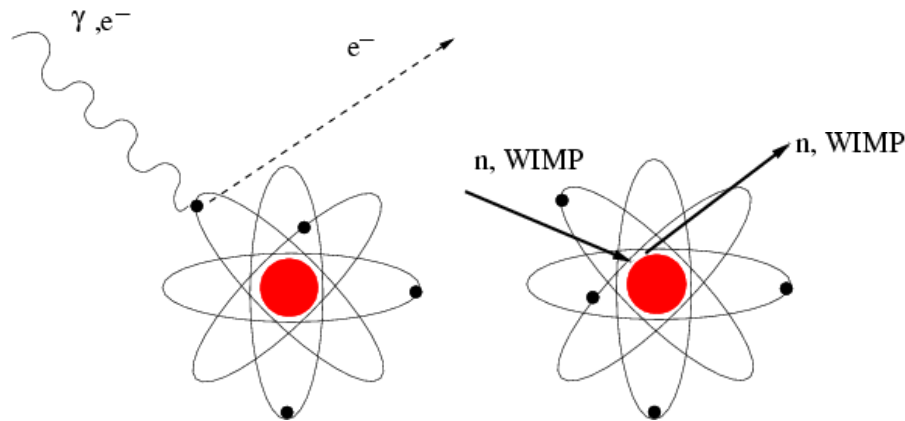


FIG. 2.8 – Illustration des deux types d'interactions : électromagnétique et nucléaire.

et les photons vont être plus sensibles au cortège électronique que les neutrons ou les WIMPs qui de par leur neutralité, vont traverser ce cortège sans interagir. Les neutrons et les WIMPs vont entrer en collision directement sur le noyau contrairement aux particules soumises à l'interaction électromagnétique. L'ionisation va être environ 3-4 fois plus importante (dans le germanium) pour un recul électronique que pour un recul nucléaire, ce qui permet de discriminer

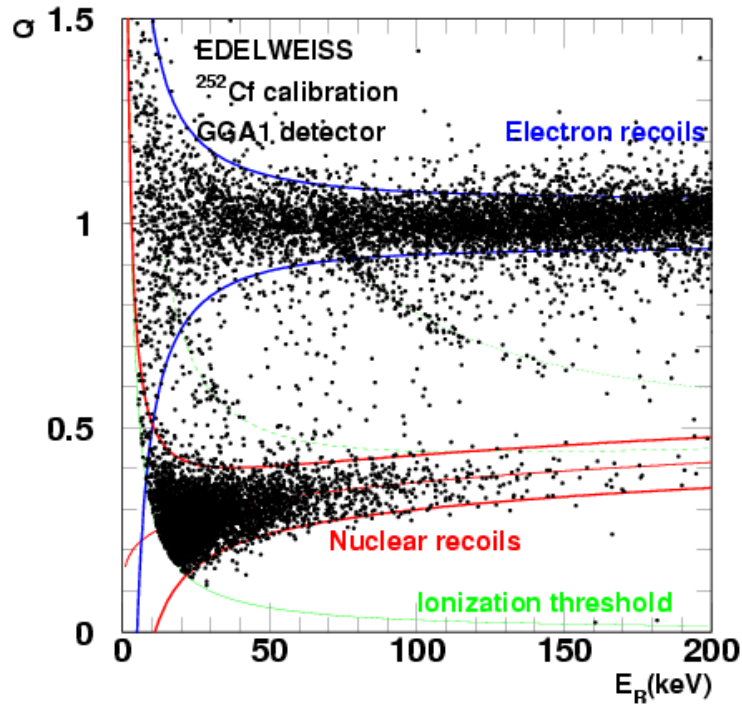


FIG. 2.9 – Diagramme  $Q=f(E_r)$  obtenu lors de la calibration d'un détecteur germanium de 320g avec une source  $^{252}\text{Cf}$  émettant des photons et des neutrons. Les zones de reculs électroniques et nucléaires à 90% d'efficacité sont représentées en traits pleins autour des lignes  $\gamma$  ( $Q=1$ ) et neutrons ( $Q \simeq 0.16E_r^{0.18}$ ) respectivement.

ces deux types d'interactions. Cette discrimination est très importante dans le cadre de la recherche de WIMPs, les principales sources de bruit de fond générant des événements de reculs électroniques.

Le facteur de quenching  $Q = \frac{E_{\text{ionisation}}}{E_{\text{recoil}}}$  en ionisation qui permet de comparer l'ionisation induite par un recul nucléaire à celle engendrée par un recul électronique ; il est modélisé par une loi de puissance [110, 111] :

$$Q \simeq 0.16 \times E_r^{0.18} \xrightarrow{E_r \gtrsim 20\text{keV}} \frac{1}{3} \quad (2.41)$$

On représente cette valeur dans le plan  $(E_r, Q = \frac{E_{\text{ionisation}}}{E_{\text{recoil}}})$ . Sur la figure 2.9, deux zones apparaissent, une pour les gammas ( $Q = 1$  par construction) et l'autre pour les neutrons ( $Q \simeq \frac{1}{3}$ ). Cette discrimination permet, au final, de rejeter 99.9 % des photons pour un seuil de 20 keV en énergie de recul.

EDELWEISS a utilisé trois détecteurs germanium de 320g dont les diagrammes en prise de données de fond sont présentés sur la figure 2.10. EDELWEISS a accumulé 30.5 kg.jour d'exposition pour un seuil en énergie de recul de 30 keV (respectivement 13.8 kg.jour à 20 keV) entre 2000 et 2003. La figure 2.11 représente les principales contraintes expérimentales sur

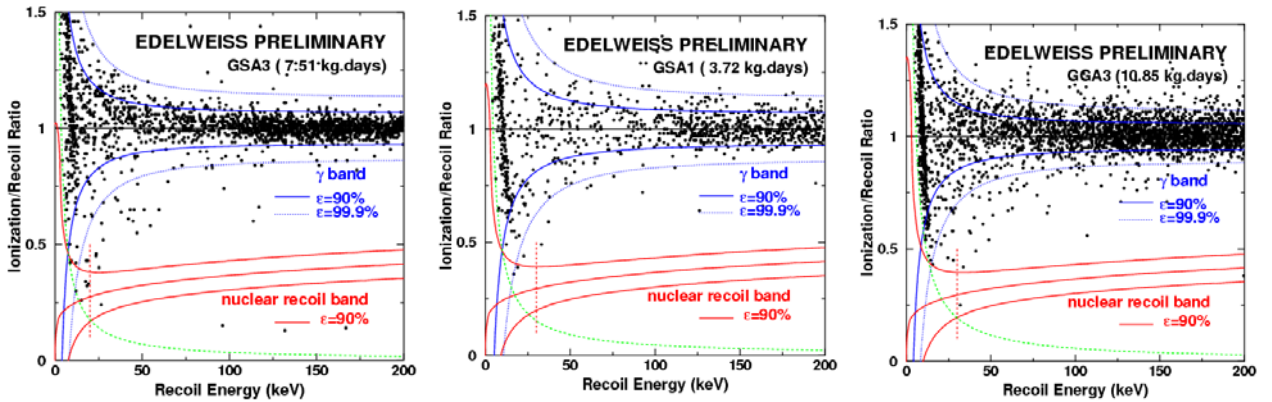


FIG. 2.10 – Diagrammes  $Q=f(E_r)$  à partir des données collectées dans trois détecteurs EDELWEISS en run de fond.

$\sigma_{\chi-n}^{SI}$  fixées par différentes expériences de détection directe dont EDELWEISS (avec un niveau de confiance de 90 %). Ce diagramme d'exclusion permet aussi de comparer les sensibilités obtenues par les principales expériences de détection directe. De plus, on a représenté l'espace des paramètres supersymétriques autorisé par deux types de modèle SUSY.

La limite présentée sur la figure 2.11 intègre les résultats 2000-2002 [112] à l'exposition obtenue durant l'année 2003. On utilise pour le calcul de ces limites les valeurs usuelles des paramètres du halo :  $\bar{v}=270 \text{ km.s}^{-1}$ ,  $v_{esc}=650 \text{ km.s}^{-1}$ ,  $\rho_0=0.3 \text{ GeV.cm}^{-3}$ , et une vitesse de la Terre par rapport au halo égale à  $232 \text{ km.s}^{-1}$ . L'influence des paramètres caractérisant le halo est discutée dans [113]. Le facteur de forme suit le paramétrage de Helm (voir le paragraphe 2.2.1.1), avec  $a=0.52 \text{ fm}$ ,  $s=0.9 \text{ fm}$  et  $c=1.23A^{\frac{1}{3}}-0.6 \text{ fm}$ . EDELWEISS-I a montré une incompatibilité avec le signal DAMA avec un niveau de confiance supérieur à 99.99 %.

### 2.3.5 Conclusion

Parmi les expériences de détection directe de matière noire, celles qui utilisent des détecteurs germanium à double composante ionisation/chaleur (comme EDELWEISS) sont à l'heure actuelle les plus sensibles. Si sensibles, qu'en augmentant la masse des détecteurs, EDELWEISS sera bientôt limitée par le bruit de fond neutron provenant des muons cosmiques. Cette limitation s'illustre déjà sur la figure 2.10 où des événements apparaissent dans la bande de recul nucléaire. Des reculs supérieurs à la centaine de keV dus à des WIMPs de masse supérieure au TeV restent peu probables. Si certains événements peuvent être écartés en considérant la masse limite du neutralino, cela n'est pas suffisant pour s'affranchir de tous les événements présents dans la bande de recul nucléaire.

Il convient donc d'étudier en détail le bruit de fond neutron et plus particulièrement celui produit par les muons de haute énergie au LSM qui fait l'objet de ce travail.

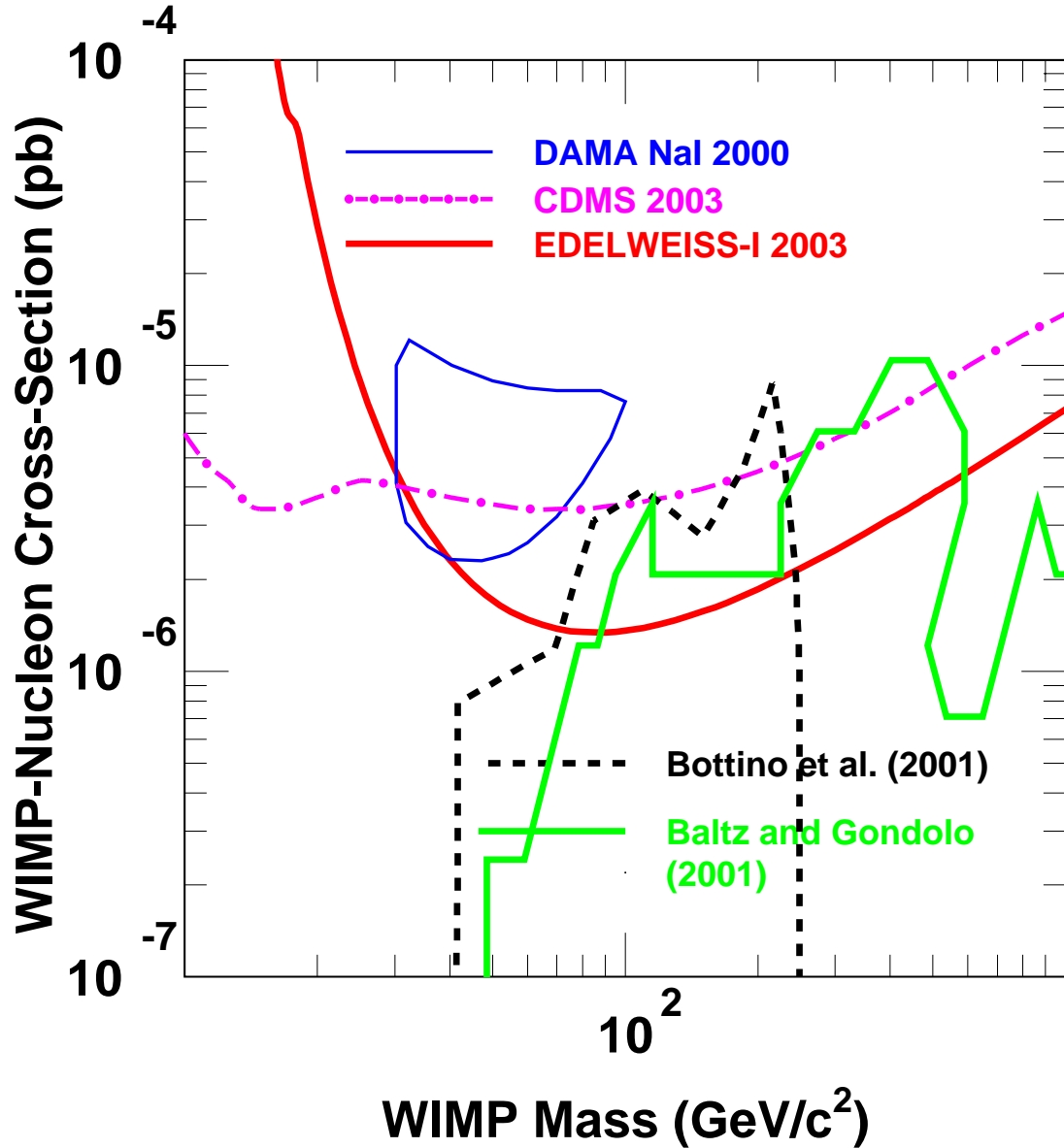


FIG. 2.11 – Limites d'exclusion sur  $\sigma_{\chi-n}^{SI}$  déterminée par combinaison des résultats 2000-2002 et 2003 d'EDELWEISS. On a aussi tracé les courbes d'exclusion de CDMS [104], et la zone à  $3\sigma$  de DAMA NaI 1-4 [114]. Les régions correspondant aux modèles supersymétriques déterminés dans [115] et [116] sont aussi représentées.





# Chapitre 3

## Bruit de fond neutron produit par les muons

Ce chapitre est consacré à l'étude du bruit de fond neutron dont on présentera d'abord les principales origines au niveau du Laboratoire Souterrain de Modane, puis on détaillera la production de neutrons par les muons cosmiques. Cette production se fait par l'intermédiaire d'interactions nucléaires entre le muon et un noyau. Pour obtenir une bonne modélisation de ces processus, il faut étudier en détail l'interaction des muons avec la matière. En disposant d'une paramétrage théorique correcte des processus nucléaires, on est en mesure de l'intégrer dans un code de simulation Monte Carlo (ici Geant3). Ensuite il reste à vérifier si la production de neutrons dans différents matériaux (roche, plomb) est fiable.

### 3.1 Origines des neutrons en site souterrain

Les neutrons et les WIMPs donnant le même signal dans le détecteur, il est primordial pour les expériences de détection directe de WIMPs, de déterminer leur bruit de fond neutron et son origine afin de s'en protéger [117–119]. On peut mettre en évidence trois processus principaux de création de neutrons dans l'environnement du LSM :

1. La radioactivité naturelle de la roche (fission de  $^{238}\text{U}$  et réaction  $(\alpha, n)$ ) : Certains éléments lourds, contenus dans la roche du LSM, ont des isotopes instables de durée de vie du même ordre de grandeur que l'âge de la Terre. Des éléments comme l'uranium et le thorium se retrouvent dans la majorité des matériaux et donnent naissance à une filiation radioactive qui s'arrête avec la formation d'un plomb stable. Les demi-vies sont :

$$T_{1/2}(^{238}\text{U}) = 4.468 \times 10^9 \text{ans} \quad (3.1)$$

$$T_{1/2}(^{235}\text{U}) = 7.04 \times 10^8 \text{ans} \quad (3.2)$$

$$T_{1/2}(^{232}\text{Th}) = 1.28 \times 10^{10} \text{ans} \quad (3.3)$$

Deux mécanismes de désintégration peuvent donc engendrer des neutrons :

– La fission spontanée :  ${}^A X \rightarrow {}^{A'} X + {}^{A''} X + xn$

En général, on ne s'intéresse qu'à l' $^{238}\text{U}$  car son pourcentage d'embranchement n'est

pas négligeable ( $5.4 \times 10^{-5}\%$ ). La valeur moyenne de l'énergie des neutrons produits est environ 2 MeV.

- Les réactions  $(\alpha, n)$  avec les éléments légers (notamment l'oxygène ;  $^{17}\text{O} + ^4\text{He} \rightarrow n + ^{20}\text{Ne}$ ) de la roche. Celle-ci contient des particules  $\alpha$  provenant de la chaîne de désintégration de l'uranium et du thorium. Leurs activités donnent :

$$A_{238\text{U}} = 389.6 \times 10^3 \alpha/\text{an/g} \quad (3.4)$$

$$A_{232\text{Th}} = 128.5 \times 10^3 \alpha/\text{an/g} \quad (3.5)$$

Les neutrons issus des réactions  $(\alpha, n)$  ont une énergie moyenne de  $\sim 3.5$  MeV.

La collaboration EDELWEISS a effectué une expérience pour mesurer le flux de neutrons dans le LSM et a obtenu (V. Chazal et al [120])  $4 \times 10^{-6}$  n/cm<sup>2</sup>/s. Par la suite d'importantes améliorations ont été apportées au code de simulation permettant une réévaluation des mesures conduisant à un flux de  $1.6 \times 10^{-6}$  n/cm<sup>2</sup>/s pour une énergie de neutrons comprise entre 1 et 10 MeV.

Pour protéger le dispositif des neutrons d'énergie de quelques MeV, on place un modérateur (paraffine dans EDELWEISS-I et polyéthylène dans EDELWEISS-II) autour de l'expérience. Typiquement, les simulations Monte-Carlo montrent que le flux de neutrons est atténué respectivement d'un facteur  $\sim 100$  par 30 cm et d'un facteur  $\sim 1000$  par 50 cm de polyéthylène (pour une énergie cinétique des neutrons supérieure à 1 MeV).

2. La fission de  $^{238}\text{U}$  (présent sous forme de trace) dans le plomb du blindage entourant les détecteurs. Des mesures effectuées au sein de la collaboration EDELWEISS ont montré une contamination inférieure à 0.1 ppb donc négligeable.
3. La production par les muons cosmiques : on distingue plusieurs processus de création de neutrons en site souterrain :

- (a) Capture du muon [121–123] : si le muon ne se désintègre pas ( $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ ), il peut se coupler à un proton d'un noyau  $(Z, A)$  par interaction faible, la réaction étant :  $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$ . Cette réaction libère 107 MeV, le neutrino emporte environ 100 MeV tandis que l'énergie du neutron varie entre 6 MeV et quelques dizaines de MeV. Deux voies d'émission de neutrons sont alors possibles :

- Emission directe si l'énergie du noyau excité est supérieure à 15 MeV :  $\mu^- + (Z, A) \rightarrow (Z - 1, A - 1) + \nu_\mu + n$ .
- Emission indirecte si l'énergie du noyau excité est inférieure à 15 MeV :  $\mu^- + (Z - 1, A) \rightarrow (Z - 1, A)^* + \nu_\mu$  puis  $(Z - 1, A)^* \rightarrow (Z, A - x) + xn$ .

Ce processus est important pour des profondeurs inférieures à 300 mwe et il sera négligé par la suite.

- (b) Production de neutrons par effet photonucléaire lors de l'interaction inélastique d'un muon sur un noyau :

$$\mu + (Z, A) \rightarrow \mu' + (Z, A') + xn + \dots \quad (3.6)$$

On verra que ce processus est dominant quant à l'estimation du bruit de fond dans l'expérience EDELWEISS-II.

La production de neutrons se fait alors essentiellement par échange d'un gamma virtuel avec un noyau (effet photonucléaire ou Deep Inelastic Scattering), les neutrons rapides ainsi créés peuvent avoir des énergies supérieures à 10 MeV (dans le plomb par exemple) et traversent facilement les blindages.

- (c) Production de neutrons par les gerbes électromagnétiques et nucléaires lors de l'interaction du muon avec la matière [124].

Par la suite, on distinguera deux zones principales de production de neutrons par les muons : soit dans la roche, soit dans le plomb du blindage. Les interactions dans la roche vont engendrer des bouffées de neutrons extérieures à l'expérience tandis que les interactions dans le plomb du blindage vont créer des neutrons directement vus par les détecteurs. Les mécanismes de création de neutrons sont illustrés sur la figure 3.1. Pour avoir une bonne connaissance du bruit de fond neutron engendré par les muons, il faut étudier leurs interactions avec la matière.

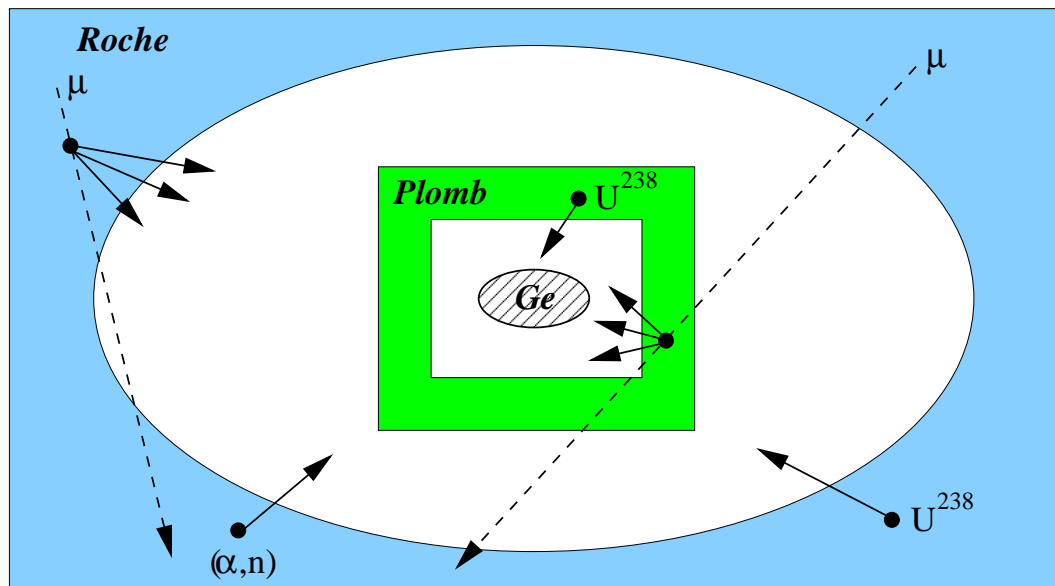


FIG. 3.1 – Schéma résumant les différents types de production de neutrons, à savoir la radioactivité naturelle de la roche, la fission de l' $^{238}U$  dans le plomb du blindage et la production par les muons de haute énergie (dans la roche et dans le plomb du blindage). La production de neutrons est symbolisée par une flèche pleine.

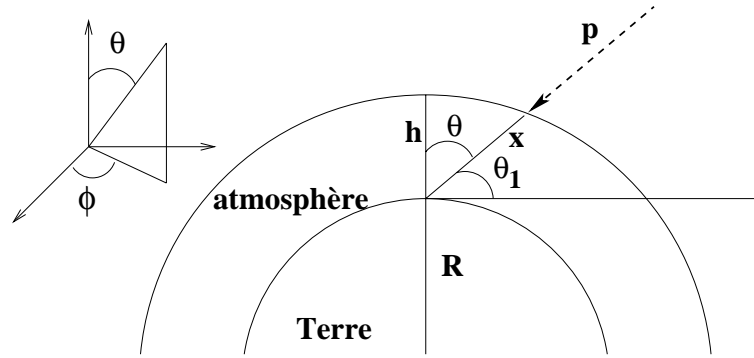


FIG. 3.2 – Schéma montrant les variables qui servent à relier l'altitude verticale  $h$  et la distance parcourue  $x$  par le muon.  $R$  est le rayon de la terre.  $\theta$  représente l'angle zénithal et  $\phi$  est l'angle azimutal.

## 3.2 Interactions des muons avec la matière

### 3.2.1 Origine du flux de muons

Les rayons cosmiques rentrent dans l'atmosphère avec un taux de  $10000 / \text{m}^2/\text{s}$ . Ils sont composés en majorité de protons (90 %) et d'hélium (9 %) [125]. La grande majorité des muons, arrivant au niveau des détecteurs souterrains, est due aux interactions des protons dans la haute atmosphère. Pour l'étude de la propagation des particules dans l'atmosphère, une quantité importante est l'épaisseur d'atmosphère  $X$ , en  $\text{g}/\text{cm}^2$ , traversée par la particule. Cette quantité est l'intégrale de la densité atmosphérique le long de la trajectoire de la particule. A une distance  $h$  du sol, la particule ayant un angle azimutal  $\theta$  (figure 3.2) le long de la trajectoire  $x$ , la variable  $X$  s'écrit :

$$X(x, \theta) = \int_x^\infty \rho[h(x, \theta)] dx \quad (3.7)$$

La relation qui relie l'altitude  $h$  et la trajectoire  $x$  du muon dans l'atmosphère (après interaction du proton) s'écrit :

$$h = (x^2 + 2xR \sin \theta_1 + R^2)^{\frac{1}{2}} - R \quad (3.8)$$

où  $x$  est la distance parcourue par le muon,  $R$  le rayon de la Terre et  $\theta_1$  le complémentaire de l'angle azimutal  $\theta$  (figure 3.2). En général, la trajectoire  $x$  est très petite devant le rayon de la Terre ( $\sim 6600 \text{ km}$ ). Avec cette approximation, l'équation 3.8 suit :

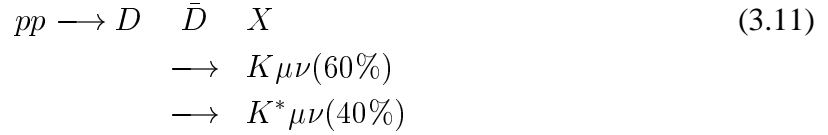
$$h \xrightarrow{h \ll R} x \sin \theta_1 - \frac{1}{2} \frac{x^2}{R} \sin^2 \theta_1 \simeq x \cos \theta + \frac{1}{2} \frac{x^2}{R} \sin^2 \theta \quad (3.9)$$

Pour des angles azimutaux inférieurs à 60 degrés, le deuxième terme de l'équation 3.9 peut être négligé et, on obtient :

$$h \simeq x \cos \theta \quad (3.10)$$

Dans le cas des protons, leurs interactions avec l'atmosphère se produisent à une distance  $x$  qui vaut environ 18 km. Les muons sont produits par les désintégrations dans l'atmosphère soit

de mésons légers (pions et kaons) soit de mésons lourds (dits charmés car ils contiennent un quark c). Les mésons charmés engendrent des muons dits "primaires" (ou "prompts") car ils se désintègrent avant d'interagir et peuvent être produits lors de réaction du type [126, 127] :



En effet, les constantes de décroissance des mésons charmés (typiquement les particules de type D) valent [125] :

$$c\tau_{D^\pm} = 0.028 \text{ cm} \quad (3.12)$$

$$c\tau_{D^0} = 0.013 \text{ cm} \quad (3.13)$$

tandis que celles des mésons légers (pions et kaons chargés) sont [125] :

$$c\tau_{\pi^\pm} = 780 \text{ cm} \quad (3.14)$$

$$c\tau_{K^\pm} = 371 \text{ cm} \quad (3.15)$$

Les muons produits par les pions et les kaons chargés constituent le flux de muons secondaires. Le flux de muons primaires garde la direction du proton initial (muons verticaux) tandis que le flux de muons secondaires est plus diffus car les pions et les kaons ne se trouvent pas au centre de la gerbe induite par l'interaction d'un proton. Ceci s'explique par le fait que les constantes de décroissance des mésons légers sont plus grandes que celles des mésons lourds. Les mésons légers peuvent parcourir des distances importantes (et interagir) avant de se désintégrer et ils ont donc tendance à s'éloigner du centre de la gerbe. La création des muons primaires et secondaires est illustrée sur la figure 3.3.

Les muons ont une constante de décroissance  $c\tau_{\mu^\pm} = 6.59 \times 10^4 \text{ cm}$ . De plus, leur section efficace d'interaction avec la matière est faible. C'est pourquoi les muons constituent la composante résiduelle du flux cosmique en site souterrain.

Le spectre en énergie des particules primaires et secondaires suit des lois exponentielles :

$$\phi^{primaire} = \phi_0^p \cdot E^{-\gamma_{heavy}} = \phi_0^p \cdot E^{-2.7} \quad (3.16)$$

$$\phi^{secondaire} = \phi_0^s \cdot E^{-\gamma_{light}} = \phi_0^s \cdot E^{-3.7} \quad (3.17)$$

Comme nous l'avons vu auparavant, les particules secondaires produites par les mésons légers ont le temps d'interagir avant de se désintégrer. Ceci a pour effet d'augmenter la décroissance du spectre en énergie ( $\gamma_{light} \simeq 1 + \gamma_{heavy}$ ).

Il convient de décrire les différentes parties du spectre en énergie des muons au niveau du sol. Celui-ci est quasiment plat pour l'intervalle  $0 < E_\mu \lesssim E_{moy}$  avec  $E_{moy} \approx 4 \text{ GeV}$  à la surface de la Terre. Au-delà de  $\sim 4 \text{ GeV}$ , la pente du spectre augmente graduellement avec l'énergie dans la gamme 10-100 GeV et s'accroît à plus hautes énergies, car les mésons charmés, interagissent dans l'atmosphère au lieu de se désintégrer. Pour des énergies de l'ordre de  $E_\mu \gg 1 \text{ TeV}$ , l'exposant gamma augmente d'une unité reflétant ainsi le spectre des muons secondaires.

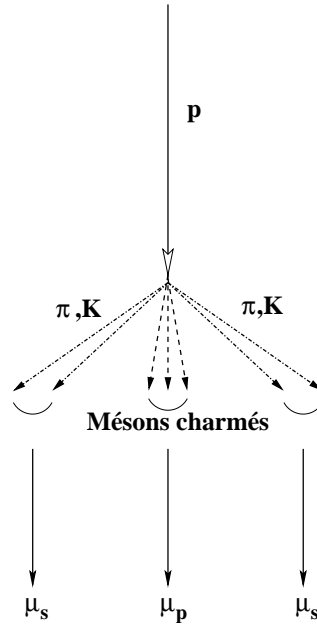


FIG. 3.3 – Illustration de la création des flux de muons primaires et secondaires, lors de l’interaction d’un proton dans l’atmosphère.

Site	Canfranc	Boulby	Gran Sasso	LSM
Profondeur (hg/cm <sup>-2</sup> )	2450	3000	3600	4400
$I_\mu$ (cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> )	$2.5 \times 10^{-7}$ [117]	$4 \times 10^{-8}$ [119]	$2.8 \times 10^{-8}$ [130]	$4.6 \times 10^{-9}$

TAB. 3.1 – Flux de muons verticaux pour différents sites européens.

L’intensité totale des muons verticaux (d’impulsion supérieure à 1 GeV/c) est  $\approx 70 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$  (figure 3.4) et la distribution angulaire des muons au niveau du sol est proportionnelle à  $\cos^2 \theta$  où  $\theta$  est l’angle azimutal. Les muons sont des particules très pénétrantes, qui persistent jusqu’à de grandes profondeurs. La figure 3.5 représente le flux de muons verticaux résiduel mesuré pour  $E_\mu > 1 \text{ GeV}$ . Les points expérimentaux peuvent être ajustés, pour une profondeur  $X$  inférieure à  $10^4 \text{ hg/cm}^2$ , par la formule [129] :

$$I_\mu(X) = A \left( \frac{X_0}{X} \right)^2 e^{-\frac{X}{X_0}} \quad (3.18)$$

avec  $A = (1.96 \pm 0.09) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$  et  $X_0 \simeq 1184 \text{ hg/cm}^2$ . Les flux de muons verticaux, pour différentes expériences européennes, sont indiqués dans le tableau 3.1.

À de grandes profondeurs, les muons sont produits par les interactions dans la roche des neutrinos atmosphériques ( $\nu N \rightarrow \mu X$ ). Ceci se traduit par l’existence d’un plateau sur la figure 3.5. Pour estimer le bruit de fond provenant des muons pour des expériences de recherche de matière noire en site souterrain, il faut étudier leurs interactions avec la matière.

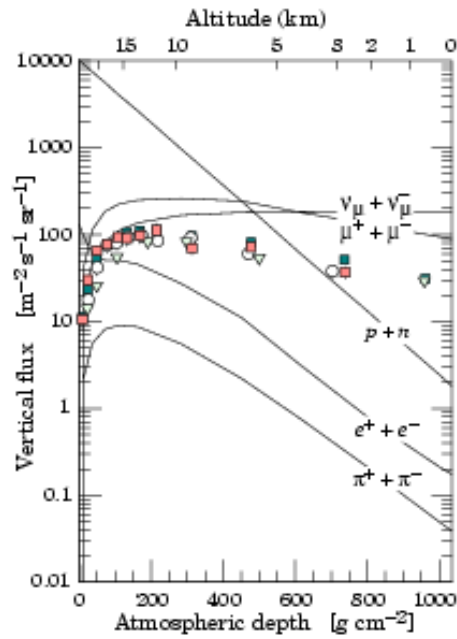


FIG. 3.4 – Flux verticaux des principaux constituants des rayons cosmiques se propageant dans l’atmosphère. Les points expérimentaux sont référencés dans [128].

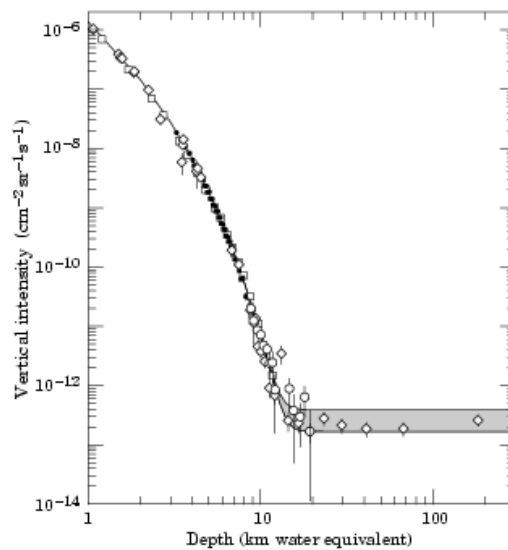


FIG. 3.5 – Intensité verticale des muons en fonction de la profondeur. La zone grisée représente le plateau dû à la création de muons par les neutrinos. Les références des données expérimentales sont incluses dans [128].



### 3.2.2 Processus continu : Ionisation

Lors du passage d'une particule chargée dans la matière, une partie de l'énergie est perdue de façon continue par ionisation du milieu (décrit en détail dans [131]). Souvent, on parle aussi de pouvoir d'arrêt électronique (ionisation+excitation) noté  $S$  et dans le cas du muon la charge est  $z=1$ . L'unité de la perte d'énergie  $\frac{dE}{dx}$  est le  $\text{MeV.cm}^{-1}$  mais on peut aussi l'exprimer en unité de  $\text{MeV.g}^{-1}.\text{cm}^2$  :

$$\frac{dE}{dx(\text{cm})} = \rho \frac{dE}{dX(\text{g.cm}^{-2})} \quad (3.19)$$

où  $\rho$  est la densité du matériau considéré.

La formule de Bethe-Bloch s'applique aux particules chargées et donc aux muons [132] :

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{electronic}} = K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \rho \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 Q_{max}}{I^2} - \beta^2 + \frac{1}{8} \frac{Q_{max}^2}{(\gamma m_\mu c^2)^2} - \frac{\delta}{2} \right] \text{ en MeV/cm.} \quad (3.20)$$

où  $I$  est le potentiel moyen d'ionisation du matériau,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ ,  $m_e$  est la masse de l'électron,  $\frac{Z}{A}$  est le rapport moyen du nombre atomique  $Z$  sur le nombre de masse  $A$  du matériau et  $K$  est défini par [132] :

$$\frac{K}{A} = \frac{4\pi N r_e^2 m_e c^2}{A} = \frac{4\pi N}{A} \frac{e^4}{m_e c^2} = 0.307 \text{ MeV.g}^{-1}.\text{cm}^2 \text{ pour } A = 1 \text{ g.mol}^{-1} \quad (3.21)$$

Le rayon classique  $r_e$  de l'électron est donné par :

$$r_e = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = \frac{e^2}{m_e c^2} \approx 2.82 \text{ fm} \quad (3.22)$$

L'énergie maximum  $Q_{max}$  que le muon peut transférer à un électron libre est définie comme suit :

$$Q_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{m_\mu} + \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2} \xrightarrow{m_\mu \gg m_e} 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (3.23)$$

Lorsque l'énergie du muon augmente, combinée avec la polarisation du milieu, des effets de densité apparaissent avec le terme  $-\frac{\delta}{2}$  :

$$\frac{\delta}{2} \longrightarrow \ln \frac{\hbar\omega_p}{I} + \ln \beta\gamma - \frac{1}{2} \quad (3.24)$$

où  $\hbar\omega_p$  est l'énergie de plasma donnée par :

$$\hbar\omega_p = 28.82 \sqrt{\rho(\text{g.cm}^{-3}) \frac{Z}{A}} \text{ eV} \quad (3.25)$$

Cet effet apparaît lorsque le muon commence à ioniser le milieu et un gaz d'électron libre peut alors se produire. Il a son propre mode collectif d'excitation et il peut transférer un quantum d'énergie défini par  $\hbar\omega_p$  que l'on appelle énergie de plasma.

### 3.2.3 Processus radiatifs

La contribution des termes radiatifs (ou stochastiques) au pouvoir d'arrêt des muons est écrite sous la forme  $b(E)E$ . Il est usuel de décrire cette contribution comme la somme des pertes d'énergie par Bremsstrahlung, production de paires et interactions photonucléaires (le dernier processus sera étudié en détail dans la suite) :

$$b \equiv b_{brem.s} + b_{pair} + b_{nucl.} \quad (3.26)$$

On relie la perte d'énergie des muons aux processus radiatifs par la formule suivante :

$$-\frac{1}{E} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{brem.,paires,nucl.} = \rho \frac{N}{A} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \left( \frac{d\sigma}{dv} \right)_{brem.,paires,nucl.} v dv = b(E)_{brem.,paires,nucl.} \quad (3.27)$$

où  $v$  est la fraction d'énergie transférée et  $\frac{d\sigma}{dv}$  est la section efficace différentielle de l'interaction considérée. La convention  $c=1$  est utilisée dans toutes les formules de la section suivante. On supposera aussi que  $E=E_\mu$  implicitement.

#### 3.2.3.1 Bremsstrahlung

Le parcours des muons peut être courbé lors du passage d'un muon à proximité d'un atome et l'émission d'un photon peut alors se produire. En réalité, le muon va être sensible aux champs coulombiens des électrons du cortège atomique et du noyau. Il convient donc de séparer deux contributions à la perte d'énergie du muon par Bremsstrahlung :

- La section efficace différentielle de Bremsstrahlung du muon sur un noyau est donnée par [132–135] :

$$\left( \frac{d\sigma}{dv} \right)_{brem.,nucl.} = \alpha \left( 2Z \frac{m_e}{m_\mu} r_e \right)^2 \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3}v + v^2 \right) \frac{\phi_n(\delta)}{v} \quad (3.28)$$

où  $\alpha$  est la constante de structure fine et vaut  $\frac{1}{137}$ . La fonction  $\phi_n(\delta)$  est définie par :

$$\phi_n(\delta) = \ln \left( \frac{\frac{Bm_\mu Z^{-\frac{1}{3}}}{m_e}}{1 + \frac{\delta \sqrt{e} B Z^{-\frac{1}{3}}}{m_e}} \right) - \Delta_n(\delta) \quad (3.29)$$

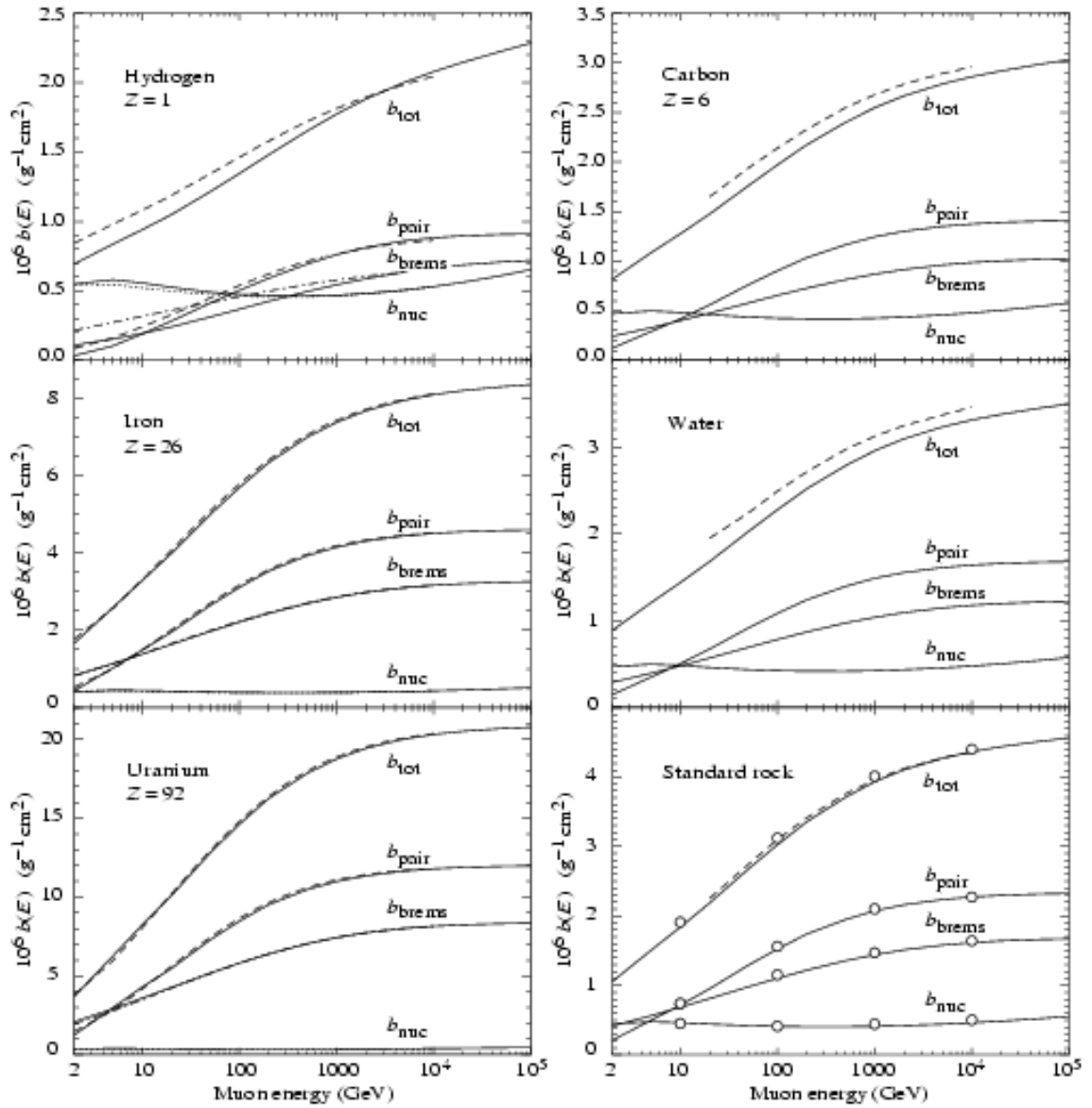
où  $\delta = \frac{m_\mu^2 v}{2E(1-v)}$ ,  $B=182.7$  ( $B=202.4$  pour l'hydrogène),  $e \approx 2.72$  et le facteur de correction  $\Delta_n$ , dû à l'écrantage du noyau, est donné par :

$$\Delta_n(\delta) = \ln \left( \frac{D_n}{1 + \delta \frac{D_n \sqrt{e-2}}{m_\mu}} \right) \quad (3.30)$$

avec  $D_n = 1.54A^{0.27}$ .

- La section efficace différentielle de Bremsstrahlung électronique permet de tenir compte du Bremsstrahlung des muons sur les électrons atomiques. Elle s'écrit :

$$\left( \frac{d\sigma}{dv} \right)_{brem.,elec.} = \alpha Z \left( 2 \frac{m_e}{m_\mu} r_e \right)^2 \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3}v + v^2 \right) \frac{\phi_e(\delta)}{v} \quad (3.31)$$

FIG. 3.6 – Valeur du paramètre  $b$  pour différents matériaux [132].

Dans ce cas, on a :

$$\phi_e(\delta) = \ln \left( \frac{\frac{m_\mu}{\delta}}{\frac{m_\mu}{m_e^2} + \sqrt{e}} \right) - \ln \left( 1 + \frac{m_e}{\delta B Z^{-\frac{2}{3}} \sqrt{e}} \right) \quad (3.32)$$

où  $B=1429$  pour tous les éléments sauf l'hydrogène pour lequel  $B=446$ . La contribution du Bremsstrahlung à la perte d'énergie du muon s'exprime grâce à l'équation 3.27 :

$$b_{brem.} = \frac{\mathcal{N}}{A} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \left( \left( \frac{d\sigma}{dv} \right)_{brem.,nucl.} + \left( \frac{d\sigma}{dv} \right)_{brem.,elec.} \right) v dv \quad (3.33)$$

avec  $v_{min} = 0$  et  $v_{max} = 1 - \frac{3}{4} \sqrt{e} \frac{m_\mu}{E} Z^{\frac{1}{3}}$ .

La contribution du Bremsstrahlung au paramètre  $b$  est représentée sur la figure 3.6. En toute rigueur, il faudrait rajouter un terme correctif, dû au Bremsstrahlung électronique, à la perte d'énergie par ionisation. Cette correction de haute-énergie s'écrit souvent sous la forme  $\Delta \left| \frac{dE}{dx} \right|$  [132, 133] et vient s'ajouter à l'équation 3.20. On retiendra en première approximation, que la contribution du Bremsstrahlung est proportionnelle à  $\frac{1}{m_\mu^2}$ .

### 3.2.3.2 Production de paires

Comme le Bremsstrahlung, la production de paires  $e^+e^-$  se fait par interaction du muon avec le noyau ou les électrons atomiques :



Il convient donc de séparer les deux contributions :

- La section efficace différentielle nucléaire est souvent donnée en fonction de  $E$  et de la fraction d'énergie transférée à la paire ( $v = \frac{\epsilon_+ + \epsilon_-}{E}$ ), où  $\epsilon_{+(-)}$  est l'énergie du positron (électron) :

$$\left( \frac{d\sigma}{dv} \right)_{paires,nucl.} = \frac{(2\alpha r_e Z)^2}{\pi} \frac{1-v}{v} \left[ \left( f_1 + \frac{m_e^2}{m_\mu^2} f_3 \right) \ln \left( \frac{2vE}{m_e} \right) + \phi_2 + \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \phi_4 + L \right] \quad (3.35)$$

Les fonctions  $f_1, f_3, \phi_2, \phi_4, L$  sont décrites en détails dans l'appendice B de [132]. La contribution de la création de paires, par interaction du muon avec le noyau, s'écrit donc :

$$b_{paires,nucl.} = \frac{\mathcal{N}}{A} \int_0^1 \left( \frac{d\sigma}{dv} \right)_{paires,nucl.} v dv \quad (3.36)$$

- Pour calculer la contribution de la création de paires sur les électrons atomiques, on utilise la paramétrage suivante :

$$b_{paires,elec.} = -\frac{1}{E} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{paires,elec.} = \frac{Z}{A} \left( 0.073 \ln \left( \frac{2 \frac{E}{m_\mu}}{1 + g Z^{\frac{2}{3}} \frac{E}{m_\mu}} \right) - 0.31 \right) \times 10^{-6} \text{g}^{-1} \text{cm}^2 \quad (3.37)$$

avec  $g=4.4 \times 10^{-5}$  pour l'hydrogène et  $g=1.95 \times 10^{-5}$  pour tous les autres matériaux.

Ce processus est dominant pour des muons avec une énergie au-delà de 10-100 GeV et dépasse clairement les autres contributions pour  $E > 1$  TeV (figure 3.6).

### 3.3 Description des processus photonucléaires

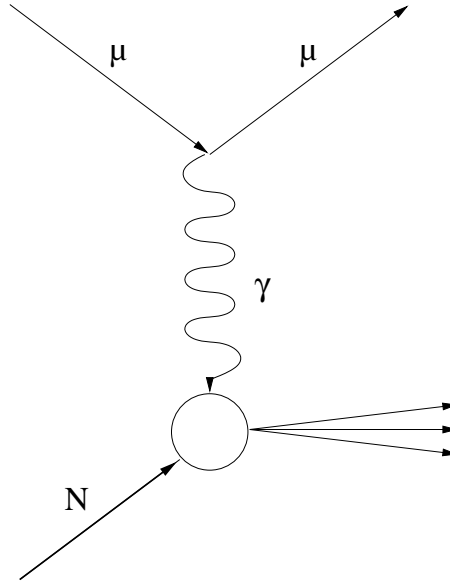


FIG. 3.7 – Diagramme de Feynman pour les interactions photonucléaires muon-noyau.

Le passage de particules chargées dans la matière de très haute énergie est une source de réactions nucléaires et électromagnétiques très semblables à celles que produit un photon réel de même énergie. Les théoriciens Weizacker [136] et Dalitz [137] ont les premiers interprété cette similitude par l'échange d'un photon virtuel entre la particule chargée, ici le muon, et le noyau de  $A$  nucléons (N). Cet échange est schématisé par la figure 3.7. Le muon d'énergie  $E$ , d'impulsion  $\vec{k}$  dans son état initial aura une énergie  $E'$  et une impulsion  $\vec{k}'$  dans son état final après diffusion sur le noyau.

$\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$  et  $\nu = E - E'$  sont respectivement le moment et l'énergie du photon virtuel. En faisant apparaître le quadrivecteur impulsion-énergie, on définit  $Q^2 = -q^2 = |\vec{q}|^2 - \nu^2$  qui représente la masse ou la virtualité du photon. Il existe deux catégories essentielles de processus :

- $Q^2 \ll 1$  (GeV/c)<sup>2</sup> : Processus photonucléaires où le photon virtuel se comporte comme un photon réel.
- $Q^2 \gg 1$  (GeV/c)<sup>2</sup> : Processus profondément inélastiques, largement observés dans les accélérateurs.

Les interactions par les muons cosmiques qui nous concernent sont décrites majoritairement par le premier processus sur une grande plage de transferts d'énergie.

### 3.3.1 La section efficace différentielle photonucléaire

La section efficace différentielle muon sur noyau est reliée à la section efficace différentielle muon sur nucléon par :

$$\frac{d^2\sigma_{\mu A}}{dQ^2 d\nu} = A \frac{d^2\sigma_{\mu N}}{dQ^2 d\nu} \quad (3.38)$$

où la section efficace différentielle muon sur nucléon s'écrit sous la forme [138, 139] :

$$\frac{d^2\sigma_{\mu N}}{dQ^2 d\nu} = \frac{K}{2\pi Q^2 |k|^2} \left[ \left(1 - 2\frac{m_\mu^2}{Q^2} + \frac{2EE' - \frac{Q^2}{2}}{Q^2 + \nu^2}\right) \sigma_T + \left(\frac{2EE' - \frac{Q^2}{2}}{Q^2 + \nu^2}\right) \sigma_L \right] \quad (3.39)$$

$$= \Gamma_T \sigma_T + \Gamma_L \sigma_L \quad (3.40)$$

avec  $K = \nu + \frac{q^2}{M}$ . Les facteurs  $\Gamma_{T,L}$  sont des coefficients cinématiques reliés par :

$$\Gamma_T = \frac{K}{2\pi Q^2 |k|^2} \left(1 - 2\frac{m_\mu^2}{Q^2}\right) + \Gamma_L \quad (3.41)$$

Les sections efficaces  $\sigma_T$  et  $\sigma_L$  sont définies par :

$$\sigma_T(\nu, Q^2) = \sigma_{\gamma N}(\nu) \left[ 0.75 \frac{m_1^4}{(m_1^2 + Q^2)^2} + 0.25 \frac{m_2^2}{m_2^2 + Q^2} \right] \quad (3.42)$$

$$\sigma_L(\nu, Q^2) = \frac{1}{4} \sigma_{\gamma N}(\nu) \left[ 0.75 \frac{m_1^2 Q^2}{(m_1^2 + Q^2)^2} + 0.25 \left( \frac{m_2^2}{Q^2} \ln\left(1 + \frac{Q^2}{m_2^2}\right) - \frac{m_2^2}{m_2^2 + Q^2} \right) \right] \quad (3.43)$$

Les paramètres de masses  $m_{1,2}$  valent :

$$m_1^2 = 0.54 \text{ GeV}^2 \quad (3.44)$$

$$m_2^2 = 1.8 \text{ GeV}^2 \quad (3.45)$$

Pour obtenir la section efficace photonucléaire, il faut intégrer sur  $Q^2$  et  $\nu$  :

$$\sigma_{nucl.}(E) = \int_{\nu_{min}(E)}^{\nu_{max}(E)} \int_{Q_{min}^2(E,\nu)}^{Q_{max}^2(E,\nu)} \frac{d^2\sigma_{\mu A}}{dQ^2 d\nu} dQ^2 d\nu \quad (3.46)$$

dont les bornes d'intégration sur  $Q^2$  sont données par :

$$Q_{max}^2 \sim 2M\nu \xrightarrow{E \gg E'} 2ME \quad (3.47)$$

$$Q_{min}^2 = \frac{m_\mu^2 \nu^2}{EE'} \quad (3.48)$$

L'intégration sur  $Q^2$  a été effectuée par Bezrukov et al. dans [140, 141]. En introduisant la variable  $v = \frac{\nu}{E}$  (qui représente la fraction d'énergie transférée au nucléon), on a :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dv_{nucl.}} &= \int_{Q_{min}^2(E,v)}^{Q_{max}^2(E,v)} \sigma_{\gamma A}(v) \times \phi(E, v, Q^2) dQ^2 & (3.49) \\ &\simeq \frac{A}{2\pi} \sigma_{\gamma N}(\nu) v \times \left\{ 0.75G(x) \left[ \kappa \ln \left( 1 + \frac{m_1^2}{Q_{min}^2} \right) - \frac{\kappa m_1^2}{m_1^2 + Q_{min}^2} - \frac{2m_\mu^2}{Q_{min}^2} \right] \right. \\ &\quad + 0.25 \left[ \kappa \ln \left( 1 + \frac{m_2^2}{Q_{min}^2} \right) - \frac{2m_\mu^2}{Q_{min}^2} \right] + \frac{m_\mu^2}{2Q_{min}^2} \left[ 0.75G(x) \frac{m_1^2}{m_1^2 + Q_{min}^2} \right. \\ &\quad \left. \left. + 0.25 \frac{m_2^2}{Q_{min}^2} \ln \left( 1 + \frac{Q_{min}^2}{m_2^2} \right) \right] \right\} & (3.50) \end{aligned}$$

avec :

$$x \simeq 0.00282A^{\frac{1}{3}} \sigma_{\gamma N}(\nu) \quad (3.51)$$

$$G(x) = \frac{3}{x^3} \left( \frac{x^2}{2} - 1 + e^{-x}(1+x) \right) \quad (3.52)$$

$$\kappa = 1 - \frac{2}{v} + \frac{2}{v^2} \quad (3.53)$$

En négligeant l'effet d'écran, la connaissance de  $\sigma_{\mu A}$  n'implique maintenant que celle de  $\sigma_{\gamma N}$ .

### 3.3.2 Détermination de la section efficace $\sigma_{\gamma N}$

Lors d'une interaction inélastique d'un muon à grande énergie de transfert, une gerbe de hadrons ( $\pi, K, n, p, \dots$ ) se produit. Dans le cadre de la détection des WIMPs, nous avons vu que les neutrons de quelques MeV constituent un bruit de fond limitant. Par conséquent, lors de l'interaction inélastique du muon avec le noyau, l'énergie minimale transférée au photon virtuel doit être de l'ordre de 10 MeV (qui correspond à l'énergie de liaison du neutron dans le noyau) pour commencer à créer des neutrons. Il faut donc déterminer expérimentalement la section efficace  $\sigma_{\gamma N}$  sur une large gamme en énergie, donnée par :

$$\nu_{min} \simeq 10 \text{ MeV et} \quad (3.54)$$

$$W^2 = (p+q)^2 = M^2 + 2M\nu_{max} - Q_{max}^2 = m_\mu^2 \quad (3.55)$$

$$\Rightarrow \nu_{max} = E - \frac{M}{2} \left( 1 + \frac{m_\mu^2}{M^2} \right) \quad (3.56)$$

où  $W$  est la masse invariante de l'état final et  $p(M, \vec{0})$  est le quadrivecteur caractérisant le nucléon au repos.

Un ajustement des points expérimentaux des différentes régions que l'on vient de décrire permet d'obtenir la figure 3.8 et constitue une courbe dite universelle. Elle tient compte des résultats expérimentaux relatifs aux résonances Géantes, au quasi-deutéron, aux résonances  $\Delta$  respectivement dans les domaines de 10 à 30 MeV, 30 à 50 MeV, 150 MeV à 2 GeV. Ces résultats sont

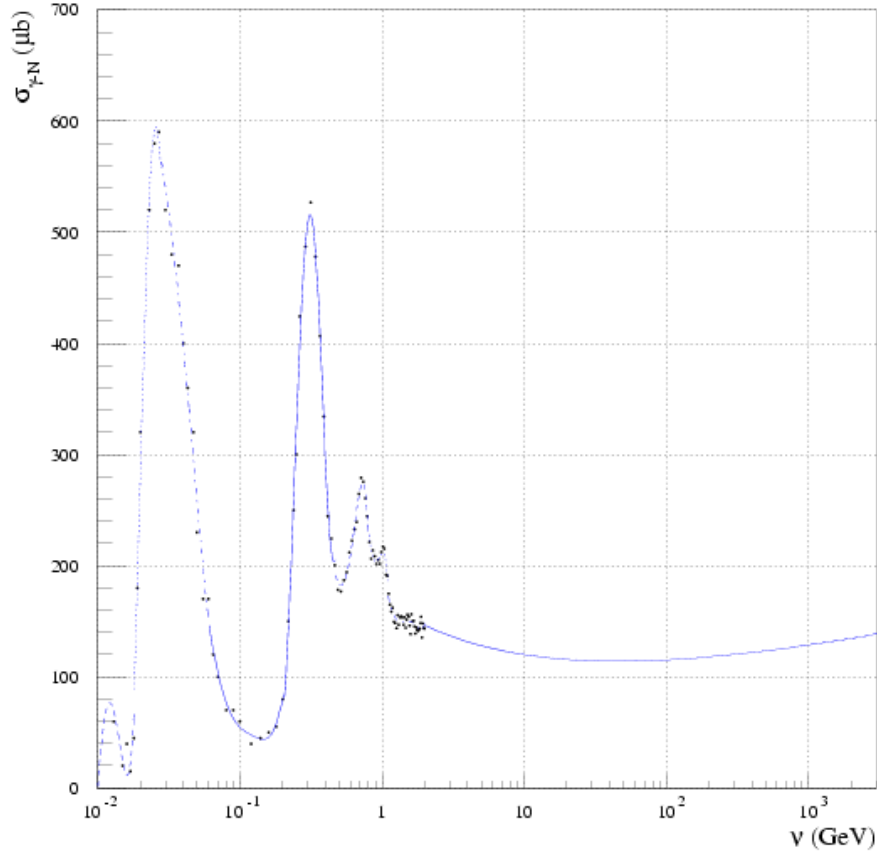


FIG. 3.8 – Section efficace  $\sigma_{\gamma N}$  en  $\mu\text{b}$  pour une énergie du photon virtuel échangé variant entre 10 MeV et 3 TeV.

compilés dans [142]. Par conséquent nous avons ajusté correctement la section efficace  $\sigma_{\gamma N}$  (figure 3.8) par tranches entre 10 MeV et 2 GeV. Entre 2 GeV et 3 TeV, nous avons choisi le paramétrage suivante pour  $\sigma_{\gamma N}$  [143] :

$$\sigma_{\gamma N} = 67.7(2 \times 0.932 \times \nu)^{0.0808} + 129(2 \times 0.932 \times \nu)^{-0.4525} \mu\text{b} \quad (3.57)$$

### 3.3.3 Modifications du code Geant3.21

Le paramétrage initial de la section efficace photonucléaire dans Geant3 donnait :

$$\sigma = \begin{cases} 0.3 \mu\text{b} & \text{pour } E_{\mu} \leq 30\text{GeV} \\ 0.3 \times \left(\frac{E}{30}\right)^{0.25} \mu\text{b} & \text{pour } E_{\mu} > 30\text{GeV} \end{cases}$$

Ce paramétrage trop simplifié ne peut pas rendre compte de la production réelle de neutrons. Il a fallu remplacer le formalisme décrivant les interactions photonucléaires des muons. Nous



avons donc intégré le formalisme de Bezrukov décrit précédemment. La production de pions commence pour un seuil ( $\nu_{min}$ ) de 140 MeV et sous-estime artificiellement la production de neutrons. En effet cette production commence pour  $\nu_{min}$  égale à l'énergie de liaison d'un neutron au noyau c'est à dire 10 MeV. Pour tenir compte de la production de neutron, il faut donc fixer  $\nu_{min}$  à 10 MeV.

La figure 3.9 présente un exemple de calcul de la section efficace photonucléaire totale dans le fer. La courbe 3 est obtenue avec le paramétrage initial dans Geant3 et la courbe 1 présente la même courbe mais après modifications. On remarque un facteur 1000 entre les deux courbes et la courbe 1 sera prise comme la plus réaliste. Enfin, on obtient la courbe 2 par une intégration numérique de la section efficace photonucléaire différentielle avec  $\nu_{min}=140$  MeV. La méthode choisie est l'intégration Monte-Carlo. Le principe est d'effectuer un tirage aléatoire de N valeurs de  $v$  sur l'intervalle  $[v_{min}, v_{max}]$ . Si on pose  $f = v \frac{d\sigma}{dv}$ , le théorème de Monte-Carlo permet d'estimer l'intégrale de la fonction f par :

$$\int f dv \approx \langle f \rangle \pm \sqrt{\frac{\langle f^2 \rangle - \langle f \rangle^2}{N}} \quad (3.58)$$

où le crochet dénote la moyenne arithmétique sur l'échantillon de N points  $v_i$  :

$$\langle f \rangle \equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(v_i) \quad \langle f^2 \rangle \equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f^2(v_i) \quad (3.59)$$

Le nombre de point  $v_i$  a été choisi de façon à ce que le deuxième terme de l'équation 3.58 soit négligeable ( $N=10^6$ ). Cette courbe est en accord avec celle présentée dans [144].

Le fait d'abaisser la valeur minimale de  $\nu$  à 10 MeV et la prise en compte des zones de résonances ( $\sigma_{\gamma N} < 2$  GeV) fait apparaître un facteur 2 entre la courbe 2 et la courbe 1 de la figure 3.9 d'où l'importance du traitement précédent. Une fois ces modifications faites dans le code Monte Carlo, il faut valider la production de neutrons par les muons au LSM en confrontant les résultats obtenus par simulation à des résultats expérimentaux.

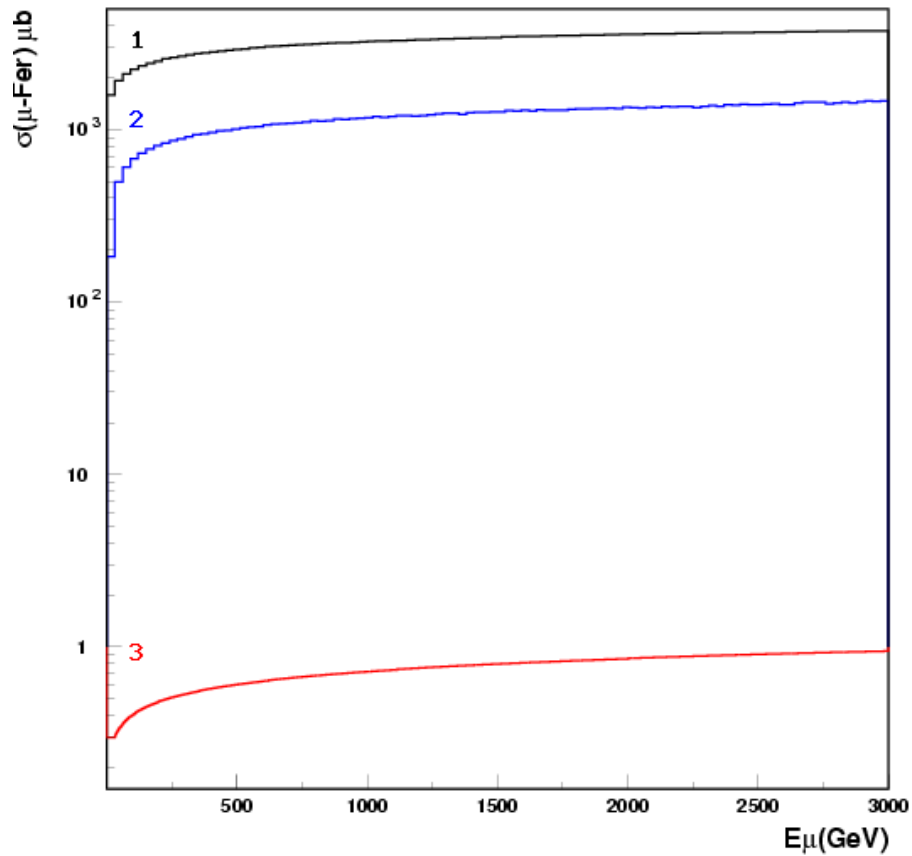


FIG. 3.9 – Section efficace photonucléaire totale des muons dans le Fer. Courbe 1 : Section efficace obtenue après modifications. Courbe 2 : Section efficace obtenue par intégration numérique de la section efficace différentielle photonucléaire et avec  $\nu_{min}=140$  MeV. Courbe 3 : Section efficace initiale de Geant3.

### 3.4 Simulation de l'expérience Bergamasco et al.

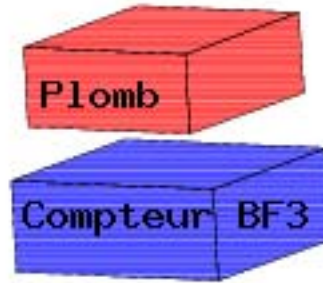


FIG. 3.10 – Dispositif expérimental utilisé par Bergamasco.

Pour valider les modifications apportées à Geant3.21, nous avons simulé l'expérience effectuée par Bergamasco et al. au Mont Blanc qui se situait en 1973 à une profondeur de 4300 m.w.e, donc équivalente à celle du LSM. Cette expérience (décrite dans [145]) mettait en place une cible de plomb de dimension  $80 \times 100 \times 35 \text{ cm}^3$  et un détecteur de neutrons  $\text{BF}_3$  de dimensions  $100 \times 100 \times 40 \text{ cm}^3$ , séparés par 24 cm d'air. L'efficacité moyenne de ce compteur était de  $2 \times 10^{-3}$ . Une reformulation des résultats publiés, aboutit à une production de neutrons dans le plomb de  $(4.4 \pm 1.5) \times 10^{-3} \text{ n}/\mu/(\text{g.cm}^{-2})$ . Dans cette unité, il s'agit du nombre de muon qui passe dans le détecteur.

Parallèlement, nous avons simulé ce dispositif avec la distribution réelle des muons au LSM (décrite dans le prochain chapitre) pour un tirage de 200000 muons. La production de neutrons obtenue avec Geant3 "modifié" est de  $(4.5 \pm 0.04) \times 10^{-3} \text{ n}/\mu/(\text{g.cm}^{-2})$ . Ici, nous prenons en compte la production de neutrons dans le plomb provenant des réactions photonucléaires des muons et des particules constituant les gerbes hadroniques associées à ces interactions. Il faut souligner que la simulation ne tient pas compte de la production de neutrons due aux gerbes électromagnétiques. Néanmoins, cette vérification constitue une bonne validation des modifications apportées au code Geant3.

En outre, nous avons effectué la même simulation en remplaçant le plomb par de la roche standard ( $A=22$ ) et le taux de production calculé est de  $(13 \pm 0.3) \times 10^{-5} \text{ n}/\mu/(\text{g.cm}^{-2})$ . Ces résultats sont du même ordre de grandeur que les valeurs trouvées par simulation par la collaboration CRESST ( $\sim 26 \times 10^{-5} \text{ n}/\mu/(\text{g.cm}^{-2})$ ) [130, 146] et par la collaboration IGEX ( $\sim 45 \times 10^{-5} \text{ n}/\mu/(\text{g.cm}^{-2})$ ) [117] qui considèrent la contribution des gerbes électromagnétiques à la production de neutrons.

### 3.5 Énergie moyenne des muons en site souterrain

Le flux différentiel total au niveau du sol, représentant l'ensemble des particules cosmiques, est assez bien décrit par [125] :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-(\gamma+1)} \quad (3.60)$$

avec  $\gamma \sim 1.7$  jusqu'à  $10^3$  TeV,  $\gamma \sim 2.0$  pour  $10^3$  TeV  $\leq E \leq 10^6$  TeV et  $\gamma \sim 1.5$  pour  $E \geq 10^6$  TeV.

A partir du spectre des muons primaires, il est possible d'évaluer le spectre en énergie des muons secondaires, qui est approximé par [125] :

$$\frac{dN_\mu}{d\mathcal{E}d\Omega} \approx const \cdot \mathcal{E}^{-(\gamma+1)} \left( \frac{1}{1 + \lambda \cdot \mathcal{E} \cdot \cos \theta} + \frac{0.054}{1 + \beta \cdot \mathcal{E} \cdot \cos \theta} \right) \quad (3.61)$$

où  $\mathcal{E}$  est l'énergie du muon à la surface,  $\lambda=1.1/115$  GeV et  $\beta= 1.1/850$  GeV. Le premier et le deuxième termes dans la parenthèse de l'équation 3.61, représentent les contributions respectives des muons secondaires provenant des désintégrations des  $\pi$  et des K. Dans la limite des hautes énergies, une expression approchée du spectre en énergie des muons au niveau du sol est donnée par [73] :

$$\frac{dN_\mu}{d\mathcal{E}} = const \cdot \mathcal{E}^{-\alpha} \quad (3.62)$$

où  $\alpha = \gamma + 2 \approx 3.7$ .

La valeur moyenne de la perte d'énergie des muons énergétiques (ou toute autre particule lourde et chargée) dans un matériau peut être décrite par [132] :

$$\left\langle -\frac{dE}{dX} \right\rangle = a(E) + b(E)E \quad (3.63)$$

où  $E$  est l'énergie totale,  $a(E)$  est le pouvoir d'arrêt électronique (perte d'énergie par ionisation), et  $b(E)$  est due aux processus radiatifs (dépôt d'énergie ponctuel) comme le Bremsstrahlung, la production de paires et les interactions photonucléaires. L'énergie critique du muon est définie par :

$$a(E_{\mu c}) = E_{\mu c} b(E_{\mu c}) \quad (3.64)$$

Ce paramètre est l'énergie à partir de laquelle les processus radiatifs deviennent dominants. En première approximation, on peut considérer que les paramètres  $a$  et  $b$  sont constants et on définit  $\epsilon = \frac{a}{b} = E_{\mu c}$  [125]. Sous ces hypothèses et avec la condition initiale  $E_\mu(X=0) = \mathcal{E}$ , la solution générale de (3.63) est :

$$E_\mu(X) = (\mathcal{E} + \epsilon)e^{-bX} - \epsilon \quad (3.65)$$

$$\implies \mathcal{E} = E_\mu e^{bX} + \epsilon(e^{bX} - 1) \quad (3.66)$$

où  $E_\mu$  est l'énergie du muon après traversée d'une épaisseur de roche  $X$  (g/cm<sup>2</sup>).

Le spectre différentiel des muons, en site souterrain, est obtenu par [147–149] :

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} = \left[ \frac{dN}{d\mathcal{E}} \right]_{\mathcal{E}=\mathcal{E}(E_\mu)} \times \frac{d\mathcal{E}}{dE_\mu} = const \cdot (E_\mu e^{bX} + \epsilon(e^{bX} - 1))^{-\alpha} \times e^{bX} \quad (3.67)$$

$$= const \cdot e^{bX(1-\alpha)} (E_\mu + \epsilon(1 - e^{-bX}))^{-\alpha} \quad (3.68)$$

A partir de l'équation 3.68, on peut calculer la valeur moyenne de l'énergie des muons à une profondeur  $X$ , définie par :

$$\langle E_\mu \rangle = \frac{\int_0^\infty E_\mu \frac{dN}{dE_\mu} dE_\mu}{\int_0^\infty \frac{dN}{dE_\mu} dE_\mu} = \frac{\epsilon(1 - e^{-bX})}{\alpha - 2} \xrightarrow{X > 10^4 \text{ hg/cm}^2} \frac{\epsilon}{\alpha - 2} \quad (3.69)$$

Pour des profondeurs  $X$  grandes, le spectre en énergie des muons, donné par l'équation 3.68, est presque plat pour  $E_\mu \ll \langle E_\mu \rangle$  ( $\frac{dN_\mu}{dE_\mu} \xrightarrow{E_\mu \ll \langle E_\mu \rangle} \text{constante}$ ) et il décroît avec l'énergie du muon. Au Laboratoire Souterrain de Modane, on a une densité  $\rho_{\text{roche}} = 2.75 \text{ g.cm}^{-3}$  [129], une énergie critique dans la roche de  $\epsilon = 693 \text{ GeV}$  et les processus radiatifs contribuent à hauteur de  $b \sim 4.10^{-6} \text{ g}^{-1}.\text{cm}^2$  à la perte d'énergie totale du muon dans la roche [132]. De plus, les muons, arrivant au LSM, voient en moyenne 1700 m de roche, ce qui donne une profondeur moyenne  $X = 2.75 \times 1700 \times 10^2 \sim 0.46 \times 10^6 \text{ g.cm}^{-2}$ . En incluant ces données dans l'équation 3.69, on obtient  $\langle E_\mu \rangle \approx 300 \text{ GeV}$  pour l'énergie moyenne des muons au LSM.

On peut distinguer deux types de muons arrivant au niveau de la cavité :

- Stopping Muon : L'énergie moyenne des muons est de 300 GeV au LSM ce qui signifie qu'il y a des muons avec une énergie faible et qui vont s'arrêter au niveau de la cavité.
- MultimMuon : Les muons qui arrivent dans la cavité peuvent appartenir à la même gerbe initiale. Cela a pour conséquence que les muons arrivent par bouffées au niveau de la cavité (voir par exemple [129]).

La figure 3.11 représente la perte d'énergie des muons dans le polystyrène (constituant principal des scintillateurs plastiques). Les contributions des processus continu et radiatifs à la perte d'énergie y sont indiqués. L'énergie critique est déterminée par l'intersection des deux lignes pointillées de la figure 3.11 (1.18 TeV). Le minimum de la courbe correspond au minimum d'ionisation (318 MeV). Le dépôt d'énergie du muon est alors minimal. On s'aperçoit que sur l'intervalle  $[10^2 \text{ MeV}, 10^4 \text{ MeV}]$  la croissance est faible et on peut considérer que le muon est encore au minimum d'ionisation, c'est le cas des muons au niveau du sol.

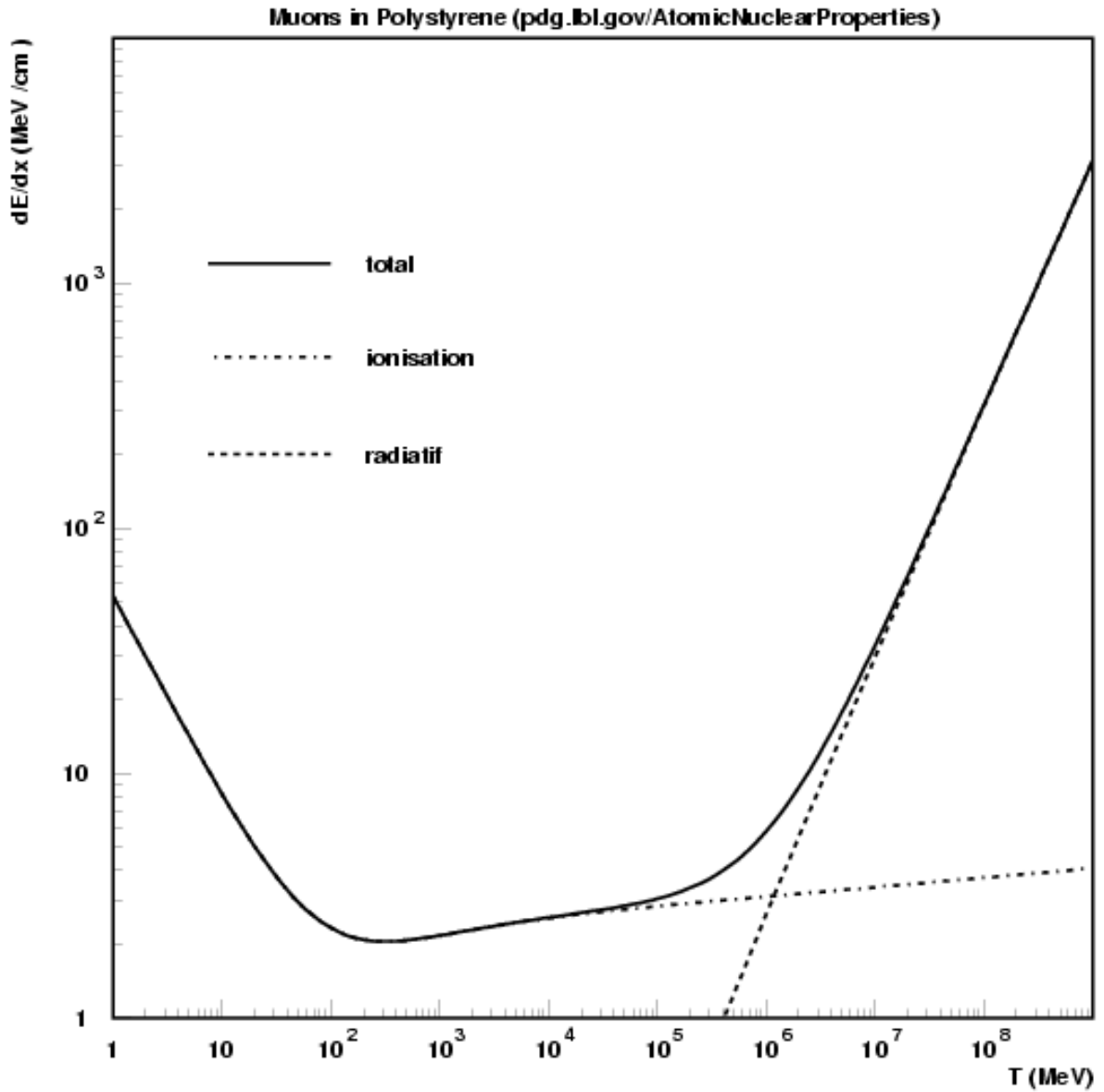


FIG. 3.11 – Pertes d'énergie des muons dans le polystyrène en fonction de leur énergie cinétique  $T$ . La ligne en trait plein représente la perte d'énergie totale. Les lignes en pointillés indiquent, respectivement, les pertes d'énergie par les processus d'ionisation et radiatifs.

### 3.6 Paramétrage de la production de neutrons par les muons de hautes énergies

La production de neutrons par interactions nucléaires des muons de hautes énergies n'est pas déterminée avec une précision élevée. Une étude en site souterrain, menée par F.F. Khalchukov et al. [150], a montré que le nombre de neutrons produits augmente avec l'énergie moyenne du muon  $\langle E_\mu \rangle$  à une profondeur  $h$  donnée. Le détecteur utilisé pour cette expérience était du scintillateur de type  $C_n H_{2n}$ , placé à différentes profondeurs, et le nombre de neutrons produits varie comme [150] :

$$N_n(h) \propto \langle E_\mu(h) \rangle^{0.75} \quad (3.70)$$

Le paramètre physique qui contrôle cette production est donc la valeur moyenne de l'énergie du muon à une profondeur donnée. La conversion entre la profondeur et l'énergie moyenne dépend initialement du spectre de particules primaires et donc de la couverture rocheuse. L'expression 3.69 est obtenue après plusieurs approximations notamment en supposant que les pertes d'énergie par ionisation et par processus radiatifs sont constantes avec l'énergie ce qui n'est pas exactement le cas. Cela montre donc que l'évaluation de l'énergie moyenne du muon en fonction de la profondeur n'est pas une chose aisée.

Plusieurs expériences ont étudié la production de neutrons par les muons de hautes énergies dans du scintillateur pour des profondeurs variant de 20 m.w.e à 5200 m.w.e. Leurs résultats sont reportés sur la figure 3.12. On exprime communément le taux de production de neutrons en  $n/\mu/(g.cm^{-2})$  et il suffit de multiplier ce nombre par la densité du matériau pour avoir la production de neutrons exprimée en  $n/\mu/cm$ .

Les simulations Monte Carlo (FLUKA) semblent indiquer une loi de puissance  $N_n = a \times \langle E_\mu(h) \rangle^b$ , concernant la production de neutrons dans du scintillateur ( $C_{10}H_{20}$ ) en fonction de l'énergie moyenne du muon, suivant [157] :

$$N_n = 4.14 \langle E_\mu(h) \rangle^{0.74} \times 10^{-6} \text{ neutrons}/\mu/(g.cm^{-2}) \quad (3.71)$$

Un autre paramétrage est donné par V. Kudraytsev dans [158] :

$$N_n = 3.2 \langle E_\mu(h) \rangle^{0.78} \times 10^{-6} \text{ neutrons}/\mu/(g.cm^{-2}) \quad (3.72)$$

où l'énergie moyenne est exprimée en GeV. Ces relations sont en accord avec l'équation 3.70. De plus, un paramétrage du nombre de neutrons produits en fonction de la masse atomique du matériau a été proposée par V. Kudryatsev pour une énergie moyenne des muons de 280 GeV [158] :

$$N_n = 5.3A^{0.76} \times 10^{-5} \text{ neutrons}/\mu/(g.cm^{-2}) \quad (3.73)$$

Ce paramétrage est en accord avec les résultats expérimentaux de l'expérience NA55, présentés dans [159].

### 3.6. PARAMÉTRAGE DE LA PRODUCTION DE NEUTRONS PAR LES MUONS DE HAUTES ÉNERGIES

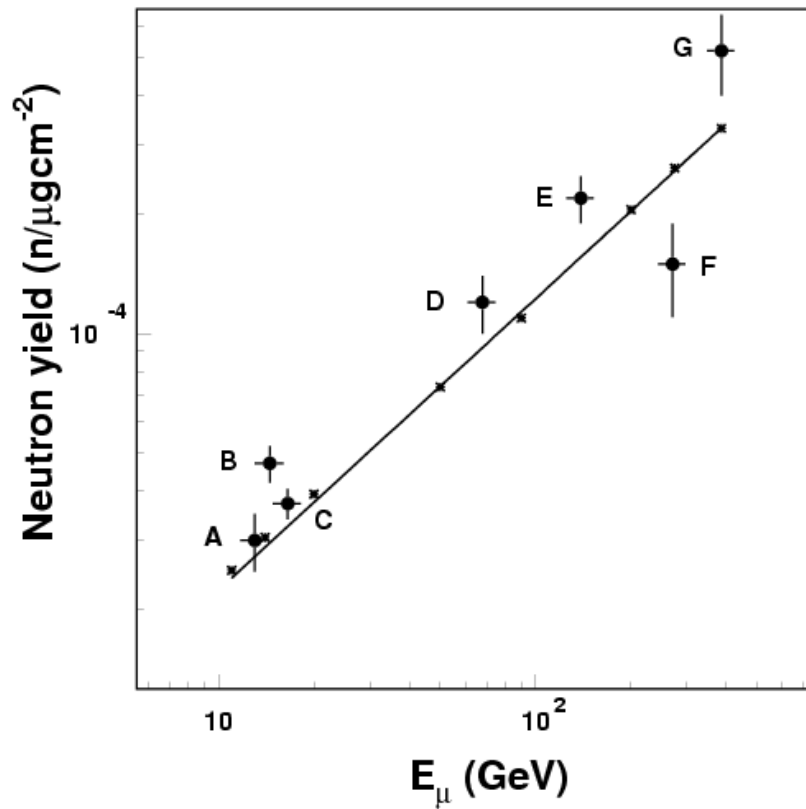


FIG. 3.12 – Production de neutrons en fonction de l'énergie moyenne des muons. Les points expérimentaux correspondent aux profondeurs : (A) 20 m.w.e [151, 152], (B) 25 m.w.e [153], (C) Expérience Palo Verde à 32 m.w.e [151], (D) 316 m.w.e [153], (E) 750 m.w.e [154], (F) Expérience LVD au Gran Sasso à 3650 m.w.e [155], (G) Détecteur LSD au site du Mont Blanc à 5200 m.w.e [156]. Les étoiles représentent les résultats Monte Carlo obtenus dans [157].



### **3.7 Conclusion**

En intégrant le paramétrage de Bezrukov à Geant3, nous disposons maintenant d'un code de simulation adapté à la production de neutrons par les muons de haute énergie. Nous nous sommes intéressés à cette production dans la roche et dans le plomb. Nous avons pu vérifier que la production de neutrons dans le plomb était correcte en confrontant le résultat expérimental de Bergamasco à la simulation associée. Concernant, la production de neutrons dans la roche, les résultats obtenus par différentes collaborations semblent converger. Nous sommes donc en mesure d'estimer les flux de neutrons, provenant des interactions des muons dans tous les matériaux qui interviennent dans la réalisation du dispositif expérimental EDELWEISS-II.

# Chapitre 4

## EDELWEISS-II

Pour contraindre encore plus l'espace des paramètres supersymétriques, il convient d'augmenter la masse de détecteurs. La collaboration est donc en train de réaliser une nouvelle expérience, baptisée EDELWEISS-II, pouvant accueillir à terme 120 détecteurs pour une masse d'environ 36 kg de germanium. D'abord nous présenterons les principales caractéristiques techniques et géométriques de cette expérience ainsi que les distributions caractéristiques des muons au LSM. Nous nous intéresserons à deux types de production de neutrons par les muons, soit dans le plomb du blindage soit dans la roche de la cavité et nous calculerons les flux de neutrons (au niveau des détecteurs EDELWEISS-II) associés à l'aide du code Geant3 modifié.

### 4.1 Dispositif expérimental

La sensibilité d'EDELWEISS-II devrait permettre une amélioration d'un facteur  $\sim 100$  par rapport à la sensibilité obtenue par EDELWEISS-I (0.2 evt/kg/j). Pour cela, la première phase d'EDELWEISS-II prévoit l'installation de 28 détecteurs : 21 détecteurs Ge-NTD de 320g et 7 détecteurs germanium de 200g couplés à des senseurs NbSi.

Les détecteurs seront disposés sur des galettes de cuivre comme sur la figure 4.1, une galette comportant 12 détecteurs. Ces détecteurs seront insérés dans un cryostat basse radioactivité d'une contenance d'environ 50  $\ell$  (figure 4.2). Ce cryostat, construit au Centre de Recherche sur les Très Basses Températures de Grenoble, a déjà atteint une température de fonctionnement à vide de 10 mK. Ce cryostat n'utilise plus d'azote, ce qui limite les sources de bruit provenant de l'ébullition de l'azote, et il est équipé d'un reliquéfacteur d'Hélium qui permettra de réduire sa consommation. Ce cryostat sera entouré d'un blindage constitué de 20 cm de plomb ( $\sim 36$  tonnes) et de 50 cm de polyéthylène ( $\sim 30$  tonnes). Ces blindages sont montés sur deux niveaux : un niveau 0 fixe et un niveau 1. Ils sont portés par un chariot qu'il est possible de faire coulisser pour avoir accès à l'intérieur de l'expérience. Le mode "chariot-fermé" correspond à une configuration de prise de données. Un veto-muon externe actif viendra entourer l'expérience. Les motivations et les caractéristiques de ce veto seront étudiées dans les chapitres suivants. Enfin, EDELWEISS-II sera construite à l'intérieur d'une salle blanche (d'un volume  $\sim 130$  m<sup>3</sup>) couplée à un traitement de l'air pour limiter la concentration de radon. Deux vues de l'expérience EDELWEISS-II sont présentées sur les figure 4.3 et 4.4.

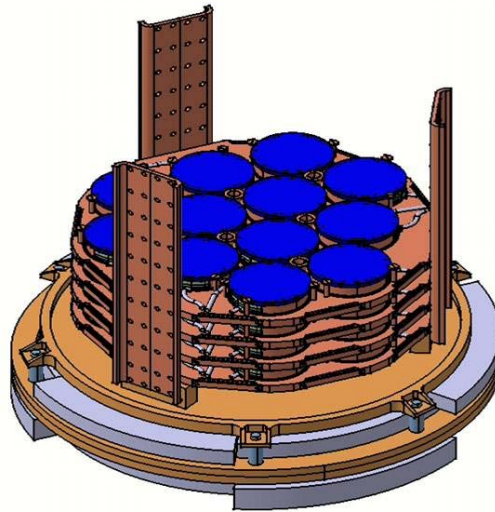


FIG. 4.1 – Disposition hexagonale des détecteurs dans l'expérience EDELWEISS-II. Ce dispositif peut accueillir jusqu'à 120 détecteurs germanium de 320g. Ces détecteurs reposent sur des plaques de plomb archéologique pour les protéger du bruit de fond gamma.



FIG. 4.2 – Photographie du cryostat renversé d'EDELWEISS-II. Les détecteurs seront insérés à l'intérieur de la cloche de cuivre.

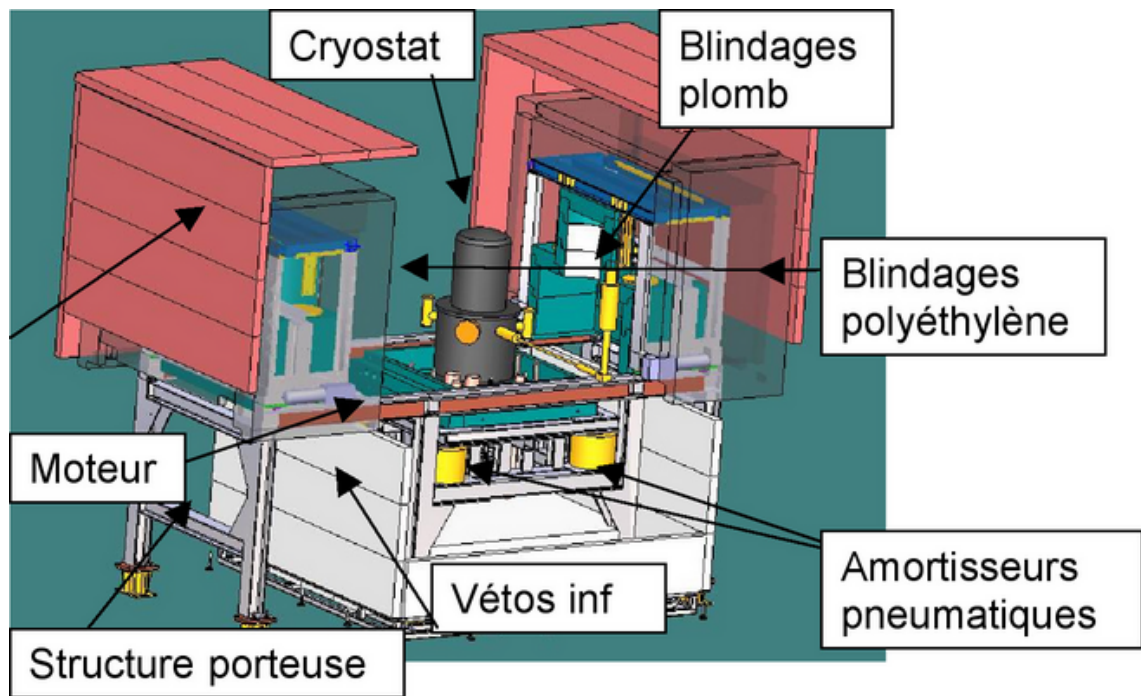


FIG. 4.3 – Vues générales de l'expérience EDELWEISS-II. Cette configuration est dite "chariot ouvert" (mode intervention) où on voit apparaître le cryostat (au centre), les blindages passifs de plomb et de polyéthylène ainsi que le veto-muon comme la dernière "couche" entourant les détecteurs.

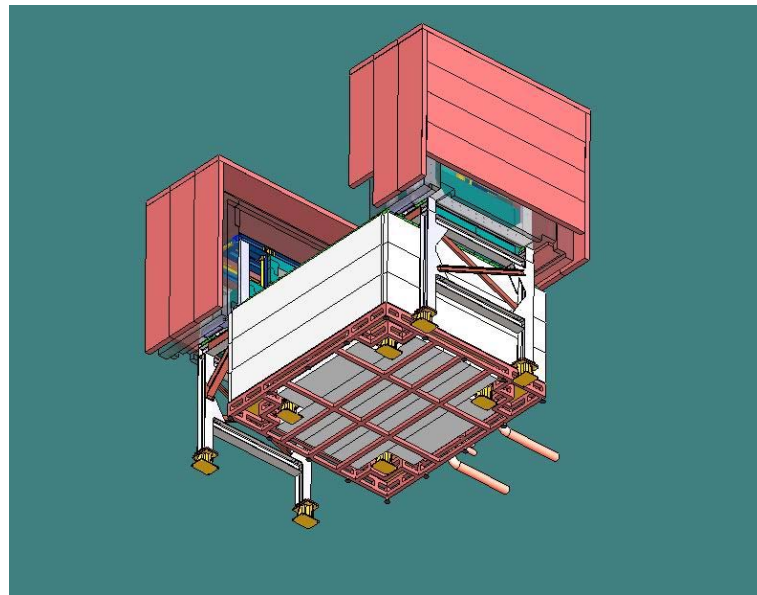


FIG. 4.4 – Vue de dessous de l'expérience EDELWEISS-II.

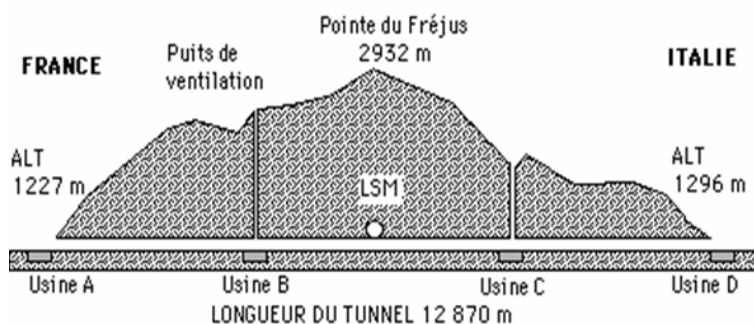


FIG. 4.5 – Vue en coupe du tunnel routier du Fréjus.

## 4.2 Distribution des muons au LSM

Pour estimer au mieux le bruit de fond neutrons produit par les muons, il faut disposer de leurs distributions angulaires au niveau du LSM. Ces données sont accessibles grâce à l'expérience Fréjus qui s'est tenue au Laboratoire souterrain de Modane dans les années quatre-vingt.

### 4.2.1 Le Laboratoire Souterrain de Modane

L'expérience EDELWEISS est localisée depuis 1994 au sein du Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) qui se situe au milieu du tunnel du Fréjus séparant l'Italie et la France (figure 4.5). Comme nous l'avons vu auparavant, la plupart des expériences de détection directe se situe en site souterrain pour pouvoir réduire le bruit de fond cosmique. Chaque site possède ses propres caractéristiques et pour permettre la comparaison des protections, les profondeurs s'expriment en unité mètre-équivalent-eau (mwe) ou en  $\text{hg}/\text{cm}^2$ . La profondeur du LSM est de 4400 mwe et on peut mentionner les principaux sites souterrains européens : Boulby (UK 3000 mwe), Gran Sasso (Italie 3500 mwe), Rustrel (France 1500 mwe), Canfranc (Espagne 2500 mwe).

La roche joue le rôle d'un bouclier contre quasiment toutes les particules cosmiques exceptés les neutrinos et les muons. Au Laboratoire Souterrain de Modane, l'expérience est abritée par une couverture rocheuse de 1700 m en moyenne et le flux résiduel de muons est d'environ  $4.2 \mu/\text{m}^2/\text{j}$  [160] ce qui représente une atténuation d'un facteur  $\sim 2 \cdot 10^6$  par rapport au flux cosmique évalué au niveau du sol.

### 4.2.2 L'expérience Fréjus

Cette expérience était consacrée à la mise en évidence de la durée de vie du proton. Le détecteur était un parallélépipède ( $6 \times 6 \times 12.3 \text{ m}^3$ ), constitué d'une succession de plans verticaux eux-mêmes formés de plaques de fer [160]. Pour une description détaillée de l'ensemble expérimental, on pourra se référer à [70, 129, 160]. Ce dispositif a permis l'identification d'environ

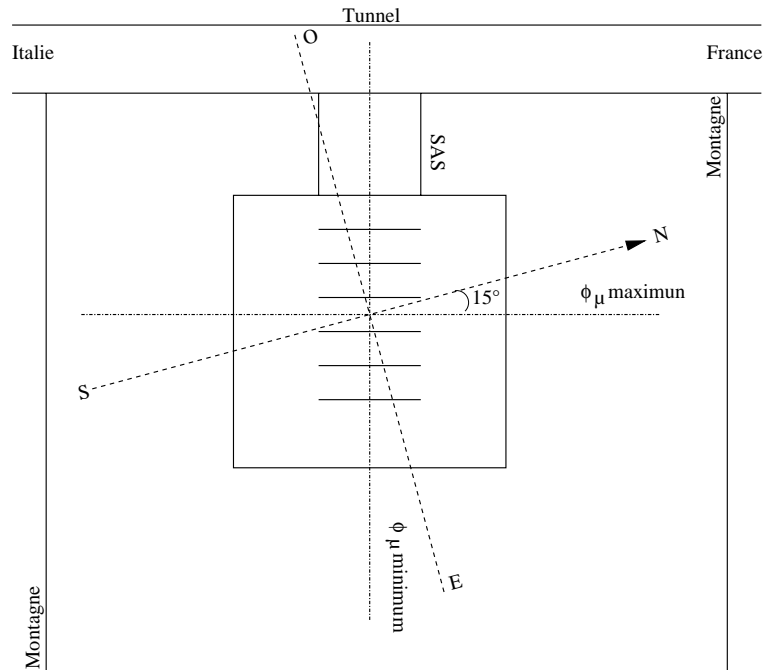


FIG. 4.6 – Orientation schématique du détecteur Fréjus dans la cavité du LSM.

500000 muons pour un temps d'exposition de  $10^8$  s.

Une représentation schématique de l'orientation de l'expérience Fréjus est donnée sur la figure 4.6. On s'attend d'après cette figure à avoir deux zones de flux minimum (parallèlement à l'axe de la chaîne montagneuse) et deux zones de flux maximum (perpendiculairement à la montagne) pour les muons. On constate aussi qu'il existe un décalage de  $15^\circ$  entre l'axe désignant le nord et l'axe de flux maximum pour les muons. Grâce à une collaboration avec W. Rhode de Wuppertal, nous avons pu utiliser les programmes de propagation des muons dans la roche du LSM et ainsi accéder aux différentes distributions caractéristiques des muons. On dispose donc des distributions expérimentales (données de l'expérience Fréjus) et simulées (programme de propagation).

### 4.2.3 Distributions caractéristiques des muons

Pour décrire les distributions angulaires, on utilise l'angle *zénithal* ( $\theta$  est l'angle entre le vecteur impulsion et la direction verticale  $z$ ) et l'angle *azimutal* ( $\phi$  est l'angle entre le vecteur impulsion projeté orthogonalement sur le plan horizontal et l'axe Sud-Nord). La figure 4.7 présente la cartographie des muons avec un jeu d'angle  $(\theta, \phi)$ , obtenue après propagation des muons dans la roche surplombant le LSM. Ce spectre reproduit par simulation le spectre expérimental obtenu par l'expérience Fréjus, corrigé des angles morts de ce détecteur. La statistique cumulée correspond à 500000 muons arrivant au niveau du LSM pour un souci de cohérence avec les données Fréjus. A partir de cette représentation bi-paramétrique, on peut effectuer des coupes

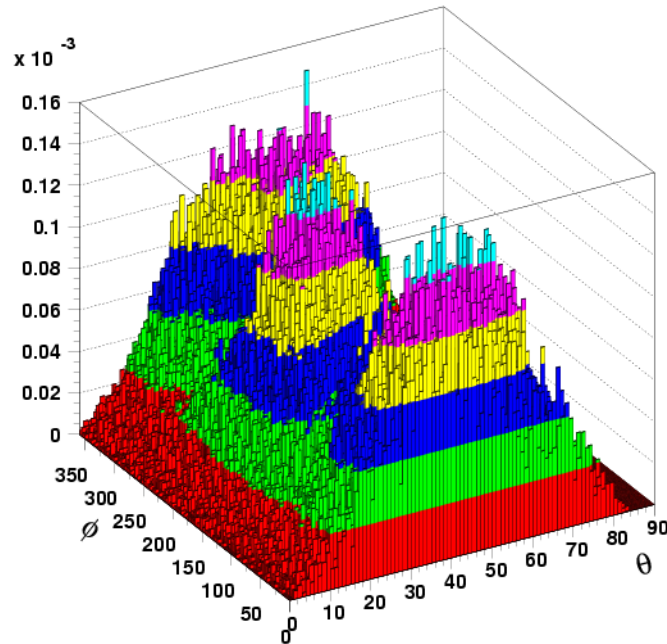


FIG. 4.7 – Représentation bi-paramétrique de la probabilité d’avoir un muon caractérisé par un jeu  $(\theta, \phi)$ , normalisée à 500000 muons arrivant au niveau de la cavité.

en  $(\theta, \phi)$  pour différentes directions de muons. On peut aussi calculer le spectre en  $\theta$  intégré sur  $\phi$  (et inversement) en intégrant sur tous les bins selon les deux angles  $\theta$  et  $\phi$ . Les comparaisons entre les spectres intégrés, obtenus par simulation et expérimentalement, sont présentées sur les figures 4.8 et 4.9. On voit apparaître sur ces deux figures les angles morts du détecteur Fréjus. En effet, le détecteur était une succession de plans verticaux, ainsi un événement est sélectionné si son angle zénithal  $\theta$  est au moins  $4^\circ$  d’où la coupure pour les angles  $\theta$  faibles sur la figure 4.9 [70]. De plus, ce détecteur présentait deux angles morts pour l’angle azimutal ;  $\phi=165^\circ$  et  $\phi=345^\circ$ , c’est à dire quasiment selon l’axe Nord-Sud. Selon cette direction, l’épaisseur de détecteur était trop faible pour pouvoir détecter le passage des muons. Ces angles morts sont illustrés sur la figure 4.6.

La figure 4.8 présentent deux maximums et deux minimums qui correspondent aux flux maximums et minimums de muons (illustrés sur la figure 4.6). Les diagrammes expérimentaux ne sont pas utilisables pour nous à cause de l’effet des angles morts du détecteur, notamment sur le diagramme en  $\phi$ . En outre, les angles morts selon  $\phi$  correspondent aux zones de maximum, engendrant deux discontinuités dans le diagramme en  $\phi$ . Cependant, la simulation permet le raccord des fonctions en  $\phi$  ( $\phi=165^\circ$  et  $\phi=345^\circ$ ) et en  $\theta$  (pour des angles zénithaux inférieurs à  $4^\circ$ ). A partir de la fonction  $\frac{dN}{d\theta} = f(\theta)$  simulée (figure 4.9), on peut calculer le spectre intégral  $N(\theta)$  (figure 4.10). On en déduit que  $\sim 80\%$  des muons ont un angle  $\theta$  compris entre  $20^\circ$  et  $60^\circ$ .

De surcroît, on dispose aussi de la distribution en énergie des muons obtenue par simulation, représentée sur la figure 4.11, avec une valeur moyenne aux environs de 300 GeV.

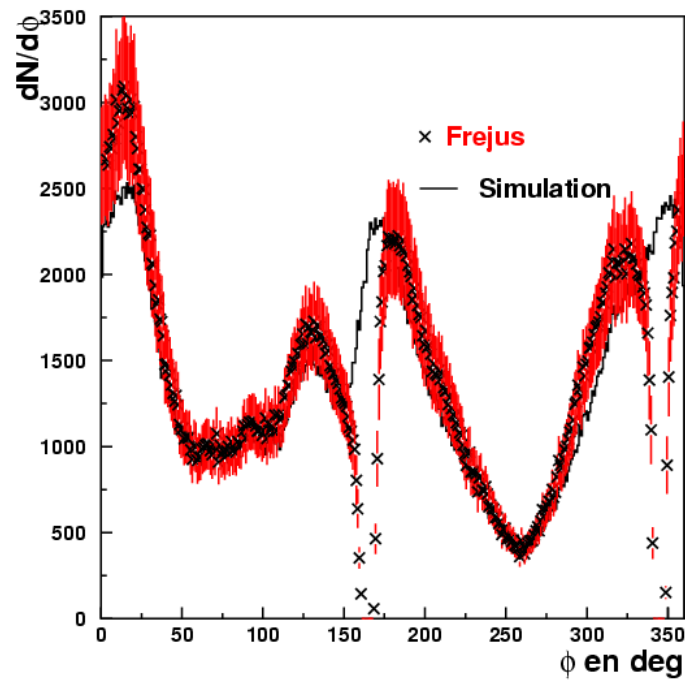


FIG. 4.8 – Spectres angulaires intégrés en  $\theta$  calculés à partir des données expérimentales de l'expérience Fréjus et par simulation

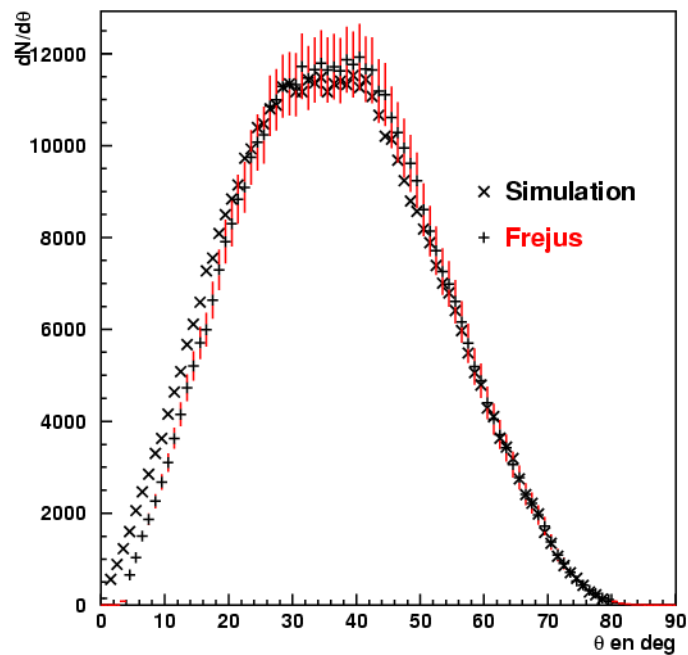


FIG. 4.9 – Spectres angulaires intégrés en  $\phi$  calculés à partir des données expérimentales de l'expérience Fréjus et par simulation



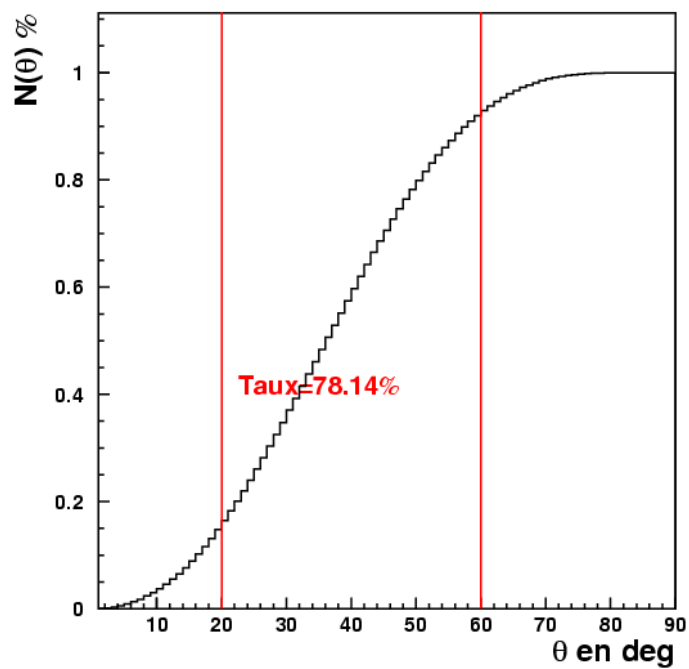


FIG. 4.10 – Spectre intégral en  $\theta$ . Environ 80 % des muons ont un angle zénital compris entre  $20^\circ$  et  $60^\circ$ .

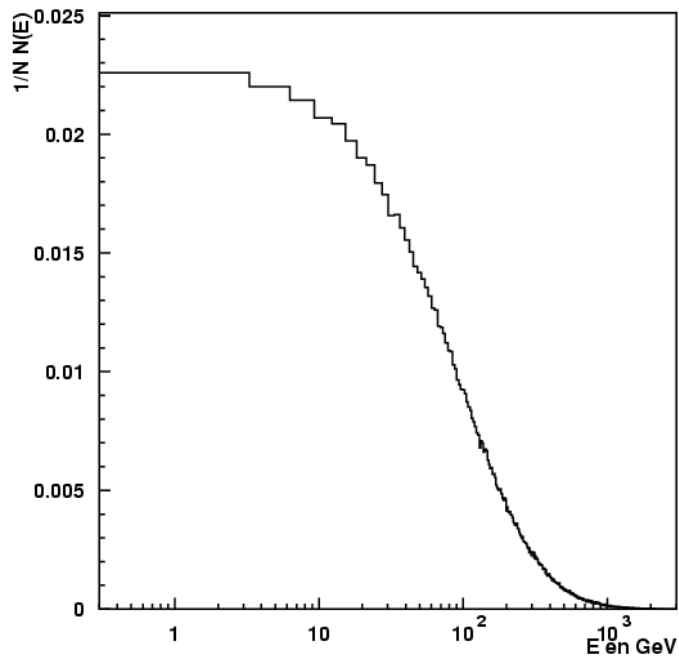


FIG. 4.11 – Distribution en énergie des muons au LSM obtenue par propagation des muons dans la roche.

### 4.2.4 Hypothèse d'une couverture rocheuse plate

L'hypothèse d'une couverture rocheuse plate permet de décrire la distribution angulaire en  $\theta$  analytiquement ce qui peut être commode pour calculer le spectre des pertes d'énergie des muons (ce que l'on fera dans le prochain chapitre).

L'intensité directionnelle est définie comme le nombre de particules  $dN$  arrivant sur un élément de surface  $dA$ , par intervalle de temps  $dt$  et pour un angle solide  $d\Omega$ . Ainsi, on a [161] :

$$I(\theta, \phi) = \frac{dN}{dA dt d\Omega} \quad (4.1)$$

A partir de cette intensité différentielle (souvent appelée simplement "intensité"), on peut évaluer le flux de particules arrivant sur un élément de surface horizontal :

$$\Phi = \int_{2\pi} I(\theta, \phi) \cdot \cos \theta d\Omega \quad (4.2)$$

La première idée est de tester l'hypothèse simplificatrice d'une couverture rocheuse plate (ce qui n'est pas le cas *a priori* au LSM mais convient plutôt à des mines comme celle de Soudan où se situe CDMS-II ou celle de Boulby en Angleterre). Sous cette hypothèse, l'intensité  $I(\theta, \phi)$  des muons s'écrit [162] :

$$I(\theta, \phi) = I(\theta) = I_0 \cdot \cos^n \theta \quad (4.3)$$

en supposant un flux de muon isotrope en  $\phi$ .  $I_0$  représente l'intensité verticale définie par  $I_0 = I(\theta=0^\circ)$ . Le coefficient  $n$  est déterminé par la formule empirique de Miyake [162] :

$$n \simeq 1.53 + 8.10^{-4} \cdot h \quad (4.4)$$

où  $h$  est la profondeur du site exprimée en m.w.e. Il est intéressant de remarquer que dans le cas d'une couverture rocheuse plate, on peut calculer la valeur du flux de muons :

$$\Phi = \int_{2\pi} I(\theta, \phi) \cdot \cos \theta d\Omega = 2\pi I_0 \int_0^1 u^{n+1} du = \frac{2\pi I_0}{n+2} \quad (4.5)$$

Ayant à notre disposition le spectre différentiel  $\frac{dN}{d\theta}$  réel, nous avons essayé de l'ajuster à l'aide de la relation :

$$I(\theta) \propto \frac{1}{\sin \theta} \frac{dN}{d\theta} \implies \frac{dN}{d\theta} \propto \cos^n \theta \sin \theta \quad (4.6)$$

Le résultat de cet ajustement est présenté sur la figure 4.12. Cet ajustement n'est pas assez bon pour que nous puissions adopter le paramétrage  $I(\theta) = I_0 \cdot \cos^n \theta$  car la valeur de  $n$  ( $\sim 2.6$ ) ne correspond pas à celle donnée par la formule de Miyake ( $n \simeq 5$  pour  $h=4400$  m.w.e). Par la suite, il faudra garder le spectre différentiel réel. Pourtant, on peut quand même expliquer l'évolution des deux spectres de la figure 4.12. En effet, le LSM se trouve sous la pointe du Fréjus ce qui a pour conséquence de "réduire" le nombre de muons arrivant dans la cavité avec un angle  $\theta$  faible. Ceci a pour effet de "décaler" le spectre différentiel vers la droite.

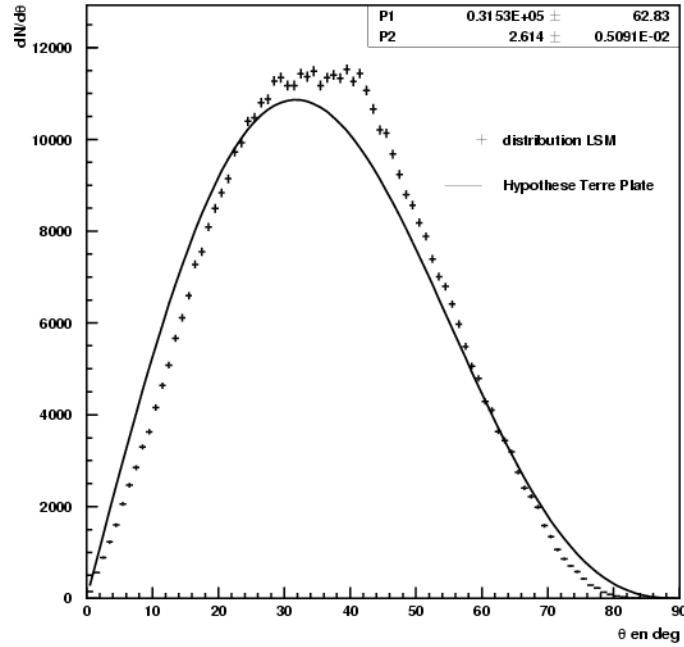


FIG. 4.12 – Ajustement du spectre différentiel réel  $\frac{dN}{d\theta}$  par la formule usuelle  $I = I_0 \cos^n \theta$ .

Il existe beaucoup d'autres paramétrages pour  $I(\theta)$  (voir [161]) selon les intervalles en profondeur, celle de Miyake est la plus complète [162] :

$$I(x, \theta) = \frac{174}{x \cos \theta + 400} (x + 10 \sec \theta)^{-1.53} \cdot \frac{x + 75}{x + 50 + 25 \sec \theta} e^{-8.10^{-4}(x+10 \sec \theta)} \quad (4.7)$$

où  $x$  est la profondeur verticale du site en  $\text{hg}/\text{cm}^2$  et  $\sec \theta = \frac{1}{\cos \theta}$ .

### 4.3 Flux de neutrons et taux d'événements

Pour déterminer ces flux, nous avons pris une épaisseur de roche de 10 m autour de la cavité du LSM. En effet, les simulations effectuées par Dementyev [163] montrent que presque 100% des neutrons sont produits à l'intérieur d'une enveloppe de 3m de roche autour de la cavité. Il faut donc prendre au moins 3 m de roche entourant le LSM. En outre, les distributions caractéristiques des muons sont intégrées dans la simulation sous forme d'un vecteur initial de coordonnées ;  $x_{init}, y_{init}, z_{init}, p_{x_{init}}, p_{y_{init}}, p_{z_{init}}, E_{init}$ . La surface de tirage a donc pour dimension  $50 \times 31 \times 31 \text{ m}^3$  et le nombre de muons générés est de  $2 \times 10^6$ . Pour déterminer les flux de neutrons au niveau des détecteurs EDELWEISS-II, nous avons placé un cube de germanium d'arête 36 cm qui remplit tout l'espace réservé aux détecteurs au sein du cryostat renversé. Cela représente donc une masse équivalente de germanium de :

$$M_{Ge} = \rho_{Ge} \times V = 5.35 \times 10^{-3} \times 46656 = 249.6 \text{ kg} \quad (4.8)$$

La surface de germanium vaut  $S_{Ge}=6 \times (36^2)=7776 \text{ cm}^2$ . On estime le flux à partir de la relation :

$$\Phi_n = \frac{N_n}{S \cdot T} \quad (4.9)$$

où  $N_n$  est le nombre de neutrons entrant dans le cube et  $T$  est le temps équivalent de prise de donnée. Pour estimer  $T$ , on peut se servir du flux de muons arrivant verticalement au LSM ( $\phi_\mu \approx 4 \mu/\text{m}^2/\text{j}$  déterminé par l'expérience Fréjus) et du nombre de muons traversant la surface supérieure du polyéthylène entourant EDELWEISS-II ( $S=15.6 \text{ m}^2$ ). Cela donne un temps équivalent de :

$$T = \frac{N_\mu}{\Phi_\mu \cdot S} \quad (4.10)$$

Les flux de neutrons ont été évalués dans une configuration où l'expérience EDELWEISS-II est centrée dans la cavité (figure 4.13). Les résultats sont présentés dans le tableau 4.1 pour des énergies de neutrons supérieures à 500 keV et 1 MeV. Un neutron d'énergie 500 keV dépose au maximum environ 28 keV dans du germanium. L'évolution des flux intégrés en fonction du seuil en énergie des neutrons est présentée sur la figure 4.14. Le flux de neutrons produits par les muons dans la roche et le plomb sont équivalents et de l'ordre de  $10^{-9} \text{ n/cm}^2/\text{s}$  pour  $E_n > 1 \text{ MeV}$ .

La variable d'intérêt pour EDELWEISS-II est le taux d'événement dans les 120 détecteurs. Pour cela nous avons réalisé une simulation où le cube de germanium précédent était remplacé par 120 détecteurs de 320g dans la géométrie de la figure 4.1. Nous avons compté le nombre d'événements où au moins un neutron (d'énergie supérieure à 500 keV) interagissait dans au moins un des détecteurs. Les taux déduits sont présentés dans le tableau 4.2. Ils sont de l'ordre de  $10^{-3} \text{ evt/kg/j}$  soit 2 ordres de grandeur inférieurs au taux observé dans EDELWEISS-I. Cependant, ils sont comparables avec la sensibilité attendue d'EDELWEISS-II. Les simulations montrent qu'il est délicat de traduire les flux de neutrons en taux d'événement car à la suite d'une interaction muon une centaine de neutrons peuvent être détectés simultanément. Chacun de ces neutrons contribue au flux mais a une contribution négligeable au taux d'événements.

Une façon efficace de réduire le fond neutron est de rejeter les événements où plusieurs détecteurs sont touchés simultanément. L'effet de la multiplicité s'ajoute à celui dû au fait qu'un seul neutron peut interagir avec plusieurs détecteurs. Ce rejet est d'autant plus efficace que le nombre de détecteurs est grand. Par exemple, pour la configuration finale de 120 détecteurs, nous avons déterminé le nombre d'événements où un seul neutron d'énergie supérieure à 500 keV interagissait dans un seul détecteur et les taux obtenus sont présentés dans le tableau 4.2.

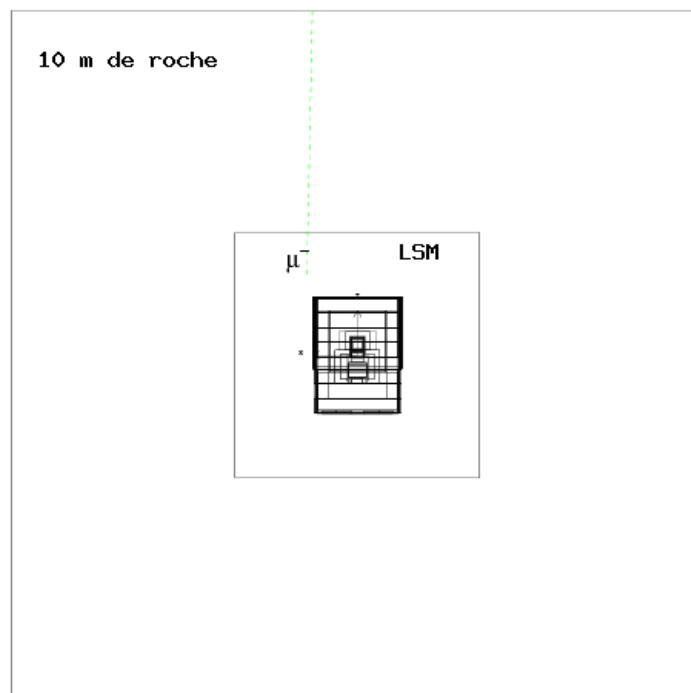


FIG. 4.13 – Face Est/Ouest de la cavité du LSM entourée de 10 m de roche et EDELWEISS-II centrée.

Flux ( $\times 10^{-9}$ n/cm <sup>2</sup> /s)	$E_n$	0.5 MeV	1 MeV
$\Phi_{roche}$		$2.20 \pm 0.13$	$1.18 \pm 0.09$
$\Phi_{plomb}$		$2.48 \pm 0.14$	$1.24 \pm 0.10$

TAB. 4.1 – Flux de neutrons arrivant au niveau des détecteurs EDELWEISS-II.

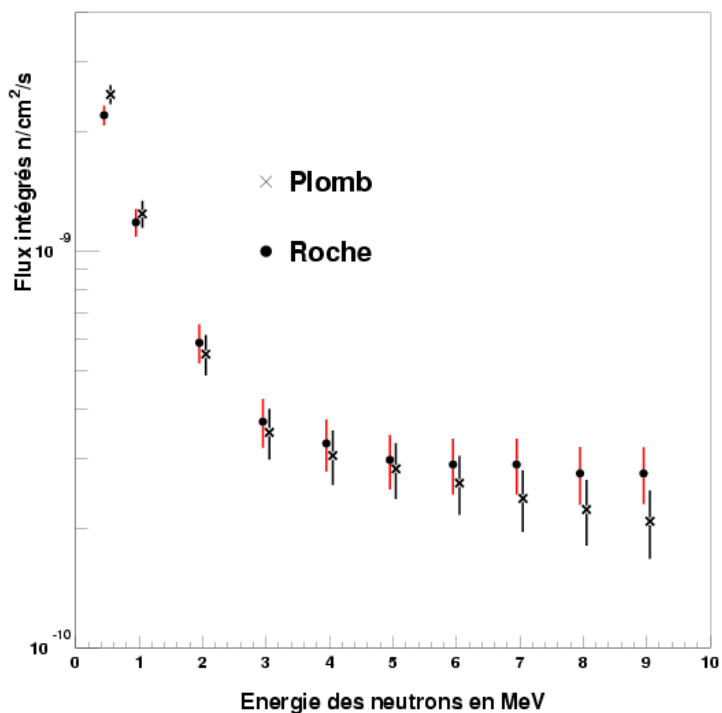


FIG. 4.14 – Flux de neutrons intégrés, provenant des interactions des muons dans la roche et dans le plomb, en fonction du seuil en énergie des neutrons.

Taux pour $E_n > 0.5 \text{ MeV}$	Origine	
	Plomb	Roche
Taux total	$5.5 \pm 0.8$	$6.2 \pm 0.9$
Taux d'événements simples	$0.3 \pm 0.2$	$2.8 \pm 0.6$

TAB. 4.2 – Taux d'événements dans les détecteurs EDELWEISS-II pour  $E_n > 0.5 \text{ MeV}$ . Les résultats sont exprimés en unité de  $10^{-3} \text{ evt/kg/j}$ .

## 4.4 Conclusion

Les modifications du code Geant3 et les distributions réelles des muons au LSM ont permis d'effectuer des simulations réalistes du flux de neutrons provenant des muons arrivant au niveau des détecteurs EDELWEISS-II. Le flux de neutrons produits par les muons dans la roche et le flux de neutrons produits par les muons dans le plomb entourant les détecteurs, sont tous les deux de l'ordre de  $10^{-9}$  n/cm<sup>2</sup>/s pour une énergie de neutron supérieure à 1 MeV.

Le flux de neutrons arrivant au niveau des détecteurs et provenant de la radioactivité de la roche (pour  $E_n > 1$  MeV) est estimé à  $0.4 \times 10^{-10}$  n/cm<sup>2</sup>/s [164]. De plus, la limite supérieure sur le flux de neutrons provenant de la fission de l'<sup>238</sup>U dans le plomb du blindage est  $1.2 \times 10^{-10}$  n/cm<sup>2</sup>/s [164]. Cela signifie que les flux de neutrons les plus importants sont ceux provenant des muons. Pour signer le passage de ces muons dans l'expérience EDELWEISS-II, un veto muon va être construit autour du blindage de polyéthylène. Cela permettra de corréler un événement neutron vu dans les bolomètres avec le passage d'un muon. Dans ce cas, nous serons en mesure de rejeter une partie du bruit de fond neutron provenant des muons.

# Chapitre 5

## Etude des vetos au LSM

Ce chapitre porte sur l'étude du veto muon d'EDELWEISS-II. Tout d'abord, nous avons étudié les constituants du veto muon, puis on a vérifié leurs caractéristiques. Pour cela, nous avons construit l'expérience M3 (Mesure Muon Modane) dont les résultats sont présentés dans ce chapitre. Ensuite nous avons décidé d'une configuration pour le veto muon dont l'efficacité est donnée dans la dernière partie.

### 5.1 Analyse des constituants du veto muon

Le veto muon doit avoir une bonne efficacité de détection des muons. Les scintillateurs plastiques remplissent cette condition. En outre, on doit pouvoir séparer correctement les gammas des muons, cela implique que le scintillateur doit être assez épais pour pouvoir les séparer. Typiquement dans 5 cm de scintillateur plastique, la perte d'énergie moyenne des muons au LSM est de  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle \simeq 10$  MeV ce qui offre un intervalle de séparation correct, la plupart des gammas étant à des énergies très inférieures. Les scintillateurs choisis pour former le veto muon d'EDELWEISS-II sont les modules utilisés par l'expérience KARMEN [165], expérience de mise en évidence des oscillations de neutrinos basée au laboratoire Appleton Rutherford près d'Oxford. Ces scintillateurs ont été développés par le Centre de Recherche de Karlsruhe (Forschungszentrum Karlsruhe). Un module "Karmen" est présenté sur la figure 5.2. Sa largeur est de 65 cm tandis que son épaisseur est de 5 cm. Les modules disponibles ont des longueurs de 3.15 m, 3.75 m ou 4 m. Leur originalité est la position recourbée vers l'intérieur des photomultiplicateurs par rapport au scintillateur (illustrée sur la figure 5.2). Cette disposition est intéressante pour EDELWEISS-II car elle entraîne un gain de place notable lors de l'assemblage du veto et une minimisation des zones mortes à la jonction de deux vetos (contrainte majeure pour EDELWEISS-II). A chaque extrémité du module, une épaisseur de 6 cm de scintillateur a été rajoutée pour pouvoir fixer les photomultiplicateurs vers l'intérieur. Les zones, où l'épaisseur de scintillateur est de 11 cm, définissent les "oreilles" du module. Chaque module est équipé de huit photomultiplicateurs (quatre à chaque extrémité) collés à la surface du scintillateur dont les positions ont été optimisées par simulations Monte Carlo pour obtenir une homogénéité maximum dans la collection de la lumière quel que soit le point d'interaction.



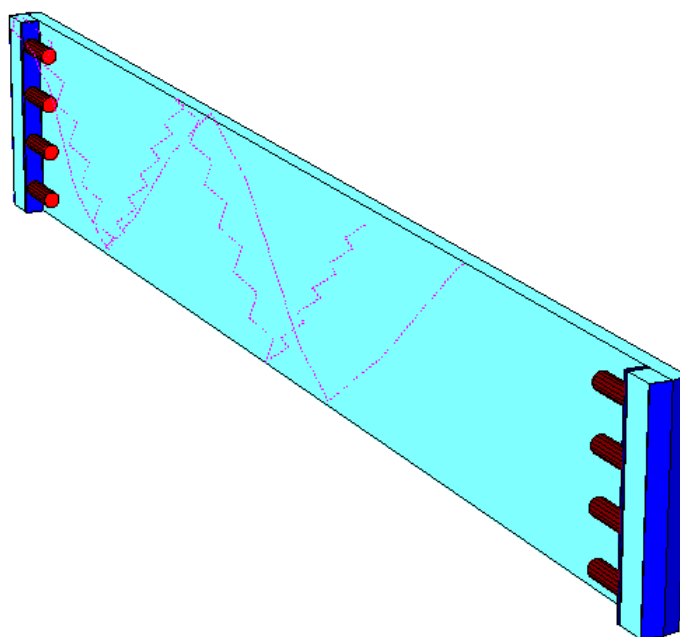


FIG. 5.1 – Scintillateurs de l'expérience KARMEN utilisés pour le veto muon d'EDELWEISS-II

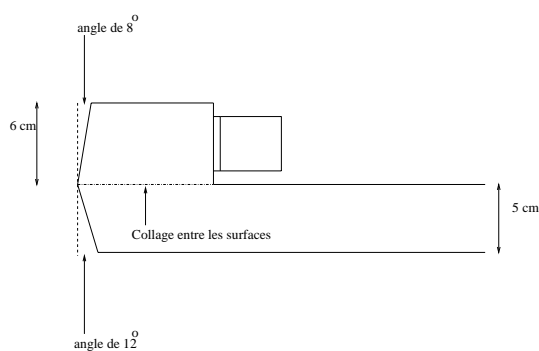


FIG. 5.2 – Extrémité d'un module Karmen. Dans cette zone, la lumière est réfléchiée par un réflecteur collé sur l'extrémité du module.

Les modules sont entourés d'aluminium dont l'effet est de rediffuser les rayons lumineux vers l'intérieur du module à cause de la présence d'une couche d'air entre le scintillateur et l'aluminium.

Les modules Karmen sont constitués de scintillateur BC-412 dont la composition est proche de celle du polystyrène. Ses caractéristiques principales sont :

- Longueur d'onde d'émission maximum : 435 nm
- Longueur d'atténuation de la lumière au maximum d'émission : 380 cm
- Longueur de radiation : 43.72 g cm<sup>-2</sup>
- Indice de réfraction : 1.58
- Densité : 1.032 g/cm<sup>3</sup>
- $\langle Z/A \rangle \simeq 0.54$

## 5.2 Test de l'homogénéité de la réponse lumineuse à Lyon

Notre collaboration avec le FZ Karlsruhe nous a permis d'obtenir un prototype de 3.15 m de long ( $\sim 100$  kg). De plus, nous disposons d'un deuxième module de scintillateur, fabriqué au JINR de Dubna. Ce prototype a pour dimensions 200 cm  $\times$  50 cm  $\times$  5 cm et la lumière est collectée par des fibres scintillantes collées sur une face sur toute son épaisseur (50 fibres de diamètre 1 mm) qui convergent vers un seul photomultiplicateur. Ces modules peuvent être construits sur mesure et le scintillateur utilisé est du polystyrène dopé par du PTP<sup>1</sup> (2 %) et du POPOP<sup>2</sup> (0.03 %) [166].

Le protocole expérimental pour ces tests était d'utiliser deux détecteurs extérieurs servant de déclencheurs muons pour pouvoir procéder au balayage en position du prototype. Pour le déclenchement, nous nous sommes servis de petits scintillateurs plastiques (de volume 12  $\times$  3  $\times$  3 cm<sup>3</sup>), chacun étant accolé à un photomultiplicateur par l'intermédiaire d'une gomme en silicone. Ces déclencheurs sont placés de part et d'autre du module définissant une zone d'interaction des muons dans le module lorsqu'il est touché (figure 5.3).

Les axes de balayage servant pour ces tests sont définis sur la figure 5.4. Les fluctuations de la réponse lumineuse totale sont inférieures à 15 % selon la largeur (figure 5.5) et à 20 % selon la longueur (figure 5.6). Ces résultats sont satisfaisants car on retrouve les mêmes valeurs de fluctuations que celles prévues dans [167] ( $\sim 20$  %).

---

<sup>1</sup>paraterphenyl,  $\lambda = 340$  nm

<sup>2</sup>1,4-bis-(2-(5-phenyloxazolyl))-benzene,  $\lambda=420$  nm

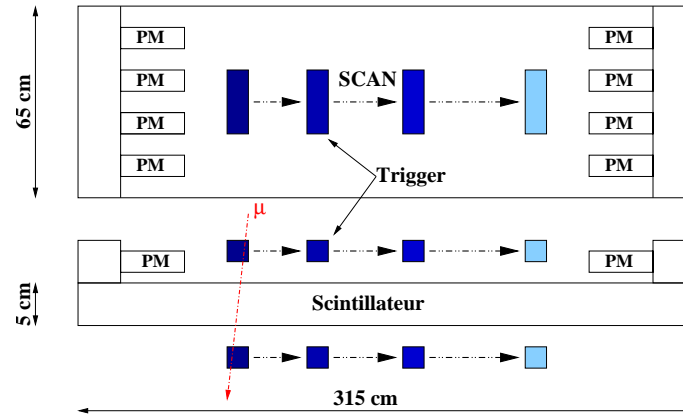


FIG. 5.3 – Schéma de principe du balayage en position du prototype Karmen

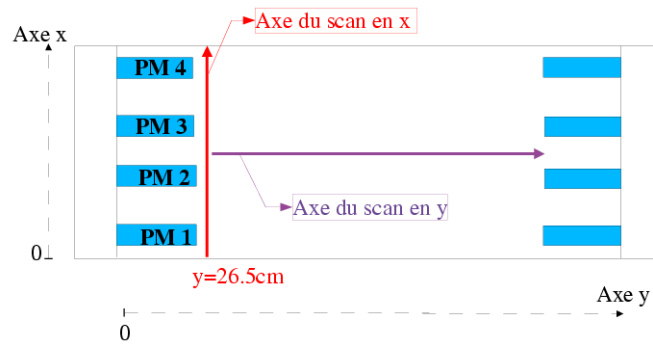


FIG. 5.4 – Convention adoptée pour le balayage en position du module Karmen

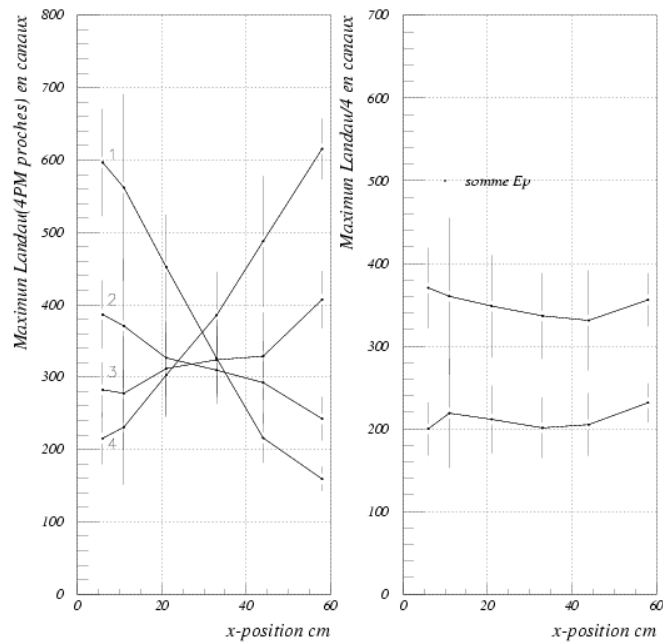


FIG. 5.5 – Résultat du scan selon la largeur pour le prototype Karmen. Figure de gauche : Signaux indépendants des 4 PMs d’une extrémité. Figure de droite : Réponses additionnées des 2 paquets de 4 PMs (La courbe du dessus correspond aux PMs les plus proches de l’axe du scan tandis que la courbe du dessous correspond aux PMs opposés.)

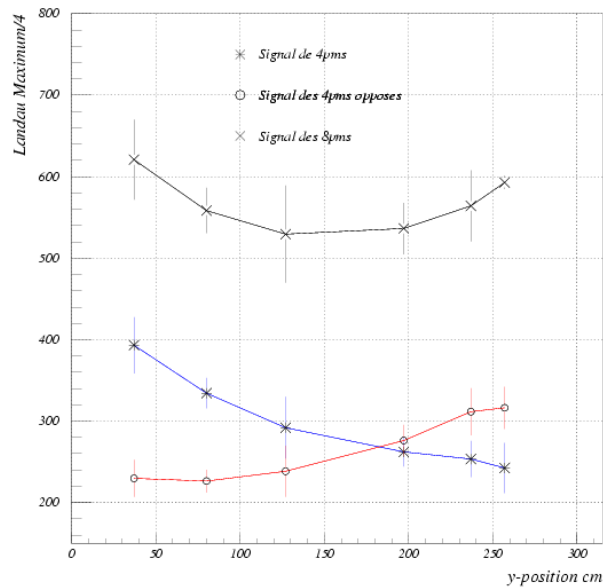


FIG. 5.6 – Résultat du scan selon la longueur pour le prototype Karmen.

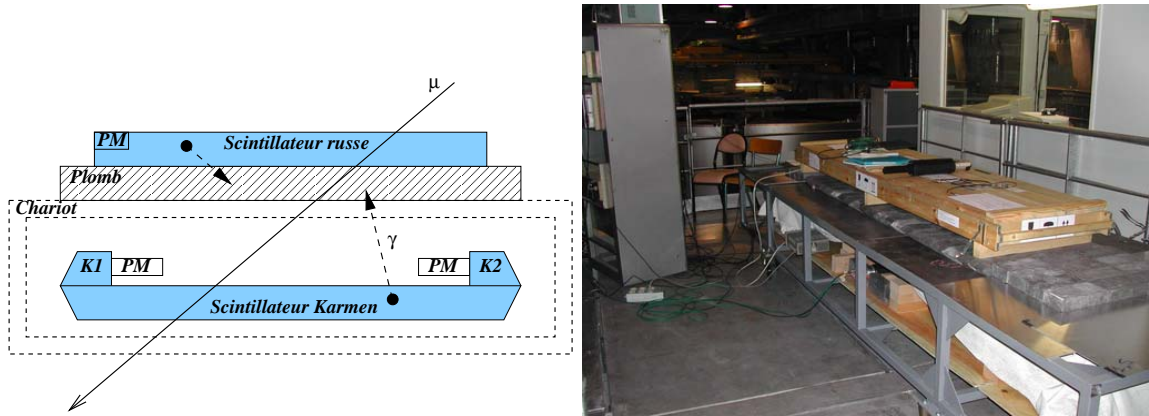


FIG. 5.7 – **Figure de gauche** : Représentation schématique de l'expérience M3. **Figure de droite** : Photographie de l'expérience M3 au LSM.

### 5.3 Un télescope à muon : M3

Ayant à disposition les 2 types de modules, nous avons entrepris de les tester simultanément sous la forme d'un dispositif simple M3 (d'abord au niveau du sol puis au LSM).

Ces 2 modules sont disposés l'un au dessus de l'autre, séparés par 5 cm de plomb (fig 5.7) afin d'atténuer les coïncidences gammas qui pourraient se produire entre les 2 modules. Le but de cette expérience est de déterminer les seuils au dessus desquels on estimera distinguer les muons avec une efficacité maximale sans pour autant avoir un taux de comptage trop grand en gammas.

#### 5.3.1 La chaîne électronique de M3

A la sortie du module Karmen, on récolte 2 signaux (K1 et K2 d'une durée typique  $\sim 10$ ns) correspondant chacun à la somme des signaux des 4 PMs de chaque extrémité. A partir de ces deux signaux, on effectue la somme  $K1+K2$  par hardware à l'aide d'un module Fan-in/Fan-out analogique (fig 5.8). La chaîne logique nous autorise à effectuer la coïncidence entre les signaux K1 et K2 (par la suite on exigera toujours cette coïncidence) puis une coïncidence (ou non) avec le signal du PM Dubna (SR). De plus, un TDC permet une analyse de l'écart en temps : soit entre les signaux du module Karmen (K1, K2) soit entre les signaux du module Karmen et le signal russe (K1,K2,K1+K2,SR). Pour numériser les signaux on utilise un codeur de charge de type QDC qui intègre le signal pendant une durée égale à la durée de la porte de déclenchement, c'est à dire  $\sim 100$  ns. On a alors accès à 4 signaux : K1,K2,SR et la somme  $K1+K2$ . Deux configurations différentes ont été choisies pour la chaîne logique (fig 5.8) :

- Configuration en *libre* (déclenchement externe) : les modules de coïncidence de la figure 5.8 sont dans la position ET/OU ( $S_{utile} \sim 2 m^2 = \text{Aire du module Karmen}$ ).
- Configuration en *coïncidence* : les modules de coïncidence de la figure 5.8 sont dans la position ET/ET ( $S_{utile} \sim 1 m^2 = \text{Aire du module Dubna}$ ).

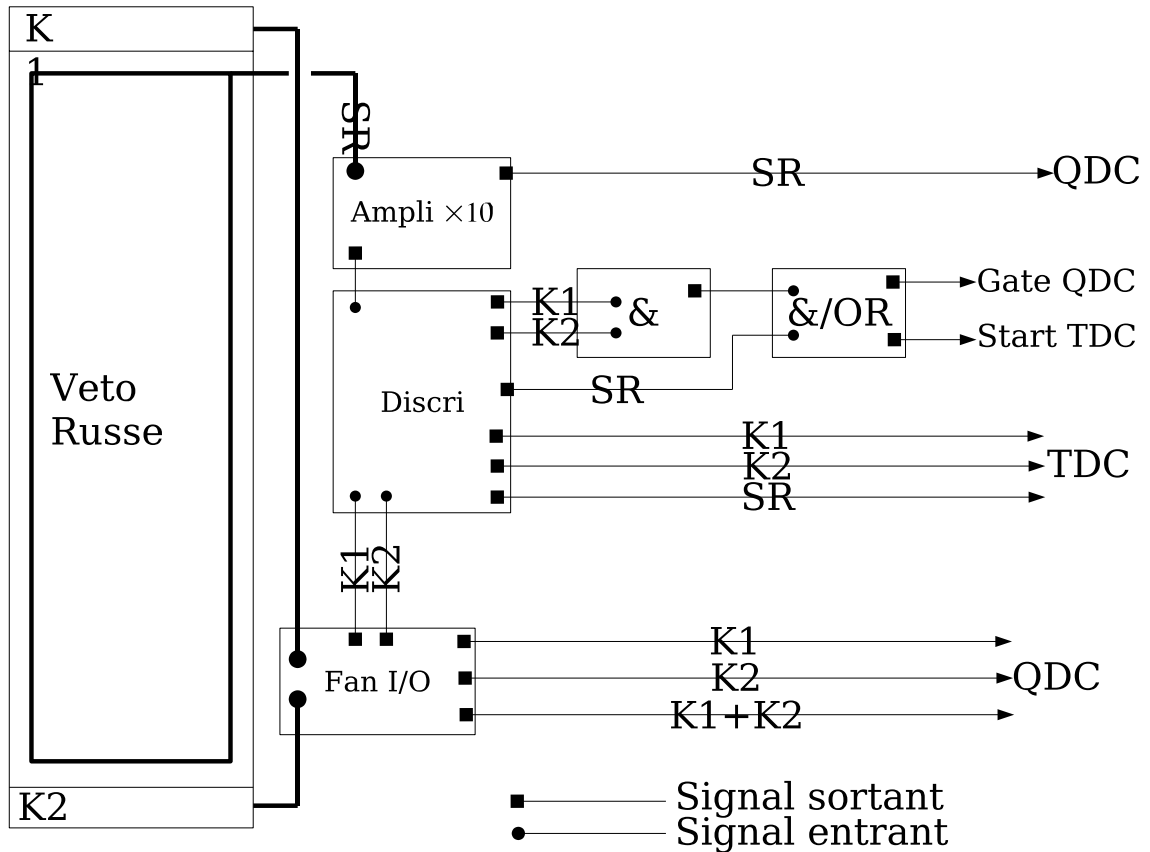


FIG. 5.8 – Schéma de la chaîne électronique de M3.

### 5.3.2 Spectres au niveau du sol

La première étape de ces tests a été d'obtenir les spectres en libre des 2 prototypes grâce à la chaîne CAMAC décrite ci-dessus. La figure 5.9 représente le signal de la somme des 8 PMs du module Karmen en mode libre tandis que la figure 5.10 décrit le signal SR du module Dubna toujours dans le même mode. Le module Dubna est équipé d'une LED dont l'effet s'observe sur la figure 5.10 sous la forme d'une gaussienne, le signal émis par la LED étant stable. On se servira de cette LED pour contrôler la stabilité et les dérives de la chaîne électronique. On observe sur les deux spectres le pic de bruit décalé par rapport au zéro (à cause du piedestal du codeur de charge) et la distribution caractéristique des muons dans le scintillateur. Cette distribution peut être décrite, comme nous le verrons en détail plus loin, par la théorie de Landau. Un paramètre important de cette théorie est la perte d'énergie la plus probable du muon qui correspond au maximum de la courbe de Landau. Cette valeur sera utilisée pour déterminer la stabilité de la réponse lumineuse.

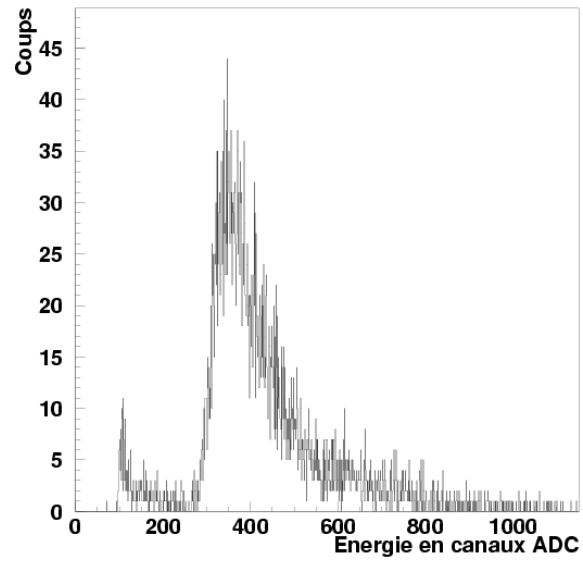


FIG. 5.9 – Spectre Karmen au sol.

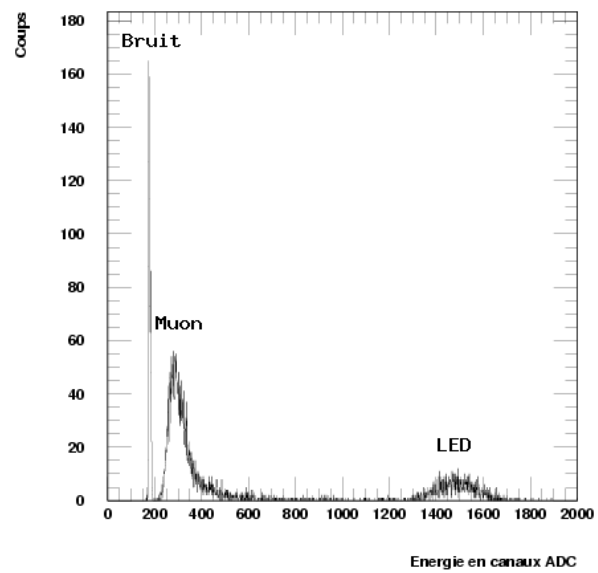


FIG. 5.10 – Spectre Dubna au sol.

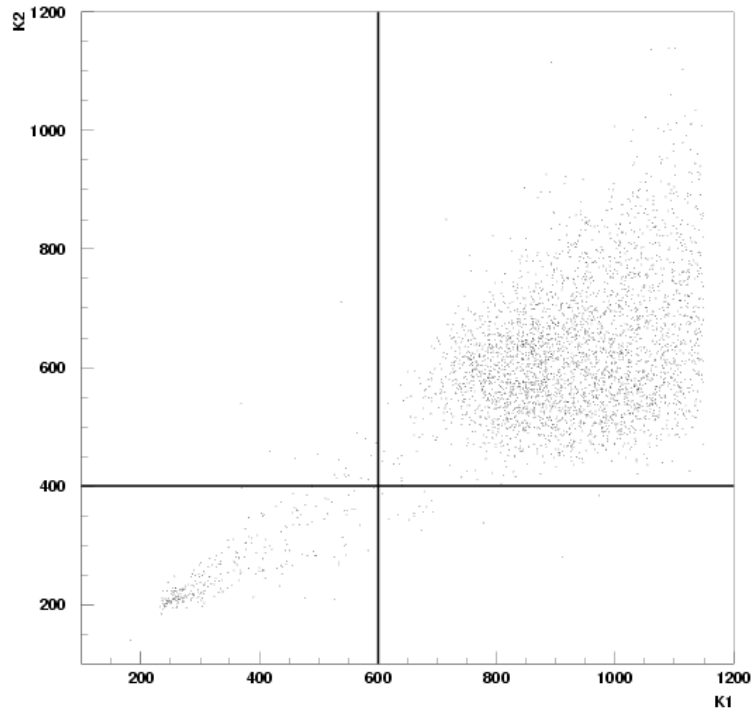


FIG. 5.11 – Biplot K1 vs K2 au niveau du sol et en coïncidence (configuration ET/ET) et visualisation des seuils adoptés.

### 5.3.3 Analyse des résultats au niveau du sol

#### 5.3.3.1 Résultats en coïncidence au niveau du sol

Le biplot K1 vs K2 (fig 5.11) permet de distinguer la zone des muons et on peut ainsi fixer des coupures sur les signaux K1 et K2 pour délimiter cette zone. On verra l'utilité de cette coupure dans la suite. On regarde ensuite l'effet de ces coupures sur la somme K1+K2 et sur le SR dans le but d'observer les courbes de Landau caractérisant le dépôt d'énergie des muons. Ces courbes sont ajustées par la formule empirique [167, 168] :

$$f_0(E) = p_1 \times e^{-p_2 \times \left(1 - \frac{p_3}{E - p_4}\right)^2} \quad (5.1)$$

où le paramètre  $p_1$  contrôle l'amplitude et  $p_2$  la résolution. La valeur maximale de  $f$  est obtenue pour  $f_{0,max}(E) = f_0(E_p)$  et  $E_p = p_3 + p_4$ . L'effet de la coupure sur K1 et K2 et le résultat du fit sont représentés sur la figure 5.12. La coupure a pour effet de sélectionner les muons qui représentent la composante majoritaire du flux au niveau du sol (d'énergie moyenne 4 GeV).



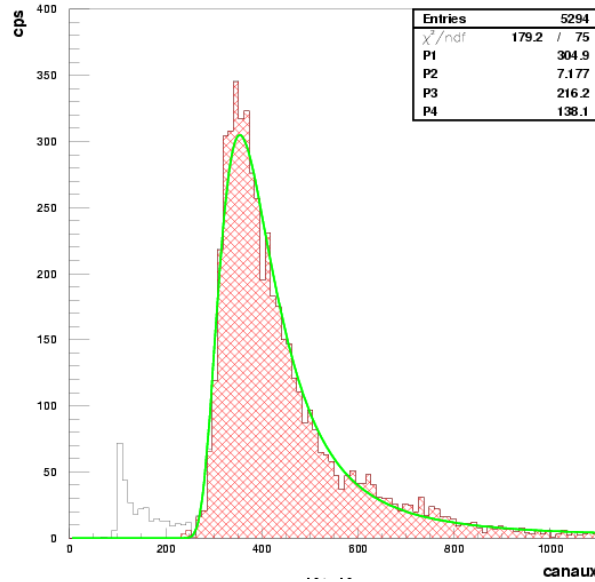


FIG. 5.12 – Spectre de la somme K1+K2. En hachuré : effet de la coupure sur le spectre K1+K2. En trait plein : résultat du fit de la courbe de Landau sur K1+K2 avec la fonction empirique définie par l'équation 5.1.

### 5.3.3.2 Analyse en temps du module Karmen

L'analyse en temps s'est faite à l'aide du TDC entre un signal délivré par le déclencheur extérieur et chacun des signaux K1 ou K2. Ceci afin de déterminer la zone d'interaction des muons dans le module Karmen. Le déclenchement s'effectue à l'aide d'un déclencheur extérieur (fig 5.13) pour caractériser les zones du module Karmen ainsi sélectionnées (fig 5.14).

On peut effectuer la différence en temps des 2 voies par software et ainsi éliminer la référence en temps ( $\Delta T = |(t_{K1} - t_0) - (t_{K2} - t_0)| = |t_{K1} - t_{K2}|$ ). La sensibilité du TDC est de 250 ps/canal. L'échantillonnage se fait sur  $\sim 100$  canaux (fig 5.14) ce qui donne un temps maximal de parcours de  $\sim 25$  ns. On peut vérifier ce chiffre en évaluant la durée minimum du parcours maximal dans le module :

$$\Delta T \sim \frac{L}{v_{\text{scintillateur}}} = \frac{L \times n}{c} \sim \frac{3.15 \times 1.58}{3 \times 10^8} = 16 \text{ ns} \quad (5.2)$$

Cette valeur est cohérente avec le temps maximal de parcours donné au dessus.

Nous avons aussi mené cette étude en nous mettant dans des conditions de déclenchement soit en libre (la coïncidence entre les 2 modules Karmen et Dubna n'est pas exigée) soit en coïncidence. L'analyse en coïncidence montre des événements répartis uniformément sur le module Karmen (zone hachurée de la figure 5.15), la surface utile étant dans ce cas  $\sim 1 \text{ m}^2$  = surface du module Dubna (placé au dessus du module Karmen). Les 2 pics de la figure 5.15 correspondent aux "oreilles" du module Karmen (que l'on observe en configuration *libre*), c'est à dire les extrémités du prototype recouvertes par 6cm de scintillateur.

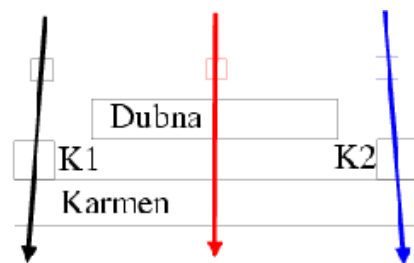


FIG. 5.13 – Dispositif de déclenchement forcé.

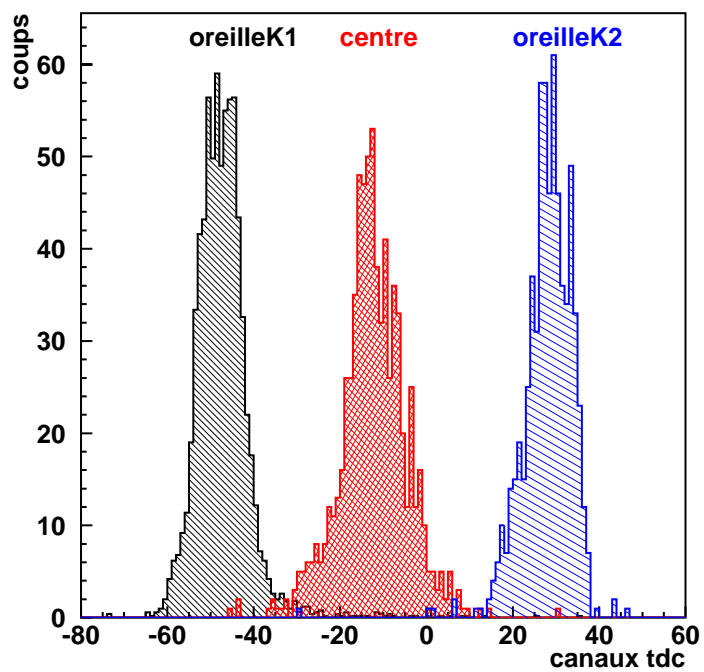


FIG. 5.14 – Analyse TDC du module Karmen en forçant le déclenchement sur différentes zones caractéristiques du détecteur.

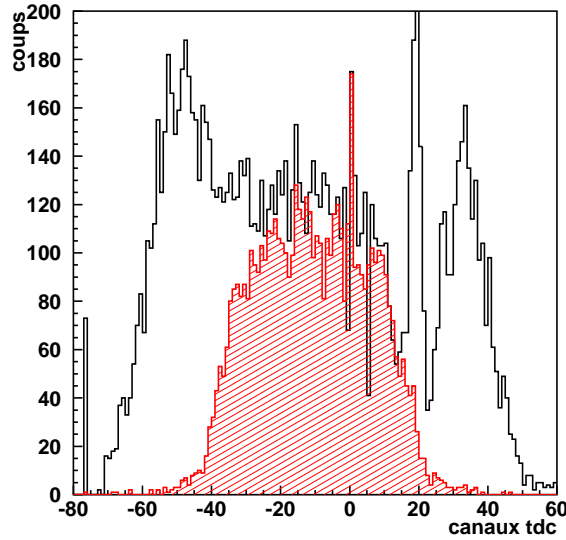


FIG. 5.15 – Analyse TDC du module Karmen dans les 2 configurations de références : libre et coïncidence (zone hachurée). Les *oreilles* sont vues en libre car la surface utile est réduite à celle du module Karmen ( $l=3.15\text{m}$ ). En coïncidence, la surface utile est celle du module Dubna ( $l=2\text{m}$ ).

### 5.3.4 Analyse des résultats au niveau du LSM

#### 5.3.4.1 Estimation des taux de comptage

a) **Le flux de muons au LSM** Durant l'été 2002, un premier run de 38 jours a été effectué en coïncidence. Cela nous a permis d'établir le biplot K1 vs K2 et ainsi d'identifier les muons au LSM (fig 5.16). Sur cette figure, on peut voir aussi l'effet de la coupure sur le spectre de la somme des signaux K1 et K2. Le nombre de coups enregistrés était de 33592 au total pour un taux de comptage de  $10^{-2}$  Hz. Après coupure, le nombre de coups restant est de 169 pour un taux de comptage de  $(5.15 \pm 0.4) \times 10^{-5}$  Hz. On peut donc faire à ce stade une estimation du flux de muons arrivant sur un plan horizontal (modules de M3) :

$$\Phi_{muons} (/m^2/j) = \frac{Taux(Hz) \times 86400}{S_{utile}} \sim \frac{5.15 \times 10^{-5} \times 86400}{1} = 4.44 \mu/m^2/j \quad (5.3)$$

En tenant compte de l'erreur statistique, on trouve un flux de :

$$\Phi_{muons} = 4.44 \pm 0.34 \mu/m^2/j \quad (5.4)$$

Ce résultat est en accord avec la valeur mesurée par Berger et al. [160] ( $\sim 4.2 \mu/m^2/j$ ).

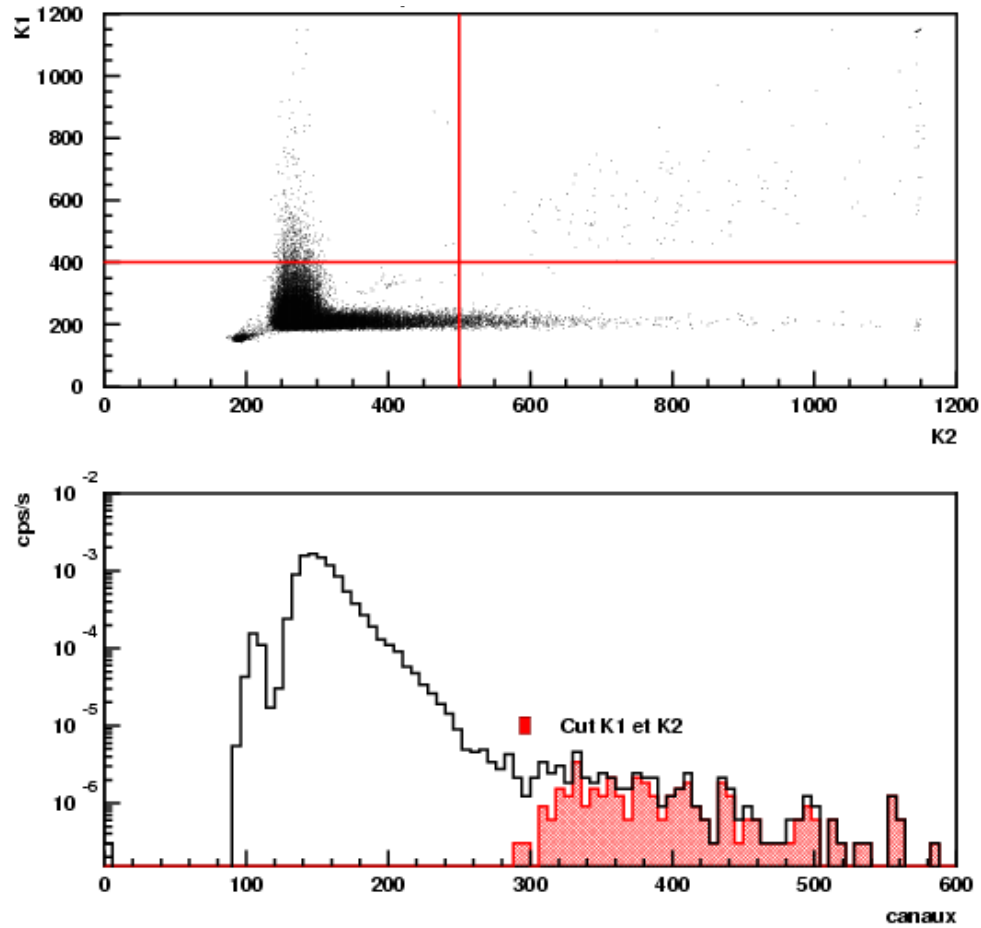


FIG. 5.16 – **Figure du haut** : Spectre bi-paramétrique K1 vs K2 (Les lignes représentent la coupure choisie pour l'identification de la zone muon). **Figure du bas** : Spectre Karmen K1+K2 avec (zone sombre) et sans coupure. Le spectre est normalisé en coups/s.

**b) Analyse en temps** Sur les spectres bi-paramétriques, où l'on représente le signal provenant d'une extrémité du module Karmen en fonction de l'autre, on voit apparaître deux zones très peuplées ; une horizontale et l'autre verticale. Ces événements sont localisés en majorité dans les extrémités du module comme le montre les figures 5.17 et 5.18 obtenues pour un échantillon de données. Pour déterminer leur nature, on a regardé leur répartition sur le spectre du module Dubna en coïncidence et en libre. La figure 5.19 montre que ces événements sont dus à des gammas du bruit de fond radioactif des photomultiplicateurs du module Karmen en coïncidence avec du bruit dans le module Dubna. Pour déterminer les taux de comptage du module Karmen en fonction de la coupure sur K1 et K2, nous avons fixé tous les seuils de déclenchement au minimum pour être sûr de ne pas manquer des événements.

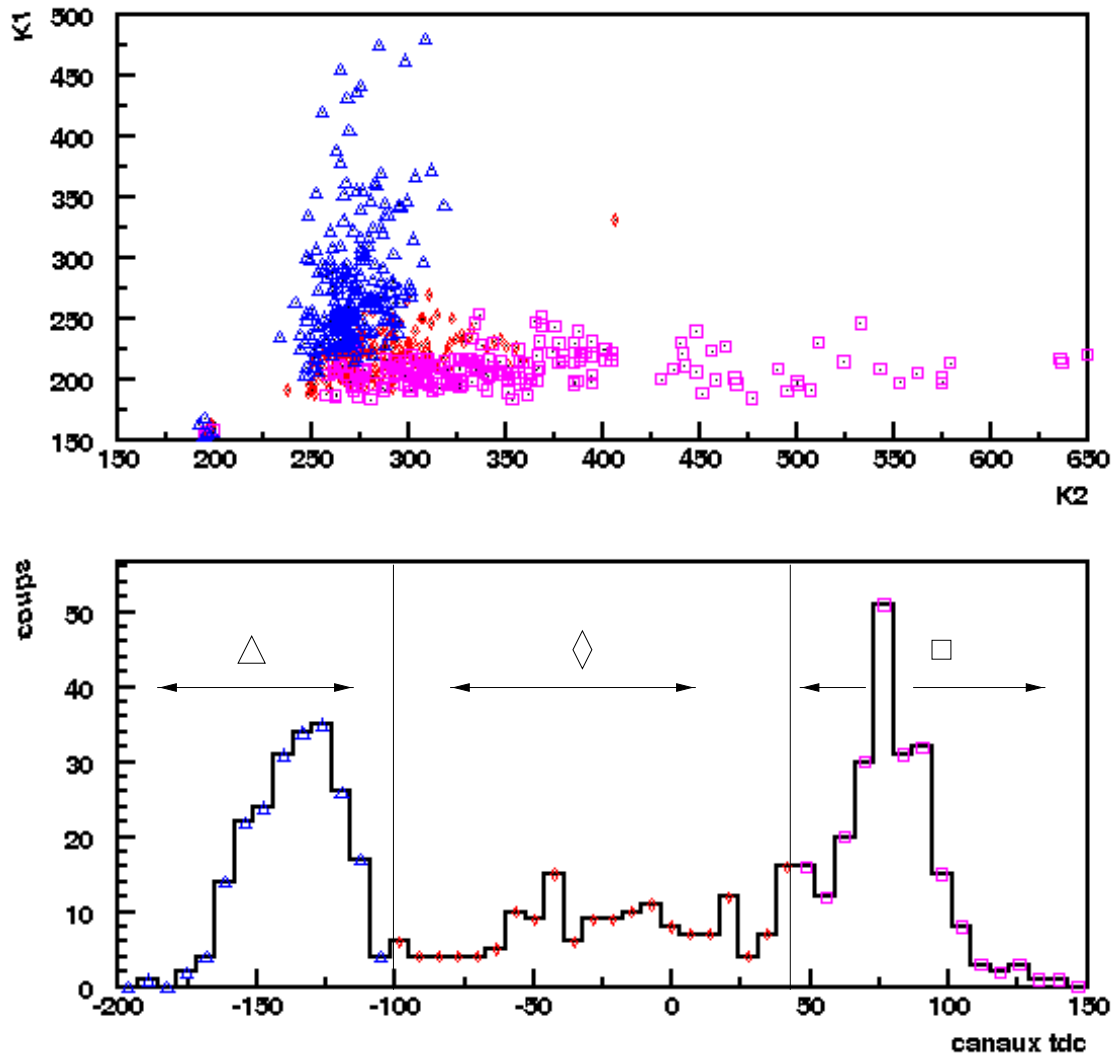


FIG. 5.17 – **Figures du haut** : Localisation des événements horizontaux et verticaux sur le spectre bi-paramétrique K1 vs K2 au LSM sur un échantillon de donnée en mode coïncidence.  $\square$ ,  $\triangle$  : événements localisés dans les "oreilles" du module Karmen.  $\diamond$  : interactions centrées dans le module. **Figures du bas** : Répartition de ces événements sur les données du tdc en coïncidence.

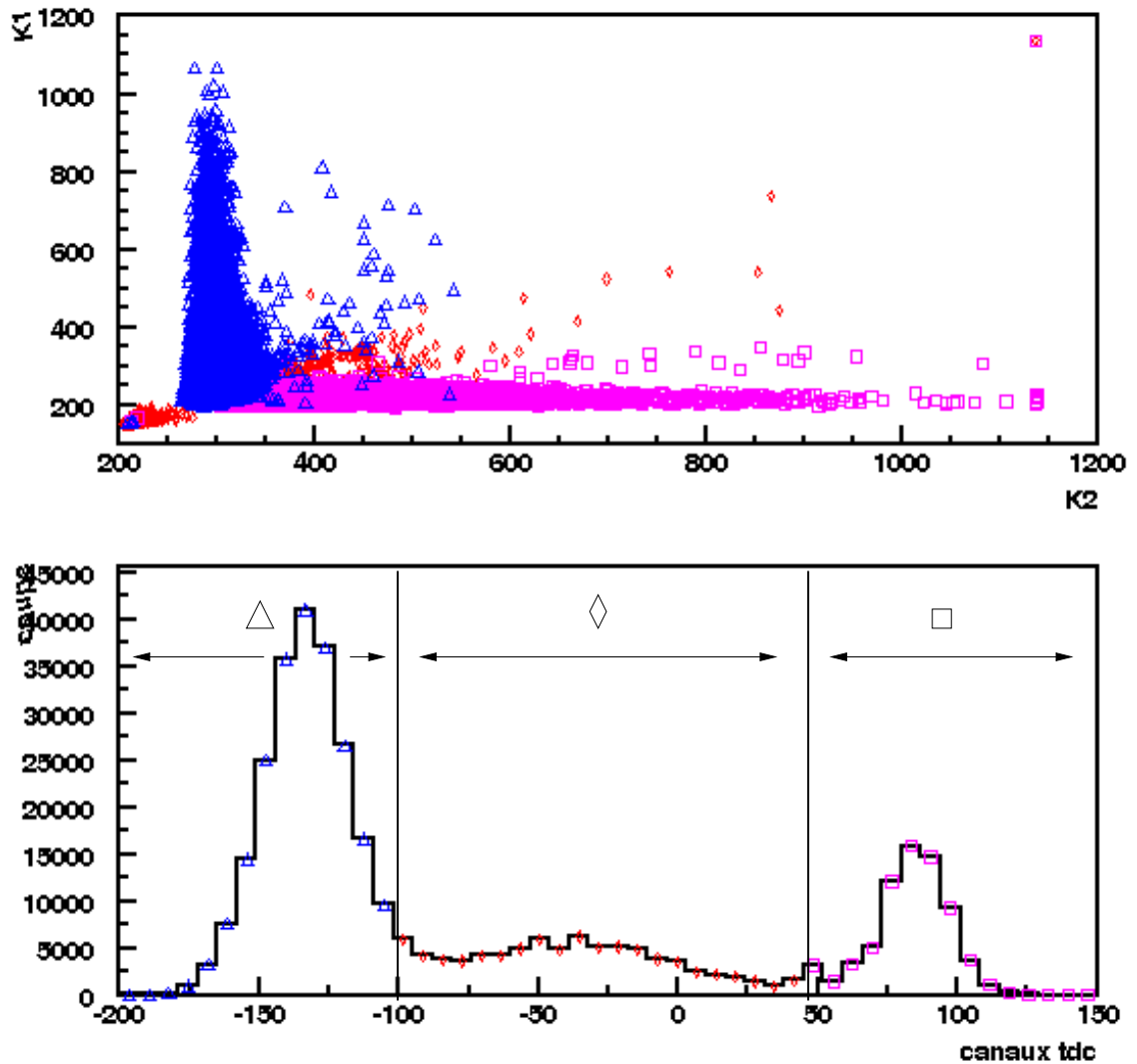


FIG. 5.18 – **Figures du haut** : Localisation des événements horizontaux et verticaux sur le spectre bi-paramétrique K1 vs K2 au LSM sur un échantillon de donnée en libre.  $\square$ ,  $\triangle$  : événements localisés dans les "oreilles" du module Karmen.  $\diamond$  : interactions centrées dans le module. **Figures du bas** : Répartition de ces événements sur les données du tdc en libre.

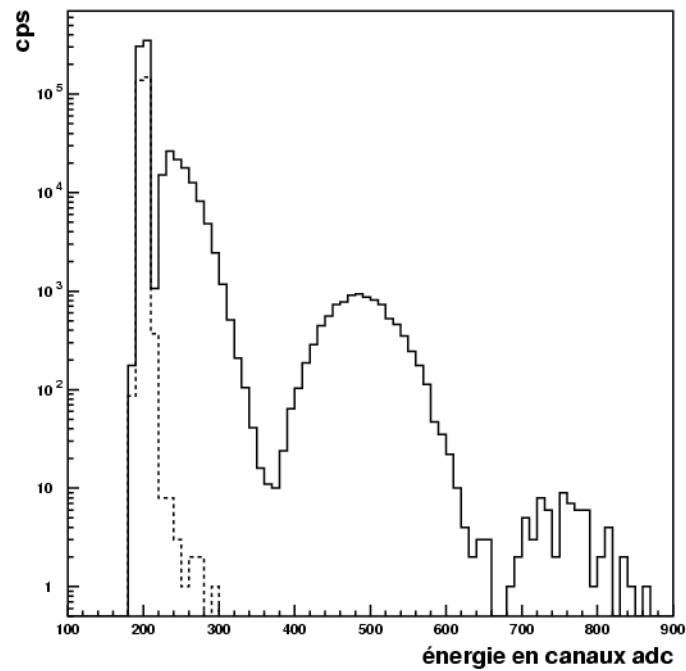
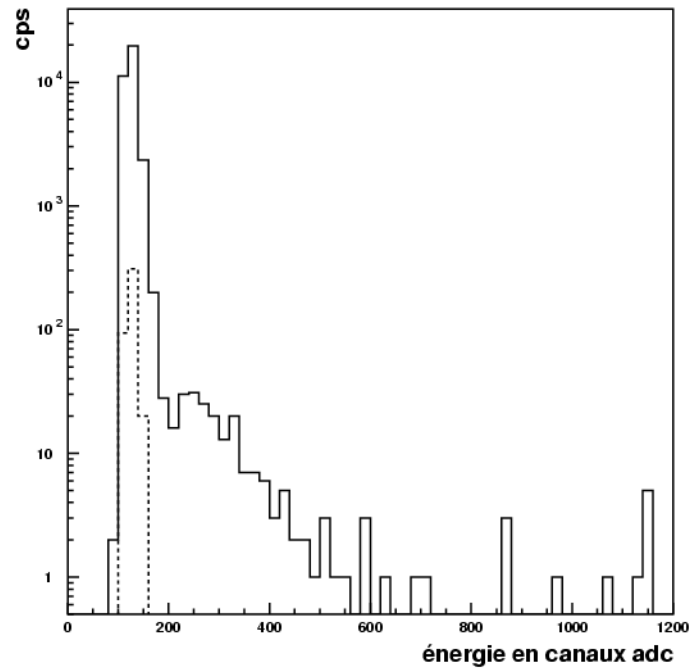


FIG. 5.19 – **Figure du haut** : Spectre du module Dubna en mode coïncidence. **Figure du bas** : Spectre du module Dubna en libre. Les pointillés correspondent à une sélection des événements horizontaux et verticaux du bi-plot K1 vs K2.

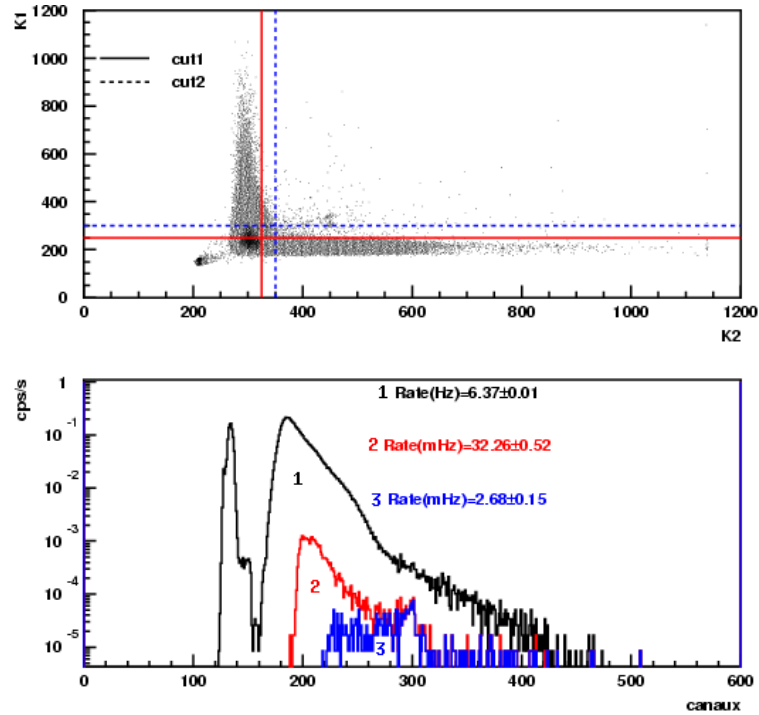


FIG. 5.20 – Evolution de la coupure et effets sur le spectre en libre pour un temps de comptage de 1.4 j.

c) **Les taux de comptage** Une autre étape importante a été l'étude de l'évolution du taux de comptage en fonction de la coupure sur K1 et K2, information essentielle pour l'électronique d'EDELWEISS-II et son acquisition. Le principe du veto muon est d'inhiber le système d'acquisition principal lorsqu'un veto est touché. Le problème est de discriminer les muons des gammas. Ceci pourrait se faire en réalisant une coïncidence entre deux vetos opposés mais il faudrait que les vetos entourent la totalité de l'expérience ce qui n'est pas possible mécaniquement. L'autre solution est de fixer un seuil en énergie qui permette de séparer les muons au dessus du seuil et les gammas en dessous. Ce seuil doit être suffisamment bas pour signer tous les muons mais pas trop bas pour avoir un taux de comptage qui n'entraîne pas un temps mort trop important.

Pour optimiser ce seuil, nous avons appliqué des coupures sur le spectre Karmen (en libre) pour déterminer les taux correspondants (fig 5.20). Un taux de 32 mHz/module donne un taux de comptage total d'environ 1.4 Hz pour l'ensemble des vetos entourant EDELWEISS-II. Lorsqu'un muon est détecté dans un veto, on ouvre une porte de  $\tau=10$  ms (correspondant au temps de montée du signal chaleur dans les bolomètres). Si un signal chaleur apparaît dans cette porte, on rejette cet événement. Le temps mort introduit par ce traitement est donc  $n\tau = 1.4 \times 10^{-2}$  où  $n$  est le taux de comptage de l'ensemble des vetos. Cette perte est faible et elle sera encore plus faible si on fixe une porte  $\tau$  de l'ordre de  $10 \mu$  s, correspondant au temps de montée d'un signal ionisation. Dans tous les cas de figure le temps mort est soit faible soit négligeable.



### 5.3.4.2 Le spectre expérimental de perte d'énergie des muons au LSM

La prise de donnée en mode coïncidence a continué entre Mars 2003 et Novembre 2003. Cela nous a permis d'observer 1000 muons pendant cette période. Les muons perdent une certaine quantité d'énergie par passage dans le scintillateur et on cherche à avoir la distribution des muons en fonction de leur perte d'énergie dans le scintillateur. Le spectre 5.21 montre la perte d'énergie des muons ainsi que la position du seuil. Ce spectre a été obtenu en cumulant 248 jours de données pour un taux de comptage total de 0.2 Hz. En appliquant la coupure de la figure 5.16, on sélectionne les muons et on obtient un taux de comptage de  $(4.67 \pm 0.15) \times 10^{-5}$  Hz et un flux de muons de  $4.03 \pm 0.13 \mu/m^2/j$ . Une évaluation de la correspondance canaux-énergie se fait par une transformation linéaire définie à l'aide du piedestal (le zéro) et de la valeur de la perte d'énergie la plus probable (correspondant à la valeur maximum de la courbe de Landau). Le seuil de détection correspond à une perte de l'ordre de 4 MeV. Pour évaluer l'efficacité de détection, on utilise la fonction 5.1 à laquelle on ajoute une constante pour mieux reproduire le plateau de la courbe à basse énergie. Comme on le verra dans la suite, ce plateau est dû à des muons interagissant sur les bords du module Karmen. On utilise donc la fonction suivante [167, 168] :

$$f(E) = f_0(E) + 7\% \cdot f_{0,max}(E) = p_1 \times e^{-p_2 \times (1 - \frac{p_3}{E - p_4})^2} + 0.07 \times p_1 \quad (5.5)$$

Le résultat de l'ajustement est donné sur la figure 5.22. En calculant l'intégrale de la fonction servant à l'ajustement, on obtient une efficacité de détection supérieure à 99 % avec un niveau de confiance à 90 %, pour une énergie déposée supérieure à 5 MeV.

On peut aussi évaluer la largeur à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum) du pic :

$$FWHM = E_+ - E_- \quad (5.6)$$

où  $E_+$ ,  $E_-$  se déduisent de l'équation :

$$\begin{aligned} f(E_{\pm}) &= \frac{f_{max}}{2} \\ \Rightarrow p_1 \times e^{-p_2 \times (1 - \frac{p_3}{E_{\pm} - p_4})^2} &= \frac{p_1}{2.15} \end{aligned} \quad (5.7)$$

$$\Rightarrow E_{\pm} = \frac{E_p \mp p_4 \sqrt{\frac{\ln 2.15}{p_2}}}{1 \mp \sqrt{\frac{\ln 2.15}{p_2}}} \quad (5.8)$$

La largeur à mi-hauteur vaut donc :

$$FWHM = \frac{2p_3 \cdot \sqrt{p_2 \ln 2.15}}{p_2 - \ln 2.15} \quad (5.9)$$

A partir de cette largeur, on calcule la résolution du pic, définie par :

$$r = \frac{FWHM}{E_p} = (40 \pm 10)\% \quad (5.10)$$

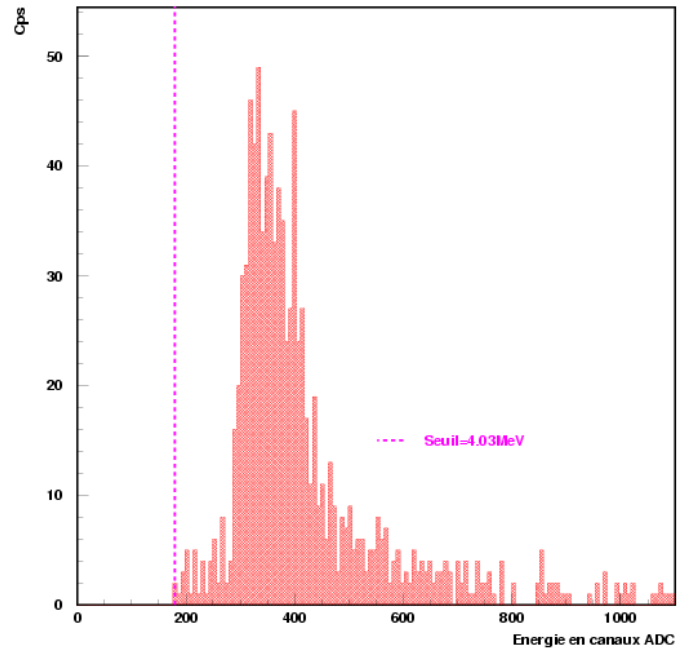


FIG. 5.21 – Perte d'énergie des muons au LSM. La ligne pointillée représente le seuil expérimental.

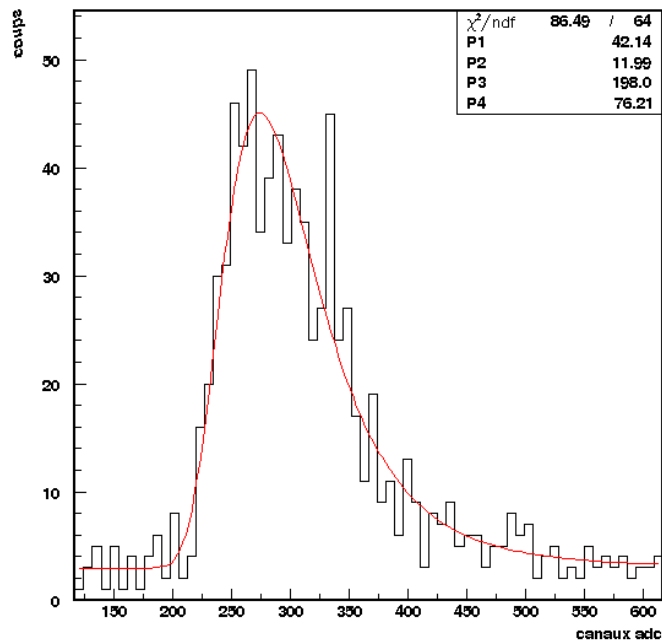


FIG. 5.22 – Ajustement de la perte d'énergie des muons par la fonction définie par l'équation 5.1.

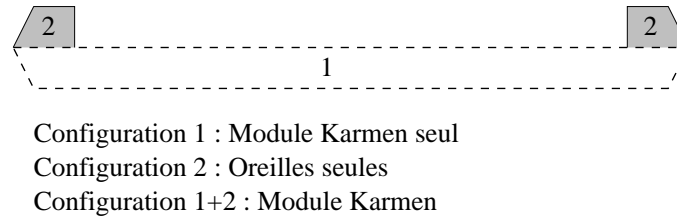


FIG. 5.23 – Illustration des trois configurations utilisées pour les simulations.

### 5.3.4.3 Simulation du télescope M3

Le code Monte-Carlo utilisé est Geant 3.21 et la géométrie de l'expérience est présentée sur la figure 5.7. La génération d'événements se fait à l'aide des distributions réelles des muons arrivant sur une surface entourant M3 de superficie  $\sim 15\text{m}^2$  pour une statistique de tirage de  $4.10^4$  muons. Ces simulations ont trois objectifs : d'abord mettre en évidence l'effet des oreilles du module (c'est à dire de l'épaisseur de 6 cm de scintillateur qui vient s'ajouter à chaque extrémité), puis montrer les effets dus aux bords du module et finalement obtenir le spectre simulé de la perte d'énergie des muons dans le module Karmen avec un tirage réaliste.

Pour étudier l'effet des oreilles, on a effectué trois simulations : simulation du module Karmen seul (1), simulation des oreilles seules (2) et simulation complète (1+2). Ces configurations sont illustrées sur la figure 5.23. La figure 5.24 montre le résultat des ces trois configurations en exigeant la coïncidence avec le module Dubna, c'est à dire dans la même configuration que M3 en mode prise de donnée. Sur ce spectre, l'effet des oreilles est quasi-nul car le fait d'être en coïncidence "coupe" les oreilles, la surface utile étant celle du module Dubna qui est plus petit (2m de long). La figure 5.25 présente les mêmes résultats mais sans exiger la coïncidence avec le module Dubna, on se trouve alors dans le mode libre. On s'aperçoit que l'effet des oreilles est de peupler surtout la zone où les dépôts d'énergie sont faibles, c'est à dire le plateau du spectre en dessous de 9 MeV. On remarque aussi une bosse sur le spectre des pertes d'énergie dans les oreilles seules. Cette bosse est à la même position que celui du spectre total car les oreilles ont une épaisseur (6 cm) qui est quasiment identique à celle du scintillateur (5 cm). Ces événements vont peupler le spectre total à plus haute énergie, typiquement au delà de 12 MeV puisque l'épaisseur est alors de (6+5) 11 cm.

Pour mettre en évidence les effets de bord du module Karmen, on a simulé M3 mais avec un module Karmen infiniment large et infiniment long mais avec la même épaisseur et en exigeant la coïncidence avec le module Dubna (figure 5.26). Le fait de remplacer le module Karmen par un module "infini" a pour conséquence de "couper" les basses énergies. En effet, là où un muon va sortir du module Karmen, il continuera dans du scintillateur avec le module "infini" et il déposera plus d'énergie. La queue à basse énergie, que l'on observe sur le spectre du module Karmen en coïncidence, est due aux effets de bords (en largeur et en longueur). Pour s'assurer que ces pertes d'énergie se font majoritairement par ionisation dans 5 cm de scintillateur, nous avons séparé les contributions des différents processus d'interaction à la perte d'énergie du muon. La figure 5.27 montre la proportion des processus continu et radiatif à la perte d'énergie simulée pour un tirage de  $10^6$  muons. Plus de 99% des interactions sont de type ionisation.

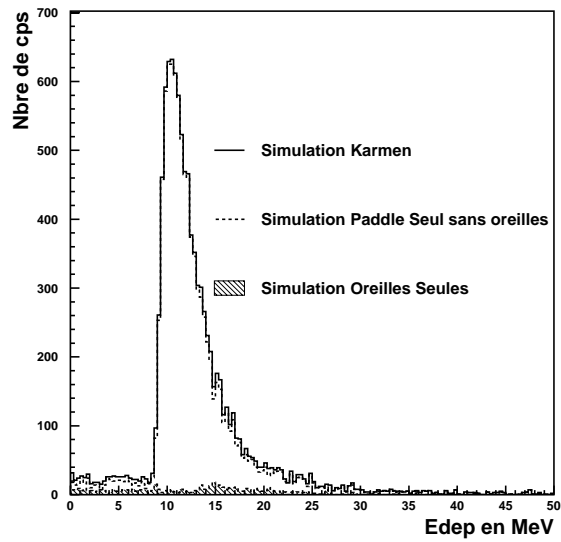


FIG. 5.24 – Spectres simulés de la perte d'énergie des muons dans le module Karmen de l'expérience M3 pour plusieurs configurations géométriques et en mode coïncidence.

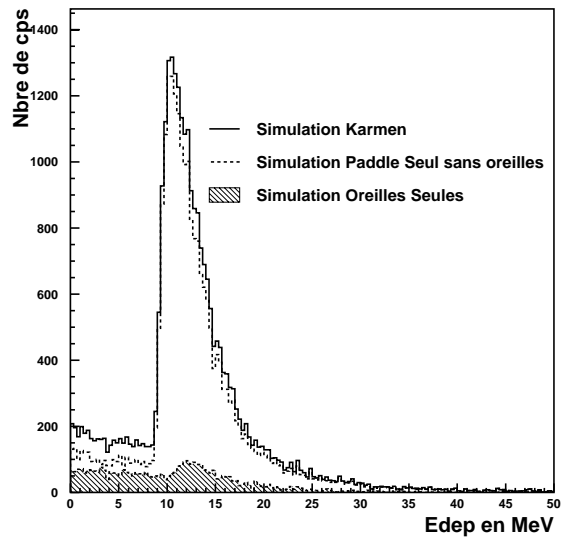


FIG. 5.25 – Spectres simulés de la perte d'énergie des muons dans le module Karmen de l'expérience M3 pour plusieurs configurations géométriques et sans exiger la coïncidence avec le module Dubna.

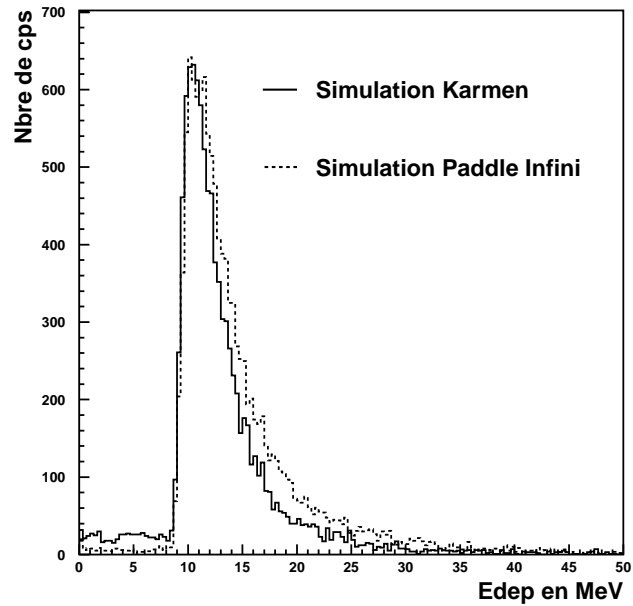


FIG. 5.26 – Mise en évidence des effets de bord du module Karmen en comparant l'énergie déposée dans le module Karmen et celle déposée dans un module "infini" mais de même épaisseur en mode coïncidence.

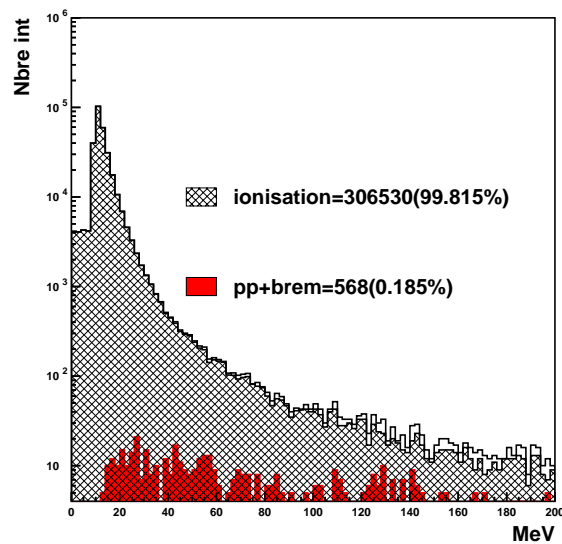


FIG. 5.27 – Proportion des processus continu et radiatif à la perte d'énergie des muons dans le module Karmen.

#### 5.3.4.4 Calcul analytique des pertes d'énergie des muons par ionisation

Dans cette partie, nous allons effectuer le calcul analytique des pertes d'énergie des muons (par ionisation) au LSM dans le scintillateur Karmen, dans le but de retrouver le spectre expérimental et simulé. Comme nous l'avons vu précédemment la perte d'énergie des muons dans le scintillateur se fait principalement par ionisation. La théorie de Landau permet de paramétrer, dans notre cas, ces pertes d'énergie.

**a) Cas d'un absorbeur mince : Description de Landau ou celle de Vavilov?** Dans un solide suffisamment épais pour arrêter la particule incidente, la distribution des pertes énergétiques,  $f(E_{dep}, x)$ , sera gaussienne et la perte d'énergie la plus probable,  $E_{mp}$ , égale à la perte d'énergie moyenne.

Dans le cas d'absorbeurs minces (c'est encore notre cas avec 5 cm de scintillateur) différentes théories ont été développées, notamment par Landau et Vavilov. Le paramètre permettant de savoir dans quel régime on se situe est :

$$\kappa = \frac{\xi}{Q_{max}} \quad (5.11)$$

où  $Q_{max}$  est définie par la relation 3.23 et  $\xi$  est la perte d'énergie moyenne donnée par :

$$\xi = c_0 \rho x \quad (5.12)$$

$$c_0 = \frac{K Z}{2 A \beta^2} \quad (5.13)$$

avec  $x$  l'épaisseur moyenne traversée ( $x \sim 5$  cm).

Si  $\kappa \leq 0.01$ , on se trouve dans la théorie de Landau et sinon dans celle de Vavilov. Il faut donc calculer le paramètre  $\kappa$  pour des muons d'énergie moyenne 300 GeV traversant 5 cm de scintillateur en moyenne :

$$\gamma = \frac{E_\mu}{m_\mu c^2} \sim 3.10^3 \quad (5.14)$$

$$\beta^2 = 1 - \frac{1}{\gamma^2} \Rightarrow \beta \sim 1 \quad (5.15)$$

$$Q_{max} \simeq 300 \text{ GeV} \quad (5.16)$$

$$\xi \simeq 0.41 \text{ MeV} \quad (5.17)$$

$$\kappa \sim 10^{-6} \ll 0.01 \quad (5.18)$$

La théorie de Landau peut donc s'appliquer au module Karmen de l'expérience M3.

**b) La théorie de Landau** La distribution  $f(E_{dep}, x)$  décrit la probabilité pour une particule incidente d'énergie initiale  $E_0$  de perdre une énergie entre  $E_{dep}$  et  $E_{dep} + dE_{dep}$  dans la couche de solide comprise entre  $x$  et  $x + dx$ . Cette distribution est normalisée de telle façon que  $\int f(E_{dep}, x) dE_{dep} = 1$ . Si  $\omega(E, \epsilon)$  est la probabilité par unité de longueur de chemin qu'une

particule d'énergie  $E$  perde une énergie  $\epsilon$ , et si  $\epsilon \ll E_0$ , nous pouvons faire l'approximation  $\omega(E, \epsilon) \approx \omega(E_0, \epsilon) \equiv \omega(\epsilon)$ . Pour obtenir la distribution de Landau,  $f(E_{dep}, x)$  il faut alors résoudre l'équation cinétique :

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \int_0^\infty \omega(\epsilon) [f(x, E_{dep} - \epsilon) - f(x, E_{dep})] d\epsilon \quad (5.19)$$

En utilisant les transformées de Laplace, la fonction  $f$  s'écrit [169, 170] :

$$f(x, E_{dep}) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c+i\infty}^{c-i\infty} e^{pE_{dep}-x} \int_0^\infty \omega(\epsilon)(1-e^{-p\epsilon}) d\epsilon dp \quad (5.20)$$

où  $c$  est une constante positive. Pour évaluer l'intégrale  $\int_0^\infty \omega(\epsilon)(1-e^{-p\epsilon}) d\epsilon$ , on introduit une valeur  $\epsilon_1$  où on peut faire l'approximation  $e^{-p\epsilon} \simeq 1 - p\epsilon$  sur l'intervalle  $[0, \epsilon_1]$  :

$$\int_0^\infty \omega(\epsilon)(1-e^{-p\epsilon}) d\epsilon = p \int_0^{\epsilon_1} \epsilon \omega(\epsilon) d\epsilon + \int_{\epsilon_1}^\infty \omega(\epsilon)(1-e^{-p\epsilon}) d\epsilon \quad (5.21)$$

L'expression de  $\omega(\epsilon)$  est donnée dans [169, 171] sous la forme classique :

$$\omega(\epsilon) = \frac{c_0 \rho}{\epsilon^2} \quad (5.22)$$

A ce stade, il est possible d'évaluer l'intégrale  $\int_0^{\epsilon_1} \epsilon \omega(\epsilon) d\epsilon$  de deux façons différentes :

1. On peut la calculer directement avec l'équation 5.22 [169] :

$$\int_0^{\epsilon_1} \epsilon \omega(\epsilon) d\epsilon = c_0 \rho \ln \frac{\epsilon_1}{\epsilon'} \quad (5.23)$$

2. On peut utiliser la formule de Bethe [132] pour écrire la perte d'énergie moyenne entre 0 et  $\epsilon_1$  :

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{0 \rightarrow \epsilon_1} = c_0 \rho \left[ \ln \frac{\epsilon_1 \times 2m_e \beta^2 c^2}{I^2} + \ln \gamma^2 - \beta^2 \right] \quad (5.24)$$

où  $I$  est le potentiel d'ionisation du matériau.

En égalisant les équations 5.23 et 5.24, on a :

$$\begin{aligned} \int_0^{\epsilon_1} \epsilon \omega(\epsilon) d\epsilon &= c_0 \rho \ln \frac{\epsilon_1}{\epsilon'} = c_0 \rho \left[ \ln \frac{\epsilon_1 \times 2m_e \beta^2 c^2}{I^2} + \ln \gamma^2 - \beta^2 \right] \\ \ln \epsilon' &= - \left[ \ln \frac{2m_e \beta^2 c^2}{I^2} + \ln \gamma^2 - \beta^2 \right] \end{aligned} \quad (5.25)$$

$$\Rightarrow \ln \epsilon' = \ln \frac{I^2(1 - \beta^2)}{2m_e v^2} + \beta^2 \quad (5.26)$$

Il reste maintenant à évaluer l'intégrale  $\int_{\epsilon_1}^\infty \omega(\epsilon)(1-e^{-p\epsilon}) d\epsilon$ . D'après [169] :

$$\int_{\epsilon_1}^\infty \omega(\epsilon)(1-e^{-p\epsilon}) d\epsilon = c_0 \rho \int_{\epsilon_1}^\infty \frac{(1-e^{-p\epsilon})}{\epsilon^2} d\epsilon \quad (5.27)$$

$$= c_0 \rho p (1 - C - \ln p \epsilon_1) \quad (5.28)$$

où  $C$  est la constante d'Euler. En substituant les équations 5.23 et 5.28 dans 5.21, on trouve :

$$x \int_0^{\infty} \omega(\epsilon)(1 - e^{-p\epsilon}) d\epsilon = c_0 \rho x p (1 - C - \ln p\epsilon') \quad (5.29)$$

C'est ici que Landau a défini la quantité  $\xi = c_0 \rho x$ . Finalement, en insérant l'équation 5.29 dans 5.20 et en définissant la variable  $u = \xi p$ , on obtient la représentation suivante pour la distribution  $f$  :

$$f(x, E_{dep}) = \frac{\phi(\lambda)}{\xi} \quad (5.30)$$

avec

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c+i\infty}^{c-i\infty} e^{u \ln u + \lambda u} du \quad (5.31)$$

$$\lambda = \frac{E_{dep} - \xi \left( \ln \frac{\xi}{\epsilon'} + 1 - C \right)}{\xi} \quad (5.32)$$

La valeur la plus probable est donnée par l'expression :

$$E_p = \xi \left( \ln \frac{\xi}{\epsilon'} + 1 - C \right) \quad (5.33)$$

La largeur à mi-hauteur des courbes de Landau est donnée par l'expression [131] :

$$FWHM \simeq 4\xi \quad (5.34)$$

**c) L'approximation de Moyal** En pratique, il est assez complexe de calculer la fonction de Landau. J.E. Moyal a mis en oeuvre plusieurs simplifications mathématiques permettant d'avoir une expression analytique plus simple pour la fonction  $f$ . Les étapes du calcul sont détaillées dans son article de 1955 [172]. La fonction  $f$  s'écrit [172] :

$$f(E_{dep}, \xi) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c+i\infty}^{c-i\infty} e^{pE_{dep} + \xi R(p)} dp \quad (5.35)$$

La première approximation est de prendre l'expression approchée initialement développée par Landau pour  $R(p)$  soit :

$$R(p) = p(C - 1 + \ln p) \quad (5.36)$$

En considérant la forme précédente pour  $R(p)$ , la deuxième approximation consiste à paramétrer la fonction  $f$  par [172] :

$$f(E_{dep}, \xi) dE_{dep} = \frac{1}{t} \sqrt{\frac{p}{2\pi\xi}} e^{-\xi p} dE_{dep} \quad (5.37)$$



où

$$t = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (5.38)$$

$$\frac{E_{dep}}{\xi} = -C - \ln p \quad (5.39)$$

$$\frac{E_p}{\xi} = -C - \ln(2\xi) \quad (5.40)$$

En introduisant la variable réduite  $\lambda$  définie par :

$$\lambda = \frac{E_{dep} - E_p}{\xi} = -\ln(2\xi p) \quad (5.41)$$

$$\Rightarrow \sqrt{\frac{p}{\xi}} = \frac{e^{-\frac{1}{2}\lambda}}{\sqrt{2\xi}} \quad (5.42)$$

$$\Rightarrow e^{-\xi p} = e^{-\frac{1}{2}e^{-\lambda}} \quad (5.43)$$

L'approximation de Moyal permet donc de réécrire la distribution des pertes d'énergie sous la forme [172–174] :

$$f(\lambda)d\lambda = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda+e^{-\lambda})} d\lambda \quad (5.44)$$

C'est cette forme que l'on utilisera par la suite.

**d) Quelques tests sur le comportement des courbes de Moyal** Deux tests ont été effectués sur les courbes de Moyal. Le premier montre l'effet de l'énergie incidente du muon sur ces courbes tandis que le deuxième met en évidence l'influence de l'angle d'incidence du muon. Dans toute la suite on fera l'hypothèse simplificatrice où on néglige les effets de bord c'est à dire qu'on considère un module de scintillateur plastique de dimensions infinies et d'épaisseur  $l=5$  cm. Sous cette hypothèse, la distance parcourue  $x$  par le muon est toujours égale à :

$$x = \frac{l}{\cos \theta} \quad (5.45)$$

Pour le premier test, on a tracé une série de courbes de Moyal pour des muons verticaux traversant 5 cm de scintillateur, et avec une énergie incidente variant entre 1 et 300 GeV. Sur la figure 5.28, on s'aperçoit que la courbe de Moyal est invariante, à partir de 1 GeV, avec l'énergie incidente du muon. L'effet de l'énergie initiale se fait par l'intermédiaire du facteur  $\xi = \xi(\beta)$ , or  $\beta$  est quasiment invariant ( $\beta \simeq 1$ ) pour  $E_\mu \geq 1$  GeV. Une conséquence est que la perte d'énergie la plus probable reste à une position identique, même si l'énergie du muon augmente.

Le deuxième test consiste à faire l'inverse du premier, c'est à dire choisir une énergie initiale et changer l'épaisseur traversée. On a donc fixé l'énergie initiale à 300 GeV et on a fait varier l'angle d'incidence  $\theta$  entre  $1^\circ$  et  $80^\circ$ . Dans ce cas de figure, la valeur la plus probable de la perte d'énergie augmente bien avec l'épaisseur traversée (figure 5.29).

La valeur maximale de la fonction de Moyal est représentée sur les figures 5.28 et 5.29 et vaut analytiquement  $f_{max} = f(E_{dep}) = f(\lambda = 0) = \frac{e^{-\frac{1}{2}}}{\sqrt{2\pi}} \simeq 0.24$

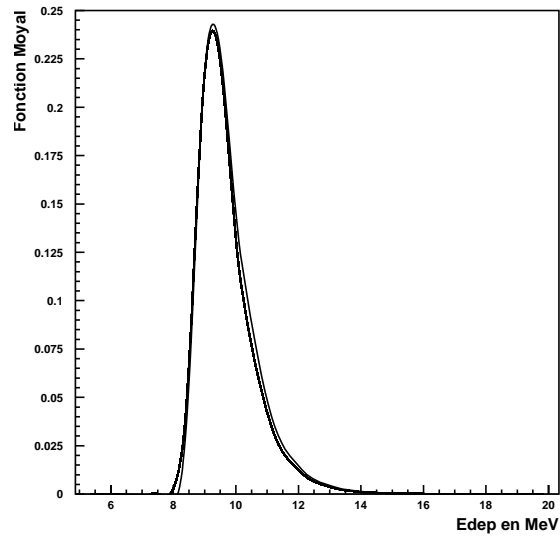


FIG. 5.28 – Variation des courbes de Moyal pour une épaisseur traversée, fixée à 5 cm et pour des énergies de muons variant entre 1 et 300 GeV. La valeur de la perte d'énergie la plus probable par ionisation est invariante pour  $E_\mu \geq 1$  GeV.

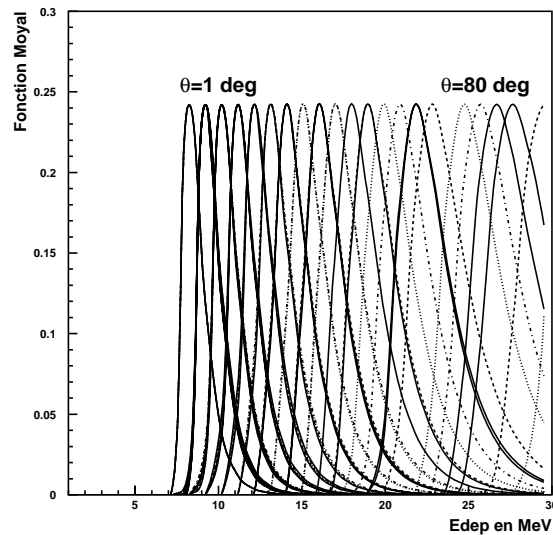


FIG. 5.29 – Variation des courbes de Moyal pour une énergie de muon de 300 GeV et pour des angles d'incidences variant entre  $1^\circ$  et  $80^\circ$ . La valeur de la perte d'énergie la plus probable par ionisation croît lorsque l'épaisseur traversée augmente.

e) **Calcul de la perte d'énergie des muons à l'aide de la fonction de Moyal** Pour mener à bien le calcul des pertes d'énergie des muons au LSM, la première chose à faire est d'évaluer le paramètre  $\xi = c_0 \rho x$ . Dans du polystyrène de densité  $\rho = 1.032 \text{ g.cm}^{-3}$ ,  $c_0 \rho \simeq 8.3 \times 10^{-2} \text{ MeV/cm}$  et  $\xi \simeq \frac{0.43}{\cos \theta} \text{ MeV}$ .

Il faut aussi déterminer la valeur de la perte d'énergie la plus probable des muons. Plusieurs intégrations numériques ont été menées et on estime la valeur  $E_p$  par l'expression [131] :

$$E_p = \xi \left( \ln \frac{\xi}{\epsilon'} + 0.198 \right) \quad (5.46)$$

Cependant, cette expression ne tient pas compte de l'effet de densité décrit dans le paragraphe 3.2.2. Pour tenir compte de cet effet, il faut soustraire le coefficient  $\delta$  (équation 3.24) à l'équation 5.46 et on obtient l'expression correcte de  $E_p$  :

$$E_p = \xi \left( \ln \frac{\xi}{\epsilon'} + 0.198 - \delta \right) \quad (5.47)$$

D'après l'équation 3.24, on a :

$$\delta \longrightarrow 2 \ln \left( \frac{\beta \gamma \hbar \omega_p}{I} \right) - 1 \text{ quand } \beta \longrightarrow 1 \quad (5.48)$$

A ce stade, on peut estimer  $E_p$  :

$$\frac{E_p(\beta \rightarrow 1)}{\xi} = \ln \xi - \ln \epsilon' + 0.198 - \delta \quad (5.49)$$

$$\begin{aligned} &= \ln(c_0 \rho x) - \ln \left( \frac{(1 - \beta^2) I^2}{2m_e v^2} \right) - \beta^2 + 0.198 - 2 \ln \left( \frac{\beta \gamma \hbar \omega_p}{I} \right) + 1 \\ &\rightarrow \ln \left( \frac{2\pi \mathcal{N} e^4 \rho x}{m_e v^2} \frac{Z}{A} \times \frac{2m_e v^2}{(1 - \beta^2) I^2} \times \frac{I^2}{\gamma^2 \hbar^2 \omega_p^2} \right) + 0.198 \end{aligned} \quad (5.50)$$

avec les relations suivantes :

$$\gamma^2 (1 - \beta^2) = 1 \quad (5.51)$$

$$w_p^2 = \frac{4\pi \mathcal{N} e^2 \rho Z}{m_e A} \quad (5.52)$$

L'équation 5.50 s'écrit donc :

$$\ln \left( \frac{m_e e^2}{\hbar^2} x \right) + 0.198 = \ln \left( \frac{x}{a_0} \right) + \ln 1.219 = \ln \left( 1.219 \frac{x}{a_0} \right) \quad (5.53)$$

où  $a_0$  est le rayon classique de Bohr, défini par :

$$a_0 = \frac{r_e}{\alpha^2} = \frac{e^2}{m_e c^2} \times \frac{1}{\frac{e^4}{\hbar^2 c^2}} = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 0.53 \times 10^{-8} \text{ cm} \quad (5.54)$$

Au final, on trouve l'expression simplifiée suivante :

$$\frac{E_p(\beta \rightarrow 1)}{\xi} \simeq \ln(2.3 \times 10^8 \cdot x) \quad (5.55)$$

où  $x$  est exprimé en cm. Dans le cas de muons avec un angle  $\theta$  de  $30^\circ$ , on trouve une perte d'énergie la plus probable par ionisation d'environ 10.4 MeV.

Pour une épaisseur de 5 cm de scintillateur plastique et pour des muons d'énergie moyenne 300 GeV, la variable réduite  $\lambda$  s'écrit :

$$\lambda = \frac{E_{dep} - E_p}{\xi} \simeq \frac{E_{dep}(\text{MeV}) \times \cos \theta}{0.43} - \ln \left( \frac{1.15 \times 10^9}{\cos \theta} \right) \quad (5.56)$$

Le spectre expérimental des pertes d'énergie des muons au LSM doit être sensible au spectre angulaire différentiel. On modélise donc le spectre expérimental par le produit de convolution entre la distribution de Moyal (qui représente la probabilité de déposer une énergie quelconque par ionisation) et le spectre angulaire différentiel. Cela se traduit par :

$$F(E_{dep}) \propto \int_0^{\frac{\pi}{2}} f(\lambda) \cdot \frac{dN}{d\theta} d\theta \propto \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda(\cos \theta) + e^{-\lambda(\cos \theta)})} \cdot \frac{dN}{d\theta} d\theta \quad (5.57)$$

Pour calculer ce produit de convolution, on utilise la méthode numérique exposée dans le paragraphe 3.3.3 et on prend le spectre réel  $\frac{dN}{d\theta}$  de la figure 4.9. La figure 5.30 présente la comparaison entre le spectre expérimental et les spectres calculé et simulé. Les distributions sont normalisées en unité de flux c'est à dire en  $\text{m}^{-2} \cdot \text{j}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1}$  et l'amplitude des spectres est ajustée sur les données expérimentales. On arrive donc à reproduire assez bien la perte d'énergie des muons par ionisation à l'aide des simulations et du calcul du produit de convolution défini par la relation 5.57. Pour effectuer ce calcul, on a fait l'hypothèse simplificatrice qui consiste à prendre  $x = \frac{l}{\cos \theta}$ . En fait, il faudrait prendre en compte les effets de bord et déterminer la fonction  $x = x(\theta, \phi)$ . Le produit de convolution s'écrirait alors  $F(E_{dep}) \propto \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda(\theta, \phi) + e^{-\lambda(\theta, \phi)})} \cdot \frac{d^2N}{d\theta d\phi} d\theta d\phi$

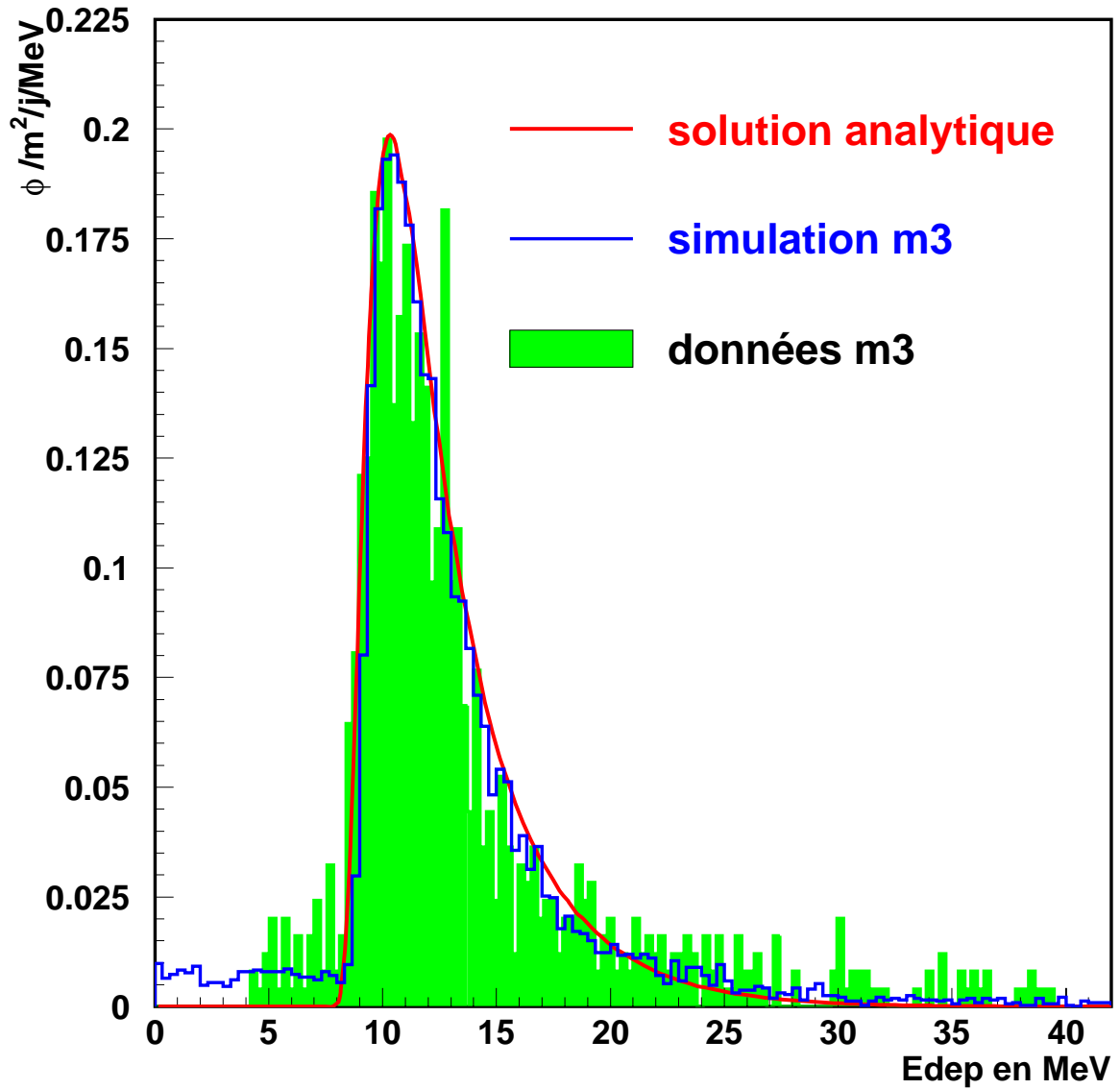


FIG. 5.30 – Comparaison entre le spectre de la perte d'énergie des muons au LSM et les spectres simulé et calculé. La perte d'énergie se fait essentiellement par ionisation dans 5 cm de scintillateur et pour des muons d'énergie moyenne 300 GeV.

## 5.4 Résultats sur l'efficacité du veto muon d'EDELWEISS-II

Nous avons vu que les muons produisent des neutrons dans la roche et dans le plomb. Le rôle du veto, entourant EDELWEISS-II est de marquer les muons qui vont interagir dans le plomb. Le veto muon se présente sous la forme d'un cube à deux étages, le premier étant fixe et le second étant porté par les chariots entourant le cryostat d'EDELWEISS-II (figure 5.31). La configuration du veto requiert 41 modules Karmen pour une surface totale d'environ 100 m<sup>2</sup> et dont la répartition est donnée dans les tableaux 5.1 et 5.2. Les simulations ont été effectuées avec un nombre de muons générés de 400000, tirés sur une surface de 36 m×17 m×17 m, la cavité du LSM ayant pour dimension 30 m×11 m×11 m. Cela laisse donc 3 m de roche pour la

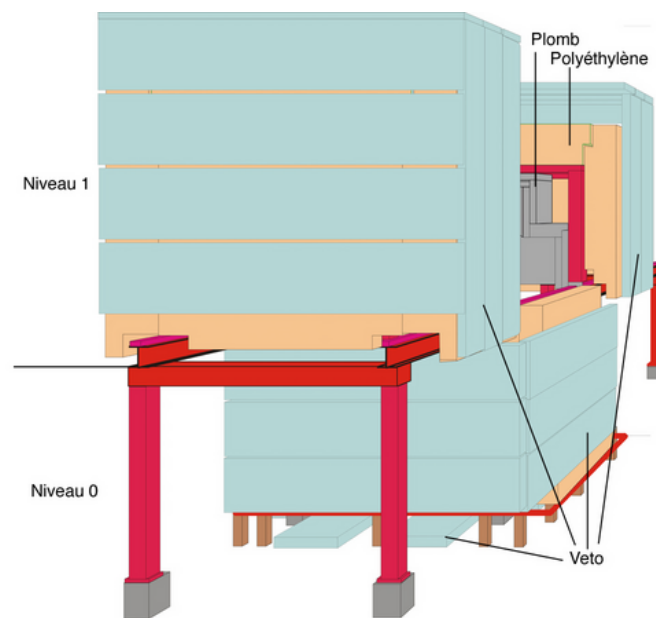


FIG. 5.31 – Vue générale d'EDELWEISS-II et du veto muon en configuration "chariot ouvert".

Niveau 0	Face Nord	Face Sud	Face Est	Face Ouest	Sol
Nombre de vetos	2	3	3	3	5
Longueur du module	4 m	4 m	3.75 m	3.75m	2 m (2) et 3.75 m (3)

TAB. 5.1 – Répartition des vetos sur le niveau 0

Niveau 1	Face Nord	Face Sud	Face Est	Face Ouest	Plafond
Nombre de vetos	6	6	4	4	6
Longueur du module	3.15 m	3.15 m	3.75 m	3.75 m	4 m

TAB. 5.2 – Répartition des vetos sur le niveau 1

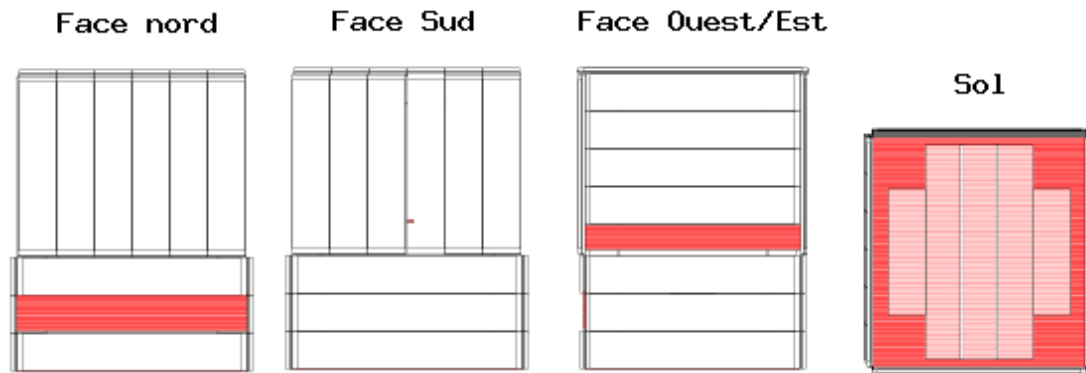


FIG. 5.32 – Présentation des différentes faces du veto muon d'EDELWEISS-II. Les zones sombres représentent les trous.

propagation des muons avant leur entrée dans la cavité (figure 5.33).

L'espacement entre les paddles est de 6mm et un trou de 75 cm<sup>2</sup> dans un des modules est prévu pour le passage du tube du cryogénérateur au niveau du deuxième étage (face sud de la figure 5.32). De plus, le passage des rails est laissé libre (faces Est/Ouest) sans module couvrant l'espace entre les 2 rails. Un module du niveau 0 (face nord de la figure 5.32) a été enlevé à cause de la présence de tubes pour le fonctionnement du cryostat. Avec la configuration de la figure 5.32, les modules disposés au sol couvrent environ 70 % de la surface.

Dans un premier temps, on prend en compte tous les muons qui déposent une énergie non nulle dans un scintillateur pour calculer l'efficacité géométrique du veto muon. Pour la calculer, il est nécessaire de connaître le nombre de muons qui entrent effectivement dans l'expérience et il faut donc définir un volume à l'intérieur duquel les muons seront déclarés comme entrant. Le volume utilisé est celui du blindage de polyéthylène. Le polyéthylène est constitué de plusieurs blocs qui en position chariot "fermé" (c'est à dire en mode prise de donnée) viennent entourer toute l'expérience EDELWEISS-II. Deux efficacités ont été déterminées, en supposant une efficacité de détection des modules de 100 % et un dépôt d'énergie non nul au passage des muons :

- L'efficacité géométrique totale définie comme :

$$\epsilon = \frac{N_{\mu^-}^{vus \text{ entrant dans le polyéthylène}}}{N_{\mu^-} \text{ entrant dans le polyéthylène}} \quad (5.58)$$

- L'efficacité géométrique des muons traversant le plomb du blindage et susceptibles de créer des neutrons directement vus par les détecteurs :

$$\epsilon^{Pb} = \frac{N_{\mu^-}^{vus \text{ touchant le Pb}}}{N_{\mu^-} \text{ touchant le Pb}} \quad (5.59)$$

Les efficacités sont calculées avec un niveau de confiance de 90 %. Le tableau 5.3 résume les résultats obtenus pour au moins un module touché et au moins deux modules touchés. Les mêmes

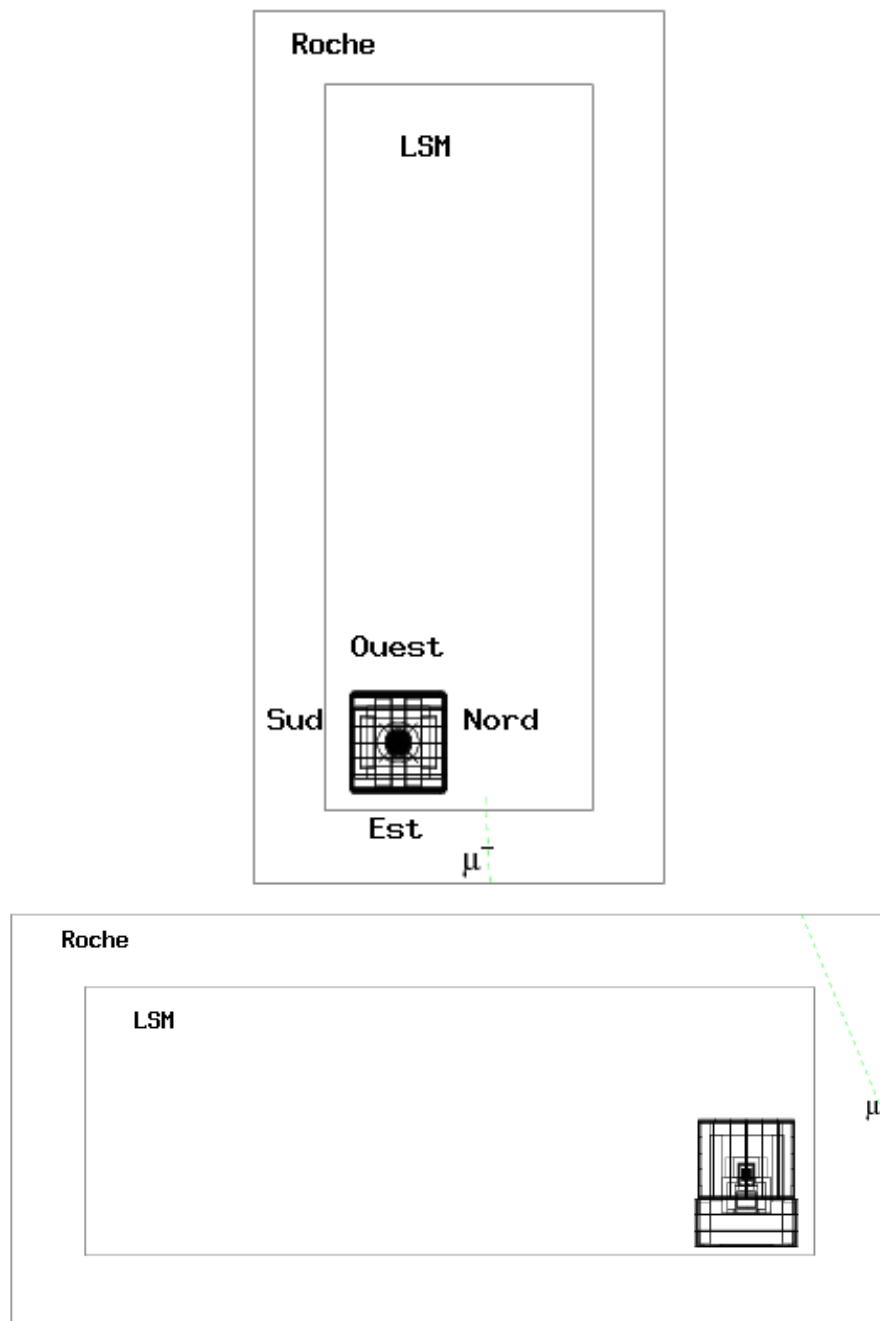


FIG. 5.33 – Configuration géométrique de la simulation et orientation du veto muon dans la cavité



Nombre de modules différents touchés	$\geq 1$	$\geq 2$
$\epsilon$	$\geq 98.38\%$	$\geq 81.04\%$
$\epsilon^{Pb}$	$\geq 99.69\%$	$\geq 85.69\%$

TAB. 5.3 – Efficacités obtenues en fonction du nombre de modules différents touchés.

Nombre de faces différentes touchées	$\geq 1$	$\geq 2$
$\epsilon$	$\geq 98.38\%$	$\geq 76.08\%$
$\epsilon^{Pb}$	$\geq 99.69\%$	$\geq 75.04\%$

TAB. 5.4 – Efficacités obtenues en fonction du nombre de faces différentes touchées.

Coupure en énergie	5 MeV	6 MeV	8 MeV
$\epsilon$	$\geq 98.19\%$	$\geq 98.11\%$	$\geq 97.98\%$
$\epsilon^{Pb}$	$\geq 99.63\%$	$\geq 99.47\%$	$\geq 99.41\%$

TAB. 5.5 – Evolution de l'efficacité simulée (pour un module au moins touché) en fonction de la coupure en énergie.

résultats sont présentés dans le tableau 5.4 mais concernant le nombre de faces touchées. Les coïncidences entre faces ou entre modules ne permettront pas de détecter les muons avec une efficacité suffisante. Pour calculer l'efficacité réelle du veto, il faut tenir compte du seuil en énergie. Un événement sera validé lorsque la perte d'énergie d'un muon dans un module sera supérieure au seuil fixé. Les muons que nous manquons dans cette configuration peuvent avoir différentes trajectoires : le muon peut passer, par exemple, par un interstice entre deux modules et ressortir par une zone non couverte ( $\sim 38\%$  des événements non signés). Les muons que nous ne détectons pas peuvent aussi passer par les zones laissées libres pour le passage des rails et ces muons vont sortir, soit directement par le plancher ( $\sim 22\%$ ) soit par le trou latéral du niveau 0 ( $\sim 10\%$ ). Dans ce dernier cas, les muons traversent transversalement l'expérience et peuvent interagir dans le plomb sans qu'ils soient détectés, ce sont ces événements qui contrôlent l'efficacité géométrique des muons touchant le plomb. De plus, les muons qui franchissent le trou latéral du niveau 0 et qui sortent par le plancher vont être perdus ( $\sim 30\%$ ). Le tableau 5.5 présente l'évolution de l'efficacité en fonction de trois coupures en énergie. Ces efficacités sont calculées pour au moins un module touché et elles sont toujours supérieures à la limite de 95 % fixée par la collaboration EDELWEISS même pour un seuil de détection à 8 MeV.

## 5.5 Taux d'événements dans EDELWEISS-II après veto

L'efficacité du veto pour un seuil en énergie de 5 MeV par module est au moins 98 % (tableau 5.5). Si on se rapporte aux taux d'événements du tableau 4.2, cela signifie que le taux d'événement neutron provenant du plomb et non-identifié par le veto est inférieur à  $0.1 \times 10^{-3}$

Taux pour $E_n > 0.5$ MeV	Origine	Plomb	Roche
Taux total		$< 0.3$ (90% C.L.)	$4.0 \pm 0.7$
Taux d'événements simples		$< 0.3$ (90% C.L.)	$2.2 \pm 0.6$

TAB. 5.6 – Taux d'événements dans les détecteurs EDELWEISS-II pour  $E_n > 0.5$  MeV après veto. Les résultats sont exprimés en unité de  $10^{-3}$  evt/kg/j.

evt/kg/j. Pour évaluer l'effet sur les taux d'événements de l'efficacité géométrique du veto, nous avons inclus dans la simulation décrite dans le chapitre 4 un veto avec la même géométrie que celui décrit dans la section précédente. Ces résultats sont présentés dans le tableau 5.6. L'effet du veto est de diminuer le taux total (plomb + roche) d'un facteur 3. La quasi-totalité des événements provenant du plomb sont rejetés et près d'un 1/3 de ceux provenant de la roche le sont également. Le rejet dû aux coïncidences entre plusieurs bolomètres est utile pour atteindre une sensibilité de 0.002 evt/kg/j et ainsi augmenter la sensibilité de 2 ordres de grandeur par rapport à EDELWEISS-I.

## 5.6 Conclusion

Le veto muon d'EDELWEISS-II sera constitué d'une quarantaine de module Karmen pour une surface d'environ  $100 \text{ m}^2$ . Ce type de module a été étudié à l'aide de l'expérience M3 qui a permis de mettre en évidence les muons au LSM et les taux de comptages associés. Le spectre expérimental des pertes d'énergie des muons par ionisation a été reproduit par simulation de l'expérience M3. Cette comparaison montre que les effets de bords du module Karmen forment un plateau pour des pertes d'énergie faible. Ces événements se retrouvent à basse énergie sur le spectre expérimental. De plus, les pertes d'énergie par ionisation des muons de haute énergie sont décrites par la théorie de Landau. En utilisant des approximations mathématiques de cette théorie et en négligeant les effets de bords du module Karmen, on arrive à reproduire le spectre expérimental des pertes d'énergie des muons.

Les simulations du veto muon d'EDELWEISS-II permettent d'aboutir à une efficacité de détection toujours supérieure à 98 %. Cela permet de s'affranchir des muons qui vont produire des neutrons dans le plomb car 98 % de ces muons vont être détectés. L'étude de la multiplicité des neutrons permet de rejeter les événements multiples (c'est à dire des neutrons interagissant dans plusieurs détecteurs) car la probabilité qu'un neutralino interagisse plusieurs fois est quasiment nulle.



# Conclusion

Nous avons présenté dans cette thèse une étude détaillée du bruit de fond neutron engendré par les muons de hautes énergies au LSM. Pour simuler au mieux cette production de neutrons, nous avons dû inclure, dans nos simulations, le paramétrage des processus photonucléaires de Bezrukov ainsi que les distributions réalistes des muons au LSM. Nous avons trouvé une production de neutrons dans le plomb  $((4.5 \pm 0.04) \times 10^{-3} \text{ n}/\mu/(\text{g.cm}^{-2}))$  proche de celle trouvée expérimentalement par Bergamasco en 1973  $((4.4 \pm 1.5) \times 10^{-3} \text{ n}/\mu/(\text{g.cm}^{-2}))$  ce qui constitue une première vérification du code Geant3 modifié. Ces améliorations permettent d'avoir une première estimation des flux de neutrons, au niveau des détecteurs EDELWEISS-II, provenant des muons interagissant dans la roche et dans le plomb du blindage, avec une simulation réaliste de l'expérience EDELWEISS-II (dispositif expérimental complet et distributions réelles des muons au LSM). Ces flux sont équivalents pour une énergie de neutron supérieure à 1 MeV et valent environ  $2.10^{-9} \text{ n/cm}^2/\text{s}$  sans tenir compte des gerbes électromagnétiques.

L'expérience M3 a permis de retrouver le flux de muons attendu au LSM  $(4.03 \pm 0.13 \mu/\text{m}^2/\text{j})$ . En outre, elle nous a fourni le spectre expérimental des pertes d'énergie des muons au LSM (pour une statistique d'environ 1000 muons). Nous avons reproduit ce spectre en simulant l'expérience M3 et en effectuant un calcul analytique, basé sur la théorie de Landau. Pour effectuer ce calcul, nous avons adopté l'approximation mathématique de Moyal et nous avons négligé les effets de bords du module Karmen. Nous avons mis en évidence ces effets grâce aux simulations qui montrent qu'ils ont une influence surtout pour des pertes d'énergie faible. Nous avons effectué une simulation réaliste de l'expérience EDELWEISS-II en incluant les distributions des muons au LSM dans le but de déterminer l'efficacité de détection du veto muon. Cette efficacité est plus grande que 98 % et correspond au cahier des charges qui prévoyait une efficacité minimum de 95 %.

L'expérience EDELWEISS-II est maintenant en cours d'installation au LSM et devrait débiter sa prise de donnée avec 28 détecteurs dans le courant de l'année 2005. EDELWEISS-II devrait permettre une amélioration significative de la sensibilité obtenue avec EDELWEISS-I  $(0.2 \text{ evt/kg/j})$ . La simulation des 120 détecteurs effectuée avec le code Geant3 modifié donne un taux d'événements simples provenant des interactions photonucléaires des muons dans la roche de  $(2.2 \pm 0.6) \times 10^{-3} \text{ evt/kg/j}$  en tenant compte de l'efficacité du veto, ce qui signifie qu'environ 1/3 des muons interagissant dans la roche pourra être détectés par le veto. Cette sensibilité est environ 100 fois meilleure que celle obtenue par EDELWEISS-I  $(0.2 \text{ evt/kg/j})$ .

Les neutrons produits dans la roche semble représenter la limite à la sensibilité. Dans la première phase d'EDELWEISS-II (28 détecteurs), un taux de  $0.002 \text{ evt/kg/j}$  correspond à 3 événements par an. Pour les phases ultérieures, il faudra étudier plus en détail les neutrons provenant de la

roche avec une statistique adéquate et en incluant la contribution des gerbes électromagnétiques. Il reste aussi à déterminer leurs spectres en énergie de recul dans les détecteurs EDELWEISS-II. Cependant, on pourra quand même réduire ce bruit de fond en essayant de détecter, à l'aide du veto, la gerbe de particules associée à une interaction photonucléaire dans la roche (si on se trouve dans l'axe de la gerbe) ou en plaçant une épaisseur de polyéthylène à l'intérieur du cryostat (pour réduire la multiplication des neutrons dans le plomb).

# **Bibliographie**

- [1] F. Zwicky, *Helv. Phys. Acta* **6**, 110 (1933).
- [2] M. Roncadelli, *astro-ph/0307115*.
- [3] W.L. Freedman, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **110**, 9-15 (2002).
- [4] R. Bottema, *A&A* **328**, 517-525 (1997).
- [5] R.H. Sanders et S.C. McGaugh, *Ann.Rev.Astron.Astrophys.* **40**, 263-317 (2002) (*astro-ph/0204521*).
- [6] L. Bergström, *hep-ph/0002126*.
- [7] J.F. Navarro et al., *Astrophys. J.* **462**, 563-575 (1996).
- [8] P. Côté et al. *astro-ph/0303229*.
- [9] F. Combes, *astro-ph/0309755*.
- [10] S.M Carroll, *astro-ph/0004075*.
- [11] D. Tytler et al., *astro-ph/0001318*.
- [12] G. Bertone et al., *hep-ph/0404175*.
- [13] E. Gawsier et J. Silk, *Phys. Rep.* **333-334**, 245-267 (2000).
- [14] J.A. Sellwood, *astro-ph/0401398*.
- [15] G.F. Smoot et al., *Astrophys.J.* **396**, L1 (1992).
- [16] P. de Bernardis et al., *ApJ.* **564**, 559 (2002).
- [17] S. Hanany et al., *Astrophys.J.* **545**, L5 (2000).
- [18] N.W. Halverson et al., *astro-ph/0104489*.
- [19] P.F. Scott et al., *astro-ph/0205380*.
- [20] T.J. Pearson et al., *astro-ph/0205388*.
- [21] A. Benoit et al., *A&A Vol.* **399** No. 3 p. L25,(2003).
- [22] J.C. Hamilton, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **110**, 161-166 (2002).
- [23] D.N. Spergel et al., *astro-ph/0302209*.
- [24] A. Benoît, présentation aux 7<sup>èmes</sup> *Journées de Cryogénie et de Supraconductivité*, Aussois, France, 20-23 Mai 2003.
- [25] S. Perlmutter et al., *ApJ.* **376**, 565 (1999).
- [26] A.G. Riess et al., *Astron. J.* **116**, 1009 (1998).
- [27] M. Kamionkowski, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **117**, 335-352 (2003).
- [28] O. Lahav, *astro-ph/0309040*.
- [29] J. Ellis, *astro-ph/0304183*.
- [30] G.R. Farrar et P.J.E. Peebles, *astro-ph/0307316*.
- [31] I. Cohen, *astro-ph/0304029*.
- [32] R.R. Khuri, *astro-ph/0303422*.

- [33] M.S. Turner, Nucl. Phys. **A621**, 522-532 (1997).
- [34] S.F. Anderson et al., Astron. J. **117**, 56 (1999).
- [35] F. Combes et D. Pfenniger, Astron. Astrophys. **327**, 453-466 (1997).
- [36] N. Asfshordi et al., Astrophys.J. **594**, L71-L74 (2003).
- [37] Paczyński et al., ApJ. **304**, 1 (1986).
- [38] C. Alard, A&A **321**, 424-433 (1997).
- [39] S. Calchi Novati, A&A **381**, 848 (2002).
- [40] C. Alfonso, A&A **400**, 951-956 (2003).
- [41] C. Alcock, ApJ. **482**, 89 (1997).
- [42] C. Alcock et al., Astrophys.J **199**, L12 (1998).
- [43] M. Lindner et al., hep-ph/0109264.
- [44] K. Eguchi et al. Phys. Rev. Lett. **90**, 021802 (2003).
- [45] Ø. Elgarøy et O. Lahav, astro-ph/0303089.
- [46] A. Bottino et al., Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **113**, 50-59 (2002).
- [47] R.D. Peccei et H.R. Quinn, Phys. Rev. **D16**, 1791-1797 (1977).
- [48] E. Massó, hep-ph/0312064.
- [49] S. Moriyama et al., Phys. Lett. B **434**, 147 (1998).
- [50] A. Morales et al., Astropart. Phys. **16**, 325 (2002).
- [51] F.T. Avignone et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 5068 (1998).
- [52] K. Zioutas et al., Nucl. Instrum. Meth A **425**, 482 (1999).
- [53] G. Jungman et al., Phys. Rep. **267**, 195-273 (1996).
- [54] S. Profumo et Piero Ullio, hep-ph/0406018.
- [55] J.L. Feng, hep-ph/0405215.
- [56] J.L. Lopez, hep-ph/9601208.
- [57] A. Bilal, hep-th/0101055.
- [58] R. Barbier et al., hep-ph/0406039, à paraître dans Physics Reports.
- [59] V. Bertin et al., hep-ph/0204135.
- [60] D. Hooper et T. Plehn, Phys. Lett. **562**, 18-27 (2003).
- [61] A. Gabutti et al., Astropart. Phys. **6**, 1-24 (1996).
- [62] A. Masiero et al., hep-ph/0401138.
- [63] L. Roszkowski, hep-ph/0404052.
- [64] J. Flix, astro-ph/0401511.
- [65] D. Hooper, hep-ph/0309036.
- [66] C. Boehm et al., hep-ph/0311143.



- [67] S. Peirani et al., astro-ph/0401378.
- [68] A. Cesarini et al., *Astropart. Phys.* **21**, 267-285 (2004).
- [69] R. Battiston et al., *Astropart. Phys.* **13**, 51-74 (2000) (astro-ph/9909432)..
- [70] W. Rhode et al., *Astropart. Phys.* **4**, 217-225 (1996).
- [71] R. Svoboda et al., *ApJ.* **315**, 420 (1987).
- [72] V.A. Balkanov et al., *Astropart. Phys.* **14**, 61 (2000).
- [73] M.Ambrosio et al., *Astropart. Phys.* **19**, 313-328 (2003).
- [74] A. Habig et al., hep-ex/0106024.
- [75] J. Ahrens et al., *Phys. Rev.* **D66**, 032006 (2002).
- [76] J. Ahrens et al., *Astropart. Phys.* **20**, 507-532 (2004).
- [77] Antares Collaboration, *Astropart. Phys.* **19**,253-267 (2003).
- [78] F. Donato et al., astro-ph/0306207.
- [79] E. Baltz et al., astro-ph/0109318.
- [80] M.W. Goodman et E. Witten, *Phys. Rev.* **D31**, 3059 (1985).
- [81] J.D. Lewin et P.F. Smith, *Astropart. Phys.* **6**, 87-112 (1996).
- [82] P. Gondolo, astro-ph/0209110.
- [83] V. Mankic et al., hep-ph/0008022.
- [84] D.N. Spergel, *Phys. Rev.* **D37**, 1353-1355 (1988).
- [85] A. Morales, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **110**, 39-54 (2002).
- [86] Y. Ramachers, *Astropart. Phy.* **19**, 419-439 (2003).
- [87] R. Bernabei et al., *Riv. Nuovo Cim.* **26**,1 (2003) (astro-ph/0307403).
- [88] R. Bernabei et al., *Phys. Lett.* **B480**, 23 (2000).
- [89] G. Gerbier et al., astro-ph/9710181.
- [90] G. Gerbier et al., astro-ph/9902194.
- [91] C.J Copi et al., hep-ph/9904499.
- [92] Y. Shimizu et al. astro-ph/0207529.
- [93] P. Gondolo et al., hep-ph/0209110.
- [94] R. Luscher, astro-ph/0305310.
- [95] R. Bernabei et al., astro-ph/0205047.
- [96] B. Ahmed et al., *Astropart. Phys.* **19**, 691-702 (2003).
- [97] S. Cebrian et al., *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **114**, 111-115 (2003).
- [98] K. Fushimi et al., *Astropart. Phys.* **12**, 185 (2000).
- [99] C. Arnaboldi et al., *Astropart. Phys.* **20**, 91-110 (2003).
- [100] R. Luscher for the Boulby Dark Matter Collaboration, astro-ph/030531.

- [101] E. Aprile et al., astro-ph/0207670.
- [102] D. Abrams et al., astro-ph/0203500.
- [103] D.S. Akerib et al., Phys. Rev. D**68**, 082002 (2003).
- [104] D.S. Akerib et al., astro-ph/0405033.
- [105] G. Angloher et al., Astropart. Phys **18**, 43-55 (2002).
- [106] S. Cebrian et al., Astropart. Phys. **21**, 23-34 (2004).
- [107] P. di Stefano, *Recherche de matière sombre non baryonique au moyen d'un bolomètre à ionisation dans le cadre de l'expérience EDELWEISS*, thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay.
- [108] A. Benoit et al., Phys. Lett. B**513**, 15-22 (2001).
- [109] C. Kittel, *Physique de l'état solide*, édition Dunod (1998).
- [110] P. di Stefano et al., Astropart. Phys. **14**, 329 (2001).
- [111] E. Simon et al., Nucl. Instr. Meth. A**507**, 643-656 (2003).
- [112] A. Benoit et al., Phys. Lett. B**545**, 43-49 (2002).
- [113] C.J. Copi et L.M. Krauss, Phys. Rev. D**67**, 103507 (2003).
- [114] R. Bernabei et al., Phys. Lett. B**480** (2000) 23-31.
- [115] E.A. Baltz et P. Gondolo, Phys. Rev. Lett. **86**, 5004 (2001).
- [116] J. Ellis et al., Phys. Lett. B**481**, 304 (2001).
- [117] J.M. Carmona et al., hep-ex/0403009.
- [118] H. Wulandari et al., hep-ex/0312050.
- [119] M.J. Carson et al., hep-ex/0404042.
- [120] V. Chazal, *Étude de l'environnement neutron au laboratoire souterrain de Modane*, thèse de doctorat, Université Lyon I.  
V. Chazal et al., Astropart. Phys. **9**, 163-172 (1998).
- [121] S. Charalambus, Nucl. Phys. A**166**, 145-161 (1971).
- [122] D.F. Measday, Phys. Rep. **354**, 243-409 (2001).
- [123] T. Kozlowski et al., Nucl. Phys. A**436**, 717-732 (1985).
- [124] V.M. Aynutdinov et al., Astropart. Phys. **14**, 49-59 (2000).
- [125] T.K. Gaisser, *Cosmic rays and particle physics*, Cambridge press university, 1990.
- [126] M. Thunman et al., Astropart. Phys. **5**, 309-332 (1996).
- [127] L. Pasquali et M.H. Reno, Phys. Rev. D**59**, 034020 (1999).
- [128] K. Hagiwara et al., Phys. Rev. D**66**, 010001-1 (2002).
- [129] C. Berger et al., Phys. Rev. D**40**, 2163-2171 (1989).
- [130] H. Wulandari et al., hep-ex/0401032.
- [131] S.P. Ahlen, Rev. Mod. Phys. **52**, 121-173 (1980).

- [132] D. Groom et al., *Atomic Data and Nuclear Tables* **78**, 183-356 (2001).
- [133] S.R. Kelner et al., *About cross section for high-energy muon bremsstrahlung*, CERN librairie, 1995.
- [134] A.N. Cillis et S.J. Sciutto, astro-ph/0010488.
- [135] S.Iyer Dutta et al., *Phys. Rev.* **D63**, 094020 (2001).
- [136] C.F. Weizacker, *Z. Phys.* **88**, 612 (1934).
- [137] R.H. Dalitz et D.R. Yennie, *Phys. Rev.* **105**, 1598 (1957).
- [138] T.J. Braustein et al., *Phys. Rev.* **D6**, 106-136 (1972).
- [139] L.N. Hand, *Phys. Rev.* **129**, 1834 (1963).
- [140] L.B Bezrukov et E.V. Bugaev, *Sov.J.Nucl.Phys.***32**,847-852 (1980).
- [141] L.B Bezrukov et E.V. Bugaev, *Sov.J.Nucl.Phys.***33**,635-641 (1981).
- [142] M.V. Kossov, *Eur. Phys. J.* **A14**, 377-392 (2002).
- [143] A. Donnachie et P.V. Landshoff, *Phys. Lett.* **B296**, 227 (1992). (hep-ph/9803488)
- [144] W. Rhode, Thèse de l'Université de Wuppertal (1993).
- [145] L. Bergamasco et al., *Nuovo Cim.* **13A**, 403-412 (1973).
- [146] H. Wulandari et al., *Study On Neutron-Induced Background in the Dark Matter Experiment CRESST*, Thèse de l'Université Technique de Munich (2003).
- [147] P. Lipari et T. Stanev, *Phys. Rev.* **D44**, 3543-3554 (1991).
- [148] G. Battistoni et al., hep-ex/9809006.
- [149] M. Ambrosio et al., *Astropart. Phys.* **10**, 11-20 (1999).
- [150] F.F Khallchukov et al., *Nuovo Cim.* **18C**, 517-529 (1995).
- [151] F. Boehm et al., *Phys. Rev.* **D62**, 092005 (2000).
- [152] R. Hertenberger et al., *Phys. Rev.* **C52**, 3449 (1995).
- [153] L.B Bezrukov et al., *Sov.J.Nucl.Phys.***17**,51 (1973).
- [154] R.I Enikeev et al., *Sov.J.Nucl.Phys.***46**,883 (1987).
- [155] M. Aglietta et al., hep-ex/9905047.
- [156] M. Aglietta et al., *Nuovo Cim.* **12C**, 467-477 (1989).
- [157] Y.F. Wang et al. *Phys. Rev.* **D64**, 013012 (2001).
- [158] V. Kudryatsev et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A505**, 688-698 (2003).
- [159] V. Chazal et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A490**, 334-343 (2002).
- [160] C. Berger et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A262**, 463-495 (1987).
- [161] O.C. Allkofer et P.K.F. Grieder, *Cosmic Rays on Earth* vol.**25-1**, Fachinformationszentrum, Allemagne (1984).
- [162] S. Miyake, *Rapporteur Paper on Muons and Neutrons*, Proceeding on International Cosmic Ray Conference **5**,3638 (1973).

- [163] A. Dementyev et al., Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **70**, 486-488 (1999).
- [164] G. Chardin et G.Gerbier, *Proc. 4th Int. Workshop on the Identification of Dark Matter*, York, 2-6 Sepetembre 2002.
- [165] K. Eitel, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **91**, 191-197 (2000).
- [166] I. Bellami et al., Nucl.Instr. Meth. **A343**, 484 (1994).
- [167] J. Reichenbacher, Rapport de Sciences Appliquées, Institut de Physique Nucléaire de Karlsruhe (1995).
- [168] J. Wolf, Rapport de Sciences Appliquées, Institut de physique nucléaire de Karlsruhe (1995).
- [169] L. Landau, *On the energy loss of fast particles by ionisation*, J. Phy. **8**, 201 (1944).
- [170] P.V. Vavilov, *Ionization losses of high-energy heavy particles*, J. Expt. Theoret. Phys. **32**, 920-923 (1957).
- [171] D.H. Wilkinson, Nucl. Instr. Meth. **A383**, 513-515 (1996).
- [172] J.E. Moyal, *Theory of ionization fluctuations*, Phil. Mag. **46**, 263 (1955).
- [173] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, CERN-EP/77-09 (1977)
- [174] H. Fanchiotti et al., hep-ph/0305310.