

Université de Montréal

Étalonnage aux neutrons d'un détecteur à gouttelettes surchauffées
pour la recherche de la matière sombre

par

Nadim Boukhira

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

Novembre, 2001

©Nadim Boukhira, 2001



QC
3
U54
2002
V.002

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Étalonnage aux neutrons d'un détecteur à gouttelettes surchauffées
pour la recherche de la matière sombre

présenté par:

Nadim Boukhira

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Claude Leroy,	président-rapporteur
Louis Lessard,	directeur de recherche
Viktor Zacek,	codirecteur
Claude Carignan,	membre du jury

Mémoire accepté le:

SOMMAIRE

Le neutralino, particule supersymétrique, est un candidat important pour résoudre le problème de la matière sombre dans notre galaxie. Des détecteurs à gouttelettes surchauffées peuvent être utilisés pour détecter les reculs induits par des neutralinos. L'énergie de seuil de détection varie avec la température, ce qui permet à ces détecteurs de nous renseigner sur l'énergie des reculs ainsi que de distinguer le bruit de fond. La caractérisation des détecteurs a été au cœur de notre projet. Nous avons obtenu l'efficacité de ces détecteurs aux neutralinos suite à un étalonnage aux neutrons, qui induisent également des reculs de noyaux. Nous avons réalisé une étude systématique en fonction de l'énergie des neutrons et de la température pour des détecteurs de composition différente. À partir de cette caractérisation aux neutrons, et en paramétrisant des modèles quantitatifs décrivant les seuils de détection, nous avons extrait la réponse des détecteurs aux reculs en fonction de la température et de l'énergie. Nous avons finalement utilisé cette réponse pour établir notre limite actuelle de détection des neutralinos avec des détecteurs à gouttelettes surchauffées.

Mots Clés

Matière sombre, WIMP, Détecteur à gouttelettes surchauffées, neutrons, neutralinos, étalonnage, caractérisation.

ABSTRACT

The neutralino, a supersymmetric particle, is an important candidate for Dark Matter. Nuclear recoils induced by neutralinos can be detected using a superheated droplet detector. The energy threshold of these detectors is temperature dependent, which provides information about the recoil energy and eliminates background. The detector efficiency to neutralinos has been obtained using neutron calibration. Various droplet detectors have been systematically calibrated as function of temperature and neutron energy. Combining the data with theoretical models, the detector response to nuclear recoils has been. Using this response we have obtained our current limit of detection of neutralinos

Key Words

Dark Matter, WIMP, Superheated droplet detectors, neutrons, neutralinos, calibration.

TABLE DES MATIERES

SOMMAIRE	i
ABSTRACT	ii
TABLE DES MATIERES	iii
LISTE DES TABLEAUX	iv
LISTE DES FIGURES	v
REMERCIEMENTS	xi
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1: À l'Origine de PICASSO	3
1.1 La Matière sombre	3
1.1.1 La Cosmologie et la densité de l'Univers	4
1.1.2 Contenu de l'Univers	8
1.1.3 La matière sombre dans le halo galactique	13
1.1.4 L'échec des baryons	14

1.2	La supersymétrie	16
1.3	Un WIMP prometteur, le neutralino	20
1.4	Objectif de l'expérience	24
CHAPITRE 2: Des gouttelettes et des neutrons		27
2.1	Mécanisme de formation des bulles	27
2.2	Interactions nucléaires des neutrons	33
2.2.1	Distribution angulaire	34
2.2.2	Contribution du carbone et du fluor	35
2.2.3	Section efficace	39
2.3	Réponse du détecteur aux reculs	41
2.3.1	Vers l'unification des détecteurs	42
2.3.2	Un simple palier	45
2.3.3	Un seuil progressif simple	45
2.3.4	Un seuil à base gaussienne	48
2.4	Réponse du détecteur aux neutrons	50
2.4.1	Démarche générale	50
2.4.2	Les neutrons et le seuil brut	51
2.4.3	Les neutrons avec un seuil progressif	52

2.4.4	Les neutrons dans le modèle réaliste	52
CHAPITRE 3: Étalonnage des détecteurs		53
3.1	Montage pour la caractérisation	53
3.1.1	Les détecteurs à gouttelettes	53
3.1.2	L'accélérateur Tandem	56
3.1.3	La cible de lithium	60
3.1.4	Le système d'acquisition et de monitoring	62
3.2	Les neutrons	64
3.2.1	La section efficace proton-lithium	64
3.2.2	Épaisseur de la cible de lithium	68
3.2.3	L'énergie du faisceau de protons	71
3.3	La masse du détecteur	75
3.3.1	L'échantillonnage au microscope	76
3.3.2	Appauvrissement du détecteur	77
CHAPITRE 4: Analyse de la réponse aux neutrons		79
4.1	Les données de l'expérience	79
4.2	La masse active des détecteurs	80
4.2.1	Échantillonnage microscopique	80

4.2.2	Appauvrissement du détecteur d'Apfel	82
4.3	Étude de transition au premier ordre	84
4.4	Étude d'un modèle à seuil progressif	84
4.4.1	Le seuil en fonction de la température	86
4.4.2	Réponse en fonction de la température	91
4.4.3	Réponse du détecteur standard de BTI	94
4.4.4	Réponse du SDD1000 de BTI	96
4.5	Étude d'un modèle à seuil réaliste	96
4.5.1	Réponse aux neutrons	99
4.6	Comparaison des modèles	100
CHAPITRE 5: Limite de détection des neutralinos		104
5.1	Réponse du détecteur aux neutralinos	104
5.2	Limite actuelle	108
CONCLUSION		115
BIBLIOGRAPHIE		xii

LISTE DES TABLEAUX

1-1	Quelques partenaires supersymétriques	17
1-2	Paramètres de détection de WIMPs	23
3-1	Quelques énergies de neutrons	65
4-1	Paramètres pour seuil progressif simple	94
4-2	Paramètres pour le modèle complexe	100
5-1	Paramètres pour détection de neutralinos	111

LISTE DES FIGURES

1-1	Rayonnement du fond cosmique	7
1-2	Production des éléments légers durant le Big-bang	9
1-3	Abondance de la matière dans l'Univers	12
	15	
1-5	Unification des forces fondamentales	18
1-6	Distribution de vitesse des neutralinos dans le voisinage du système solaire	21
1-7	Détecteurs à gouttelettes	25
1-8	Bruit de fond	26
2-1	Rayon critique dans le dichlorofluoromethane	29
2-2	Potentiel de Gibbs	30
2-3	Section efficace angulaire	36
2-4	Perte d'énergie spécifique dans un fréon	38
2-5	Section efficace de la collision entre neutron et carbone-12	39
2-6	Section efficace de la collision entre neutron et fluor-19	40

2-7	Énergie de seuil par d'Errico	44
2-8	Réponse aux reculs monoénergétiques	46
2-9	Seuil progressif simple	48
2-10	Énergie de seuil variable	49
3-1	Schéma du montage	54
3-2	Détecteur dans le four	55
3-3	Schéma de l'injecteur	57
3-4	Schéma du Tandem	58
3-5	Plan complet de l'accélérateur	59
3-6	Signal d'explosion de gouttelette	63
3-7	Section efficace totale ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$	66
3-8	Section efficace angulaire à 0 degrés	67
3-9	Efficacité du détecteur à Ge(Si)	70
3-10	Seuil de la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$	74
4-1	Diamètres des gouttelettes	81
4-2	Appauvrissement d'un détecteur Apfel	83
4-3	Données avec seuil en escalier	85
4-4	Seuil absolu à 127keV	87

4-5	Énergie de seuil en fonction de s	88
4-6	Réponse des détecteurs de BTI, seuil progressif	92
4-7	Réponse des détecteurs d'Apfel, seuil progressif	93
4-8	Réponse du SDD100 de BTI aux neutron	95
4-9	Efficacité du SDD100 aux reculs, seuil progressif	97
4-10	Efficacité du SDD1000 aux reculs, seuil progressif	98
4-11	Réponse des détecteurs de BTI, seuil statistique	101
4-12	Réponse aux reculs, seuil statistique	103
5-1	Efficacité de détection des neutralinos	107
5-2	Bruit de fond des neutrons	110
5-3	Bruit de fond des alpha	111
5-4	Limite de détection des WIMPs, modèle simple	113
5-5	Limite de détection des WIMPs, modèle statistique	114

REMERCIEMENTS

Je désire remercier mes directeurs de recherche les Professeurs Louis Lessard et Viktor Zacek pour m'avoir donné la chance de m'impliquer dans un projet aussi excitant et à l'avenir aussi prometteur. Tous deux ont fait preuve d'une patience sans bornes face à mes questions et à mon inexpérience. Tous deux m'ont permis d'entretenir des discussions instructives et inspirantes. Je dois aussi mentionner l'encadrement continu dont j'ai bénéficié de la part de M. Lessard, en particulier en ce qui concerne la prise et l'analyse de données.

Je ne peux omettre Razvan Gornea, qui a été plus qu'un simple collègue par son soutien, et par ses réalisations technologiques sans lesquelles ce mémoire n'aurait peut-être pu exister. J'aimerais remercier Marie Di Marco, Ingried Boussaroque, Jérémie Vinet ainsi que tous ceux et celles qui ont contribué à la réalisation de ce projet, et qui ont participé aux nuits mémorables avec le tandem. Merci à Louis Lessard et à Maude Violette pour les précieuses corrections du texte.

Merci aux équipes de BTI et d'Apfel pour leurs détecteurs et leur compréhension pour nos besoins parfois hors normes.

INTRODUCTION

L'une des plus importantes énigmes de la fin du vingtième siècle en physique est la masse de l'Univers: le mouvement des étoiles et des galaxies suggère une masse de dix à cent fois supérieure à la masse de tout ce qui est visible. Si la majeure partie de l'Univers est invisible, de quoi est-elle constituée? Les astrophysiciens se sont attelés à résoudre ce problème depuis quelques décennies, cherchant des étoiles naines, des trous noirs, des nuages interstellaires et d'autres corps peu visibles, mais en vain. De tels objets ont effectivement été observés, mais en quantité largement insuffisante. La cosmologie est entrée en jeu et a confirmé les observations: plus de 90% de la masse de l'Univers est invisible, et la majeure partie de cette *matière sombre* est exotique! L'imagination des physiciens étant fertile, on énonça un grand nombre d'hypothèses: peut-être que les neutrinos sont massifs, leur grand nombre pouvant alors faire la différence; peut-être qu'il n'y a pas de matière manquante, et qu'il faudrait plutôt réviser la force gravitationnelle, et y ajouter un terme répulsif; peut-être s'agit-il d'une nouvelle particule, que nul n'a encore observée. De nombreuses autres hypothèses ont été émises, dont le réalisme varie considérablement. Plusieurs expériences ont été conçues et sont en voie de réalisation pour vérifier les différentes hypothèses.

Un autre grand domaine qui préoccupe les physiciens aujourd'hui est le modèle standard en physique des particules. Ce modèle représente les particules et leurs interactions extrêmement bien, mais il ne répond pas à toutes les questions: pourquoi les particules ont-elles des masses différentes? Pouvons-nous unir les quatre forces de la nature? Un modèle capable de répondre à plusieurs ces questions est apparu et n'a cessé de croître en popularité: la supersymétrie, qui propose l'existence d'une symétrie entre les fermions et les bosons. Selon cette

supersymétrie, la particule la moins massive, le neutralino, est stable. Une quantité importante de neutralinos serait distribuée dans notre galaxie et les neutralinos qui traversent la Terre peuvent être détectés. De façon indépendante de l'astrophysique, la candidate idéale pour la matière sombre est apparue.

L'objectif de l'expérience PICASSO est d'observer directement ces neutralinos. Des détecteurs à gouttelettes surchauffées sont utilisés pour réaliser cette détection. Ces détecteurs sont sensibles aux reculs de noyaux. Ces reculs peuvent se produire après une collision avec un neutralino. La compréhension de ces détecteurs est insuffisante. Pour établir un lien entre l'abondance des neutralinos et le nombre d'événements observés une caractérisation complète est nécessaire. Cette caractérisation comprend une étude quantitative de la réponse des détecteurs en fonction des conditions thermodynamiques (température et pression) et cinématiques (énergie et portée des reculs de noyaux). Pour réaliser cet étalonnage, nous avons soumis des détecteurs à gouttelettes à des neutrons, qui interagissent avec les noyaux de façon similaire aux neutralinos. Nous avons accumulé une grande quantité de données, pour différentes températures et énergies de neutrons. À partir de ces données nous avons mis au point un modèle quantitatif applicable aux neutralinos.

Après une brève description du problème de la matière sombre et une introduction du neutralino et de la méthode de détection par PICASSO, nous présenterons un modèle de fonctionnement de nos détecteurs. À partir de cette information nous introduirons quelques modèles candidats pour décrire la réponse des détecteurs aux reculs des noyaux. Nous décrirons ensuite l'expérience qui nous a permis d'étudier la réponse des détecteurs aux neutrons. Nos modèles seront combinés avec les mesures existantes sur la détection des neutralinos et la limite de détection sera présentée. Cette limite sera comparée à celles des autres expériences majeures de détection des neutralinos. Pour conclure nous discuterons du choix du gaz dans les projets d'avenir.

CHAPITRE 1

À l'Origine de PICASSO

1.1 La Matière sombre

Il est possible d'estimer la masse des étoiles, des galaxies et des autres corps qui composent l'Univers à partir de leur luminosité. Il s'agit de la masse visible de l'Univers. Il est également possible de connaître la masse réelle des galaxies et des amas à partir de leurs mouvements rotationnels, dûs à la force gravitationnelle. Un nombre croissant d'observations s'accumulent, qui indiquent que la masse visible de l'Univers est de 10 à 100 fois inférieure à sa masse réelle. Encore plus étonnantes sont les indications qu'une majeure partie de cette masse invisible (matière sombre) est de nature "exotique" (n'est pas constituée de protons, de neutrons et d'électrons.) Il existe quatre contextes [1] dans lesquels le problème de la matière sombre a été identifié:

- Le disque des galaxies spirales, où l'abondance de la matière sombre est du même ordre de grandeur que l'abondance de la matière visible.
- Le halo des galaxies spirales, qui semble dix fois plus massif que le disque. Ceci est mis en évidence par les courbes de rotation des galaxies.
- Les amas de galaxies, pour lesquels les distributions de vitesses impliquent l'existence de matière sombre au moins dix fois plus importante que la matière visible.

- L'anisotropie dans le rayonnement de fond cosmique suggère également l'existence de matière sombre.

Nous allons exposer l'hypothèse de l'existence de la matière sombre, qui est autant appuyée par le modèle cosmologique standard que par les multiples observations, et nous discuterons de sa nature. Nous démontrerons que la majeure partie de la matière sombre est non-baryonique (les protons et les neutrons sont des baryons. La matière non-baryonique est composée d'autres particules, plus exotiques.) Nous discuterons de la matière sombre froide, qui est constituée de particules lourdes se mouvant à des vitesses suffisamment faibles pour être liées à des galaxies.

1.1.1 La Cosmologie et la densité de l'Univers

Nous vivons dans un Univers homogène, isotrope et en expansion [2]. Bien qu'il ne soit pas homogène localement (les galaxies et les amas de galaxies représentent des regroupements locaux), la distribution de matière est considérée uniforme à grande échelle. L'Univers étant en expansion, les galaxies s'éloignent les unes des autres. La vitesse v_r à laquelle les galaxies s'éloignent de la Voie Lactée est liée à la distance r par la loi de Hubble,

$$v_r = H_0 r \tag{1.1}$$

où H_0 est la constante de Hubble. Le décalage vers le rouge des spectres d'émission des galaxies éloignées permet d'en déterminer la vitesse. Les valeurs de H_0 ont longtemps été imprécises par un facteur 2 à cause des incertitudes sur les mesures, particulièrement sur la distance des galaxies. La valeur de cette constante semble se préciser davantage avec les méthodes d'observation de plus en plus efficaces. Nous introduisons maintenant une quantité h sans dimensions physiques, définie

comme

$$h = \frac{H_0}{100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}} \quad (1.2)$$

avec une valeur de $0,72 \pm 0,08$.

Puisque l'Univers est en expansion, trois scénarios sont possibles pour son avenir:

- Un Univers fermé: la force gravitationnelle va éventuellement arrêter l'expansion, et l'Univers s'effondrera sur lui-même jusqu'à atteindre l'état singulier qui a été à l'origine du Big-Bang.
- Un Univers ouvert ou hyperbolique: la force gravitationnelle ne suffira pas pour arrêter l'expansion, qui continuera jusqu'à l'infini.
- Un Univers plat, ou euclidien: C'est un Univers critique, à la limite entre les deux cas précédents, dans lequel la vitesse d'expansion va diminuer et approcher asymptotiquement zéro, mais l'effondrement n'aura jamais lieu.

La densité de l'Univers permet de déterminer lequel de ces scénarios est à retenir. Un Univers plat requiert une densité ρ égale à une valeur critique ρ_c définie comme

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \approx 11h^2 \text{ atomes d'hydrogène m}^{-3}.$$

Il est commode de normaliser la densité de l'Univers par rapport à ρ_c en introduisant le paramètre de densité Ω , soit

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c}. \quad (1.3)$$

Si $\Omega = 1$ l'Univers est euclidien. Il est fermé si $\Omega > 1$ et ouvert si $\Omega < 1$.

Un Univers plat ($\Omega = 1$) est favorisé par les physiciens et appuyé par le modèle d'inflation. Si la densité du vide n'est pas nulle, et si à un moment donné elle domine la densité de la matière, l'Univers subit une expansion exponentielle.

Il s'agit alors d'un Univers inflationnaire. Une telle période d'inflation a pu avoir lieu lors de la transition de phase à l'échelle de la Théorie de Grande Unification (séparation des forces fortes et électro-faibles), soit 10^{-35} s après le Big-Bang. L'expansion durant cette période a été si forte que toute courbure de l'Univers aura été aplatie, avec comme conséquence un paramètre de densité Ω très proche de 1. Le modèle d'inflation permet de résoudre certains problèmes en cosmologie, et il est appuyé par les anisotropies dans le rayonnement de fond de l'Univers, dont le spectre est en accord avec les prédictions du modèle d'inflation.

En observant le rayonnement du fond cosmique, il est possible d'obtenir des renseignements sur la structure de l'Univers [3, 4]. En mesurant la différence de température entre deux points dans le ciel, des indications sur la densité de l'Univers peuvent être obtenues. Si la différence de température entre deux points dans le ciel est maximale lorsque la séparation angulaire de ces deux points est d'un degré environ, l'Univers est plat. Si la différence de température est maximale lorsque la séparation angulaire est inférieure à un degré, l'Univers est ouvert. Il est plus commode d'exprimer la différence de température entre les points dans le ciel en fonction du nombre de multipole $l = \frac{200}{\theta}$ où θ est l'angle entre deux points dans le ciel. Ainsi, une séparation d'un degré correspond à $l = 200$. Une meilleure résolution angulaire permet d'explorer de plus grandes valeurs de l . La figure 1-1 illustre la variation de température du fond cosmique en fonction de l . Il apparaît clairement que la courbe atteint son maximum dans la région $l = 200$, ce qui correspond à un Univers plat avec $\Omega = 1$.

Un autre argument en faveur de l'inflation et d'un Univers plat vient de la constatation que pour un univers courbé, la déviation de sa densité par rapport à la densité critique augmente toujours avec le temps. Des limites confortables sur la densité de l'Univers aujourd'hui donnent

$$0,1\rho_c \leq \rho \leq 10\rho_c$$

Une telle densité implique, pour $t = 10^{-36}$ s après le Big-Bang, une déviation de

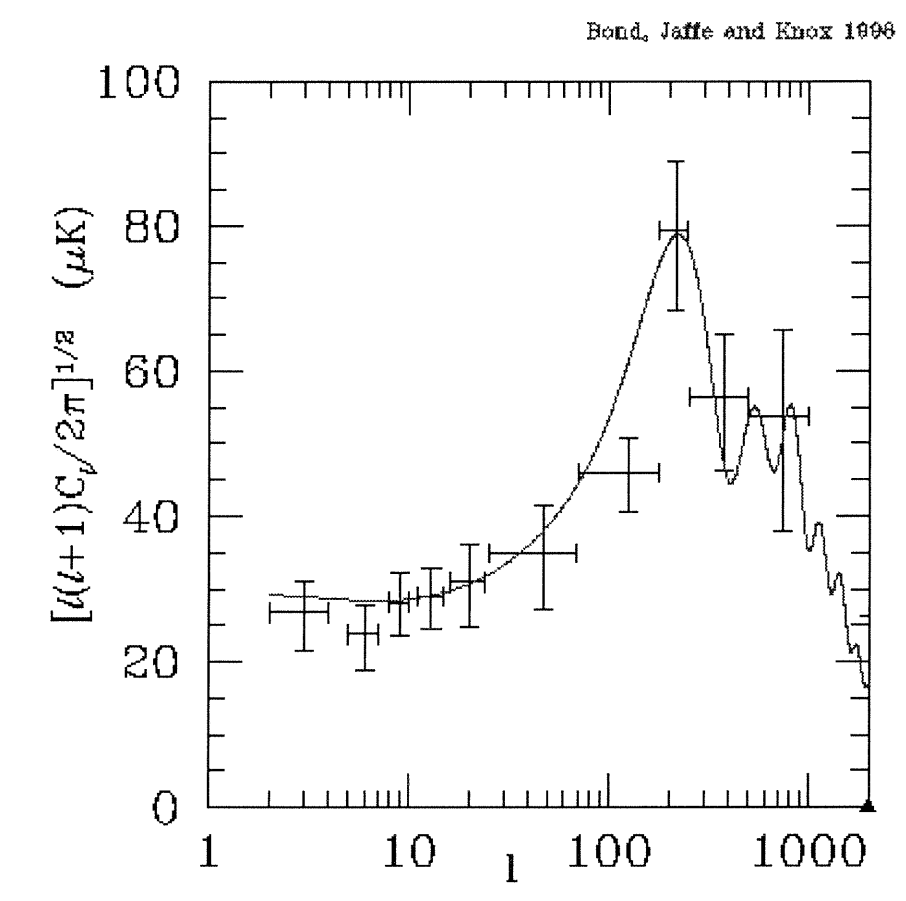


Figure 1-1: L'anisotropie du bruit de fond cosmique nous renseigne sur la composition de l'Univers. Ici la différence de température est exprimée en termes de $l = 200/\theta$ où θ est l'angle entre deux points. Le maximum se produit dans la région $l = 200$ ce qui coïncide avec un Univers plat.

la densité

$$\frac{|\rho(t) - \rho_c(t)|}{\rho_c(t)} \leq 10^{-50} \quad (1.4)$$

L'Univers après l'inflation était extrêmement plat, et la densité aujourd'hui est si proche de la valeur critique, qu'il devient difficile de croire que ce n'est qu'une coïncidence. Il est plus simple et plus naturel de supposer un Univers euclidien.

1.1.2 Contenu de l'Univers

Si nous supposons que l'Univers est plat, alors en le pesant nous devons obtenir une densité égale à la valeur critique. Dans les amas de galaxies, la matière ordinaire, ou baryonique, est principalement sous forme de gaz chaud identifiable par émission de rayons-X [3]. Les observations de ces rayons-X indiquent que la densité de matière ordinaire est de l'ordre de $\Omega_B = 0,05$. Une autre limite sur Ω_B est fournie par la nucléosynthèse primordiale [2, 5]. Il s'agit des éléments légers, principalement H, D, ^3He , ^4He et ^7Li , qui ont été formés dans les 3 premières minutes du Big-Bang (à une température $T \sim 0,1 - 10\text{MeV}$). L'abondance relative de ces éléments a naturellement changé depuis leur synthèse, mais il est possible, connaissant les conditions primordiales du Big Bang, d'en prédire l'abondance aujourd'hui. Cette abondance est liée à la densité de matière baryonique dans l'Univers, et la figure 1-2 [5] donne les abondances des éléments légers par rapport à l'hydrogène en fonction de la densité de matière.

L'abondance de ces éléments a été observée par les astrophysiciens, souvent avec une bonne précision. Ces abondances sont en accord avec les prédictions de la figure 1-2 à condition que la densité de matière baryonique soit entre $1,5 \times 10^{-31}\text{g/cm}^3$ et $4,5 \times 10^{-31}\text{g/cm}^3$, ou en termes de paramètre du densité,

$$0,02 < \Omega_B < 0,11 \quad \text{pour} \quad 0,4 < h < 0,7 \quad (1.5)$$

ce qui est en accord avec les observations dans les amas. La masse ordinaire

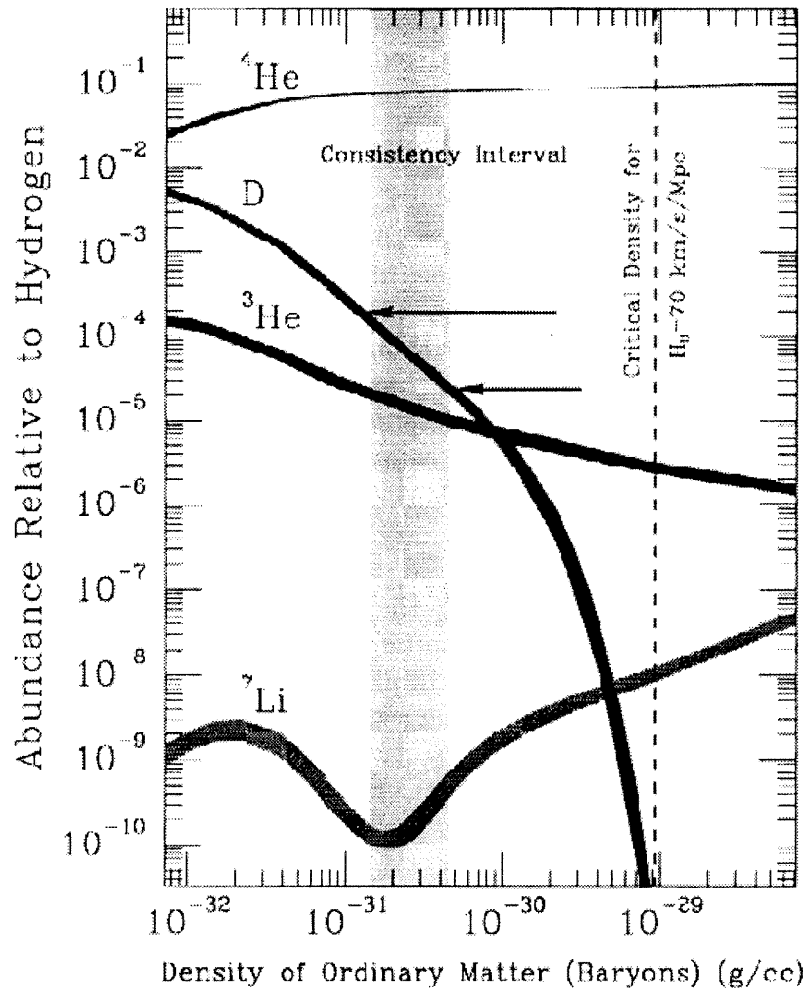


Figure 1-2: Abondance des éléments légers par rapport à l'hydrogène. La bande grise correspond à la densité observée, alors que la ligne pointillée donne la valeur de la densité critique de l'Univers.

(baryonique) semble insuffisante pour fermer l'Univers. Si l'on considère la fraction de cette matière qui est visible, principalement sous forme d'étoiles, l'on obtient $\Omega_{Lum} \simeq 0,005$ pour $h \simeq 0,65$. La plus grande partie de la matière baryonique serait donc invisible. Pourtant, toute cette matière ne suffit pas pour former un Univers plat. L'Univers serait-il donc dominé par une autre forme de matière?

La masse totale des amas galactiques peut être obtenue par différentes méthodes, grâce aux lentilles gravitationnelles par exemple [6]. Les observations indiquent que la masse totale dans les amas correspond à une densité de matière Ω_0 égale à 0,3 ou 0,4. Ceci est d'un ordre de grandeur supérieur à la masse totale de matière baryonique. L'Univers est réellement dominé par de la matière exotique. Malgré l'abondance de cette matière exotique, il manque encore les deux tiers de la densité pour obtenir un Univers plat avec $\Omega = 1$. Il est certain que cette masse ou cette énergie ne se trouve pas dans les amas.

Einstein avait introduit la constante cosmologique Λ , qui induit une pression négative si Λ est positive. C'est l'équivalent d'une force gravitationnelle répulsive, qui ferait accélérer l'expansion de l'Univers. La constante cosmologique est reliée à la densité d'énergie du vide, et elle contribuerait à la densité totale de l'Univers avec la densité du vide Ω_Λ [3, 7]. Le ralentissement de l'expansion de l'Univers par la matière serait opposé par cette énergie du vide. Si l'Univers est plat, alors $\Omega = \Omega_0 + \Omega_\Lambda = 1$ et ainsi $\Omega_\Lambda \simeq 0,6$. Si la constante cosmologique est aussi importante, l'expansion de l'Univers serait en accélération. Le modèle cosmologique serait extrêmement cohérent si la preuve d'un tel phénomène pouvait exister. Les supernovae permettent peut-être de trancher sur la question.

Comme il a été mentionné plus haut, la constante de Hubble est déterminée en observant la vitesse à laquelle les galaxies s'éloignent de nous et en reliant cette vitesse à la distance nous séparant d'elles. La vitesse à laquelle un objet s'éloigne de nous est obtenue en observant le décalage vers le rouge par effet Doppler dans

le spectre d'émission. Le nombre d'années lumières nous séparant d'un objet correspond à l'âge que nous percevons dans le passé. Ainsi, les objets les plus éloignés apparaissent tels qu'il étaient à une époque plus rapprochée du Big-Bang. Si l'expansion de l'Univers est en décélération, ces objets paraîtraient s'éloigner de nous à une vitesse plus élevée par rapport à ce que prédit la loi de Hubble. En observant le décalage vers le rouge des supernovae dans les galaxies les plus éloignées, et en comparant leur luminosité avec des supernovae plus rapprochées, leur vitesse d'éloignement et la distance les séparant de nous sont mesurées. Un nombre croissant de ces supernovae (de type Ia appelée "SNe Ia") est observé et les résultats sont surprenants [7, 8]: La vitesse d'éloignement est inférieure à ce qui est prédit par la loi de Hubble (1.1). Il y a une dizaine de milliards d'années, l'expansion de l'Univers était plus lente qu'aujourd'hui. La conclusion est évidente: l'expansion de l'Univers est en accélération, ce qui est en accord avec une énergie du vide qui représente les deux-tiers de la densité totale de l'Univers.

La hiérarchie des éléments qui composent l'Univers est maintenant solidement établie. La figure 1-3 illustre l'abondance des différents éléments. À partir de cette hiérarchie, nous pouvons énoncer deux problèmes distincts à propos de la matière sombre:

- la matière visible n'est qu'une fraction de toute la matière ordinaire, soit

$$\Omega_{Lum} < \Omega_B. \quad (1.6)$$

Environ 90% de la matière ordinaire est invisible, et serait sous forme de gaz, d'étoiles peu brillantes, de trous noirs ou d'objets plus exotiques.

- La majeure partie de la matière dans l'Univers serait de nature non-baryonique, c'est à dire que

$$\Omega_B < \Omega_0 \quad (1.7)$$

L'abondance de matière exotique est d'un ordre de grandeur supérieure à

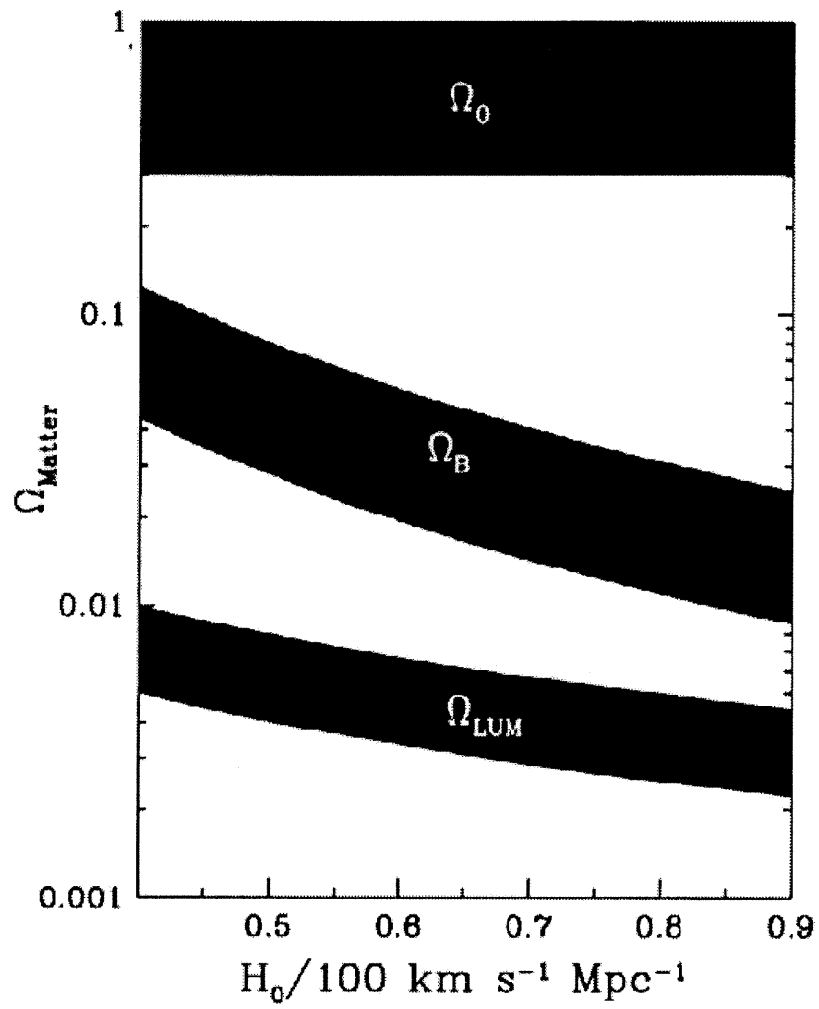


Figure 1-3: Abondance de la matière dans l'Univers [5].

celle de la matière ordinaire, et ce problème est un sujet d'étude majeur en physique des particules.

C'est particulièrement à ce second problème que nous nous intéressons. Il existe de nombreux candidats non-baryoniques à la matière sombre, dont les neutrinos massifs, les trous noirs primordiaux et les particules massives à interaction faible (ou WIMPs pour *Weakly Interacting Massive Particles*). Les WIMPs sont les candidats favoris pour la matière sombre non-baryonique, et il est possible de les détecter directement s'ils sont suffisamment abondants dans notre galaxie. Examinons le problème de la matière sombre dans la galaxie pour déterminer la validité d'une expérience de détection directe de WIMPs.

1.1.3 La matière sombre dans le halo galactique

La figure 1-4 illustre le problème de la rotation des galaxies pour la Voie Lactée (a) et pour NGC 3198 (b). Le décalage Doppler des lignes spectrales (obtenu, par exemple, en observant l'émission du photon de $\lambda = 21\text{cm}$ par l'hydrogène atomique) est mesuré à différentes positions dans la galaxie. Ces mesures permettent de déduire la vitesse de rotation de la galaxie par rapport à son centre. Tel qu'illustré pour NGC 3198, la vitesse de rotation croît linéairement près du centre de la galaxie (ce qui est semblable à la rotation d'un corps rigide) puis elle atteint un maximum et demeure presque constante. Ce comportement n'est pas en accord avec la distribution de matière visible. Rappelons que la vitesse de rotation d'un corps en orbite circulaire autour d'une masse M est donnée de façon approchée par

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (1.8)$$

où G est la constante universelle de Newton et r la distance entre le corps et le centre de masse. Pour un corps rigide, $M(r) \propto r^3$ de sorte que $v(r) \propto r$. C'est le comportement près du centre de la galaxie que nous avons mentionné.

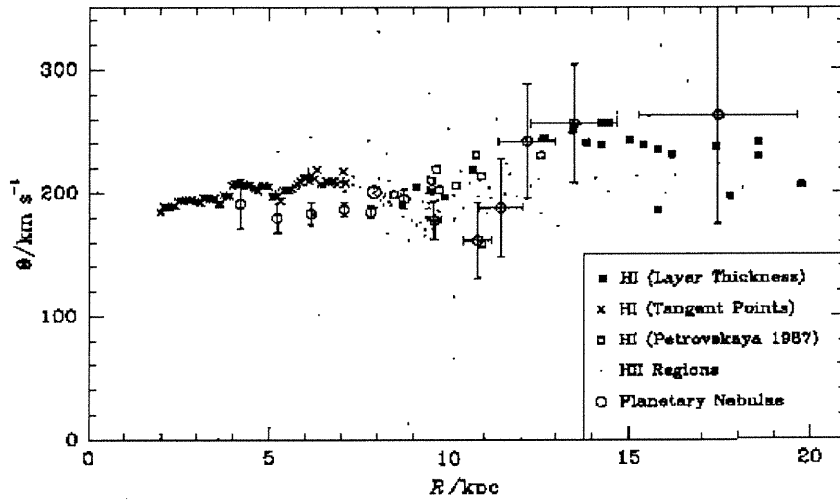
La densité de matière est presque constante dans cette région. D'un autre côté, si M demeure constante lorsque r augmente, comme c'est le cas pour les planètes en orbite autour du Soleil, la vitesse décroît avec $r^{-1/2}$.

Considérons la matière visible dans les galaxies spirales, qui est principalement distribuée dans le disque. Or la luminosité de cette matière diminue rapidement avec le rayon, et si l'on considère le rapport masse-luminosité des étoiles, v devrait décroître rapidement loin du centre de la galaxie, proportionnellement à $r^{-1/2}$. Mais comme c'est indiqué dans la figure 1-4, la vitesse de rotation demeure presque constante jusqu'à la limite de ce qui est visible dans la galaxie. Cette dépendance suggère une masse $M(r) \propto r$, et le rapport entre la luminosité de la galaxie et la vitesse de rotation suggère qu'au moins 90% de la matière galactique est sombre. Nous savons maintenant que cette matière est distribuée dans le halo galactique (que l'on peut visualiser comme une sphère englobant la galaxie), mais il reste encore à déterminer sa nature.

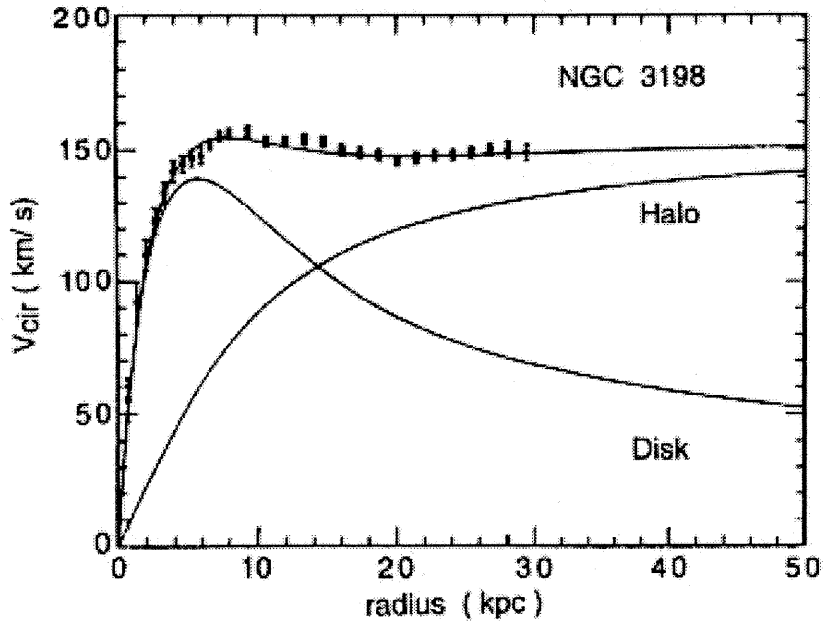
1.1.4 L'échec des baryons

Le halo de notre galaxie contient donc au moins 90% de la matière totale du système, et la densité de cette matière sombre au voisinage du système solaire est de $0,3 \text{ GeV/cm}^3$ [9]. De la matière ordinaire, sous forme de gaz ou d'étoiles très peu lumineuses, serait l'explication la plus simple, et de nombreuses observations ont été réalisées pour détecter les différents candidats:

- Les gaz chauds peuvent être détectés grâce à l'émission de rayons-X dans les galaxies. Ils semblent constituer moins de 20% de la masse galactique.
- L'hydrogène atomique est détecté grâce au rayonnement de 21cm. Sa contribution n'est que de 1% de la matière sombre.



(a)



(b)

Figure 1-4: Courbe de rotation pour (a) la Voie Lactée et (b) NGC 3198 [10].

- Le gaz moléculaire, détecté entre autres par l'émission dipolaire du CO_2 , semble encore moins abondant que l'hydrogène neutre.
- Les naines de classe M sont des étoiles peu massives, capables de brûler de l'hydrogène, mais qui demeurent très peu visibles. Elles constituent moins de 6% de la masse du Halo galactique.
- Les naines brunes, du point de vue théorique, sont les candidates favorites pour la matière sombre ordinaire dans le halo. Il s'agit d'étoiles dont la faible masse ($< 0,08M_{\text{Soleil}}$) est insuffisante pour que la fusion de l'hydrogène soit possible. Ces objets peu lumineux sont très difficiles à observer. Selon les résultats de *microlensing* de l'expérience MACHO (MASSive Compact Halo Objects), ces objets contribuent à moins de 20% de la matière sombre dans le halo.

Toutes ces observations indiquent qu'il n'y a pas suffisamment de matière baryonique pour former toute la matière sombre dans le halo [11, 13]. Les WIMPs introduits plus haut peuvent donc résoudre le problème. Existe-t-il dans ce cas un modèle théorique prédisant de telles particules avec l'abondance voulue? La supersymétrie nous apporte peut-être une réponse.

1.2 La supersymétrie

La supersymétrie (SUSY) a été proposée pour résoudre des problèmes du modèle standard en physique des particules, un contexte détaché de celui de la matière sombre [2]. Comme son nom l'indique, cette extension du modèle standard introduit une nouvelle symétrie. SUSY a été proposée pour résoudre le problème de hiérarchie des masses, et elle implique une symétrie complète entre les fermions et les bosons. Il existe un opérateur qui transforme la fonction d'onde d'une particule en partenaire supersymétrique en diminuant son spin de $1/2$. Ainsi un fermion

devient un boson et vice versa. Selon ce modèle le nombre de particules fondamentales doublerait. Le tableau 1-1 présente quelques unes des ces super-particules (ou sparticules).

Particule ordinaire	Symbole	Spin	Partenaire	Symbole	Spin
quark	q	1/2	squark	\tilde{q}	0
proton	p	1/2	sproton	\tilde{p}	0
lepton	l	1/2	slepton	\tilde{l}	0
gluon	g	1	gluino	\tilde{g}	1/2
photon	γ	1	photino	$\tilde{\gamma}$	1/2
boson-W	W	1	Wino	\tilde{W}	1/2
Higgs	H	1	higgsino	\tilde{H}	1/2
graviton	G	2	gravitino	\tilde{G}	3/2

Tableau 1-1: Quelques partenaires supersymétriques

Un argument important en faveur de SUSY est celui de l'unification des forces de la nature. Les constantes de couplage des différentes forces fondamentales ont été mesurées avec une grande précision au LEP. En extrapolant ces valeurs à de grandes énergies dans le modèle standard, nous voyons que les constantes ne se croisent pas au même point (figure 1-5 en haut). En introduisant MSSM, le modèle supersymétrique minimal, dans le calcul (figure 1-5 en bas), les trois constantes de couplage se croisent au même point. L'Unification devient possible.

Avec SUSY la parité-R est introduite, et la plupart des modèles supersymétriques supposent qu'elle est conservée. La parité-R est définie comme

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

où B est le nombre baryonique, L le nombre leptonique et S le spin de la particule. Avec cette définition nous obtenons:

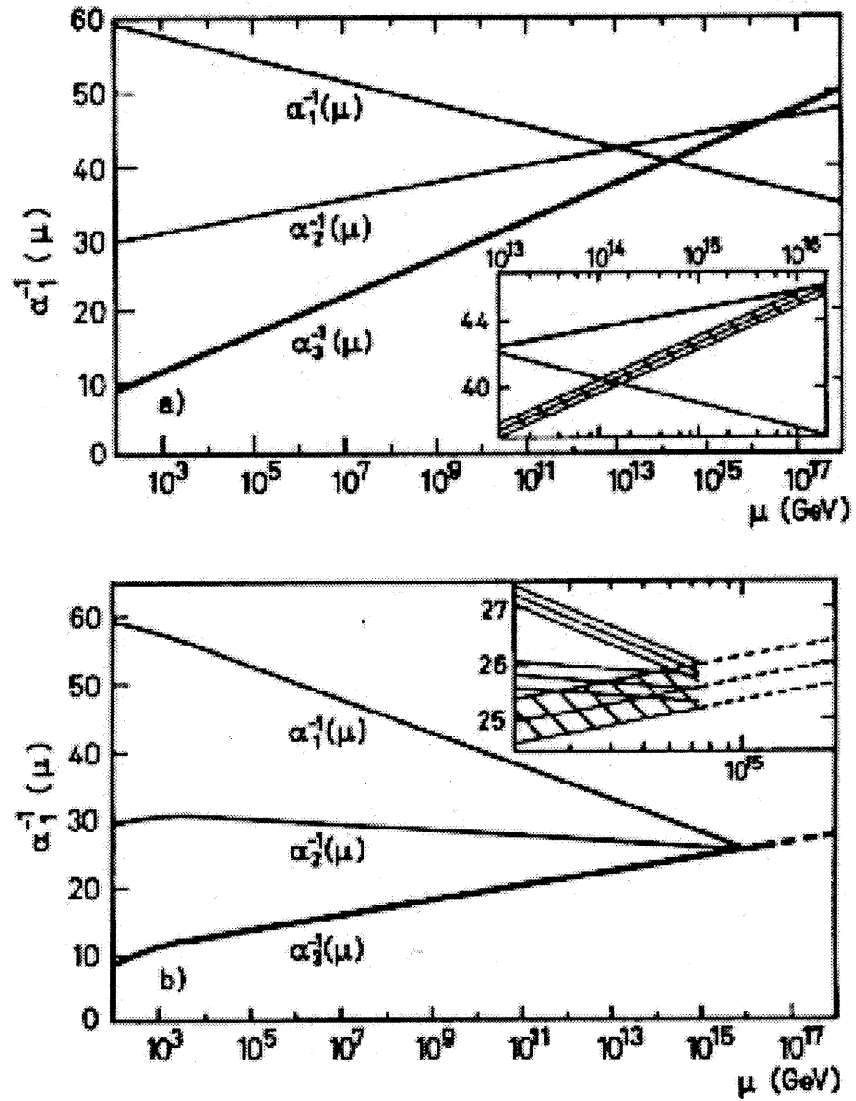


Figure 1-5: Unification des force par l'introduction de la supersymétrie [12].

$$R_P = 1 \quad \text{pour une particule normale}$$

$$R_P = -1 \quad \text{pour sa partenaire supersymétrique}$$

Il existe trois conséquences à la conservation de la parité-R:

1. Les particules supersymétriques ne peuvent être produites que par paires, par exemple suite à la désintégration d'une particule avec son anti-particule.
2. Des particules supersymétriques peuvent se désintégrer en d'autres particules plus légères.
3. La particule la plus légère (PSL) doit être stable, sinon la parité-R n'est pas conservée.

C'est cette PSL qui nous intéresse [2, 14]. Cette particule ne peut interagir avec la force électromagnétique ou forte, car nous l'aurions détectée puisqu'elle formerait des liens avec la matière ordinaire, et serait présente dans les étoiles et les planètes. La particule de jauge neutre semble être le meilleur choix pour la PSL; elle serait en fait une combinaison linéaire du photino $\tilde{\gamma}$, du zino \tilde{Z} et de deux higgsinos neutres, \tilde{H}_1^0 et \tilde{H}_2^0

$$\chi = a_1 \tilde{\gamma} + a_2 \tilde{Z} + a_3 \tilde{H}_1^0 + a_4 \tilde{H}_2^0 \quad (1.9)$$

Cet état χ est généralement appelé *neutralino*, et il est possible qu'il soit suffisamment abondant pour régler le problème de la matière sombre.

Notons que SUSY n'a pas été proposée pour résoudre le problème de la matière sombre. Le neutralino, ayant toutes les propriétés d'un WIMP, se présente naturellement comme une solution à ce problème. Ainsi la supersymétrie résout à la fois des problèmes en physique des particules et en astrophysique, rapprochant ainsi l'infiniment grand et l'infiniment petit, et c'est là une autre raison de poursuivre la recherche du neutralino. Regardons maintenant avec plus de détails en quoi le neutralino est un candidat de choix pour la matière sombre, et comment il peut être détecté.

1.3 Un WIMP prometteur, le neutralino

Le neutralino est une particule neutre, massive donc soumise à la force gravitationnelle, et qui n'interagit que faiblement avec les particules baryoniques. Ce WIMP serait distribué dans le halo de notre galaxie, avec une densité locale $\rho_{loc} = 0.3 \text{ GeV/cm}^3$ (en supposant que le neutralino constitue la majeure partie de la matière sombre dans le halo). Chaque neutralino suit sa propre orbite autour du centre de la galaxie, de sorte que globalement, par rapport au système solaire, les neutralinos possèdent une distribution de vitesse maxwellienne,

$$P(v)dv = \left(\frac{1}{\pi \langle v^2 \rangle} \right)^{3/2} v^2 \exp \left(-\frac{v^2}{\langle v^2 \rangle} \right) dv, \quad (1.10)$$

où v est la vitesse du neutralino et $\langle v^2 \rangle$ est la vitesse quadratique moyenne, reliée à la vitesse de rotation du Soleil autour du centre de la galaxie v_{rot} par

$$\langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} v_{rot}^2 \quad (1.11)$$

Avec une vitesse de rotation $v_{rot} = (220 \pm 20) \text{ km/s}$ nous obtenons environ 270 km/s pour $\sqrt{\langle v^2 \rangle}$. La distribution des vitesses décrite par l'équation (1.10) est illustrée dans la figure 1.3.

Les neutralinos traversent donc la Terre avec une distribution de vitesse donnée, et il est possible de détecter directement les interactions de ces particules avec un détecteur[16]. Bien que les interactions forte et électromagnétique soient exclues pour le neutralino, il peut encore interagir faiblement avec la matière, ou plus précisément avec les noyaux. Une collision élastique entre le neutralino et un noyau peut avoir lieu. À la suite de cette collision le noyau recule et son énergie de recul pourra être détectée. La preuve directe de l'existence des WIMPs est réalisée si l'on parvient à détecter ces reculs, et à démontrer qu'ils ne peuvent être provoqués que par des neutralinos. Pourtant réaliser une telle expérience est difficile. La masse du neutralino est inconnue, les limites actuelles la situant entre $40 \text{ GeV}/c^2$ et $500 \text{ GeV}/c^2$ (MSSM). Une autre inconnue est la section efficace

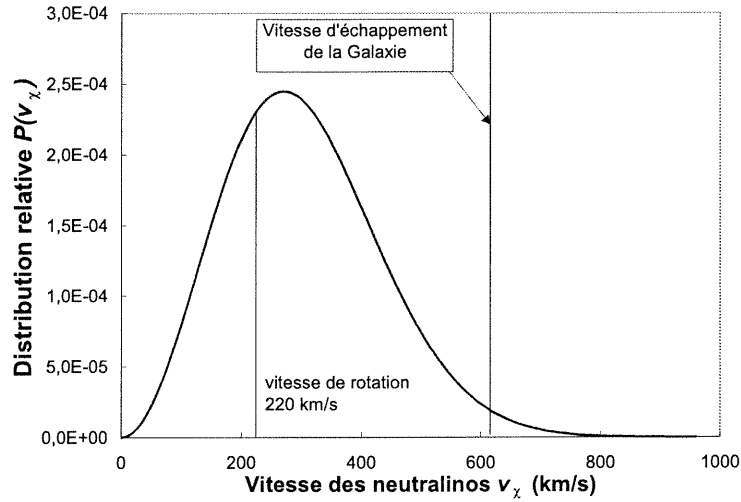


Figure 1-6: Distribution de vitesse des neutralinos dans le voisinage du système solaire

des collisions élastiques. Nous savons seulement qu'elle doit être d'un ordre de grandeur assez rapproché de celui de l'interaction faible. La section efficace existe sous deux formes: elle peut dépendre de la masse du noyau avec lequel le neutralino interagit. C'est la section efficace cohérente, $\sigma(C)$, qui est plus importante pour les noyaux lourds avec

$$\sigma(C) \propto A^2$$

où A est la masse atomique du noyau. Le neutralino est une particule de spin-1/2, et il peut donc subir une interaction dépendante du spin avec des fermions (donc des noyaux avec un nombre impair de nucléons). C'est la seconde forme de la section efficace ($\sigma(SD)$). Elle est liée au spin du noyau J par

$$\sigma(SD) \propto J(J+1)\lambda^2 \quad (1.12)$$

où λ est un paramètre lié au moment magnétique du noyau. La limite théorique actuelle pour la section efficace dépendante du spin est de l'ordre de 10^{-4} pb [17] dans les modèles les plus conservateurs. La section efficace totale est donc égale à $\sigma(C) + \sigma(SD)$. La section efficace cohérente domine pour les noyaux lourds

($A > 50$), mais les choses peuvent être différentes pour les noyaux plus légers. Si le facteur λ est favorable, la section efficace dépendante du spin peut être particulièrement élevée pour quelques-uns de ces noyaux.

Soit un détecteur composé d'un élément dont le noyau N possède un nombre impair de nucléons. Le nombre d'événements observés R par kilogramme de masse active par jour est lié à la section efficace par la relation

$$R = \sigma_N(SD) \times \phi \times n \quad (1.13)$$

où $\sigma_N(SD)$ est la section efficace pour l'interaction dépendante du spin avec le noyau N , ϕ est le flux de neutralinos par jour par unité de surface et n est le nombre de noyaux d'espèce N par kilogramme de détecteur. Il est plus avantageux de normaliser la section efficace WIMP-noyau en section efficace WIMP-proton (σ_{Wp}) pour mieux comparer les observations des différents détecteurs. La conversion [18] est

$$\sigma_N(SD) = \sigma_{Wp}(SD) \times \frac{\mu_N^2}{\mu_p^2} \times \frac{\lambda^2 J(J+1)_N}{\lambda^2 J(J+1)_p} = \sigma_{Wp}(SD) \times f_{Np} \quad (1.14)$$

où μ_N^2 et μ_p^2 sont les masses réduites des systèmes WIMP-noyau et WIMP-proton respectivement. Le terme f_{Np} est défini comme le facteur de conversion de la section efficace. L'équation (1.13) devient

$$R = \sigma_{Wp}(SD) \times \phi \times (f_{Np} \times n) \quad (1.15)$$

où seul le terme $(f_{Np} \times n)$ dépend du contenu du détecteur à WIMPs. Le noyau pour lequel ce terme est le plus élevé constitue le meilleur choix pour un détecteur. Le tableau 1-2 compare les valeurs de J , λ^2 et de $(f_{Np} \times n)$ pour des masses de WIMP de $30\text{GeV}/c^2$ et $100\text{GeV}/c^2$. Les valeurs de $(f_{Np} \times n)$ sont normalisées par rapport au proton. Nous constatons que grâce à une valeur particulièrement élevée de λ^2 le fluor est supérieur au germanium et à l'iode (tous deux utilisés dans des détecteurs majeurs de WIMPs) par un ordre de grandeur. Un détecteur

Isotope	J	λ^2	$\lambda^2 J(J+1)$	$nf_{Np}, 30\text{GeV}/c^2$	$nf_{Np}, 100\text{GeV}/c^2$
^1H	1/2	1	0,750	1	1
^7Li	3/2	0,1096	0,411	2,69	3,42
^{19}F	1/2	0,8627	0,647	6,56	11,81
^{23}Na	3/2	0,0109	0,041	0,43	0,85
^{27}Al	5/2	0,0099	0,087	0,92	1,97
^{35}Cl	3/2	0,0096	0,036	0,38	0,94
^{73}Ge	9/2	0,0026	0,064	0,57	2,13
^{127}I	5/2	0,0026	0,023	0,15	0,76

Tableau 1-2: Paramètres importants pour la section efficace dépendante du spin pour l'interaction WIMP-noyau [18]. Une attention particulière doit être portée au fluor pour lequel le paramètre λ^2 est très élevé.

à base de fluor serait particulièrement efficace pour détecter les neutralinos grâce à la section efficace dépendante du spin.

Lors de la détection des WIMPs, il est impératif de discerner le signal ou les événements dus à ces WIMPs des événements provoqués par d'autres sources. Ces deux types de signaux sont identiques en apparence, mais il existe un phénomène qui permet de distinguer le signal produit par les WIMPs: les fluctuations annuelles. Les neutralinos possèdent une distribution de vitesse maxwellienne dans le voisinage du système solaire, mais cette distribution ne tient pas compte de l'orbite terrestre autour du Soleil. En effet, la vitesse des neutralinos traversant la Terre est plus élevée lorsque la planète se déplace dans le même sens que celui du Soleil autour du centre de la Galaxie. Une vitesse plus élevée equivaut à un plus grand flux des particules. Le nombre d'événements observés durant cette partie de l'année est plus élevé, alors que le taux de détection atteint un minimum six mois plus tard lorsque la Terre se déplace dans le sens opposé à celui du Soleil

autour du centre galactique. La présence de cette fluctuation annuelle est une preuve que des neutralinos sont détectés, et son amplitude est proportionnelle au nombre total d'événements dûs aux WIMPs.

1.4 Objectif de l'expérience

Pour détecter directement les neutralinos, le projet PICASSO propose l'utilisation de détecteurs à gouttelettes surchauffées [19, 9]. Ces détecteurs (figure 1-7) sont composés de dizaines de milliers de gouttelettes microscopiques (entre 30 et 100 μm de diamètre), maintenues en suspension par un gel. Ces gouttelettes sont composées de fréons (gaz organique dont la composition est principalement du fluor et du carbone, comme le C_4F_8 ou le $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$) maintenus à un état métastable liquide à une température supérieure au point d'ébullition. Lorsqu'une quantité d'énergie suffisante est déposée dans une gouttelette surchauffée, l'équilibre est rompu et la gouttelette peut s'évaporer. Son diamètre croît par un facteur dix, et peut être visible à l'œil nu. De plus, l'expansion de la gouttelette durant l'évaporation est rapide, et il est possible de capter le son émis par le processus. La sensibilité de ces détecteurs dépend de la température, de la pression et du choix du gaz actif. À moins de les utiliser dans des conditions extrêmes, les détecteurs à gouttelettes sont insensibles aux particules à ionisation minimale. La figure 1-8 montre le bruit de fond d'un détecteur en fonction de la température. La sensibilité décroît très rapidement lorsque la température est inférieure à 40°C . Ce détecteur est normalement opéré autour de 25°C lors de la détection de la matière sombre. Le bruit de fond dû aux particules à ionisation minimale est très faible, et peut encore être diminué grâce à la purification et au blindage des détecteurs. Seul le recul d'un noyau peut encore provoquer l'explosion d'une gouttelette. C'est pourquoi la détection des neutralinos devient possible. En utilisant des fréons riches en fluor, la section efficace dépendante du spin est favorisée (voir section 1.3). Lorsqu'un neutralino interagit avec un noyau de fluor dans une gouttelette



Detector module evolution: 10 cc, 65 cc, 1500 cc, 3000 cc.

Figure 1-7: Les quatre générations des détecteurs à gouttelettes surchauffées sont présentées. Le détecteur de première génération (à gauche) est utilisé pour la caractérisation.

il y a collision élastique et le noyau qui recule perd rapidement son énergie, ce qui peut mener à l'évaporation de la gouttelette. Pour réaliser une expérience de détection des WIMPs et pour extraire de l'information sur la particule recherchée, il faut comprendre le processus d'interaction, c'est à dire qu'il faut déterminer la probabilité qu'une gouttelette explose lorsqu'un neutralino interagit avec un noyau dans cette gouttelette.

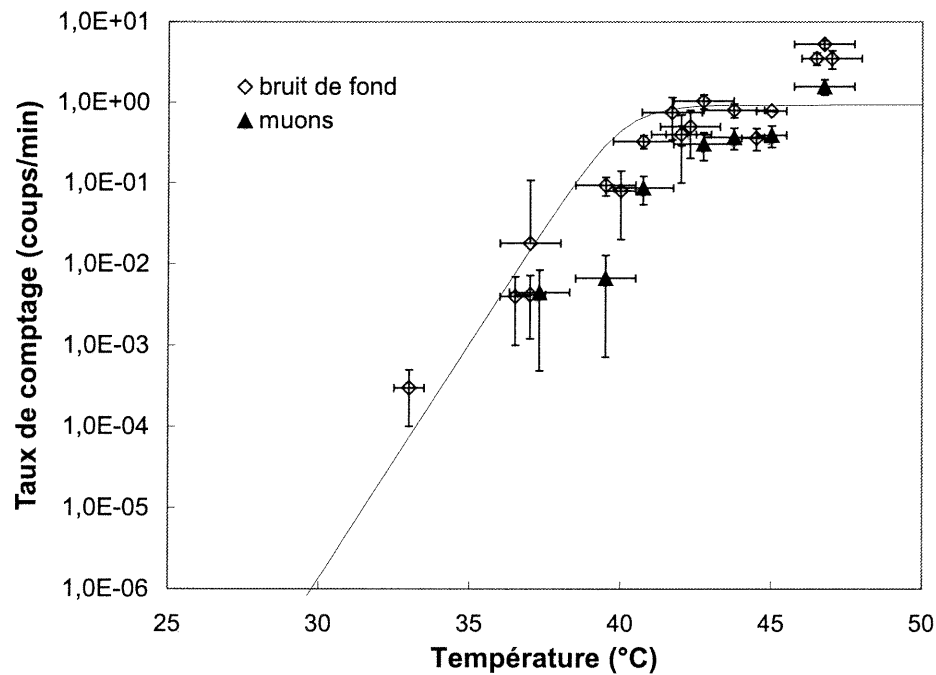


Figure 1-8: Le bruit de fond d'un détecteur à gouttelettes a été mesuré en fonction de la température. Il est provoqué principalement par la nucléation d'une gouttelette produite au passage d'une particule à ionisation minimale comme le muon.

CHAPITRE 2

Des gouttelettes et des neutrons

2.1 Mécanisme de formation des bulles

Le principe de fonctionnement d'un détecteur à gouttelettes surchauffées est identique à celui de la chambre à bulle, à la différence qu'il contient plusieurs dizaines de milliers de bulles microscopiques, ayant un rayon de l'ordre de $100\mu\text{m}$. Comme il a été mentionné au chapitre précédent, ces gouttelettes, qui sont composées de fréon, sont maintenues dans un état liquide métastable à une température supérieure à la température d'ébullition. Pour décrire le processus d'évaporation d'une telle gouttelette (induit par un recul de noyau), nous avons adopté le modèle des "pointes thermiques" proposé par Seitz (1958) [20]. Le processus peut être divisé en deux étapes:

1. Un ion dépose de l'énergie dans une région localisée d'une gouttelette. Cette énergie permet de créer une bulle de vapeur d'un rayon de quelques nanomètres (nous verrons que ce rayon dépend de la température).
2. Cette bulle de vapeur, ou protobulle, prend de l'expansion en vaporisant le liquide environnant jusqu'à ce que toute la gouttelette se soit évaporée.

La protobulle de vapeur est en équilibre avec le liquide environnant lorsque son rayon a une valeur critique r_c . La pression de vapeur p_{int} est alors égale à la pression extérieure du liquide p_{ext} plus une contribution de la tension de surface

σ , donc

$$p_{int} = p_{ext} + \frac{2\sigma}{r_c} \quad (2.1)$$

ou encore

$$r_c = \frac{2\sigma}{\Delta p} \quad (2.2)$$

où $\Delta p = p_{int} - p_{ext}$. Il est parfois plus commode d'exprimer le rayon critique r_c en fonction de la température. Lorsqu'un liquide et sa vapeur sont en équilibre, la pression de vapeur P et la température T sont liées par la relation

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right) = \frac{h}{T(v_{vap} - v_{liq})} \quad (2.3)$$

Il s'agit de l'équation de Clausius-Clapeyron, où h est la chaleur latente de vaporisation, v_{vap} le volume spécifique de vapeur ($v = 1/\rho$, où ρ est la densité) et v_{liq} le volume spécifique du liquide. La tension de surface possède également une dépendance en température, décrite au premier ordre par

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{T_c - T}{T_c - T_0}\right) \quad (2.4)$$

où T_c est la température critique du gaz et σ_0 est la tension de surface à une température de référence T_0 . Le rayon critique a été calculé en fonction de la température [21] pour le fréon CCl_2F_2 (R12), et les résultats sont présentés dans la figure 2-1. Pour l'intervalle de températures étudié, nous pouvons faire l'approximation que le rayon critique est bien décrit par une exponentielle décroissante, soit

$$r_c = r_0 e^{-\alpha(T-T_0)} \quad (2.5)$$

où r_0 est la valeur du rayon critique à une température de référence T_0 et α est une constante de proportionnalité. En ajustant une exponentielle aux valeurs théoriques nous obtenons $r_c = 0,418e^{0,074(T-T_b)} \mu\text{m}$. Nous avons remplacé la température arbitraire de référence T_0 par une valeur plus significative soit la température d'ébullition du gaz T_b .

Si le rayon de la protobulle devient supérieur à r_c , elle subit la croissance irréversible qui provoque l'évaporation de toute la gouttelette. Par contre, si le

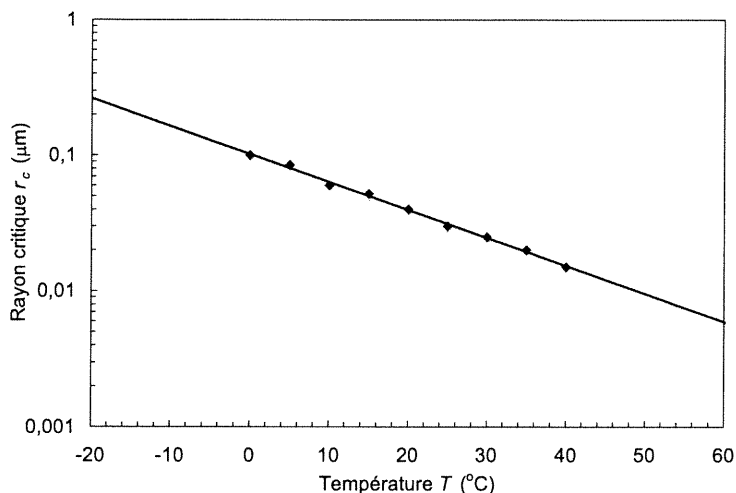


Figure 2-1: Calcul théorique du rayon critique à partir de l'équation 2.2 [21]. Une exponentielle décroissante (2.5) a été ajustée aux données.

rayon ne parvient pas à croître jusqu'à r_c , la bulle de vapeur s'effondrera sur elle-même et disparaîtra. Ce comportement est expliqué par la différence d'énergie libre, ou potentiel de Gibbs (ΔG), dans ce cas particulier,

$$\Delta G = 4\pi r^2 \sigma \left(1 - \frac{2}{3} \frac{r}{r_c}\right) \quad (2.6)$$

Cette relation est illustrée dans la figure 2-2. Le potentiel de Gibbs atteint sa valeur maximale de $\frac{4}{3}\pi r_c^2 \sigma$ lorsque $r = r_c$. Un système thermodynamique tend toujours à minimiser son énergie libre, et dans le cas d'une bulle de vapeur dans un liquide, le maximum de potentiel représente un point d'équilibre instable. Si le rayon commence à décroître avant d'atteindre r_c , il continue à diminuer jusqu'à la disparition de la protobulle. Si le rayon devient plus grand que r_c , le potentiel diminue de plus en plus rapidement avec l'augmentation du rayon et l'évaporation complète de la gouttelette devient inévitable.

Pour qu'une protobulle atteigne le rayon critique, une quantité d'énergie suffisante doit être déposée dans la gouttelette. Cette condition fait introduire

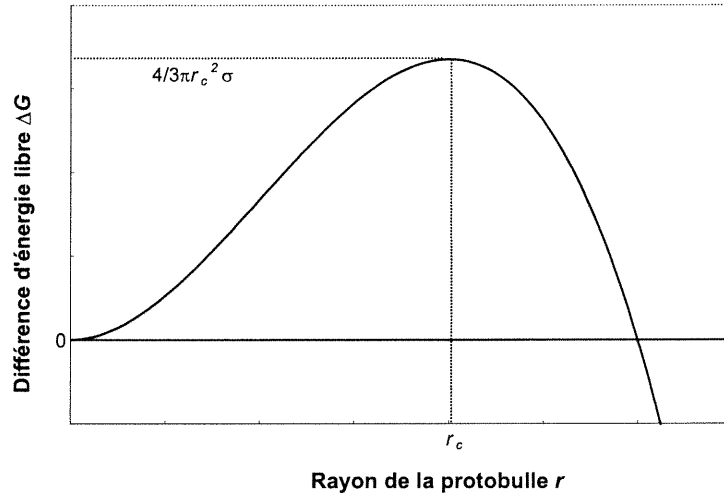


Figure 2-2: Potentiel de Gibbs en fonction du rayon r de la protobulle.

l'énergie critique E_c , qui est l'énergie réversible nécessaire pour former une bulle de vapeur de rayon r_c . Trois facteurs contribuent à l'énergie critique [22]:

1. Pour que la surface de la bulle de vapeur de rayon r_c soit formée, une énergie U_s est nécessaire,

$$U_s = 4\pi r_c^2 \left(\sigma - T \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right) \quad (2.7)$$

Le premier terme représente le travail accompli durant la formation de la surface et le second représente l'énergie fournie durant le processus d'expansion pour maintenir une température constante.

2. Pour évaporer une masse de liquide m égale à la masse d'une bulle de vapeur de rayon r_c , une énergie E_V doit être fournie,

$$E_V = \rho_{vap} \frac{4}{3} \pi r_c^3 h \quad (2.8)$$

où ρ_{vap} est la densité de vapeur et h est la chaleur latente de vaporisation.

3. Il faut fournir un travail W_e pour permettre l'expansion de la vapeur contre la pression du liquide,

$$W_e = \frac{4}{3}\pi r_c^3 p_{ext} \quad (2.9)$$

L'énergie critique s'exprime donc par

$$E_c = 4\pi r_c^2 \left(\sigma - T \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right) + \rho_{vap} \frac{4}{3}\pi r_c^3 h + \frac{4}{3}\pi r_c^3 p_{ext} \quad (2.10)$$

ou encore, en supposant que $p_{ext} = 1 \text{ atm}$ et que $p_{int} \ll p_{ext}$,

$$E_c = 4\pi r_c^2 \left(\sigma - T \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right) + \rho_{vap} \frac{4}{3}\pi r_c^2 h \frac{2\sigma}{p_{int}} + \frac{4}{3}\pi r_c^2 2\sigma \frac{p_{ext}}{p_{int}} \quad (2.11)$$

Comme $\rho_{vap} \sim 1 \text{ kg/m}^3$, $h \sim 10^2 \text{ J/kg}$ et $p_{int} \sim 10^6 \text{ J/m}^3$, le terme $\frac{\rho h}{p_{int}} \sim 10^{-4}$ et nous pouvons négliger au premier ordre E_V par rapport à U_s . En remplaçant σ par (2.4), nous obtenons la dépendance de E_c en température,

$$E_c \simeq 4\pi \left[k \left(\frac{T_c - T}{T_c - T_0} \right) r_c \right]^2 \left(\sigma_0 \frac{T_c - T}{T_c - T_0} \left(1 + \frac{2}{3} \frac{p_{ext}}{p_{int}} \right) + T \sigma_0 \frac{1}{T_c - T_0} \right), \quad (2.12)$$

$$E_c \simeq K (T_c - T)^2 e^{2h/RT}$$

où K est une constante. Cette expression est proportionnelle au carré du rayon critique exprimé dans (2.5). Ainsi nous pouvons la réécrire sous une forme d'exponentielle décroissante, soit

$$E_c = E_{ref} e^{-\frac{2(T-T_0)}{T_p}} \quad (2.13)$$

où E_{ref} est l'énergie critique à la température de référence T_0 . L'énergie thermique provoquant l'évaporation du liquide métastable provient de la perte d'énergie continue que subit un ion ou un noyau lorsqu'il se déplace dans la gouttelette. Le processus de transformation de l'énergie cinétique en énergie thermique est très complexe et très peu connu, et l'étudier dépasserait le cadre de ce projet. Nous pouvons toutefois émettre quelques hypothèses raisonnables:

1. Ce processus de transformation ne peut pas être efficace à 100% et l'énergie minimale que doit posséder l'ion pour provoquer la transition de phase doit

être supérieure à E_c ,

$$E_{min} = \mu E_c \geq E_c \quad (2.14)$$

où μ est un facteur d'efficacité.

2. L'énergie doit être déposée le long d'un trajet suffisamment court (de l'ordre du rayon critique) pour permettre à une protobulle de se former. Si l est la longueur maximale de ce trajet et si nous supposons que la perte d'énergie spécifique dE/dx est constante, l'énergie déposée est reliée à l par la relation

$$E_{dep} = \left(\frac{dE}{dx} \right) l \geq E_{min} \quad (2.15)$$

Nous avons mentionné que l devait être de l'ordre du rayon critique. Nous pouvons lier les deux quantités par

$$l = a r_c \quad (2.16)$$

où a est une constante de proportionnalité à déterminer expérimentalement. Avec 2.14 et 2.16, l'équation 2.15 devient

$$\frac{dE}{dx} \geq \frac{\mu E_c}{a r_c} \quad (2.17)$$

Si l'énergie minimale d'un ion permettant de produire une bulle est proportionnelle à l'énergie critique, nous pouvons nous attendre à ce que sa dépendance en température soit semblable, et nous pouvons émettre l'hypothèse que

$$E_{min} = E_0 e^{-\alpha(T-T_b)} \quad (2.18)$$

où E_0 et α sont des paramètres à déterminer expérimentalement. Nous avons choisi la température de bulle comme température de référence puisque la gouttelette est stable au-dessous de cette température.

Nous disposons maintenant des éléments de base pour aborder la réponse du détecteur aux ions, mais il est avant tout nécessaire d'étudier l'interaction des neutrons avec des noyaux pour comprendre comment les reculs d'ions sont produits et quelles sont leurs caractéristiques.

2.2 Interactions nucléaires des neutrons

Un neutron qui pénètre dans une gouttelette ne subit aucune perte d'énergie continue. Il n'y a donc pas de dépôt d'énergie direct permettant de provoquer l'explosion de la gouttelette. Le neutron est pourtant sujet à l'interaction forte avec les noyaux environnants, ce qui implique un transfert d'énergie du neutron au noyau avec lequel il interagit. Quatre formes d'interactions sont à retenir:

- **La collision élastique:** le noyau recule avec une partie de l'énergie du neutron en demeurant dans son état initial. Cette interaction est possible à n'importe quelle énergie de neutron.
- **La collision inélastique:** le noyau est excité. Ce processus n'est possible que si l'énergie cinétique dans le centre de masse est supérieure au premier niveau d'excitation du noyau, soit environ 1,5MeV pour le ^{19}F et 4,3MeV pour le ^{12}C .
- **L'absorption avec émission d'ion:** le neutron est absorbé par le noyau, et un ion, un proton ou un alpha est émis. Ce processus est endothermique pour le fluor et le carbone. Par exemple, la réaction $^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$ qui nécessite la plus basse énergie de neutrons possède un seuil de 2,047MeV. Pour le chlore, les réactions $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ et $^{35}\text{Cl}(n, \alpha)^{32}\text{P}$ sont exothermiques et même des neutrons thermiques peuvent les provoquer.
- **L'absorption avec émission de gamma:** L'absorption du neutron par le noyau est suivie par l'émission de gamma. L'énergie déposée par un gamma est très faible comparée à celle d'un ion. Nous pouvons donc ignorer ce processus car à moins d'être exposé à une très haute température, un détecteur à gouttelettes est insensible aux gamma.

Nous verrons plus loin que seuls les neutrons d'énergie inférieure à environ 1MeV nous intéressent. Dans cette situation, les collisions inélastiques et l'absorption du neutron avec émission d'ion peuvent être ignorées autant pour le fluor que pour le carbone. Seules les collisions élastiques doivent être considérées dans nos calculs. À basse énergie, le neutron est non relativiste. Nous pouvons relier l'énergie de recul du noyau E_r à l'énergie incidente du neutron E_n [23] grâce à la conservation d'énergie et d'impulsion,

$$E_r = \frac{2\rho(1 - \cos\Theta)}{(1 + \rho)^2} \quad (2.19)$$

où ρ est le rapport entre la masse du neutron et celle du noyau et Θ est l'angle de diffusion du neutron dans le référentiel du centre de masse. L'énergie de recul du noyau est nulle si le neutron poursuit sa trajectoire dans la même direction et elle est maximale pour $\Theta = 180^\circ$, soit

$$E_{max} = \frac{4\rho}{(1 + \rho)^2} E_n = f E_n \quad (2.20)$$

Le facteur f est défini comme la fraction maximale de l'énergie de neutron incident transmise au noyau. Il est de 0,284 pour le ^{12}C et de 0,19 pour le ^{19}F . La distribution des énergies de recul suit un spectre continu de 0 à $f E_n$. Pour la déterminer nous devons connaître la distribution angulaire dn_i/dE_r pour chaque espèce de noyaux i (carbone et fluor).

2.2.1 Distribution angulaire

Selon la mécanique quantique les particules possèdent des propriétés ondulatoires, dont la longueur d'onde introduite par de Broglie, $\lambda = h/p$ où h est la constante de Planck et p est la quantité de mouvement de la particule. Lorsque λ d'un neutron est beaucoup plus grande que le rayon du noyau avec lequel il interagit (ce qui est le cas à basse énergie), l'onde s ($l = 0$) est la seule permise. Le processus est alors isotrope. À plus haute énergie, le terme de moment angulaire

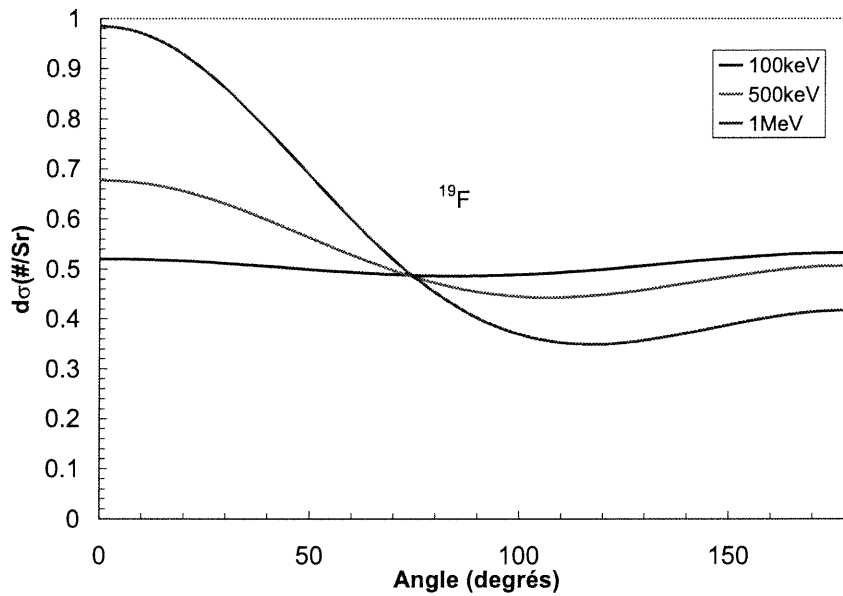
$l = 1$ devient important et l'onde p ne peut plus être négligée. L'interaction n'est plus isotrope et les collisions vers l'avant sont favorisées. La distribution angulaire calculée pour le ^{19}F et le ^{12}C à quelques énergies [24] est illustrée dans la figure 2-3. Nous pouvons faire l'approximation que la distribution angulaire est isotrope jusqu'à des énergies dans le voisinage de 500keV.

Nous avons mentionné que les limites pour la masse du neutralino étaient $30\text{GeV} < M_\chi < 150\text{GeV}$. Pour le fluor cela correspond à un recul maximal de 14,2keV pour $M_\chi = 30\text{GeV}$ jusqu'à 35,3keV pour $M_\chi = 500\text{GeV}$ (avec une vitesse des neutralinos de 300km/s). Ces énergies de recul maximales sont produites par des neutrons d'environ 100keV. Nous devons donc étudier la réponse de nos détecteurs à des neutrons à basse énergie de quelques dizaines de keV jusqu'à 1MeV.

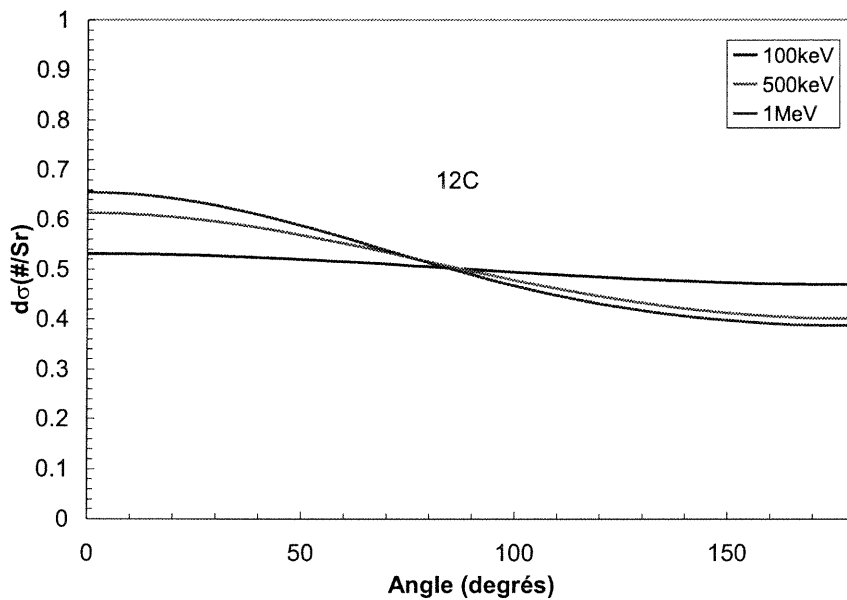
2.2.2 Contribution du carbone et du fluor

Pour une énergie donnée de neutrons, le spectre des énergies de recul pour le carbone et le fluor sont différents. L'énergie de recul maximale pour le carbone est supérieure à celle du fluor et nous pouvons nous attendre, à première vue, qu'un recul de carbone ait une plus grande probabilité de provoquer l'évaporation d'une gouttelette. D'un autre côté, la perte d'énergie spécifique dE/dx est différente pour les deux espèces de noyaux. Un dE/dx plus élevé, comme c'est généralement le cas pour le fluor par rapport au carbone, signifie un plus grand dépôt d'énergie à l'intérieur d'une même distance (par exemple le rayon critique) et donc augmente la probabilité d'une transition de phase. Pour tenir compte de ces facteurs lors de l'analyse de nos données, nous supposons les points suivants:

- Le processus de transformation de l'énergie cinétique en énergie thermique est identique pour le carbone et le fluor. Pour la même énergie déposée sur



(a)



(b)

Figure 2-3: Section efficace angulaire (a) pour le ^{19}F et (b) pour le ^{12}C . La section efficace est très isotrope à 100keV. À 500keV, la distribution est favorisée vers l'avant, mais nous pouvons encore faire l'approximation qu'elle est isotrope. L'approximation n'est plus valable pour le fluor à 1MeV [24].

une distance égale, la probabilité d'une transition de phase est égale pour les deux espèces.

- La seule distinction entre les deux espèces de noyaux est l'énergie de seuil à une température donnée. L'élément qui subit une plus forte perte d'énergie doit logiquement provoquer l'évaporation de la gouttelette à une plus basse énergie de recul. Si E_{min_1} est le seuil pour une espèce de noyau à une température donnée, alors le seuil pour une seconde espèce est donné par la relation,

$$E_{min_2} = \frac{(dE/dx)_1}{(dE/dx)_2} E_{min_1} \quad (2.21)$$

où $(dE/dx)_1$ et $(dE/dx)_2$ sont les dépôts d'énergie spécifique pour les deux espèces de noyaux. Naturellement, le dE/dx varie avec l'énergie cinétique du noyau. Cette énergie diminue graduellement avec les collisions et le dE/dx n'est pas constant sur toute la trajectoire d'un noyau. Nous avons utilisé une simulation SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) [25] pour déterminer le dépôt d'énergie continu pour le carbone et le fluor dans les détecteurs à gouttelettes. Le résultat d'une simulation pour un fréon typique est présenté à la figure 2-4. Le rapport entre le dE/dx pour le fluor et le carbone apparaît également sur la figure. Intégrer cette variation de la perte d'énergie pour chaque recul dans nos analyses implique une complexité impossible à gérer sans une simulation Monte-Carlo. Pour cette raison, nous considérons uniquement le dE/dx moyen, que nous définissons comme l'énergie de recul du noyau divisée par sa portée, c'est à dire la longueur moyenne du parcours du noyau dans la gouttelette depuis la collision jusqu'à son arrêt.

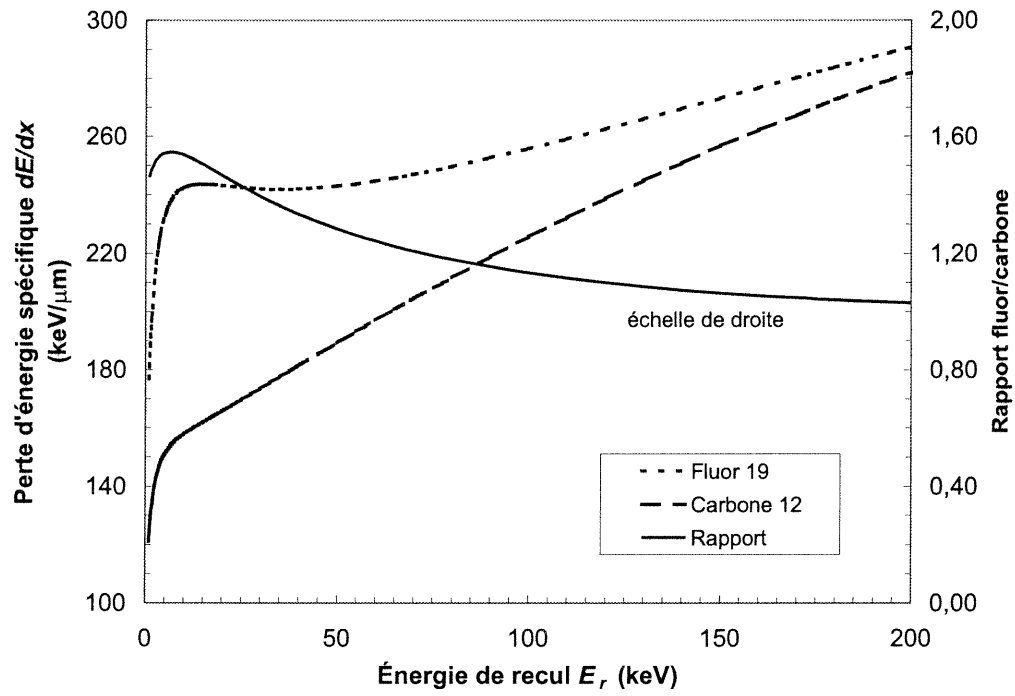


Figure 2-4: La perte d'énergie spécifique est comparée pour le fluor (en pointillé) et le carbone (en tirets) en fonction de l'énergie des noyaux. Le rapport entre les dE/dx est indiqué en ligne continue sur l'échelle de droite.

2.2.3 Section efficace

La section efficace de l'interaction entre les neutrons et les noyaux est directement proportionnelle au taux de production de reculs. La section efficace varie avec l'énergie des neutrons et a tendance à être plus élevée pour de basses énergies, tel que le montre la figure 2-5.

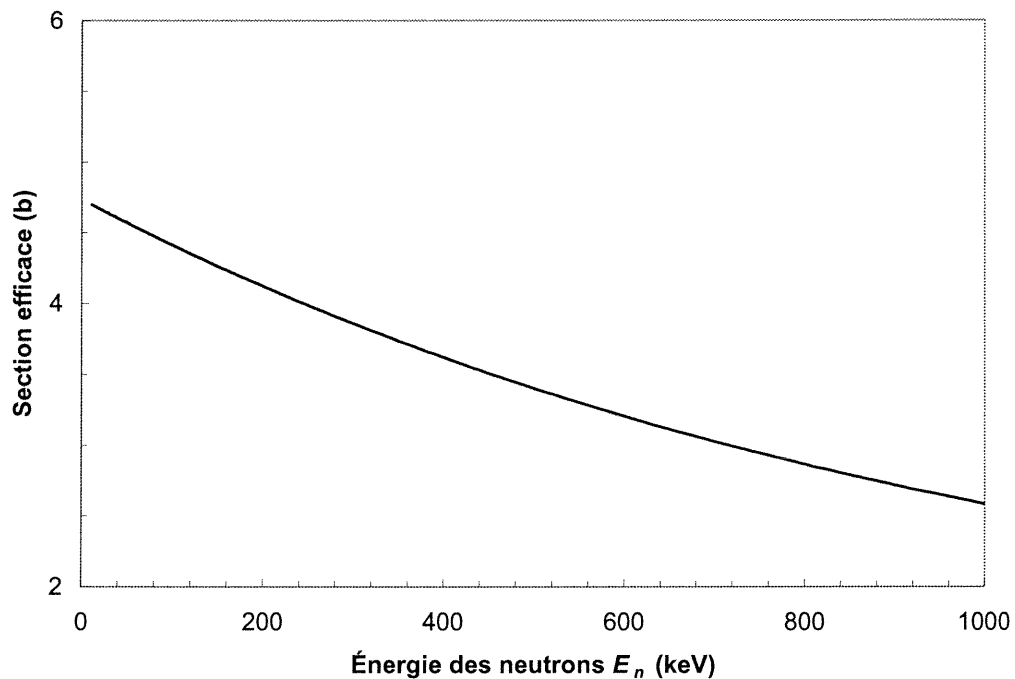


Figure 2-5: La section efficace totale pour l'interaction élastique entre les neutrons et le carbone-12 diminue avec l'énergie des neutrons.

Lorsque l'énergie du neutron est égale à l'un des niveaux d'énergie du noyau ciblé, une résonance se produit et la probabilité d'interaction entre les deux particules peut augmenter considérablement. De telles résonances sont proéminentes pour le fluor-19 à des énergies de neutrons inférieures à 1 MeV, tel qu'indiqué dans la figure 2-6.

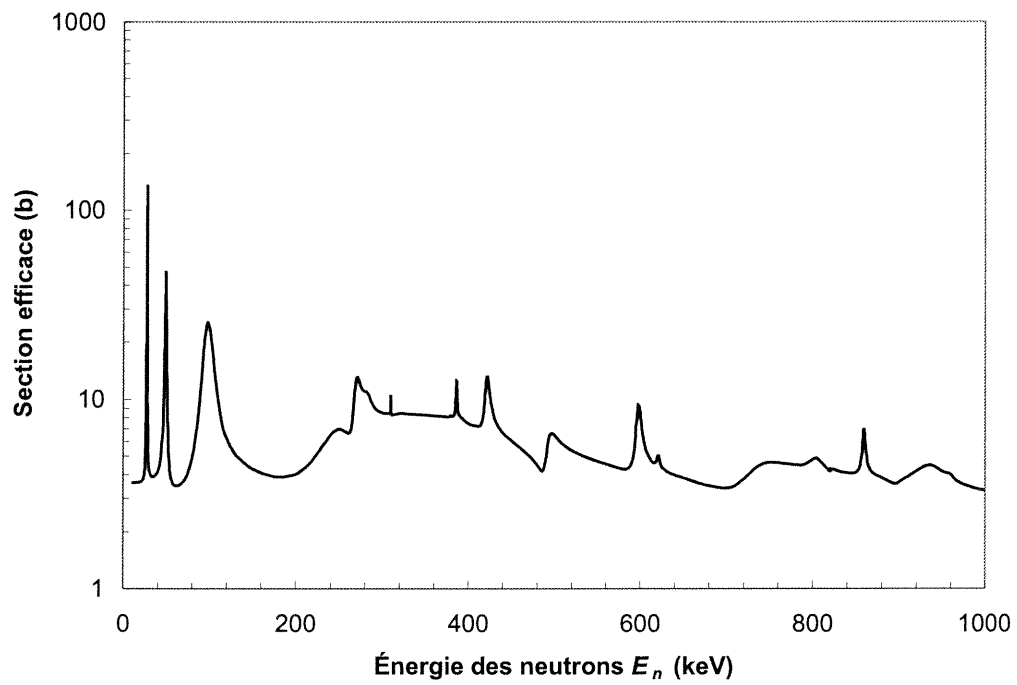


Figure 2-6: La section efficace totale pour l'interaction élastique entre les neutrons et le fluor-19 contient de nombreuses résonances à des énergies de neutrons inférieures à 1MeV.

2.3 Réponse du détecteur aux reculs

Nous devons élaborer un modèle quantitatif pour la probabilité qu'un recul produise l'explosion d'une gouttelette en fonction de l'énergie minimale requise. Nous proposons trois niveaux de complexité pour aborder le problème:

1. Le seuil est franc. Si les conditions (2.14) et (2.17) sont respectées, la probabilité qu'une gouttelette subisse une transition de phase est de 100%, sinon elle est de 0%. Un tel seuil est attendu dans un cas idéal (en l'absence de toute fluctuation dans le système).
2. Un seuil progressif, avec une probabilité nulle lorsque l'énergie de recul est inférieure à l'énergie minimale mais qui augmente graduellement avec l'énergie jusqu'à saturation (quand la probabilité atteint 100%). Notons que la forme exacte de la transition doit être déterminée de façon semi-empirique et que dans ce cas il n'existe pas d'arguments physiques pour la justifier.
3. Pour un recul donné, le seuil est un palier, comme pour le premier cas. Si l'énergie de recul est supérieure au seuil, l'explosion est assurée. Par contre, l'énergie de seuil est différente d'un recul à l'autre, de sorte que pour une énergie de recul donnée, il existe une distribution d'énergies minimales. Cette distribution peut être due à différents facteurs:
 - L'énergie étant perdue dans une distance de l'ordre du rayon critique (10-100nm), des fluctuations statistiques, dues à la taille réduite du système, sont possibles. Ces fluctuations peuvent s'exprimer par une variation du rayon critique ou du facteur de proportionnalité a .
 - Le processus de transformation de l'énergie cinétique en énergie thermique est peu compris et rien ne permet d'affirmer que l'efficacité du processus (le facteur μ dans l'équation 2.14) est constant. Il est

raisonnable de supposer que l'efficacité fluctue et que cette fluctuation est plus importante pour un système de plus petite échelle.

- Nous avons supposé plus haut que le dE/dx est constant. Il s'agit bien entendu d'une simplification qui est raisonnable uniquement pour une courte distance par rapport à la portée de l'ion. De plus, le dE/dx que nous pouvons calculer n'est qu'une moyenne pour une énergie donnée. La véritable perte d'énergie fluctue autour de cette valeur moyenne et cette fluctuation peut jouer un rôle important dans la valeur de E_{min} pour la production de bulles.

Plusieurs facteurs peuvent provoquer des fluctuations et il est difficile d'exprimer la contribution de chacun d'entre eux. Il existe pourtant une solution: une distribution gaussienne peut être utilisée pour exprimer les fluctuations résultant de la combinaison de tous ces facteurs.

Pour chacun de ces niveaux de complexité nous devons mettre au point une fonction décrivant la réponse du détecteur dans laquelle il existe un certain nombre de paramètres ajustables. Avant de réaliser une expérience pour vérifier et préciser ces modèles, nous devons estimer les valeurs des différents paramètres. Des expériences ont déjà été réalisées pour déterminer la réponse de détecteurs à gouttelettes aux reculs, et nous pouvons utiliser les données de ces expériences, en l'occurrence celles de d'Errico, pour une première estimation de nos paramètres. Les travaux de d'Errico [26] sont d'un intérêt particulier, puisqu'ils proposent un modèle pour unifier tous les détecteurs à gouttelettes surchauffées.

2.3.1 Vers l'unification des détecteurs

Une nouvelle tâche s'ajoute à celle d'étalonner les détecteurs: vérifier le modèle de d'Errico. S'il est intégré à notre propre modèle, il nous permettrait de prédire

l'efficacité de n'importe quel nouveau détecteur à gouttelettes que nous pourrions utiliser dans le futur.

D'Errico a mesuré la réponse aux neutrons mono-énergétiques de quatre différents détecteurs (à base de fréon R-12, R142B, C-318 et R-114) en fonction de l'énergie et à différentes températures. Il a déjà été observé auparavant que pour une température donnée, la réponse des détecteurs augmentait graduellement avec l'énergie jusqu'à saturation. Il a également été observé que les détecteurs étaient sensibles à de plus basses énergies lorsque la température était augmentée. Cette tendance est compatible avec l'équation 2.13, c'est-à-dire qu'une énergie plus petite est requise pour vaporiser une gouttelette lorsque la température augmente. D'Errico a réalisé ce genre de mesures et a extrait le seuil de la réponse, qu'il a défini comme le point où la réponse du détecteur est à 70% de sa valeur maximale. Ces seuils sont identiques pour tous les détecteurs lorsqu'ils sont exprimés en fonction d'une nouvelle quantité s appelée surchauffe réduite, définie comme

$$s = \frac{T - T_b}{T_c - T_b} \quad (2.22)$$

où T_c est la température critique des gouttelettes, au dessus de laquelle un composé ne peut plus exister sous forme liquide. Les énergies de seuil pour les quatre détecteurs en fonction de s ont été extraites de l'article de d'Errico [26] et sont présentées dans la figure 2-7. La dépendance est une exponentielle décroissante et nous pouvons ajuster une fonction de seuil universelle

$$E_{th} = E_0 e^{-\alpha_s (s - s_0)} \quad (2.23)$$

où E_{th} est l'énergie de seuil des neutrons, E_0 est l'énergie de seuil à un point de référence s_0 et α_s est un paramètre positif. Le paramètre E_0 dépend du choix et de la définition du seuil mais nous nous attendons à ce que la dépendance α_s varie peu ou pas du tout avec ce choix. Si la dépendance en s est universelle pour tous les détecteurs, nous devons prédire que ces paramètres s'appliquent à nos propres détecteurs.

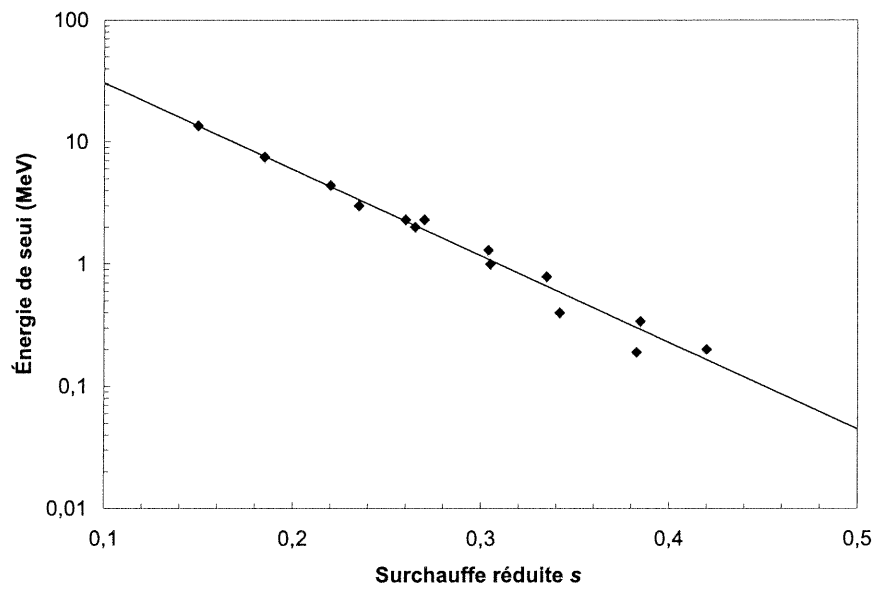


Figure 2-7: Le seuil (70% du maximum) pour la réponse aux neutrons est exprimé en fonction de s pour quatre détecteurs différents [26]. Les points se confondent en une unique fonction exponentielle.

La seconde observation en faveur de l'unification avec s provient de la réponse aux neutrons thermiques de détecteurs contenant du chlore. De nombreux détecteurs à gouttelettes surchauffées contiennent des fréons avec du ^{35}Cl ; or il existe une interaction inélastique $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ qui est exothermique et qui peut donc être déclenchée par des neutrons thermiques (auxquels les détecteurs sont autrement insensibles). Le noyau ^{35}S recule avec une énergie fixe (environ 17keV) et il est donc possible de déterminer la réponse des détecteurs à cette énergie de recul. Les réponses de détecteurs aux R-12, R-142B et R-114 en fonction de la surchauffe réduite sont présentées dans la figure 2-8. À partir de ces données, nous pouvons ajuster et comparer les trois modèles décrits plus haut.

2.3.2 Un simple palier

Le modèle le plus simple que nous pouvons proposer consiste en une transition directe de la probabilité P de produire une bulle lorsque l'énergie de recul pour un noyau donné dépasse l'énergie minimale:

$$P = \begin{cases} 0 & : E_r < E_{min} \\ 1 & : E_r > E_{min} \end{cases} \quad (2.24)$$

où E_r est l'énergie de recul du noyau. Cette probabilité à été ajustée aux données de la figure 2-8 en prenant (2.23) pour E_{min} et le résultat est présenté dans la figure 2-8. La réponse du détecteur est de toute évidence progressive et un modèle plus évolué est nécessaire dans cette étude.

2.3.3 Un seuil progressif simple

Comme nous l'avons mentionné, un seuil progressif peut être ajusté aux données. Il s'agit d'un seuil semi-empirique qui n'est pas appuyé par des arguments physiques, mais qui doit obéir aux conditions suivantes:

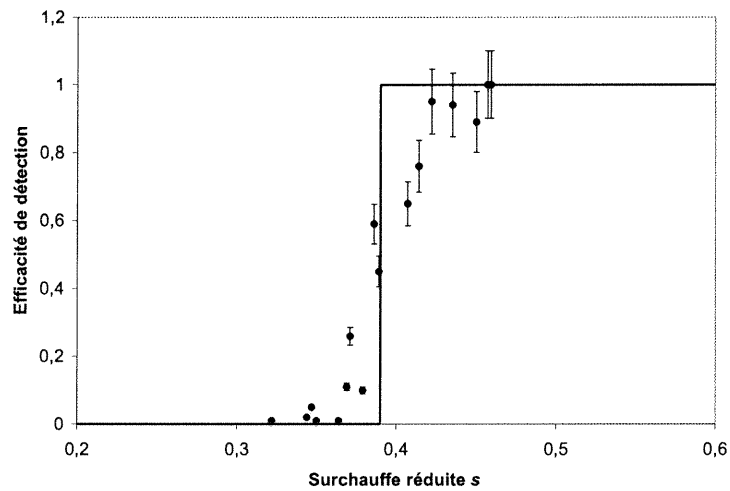


Figure 2-8: Réponse de trois détecteurs de composition différente étudiés par d'Errico à un recul de noyau mono-énergétique en fonction de la superchaleur réduite s . Tous les détecteurs suivent une courbe unique décrivant un seuil progressif. Une fonction escalier a été ajustée aux données.

- La probabilité P de produire une bulle doit être nulle pour $E_r < E_{min}$.
- La probabilité augmente graduellement lorsque $E_r > E_{min}$ jusqu'à saturation à 100%.
- L'énergie minimale suit la forme (2.23).

Ces conditions sont valables pour un noyau d'une espèce donnée (par exemple le ^{35}S). Pour tout autre noyau, le dE/dx est différent, donc l'énergie déposée dans la distance l (équation 2.16) est différente, et par conséquent E_{min} doit être différente. Cet effet de perte d'énergie spécifique a été discuté dans la section 2.2.2. La relation entre les énergies de seuil pour les deux espèces a été établie dans l'équation 2.21.

Une fonction au seuil progressif (également ajustée sur les données de d'Errico pour la réaction $^{35}\text{Cl}(p, n)^{35}\text{S}$) a déjà été proposée [27]. Cette fonction est sous la forme

$$P = \begin{cases} 0 & : E_r < E_{min} \\ 1 - \exp\left(a \frac{E_r - E_{min}}{E_{min}}\right) & : E_r > E_{min} \end{cases} \quad (2.25)$$

où a est un paramètre ajustable. Cette fonction a été ajustée aux données de la figure 2-8 et le résultat avec $a = 0,7$, $\alpha_s = 18,7$ et $E_0 = 6,7\text{keV}$ pour $s_0 = 0,4$ (2.23) est présenté à la figure 2-9. Nous allons retenir cette fonction, ainsi que les paramètres obtenus, afin de les tester sur nos propres données. Il faut noter que les gouttelettes dans nos détecteurs contiennent du carbone et du fluor et nous devons donc additionner les contributions de deux espèces de noyaux. Nous allons supposer la même progression en température (α_s) et en énergie (a), de sorte que seul E_0 va les distinguer.

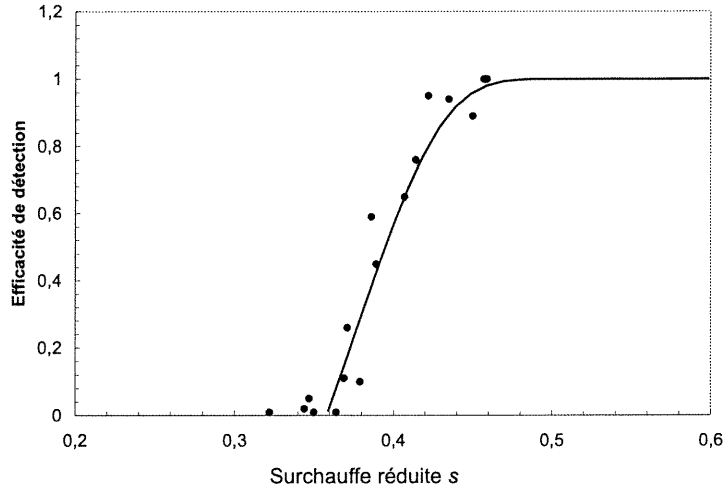


Figure 2-9: La fonction de seuil décrite dans l'équation 2.25 est ajustée aux données de la figure 2-8. Ce modèle semble très approprié pour décrire le comportement d'un détecteur à gouttelettes.

2.3.4 Un seuil à base gaussienne

Nous pouvons adopter le point de vue suivant: l'énergie minimale fluctue selon une distribution gaussienne autour d'une moyenne $\langle E_{min} \rangle$, soit

$$\frac{dp}{dE_{min}} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{E_{min} - \langle E_{min} \rangle}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (2.26)$$

où σ dépend de $\langle E_{min} \rangle$. C'est maintenant la moyenne de l'énergie minimale qui suit la dépendance de l'équation 2.23. La probabilité P qu'un noyau d'énergie E_r provoque l'évaporation d'une gouttelette est donc égale à

$$P = \int_0^{E_r} \frac{dp}{dE_{min}} dE_{min}.$$

Sachant que

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-x}^x e^{-t^2} dt$$

nous pouvons réécrire la probabilité sous la forme

$$P = 0,5 \left[\operatorname{erf} \left(\frac{E_r - \langle E_{min} \rangle}{\sqrt{2}\sigma} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{0 - \langle E_{min} \rangle}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right] \quad (2.27)$$

Le seuil moyen donne maintenant la valeur pour laquelle $P = 0,5$. Nous posons $\sigma = a \langle E_{min} \rangle$, où a est un paramètre ajustable (nous supposons que la largeur de la gaussienne est proportionnelle à l'échelle d'énergie). En gardant $\alpha_s = 18,7$, nous obtenons les valeurs $E_0 = 2230\text{keV}$ pour $s_0 = 0,2$ et $a = 0,4$ lorsque nous ajustons (2.27) aux données de d'Errico (figure 2-10). Bien entendu, comme pour le seuil progressif simple, la probabilité P , pour une énergie de recul donnée, varie d'une espèce de noyaux à l'autre et encore une fois les fonctions sont uniquement distinguées par différentes valeurs de E_0 .

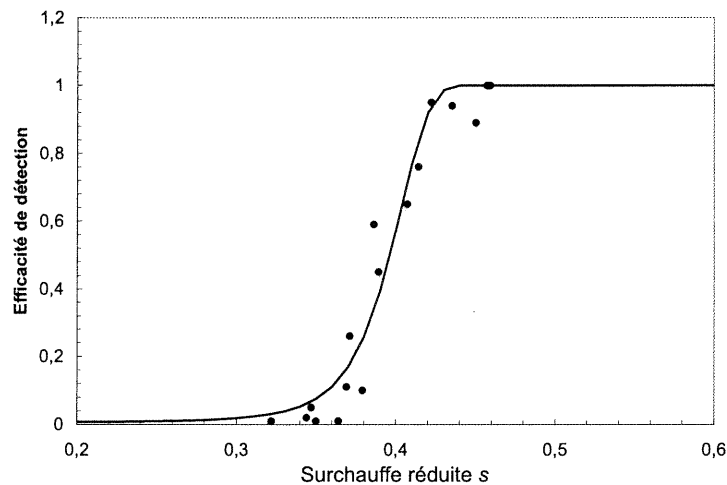


Figure 2-10: La fonction avec une énergie de seuil ayant une fluctuation de forme gaussienne est ajustée aux données des deux figures précédentes. Cette fonction est également efficace pour décrire la réponse de détecteurs à gouttelettes près du seuil.

Maintenant que nous avons mis au point nos modèles pour la réponse du détecteur aux reculs, nous pouvons les lier à la cinématique étudiée à la section

2.3 pour exprimer la réponse du détecteur aux neutrons.

2.4 Réponse du détecteur aux neutrons

2.4.1 Démarche générale

La probabilité qu'un neutron qui interagit avec un noyau d'espèce i dans une gouttelette provoque une transition de phase est donnée par la relation

$$\epsilon_i = \frac{\int_0^{E_{max}^i} \frac{dn_i}{dE_r^i} P_i(E_r^i) dE_r^i}{\int_0^{E_{max}^i} \frac{dn_i}{dE_r^i} dE_r^i} \quad (2.28)$$

où $P_i(E_r^i)$ est la probabilité que le noyau avec une énergie de recul E_r^i provoque l'évaporation de la gouttelette et $\frac{dn_i}{dE_r^i}$ est la distribution des énergies de recul pour une énergie de neutrons donnée. Dans le cas d'une collision élastique isotrope, cette distribution est constante de zéro jusqu'à l'énergie de recul maximale E_{max}^i . Nous posons alors $\frac{dn_i}{dE_r^i} = 1$ et l'équation 2.28 devient simplement

$$\epsilon_i = \frac{1}{E_{max}^i} \int_0^{E_{max}^i} P_i(E_r^i) dE_r^i \quad (2.29)$$

L'efficacité du détecteur $\epsilon(E_n)$ est la probabilité de produire une bulle lorsqu'un neutron d'énergie E_n interagit avec un noyau dans une gouttelette,

$$\epsilon = \sum_i \frac{W_i \sigma_i \epsilon_i}{W_i \sigma_i} \quad (2.30)$$

où W_i est le nombre d'atomes d'espèce i dans une molécule du fluide dans la gouttelette, et σ_i la section efficace de l'interaction élastique du neutron avec le noyau d'espèce i .

Lorsqu'un détecteur à gouttelettes est bombardé par des neutrons mono-énergétiques, le nombre de bulles produites par seconde est donné par

$$N_b = \phi_n \frac{N_a m}{A} \epsilon \sum_i W_i \sigma_i \quad (2.31)$$

où ϕ_n est le flux de neutrons par seconde, N_a le nombre d'Avogadro, A la masse moléculaire du fluide et m la masse active du détecteur. Les gouttelettes dans les détecteurs que nous utilisons contiennent exclusivement du fluor et du carbone (à l'exception du $C_2H_2F_4$ qui contient aussi de l'hydrogène). Ce dernier élément peut être négligé à cause de son faible dE/dx . Pour ce qui est du fluor et du carbone, nous faisons l'approximation que les détecteurs ne contiennent que les isotopes dominants, soit le ^{19}F et le ^{12}C . Les sections efficaces pour ces deux isotopes ont été présentées dans les figure 2-5 et 2-6.

2.4.2 Les neutrons et le seuil brut

Nous avons convenu dans la section précédente que la probabilité qu'un recul de noyau provoque l'explosion d'une gouttelette augmente graduellement avec l'énergie de ce noyau. Dans un tel contexte, un modèle avec un seuil en escalier est trop simple. Il est tout de même intéressant de comparer un tel modèle avec les autres modèles plus complexes et de déterminer ses limitations dans la description de la réponse du détecteur aux neutrons. La probabilité qu'un noyau qui recule après une collision avec un neutron provoque une transition de phase est obtenue en combinant (2.24) et (2.30), soit

$$\epsilon = \frac{\sum_i W_i \sigma_i (f_i E_n - E_{min}^i) / f_i E_n}{\sum_i W_i \sigma_i} = \frac{\sum_i W_i \sigma_i (E_n - E_{th}^i) / E_n}{\sum_i W_i \sigma_i} \quad (2.32)$$

où $E_{th}^i = E_{min}^i / f_i$ est l'énergie de neutron minimale pour laquelle il est possible à un noyau d'espèce i frappé par ce neutron de provoquer une explosion d'une gouttelette. Nous nous attendons à ce que cette probabilité diminue plus rapidement que les données lorsque l'énergie des neutrons s'approche de l'énergie minimale.

2.4.3 Les neutrons avec un seuil progressif

En appliquant le modèle décrit dans la section 2.3.3 à l'équation 2.29 nous obtenons

$$\epsilon_i = \frac{1}{E_{max}^i} \int_{E_{min}^i}^{E_{max}^i} \left[1 - \exp \left(-a \frac{E_r^i - E_{min}^i}{E_{min}^i} \right) \right] dE_r^i \quad (2.33)$$

Cette expression peut être intégrée,

$$\epsilon_i = \left[1 - \frac{E_{min}^i}{E_{max}^i} - \frac{E_{min}^i}{a E_{max}^i} \left(1 - \exp \left(-a \frac{E_{max}^i - E_{min}^i}{E_{min}^i} \right) \right) \right] \quad (2.34)$$

Encore une fois, en remplaçant E_{min}^i par $f_i E_{th}^i$ et E_{max}^i par $f_i E_n^i$ nous obtenons l'efficacité du détecteur en fonction de l'énergie des neutrons.

2.4.4 Les neutrons dans le modèle réaliste

Dans le cas du modèle décrit dans la section 2.3.4, il n'existe pas de solution analytique à l'équation 2.29 que nous réécrivons comme

$$\epsilon_i = \frac{1}{E_{max}^i} \int_0^{E_{max}^i} 0,5 \left[\operatorname{erf} \left(\frac{E_r^i - \langle E_{min}^i \rangle}{\sqrt{2a} \langle E_{min}^i \rangle} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{0 - \langle E_{min}^i \rangle}{\sqrt{2a} \langle E_{min}^i \rangle} \right) \right] dE_r^i \quad (2.35)$$

Bien qu'il soit plus difficile d'analyser la réponse du détecteur avec ce modèle, nous disposons d'un programme pouvant ajuster la fonction (2.35) aux données expérimentales.

Nous disposons désormais de trois modèles, trois niveaux de complexité, décrivant la réponse des détecteurs à gouttelettes aux neutrons. L'étape suivante est d'élaborer une expérience produisant les neutrons nécessaires pour caractériser ces détecteurs.

CHAPITRE 3

Étalonnage des détecteurs

3.1 Montage pour la caractérisation

La figure 3-1 illustre le montage utilisé pour la caractérisation des détecteurs à gouttelettes. Un faisceau de protons d'énergie et de flux connus avec précision est produit par un accélérateur Tandem et projeté sur une cible mince de lithium. Les neutrons sont produits dans la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. Un détecteur de 12ml est installé à 35cm de la cible de lithium et centré sur l'axe du faisceau, de sorte qu'il soit essentiellement bombardé par des neutrons projetés vers l'avant (dans la même direction que les protons incidents). La section efficace et l'énergie pour ces neutrons sont très bien connues.

Le détecteur est installé dans un four à effet Pelletier (figure 3-2). Une fente a été creusée du côté des neutrons incidents pour réduire la contamination et la dégradation du faisceau. Le four est équipé d'un thermocouple et le système est géré par ordinateur. Les explosions des gouttelettes sont captées par un senseur piézo-électrique relié à un système d'acquisition de données informatisé.

3.1.1 Les détecteurs à gouttelettes

Il existe deux versions commerciales de détecteurs à gouttelettes surchauffées:

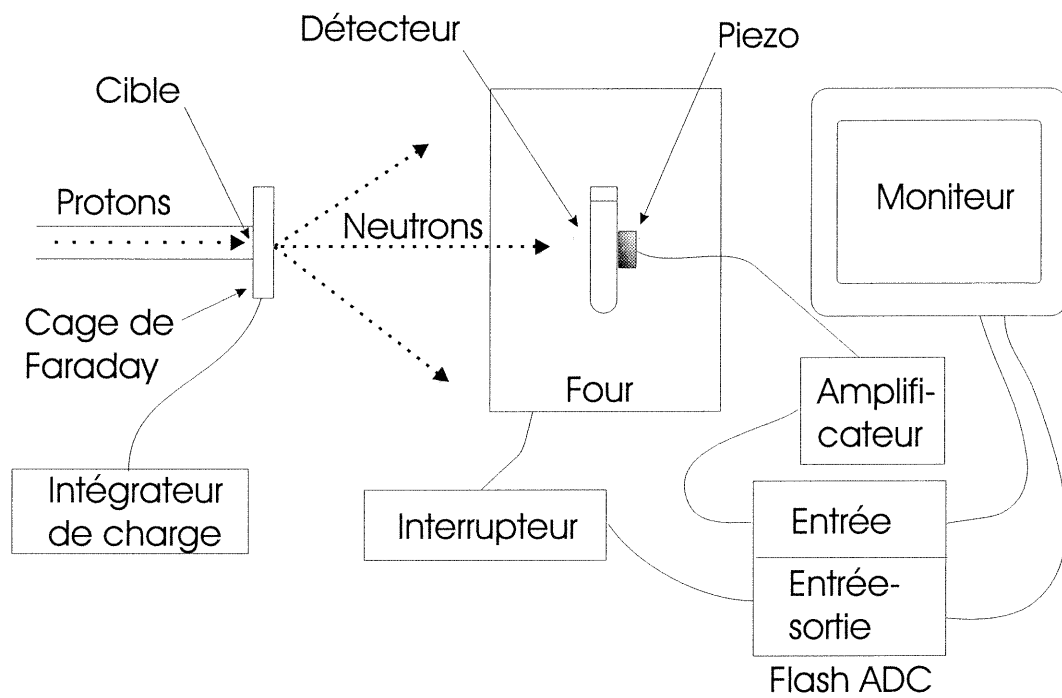


Figure 3-1: Schéma général du montage réalisé pour la caractérisation des détecteurs à gouttelettes.

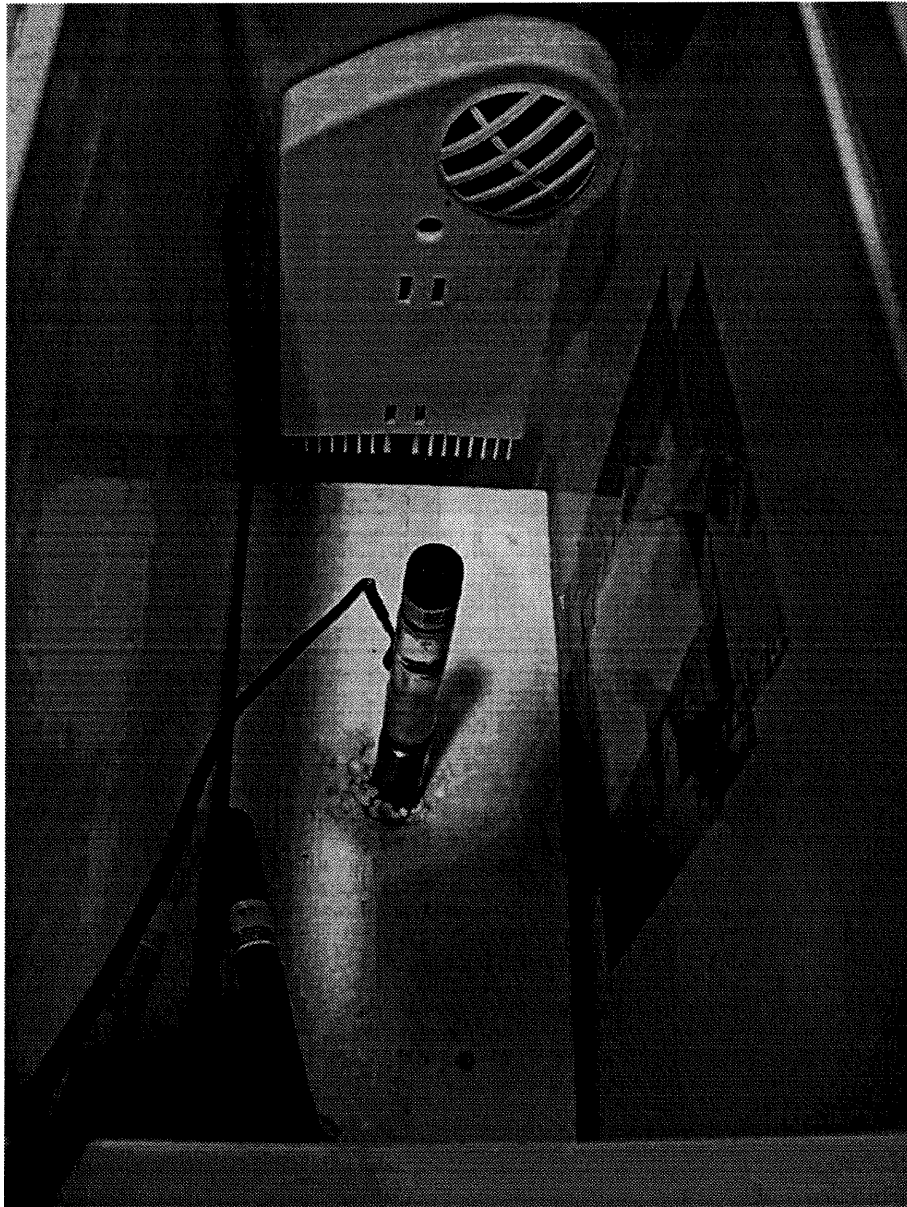


Figure 3-2: Le détecteur à gouttelettes est installé dans un four équipé d'un système à effet Pelletier. La fente creusée pour dégager le trajet des neutrons est également visible.

1. Les gouttelettes sont maintenues en suspension par un gel polymérisé. Ce détecteur est produit par Bubble Technology Industries (BTI) à Chalk River, Ontario [28]. Le fréon liquide, maintenu à une température supérieure au point d'ébullition, est ajouté au gel avant qu'il ne se polymérise. Le détecteur est introduit dans un vortexeur pour former les gouttelettes. Pour éviter que celles-ci ne migrent vers le fond du détecteur avant que la polymérisation ne soit complétée, un sel (CsCl , NaBr ou $\text{NaC}_2\text{H}_3\text{O}_2$) est ajouté au gel afin que sa densité devienne égale à celle du fréon liquide. Une gouttelette qui explose dans un tel détecteur est maintenue dans le gel et l'application d'une pression suffisamment élevée (environ 8atm) permet de recomprimer la bulle de vapeur à son état initial.
2. Les gouttelettes sont maintenues en place par un gel à grande viscosité. De tels détecteurs sont produits par Apfel [29]. Lorsqu'une gouttelette s'évapore, sa densité lui permet de migrer à la surface. Lorsqu'un grand nombre de bulles est produit, le détecteur subit un appauvrissement et une correction sur sa masse active doit être effectuée.

L'expérience PICASSO est basée sur les détecteurs avec un gaz standard produits par BTI et, pour cette raison, ces détecteurs seront étudiés avec plus de soin. Les détecteurs de PICASSO sont destinés à croître en volume et à évoluer. Il est possible qu'il devienne nécessaire de modifier la méthode de fabrication ou de changer la composition des gouttelettes. Pour cette raison, quatre détecteurs de compositions différentes sont étudiés, deux provenant de BTI et deux provenant d'Apfel.

3.1.2 L'accélérateur Tandem

Le Tandem est un accélérateur Van de Graaff modifié. Le terme "Tandem" désigne deux accélérateurs Van de Graaff tête-à-tête [38]. L'accélérateur est composé de

deux parties principales: l'injecteur, qui produit les ions désirés et le Tandem à proprement parler, qui accélère ces particules à l'énergie désirée. L'injecteur et le Tandem sont schématisés aux figures 3-3 et 3-4 respectivement.

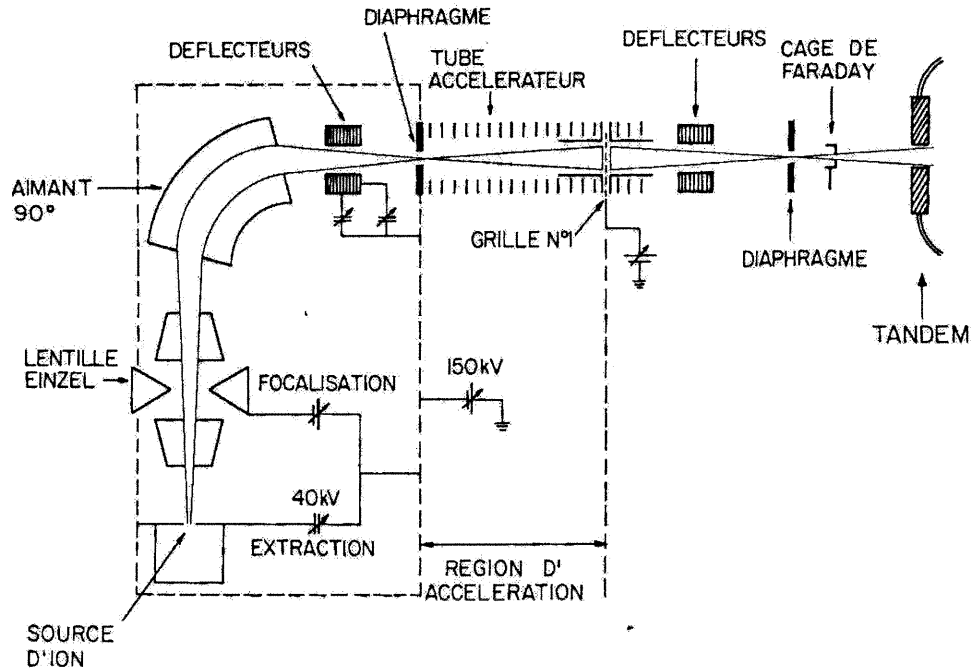


Figure 3-3: Les différentes composantes de l'injecteur, de la source jusqu'à l'entrée du Tandem, sont identifiées dans ce schéma. [38]

Des protons sont produits dans une source d'ions à pulvérisation. Ces protons sont alors focalisés et accélérés à une énergie de 40keV. Ils traversent ensuite un tube rempli d'hydrogène gazeux. Deux électrons sont capturés par les protons qui deviennent des ions H^- . Ces ions négatifs sont accélérés à nouveau de 40keV, puis focalisés et déviés par un aimant vers le tube d'accélération. C'est ici que l'accélération en tandem entre en jeu. Les ions sont accélérés vers un terminal positif (la charge est produite par un générateur Van de Graaf) et ont donc une énergie proportionnelle à la tension dans le terminal qui peut atteindre 6MV.

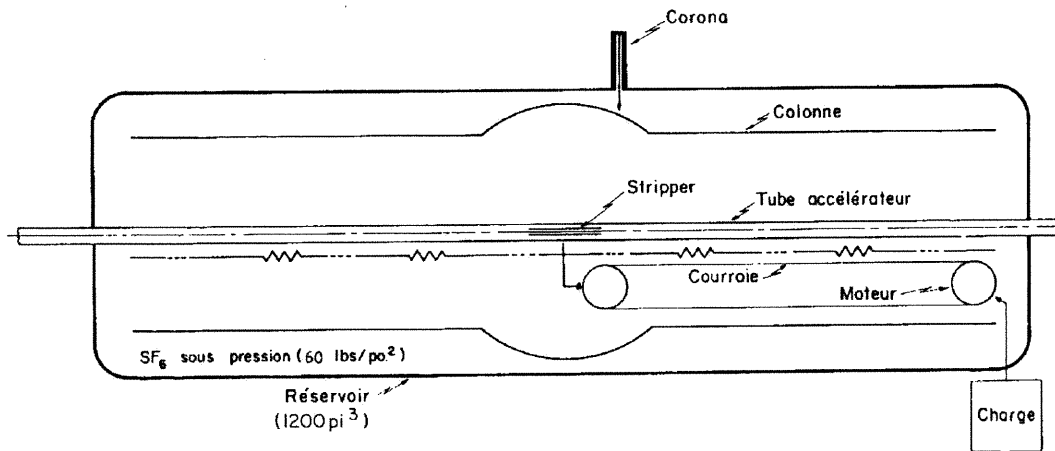


Figure 3-4: La charge accumulée par le Van de Graaff est située au milieu du Tandem. Les ions sont accélérés jusqu'au terminal, où la polarité de la charge est inversée, ce qui provoque une seconde accélération dans la seconde moitié du trajet [39].

C'est la première étape d'accélération. Les ions traversent ensuite un tube rempli d'oxygène gazeux. Les électrons sont arrachés aux ions qui deviennent à nouveau positifs, tout en gardant leur énergie. Le processus inverse a alors lieu: les ions sont repoussés par la charge positive du terminal et accélérés jusqu'à une énergie totale proportionnelle au double de la tension du terminal. Ils sont finalement dirigés vers un aimant d'analyse (qui permet de sélectionner les protons ayant l'énergie exacte désirée), focalisés et dirigés vers la cible à partir d'un aimant d'aiguillage. Le trajet global des ions (de la source jusqu'à la cible de lithium qui est devant les détecteurs de PICASSO) est illustré à la figure 3-5.

Une fois la tension du terminal fixée, l'énergie précise des protons peut être variée en modifiant le champ magnétique de l'aimant d'analyse. Un étalonnage est nécessaire pour déterminer avec précision la correspondance entre la lecture du champ et l'énergie des protons. Nous aborderons plus en détails le principe

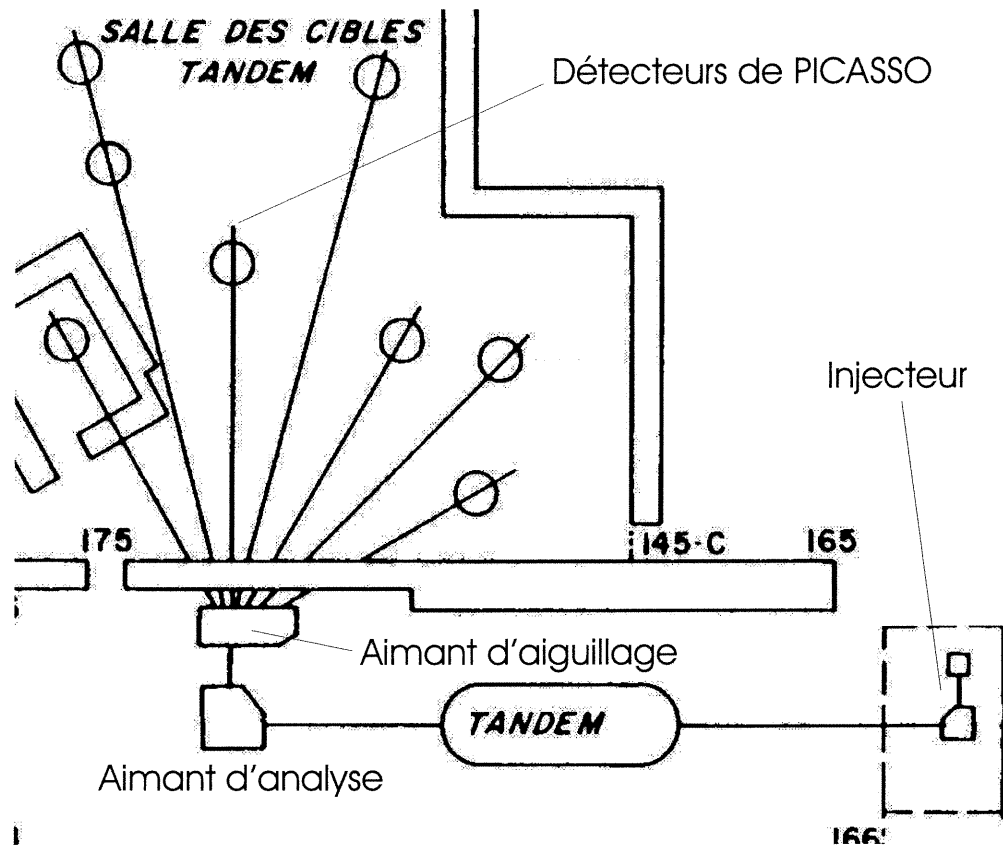
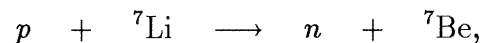


Figure 3-5: Plan de l'accélérateur depuis la source d'ions jusqu'à la cible. La sélection de l'énergie est accomplie par l'aimant d'analyse. L'aimant d'aiguillage dirige les ions vers la ligne de faisceau contenant la cible. Notre expérience est réalisée dans la ligne à zéro degrés par rapport à la direction incidente [39].

de fonctionnement de l'aimant défecteur ainsi que la méthode pour déterminer l'énergie des protons dans la section 3.2.3. Le Tandem peut produire des protons jusqu'à environ 12MeV, avec une déviation maximale de 0,1% en énergie. Comme nous le verrons plus loin, nous utilisons l'accélérateur dans une plage étroite en énergie, soit entre 1,9MeV et 2,5MeV. Or, le Tandem est très efficace dans cette région d'énergie.

3.1.3 La cible de lithium

Les neutrons sont produits dans la réaction nucléaire



une réaction endothermique avec un $Q = 1,8811\text{MeV}$ (au référentiel du laboratoire). Une cible de lithium doit donc être fabriquée pour produire les neutrons. Cette cible doit répondre à deux critères:

- La cible doit être uniforme. Une épaisseur constante sur toute la surface de la cible est nécessaire puisque le flux de neutrons produits est directement proportionnel à cette épaisseur. La caractérisation du détecteur peut être erronée si le flux de neutrons est modifié par des fluctuations locales dans l'épaisseur de la cible.
- La cible doit être mince. Le dE/dx d'un proton de 2MeV dans le lithium métallique est de $1,411 \times 10^{-4} \text{MeV}/(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$ d'après une simulation SRIM. La déviation de l'énergie des protons (soit l'énergie moyenne perdue par les protons qui traversent entièrement la cible) est donc égale au produit du dE/dx et de l'épaisseur de la cible. Pour avoir une déviation inférieure à 0,1%, donc équivalente à celle du faisceau produit par le Tandem, l'épaisseur de la cible ne doit pas dépasser $14\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Ces critères sont réalisés en évaporant un échantillon de lithium métallique dans une cloche à vide de sorte que la vapeur du lithium se dépose sur une plaque de tantale placée directement au dessus de l'échantillon. De cette façon, un dépôt uniforme est réalisé. Le lithium est un métal très réactif à l'air et des précautions doivent être prises lors de la manipulation. L'échantillon est toujours gardé dans une éprouvette remplie d'argon lorsqu'il est déplacé. Pour produire une cible d'épaisseur de l'ordre de $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$, une procédure simple doit être suivie:

1. un échantillon est découpé d'un morceau de lithium métallique et la couche d'oxyde à la surface est supprimée, puis il est pesé. La masse de l'échantillon doit être de l'ordre de quelques dizaines de milligrammes.
2. Un creusé en tantale est installé à l'intérieur de la cloche à vide, entre les pôles d'un circuit chauffant. Le tantale a été choisi car il possède une bonne conductivité thermique et une très haute température de fusion. L'échantillon à évaporer est déposé au centre du creusé.
3. Une plaque rectangulaire en tantale (environ $1\text{cm} \times 2\text{cm}$) est découpée et installée dans la cloche à vide, directement au dessus de l'échantillon. Cette plaque servira de support à la cible de lithium. Le tantale est un excellent support de cible car sa masse atomique est très élevée. Ainsi, son interaction avec les protons de basse énergie est nulle, en vertu de la barrière de Coulomb élevée. De plus, puisque c'est un bon conducteur thermique, la chaleur accumulée sur la cible lors de l'irradiation aux protons peut davantage être dissipée vers le porte cible en acier de l'accélérateur. Cela réduit les chances que la cible soit endommagée par le faisceau de protons.
4. Le vide est fait dans la cloche, puis la température de l'échantillon est augmentée très graduellement, jusqu'à ce qu'il devienne liquide. Il est important d'augmenter la température aussi lentement que possible car le lithium peut faire une transition trop brusque à l'état gazeux et exploser. Le processus

de fabrication doit alors être entamé de nouveau.

5. Une fois l'état liquide atteint, la température peut être augmentée pour évaporer le lithium. La vapeur se dépose alors uniformément sur le support en tantale.
6. La cible est retirée de la cloche et installée sur le porte cible de l'accélérateur et on fait le vide dans la chambre à irradiation.

Une seconde cible est fabriquée, environ dix fois plus épaisse que la précédente. L'épaisseur de cette cible sera calculée précisément (suite à un étalonnage au germanium), et le rapport de production de neutrons entre les deux cibles donnera l'épaisseur de la cible mince. Cette mesure de l'épaisseur sera décrite avec plus de détails dans la section 3.2.2.

3.1.4 Le système d'acquisition et de monitoring

Le système d'acquisition (DAQ) comprend tous les éléments de la ligne d'acquisition des événements dans le détecteur jusqu'au moniteur où le signal est affiché. L'explosion d'une gouttelette est enregistrée par un capteur de son piézo-électrique installé sur la surface du détecteur. Un signal analogique est transmis à un pré-amplificateur où il est amplifié d'un facteur de 10^3 . Le signal est ensuite transformé par un flash ADC (*Analog to Digital Converter*). Il s'agit d'une carte d'échantillonnage simple, unidirectionnelle, avec une capacité d'échantillonnage de 40 canaux \times MHz. Le signal digital est affiché sur un moniteur. Le signal typique d'une explosion est illustré dans la figure 3-6.

Le système de monitoring comprend le contrôle de la température et de la pression. La principale différence avec le DAQ dans le fonctionnement est qu'une carte flash ADC d'entrée et de sortie est utilisée. Un transducteur thermique

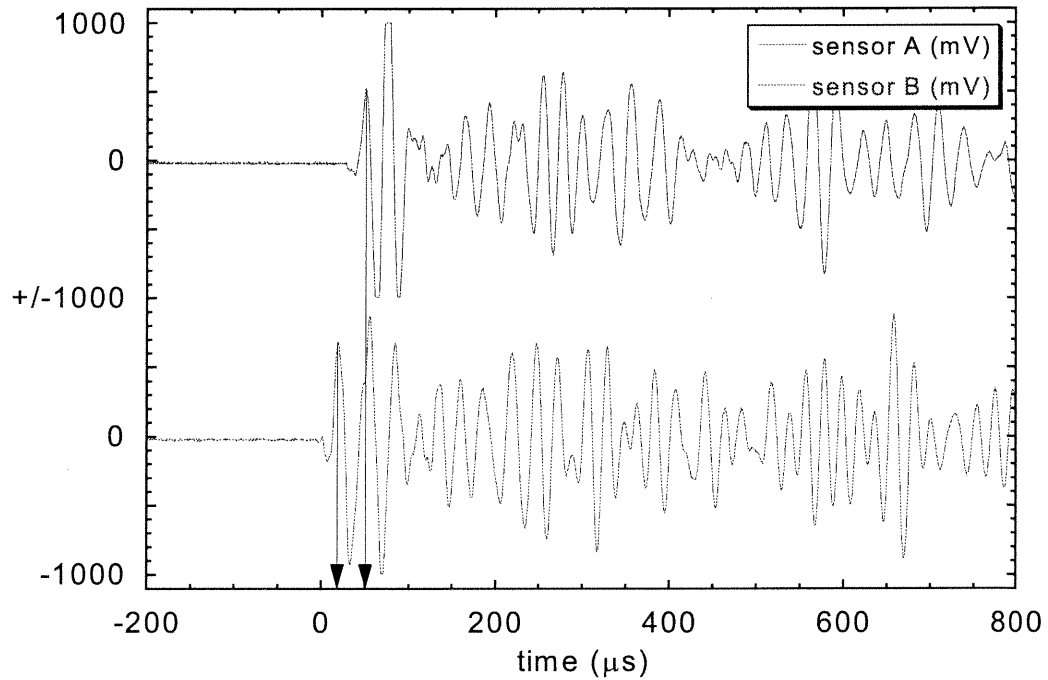


Figure 3-6: Le signal d'explosion d'une gouttelette est capté et affiché sur un moniteur. Ce signal à haute fréquence se distingue aisément de tout autre bruit pouvant être détecté par le senseur piézo-électrique. Les flèches au bas de la figure indiquent la différence de temps entre les deux signaux [40].

est placé à l'intérieur d'un détecteur à gouttelettes de sorte que le changement de température enregistré soit le même que celui du détecteur à étalonner. Le transducteur transmet un courant linéairement proportionnel à la température absolue. Le courant est lu par le flash ADC et traité par un instrument virtuel. Ce programme compare la température à la valeur désirée. Il peut être réglé en mode de refroidissement ou de chauffage. Si la température est supérieure à la température désirée pour le refroidissement (ou inférieure pour le chauffage) de plus de 0,05K, il retourne un signal au flash ADC pour activer le four. Cette carte à échantillonnage bidirectionnel convertit le signal digital en signal analogue et le dirige vers des interrupteurs qui contrôlent le four dans lequel le détecteur est installé. La diode à effet Pelletier est alors activée. L'instrument envoie un signal d'arrêt lorsque la température désirée est atteinte.

3.2 Les neutrons

Pour réaliser l'étalonnage des détecteurs, des neutrons d'énergie bien définie sont nécessaires. Le flux de ces neutrons doit également être connu avec précision.

3.2.1 La section efficace proton-lithium

L'une des premières réactions nucléaires exploitée pour la production des neutrons mono-énergétiques était la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Cette réaction possède une section efficace et une homogénéité exceptionnelle, qui en font un premier choix pour la production de neutrons [30]. La réaction a été étudiée avec précision depuis son seuil (1,8811MeV) jusqu'à une énergie de protons de 5,5MeV [31]. Lorsqu'un proton de masse M_p avec une énergie de E_p dans le référentiel du laboratoire interagit avec un noyau de lithium au repos de masse M_{Li} , un noyau de béryllium de masse M_{Be} est produit ainsi qu'un neutron de masse M_n , avec une énergie

E_n . Cette énergie E_n dépend de l'angle de diffusion ψ du neutron par rapport à la direction du proton incident (toujours dans le référentiel du laboratoire). La relation entre ces quantités est décrite par

$$E_n = \left[\frac{M_p M_n}{(M_{Li} + M_{Be})^2} \right] E_p [\cos \psi + Z]^2 \quad (3.1)$$

où

$$Z^2 = \alpha^{-2} - \sin^2 \psi,$$

$$\alpha^2 = \frac{M_p M_n}{M_{Be} M_{Li}} \frac{E_p}{E_p - E_s}$$

et $E_s = 1,8811\text{MeV}$ est le seuil de la réaction. Le tableau 3-1 donne les correspondances entre quelques énergies de protons et de neutrons pour un angle d'émission $\psi = 0^\circ$.

E_p (MeV)	E_n (keV)	E_p (MeV)	E_n (keV)
1,930	134,0	2,120	371,3
1,960	176,4	2,180	439,1
1,980	202,9	2,220	483,6
2,000	228,4	2,260	527,6
2,060	301,5	2,520	805,8
2,100	348,4	2,700	994,2

Tableau 3-1: Quelques énergies de neutrons obtenues à partir de l'équation 3.1 en fonction de l'énergie des protons incidents.

La section efficace totale de cette réaction est illustrée dans la figure 3-7. Le seuil de la réaction est extrêmement franc et la section efficace atteint très rapidement un plateau d'environ 270mb. Au dessus de 2MeV, une résonance atteignant une valeur de près de 600mb apparaît lorsque $E_p = 2,28\text{MeV}$. La section efficace retombe à des valeurs autour de 280mb à une énergie de protons de 2,7MeV et demeure relativement constante jusqu'à une seconde résonance beaucoup plus large ayant un pic de près de 450mb autour de 5MeV.

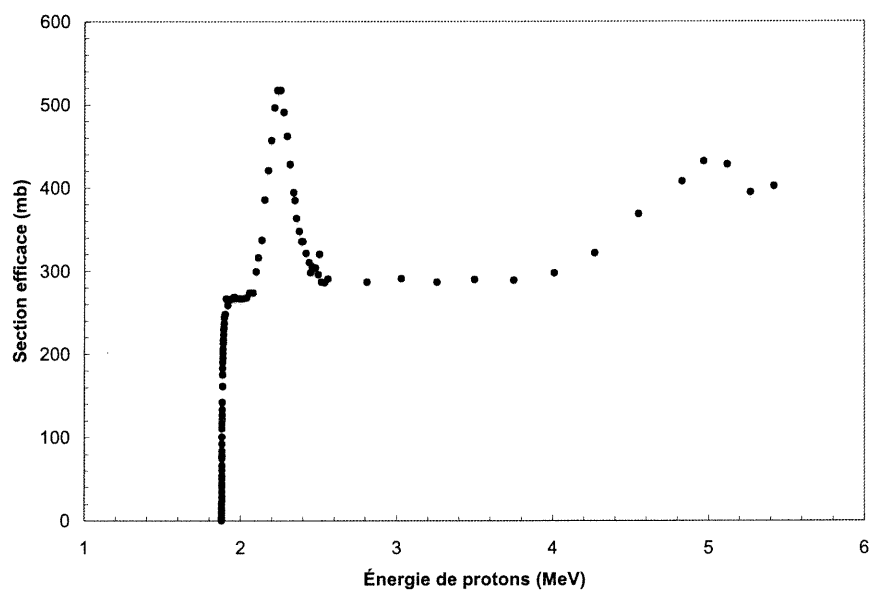


Figure 3-7: Section efficace totale de la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Le seuil à 1,881 MeV est clairement défini [32, 33].

Pour déterminer le taux de neutrons incidents sur les détecteurs il est nécessaire de connaître la section efficace angulaire. La réaction favorise les collisions vers l'avant et pour la plupart des énergies de protons la section efficace est la plus élevée dans la direction des protons incidents. La section efficace angulaire a été mesurée avec soin à 0° , et sa valeur en fonction de l'énergie des protons [34, 35] est rapportée à la figure 3-8. Une polynomiale a été ajustée à ces données et a été utilisée pour calculer la section efficace différentielle pour toutes nos mesures. Bien que les détecteurs à gouttelettes soient centrés à 0° , et placés à 35cm de la cible de lithium, les extrémités de ces détecteurs sont bombardées par des neutrons émis à 5° . L'effet sur la valeur de la section efficace est de l'ordre de 1% et peut donc être négligé.

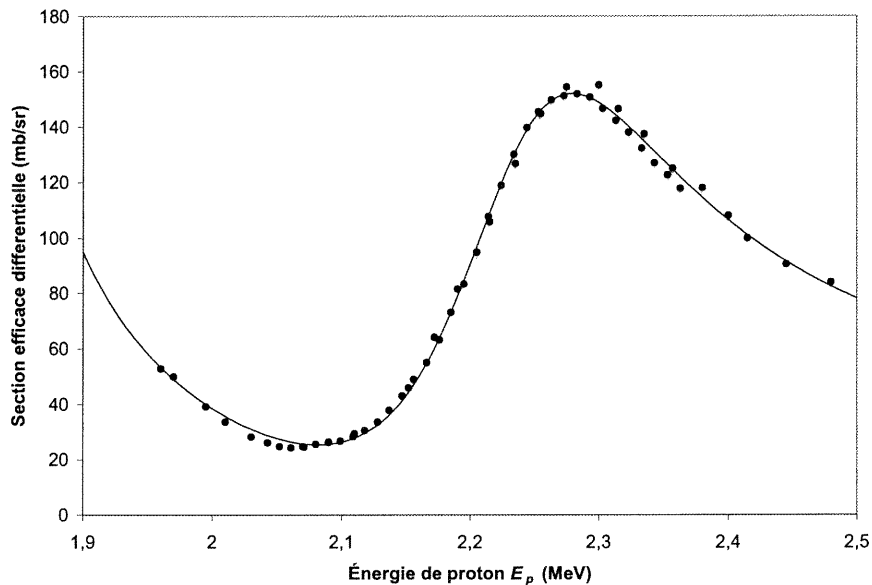


Figure 3-8: Section efficace angulaire de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ à 0° (vers l'avant) [34, 35]. Une fonction polynomiale a été ajustée aux données.

Il existe une seconde réaction à plus haute énergie. Cette réaction se produit lorsque le béryllium est excité à son second niveau d'énergie, ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}^*$. Le

seuil de cette réaction est $E_p = 2,378\text{MeV}$ et les neutrons ainsi produits représentent une contamination puisque leur énergie est inférieure d'environ 500keV aux neutrons produits par la réaction à l'état fondamental. La plupart de nos données étant réalisées avec des neutrons d'énergie inférieure à 500keV , cette seconde réaction n'affecte pas nos données. Pour les énergies plus élevées, cette réaction contribue au plus à 10% du nombre total de neutrons produits. De plus, les détecteurs près du seuil sont insensibles à ces neutrons de plus basse énergie.

3.2.2 Épaisseur de la cible de lithium

Le flux de neutrons est proportionnel à l'épaisseur de la cible de lithium, et il est nécessaire de déterminer cette épaisseur de façon plus précise que l'estimation obtenue lors de sa fabrication (à partir de la masse totale de l'échantillon évaporé). La clé pour déterminer l'épaisseur réside dans cette même réaction qui produit les neutrons. L'isotope ${}^7\text{Be}$ est instable, et il se désintègre en ${}^7\text{Li}$ par émission β^+ avec une période de 53,3 jours. Le ${}^7\text{Be}$ se désintègre soit à l'état fondamental du ${}^7\text{Li}$, soit à son premier niveau d'excitation (478keV), avec un rapport d'embranchement de 89,6% pour le premier cas et de 10,4% pour le second. Le lithium excité tombe rapidement à son état fondamental en émettant un gamma de 478keV . Il est possible d'utiliser cette émission de gamma pour déterminer l'épaisseur de la cible. Le nombre d'atomes de ${}^7\text{Be}$ dans la cible à un temps t après une irradiation aux protons est de

$$N = N_0 2^{t/t_{1/2}} \quad (3.2)$$

où N_0 est le nombre immédiatement après l'irradiation et $t_{1/2}$ est la période du ${}^7\text{Be}$. En installant la cible près d'un détecteur de rayons gamma, il est possible de déterminer le nombre d'atomes de béryllium présents après l'irradiation aux neutrons. Ce nombre est égal à celui des neutrons produits par la cible, qui est proportionnel à son épaisseur. Nous avons utilisé un détecteur au Ge(Li) pour réaliser

la mesure. Ce détecteur a été étalonné lors d'une étude plus approfondie [36] et nous nous basons sur ces résultats pour notre propre caractérisation. L'efficacité du détecteur en fonction de l'énergie des gamma a été obtenue en mesurant la réponse aux émissions de sources de ^{133}Ba et de ^{22}Na . Cette efficacité est calculée en combinant cette réponse avec l'activité des sources, ainsi que le taux d'émission de chacun des gamma [37]. Ces émissions correspondent à un total de sept énergies de gamma distinctes, de 90keV à plus de 600keV. Un ajustement de ces mesures nous fournit la relation entre l'énergie du gamma émis et l'efficacité de détection.

Nous avons fabriqué deux cibles de lithium. La première, d'une épaisseur de l'ordre de $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$, est la cible utilisée pour irradier nos détecteurs à gouttelettes avec des neutrons. La seconde est une cible environ dix fois plus épaisse et elle sert uniquement à réaliser un étalonnage pour déterminer l'épaisseur. Il existe deux raisons majeures pour ne pas déterminer directement l'épaisseur de la cible mince:

- Si elle est soumise au détecteur de gamma, elle serait exposée à l'air durant l'étalonnage et le dommage causé par l'oxydation serait trop important. Une couche d'oxyde à la surface est moins critique pour une cible épaisse.
- Une cible épaisse produit dix fois plus de neutrons pour une même exposition aux protons, ce qui améliore les statistiques de comptage du détecteur à germanium.

La figure 3-9 présente l'efficacité du détecteur dans la région d'intérêt. À partir de cet ajustement nous obtenons l'efficacité ϵ du détecteur aux gamma de 478keV émis par le béryllium dans notre cible. La mesure de l'épaisseur de la cible a eu lieu un jour après son irradiation, ce qui correspond à une activité $A = 0,99A_0$ où A_0 est l'activité immédiatement après l'irradiation aux protons.

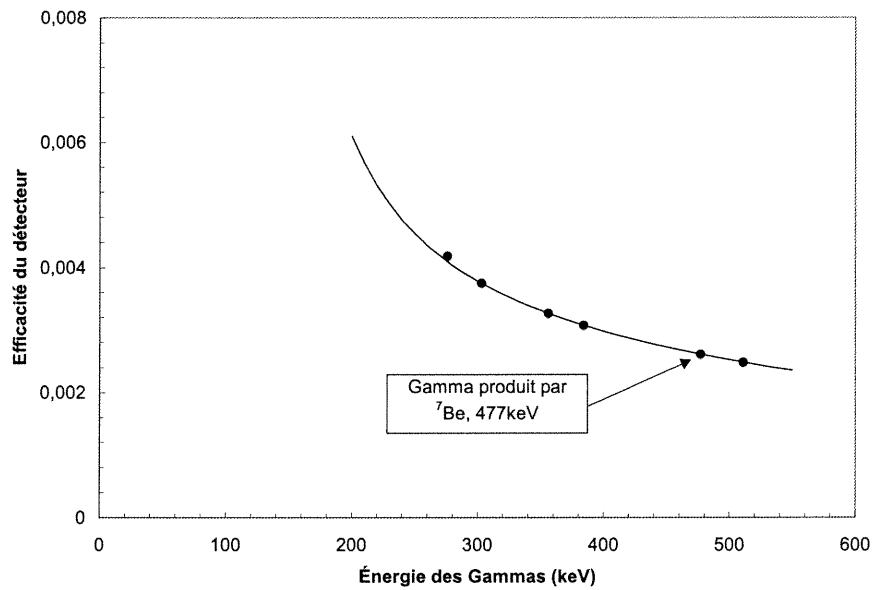


Figure 3-9: L'efficacité du détecteur a été obtenue à partir des gamma émis par le ${}^{133}\text{Ba}$ et le ${}^{22}\text{Na}$. Une polynomiale a été ajustée à ces données et l'efficacité aux gamma de 477keV produits par la désintégration du ${}^7\text{Be}$ a été obtenue avec cette fonction.

L'activité de la cible est obtenue par la relation

$$A_0 = \frac{n_e}{0,99 \times \epsilon}.$$

Le nombre d'atomes de ${}^7\text{Be}$ dans la cible après irradiation est lié à l'activité par

$$n = A_0 t_{1/2} / \ln 2. \quad (3.3)$$

Cette quantité est égale au nombre de neutrons produits durant l'irradiation et elle est liée à l'épaisseur de la cible t (calculée en masse par unité de surface) par

$$n = N_p \times \sigma \times t \times \frac{N_a}{M_{Li}} \quad (3.4)$$

où N_p est le nombre total de protons ayant bombardé la cible, σ est la section efficace de la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, N_a est le nombre d'Avogadro et M_{Li} est la masse atomique du ${}^7\text{Li}$.

Nous avons bombardé la cible épaisse avec $1,28 \times 10^{16}$ protons et la mesure avec les gamma nous a donné $n = 4,006 \times 10^{10}$ neutrons. Avec une section efficace de $275 \times 10^{-27} \text{cm}^2$, nous avons obtenu une épaisseur de $132 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Durant l'irradiation aux protons de chacune des cibles, la production de neutrons a été monitorée par un détecteur à ${}^3\text{He}$. Ce détecteur n'est pas étalonné en absolu, mais le rapport des neutrons produits par les deux cibles est égal au rapport de leurs épaisseurs pour les mêmes conditions d'irradiation et pour la même quantité de protons incidents. Ainsi, l'épaisseur de la cible mince est calculée. Nous avons obtenu $11,1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

3.2.3 L'énergie du faisceau de protons

Connaître avec précision l'énergie des protons incidents sur la cible de lithium est une condition importante pour l'étalonnage de nos détecteurs à gouttelettes. En effet, une erreur de 20keV dans l'énergie des protons signifie une erreur d'environ

20keV dans nos calculs de l'énergie des neutrons avec l'équation 3.1. Une telle erreur peut être grave dans le cas de notre caractérisation car les détecteurs à gouttelettes près de leur seuil de détection sont très sensibles au changement d'énergie des neutrons. De plus, la section efficace de la collision élastique du neutron sur le fluor varie très rapidement avec l'énergie des neutrons et une erreur de 20keV peut signifier un facteur 2 ou plus dans la différence de section efficace près des résonances. Pour ces raisons, nous avons étalonné l'énergie du faisceau de protons avec beaucoup de soin avant chaque série d'irradiation.

Le terminal du tube d'accélération du Tandem est réglé de façon à ce que les protons soient accélérés dans la région d'énergie désirée (2MeV dans notre cas). Comme nous l'avons expliqué dans la section 3.1.2, c'est grâce à l'aimant défecteur dans lequel pénètrent les protons après l'accélération que l'énergie est sélectionnée avec précision. Le champ magnétique B produit par l'aimant défecteur est uniforme et perpendiculaire à la direction incidente des protons. Dans ce cas, les protons subissent une force magnétique centripète qui les dévia de leur trajectoire sans en modifier la vitesse v . Avec une énergie cinétique E_p de 2MeV, les protons ne se déplacent pas à une vitesse relativiste et une cinématique classique est utilisée. Dans ce cas, la force magnétique agissant sur un proton est

$$F_B = qvB = \frac{M_p v^2}{r} \quad (3.5)$$

où q est la charge d'un proton et r est le rayon de la trajectoire (circulaire) du proton. Le champ magnétique exprimé en termes de l'énergie des protons (avec $E_p = \frac{1}{2}M_p v^2$) est

$$B = \frac{\sqrt{2M_p}}{qr} \sqrt{E_p}. \quad (3.6)$$

L'aimant défecteur agit comme un sélecteur de vitesse. Les protons pénètrent dans l'aimant par une petite fente. Une seconde fente est située au centre de la face de l'aimant opposée à la première face et c'est à travers cette seconde fente que les protons quittent l'aimant. Seuls les protons ayant accompli une trajectoire

avec un rayon particulier R parviennent à la fente de sortie. Les protons ayant une vitesse trop élevée (ou trop faible) auront un rayon de déflexion trop grand (ou trop petit) et frapperont la paroi de l'aimant. Seuls les protons avec une vitesse bien précise parviendront à la fente. Le rayon de la trajectoire étant fixe, le champ magnétique B est varié lorsqu'une énergie de protons différente est désirée. Un gaussmètre est utilisé pour lire la valeur du champ magnétique. La lecture du champ ne correspond pas nécessairement à la valeur réelle et un étalonnage du gaussmètre est réalisé pour établir une relation précise entre la valeur du champ lue par l'appareil et l'énergie des protons. La valeur du champ lue par le gaussmètre peut être proportionnelle à la valeur réelle mais pas nécessairement égale. De plus, un champ magnétique nul ne correspond pas nécessairement à une lecture de zéro. La lecture du champ peut donc être liée à sa valeur réelle par la relation

$$B_{lu} = mB + b \quad (3.7)$$

où m et b sont des paramètres à déterminer expérimentalement. En termes de l'énergie des protons, le champ magnétique lu par le gaussmètre est obtenu en insérant (3.6) dans (3.7). Ainsi,

$$B_{lu} = a\sqrt{E_p} + b \quad (3.8)$$

où le paramètre a est égal à $m\frac{\sqrt{2M_p}}{qr}$ en théorie. Pour déterminer l'énergie du faisceau, deux points doivent être obtenus dans le plan $\sqrt{E_p} - B_{lu}$, puis une fonction linéaire y est ajustée afin de déterminer les paramètres a et b .

- Le premier point est obtenu en observant le seuil de la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, qui est très bien défini avec une énergie de protons égale à 1,8811 MeV. Comme nous l'avons déjà mentionné, la production de neutrons est monitorée avec un détecteur à ${}^3\text{He}$. Pour déterminer la valeur du champ magnétique B_{lu} indiquée par le gaussmètre à cette énergie, nous choisissons l'énergie des protons de sorte que des neutrons sont observés dans le dé-

tecteur à ^3He . Ensuite, nous réduisons graduellement l'énergie des protons jusqu'à ce que cesse la production de neutrons. La valeur du champ qu'indique alors le gaussmètre correspond à une énergie de protons de 1,8811MeV. Une mesure typique du taux de neutrons produits en fonction de B_{lu} près du seuil de la réaction $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ est présentée dans la figure 3-10.

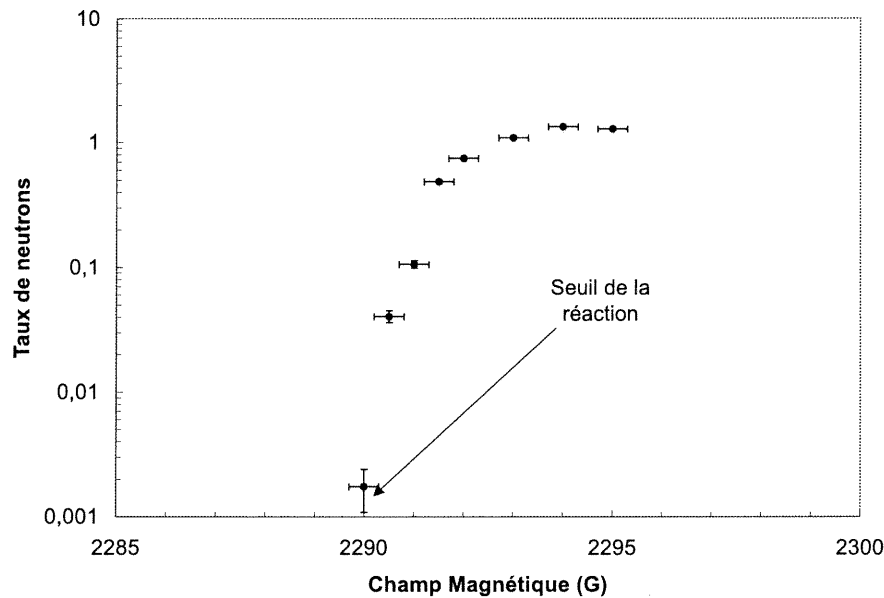


Figure 3-10: Le seuil de la réaction $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ est obtenu en diminuant graduellement l'énergie de protons et en mesurant le taux de production de neutrons avec le détecteur à ^3He .

- Pour obtenir le second point nous devons nous servir d'une nouvelle réaction nucléaire qui possède une forte résonance à une énergie bien déterminée. Il s'agit de la réaction de capture de protons $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$. Cette réaction possède une résonance très bien définie lorsqu'un proton d'énergie $E_p = 2,489\text{MeV}$ entre en collision avec un noyau d'aluminium-27. Le proton est absorbé et un gamma de 9,37MeV est émis. En irradiant une cible

de ^{27}Al avec des protons, nous pouvons déterminer le second point nécessaire pour étalonner le faisceau de protons. Nous avons fabriqué une cible mince d'aluminium suivant le même procédé décrit dans la section 3.1.3. Cette cible a été installée sur la ligne du faisceau de protons. Nous avons installé le détecteur de gamma à Ge(Li) (précédemment utilisé pour déterminer l'épaisseur de la cible de lithium) devant la cible d'aluminium, sur le prolongement de la ligne du faisceau, pour détecter les gamma émis par l'aluminium. La cible a été bombardée par le faisceau de protons. Le champ de l'aimant défecteur a été augmenté graduellement jusqu'à l'apparition de la résonance de 9,37MeV dans le spectre des gamma. Le sommet de cette résonance correspond à une énergie de protons de 2,489MeV. Avec ce second point il est possible d'exprimer la relation entre l'énergie des protons et la valeur du champ lue par le gaussmètre.

Comme nous l'avons mentionné plus haut, cet étalonnage a été réalisé à chaque fois que des neutrons devaient être produits. Durant les premiers mois de cette expérience, l'étalonnage du faisceau pouvait varier sensiblement entre deux mesures consécutives (séparées d'une semaine environ). Le problème était causé par une instabilité du gaussmètre (qui a depuis été remplacé.) Les variations d'une mesure à l'autre n'excédaient jamais l'ordre des 5keV en énergie de protons.

3.3 La masse du détecteur

Pour une caractérisation absolue d'un détecteur à gouttelettes, la masse active de ce détecteur doit être connue, tel qu'indiqué dans l'équation 2.31. Les détecteurs vendus par BTI ou par Apfel contiennent un pourcentage en volume de matière active (par exemple les détecteurs standards de BTI contiennent 0,3% en volume de gouttelettes de fréon). Il s'agit de la quantité de fréon qui a été introduite dans le détecteur lors de sa fabrication. Cette valeur nous donne une indication sur la

masse active du détecteur, mais elle ne représente qu'une limite supérieure. En effet, une partie du fluide peut s'évaporer durant le processus de fabrication, se dissoudre dans le gel ou former des gouttelettes trop petites. De plus, en raison du faible volume impliqué (un détecteur typique a un volume total de 12ml), des fluctuations peuvent avoir lieu et la masse n'est pas nécessairement constante d'un détecteur à l'autre. Nous considérons donc la masse de nos détecteurs comme étant inconnue. Une caractérisation absolue des détecteurs est réalisée en considérant la masse comme un paramètre libre lors de l'ajustement des fonctions de réponse (introduites dans le chapitre précédent) aux données expérimentales. Il est tout de même utile de connaître la masse au premier ordre avant de procéder à l'ajustement, et des expériences ont été réalisées pour évaluer la masse de nos détecteurs.

3.3.1 L'échantillonnage au microscope

La première méthode consiste à échantillonner les gouttelettes dans un volume connu du détecteur. Cette technique nécessite l'utilisation d'un microscope capable d'un grandissement de l'ordre de 500x et dont la profondeur de champ permet de voir à l'intérieur du détecteur. L'oculaire du microscope est remplacé par une caméra et l'image est transmise à un moniteur. Nous avons utilisé un microscope muni d'une caméra disponible à la faculté de Médecine dentaire de l'Université de Montréal. Seuls les détecteurs SDD100 de BTI étaient disponibles lors de l'échantillonnage. Les diamètres des gouttelettes apparaissant à l'écran étaient mesurés (de façon directe par une règle millimétrée) pour quelques centaines de gouttelettes. Le microscope était ajusté jusqu'à ce que les gouttelettes à la surface du détecteur apparaissent nettement à l'écran. L'objectif du microscope était déplacé graduellement en profondeur et les gouttelettes étaient mesurées au fur et à mesure de leur apparition à l'écran. Cette technique était poursuivie jusqu'à ce que la limite de profondeur de champ du microscope ait été atteinte, puis

une autre position du détecteur était étudiée. Le grandissement a été obtenu en mesurant la distance sur l'écran entre deux points séparés par une distance connue (un millimètre dans ce cas) et le grandissement obtenu était de 500 ± 20 . Une fenêtre de dimension $15 \times 20 \text{ cm}^2$ a été imposée comme surface de lecture à l'écran. Le volume total dans lequel les diamètres ont été mesurés est donc défini comme $(200/500) \text{ mm} \times (150/500) \text{ mm} \times$ profondeur accumulée. La profondeur accumulée est donnée par le nombre total de tours du bouton d'ajustement de profondeur. En effet, un tour complet du bouton correspond à un déplacement constant de l'objectif. Pour déterminer le rapport entre ces deux mouvements, l'épaisseur d'une plaque mince transparente a été mesurée avec un pied à coulisse. La position du bouton d'ajustement a été mesurée lorsque l'objectif était focalisé sur la surface supérieure de la plaque. L'objectif a ensuite été déplacé jusqu'à ce que la focalisation soit réalisée sur la face inférieure de la plaque. La profondeur traversée lorsqu'un tour complet du bouton est réalisé est simplement égale au rapport entre l'épaisseur de la plaque et le nombre de tours nécessaires pour la traverser. Nous avons ainsi obtenu une profondeur de 0,362mm par tour du bouton. Les deux principaux détecteurs utilisés dans notre caractérisation, identifiés BD100-904437 et BD100-905014, ont été échantillonnés avec un total de 283 gouttelettes pour le premier et 212 gouttelettes pour le second.

3.3.2 Appauvrissement du détecteur

Alors que les diamètres des gouttelettes des détecteurs de BTI varient beaucoup, les gouttelettes des détecteurs de Apfel sont relativement de taille égale. Une observation qualitative au microscope a révélé que le diamètre dominant était de l'ordre de $100 \mu\text{m}$, avec une déviation de l'ordre de $60 \mu\text{m}$. Comme nous l'avons mentionné plus haut, les détecteurs d'Apfel n'étaient pas recompressibles et une diminution graduelle du nombre de gouttelettes disponibles dans le détecteur avait lieu, dont il fallait tenir compte lors de l'analyse des données. Pour réaliser

cette correction, il faut connaître le nombre de gouttelettes dans un détecteur. Par ailleurs, si le diamètre moyen de ces gouttelettes est connu, une estimation de la masse active du détecteur peut être donnée. La méthode pour compter les gouttelettes dans un tel détecteur est simple: bombarder le détecteur de neutrons à énergie et à température fixes, en mesurant l'augmentation graduelle du flux de neutrons nécessaire pour produire un nombre fixe de bulles. Un détecteur composé de C_4F_8 a ainsi été appauvri de quelques 18 000 gouttelettes et la charge de protons accumulée a été enregistrée pour chaque série de 1 000 bulles produites.

CHAPITRE 4

Analyse de la réponse aux neutrons

4.1 Les données de l'expérience

Cinq détecteurs différents produits par BTI et par Apfel ont été étudiés:

- Détecteurs standards de BTI, à seuil nominal de 100keV. Ce sont ces détecteurs que PICASSO a utilisés pour établir ses limites actuelles de détection des neutralinos. Le gaz actif dans ces détecteurs est composé d'un mélange égal de deux fluorocarbones.
- Détecteur au C_4F_{10} par BTI. Pour réaliser un étalonnage précis, un détecteur avec un seul gaz actif, aux propriétés thermodynamiques bien connues, est nécessaire.
- Détecteur standard SDD1000 au C_4F_8 par Apfel. C'est un second détecteur avec un fréon simple aux propriétés physiques bien connues. L'étude de ce détecteur permet de vérifier la possibilité d'unifier tous les détecteurs à gouttelettes avec la surchauffe réduite s .
- Détecteur standard d'Apfel SDD100s au $C_2H_2F_4$ à seuil nominal de 100keV. Il s'agit d'un autre détecteur à caractériser dans le cadre de l'étude unificatrice des détecteurs à gouttelettes. De plus, ce détecteur ayant un seuil comparable au détecteur standard de BTI, il représente une alternative pour le gaz à utiliser dans le futur.

- Détecteur spécial au C_4F_8 par BTI. Ce détecteur est fabriqué selon la méthode standard de BTI, avec un fréon utilisé dans les détecteurs d'Apfel. Nous pouvons ainsi vérifier que la méthode de fabrication n'affecte pas la réponse d'un détecteur à gouttelettes.

Des mesures de la réponse en fonction de la température à énergie fixe ont été réalisées pour tous ces détecteurs. Le détecteur standard de BTI requiert une attention particulière, et une étude de la réponse en fonction de l'énergie à température fixe a également été réalisée pour ce détecteur.

4.2 La masse active des détecteurs

4.2.1 Échantillonnage microscopique

La distribution des diamètres des gouttelettes dans le détecteur standard de BTI que nous avons étudié avec les neutrons est présentée à la figure 4-1. Pour déterminer le pourcentage du volume du détecteur occupé par des gouttelettes, nous devons établir le rapport entre le volume total des gouttelettes observées au microscope et le volume total du détecteur dans lequel ces gouttelettes ont été observées.

Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre précédent, un tour de bouton d'ajustement de profondeur correspond à un déplacement de l'objectif de 0,362mm. Les gouttelettes du détecteur standard de BTI ont été mesurées à différentes positions dans une profondeur totale de 38 tours de bouton. Puisque la surface de l'écran était de 150mm × 200mm et que le grandissement est de 500, le volume total dans lequel les gouttelettes ont été mesurées est de

$$V = \frac{150\text{mm} \times 200\text{mm} \times 0,362\text{mm} \times 38}{500 \times 500} = 1,65\text{mm}^3$$

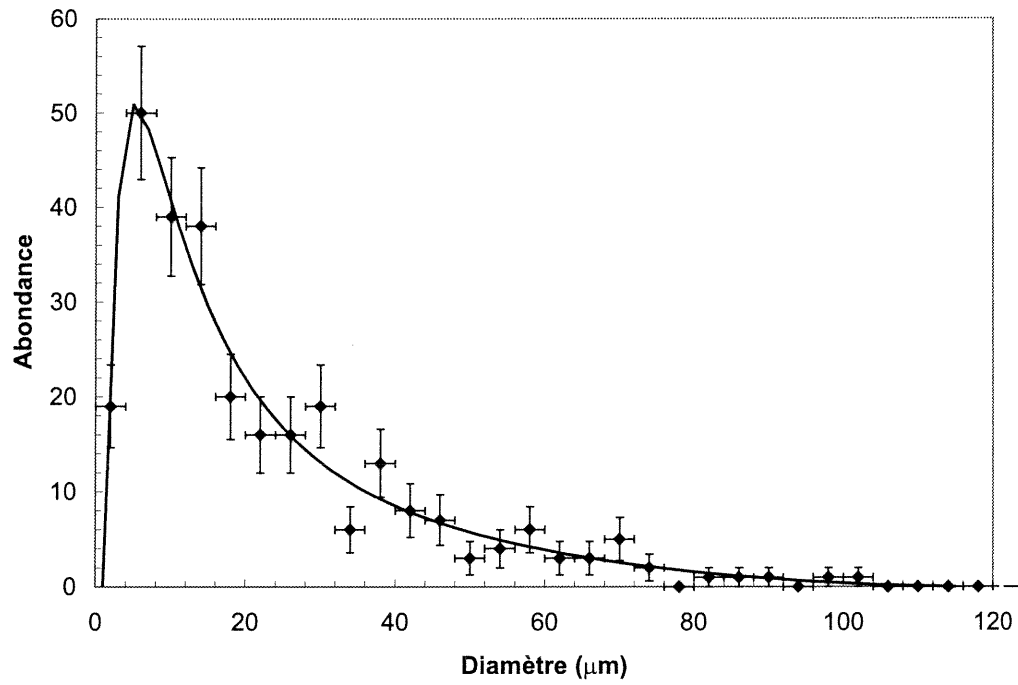


Figure 4-1: Distribution des diamètres des gouttelettes dans le détecteur standard de BTI. Au total 289 gouttelettes ont été observées au microscope.

Nous avons déterminé le volume total des gouttelettes observées de deux façons. La méthode simple, qui est sujette à de grandes erreurs statistiques, consiste à additionner le volume de chaque gouttelette. Le volume étant proportionnel au cube du diamètre, les grandes gouttelettes influencent considérablement le résultat et les statistiques de comptage sur ces gouttelettes sont très faibles. En l'occurrence, les cinq plus grandes gouttelettes de diamètre supérieur à $80\mu\text{m}$ totalisent un volume de $0,002\text{mm}^3$ par rapport à $0,007\text{mm}^3$ pour les 289 gouttelettes observées. Avec la seconde méthode, une fonction $P(d)$ est ajustée à l'abondance des gouttelettes (tel que présenté dans la figure 4-1). La fonction est normalisée et le volume total occupé par l'échantillon de gouttelettes observées au microscope est donné par

$$V = N * \frac{\sum P(d) \frac{4}{3} \pi \left(\frac{d}{2}\right)^3 \Delta d}{\sum \Delta d} \quad (4.1)$$

où N est le nombre de gouttelettes observées et Δd est un petit intervalle de diamètre. Ainsi nous obtenons un volume de $0,0073\text{mm}^3$, ce qui est en accord avec le résultat précédent. Le pourcentage de volume occupé par le fréon est donc de 0,45%. La densité du composé de fréon dans les détecteurs standards de BTI est d'environ 1,4g/ml. Avec un volume de 12ml, la masse active du détecteur échantillonné est environ 0,074g.

4.2.2 Appauvrissement du détecteur d'Apfel

La masse active d'un détecteur Apfel est obtenue en multipliant le nombre de gouttelettes dans le détecteur par le diamètre moyen de ces gouttelettes. Pour un flux de neutrons constant et à énergie fixe, le taux de production de bulles $A(N)$ après l'explosion de N gouttelettes est obtenu par la relation

$$A = A_0 \times \frac{1}{2}^{(N/N_{1/2})} \quad (4.2)$$

où A_0 est le taux initial et $N_{1/2}$ représente la moitié du nombre total de gouttelettes dans le détecteur. Le taux de production de bulles a été mesuré pour

chaque série de mille bulles produites. Au total plus de 18 000 explosions ont été enregistrées. Le taux de production de bulles en fonction du nombre de gouttelettes ayant explosé est présenté dans la figure 4-2.

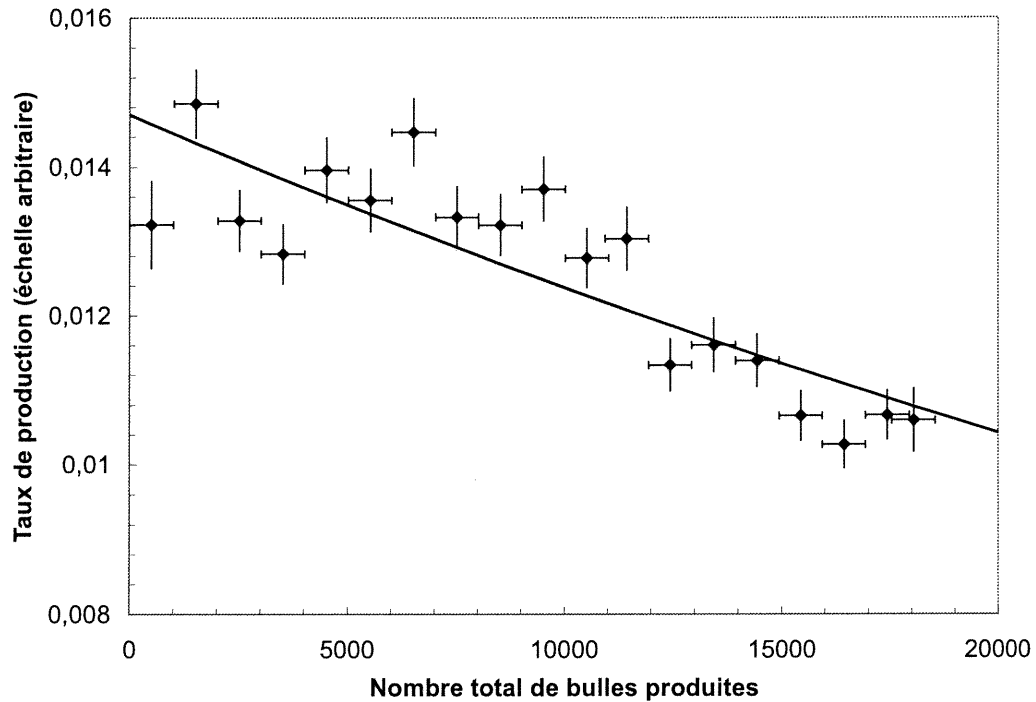


Figure 4-2: Plus de 18 000 bulles ont été enregistrées dans un SDD1000 d'Apfel. Cet appauvrissement des gouttelettes du détecteur permet d'obtenir la masse active du détecteur si le diamètre moyen des gouttelettes est connu.

La fonction (4.2) a été ajustée aux données avec A_0 et $N_{1/2}$ comme paramètres libres. Nous avons obtenu $N_{1/2} = 40\,300$, c'est à dire un nombre total de gouttelettes d'environ 80 000 dans le détecteur étudié. Les gouttelettes n'ont pu être observées qu'avec un microscope à faible résolution et le diamètre moyen est estimé à $100\mu\text{m}$. La densité du C_4F_8 est d'environ $1,4\text{g/ml}$. Avec ces valeurs, nous obtenons une masse totale de $0,06$ grammes de C_4F_8 dans le détecteur.

4.3 Étude de transition au premier ordre

Nous avons constaté dans le chapitre 2 qu'un modèle avec un seuil de détection des reculs de premier ordre n'était pas adéquat pour décrire la réponse des détecteurs. Pour se convaincre entièrement qu'un modèle plus complexe est requis, nous avons ajusté la fonction 2.32 aux données du détecteur SDD100 de BTI à une énergie de neutrons égale à 304keV. Cet ajustement est présenté dans la figure 4-3. Lorsque, à température élevée, le détecteur est près de la saturation, la fonction s'ajuste bien aux données. La fonction demeure en accord avec les données jusqu'à une efficacité de détection d'environ 20%, au-dessous de laquelle la courbe chute trop rapidement par rapport aux données, ce qui est le comportement attendu d'un modèle qui ne tient pas compte de l'augmentation graduelle de l'efficacité du détecteur.

4.4 Étude d'un modèle à seuil progressif

Ce modèle définit le seuil de détection comme l'énergie au-dessous de laquelle la probabilité de produire des bulles est toujours zéro. La probabilité qu'un neutron qui interagit avec un noyau dans une gouttelette provoque l'évaporation de cette gouttelette a été obtenue dans l'équation (2.34). Il existe trois paramètres à déterminer avec précision: l'énergie de seuil à une température de référence, le facteur α de variation de cette énergie avec la température, le facteur a qui affecte la vitesse de transition de la probabilité de zéro jusqu'à un. La masse active est approximativement connue pour certains détecteurs, et indirectement estimée pour d'autres. Il est nécessaire de connaître cette masse avec plus de précision, et le facteur de normalisation de la fonction de réponse, que nous transformons en masse active, est gardé comme paramètre libre.

Une façon de procéder est d'ajuster la fonction avec tous ces paramètres sur

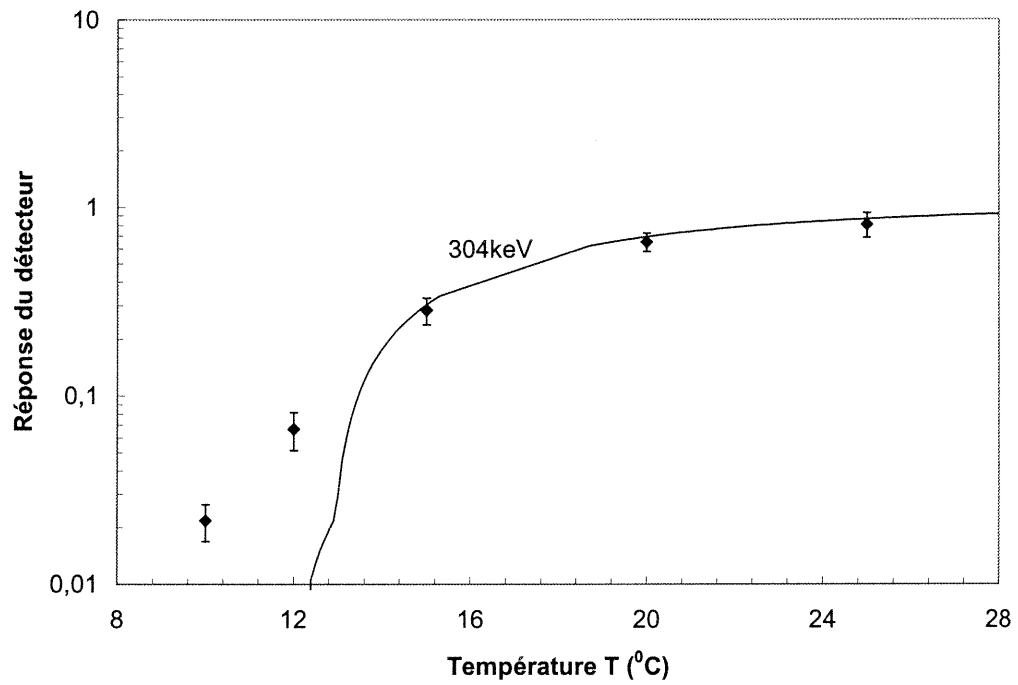


Figure 4-3: Le modèle avec un seuil en escalier a été ajusté à une série de données de réponse du détecteur standard de BTI à des neutrons de 304keV en fonction de la température. Le modèle est en désaccord avec les données à basse température.

plusieurs séries de données, et d'extraire la valeur moyenne de chaque paramètre pour chaque type de détecteurs. La plupart des séries de données contiennent entre cinq et sept points, et l'ajustement de quatre paramètres peut mener à plusieurs combinaisons possibles. Pour des résultats plus fiables, une méthode indépendante pour réduire le nombre de paramètres est nécessaire. Il est justement possible de déterminer le seuil de réponse et son évolution avec la température.

4.4.1 Le seuil en fonction de la température

Il n'existe pas de méthode systématique pour extraire le seuil d'une série de données. Lorsque la réponse du détecteur est mesurée en fonction de la température (ou de l'énergie des neutrons), environ deux ordres de grandeurs dans l'efficacité de détection sont couverts, tel qu'illustré dans la figure 4-4. Pour les séries de données où l'énergie des neutrons est maintenue constante, le seuil se situe à quelques degrés au-dessous du point le plus bas mesuré, et il doit être extrapolé à partir d'une lecture à l'œil. Nous imposons une marge d'erreur élevée ($1,0^{\circ}\text{C}$) pour ces extrapolations. Le seuil est extrapolé de la même manière pour les séries à température constante. L'erreur sur l'énergie de seuil pour ces lectures est de 5keV à 10keV. L'énergie de seuil pour chaque série est exprimée en fonction de la température. Une exponentielle décroissante doit être obtenue, et les paramètres inconnus de la fonction reliant le seuil et la température peuvent être obtenus pour chaque détecteur.

Un autre objectif est atteint avec cette analyse: la vérification de l'hypothèse de d'Errico à propos de l'unification des détecteurs à gouttelettes grâce à la surchauffe réduite $s = \frac{T-T_b}{T_c-T_b}$. D'Errico avait mesuré le seuil effectif de détection des neutrons en fonction de la température, où le seuil effectif est défini comme le point où l'efficacité du détecteur tombe à 70%. Les seuils effectifs tels que présentés dans la figure 2-7 s'unissaient lorsqu'ils étaient exprimés en fonction de

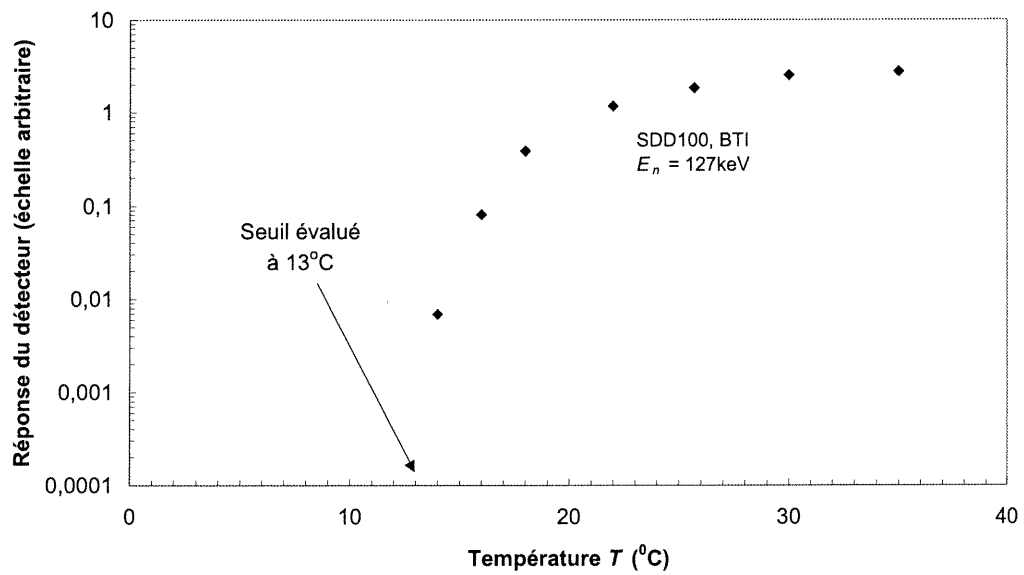


Figure 4-4: Exemple de l'extraction du seuil absolu pour une série de données de réponse du détecteur en fonction de la température (l'énergie des neutrons est de 127keV dans ce cas-ci).

s , et une seule fonction décrivant l'évolution du seuil pouvait être ajustée pour décrire les quatre différents détecteurs étudiés par d'Errico. Nous avons également exprimé les énergies de seuil en fonction de s au lieu de la température. Si la réponse des détecteurs à gouttelettes est unifiée en fonction de s , alors tous les seuils devraient suivre la même dépendance exponentielle décrite dans l'équation 2.23.

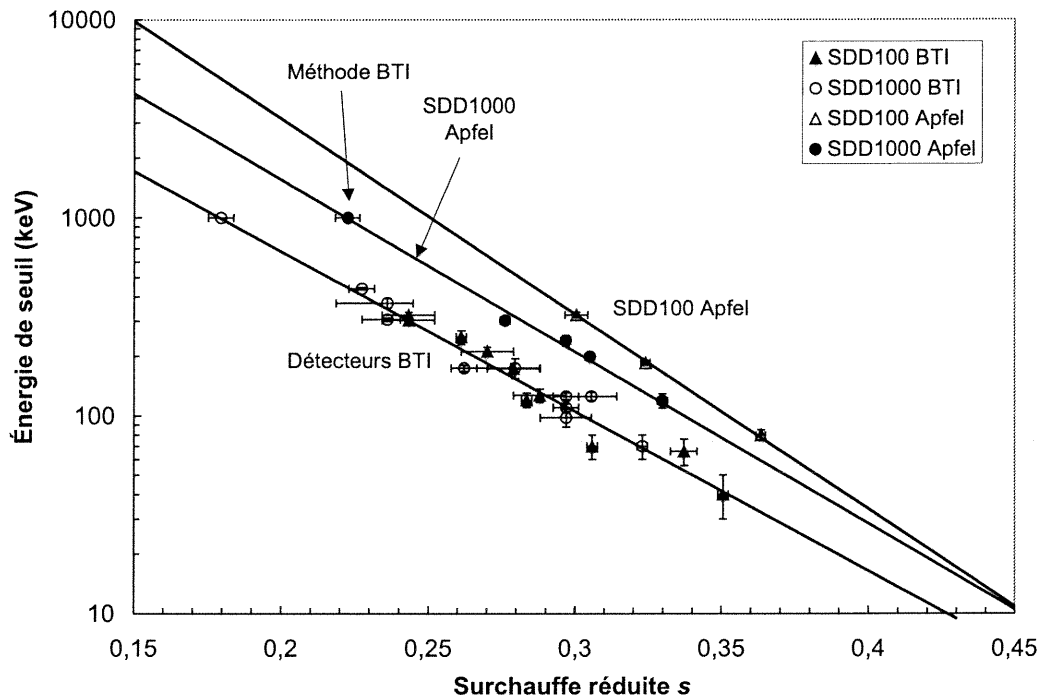


Figure 4-5: Énergie de seuil de détection de neutrons en fonction de s . Contrairement aux prédictions basées sur les études de d'Errico, les seuils des différents détecteurs ne suivent pas la même courbe exponentielle.

Le seuil en fonction de s est présenté dans la figure 4-5. Les détecteurs ne se confondent pas tel que prédit par le modèle de d'Errico, au lieu de quoi trois groupes se forment: Le décafluorobutane (C_4F_{10}) par BTI et le détecteur à mélange standard de BTI se confondent parfaitement, alors que les deux dé-

tecteurs d'Apfel, SDD100s et SDD1000, possèdent un seuil supérieur aux détecteurs de BTI pour les mêmes valeurs de s . Les seuils de ces détecteurs d'Apfel sont relativement rapprochés, mais ne semblent pas se confondre. Nous ne disposons que de trois points pour le SDD100s, et nous ne pouvons pas affirmer avec certitude que les deux types de détecteurs suivent différentes courbes. Nous adopterons pour le moment un point de vue conservateur, en ajustant une fonction différente pour chaque détecteur d'Apfel. De futures analyses préciseront si la différence entre ces deux détecteurs est réelle ou s'il s'agit d'un artifice produit par les limitations de la lecture à l'œil. Nos observations semblent en désaccord avec celles de d'Errico. Il existe quelques hypothèses pouvant expliquer ce désaccord:

- Le modèle de d'Errico n'offre pas de description unifiée pour tous les détecteurs à gouttelettes, et il doit donc être raffiné. Il est possible que le modèle regroupe les détecteurs en familles, selon leurs ressemblances chimiques et thermodynamiques. Nous avons ainsi séparé trois (ou deux) familles de détecteurs. Pour vérifier cette hypothèse, des études systématiques doivent être réalisées pour déterminer les familles existantes et les points communs pour chacune d'entre elles. Une fois cette étude réalisée il devient possible de déterminer la réponse d'un nouveau détecteur si la famille de détecteurs à laquelle il appartient est connue.
- Le modèle de d'Errico est valable, et la différence dans nos observations est due au processus de fabrication. Les gouttelettes dans les détecteurs de BTI sont maintenues par un gel polymérisé, donc rigide, alors que les gouttelettes produites par la méthode d'Apfel sont maintenues en suspension par un milieu visqueux. Les conditions à la surface des gouttelettes sont donc différentes, mais peuvent-elles réellement être la cause de différence dans le seuil de production de bulles? Le processus de formation de bulles est à première vue indépendant des conditions à la surface de la gouttelette. La dimension du rayon critique pour la transition de phase est de l'ordre

de 10nm, alors que le diamètre d'une gouttelette est de l'ordre de $100\mu\text{m}$. L'effet de l'évaporation d'un volume de quelques nanomètres de diamètre sur le reste de la gouttelette devrait donc être négligeable, et l'effet à la surface devient minime. Cet effet devient possible si les différences dues aux méthodes de fabrication sont extrêmes, par exemple si la tension de surface pour les deux types de gouttelettes varie par un facteur de 10^4 , ce qui semble improbable. Pour vérifier si la méthode de fabrication joue un rôle dans la réponse des détecteurs, nous avons déterminé la température de seuil pour des neutrons de 1000keV avec un détecteur produit par BTI, dont l'élément actif est le C_4F_8 , le même gaz utilisé dans le SDD1000 d'Apfel. Si la méthode de production est déterminante, le seuil avec ce détecteur devrait s'approcher de la famille des détecteurs fabriqués par BTI. Tel que le montre la figure 4-5, le seuil pour ce détecteur est en parfait accord avec les seuils pour les SDD1000 d'Apfel, et ne se rapproche nullement de la famille BTI. La possibilité que la méthode de fabrication affecte la réponse des détecteurs à gouttelettes n'est pas favorisée pas le processus de formation des bulles et elle est totalement écartée par les données expérimentales.

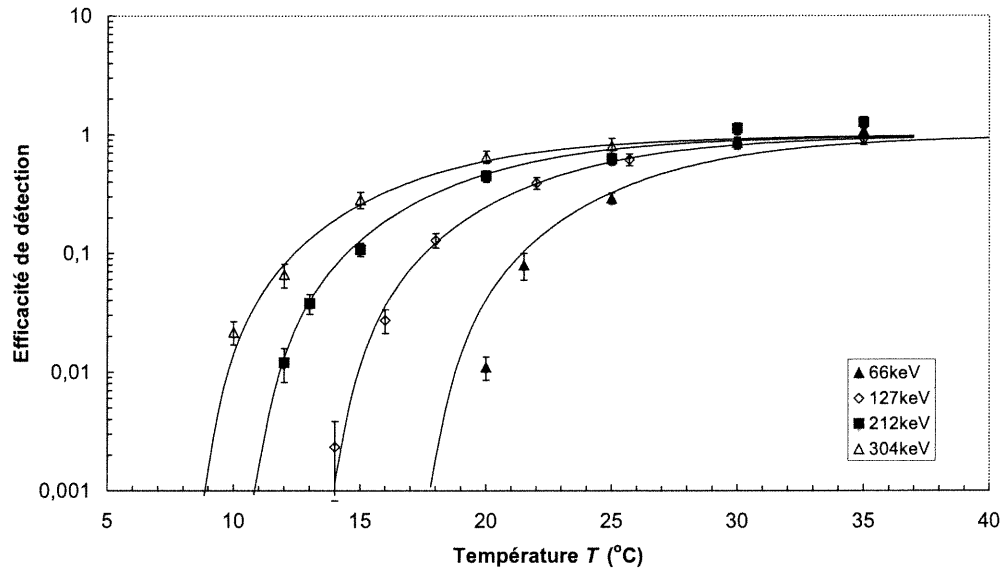
- Il existe une différence entre nos seuils et ceux de d'Errico sur laquelle nous devons insister. Il s'agit de la définition du seuil. Si l'augmentation de l'efficacité de détection avec l'énergie ne s'effectue pas à la même vitesse d'un détecteur à l'autre, alors il est possible pour des détecteurs ayant le même seuil effectif (70% d'efficacité) en fonction de s d'atteindre un seuil véritable (0% d'efficacité) à une énergie différente. Donc les détecteurs ne sont pas parfaitement unifiés, puisque la transition graduelle d'une efficacité de 0 à 1 s'effectue différemment d'un détecteur à l'autre. Par ailleurs, pour unifier les seuils de détection une nouvelle définition du terme "seuil" est nécessaire. Dans le cadre du modèle actuel, la définition du seuil ne peut être modifiée, et nous ne pouvons donc appliquer le modèle de d'Errico.

Le modèle de d'Errico ne peut donc s'appliquer entièrement dans le cadre du modèle à seuil progressif simple. Les données de la figure 4-5 nous permettent toutefois de déterminer le seuil avec précision pour les trois familles de détecteurs, ce qui comprend deux des quatre paramètres décrits plus tôt.

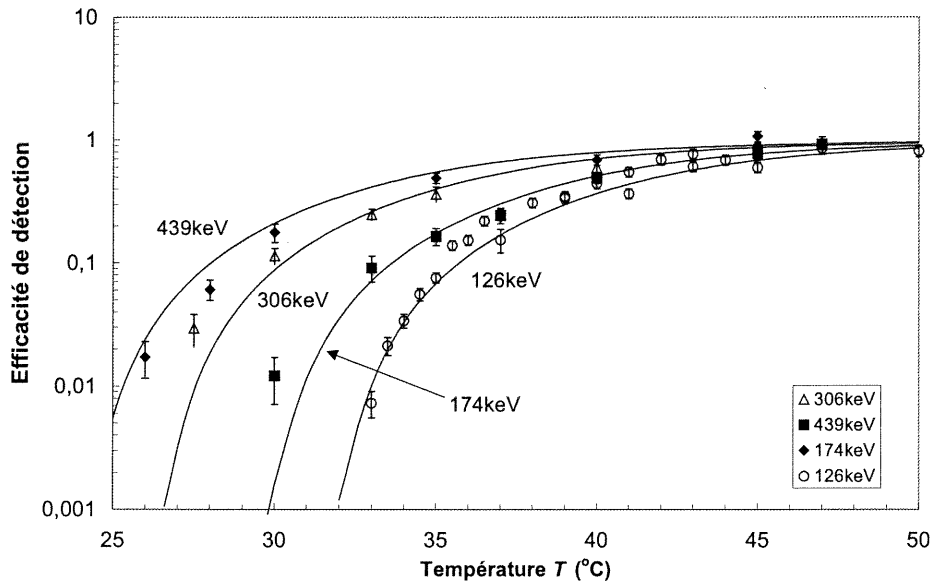
4.4.2 Réponse en fonction de la température

Le facteur de normalisation (ou la masse) et le paramètre a décrivant la vitesse de transition de la probabilité de détection ont été ajustés librement à l'intérieur de limites raisonnables. La masse des détecteurs est connue à un facteur 2 près pour le détecteur standard de BTI et pour le SDD1000 d'Apfel grâce à l'échantillonnage au microscope et à l'appauvrissement du détecteur par irradiation. La masse des autres détecteurs peut être estimée par des méthodes indirectes (comparaison de la réponse à une source de neutrons Ac-Be par exemple) et un facteur 3 est admis comme erreur sur ces valeurs. Le facteur a a été évalué dans des analyses précédant cette étude et a été estimé entre 0,9 et 1,0. Nous élargissons la valeur possible entre 0,4 et 1,5. Ces limites pour les deux paramètres sont suffisamment étroites pour permettre un ajustement précis. Pour chaque détecteur, jusqu'à quatre séries de mesures de la réponse en fonction de la température ont été étudiées. Les résultats de ces ajustements sont présentés dans la figure 4-6 pour les détecteurs de BTI et dans la figure 4-7 pour les détecteurs d'Apfel.

Pour chaque détecteur, les valeurs moyennes des différents paramètres obtenues avec ces ajustements ainsi qu'avec l'étude de la dépendance du seuil dans la section 4.4.1 sont rassemblées dans le tableau 4-1. Le r^2 , très proche de 1 pour la plupart des ajustements, indique un excellent accord entre le modèle et les données.

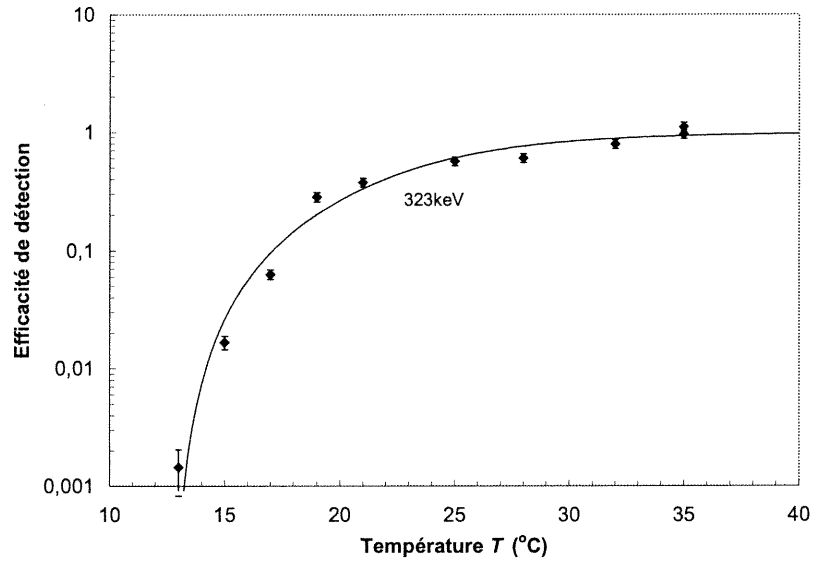


(a)

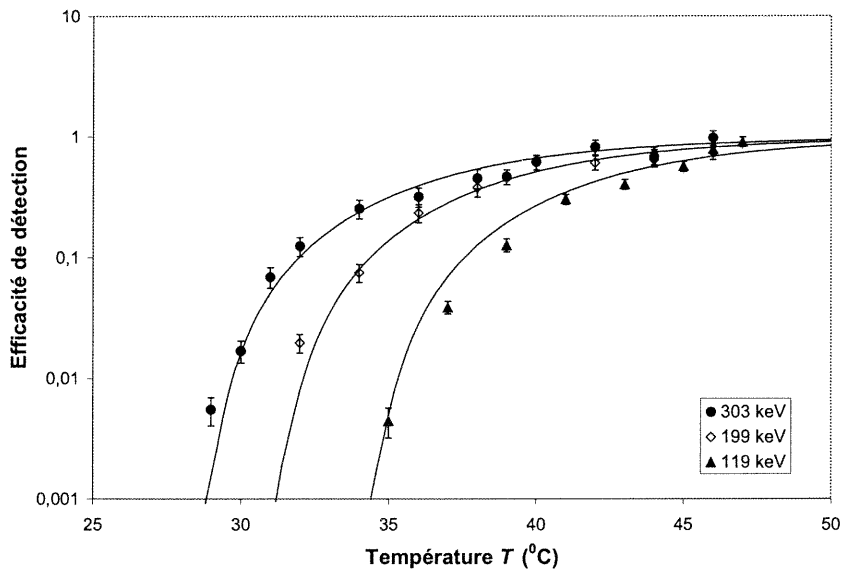


(b)

Figure 4-6: Réponse des détecteurs de BTI: (a) le détecteur standard SDD100 et (b) le SDD1000. Pour chaque série de données l'énergie est maintenue constante et le taux de production de bulles est mesuré en fonction de la température. Le modèle à seuil progressif simple est ajusté aux données.



(a)



(b)

Figure 4-7: Réponse des détecteurs d'Apfel: (a) le SDD100s et (b) le SDD1000. Pour chaque série de données l'énergie est maintenue constante et le taux de production de bulles est mesuré en fonction de la température. Le modèle à seuil progressif simple est ajusté aux données.

	SDD100 BTI	SDD1000 BTI	SDD100s Apfel	SDD1000 Apfel
T_b ($^{\circ}\text{C}$)	-19,2	-1,70	-26,2	-5,99
T_c ($^{\circ}\text{C}$)	92,6	113	101	115
E_0 (keV)	778	778	3630	1790
α_s	18,6	18,6	22,7	20,0
a	0,6	0,6	0,4	0,9
m (g)	0,050	0,018	0,044	0,062
r^2 max	0,999	0,980	0,966	0,979
r^2 min	0,929	0,927	0,966	0,948

Tableau 4-1: Les propriétés physiques importantes des gouttelettes dans les différents détecteurs étalonnés ainsi que les meilleures valeurs obtenues dans les ajustements pour les paramètres du modèle à seuil progressif simple.

4.4.3 Réponse du détecteur standard de BTI

Comme nous l'avons mentionné plus haut, le SDD100 de BTI requiert une attention particulière. La réponse du détecteur aux neutrons peut être exprimée en fonction de la température pour une énergie de neutrons fixe, ou en fonction de l'énergie à température constante. Dans ce dernier cas, une fonction décrivant l'efficacité de détection peut difficilement être ajustée aux données. Le problème est d'intégrer la section efficace de l'interaction neutron-noyau, particulièrement pour le fluor-19, qui varie considérablement avec l'énergie des neutrons à cause des nombreuses résonances. D'un autre côté, ces données permettent de vérifier la validité de la paramétrisation de la fonction de réponse. Les données pour le détecteur standard de BTI à 10°C , 15°C et 20°C sont présentées dans la figure 4-8 avec la fonction de réponse (2.34) dont les paramètres sont fixés aux valeurs du tableau 4-1. La résonance à 100keV a été mesurée avec précision pour certaines températures, ce qui nous fournit une vérification indépendante du calcul

de l'énergie des neutrons.

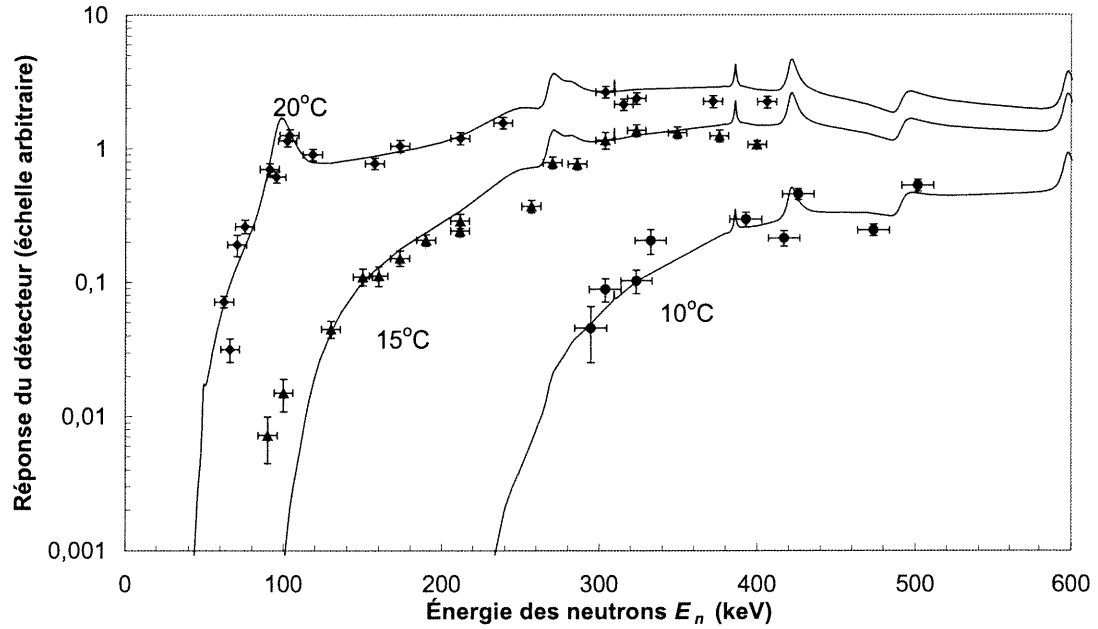


Figure 4-8: La réponse du détecteur standard de BTI en fonction de l'énergie des neutrons a été mesurée à des températures de 10, 15 et 20 degrés. Les paramètres des fonctions de seuil superposées aux données sont ceux indiqués dans la table 4-1.

De la réponse de ce détecteur aux neutrons nous devons extraire la probabilité qu'un recul de fluor engendre une transition de phase. Cette information est nécessaire pour déterminer la réponse du détecteur aux neutralinos. En utilisant les paramètres obtenus plus haut nous écrivons la probabilité qu'un noyau de fluor provoque l'évaporation d'une gouttelette:

$$P(E_r, T) = \begin{cases} 0 & : E_r < E_{min} \\ 1 - \exp\left(0,6 \frac{E_r - E_{min}}{E_{min}}\right) & : E_r > E_{min} \end{cases} \quad (4.3)$$

où

$$E_{min} = 0,19 \times 778(\text{keV}) \times \exp(-18,586(s - 0,2))$$

Cette relation est tracée en fonction de l'énergie de recul pour quelques températures dans la figure 4-9. La raison pour laquelle il est avantageux d'utiliser le détecteur entre 25°C et 30°C devient maintenant claire. À ces températures, le détecteur est sensible à la plupart des reculs produits par des neutralinos de masse supérieure à 30GeV. La température idéale pour mesurer le bruit de fond est autour de 10 – 15°C puisque le détecteur n'est sensible qu'aux reculs les plus énergétiques.

4.4.4 Réponse du SDD1000 de BTI

Il convient de s'attarder sur ce détecteur car il joue un rôle capital dans l'avenir immédiat de PICASSO. Comme pour le détecteur standard, nous avons extrait la réponse aux reculs de fluor à partir de la réponse aux neutrons. Ces résultats sont présentés dans la figure 4-10. Une comparaison avec la figure 4-9 révèle qu'une efficacité très semblable à celle du SDD100 à 26°C est produite lorsque le détecteur est utilisé à 45°C. Une telle température de fonctionnement peut être atteinte en utilisant un système de contrôle de température plus puissant. Son fluide actif étant plus simple et ayant des propriétés physiques mieux connues que celles du SDD100, le SDD1000 est un candidat de choix pour les futurs détecteurs de PICASSO.

4.5 Étude d'un modèle à seuil réaliste

L'ajustement de la fonction (2.35) présente des difficultés nouvelles par rapport au modèle à seuil progressif simple. D'abord, l'intégrale ne peut être résolue analytiquement, et une analyse numérique ou un programme capable d'ajuster directement une telle fonction sont nécessaires. Table Curve 2D est un logiciel adapté à ce dernier genre de tâches, et nous avons opté pour cette solution. La seconde

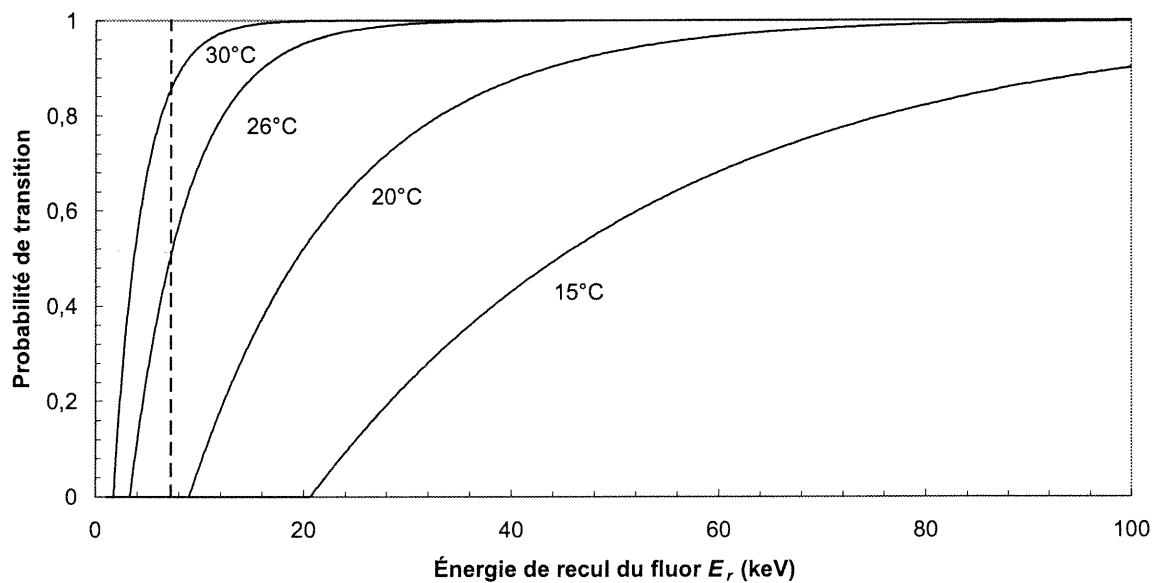


Figure 4-9: La probabilité qu'une bulle soit formée lors du recul est exprimée en fonction de l'énergie du noyau de ^{19}F à différentes températures. La ligne pointillée indique l'énergie de recul moyenne après une collision avec un neutralino de 100 GeV. Le détecteur est sensible à une telle énergie à 26°C.

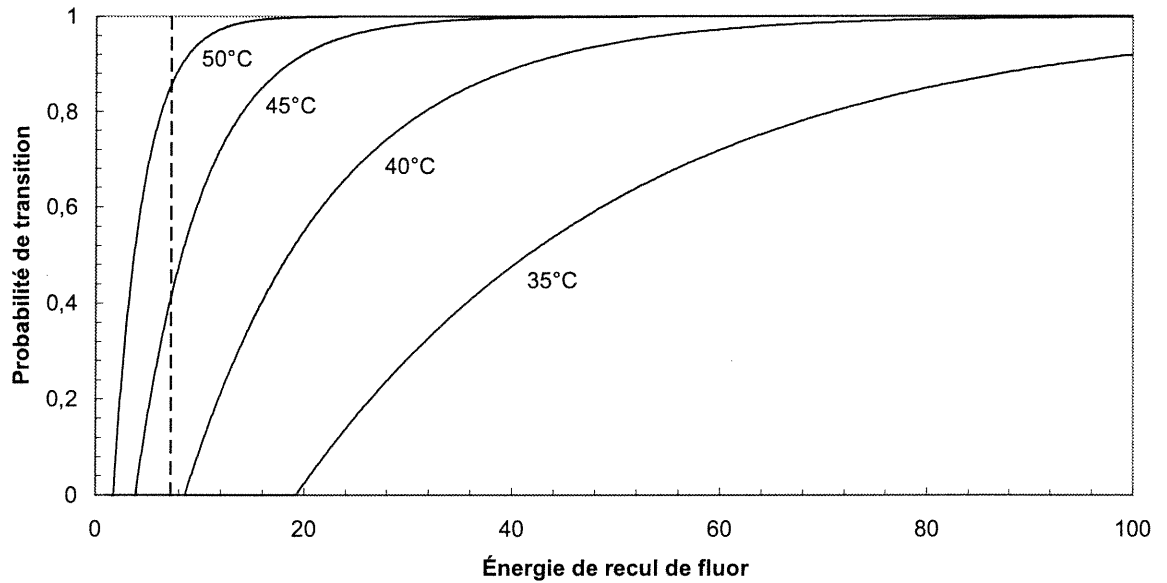


Figure 4-10: La probabilité qu'une bulle soit formée dans le SDD1000 de BTI lors du recul est exprimée en fonction de l'énergie du noyau de ^{19}F à différentes températures. La ligne pointillée indique l'énergie de recul moyenne après une collision avec un neutralino de 100 GeV. Le détecteur est sensible à une telle énergie à 45°C.

difficulté est due à la nature du modèle. Contrairement au modèle à seuil progressif simple, où le seuil est nettement défini, la probabilité de transition de phase n'est nulle que lorsque l'énergie de recul tombe à zéro. Une relation directe entre l'énergie de seuil et la surchauffe réduite ne peut être obtenue par extraction directe des données. Un seuil relatif peut être défini comme étant l'énergie pour laquelle l'efficacité est de 50%, mais l'extraction des données d'un tel point présente des difficultés car une efficacité de 100% n'est pas atteinte dans toutes les séries de données et la lecture risque d'être sujette à des interprétations erronées. Tous les paramètres doivent donc être déterminés à partir de l'ajustement de la fonction de seuil aux données de réponse du détecteur en fonction de la température. Dans le cadre de ce modèle plus complexe, nous allons analyser exclusivement les détecteurs de BTI, dont les paramètres ont des valeurs très semblables.

4.5.1 Réponse aux neutrons

Les résultats obtenus avec le modèle à seuil progressif simple nous permettent de restreindre la masse des détecteurs aux valeurs indiquées dans la table 4-1. Le facteur α , ne peut être très éloigné de 20, et nous permettons les valeurs entre 17 et 23. La largeur de la gaussienne σ possède un impact considérable à basse température lorsque l'efficacité de détection est inférieure à 10% et une légère variation de σ peut créer un désaccord avec les données. Rappelons que la valeur de $a = \sigma / \langle E_{min} \rangle$ obtenue lors de l'ajustement des données de d'Errico (figure 2-10) était de 0,4. Nous nous attendons à obtenir une valeur dans le même ordre de grandeur avec nos détecteurs. À partir de ces conditions initiales pour la paramétrisation de nos détecteurs, nous avons ajusté la fonction de seuil aux huit séries de mesures de réponse des détecteurs de BTI à la température. Les résultats sont résumés dans le tableau 4-2 et les fonctions ajustées aux données sont présentées dans la figure 4-11 Les paramètres pour la dépendance en température

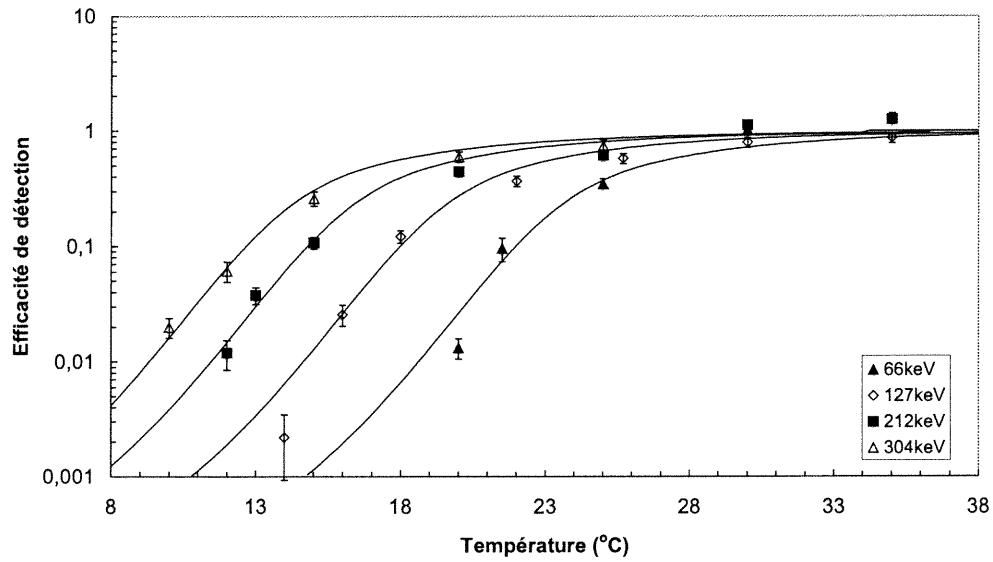
sont identiques pour les deux détecteurs. La largeur de la gaussienne est légèrement plus élevée pour le SDD100. Pour ce qui est de la masse des détecteurs, une masse de 0,017g pour le SDD1000 est favorisée par rapport à 0,018g dans le modèle à seuil progressif simple.

	SDD100	SDD1000
$E_0(s_0 = 0, 3)$ (keV)	$45,6 \pm 2,0$	$45,6 \pm 2,0$
α_s	$18,0 \pm 0,2$	$18,0 \pm 0,2$
a	$0,29 \pm 0,02$	$0,26 \pm 0,02$
masse (g)	$0,050 \pm 0,005$	$0,017 \pm 0,001$
meilleur r^2	0,996	0,956
pire r^2	0,832	0,913

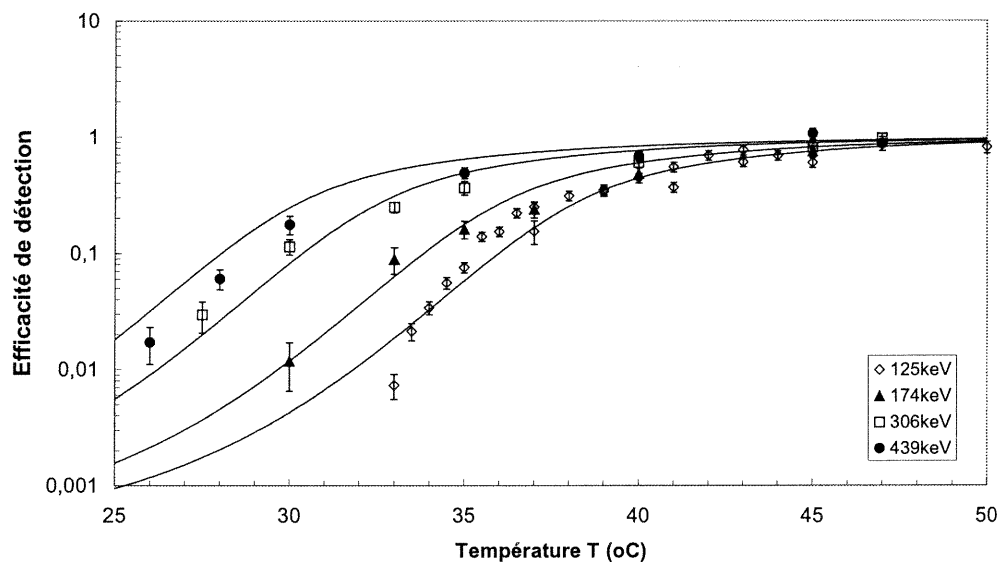
Tableau 4-2: Les paramètres de la fonction de seuil statistique sont quasi-identiques pour les deux détecteurs de BTI. Une légère différence est notée dans la largeur de la gaussienne.

4.6 Comparaison des modèles

À partir des résultats obtenus pour la réponse aux neutrons, la probabilité qu'un recul de fluor produise une explosion a été générée en fonction de l'énergie de recul. Ces résultats ont déjà été présentés dans les figures 4-9 et 4-10 pour le modèle à seuil progressif simple et sont présentés dans la figure 4-12 pour le modèle statistique. L'énergie de recul moyenne d'un noyau de fluor ayant interagi avec un neutralino de 100GeV est indiquée par la ligne pointillée. Les deux modèles indiquent une efficacité de l'ordre de 50% pour ce neutralino. Les deux modèles sont également efficaces pour décrire le comportement des détecteurs à gouttelettes (ce qui est mis en évidence par les valeurs élevées du r^2). Avec des



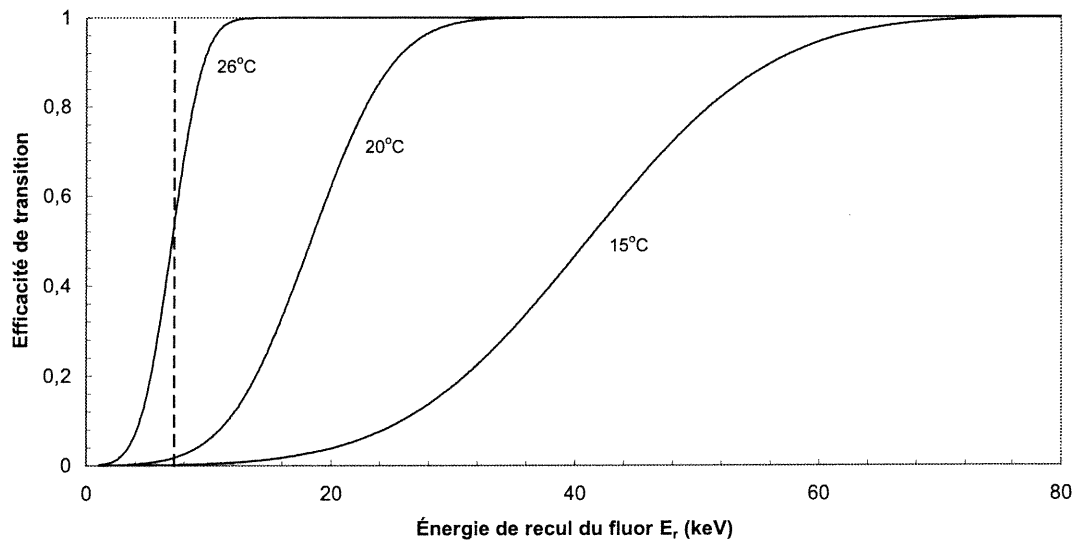
(a)



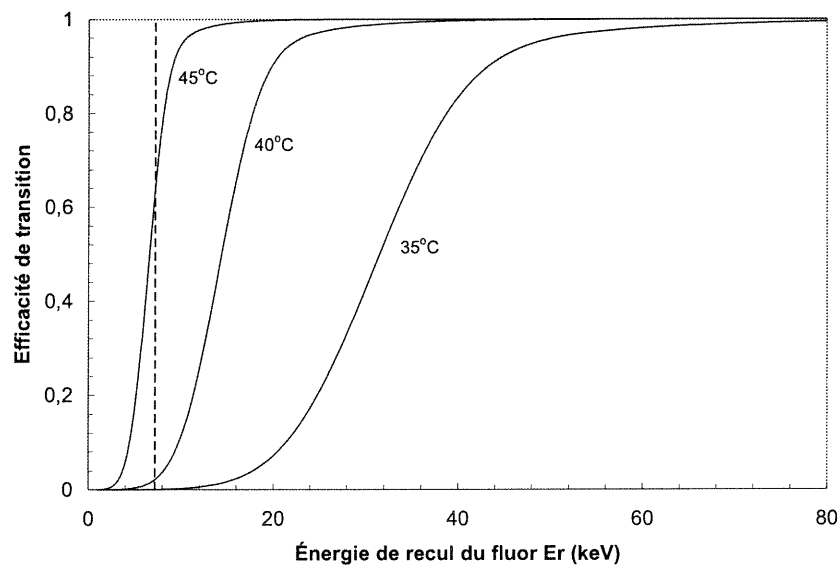
(b)

Figure 4-11: Réponse des détecteurs de BTI: (a) le détecteur standard SDD100 et (b) le SDD1000. Pour chaque série de données l'énergie est maintenue constante et le taux de production de bulles est mesuré en fonction de la température. Le modèle à seuil progressif complexe est ajusté aux données.

résultats aussi rapprochés il est difficile de favoriser un modèle en particulier. Le seuil progressif simple permet une analyse plus rapide et plus accessible, mais il ne possède aucune justification physique fondamentale, contrairement au modèle statistique qui englobe les différentes fluctuations dans un modèle de formation de bulles qui est extrêmement complexe. Nous devons poursuivre l'étude de la réponse du détecteur aux neutralinos avec les deux modèles. Le choix ultime du modèle dépendra des priorités: simplicité ou justification physique.



(a)



(b)

Figure 4-12: Réponse des détecteurs de BTI: (a) le détecteur standard SDD100 et (b) le SDD1000 aux reculs des noyaux de fluor dans le cadre du modèle à seuil progressif statistique. L'énergie de recul moyenne pour un neutralino de 100 GeV est indiquée en pointillé.

CHAPITRE 5

Limite de détection des neutralinos

5.1 Réponse du détecteur aux neutralinos

L'ultime objectif de l'expérience PICASSO est de produire un détecteur suffisamment massif et sensible pour discerner les variations annuelles qui caractérisent le signal produit à la suite des collisions entre les neutralinos et les noyaux de fluor. La masse et la sensibilité requises pour obtenir un tel signal dépendent de la section efficace de l'interaction dépendante du spin ainsi que de la masse du neutralino. Les limites théoriques actuelles sur la section efficace (dépendante du spin) impliquent qu'un détecteur d'environ une tonne [42] est nécessaire pour observer un signal positif. La masse active actuelle est de quelques grammes, ce qui offre une sensibilité insuffisante selon les limites théoriques sur la section efficace. Même si les détecteurs ne fournissent pas de signal positif, ils permettent d'établir une limite sur la section efficace. Au fur et à mesure que le détecteur est amélioré, cette limite est abaissée, et ainsi des régions de plus en plus importantes de la section efficace sont exclues. Éventuellement le détecteur permettra de tester des régions acceptées par la théorie, et en cas d'absence de signal positif, d'imposer des contraintes à cette théorie et de raffiner les modèles existants.

Lors d'une expérience de détection des neutralinos avec un détecteur donné, un certain nombre d'événements par kilogramme et par unité de temps est enregistré. Si tous ces événements sont dûs aux neutralinos, alors ils seraient liés à la

masse et à la section efficace par la relation 1.15 soit

$$R = \sigma_{Wp}(SD) \times \phi \times (nf_{Np}). \quad (5.1)$$

Rappelons que $\sigma_{Wp}(SD)$ est la section efficace dépendante du spin WIMP-proton, ϕ est le flux de neutralinos par jour, n est le nombre de noyaux de fluor par kilogramme et f_{Np} est un facteur de conversion dépendant de la masse du WIMP. Cette formule est valide si l'efficacité du détecteur est de 100%. Nous savons que l'efficacité de notre détecteur dépend de l'énergie et de la température, et l'efficacité ϵ_χ de détection d'un recul de fluor provoqué par un neutralino doit être ajoutée à l'équation précédente. Nous pouvons réécrire cette relation comme

$$R(T) = \sigma_{Wp}(SD) \times \epsilon_\chi n_\chi \langle v_\chi \rangle \times (nf_{Np}) = R\epsilon_\chi \quad (5.2)$$

où $\phi = n_\chi \langle v_\chi \rangle$ a été exprimé en termes du nombre de neutralinos par unité de volume n_χ et de la vitesse moyenne des neutralinos $\langle v_\chi \rangle$. Grâce à la caractérisation de nos détecteurs aux neutrons décrite dans les chapitres précédents, nous sommes en mesure d'obtenir l'efficacité de détection ϵ_χ en fonction de la masse du neutralino et de la température.

Nous avons déterminé la réponse de nos détecteurs à gouttelettes aux neutrons pour une région d'énergie où l'interaction des neutrons avec les noyaux est élastique et isotrope. Ceci est particulièrement utile dans le cas des neutralinos car l'interaction avec le fluor est également élastique et isotrope. L'interaction avec les noyaux étant isotrope, la distribution des énergies de reculs est uniforme entre zéro et une valeur maximale $E_{max} = fE_n$. Un neutralino qui interagit avec un noyau de fluor produit cette même distribution uniforme d'énergies de reculs. Un neutron et un neutralino ayant des énergies qui correspondent à la même énergie de recul maximale pour le fluor sont équivalents du point de vue de la cinématique. Après une interaction avec un noyau, la probabilité que le recul produise une bulle dans le détecteur est égale pour ce neutron et pour ce neutralino car cette probabilité ne dépend que de l'énergie de recul. Nous utilisons

donc (pour ϵ_χ d'un neutralino donné) la valeur de l'efficacité pour un neutron produisant la même énergie de recul maximale. Cette équivalence n'est possible que si l'interaction est élastique et isotrope.

Pour déterminer l'efficacité de détection d'un neutralino de masse M_χ nous devons considérer la distribution des énergies des neutralinos, qui dépend de la distribution de leurs vitesses. L'efficacité de détection en fonction de l'énergie du neutralino est transformée en efficacité en fonction de la vitesse et de la masse du neutralino $\epsilon_\chi(M_\chi, v)$ (sachant que $E = \frac{1}{2}M_\chi v^2$). L'efficacité de détection pour une masse de neutralino M_χ dans ce cas devient

$$\epsilon_\chi(M_\chi) = \frac{\int_0^{v_{max}} \epsilon_\chi(M_\chi, v) P(v) dv}{\int_0^{v_{max}} P(v) dv} \quad (5.3)$$

où la distribution de vitesses des neutralinos $P(v)$ a été définie dans l'équation (1.10). La limite supérieure de l'intégrale v_{max} correspond à la vitesse d'échappement de la galaxie.

L'efficacité en fonction de la masse du neutralino pour le détecteur standard de BTI est présentée dans la figure 5-1. L'expérience de détection des neutralinos par PICASSO a été réalisée à 26°C, et à 15°C pour soustraire le bruit de fond, puisque les détecteurs sont peu sensibles aux neutralinos à cette température. Selon la figure 5-1 la température idéale pour mesurer le bruit de fond est autour de 10°C puisque l'efficacité aux neutralinos est presque nulle. L'efficacité à 35°C représente la limite supérieure pour l'utilisation de ce détecteur. Au-dessus de cette température, le SDD100 devient sensible aux gamma. Les valeurs entre parenthèses indiquent les températures auxquelles le SDD1000 de BTI possède une sensibilité comparable.

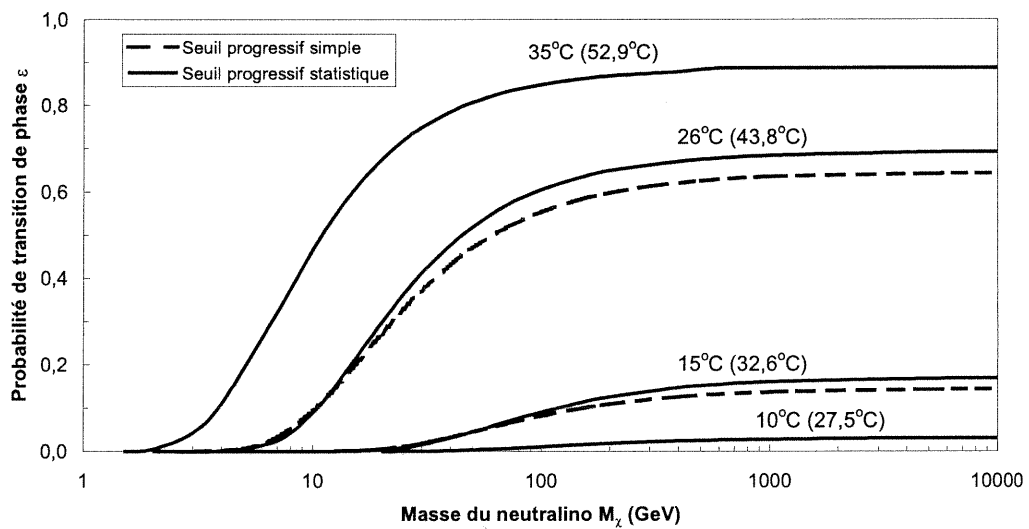


Figure 5-1: L'efficacité de détection des neutralinos est présentée en pointillé pour le modèle à seuil progressif simple et en ligne pleine pour le modèle statistique. L'efficacité est légèrement plus élevée avec le modèle statistique.

5.2 Limite actuelle

Seize détecteurs SDD100 de BTI ont été utilisés durant la première expérience de détection des neutralinos. La masse totale de fréon était de 1,1 grammes, mais seul le fluor est sensible aux neutralinos, ce qui correspond à une masse de 0,85 grammes. Deux mesures à des températures différentes ont été réalisées. L'une à 26°C a duré 54,7 jours et 86 ± 9 événements ont été enregistrés. La seconde mesure, à 15°C a duré 41,7 jours pour un total de 57 ± 8 événements. Tel qu'indiqué dans la figure 5-1, les détecteurs sont peu sensibles aux neutralinos à 15°C, et la plupart des événements enregistrés à cette température sont considérés comme du bruit de fond (pour être conservateurs nous considérons tout de même la contribution du signal à 15°C dans nos calculs. La mesure à 26°C représente notre signal. Le nombre d'événements à une température donnée $S(T)$ est égal au nombre de reculs détectés $R(T)$ plus le bruit de fond $B(T)$, donc

$$S(T) = R(T) + B(T). \quad (5.4)$$

Pour connaître la dépendance du bruit de fond en température, nous devons en déterminer la source.

Il existe deux principales sources de bruit de fond: les neutrons et les particules alpha. Le flux de neutrons a été mesuré dans divers environnements, incluant le blindage à l'intérieur duquel les détecteurs étaient installés, le laboratoire souterrain de l'expérience SNO (2km de profondeur) et la mine de sel de Windsor où le flux est extrêmement bas. Ce flux a été comparé au bruit de fond enregistré par les détecteurs à gouttelettes (voir figure 5-2). Si le bruit de fond est dominé par les neutrons, le nombre d'événements observés dans les détecteur serait proportionnel à l'abondance des neutrons. La figure 5-2 indique clairement que le bruit de fond pour les détecteurs diminue peu par rapport à l'abondance des neutrons. Dans le cas du site de l'expérience PICASSO, le bruit de fond est supérieur par un facteur 10. Nous pouvons donc négliger les neutrons et considérer les par-

ticules alpha comme principale source de bruit de fond. Ces alpha pourraient être produits à l'intérieur des détecteur à cause de la contamination en U/Th. Les détecteurs sont très sensibles à des reculs de noyaux induits par ces particules alpha. La dépendance du détecteur aux α en fonction de la température est présentée dans la figure 5-3. Le rapport entre le bruit de fond à 26°C et à 15°C est de 1,22 avec une précision de 2%.

Nous pouvons maintenant utiliser l'équation 5.4 pour 15°C et 26°C,

$$S(26) - S(15) = [R(26) - R(15)] + [B(26) - B(15)]. \quad (5.5)$$

Nous remplaçons $R(T)$ par $\epsilon_\chi(T)R$ où R est exprimé dans l'équation 5.1. De plus, nous prenons $B(15) = S(15) - R(15)$ et nous avons $B(26) = 1,22B(15)$. L'équation 5.5 permet donc d'exprimer R en terme de quantités connues,

$$R = \frac{S(26) - 1,22S(15)}{\epsilon(26) - 1,22\epsilon(15)} \quad (5.6)$$

En se basant sur le signal obtenu, et sur les valeurs de l'efficacité, nous pouvons déterminer la limite de la section efficace proton-WIMP exclue par PICASSO à 90% de confiance. Cette limite s'exprime sous la forme

$$\sigma_{Wp} = \frac{(R + 2\Delta R) \times M_\chi}{n f_{Np} \Delta \epsilon_\chi(M_\chi) \rho_\chi N_A < v_\chi >} \quad (5.7)$$

où ΔR est l'erreur statistique sur R . Le nombre de neutralinos par unité de volume a été exprimé sous la forme

$$n_\chi = \frac{\rho_\chi}{M_\chi N_A}$$

où ρ_χ est la densité des neutralinos dans le voisinage de la Terre et N_A est le nombre d'Avogadro. Les valeurs utilisées pour les différents paramètres sont rassemblées dans le tableau 5-1.

La limite de PICASSO pour la section efficace de l'interaction dépendante du spin WIMP-proton en fonction de la masse du WIMP a été calculée selon le

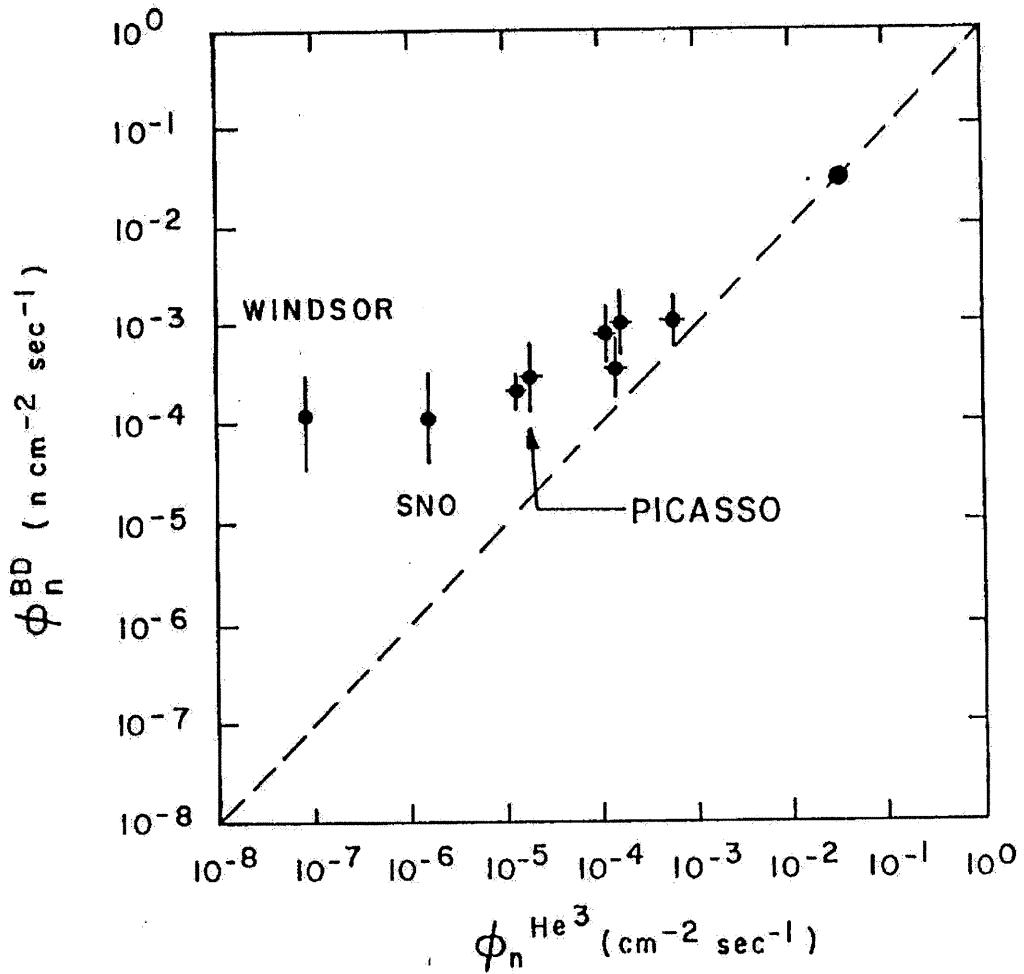


Figure 5-2: Le bruit de fond mesuré par les détecteurs à gouttelettes ne décroît pas aussi rapidement que l'abondance des neutrons, dépassant cette abondance par un ordre de grandeur dans le cas de l'expérience PICASSO.

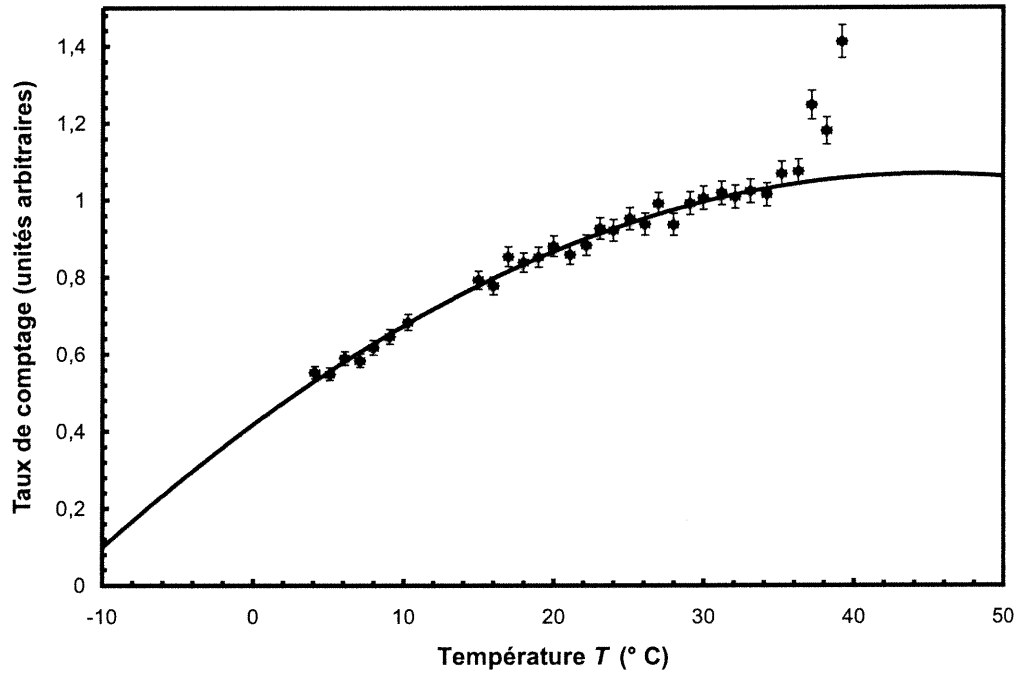


Figure 5-3: Sensibilité d'un détecteur à gouttelettes (SDD100 de BTI) aux reculs induits par des particules alpha en fonction de la température. Ces données nous fournissent le rapport du bruit de fond entre 15°C et 26°C.

R	-73	evts/jour/kg
ΔR	267	evts/jour/kg
ρ_χ	0,3	GeV/cm ³
$\langle v_\chi \rangle$	220	km/s

Tableau 5-1: Les différents paramètres utilisés pour établir la limite sur la section efficace sont présentés.

modèle de réponse du détecteur à seuil progressif simple (figure 5-4) et le modèle à distribution de seuil statistique (figure 5-5). Dans les deux cas les limites sont comparées aux expériences majeures de détection directe des WIMPs, soit DAMA et UK, ainsi qu'à une autre expérience utilisant des détecteurs à gouttelettes surchauffées, SIMPLE. Les prédictions théoriques de J.Ellis [41] sont également présentées dans la figure. Les expériences au NaI de UK et DAMA [43] fournissent une meilleure limite que PICASSO par un facteur 100. Cette différence, majeure en apparence, indique en fait que l'expérience PICASSO possède un potentiel considérable pour détecter les neutralinos avec l'interaction dépendante du spin. En effet, en termes de kilogrammes-jours, l'expérience PICASSO est inférieure à UK et à DAMA par un facteur de d'environ 10^6 , ce qui signifie que pour une masse active et une durée de mesure égales, la limite de PICASSO sur la section efficace serait plus imposante. Cela vient du grand avantage acquis en utilisant le fluor comme élément actif principal, puisqu'il est favorisé par l'interaction dépendante du spin.

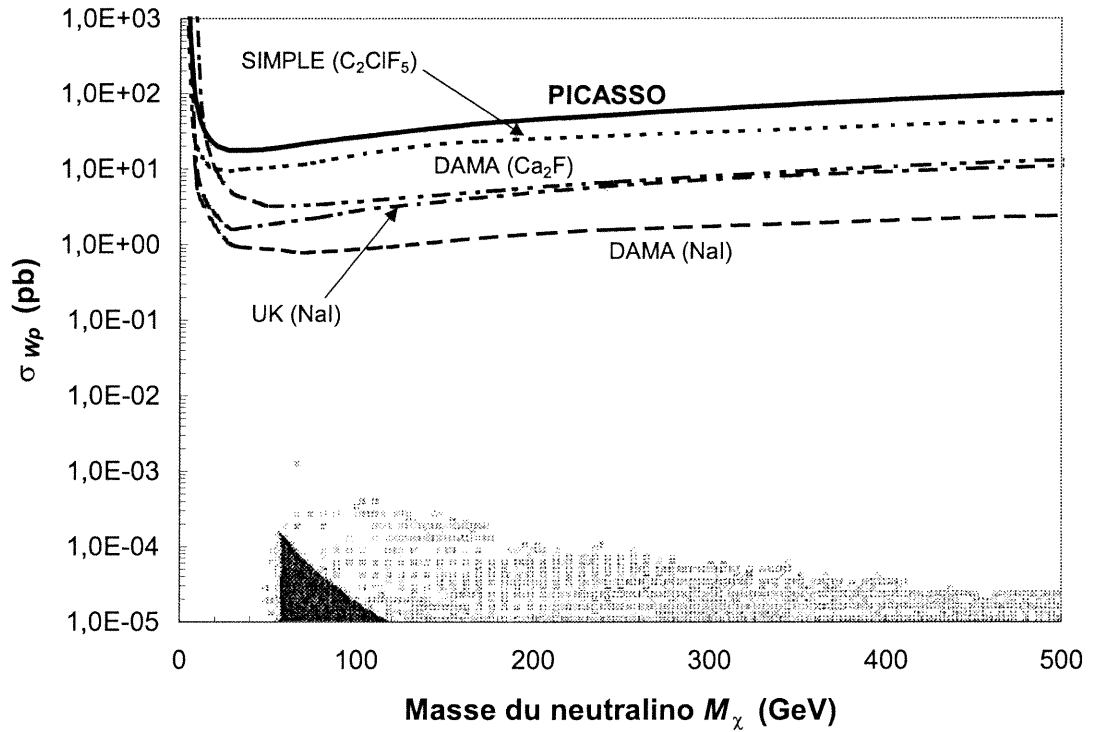


Figure 5-4: La limite sur la section efficace WIMP-proton dépendante du spin selon le modèle à seuil progressif simple est présentée et comparée avec les autres principaux projets de détection directe des neutralinos.

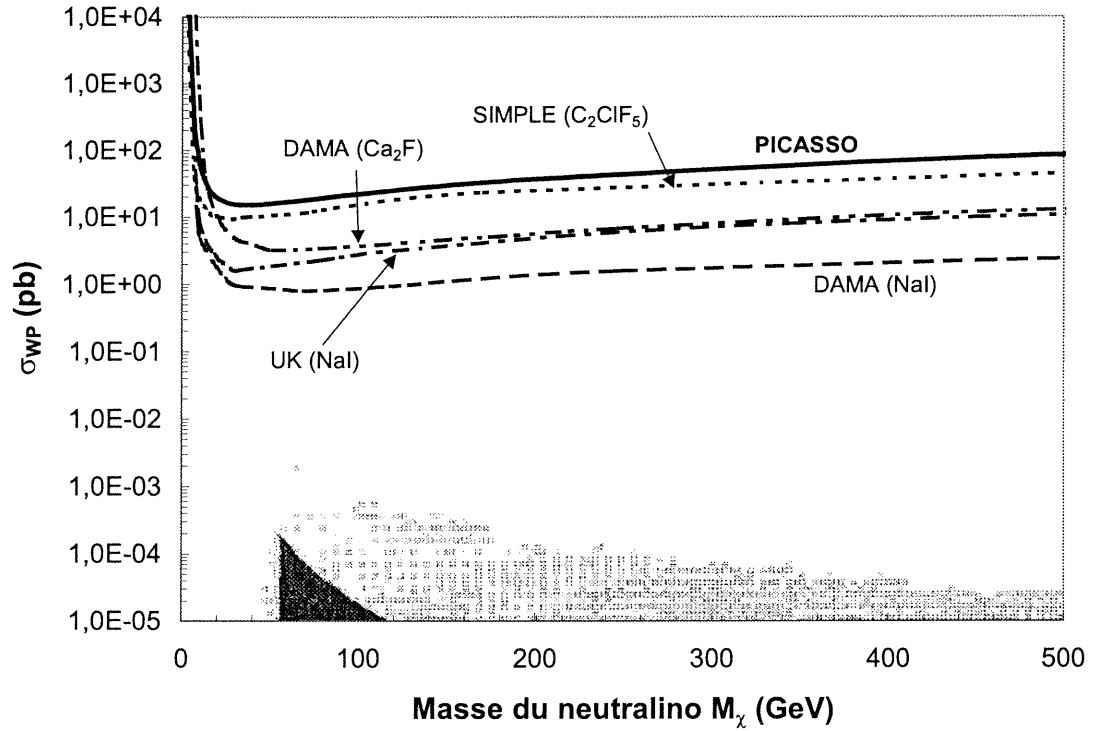


Figure 5-5: La limite sur la section efficace WIMP-proton dépendante du spin selon le modèle statistique est présentée et comparée avec les autres principaux projets de détection directe des neutralinos.

CONCLUSION

Nous avons montré l'intérêt d'un détecteur à gouttelettes surchauffées pour la détection des neutralinos. Ces détecteurs, à base de fréons riches en fluor, sont sensibles aux reculs de noyaux induits par les neutralinos. La section efficace de l'interaction dépendante du spin entre le neutralino et le fluor est très favorisée, ce qui motive principalement le choix de ces détecteurs.

Nous avons réalisé une mesure avec des détecteurs contenant un gaz surchauffé à base de fluor et de carbone afin de détecter les neutralinos. Pour interpréter cette mesure, nous devons connaître la réponse des détecteurs aux reculs de noyaux. Pour cela nous avons mesuré la réponse aux neutrons, qui induisent également des reculs de noyaux. Nous devons connaître également la sensibilité des détecteurs aux différentes sources de bruit de fond. Des expériences dans ce but ont révélé que les particules alpha étaient la principale source de bruit de fond après blindage. Ces particules alpha sont produites par la contamination intrinsèque des détecteurs.

Nous avons donc mis au point un montage pour réaliser la caractérisation des détecteurs à des neutrons mono-énergétiques. Ces neutrons ont été produits par un accélérateur tandem Van de Graaff. Nous avons élaboré des modèles décrivant la probabilité qu'un recul de noyau (induit par un neutron ou un neutralino) provoque la transition de phase d'une gouttelette en équilibre métastable. Pour paramétriser nos modèles nous avons fait varier les conditions cinématiques (énergie des neutrons) et thermodynamiques (température des détecteurs). L'expérience a été réalisée sur des détecteurs de composition différente. L'efficacité de détection des neutralinos a été obtenue à partir de cette caracté-

sation, et à partir de cette efficacité nous avons établi une limite sur la section efficace de l'interaction dépendante du spin.

Nous avons également étudié la possibilité d'unifier tous les détecteurs à gouttelettes surchauffées en exprimant la réponse en fonction de la surchauffe réduite au lieu de la température, tel que suggéré par d'Errico. Nous ne sommes pas parvenus à unifier tous les détecteurs étudiés, ce qui n'exclut pas nécessairement le modèle de d'Errico, mais suggère que ce modèle doit être précisé.

Ce projet avait un objectif précis, soit déterminer l'efficacité de détection aux WIMPs de nos détecteurs à gouttelettes surchauffées. Avec cette expérience nous avons fait la preuve que notre méthode de détection est adéquate pour les WIMPs. Les résultats nous permettent de suggérer différents choix de détecteurs. Par exemple le C_4F_{10} possède des propriétés physiques mieux connues que le détecteur standard de BTI, qui est composé d'un mélange de deux fréons. De plus le C_4F_{10} est plus stable, pouvant servir davantage dans une mesure s'échelonnant sur des mois ou des années. D'un autre côté, ce gaz requiert des températures de fonctionnement élevées, ce qui peut provoquer un vieillissement accéléré du gel qui supporte les gouttelettes.

Pour que les détecteurs à gouttelettes deviennent sensibles aux neutralinos, deux aspects doivent être continuellement améliorés. D'un côté, des détecteurs de plus grande masse doivent être réalisés, ce qui nécessite des nouveaux procédés de fabrication et des méthodes de détection acoustique plus perfectionnées. D'un autre côté, le bruit de fond, essentiellement les particules alpha, doit être réduit par de nouvelles méthodes de purification. L'élimination du radon est un autre objectif important dans la réduction du bruit de fond. Parallèlement à ces développements majeurs, d'autres études sur la réponse des détecteurs peuvent être réalisées. Par exemple, la réponse des détecteurs n'a pu être mesurée pour des neutrons d'énergie inférieure à 70keV environ. Pour atteindre de plus basses énergies (jusqu'à 7keV) la réaction nucléaire $^{45}\text{Sc}(p, n)^{45}\text{Ca}$ peut être utilisée. La

réponse des détecteurs peut également être étudiée en fonction de la pression. Une telle étude serait nécessaire si les futures expériences de détection des neutralinos sont réalisées dans le site du projet SNO où la pression est d'environ 1,2 atm. Pour un détecteur de grand volume, un étalonnage direct avec les neutrons est difficile à cause de la forte probabilité de collisions multiples, donc d'une distribution continue des énergies de neutrons. Une simulation Monte-Carlo est nécessaire pour caractériser un tel détecteur. Il existe un grand nombre d'autres expériences pouvant être réalisées pour mieux comprendre ces détecteurs complexes. L'étalonnage aux neutrons que nous avons réalisé servira de fondation pour les expériences à venir, qui permettront d'améliorer et d'optimiser les détecteurs à gouttelettes, afin d'atteindre l'objectif ultime du projet PICASSO: détecter ces particules qui constituent peut-être la matière sombre dans l'Univers.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] B. J. Carr. *Proceeding of the First International Workshop on the Identification of Dark Matter* Université de Sheffield, 1997, édité par Neil J. C. Spooner, World Scientific, Singapore.
- [2] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, K. Zuber *Particle Astrophysics* Institute of Physics Publishing, Londres, 1997.
- [3] Michael S. Turner *Proc. Astron. Soc. Pacific*, février 1999.
- [4] Joseph SILK *Proceeding of the First International Workshop on the Identification of Dark Matter* Université de Sheffield, 1997, édité par Neil J. C. Spooner, World Scientific, Singapore.
- [5] Michael S. Turner *Proceeding of the First International Workshop on the Identification of Dark Matter* Université de Sheffield, 1997, édité par Neil J. C. Spooner, World Scientific, Singapore.
- [6] A. Gould *Proceeding of the First International Workshop on the Identification of Dark Matter* Université de Sheffield, 1997, édité par Neil J. C. Spooner, World Scientific, Singapore.
- [7] Michael S. Turner. *Neutrino 2000* Sudbury, Canada, 2000.
- [8] A. G. Riess *et al.*, astro-ph/9805201, 1998.
- [9] N.Boukhira *et al.*, *Astroparticle Physics* **14** (2000) 227.
- [10] I. Boussaroque, *Fabrication et étude de détecteurs de gros volume dans le cadre du projet PICASSO.*, Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, 2001, Canada.

- [11] Alain Milsztajn, Thierry Lasserre. *Neutrino 2000* Sudbury, Canada, 2000.
- [12] N.Boukhira *et al*, *Présentation au congrès de l'ACFAS*, Montréal, 2000.
- [13] David Spergel. *Particle Dark Matter* Princeton University, URL: <http://www.astro.princeton.edu/dns/MAP/Bahcall/final.html>, 1998.
- [14] E. Diehl *et al.*, UM-TH-94-38, novembre 1994.
- [15] Y. A. Ramachers *Thèse de doctorat*, Université de Heidelberg, 1998.
- [16] V. A. Bednyakov *et al.*, *Physical Review D* **50** (1994) 7128.
- [17] J. Ellis *et al.*, hep-ph/0007113, juillet 2000
- [18] J. D. Lewin, P. F. Smith *Review of mathematics, numerical factors, and correlations for Dark Matter experiments based on elastic nuclear recoil*. Chilton, URL: <http://hepwww.rl.ac.uk/ukdmc/results/limits96.html>, Roy-aume Unis, 1996.
- [19] L. A. Hamel *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **388** (1996) 91.
- [20] F. Seitz, *The Physics of Fluids* **1** (1968) 2.
- [21] L.K. Pan, C.-K.C. Wang, *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A* **420** (1999) 345-355.
- [22] M.J. Harper, Ph. D. Dissertation, University of Maryland, 1991, non publié.
- [23] Herbert Goldstein. *Classical Mechanics* Addison-Wesley Co., Inc., 114-119, 1980.
- [24] T. Sugi, *Japanese Evaluated Nuclear Data Library*, 1989. Information extraite de la base de données ENDF utilisant NNDC Online Data Service.
- [25] J. F. Ziegler, *The Stopping and Range of Ions in Matter, SRIM-2000.40*, U.S. Naval Academy, Annapolis.

- [26] F. d'Errico, *Radiation Protection Dosimetry* Vol. 84, Nos. I-4, pp. 55-62 (1999).
- [27] L. Lessard *et al.*, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 46, no. 6, pp 1907-1912 (1999).
- [28] H. Ing, H. C. Birnboim, *Nucl. Tracts and Radiat. Meas.* **8** (1984) 285.
- [29] R. E. Apfel, *Nucl. Inst. and Meth.* **162** (1979) 603.
- [30] J. H. Gibbons and Henry W. Newson, *Fast Neutron Physics*, édité par J.B. Marion et J. L. Fowler, Interscience Publishers, 1963.
- [31] R. L. Macklin and J. H. Gibbons, *Phys. Rev.* **109** (1958) 105.
- [32] J. H. Gibbons et R. L. Macklin, *Phys. Rev.* **114** (1959) 571.
- [33] H. W. Newson *et al.*, *Phys. Rev.* **108** (1957) 1294.
- [34] H. W. Lefevre et G. U. Din, *A. U. J.* **22** (1969) 669.
- [35] S. M. Austin, *Bull. Am. Phys. Soc.* **7** (1962) 269.
- [36] S. Guillaso, *Rapport interne, Projet PICASSO*. Montréal, 1998.
- [37] E. Browne *et al.*, *Table of Isotopes*, Septième édition, Édité par C. M. Lederer et V. S. Shirley, Berkeley, publié par John Wiley & Sons, Inc., 1978.
- [38] NRX Reactor Staff. *Design Manual A-1B TANDEM Accelerator 101-178* Atomic Energy of Canada Limited, Chalk River, Ontario, 1961.
- [39] L. Lemay *Rapport de sécurité No.2* Laboratoire de physique nucléaire, Université de Montréal, Québec, Canada, 1988.
- [40] S.R. Gornea *et al.*, *A control and Data Acquisition System for a Large Volume Superheated Droplet Detector*, à publier dans IEEE, 2000.

- [41] J. Ellis *hep-ph/0007113*, 2000.
- [42] V. Zacek *Review of Fututre Direct Dark Matter WIMP Experiments*, Présentation dans la conférence Neutrino 2000, Sudbury, Canada, 2000.
- [43] D. Akerib *Review of Direct Dark Matter WIMP Experiments to Date*, Conférence Neutrino 2000, Sudbury, Canada, 2000.