

2m11.2977.7

Université de Montréal

**Système d'acquisition de données et de contrôle du détecteur à
gouttelettes surchauffées dans le cadre du projet PICASSO**

par

Razvan Stefan Gornea

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

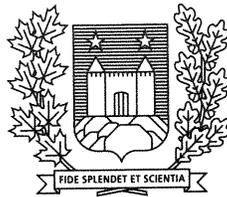
**Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique**

Avril, 2002

©Razvan Stefan Gornea, 2002



QC
3
U54
2002
V.015



Université de Montréal

Bibliothèque

14 JAN. 2003



1000 1111 1

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Système d'acquisition de données et de contrôle du détecteur à
gouttelettes surchauffées dans le cadre du projet PICASSO**

présenté par:

Razvan Stefan Gornea

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

M. Claude Leroy,	président-rapporteur
M. Louis Lessard,	directeur de recherche
M. Victor Zacek,	codirecteur
M. François Wesemael,	membre du jury

Mémoire accepté le:

Sommaire

La recherche de la matière sombre est un domaine en pleine expansion, où plusieurs branches de la physique moderne se réunissent et collaborent afin de réaliser la détection de cette matière exotique encore jamais observée directement. Dans ce mémoire de maîtrise, réalisé dans le cadre du groupe PICASSO, nous exposons les éléments et le fonctionnement du système d'acquisition de données et de contrôle développé pour le détecteur à gouttelettes surchauffées. Ce type de détecteur à seuil présente des avantages intrinsèques, comme une faible réponse aux bruits de fond et un bas seuil en énergie pour les reculs des noyaux. Cette technologie, déjà bien éprouvée dans le domaine de la dosimétrie de neutrons, est très prometteuse pour la détection directe de la matière sombre non-baryonique froide. Le mémoire présente le système d'acquisition de données et de contrôle dans deux articles pour la revue *IEEE Transactions on Nuclear Science*, qui sont accompagnés d'une introduction plus théorique qui vise à mettre le contenu des articles dans le contexte de la recherche de la matière sombre, en décrivant *le problème de la matière sombre* tel que compris de nos jours, les différentes méthodes de détection proposées, et le fonctionnement et l'étude du signal du détecteur PICASSO. Dans la première partie de l'introduction nous présentons les indices théoriques et les observations expérimentales qui suggèrent que la densité de l'univers soit égale à la densité critique (la densité qui implique un univers plat), i.e. $\Omega = 1$. Par la suite, nous décrivons les processus de la nucléosynthèse primordiale afin d'extraire une limite supérieure à la densité de la matière baryonique dans l'univers. À partir des arguments présentés, nous en concluons qu'il y a une composante importante de matière non-baryonique qui contribue à la densité d'énergie dans l'univers. Nous continuons, en proposant un candidat intéressant pour la matière sombre, le *neutralino* tel que prédit par la plus simple extension supersymétrique au modèle standard. Nous terminons l'introduction par la présentation de caractéristiques et conditions d'opération d'un détecteur pour la matière sombre, en mettant l'accent sur le détecteur à gout-

telettes surchauffées proposé dans le cadre du projet PICASSO. Dans les chapitres suivants nous présentons les deux articles sur le système d'acquisition de données et de contrôle qui a été développé pour le détecteur à gouttelettes surchauffées.

Mots clés : physique, matière sombre, WIMPS, neutralino, détection directe, détecteur à bulles, détecteur à gouttelettes surchauffées, système d'acquisition de données, PICASSO, densité critique, modèle supersymétrique, nucléosynthèse, détection acoustique

Abstract

Astrophysics and high energy physics join together in an effort to solve one of the most interesting problems of modern physics, the direct detection of the so-called dark matter, an exotic type of matter that indirect astronomical observations and theoretical calculations suggest to be a large component of the energy density of the universe. This masters thesis presents the development of a data acquisition and control system developed specifically for the bubble detector for dark matter search in the framework of the PICASSO project. A bubble detector is a threshold detector that presents many improvements over existing technologies, e.g. low sensitivity to background radiation and a low energy threshold for nuclear recoils. Two articles, submitted to the IEEE Transactions on Nuclear Science, describe in details the elements and operation of the data acquisition system. They are preceded by a theoretical introduction to the dark matter problem. We start the introduction with the presentation of theoretical arguments and experimental observations that suggest that the universe energy density is very close to the critical density (the energy density in a flat universe), i.e. $\Omega = 1$. We continue with an analysis of the processes involved in the primordial nucleosynthesis at the beginning of the universe, which allow us to evaluate the baryonic energy density. The previous arguments allow us to conclude that there has to be a large non-baryonic energy density in the universe. Then, we propose a promising candidate for cold dark matter, the neutralino as predicted by the simplest supersymmetric extension to the standard model. We end the introduction with the presentation of direct detection methods for dark matter and a discussion about the parameters that influence the operation of such detectors. We put special emphasis on bubble detectors, their description, fabrication and optimum operation for dark matter search. In the following chapters we present the two articles on data acquisition and control systems developed for the bubble detector.

Key words : physics, dark matter, WIMPS, neutralino, direct detection, bubble detector, superheated droplet detector, data acquisition system, PICASSO, critical density, supersymmetric model, nucleosynthesis, acoustic detection

TABLE DES MATIERES

Sommaire	i
Abstract	iii
TABLE DES MATIERES	v
LISTE DES TABLEAUX	vii
LISTE DES FIGURES	viii
Remerciements	xi
Contributions personnelles	xii
CHAPITRE 1: Introduction	1
1.1 La matière sombre	1
1.1.1 La question de la matière sombre en astrophysique	2

<i>TABLE DES MATIERES</i>	vi
1.1.2 Le neutralino, le modèle supersymétrique minimal	19
1.1.3 Caractéristiques d'un détecteur pour la matière sombre	23
1.2 Détecteur à gouttelettes surchauffées	31
1.2.1 Description du détecteur et de sa fabrication	31
1.2.2 Système d'acquisition de données pour le détecteur à bulles . . .	40
CHAPITRE 2: IEEE Transactions on Nuclear Science 2000	44
CHAPITRE 3: IEEE Transactions on Nuclear Science 2001	51
CHAPITRE 4: Conclusion	58
BIBLIOGRAPHIE	xiii

LISTE DES TABLEAUX

1-1 Énergies de liaison (E_A) et facteurs statistiques pour quelques noyaux légers. 13

LISTE DES FIGURES

1-1	Illustration de la loi de Hubble. La différence entre la luminosité apparente et la luminosité absolue (proportionnelle au logarithme de la distance) en fonction du décalage vers le rouge, exprimé ici en termes de z . Figure prise de [4].	3
1-2	Espaces bi-dimensionnels de courbure constante. De gauche à droite : courbure positive, courbure négative, courbure nulle (espace plat). Figure prise de [1].	4
1-3	Évolution de Ω en fonction du paramètre x	7
1-4	Courbe de rotation de la galaxie NGC 3198. L'ajout d'une composante <i>halo</i> à celle du disque permet l'ajustement précis de la courbe théorique aux points expérimentaux. Figure prise de [1].	9
1-5	Spectre du rayonnement fossile. Figure prise de [2].	12
1-6	Production de divers noyaux légers en fonction de la température du gaz primordial. Figure prise de [1].	14
1-7	Le rapport entre le nombre de neutrons et celui de protons en fonction de la température du gaz primordial. Figure prise de [1].	15

1-8	Résonance du Z^0 . Le nombre de familles de neutrinos a une influence sur la largeur de la résonance; les données expérimentales limitent le nombre de familles à trois. Figure prise de [1].	16
1-9	Prédiction théorique de la production de divers noyaux légers lors de la nucléosynthèse primordiale (bandes de couleur) et plages de valeurs admises selon les observations astronomiques (rectangles à cadre noir). La largeur des régions admises par les observations indique les incertitudes expérimentales; dans le cas du ${}^3\text{He}$ seulement des limites ont pu être établies. Figure prise de [9].	17
1-10	Synthèse de la distribution de l'énergie dans l'univers dans un modèle avec $\Lambda \neq 0$. Environ 60% de la densité critique se retrouve sous la forme d'une énergie du vide (aussi appelée <i>dark energy</i>), la densité de matière non-baryonique peut aller jusqu'à 35% de la densité critique, le reste de la densité d'énergie dans l'univers, jusqu'à la densité critique, est sous forme baryonique. Les proportions des diverses composantes changent en fonction des observations qui restent à être mieux établies. Figure prise de [38]	20
1-11	Diffusion du neutrino lourd sur le noyau.	24
1-12	Diffusion du photino sur le noyau.	26
1-13	Comparaison de l'efficacité d'interaction WIMP-noyau pour divers noyaux (interaction dépendante du spin). Le facteur de forme nucléaire, $\eta = 4\lambda^2 J(J+1)\zeta$, est une fonction du spin du noyau et du facteur de perte de cohérence, ζ qui représente la contribution non négligeable des effets de bord pour des interactions avec $qR \sim 1$. Figure prise de [38], basée sur des données prises de [39].	27

1-14 Spectre de recul du noyau du ^{19}F pour différentes masses possibles du WIMP. À remarquer la forte dépendance exponentielle. Même pour un WIMP très massif le seuil en énergie a une influence importante sur l'efficacité de détection du détecteur. Figure prise de [38].	29
1-15 Efficacité de détection des reculs nucléaires en fonction de la température de fonctionnement du détecteur à bulles, pour différentes masses possibles du WIMP. Figure prise de [38].	30
1-16 Représentation du potentiel de Gibbs.	35
1-17 Réponse du détecteur à bulles (BD-100) au rayonnement gamma et aux particules alpha. Les flèches indiquent l'intervalle de température d'opération du détecteur intéressant pour la recherche de la matière sombre, où la sensibilité aux gammas est négligeable. L'utilisation d'un blindage contre le rayonnement gamma de l'environnement permet d'exploiter le détecteur à plus haute température (~ 35 degrés Celsius) afin d'avoir une plus grande efficacité de comptage aux WIMPS, voir aussi <i>figure 1-15</i> . 37	37
1-18 Courbes typiques de réponse aux neutrons mono-énergétiques.	38
1-19 Énergie minimale de neutrons qui déclenchent encore des transitions de phase en fonction du <i>reduced superheat</i> , $s = \frac{T-T_b}{T_c-T_b}$, une paramétrisation de l'état de surchauffe introduite par d'Errico [24] qui permet d'uniformiser la réponse des détecteurs à bulles construits avec des gaz différents.	39

Remerciements

Tout d'abord, j'aimerais remercier chaleureusement mes directeurs de maîtrise, M. Louis Lessard et M. Victor Zacek. Il y a maintenant près de trois ans, ils m'ont donné l'occasion de faire partie d'un groupe de recherche très dynamique et en pleine expansion. Pendant mon travail de maîtrise, et déjà bien avant, j'ai eu la chance d'apprendre énormément de choses intéressantes auprès de deux professeurs de grande expérience, doués d'un excellent sens pédagogique, et je leur suis reconnaissant. Aussi, je remercie M. Jean Pierre Martin pour son inestimable aide dans la réalisation du système d'acquisition de données et pour tous ses conseils précieux. Merci à M. Claude Leroy pour ses valeureux conseils bien ciblés et pour son soutien.

Je tiens à remercier tous mes collègues, ex-collègues et futurs collègues, Nadim Boukhira, Marie Di Marco, Marie-Hélène Genest, Ingried Boussaroque, François Cukier et Patrick Doane pour toute l'aide qu'ils m'ont fournie au long du temps et les longues discussions passionnantes, autour d'une cigarette pour certains, ailleurs pour d'autres. Je remercie Mme Hélène Lamothe pour son aide constante avec les affaires administratives, et surtout pour sa patience avec les personnes *pas vraiment* bien organisées. Je veux remercier aussi tous les techniciens, M. Jacques Bérichon, M. Pierre Bérichon, M. Réal Gosselin et M. Louis Godbout, qui m'ont agréablement fourni énormément d'aide pour la réalisation des montages expérimentaux ou m'ont patiemment assisté au TANDEM. J'aimerais de façon générale remercier tous les membres du laboratoire qui m'ont *enduré* depuis que j'ai fait ma première apparition au laboratoire.

Un très gros merci va à ma mère qui m'a soutenu dans mon cheminement depuis le début avec énormément d'énergie. Sans son aide et son support moral je n'aurais pas pu franchir les étapes qui m'ont amené à ce point de ma vie. J'aimerais lui dédier ce mémoire.

Contributions personnelles

L'auteur a personnellement contribué au développement du système d'acquisition de données. De plus il a effectué les premières expériences sur la nucléation spontanée et la réponse du détecteur de 10 ml au rayonnement gamma. Il a aussi participé aux mesures et aux analyses de données des différentes expériences d'étalonnage du détecteur, e.g. mesure de la réponse du détecteur aux neutrons mono-énergétiques et à la source de neutrons, et aux mesures du niveau du bruit de fond pour divers détecteurs.

CHAPITRE 1

Introduction

1.1 La matière sombre

Le projet PICASSO vise le développement d'un détecteur massif capable de mesurer les rares incidences d'interactions à faible déposition d'énergie causées par des particules exotiques qui n'ont pas encore été observées directement, mais qui constituent probablement la plus grande partie de la masse de l'univers. Pour comprendre l'intérêt de la science à s'engager dans des entreprises de grande envergure comme la construction de grands accélérateurs de particules ou le développement de détecteurs très massifs et de grande sensibilité, il faut faire un rappel des grandes questions traitées par deux des domaines les plus actifs de la physique moderne: l'astrophysique et la physique de hautes énergies. Une problématique intéressante, désignée par l'appellation *matière sombre* (*dark matter*), a récemment pris forme à partir d'interrogations dans divers domaines d'avant-garde de la physique, soit la cosmologie, l'astrophysique, et la physique des particules, et a déclenché une activité intense de recherche de données expérimentales sur l'existence et la nature de cette matière sombre. Dans cette section nous présenterons les observations et les considérations théoriques qui suggèrent qu'il existe dans l'univers une grande quantité de matière exotique, i.e. une matière différente de celle que nous connaissons bien, et qui constitue l'ensemble des objets déjà connus. Cette matière n'a pas encore été observée directement puisqu'elle interagirait très faiblement avec la matière ordinaire. De plus nous verrons le cadre théorique à l'intérieur duquel la nature et les propriétés de cette matière exotique peuvent s'expliquer.

1.1.1 La question de la matière sombre en astrophysique

L'introduction de la problématique de la matière sombre exige un rappel sur les divers *indices* théoriques et expérimentaux qui nous suggèrent la présence d'une matière non-baryonique qui contribue une grande fraction de la densité d'énergie de l'univers. Comment pouvons nous évaluer cette densité d'énergie? Pour commencer, que savons nous sur notre univers? La découverte du décalage vers le rouge de la lumière qui nous provient des galaxies, par Hubble en 1929, a suscité le développement de la théorie du *Big Bang*, pierre angulaire de la cosmologie moderne. Selon cette théorie, l'univers naquit d'une singularité et depuis subit une expansion. Depuis la découverte de Hubble, d'autres observations, des calculs ainsi que divers modèles théoriques, e.g. la mesure de l'anisotropie du rayonnement fossile, des abondances primordiales relatives des éléments légers, etc., sont venus renforcer la théorie du *Big Bang*. Cet ensemble de données intégrées à la seule théorie de la gravitation acceptée aujourd'hui, soit la théorie de la relativité générale, (on suppose qu'à l'échelle intéressante pour la cosmologie seule l'interaction gravitationnelle présente une contribution non négligeable) forme le modèle cosmologique standard. Des observations précises confirment la loi de Hubble $v = H_0 r$, où v et r sont, respectivement, la vitesse et la distance des galaxies par rapport à l'observateur, et H_0 la constante de Hubble à notre époque. La vitesse de récession des galaxies est souvent exprimée en termes de z , le décalage vers le rouge de la lumière des objets célestes, avec $z = \lambda_1/\lambda_2 - 1$ où λ_1 est la longueur d'onde de la lumière à la source et λ_2 la longueur d'onde au point d'observation. Les supernovae du type Ia ont permis la mesure de la constante de Hubble jusqu'à $z \sim 1$, voir *figure 1-1*.

Considérons la fonction qui décrit la structure de l'espace-temps dans un univers homogène, isotrope et en expansion. Dans le modèle le plus simple, la métrique de Robertson-Walker, l'univers est composé de sous-espaces symétriques à courbure constante. L'élément de longueur s'écrit:

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right] , \quad (1.1)$$

où r, θ, ϕ sont les coordonnées locales, k est la courbure de l'espace et $R(t)$ une fonction d'échelle à déterminer. On peut démontrer [3] que sous un changement d'axes le

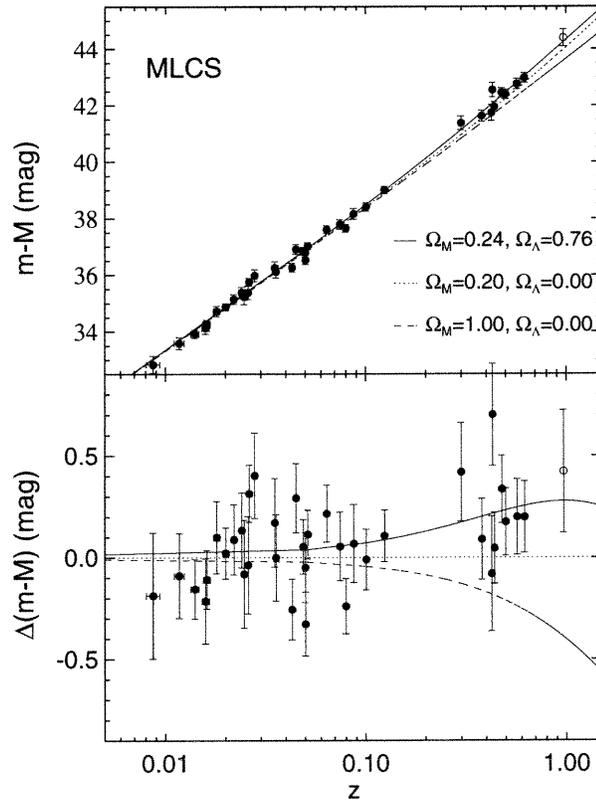


Figure 1-1: Illustration de la loi de Hubble. La différence entre la luminosité apparente et la luminosité absolue (proportionnelle au logarithme de la distance) en fonction du décalage vers le rouge, exprimé ici en termes de z . Figure prise de [4].

paramètre k peut toujours être ramené à l'une des valeurs suivantes : -1 pour un espace ouvert, 0 pour un espace plat et +1 pour un espace fermé; la *figure 1-2* présente une analogie avec un espace bi-dimensionnel. La fonction $R(t)$ peut être interprétée comme représentant la taille de l'univers en fonction du temps.

Comment pouvons nous relier la fonction d'échelle de l'univers aux quantités physiques qui sont directement observables, i.e. H_0 la constante de Hubble et q_0 le paramètre de décélération? Faisons l'expérience de l'esprit suivante : installons une source de lumière au point (t_1, r_1) et observons l'arrivée du maximum d'intensité de l'onde électromagnétique au point (t_2, r_2) . Le chemin qu'emprunte la lumière est la géodésique de notre espace-temps et donc $ds = 0$. De plus, on peut supposer, sans

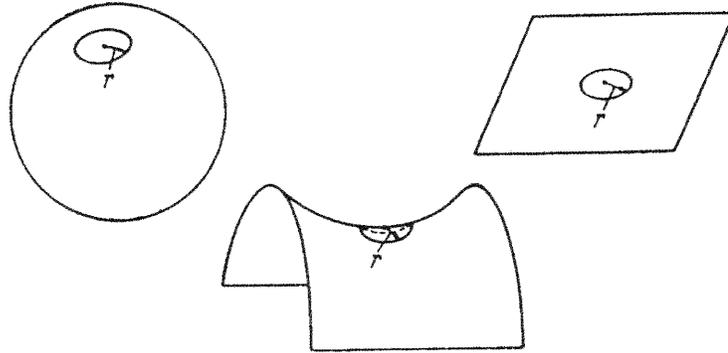


Figure 1-2: Espaces bi-dimensionnels de courbure constante. De gauche à droite : courbure positive, courbure négative, courbure nulle (espace plat). Figure prise de [1].

perte de généralité, que $d\theta = d\phi = 0$ afin de réduire la complexité du problème. Nous avons donc l'égalité suivante :

$$\int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{(1 - kr^2)^{\frac{1}{2}}} = \int_{t_1}^{t_2} \frac{dt}{R(t)} = \int_{t_1 + \delta t_1}^{t_2 + \delta t_2} \frac{dt}{R(t + \delta t_1)} \quad , \quad (1.2)$$

pour le premier et le deuxième maximum de l'onde respectivement. Si la fréquence de la lumière émise est suffisamment grande, i.e. δt suffisamment petit pour que $R(t) = R(t + \delta t_1)$, l'équation (1.2) implique que

$$\frac{\delta t_1}{R(t_1)} = \frac{\delta t_2}{R(t_2)} \quad . \quad (1.3)$$

Évidemment, δt entre deux maximums de l'onde n'est que la longueur d'onde du rayonnement émis, donc

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{R(t_1)}{R(t_2)} \quad . \quad (1.4)$$

Par ailleurs, la fonction $\frac{R(t)}{R(t_2)}$ peut se développer en série de Taylor autour du point d'observation, $t = t_2$:

$$\frac{R(t)}{R(t_2)} = 1 + \frac{\dot{R}(t_2)}{R(t_2)}(t - t_2) + \frac{1}{2} \frac{\ddot{R}(t_2)}{R(t_2)}(t - t_2)^2 + \dots \quad , \quad (1.5)$$

et en se rappelant la définition du décalage vers le rouge, z , on peut voir, qu'à un premier ordre d'approximation, on a que

$$z = \frac{\dot{R}(t_2)}{R(t_2)}(t - t_2) \quad , \quad (1.6)$$

qui devient après multiplication par c , la vitesse de la lumière

$$cz = \frac{\dot{R}(t_2)}{R(t_2)} r \quad . \quad (1.7)$$

Cette dernière relation ressemble beaucoup à la loi de Hubble, $v = H_0 r$, et naturellement nous allons interpréter la constante de Hubble comme $H_0 = \dot{R}(t_2)/R(t_2)$. Il faut mentionner qu'il n'y a, à priori, aucun problème à interpréter cz comme une vitesse puisque dans le cas qui nous intéresse, il ne s'agit pas d'un effet Doppler classique et que la vitesse des galaxies peut dépasser la vitesse de la lumière. Le décalage vers le rouge observé est interprété comme un effet Doppler mais la source de ce décalage n'est pas le mouvement relatif entre la source et l'observateur mais bien l'effet de la fonction d'échelle qui par sa contribution à la métrique fait *gonfler* l'espace et les distances qui séparent les galaxies.

Maintenant, rappelons-nous que les processus à grande échelle sont régis par l'équation des champs suivante :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} \quad , \quad (1.8)$$

où $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci, $T_{\mu\nu}$ le tenseur énergie-impulsion, G la constante gravitationnelle, $g_{\mu\nu}$ la métrique et Λ une constante d'intégration, appelée constante cosmologique. À grande échelle on peut définir l'univers comme un gaz parfait dont le tenseur énergie-impulsion est décrit par $(\rho, -p, -p, -p)$. Si l'on pose que la constante $\Lambda = 0$, pour $\mu = 0$ et $\nu = 0$, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\dot{R}^2}{R^2} + \frac{k}{R^2} = \frac{8\pi G}{3} \rho \quad \text{ou} \quad H^2 + \frac{k}{R^2} = \frac{8\pi G}{3} \rho \quad . \quad (1.9)$$

Définissons la densité critique, ρ_c , comme $\rho_c = \rho(k = 0) = 3H^2/8\pi G$, la densité d'un univers *plat*. Aussi, définissons $\Omega = \rho/\rho_c = 8\pi G\rho/3H^2$, le rapport entre la densité *observée ou mesurée* de l'univers et la densité critique. On voit maintenant qu'il est possible de déterminer expérimentalement Ω_0 , soit la valeur d' Ω à notre époque, en déterminant ρ_0 et H_0 . Les mesures faites à ce jour suggèrent $\Omega = \mathcal{O}(1)$.

Pour la fluidité de la discussion nous reviendrons plus tard sur la présentation et la discussion des grandes difficultés expérimentales auxquelles sont confrontés les

observateurs dans la mesure de H_0 , ainsi que dans celle de ρ_0 . Pour l'instant considérons que la densité d'énergie dans l'univers est du même ordre de grandeur que la densité critique calculée à partir de la mesure de la constante de Hubble.

L'univers à notre époque semble *plat*, mais en a-t-il toujours été ainsi tout au long de son évolution? À priori il est difficile de le savoir puisqu'il faudrait, pour répondre à cette question, connaître la dépendance en temps de la fonction R et de ses dérivées. Toutefois, K. Freese présente [8] un artifice mathématique qui permet d'exploiter davantage l'équation d'état du gaz primordial, en illustrant que seulement un univers plat implique $\Omega = 1$ sur l'échelle du *temps cosmologique*. Nous pouvons diviser l'équation (1.9) par H^2 pour obtenir

$$1 + \frac{k}{R^2 H^2} = \Omega \quad . \quad (1.10)$$

En remplaçant la constante de Hubble dans la relation précédente par $H^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{R^2}$ nous obtenons

$$\Omega = \frac{1}{1 - \frac{k}{R^2} \frac{3}{8\pi G\rho}} \quad , \quad (1.11)$$

que nous pouvons récrire comme $\Omega = \frac{1}{1-x(t)}$ où la dépendance en temps est contenue dans la fonction $x(t) = 3k/8\pi\rho GR^2$. Si l'échelle de temps sur laquelle la fonction $x(t)$ varie est beaucoup plus petite que l'échelle cosmologique, le comportement de Ω à grande échelle sera dominé par la fonction $1/(1-x(t))$ et, comme nous pouvons le voir dans la *figure 1-3*, c'est seulement pour $k = 0$ que la fonction Ω est égale à 1 à long terme. Pour toute autre valeur de k , Ω s'éloigne très vite de 1. Deux interprétations se présentent à nous. Soit $k = 0$, l'univers est alors plat et $\Omega = 1$ toujours, soit l'univers observé *aujourd'hui* est dans un état bien particulier, dont l'existence impose une très forte contrainte sur Ω au $t = 10^{-43}$ secondes, *le temps de Planck*. Ce temps représente, par sa relation à l'échelle dite de Planck, l'échelle la plus petite où les théories actuelles peuvent encore décrire les interactions physiques. Vivons-nous dans un univers dont $|\Omega(10^{-43}) - 1| = \mathcal{O}(10^{-60})$ pour que $\Omega_0 = 1$? Beaucoup de physiciens ont des grandes réticences à accepter les arguments anthropiques et d'autres voies sont privilégiées! Notamment, des extensions du modèle standard comme les scénarios d'inflation peuvent prédire un univers plat à $\Omega = 1$. Dans ce modèle, l'univers subit une transition de phase et se retrouve dans un état excité. L'énergie du vide génère

une forte expansion, $R \sim e^{\alpha t}$. Si l'inflation dure un temps tel que $\alpha t = 100$, la fonction d'échelle $R(t)$ dominera la fonction $x(t)$, $x_{\text{après}} \sim e^{-200} x_{\text{avant}}$. Évidemment, l'équation (1.11) implique $\Omega \simeq 1$.

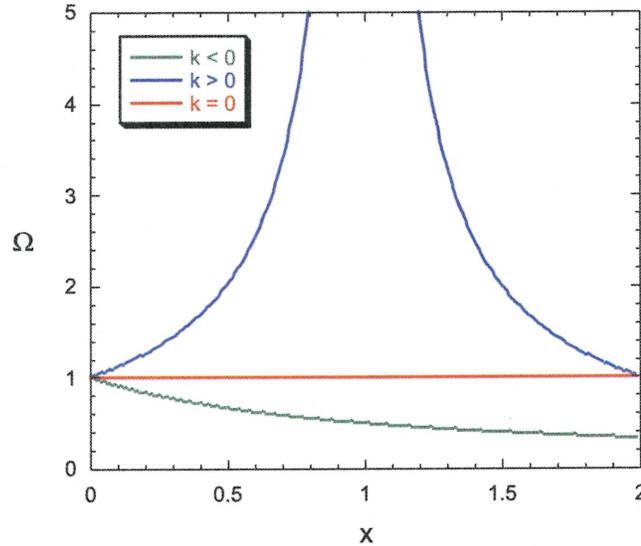


Figure 1-3: Évolution de Ω en fonction du paramètre x .

Considérons les diverses observations expérimentales qui nous permettent d'évaluer la densité d'énergie dans l'univers, ainsi que la constante de Hubble. À première vue, on pourrait penser que la détermination de la constante de Hubble soit une tâche relativement facile, mais il faut se rappeler que la mesure précise des distances des galaxies pose de grandes difficultés. La plus grande part de l'incertitude sur la valeur de H_0 provient des incertitudes sur la distance des objets lumineux pris comme étalons. Différents *étalons standard* sont utilisés en fonction de la distance. Sans rentrer en détails dans ce domaine qui représente une science en soi, mentionnons que, à date, les supernovae de type Ia permettent de mesurer la distance des galaxies les plus lointaines, soit jusqu'à ~ 7000 Mpc. Donc dans la mesure de H_0 , se rajoute aux incertitudes et aux erreurs systématiques la question fondamentale suivante : est-ce que la valeur de H_0 obtenue est une bonne indication de la constante de Hubble universelle ou est-ce que la densité d'énergie et la dynamique du groupe local de galaxies ont une influence non-négligeable sur la valeur mesurée?

La mesure de la densité d'énergie est évidemment très difficile. À priori on pourrait penser que la plus grande partie de la masse est sous une forme baryonique, dans les corps célestes lumineux, puisque c'est ce que nous observons pour notre système solaire. Des observations astronomiques bien établies prouvent le contraire. Pour une galaxie (surtout dans le cas des galaxies spirales) on s'attend à observer une décroissance de la vitesse de rotation des objets à l'extérieur des régions internes de la galaxie, en fonction de leur distance au centre. En effet, la majeure partie de la masse *lumineuse* de ces galaxies est concentrée dans ces régions et pour une telle distribution de masse la vitesse des objets dans les régions internes est proportionnelle à la distance, soit $v_{int} \sim r$, et la vitesse des objets plus à l'extérieur est inversement proportionnelle à la racine de la distance, soit $v_{ext} \sim \sqrt{\frac{1}{r}}$. Expérimentalement on observe que la vitesse de rotation des objets célestes (objets célestes au sens large; on peut, par exemple, étudier le mouvement d'un nuage d'hydrogène en mesurant le décalage de la raie spectrale autour de 21 cm causée par une transition hyperfine dans l'atome d'hydrogène) reste à peu près constante jusqu'à de très grandes distances du noyau galactique, comme le montrent les points expérimentaux dans la *figure 1-4*. Un halo de matière sombre rajoute une composante à la vitesse de rotation et peut expliquer la dynamique observée. Des situations semblables ont été observées pour d'autres systèmes à diverses échelles. Il s'ensuit que le rapport (*masse totale*)/(*masse lumineuse*) varie en fonction de l'échelle considérée. Si pour le système solaire on a $\frac{M_{\odot}}{L_{\odot}} \sim 1$, où M_{\odot} est la masse du Soleil évaluée à partir de la cinématique des corps célestes dans le système solaire et L_{\odot} est la masse du Soleil évaluée à partir des considérations sur la luminosité de l'astre, pour les galaxies ce rapport prend des valeurs de 4 à 20 $\frac{M_{\odot}}{L_{\odot}}$ et, pour les amas de galaxies, jusqu'à $\sim 200 \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}}$. Cette variation du rapport (*masse totale*)/(*masse lumineuse*) peut trouver plusieurs explications, e.g. la constante gravitationnelle est une fonction de l'échelle, ou encore on possède une mauvaise théorie de la gravitation et il existe des interactions supplémentaires qui restent à découvrir, etc. Cependant, la présence d'une composante de matière sombre offre l'avantage de rapprocher la densité d'énergie observée de la densité critique; si l'on évalue la masse des galaxies seulement à partir de la luminosité observée, la densité de d'énergie obtenue est $\Omega_{lumière} \sim 0,007$, par contre, si l'on accepte l'existence des halos de matière sombre, la nouvelle évaluation de la masse des galaxies suggère une densité d'énergie plus grande, soit $\Omega_{masse} \sim 0,1$ à $0,3$.

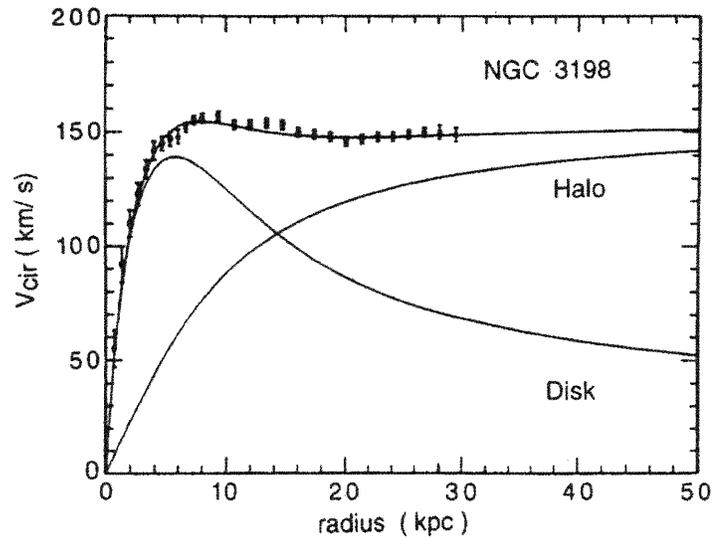


Figure 1-4: Courbe de rotation de la galaxie NGC 3198. L'ajout d'une composante *halo* à celle du disque permet l'ajustement précis de la courbe théorique aux points expérimentaux. Figure prise de [1].

Quelle serait la nature de cette matière sombre? Divers candidats sont envisageables, e.g. des MACHOS (*MAssive Compact Halo ObjectS* : naines brunes, naines blanches, trous noirs, etc.), des nuages intergalactiques de gaz, des défauts topologiques, etc., mais aucun de ces candidats ne présente une solution complète, i.e. à toutes les échelles, ou exclusive, au problème de la matière sombre. En effet, à ce jour, les nombreuses observations effectuées pour mettre en évidence ces objets n'ont pu trouver une densité suffisante de matière baryonique pour résoudre de façon définitive la question de la matière sombre. On a bien confirmé l'existence de MACHOS, et il faut prendre en compte leur contribution à la masse de la Galaxie dans l'évaluation de la matière sombre, mais le nombre d'objets observés ne peut rendre compte de la totalité de la masse manquante [40, 41]. Une particule dont l'existence est bien établie, soit le neutrino, pourrait aussi être une candidate très intéressante pour la matière sombre, puisqu'elle est très abondante dans l'univers. Toutefois, le neutrino est un très mauvais candidat pour beaucoup de modèles qui tentent d'expliquer la formation de structures à grande échelle dans l'univers et de plus, récemment, des expériences précises [11] suggèrent que la masse du neutrino est inférieure à 1 eV, ce qui limite fortement la contribution

de ce candidat à la masse totale de l'univers. Il existe une abondante littérature sur les aspects théoriques et expérimentaux de ce domaine et un développement plus élaboré pourrait évidemment être fait, mais nous nous concentrerons sur une discussion des arguments qui nous proviennent de l'étude de la nucléosynthèse primordiale qui suggèrent une limite sur la matière baryonique dans l'univers qui correspond à $\Omega_b \leq 0,11$. Cet argument confronté à la valeur attendue $\Omega = 1$ est une indication de l'existence d'une importante contribution de matière sombre non-baryonique.

La nucléosynthèse primordiale est le processus qui a eu lieu au début de l'univers, au moment où la température moyenne passait en dessous de la valeur correspondant aux énergies de liaison des nucléons dans des noyaux légers. Deux modèles sont envisagés, la nucléosynthèse homogène et la nucléosynthèse inhomogène, les deux permettant de prévoir les proportions des éléments primordiaux, soit les noyaux de d, t, ^3He , ^4He , ^7Li , ^7Be . Les modèles inhomogènes ne seront pas présentés puisqu'il faudra attendre, avant d'accepter les résultats de ces modèles, le développement de certains aspects théoriques qui ne sont pas encore très clairs et que, de plus, certaines observations astronomiques les défavorisent fortement. La nucléosynthèse homogène est généralement mieux établie, et c'est celle-ci que nous allons exposer. Elle propose comme condition initiale un gaz de particules, protons, neutrons, noyaux légers, leptons et bosons, en équilibre thermique et chimique à la température $T \gg 1$ MeV, dans un univers très jeune et en expansion rapide. Le refroidissement de l'univers abaisse graduellement la température et à un certain moment, que nous préciserons plus loin, l'énergie moyenne des particules passe en dessous de la valeur de l'énergie de liaison des baryons dans les noyaux légers, i.e. $A < 7$. La production de ces noyaux devient beaucoup plus grande que leur *éclatement* provoqué par le rayonnement, et rapidement tous les protons et les neutrons devraient être impliqués dans la fabrication des noyaux primordiaux. Mais, depuis les années 40, les astrophysiciens avaient déjà suffisamment d'indices pour affirmer avec confiance que l'hydrogène constitue pour les trois quarts de la masse baryonique de l'univers. Évidemment, l'hydrogène ne peut pas avoir été produit dans les étoiles et il paraissait donc inévitable qu'au moins les trois quarts du nombre initial de protons n'ont pas été *utilisés* lors de la nucléosynthèse! La seule explication est que dans l'univers primordial il y ait eu un très faible rapport baryons/photons. Ce rapport s'est

établi bien avant la période de la nucléosynthèse par des mécanismes encore mal définis dans le modèle standard, et a dû se conserver tout au long de l'évolution de l'univers. Afin de comprendre comment un grand débalancement entre le nombre de baryons et celui de photons peut expliquer la faible production de noyaux légers, nous devons nous rappeler que pour le gaz primordial, les particules lourdes, $m \gg T$ ne contribuent presque pas à la densité d'énergie, qui est dominée par la contribution des particules relativistes, $m \ll T$. On peut montrer que la densité d'énergie est proportionnelle à $g_{eff}T^4$ et que l'entropie est proportionnelle à $g_s T^3 R^3$, avec

$$g_{eff} = \sum_{i=bosons} g_i \left(\frac{T_i}{T}\right)^4 + \frac{7}{8} \sum_{i=fermions} g_i \left(\frac{T_i}{T}\right)^4, \quad (1.12)$$

$$g_s = \sum_{i=bosons} g_i \left(\frac{T_i}{T}\right)^3 + \frac{7}{8} \sum_{i=fermions} g_i \left(\frac{T_i}{T}\right)^3, \quad (1.13)$$

où g_{eff} et g_s représentent les degrés de liberté du système thermodynamique du gaz primordial. L'univers à l'époque de la nucléosynthèse était donc dominé par le rayonnement, i.e. le gaz primordial se comporte comme un *gaz de photons* et les autres particules *s'ajustent* pour être en équilibre thermodynamique. La densité des photons diminue comme le cube de la température, $n_\gamma \propto T^3$, et leur énergie moyenne, comme la température, $\langle E_\gamma \rangle \propto T$. Quand la température du gaz primordial est passée en dessous de ~ 1 eV, ou ~ 3000 K, les liaisons chimiques se sont formées plus rapidement qu'elles ne se sont brisées et très vite l'univers est devenu transparent aux photons. Ce rayonnement primordial devrait être observable aujourd'hui mais à une température moyenne beaucoup plus faible, soit ~ 3 K, puisque l'univers a subi une expansion d'un facteur ~ 1000 depuis. En 1965, ce rayonnement fossile, désigné par CMB (*Cosmic Microwave Background radiation*), a été observé par accident. Cette découverte, suivie d'observations très précises, voir *figure 1-5*, nous confirme que le rapport baryons/photons, désigné par η , est d'environ 10^{-10} . Dans ces conditions, l'abondance d'un noyau $A(Z)$ est décrite par une distribution de Boltzmann

$$n_A = g_A A^{\frac{3}{2}} 2^{-A} \left(\frac{2\pi}{m_N T}\right)^{\frac{3(A-1)}{2}} n_p^Z n_N^{A-Z} e^{-\frac{B_A}{T}}, \quad (1.14)$$

où B_A est l'énergie de liaison du noyau et g_A un facteur statistique. Ces paramètres sont donnés pour quelques noyaux légers dans le *tableau 1-1*.

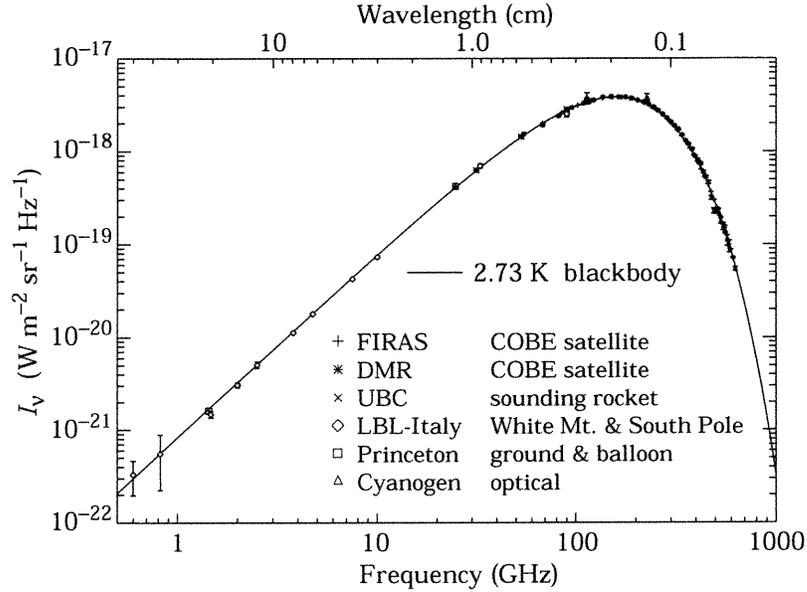


Figure 1-5: Spectre du rayonnement fossile. Figure prise de [2].

Commençons notre description détaillée de la nucléosynthèse à une température de ~ 10 MeV. Jusqu'à ce moment les neutrons et les protons sont présents dans l'univers en proportions égales puisque les réactions suivantes entretiennent l'équilibre :



Dès que la température de l'univers passe en dessous de ~ 10 MeV ($\sim 0,01$ seconde après le début de l'univers), ces deux réactions présentent un déséquilibre, et il devient plus probable de passer d'un neutron à un proton que l'inverse parce que le neutron est plus massif que le proton. Une abondance relative entre les deux baryons se bâtit avec la baisse en température. En négligeant les potentiels chimiques, nous pouvons écrire le rapport neutrons/protons en fonction de la température comme

$$\frac{N_n}{N_p} = e^{-\frac{\Delta mc^2}{kT}} \quad , \quad (1.17)$$

où $\Delta mc^2 \simeq 1,29$ MeV est la différence de masse entre le neutron et le proton. La production des noyaux est négligeable, comme l'indique l'équation (1.14), parce que l'énergie moyenne est trop grande pour permettre la liaison entre baryons, voir le

Tableau 1-1: Énergies de liaison (E_A) et facteurs statistiques pour quelques noyaux légers.

Noyau (AZ)	E_A (MeV)	g_A
${}^2\text{H}$	2,22	3
${}^3\text{H}$	6,92	2
${}^3\text{He}$	7,72	2
${}^4\text{He}$	28,3	1
${}^{12}\text{C}$	92,2	1

tableau 1. En fait, dès qu'ils se forment, les noyaux sont aussitôt brisés. Il faut se rendre compte qu'avant que la température du gaz primordial ne baisse en dessous de l'énergie de liaison du deuton, i.e. $\sim 2,22$ MeV, il y a une très faible probabilité de créer les autres noyaux, même si ces noyaux ont des énergies de liaison plus grandes que la température, parce que les divers canaux de production *impliquent* le deuton. Par exemple, pour l'hélium, les réactions les plus probables *dans les conditions de densité et température de l'univers primordial* sont :



Quand la température de l'univers atteint $T = 0,8$ MeV (~ 3 secondes après le début de l'univers), l'abondance relative des neutrons et des protons s'écarte de la dépendance en température donnée à l'équation (1.17) et plafonne, $\frac{N_n}{N_p} \simeq \frac{1}{6}$. Pourquoi? La réponse se trouve du côté des leptons! D'abord, autour de cette valeur de la température, les neutrinos se découplent du reste de la matière, puisque l'univers est maintenant trop grand et la densité trop faible. Presque en même temps les leptons chargés s'annihilent très rapidement parce que la réaction de création de paires électron-positron *exige*, au minimum, l'énergie de masse pour deux leptons! Le nombre d'électrons après $\sim 0,8$ MeV n'est plus que l'excès de matière par rapport à l'antimatière, donc équivalent au nombre de baryons, négligeable par rapport au nombre de photons. Les réactions (1.15) et (1.16) deviennent très improbables. Le taux des réactions nucléaires, e.g.

(1.19), s'amplifie avec l'augmentation de l'abondance du deuton. Les neutrons sont pour la plupart fixés dans des noyaux d'hélium, la création des autres noyaux étant beaucoup moins probable, voir *figure 1-6*. Les noyaux avec $A > 7$ ne sont pas fabriqués

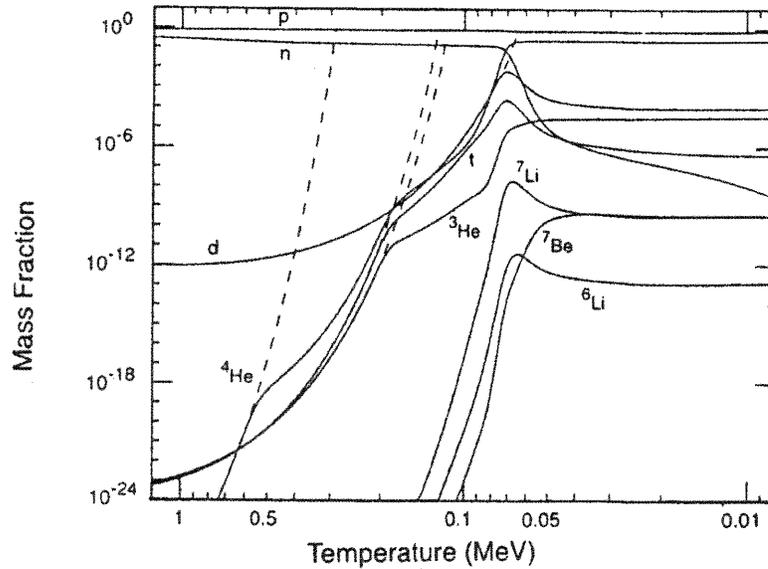


Figure 1-6: Production de divers noyaux légers en fonction de la température du gaz primordial. Figure prise de [1].

parce que l'énergie moyenne des particules est trop faible pour combattre la barrière de Coulomb des noyaux avec $Z > 4$, et parce que la densité du gaz primordial est trop faible pour permettre les chaînes de réactions nucléaires complexes et rares qui sont observées dans les étoiles très massives.

En même temps que ces processus se déroulent, comme le neutron libre est instable, et parce que le temps caractéristique d'expansion de l'univers est *maintenant* beaucoup plus grand que lorsque l'univers était à $T > 1$ MeV, nous devons prendre en considération la période du neutron. Jusqu'au moment où tous les neutrons ont été fixés dans des noyaux, une partie d'entre eux se désintègre en protons par la réaction



et donc à la fin de la nucléosynthèse, $\sim 0,04$ MeV (~ 180 secondes après le début

de l'univers), le rapport neutrons/protons s'établit autour de $\sim \frac{1}{7}$. La courbe *actual* de la *figure 1-7* résume la discussion précédente et la courbe *equilibrium* présente le comportement de l'équation (1.17). Comme deux neutrons et deux protons sont utilisés pour former un noyau d'hélium et que le nombre total de baryons dans l'univers est essentiellement $n + p$, la masse relative de l'hélium primordial doit être $Y = \frac{2n_n}{n_n + n_p}$.

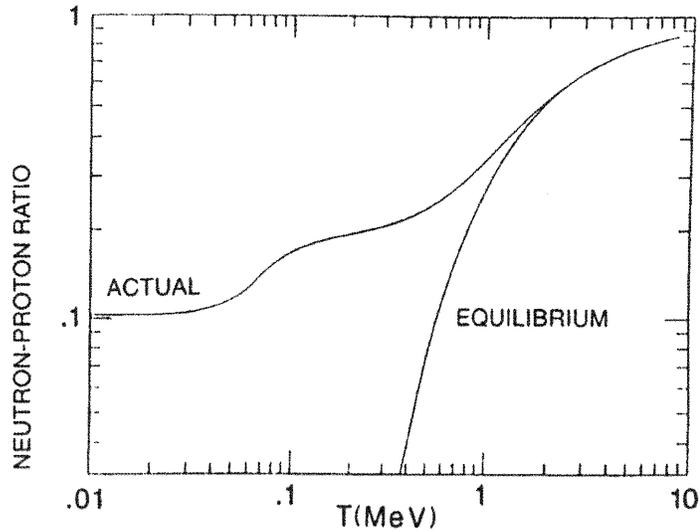


Figure 1-7: Le rapport entre le nombre de neutrons et celui de protons en fonction de la température du gaz primordial. Figure prise de [1].

En revenant sur le résultat obtenu, nous nous rendons compte que trois paramètres du raisonnement précédent influencent la conclusion tirée, i.e. la période du neutron, le nombre de degrés de liberté, soit g_{eff} , qui, dans le modèle standard, revient au nombre de familles leptoniques, et le rapport baryons/photons. Il est évident que l'augmentation de la période du neutron implique que moins de neutrons se désintègrent avant qu'ils soient fixés dans les noyaux. Par ailleurs la constante de couplage vecteur-axial g_A et la période du neutron sont *inversement proportionnelles*. L'augmentation de la période du neutron implique aussi, que les neutrinos se découplent à plus haute température et densité, et donc que moins de neutrons sont perdus parce que le rapport neutrons/protons plafonne à plus haute température. On a déjà mentionné que l'énergie dans le gaz primordial est surtout dans le rayonnement. Une augmentation du nombre

de familles leptoniques entraîne une augmentation du taux d'expansion de l'univers, $H \sim \sqrt{E}$ et $E \propto g_{eff}$ tel que mentionné auparavant, ce qui implique une annihilation des leptons chargés et un découplage des neutrinos à température plus haute. Donc moins de neutrons sont consommés par les réactions (1.15) et (1.16) et davantage d'hélium est formé en fin de compte. Le rapport baryons/photons est aussi très important, puisqu'on peut montrer que la production des noyaux légers de masse A est approximativement donnée par $X_A \sim \eta^{A-1}$ [1].

Évaluons quantitativement notre résultat sur l'abondance de l'hélium primordial. Le temps de vie moyen du neutron a été précisément mesuré, $\tau_n = 886,7 \pm 1,9$ s [46]. Le nombre de familles de neutrinos a été établi dans des expériences précises au LEP (*Large Electron Positron collider*), $N_\nu = 2,991 \pm 0,016$, voir *figure 1-8*. Dans la région en énergie inférieure à la masse du Z^0 , il y a trois familles leptoniques et comme l'énergie typique lors de la nucléosynthèse est de beaucoup inférieure à celle correspondant à la masse du Z^0 , nous pouvons affirmer que c'est aussi le cas pour cette époque de l'évolution de l'univers. On peut estimer avec une certaine précision le rap-

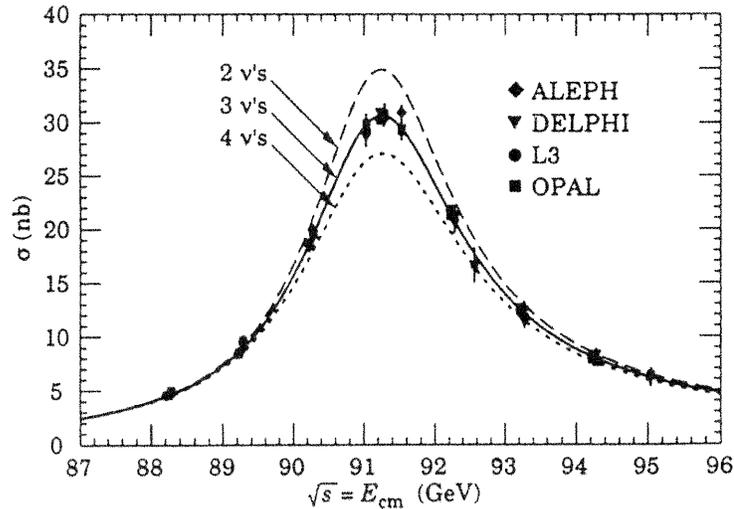


Figure 1-8: Résonance du Z^0 . Le nombre de familles de neutrinos a une influence sur la largeur de la résonance; les données expérimentales limitent le nombre de familles à trois. Figure prise de [1].

port baryons/photons à partir des abondances relatives des différents noyaux légers, telles qu'observées aujourd'hui. La *figure 1-9* présente les prédictions théoriques pour différents noyaux légers en fonction de la densité baryonique dans l'univers $\rho_B \propto \eta$ (la densité de photons est évaluée à partir des observations du spectre du rayonnement fossile, voir 1-5), ainsi que les plages de valeurs admises par les observations. Nous observons que le noyau de ${}^7\text{Li}$ présente un minimum marqué, ce qui rend l'abondance de ce noyau plus apte à contraindre la valeur de η . Cette vallée provient du fait que pour

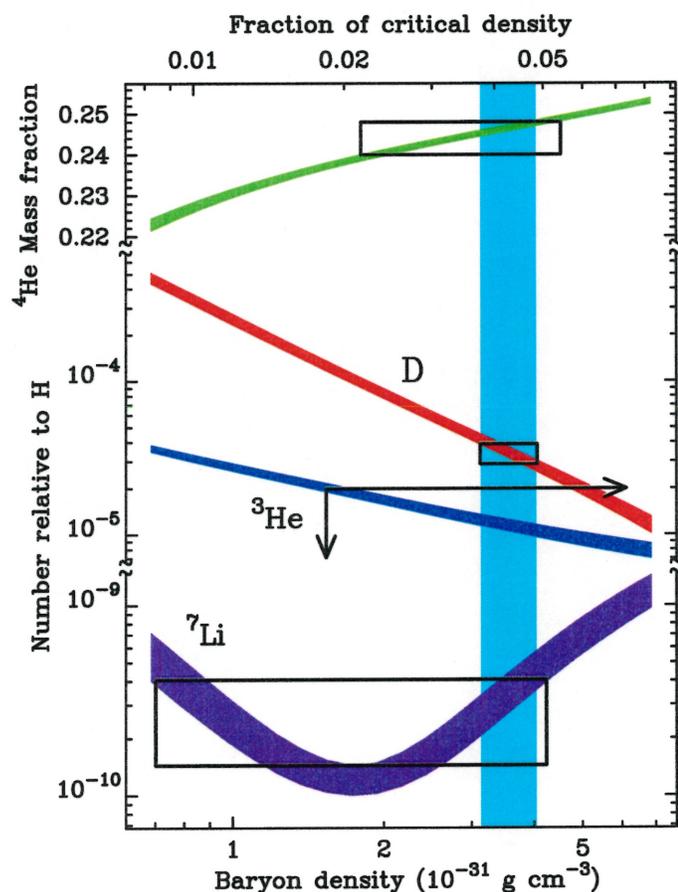


Figure 1-9: Prédiction théorique de la production de divers noyaux légers lors de la nucléosynthèse primordiale (bandes de couleur) et plages de valeurs admises selon les observations astronomiques (rectangles à cadre noir). La largeur des régions admises par les observations indique les incertitudes expérimentales; dans le cas du ${}^3\text{He}$ seulement des limites ont pu être établies. Figure prise de [9].

$\eta \leq 3 \times 10^{-10}$, la réaction ${}^4\text{He}({}^3\text{H}, \gamma){}^7\text{Li}$ domine et pour des valeurs plus grandes, la

réaction ${}^4\text{He}({}^3\text{He},\gamma){}^7\text{Be}+e\rightarrow{}^7\text{Li}$ prend le dessus. Certaines observations présentent de grandes incertitudes, d'autres sont même contestées, et nous n'allons pas entrer dans les détails de ce domaine qui représente une science en soit. Toutefois une valeur de $\eta \simeq 5,5 \times 10^{-10}$ est généralement acceptée. Nous allons prendre la plage de valeurs la plus conservatrice, i.e. la plus large, pour le rapport baryons/photons et même dans ces conditions nous obtenons de *bonnes limites* pour l'abondance de l'hélium primordial : $0,236 \leq Y \leq 0,243$.

Avec la prédiction du rayonnement fossile, on considère la prédiction correcte des abondances primordiales des noyaux légers comme un des deux grands succès du modèle du *Big Bang*. Même avec une constante de Hubble très peu contrainte, e.g. $0,4 < h_0 < 0,7$ on obtient des limites très fortes pour la densité baryonique dans l'univers :

$$0,02 < \Omega_B < 0,11 \quad . \quad (1.21)$$

Nous pouvons maintenant affirmer deux choses. Premièrement, la limite supérieure confrontée à l'hypothèse $\Omega = 1$ implique l'existence de matière non-baryonique dans l'univers. Deuxièmement, il faut remarquer que la vitesse de rotation des objets célestes dans les galaxies peut trouver une explication partielle dans un halo de matière baryonique.

Quelle serait la nature de cette matière non-baryonique? Peut-on imposer des contraintes sur ses propriétés? Nous pouvons faire la distinction entre une matière non-baryonique froide, non-relativiste, faite de WIMPS (*Weakly Interacting Massive Particles*, $m \sim \text{GeV}$) et la matière non-baryonique chaude, relativiste e.g. certains axions, les neutrinos. Les modèles qui tentent d'intégrer la présence de la matière sombre dans divers domaines sont très nombreux et relativement complexes et nous nous contenterons de présenter un exemple du type d'arguments qui imposent des contraintes sur la nature de la matière sombre non-baryonique.

Considérons la formation des galaxies. Dans un univers dominé par une densité

d'énergie baryonique homogène et isotrope, les fluctuations de densité qui donnent naissance aux galaxies ne peuvent apparaître qu'après $z = 10^3$, le temps où l'univers devient transparent pour les photons, et la taille de ces fluctuations est $\frac{\delta\rho}{\rho} \propto \frac{1}{1+z}$. Pour expliquer l'état actuel de l'univers il faut avoir eu à cette époque $\left. \frac{\delta\rho}{\rho} \right|_b(t_\gamma) \simeq 10^{-3}$. Puisque, pour des perturbations adiabatiques, l'anisotropie du rayonnement cosmique fossile est $\left. \frac{\delta T}{T} \simeq \frac{\delta\rho}{\rho} \right|_b(t_\gamma)$ et que les limites actuelles indiquent une anisotropie $\frac{\delta T}{T} \leq 10^{-4}$, nous nous retrouvons avec une discordance qu'on peut éliminer en introduisant une composante de matière non-baryonique froide dans le modèle et, ainsi permettre que des perturbations apparaissent plus tôt, i.e. pour des $z \geq 10^3$. Par ailleurs, la formation des galaxies et des structures à plus grande échelle est difficilement intégrée dans beaucoup de modèles qui présentent une forte composante de matière non-baryonique chaude.

Nous avons présenté dans cette sous-section une partie des arguments qui suggèrent l'existence de la matière sombre non-baryonique. Nous avons aussi mentionné qu'il est probable que cette densité d'énergie soit composée de particules non-relativistes. Il faut préciser que des observations récentes sur la vitesse de récession des supernovae très éloignées indiquent que l'univers est présentement dans une phase d'accélération de son expansion, voir *figure 1-1*. Nous devrions donc retourner à une partie du raisonnement précédent et y inclure un traitement du cas $\Lambda \neq 0$. Les résultats sont similaires à ce qui a été trouvé, et une brève synthèse de ce modèle plus élaboré est présentée dans la *figure 1-10*. Dans la sous-section suivante nous présenterons un candidat pour la particule constituante de la matière sombre non-baryonique, soit le neutralino, tel que proposé par la plus simple extension supersymétrique au modèle standard.

1.1.2 Le neutralino, le modèle supersymétrique minimal

Dans le domaine de la physique de particules, le modèle standard jouit d'un succès bâti sur des confirmations expérimentales de plus en plus nombreuses et précises. Il reste toutefois plusieurs questions dans la compréhension des interactions et des constituants fondamentaux de la nature qui ne sont pas couvertes par le modèle standard,

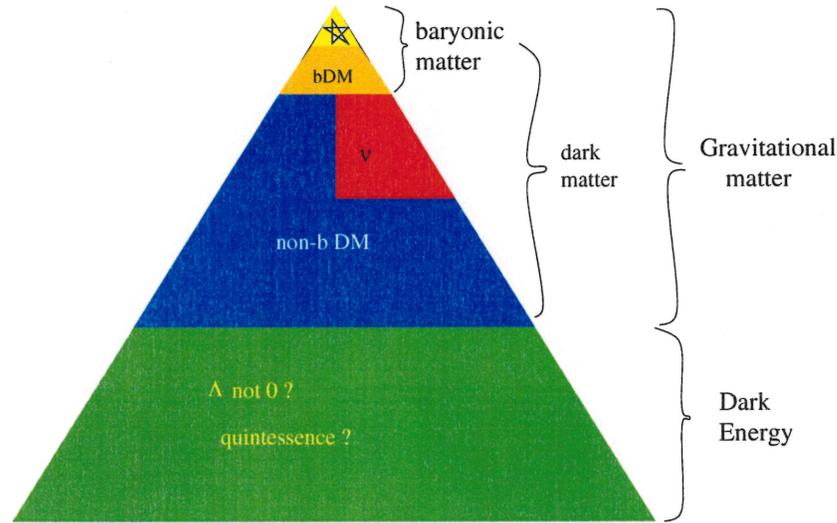


Figure 1-10: Synthèse de la distribution de l'énergie dans l'univers dans un modèle avec $\Lambda \neq 0$. Environ 60% de la densité critique se retrouve sous la forme d'une énergie du vide (aussi appelée *dark energy*), la densité de matière non-baryonique peut aller jusqu'à 35% de la densité critique, le reste de la densité d'énergie dans l'univers, jusqu'à la densité critique, est sous forme baryonique. Les proportions des diverses composantes changent en fonction des observations qui restent à être mieux établies. Figure prise de [38]

e.g. l'oscillation des neutrinos confirmée par les derniers résultats de SNO (Sudbury Neutrino Observatory) [42]. Pour illustrer cette situation, rappelons que le modèle standard postule l'existence de quatre interactions fondamentales de forces différentes et avec des propriétés spécifiques. La raison de cette diversité n'est pas justifiée par le modèle standard, mais des indices qui suggèrent une nouvelle physique au-delà de ce modèle peuvent en être tirés. Ainsi, on remarque que les constantes de couplage, qui représentent les forces intrinsèques des interactions associées, bien que très différentes à basse énergie, tendent à se rapprocher avec l'augmentation de l'énergie impliquée dans les processus médiés par les différentes forces. En extrapolant, on peut imaginer qu'à une certaine échelle d'énergie les quatre forces se confondront et présenteront les mêmes propriétés. On peut donc générer des modèles, désignés par GUT (*Grand Unification Theories*), où l'existence d'une force unique associée à une symétrie parfaite des propriétés quantiques des particules (e.g. nombres quantiques) est postulée. Bien

sûr ces modèles doivent aussi fournir des mécanismes de brisure de symétrie aux basses énergies afin de justifier les observations expérimentales.

Les modèles supersymétriques ont été introduits comme une solution élégante à ce qu'on appelle le *problème de masse*. Dans le traitement usuel du modèle standard, qui fait appel à la théorie des perturbations, les corrections d'ordre supérieur entraînent de petits changements pour les masses des fermions et pour la grandeur des constantes de couplage. Par contre, la situation est complètement différente dans le cas des particules scalaires, comme le boson de Higgs. En effet, les corrections sont considérables, soit :

$$\delta m_H^2 \sim g^2 \int^{M_X} \frac{d^4 k}{(2\pi)^2 k^2} \sim g^2 M_X^2 \quad , \quad (1.22)$$

où M_X est l'échelle de l'énergie d'unification des forces. Plusieurs théories se proposent de s'attaquer à cette problématique, dont la supersymétrie et le modèle de la technicolor (une des nombreuses théories qui postulent l'existence d'une structure pour les leptons et les quarks). La supersymétrie implique une nouvelle symétrie fondamentale de la nature basée sur un nombre quantique Q , un opérateur de spin $\frac{1}{2}$, qui change l'état des particules de fermion à boson et vice-versa :

$$Q|fermion \rangle = |boson \rangle \quad \text{et} \quad Q|boson \rangle = |fermion \rangle \quad . \quad (1.23)$$

L'existence d'une particule-*soeur* fermion pour chaque boson et d'une particule-*soeur* boson pour chaque fermion implique automatiquement une annulation des termes divergents dans les corrections à boucles dans les diagrammes de Feynman, puisque les fermions et les bosons y contribuent avec des signes opposés. Il reste toutefois les corrections des diagrammes sans boucle. Afin que ces corrections restent suffisamment petites pour garder une cohérence du modèle standard étendu (et si l'on considère les dernières mesures au LEP, pour être en accord avec l'expérience) il faut que les différences de masse entre les particules *ordinaires* et leur *super-partenaires* soient de l'ordre du TeV. Avec de telles masses, ces *super-particules* sont donc des candidats possibles pour la matière sombre froide, si l'une d'elles est stable. L'opérateur Q obéit aux relations suivantes, qui nous indiquent la façon dont les degrés de liberté internes et externes sont liés:

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = 2\gamma_{\alpha\beta}^\mu p_\mu \quad (1.24)$$

$$[Q_\alpha, p_\mu] = 0 \quad (1.25)$$

$$[p_\mu, p_\nu] = 0 \quad . \quad (1.26)$$

Il est possible d'introduire la nouvelle symétrie boson-fermion à deux échelles, l'une locale et l'autre globale. Si l'on admet une supersymétrie locale, cette nouvelle théorie doit contenir la gravitation, voir (1.24), et on débouche sur une classe de théories désignées par *théories de la supergravité* (SUGRA). Sinon, une supersymétrie globale implique que cette *nouvelle* symétrie commute avec toutes les autres symétries de jauge, ce qui se traduit par le fait que les particules et leurs partenaires supersymétriques ont les même nombres quantiques. Dans la plupart des modèles supersymétriques, le nombre quantique R-parité, $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$ où B est le nombre baryonique, L le nombre leptonique et S le spin, est conservé. Ceci implique que les particules supersymétriques sont produites par paires, que les particules supersymétriques lourdes peuvent se désintégrer dans des particules supersymétriques plus légères et que la particule supersymétrique la plus légère (LSP) doit être stable.

Que peut être cette LSP? Les *super-partenaires* de particules chargées ne peuvent pas y contribuer puisqu'une LSP chargée aurait dû former des liens électromagnétiques avec la matière ordinaire et se trouver en grande quantité dans la nature. Les expériences sur l'abondance des isotopes très lourds imposent une limite très sévère sur l'abondance du LSP chargé dans la matière baryonique, ce qui exclut complètement cette hypothèse. Il reste donc les partenaires supersymétriques des particules neutres, soit le sneutrino, le gravitino et les partenaires des propagateurs neutres. Les expériences de double désintégration beta excluent, jusqu'à présent, le sneutrino dans tous les modèles supersymétriques, ce qui implique la conservation de la R-parité, ainsi que les autres particules dont l'existence impliquerait la violation de ce nombre quantique. Le gravitino exige une combinaison particulière des paramètres pour être un bon candidat et est relativement défavorisé. Quatre *superparticules* neutres restent donc *éligibles* au titre de LSP. À cause du grand nombre de paramètres libres dans le modèle supersymétrique, rien ne force l'état de masse LSP, l'état fondamental du hamiltonien, à correspondre à un des partenaires supersymétriques des bosons neutres. La description

la plus générale du LSP est une combinaison linéaire des quatre candidats les plus probables, le Wino \tilde{W}^3 , le Bino \tilde{B}^0 et les deux Higgsinos neutres \tilde{H}_1^0 et \tilde{H}_2^0 :

$$\begin{pmatrix} \tilde{W}^3 & \tilde{B}^0 & \tilde{H}_1^0 & \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix} \mathcal{M} \begin{pmatrix} \tilde{W}^3 \\ \tilde{B}^0 \\ \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix}, \quad (1.27)$$

avec la matrice de mélange, \mathcal{M} donnée par :

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} M_2 & 0 & -\sqrt{\frac{1}{2}}g_2v_1 & \sqrt{\frac{1}{2}}g_2v_2 \\ 0 & \frac{5}{3}\frac{\alpha_1}{\alpha_2}M_2 & \sqrt{\frac{1}{2}}g_1v_1 & -\sqrt{\frac{1}{2}}g_1v_2 \\ -\sqrt{\frac{1}{2}}g_2v_1 & \sqrt{\frac{1}{2}}g_1v_1 & 0 & \mu \\ \sqrt{\frac{1}{2}}g_2v_2 & -\sqrt{\frac{1}{2}}g_1v_2 & \mu & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.28)$$

où g_1 et g_2 sont les constantes de couplage de jauge des groupes SU(2) et U(1), v_1 et v_2 sont les *énergies du vide* des deux champs scalaires des Higgsinos et M_2 et μ sont des paramètres de masse. Ces états sont appelés *neutralinos*.

Dans la section suivante nous allons discuter de diverses méthodes de détection proposées pour la recherche *directe* de la matière sombre, si cette matière existe sous la forme de WIMPS, et en particulier de neutralinos. Ces techniques sont essentiellement basées sur l'observation des reculs de noyaux induits par des collisions élastiques avec des WIMPS. Ainsi, nous discuterons de façon générique de la détection des WIMPS, à moins que des suppositions théoriques particulières soient impliquées, par exemple, lorsque nous ferons l'hypothèse qu'il s'agit de neutralinos. Nous ferons alors explicitement appel au modèle théorique présenté dans cette section.

1.1.3 Caractéristiques d'un détecteur pour la matière sombre

La conception d'un détecteur pour la matière sombre exige l'évaluation de plusieurs paramètres essentiels. Le taux d'interactions observables, R est donné par :

$$R = N \int \epsilon(E)\Phi(E)\sigma(E)dE, \quad (1.29)$$

où N est le nombre de noyaux de la partie active du détecteur, ϵ l'efficacité du détecteur, Φ le flux local de WIMPS et σ la section efficace de collisions élastiques noyau-WIMPS. La densité locale du halo de WIMPS est évaluée à partir du rapport $\frac{\text{masse totale}}{\text{masse lumineuse}}$ obtenu par l'étude de la cinématique stellaire. Les meilleures estimations nous donnent $\rho_W = n_W m_W \approx 0,18 M_\odot \text{pc}^{-3} \approx 0,3 \text{GeV cm}^{-3}$ avec une incertitude de 50 % [15]. Pour le neutralino nous pouvons évaluer l'ordre de grandeur de la densité de particules par unité de volume en supposant une échelle de masse caractéristique de $\sim 100 \text{GeV}$. De plus, dans une première approximation, nous pouvons considérer un halo de CDM (*Cold Dark Matter*) homogène à grande échelle et au repos par rapport aux étoiles éloignées. Localement, nous pouvons supposer une distribution maxwellienne des vitesses autour d'une vitesse moyenne donnée par la vitesse de rotation du Soleil autour du centre de la Galaxie, soit $\sim 240 \text{km/s}$, et une coupure du spectre pour les valeurs plus élevées que la vitesse d'échappement de notre galaxie, $v_{max} \sim 600 \text{km/s}$.

Pour l'évaluation des sections efficaces des collisions noyaux-WIMPS nous devrions connaître la nature des WIMPS afin de déterminer la façon dont ceux-ci se couplent à la matière ordinaire. Nous pouvons diviser les WIMPS en trois catégories : ceux qui se couplent de façon cohérente, ceux qui se couplent de façon axiale et ceux qui présentent un mélange des deux. Nous pouvons illustrer la première catégorie par un neutrino de Dirac lourd; dans ce cas la diffusion avec le noyau n'est médiée que par l'échange d'un boson Z^0 , voir *figure 1-11*, puisque l'échange d'un W^- est exclu par la conservation du nombre leptonique. L'amplitude de diffusion est donnée par

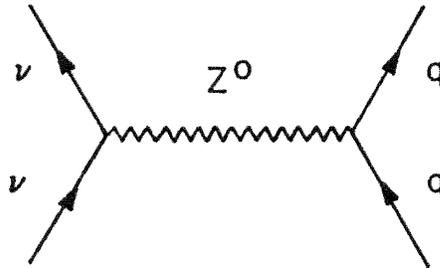


Figure 1-11: Diffusion du neutrino lourd sur le noyau.

$$M \sim G_F \left[\bar{\nu} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu \right] \left[\bar{q} \gamma_\mu (g_V + \gamma_5 g_A) q \right] \quad , \quad (1.30)$$

où G_F est la constante de Fermi et $g_V = 3g'^2 - g^2$ et $g_A = g'^2 + g^2$ sont les contributions des courants vecteur et vecteur axial respectivement, g étant la constante de couplage du groupe $U(1)_Y$ et g' celle du groupe $SU(2)_L$. La contribution axiale, pour des noyaux de $Z > 1$, est négligeable. Pour des diffusions à faible transfert d'impulsion, $qR \ll 1$ où q est le transfert d'impulsion et R le rayon du noyau, les contributions vectorielles de toutes les diffusions sur les nucléons s'additionnent de façon cohérente et la section efficace de ν sur un noyau spécifique avec un nombre de protons Z et un nombre de neutrons N devient

$$\sigma_\nu = \frac{m^2 M^2}{2\pi(m+M)^2} Y^2 G_F^2 \bar{N}^2 \quad , \quad (1.31)$$

où Y est l'hypercharge faible, m la masse du WIMP, M la masse du noyau et $\bar{N} = N - (1 - 4 \sin^2 \theta_w)Z$, avec θ_w l'angle de mélange ($\sin^2 \theta_w \simeq 0,23$). Pour des noyaux avec à peu près le même nombre de neutrons que de protons, ceci implique que $\sigma \propto A^2$ où A est le nombre atomique, et donc qu'il y a avantage à utiliser des noyaux aussi lourds que possible dans un détecteur pour la matière sombre afin d'optimiser la sensibilité aux interactions du type cohérent.

La deuxième catégorie comprend les WIMPS qui n'ont qu'un couplage axial à la matière baryonique. La diffusion d'un noyau par un photino est un processus exclusivement dépendant du spin. Dans ce cas l'amplitude de diffusion est donnée par

$$M = \frac{Q^2}{M_{\tilde{f}}^2} \left(\bar{\psi}_{\tilde{\gamma}} \gamma^\mu \gamma^5 \psi_{\tilde{\gamma}} \right) \left(\bar{\psi}_f \gamma_\mu \gamma_5 \psi_f \right) \quad , \quad (1.32)$$

où \tilde{f} fait référence au sfermion qui médie l'interaction, voir *figure 1-12*, et Q est la charge électrique du fermion impliqué. Dans la limite non-relativiste l'amplitude de diffusion devient

$$M \simeq \frac{4Q^2}{M_{\tilde{f}}^2} \lambda \vec{S}_{\tilde{\gamma}} \cdot \vec{J}_{\text{nuclear}} \quad , \quad (1.33)$$

où $\vec{S}_{\tilde{\gamma}}$ est le spin du photino, \vec{J}_{nuclear} celui du noyau et λ une constante ($\mathcal{O}(\lambda) = 1$) qui provient des calculs du modèle nucléaire considéré. Donc la section efficace pour ce processus peut s'écrire

$$\sigma_{\tilde{\gamma}} = \frac{m^2 M^2}{\pi(m+M)^2} \frac{4Q^4}{M_{\tilde{f}}^4} \lambda^2 J(J+1) \quad . \quad (1.34)$$

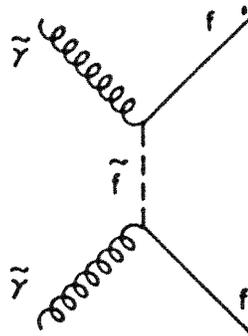


Figure 1-12: Diffusion du photino sur le noyau.

De façon générale la section efficace est $\sigma \propto \vec{S} \cdot \vec{J}$ et donc fortement dépendante du noyau utilisé dans le détecteur, voir 1-13. Pour des noyaux avec $J = 0$ il y a annulation complète des différentes contributions des nucléons et la section efficace est nulle. Le neutralino peut faire partie de cette catégorie. En effet, en étudiant la matrice de mélange donnée à l'équation (1.28) nous observons que pour μ petit et $M_2 \rightarrow 0$, le LSP est le photino avec la masse donnée par

$$m_{\tilde{\gamma}} = \frac{g_1 \tilde{W}^3 + g_2 \tilde{B}^0}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad . \quad (1.35)$$

La troisième catégorie contient seulement le cas du neutralino. Comme il y a une multitude de paramètres libres dans le modèle supersymétrique, le LSP peut être le Higgsino ou une combinaison de cet état avec le photino. Dans ce cas la section efficace est indépendante du spin mais avec un facteur de cohérence. La section efficace devient $\sigma \propto \frac{M_n^2}{M_W^2}$, où M_n est la masse du noyau et M_W la masse du boson W .

L'efficacité, ϵ est spécifique à la méthode de détection employée mais de façon générale toujours liée à l'énergie de seuil du détecteur, à la distribution des vitesses des particules incidentes, ainsi qu'au modèle de diffusion WIMP-noyau postulé. Avant d'en débattre d'avantage considérons la sensibilité en énergie nécessaire pour un détecteur pour la matière sombre. L'énergie de recul du noyau est donnée par

$$E_R = \frac{m_n m_W}{(m_n + m_W)^2} m_W v^2 (1 - \cos \theta) \quad , \quad (1.36)$$

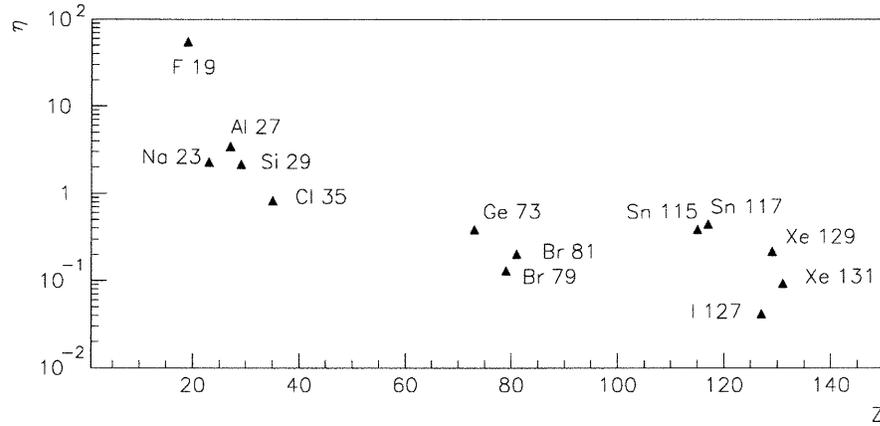


Figure 1-13: Comparaison de l'efficacité d'interaction WIMP-noyau pour divers noyaux (interaction dépendante du spin). Le facteur de forme nucléaire, $\eta = 4\lambda^2 J(J+1)\zeta$, est une fonction du spin du noyau et du facteur de perte de cohérence, ζ qui représente la contribution non négligeable des effets de bord pour des interactions avec $qR \sim 1$. Figure prise de [38], basée sur des données prises de [39].

avec m_n la masse du noyau et m_W la masse du WIMP. La plupart des détecteurs pour la matière noire proposés jusqu'à ce jour, sont composés de matériaux comportant des noyaux de silicium, de germanium, d'iode, de fluor, de carbone, de sodium; il existe cependant de nouveaux détecteurs faisant appel à des gaz lourds comme le xénon. En prenant une masse *représentative* de 100 GeV pour le WIMP et en faisant appel à l'équation (1.36), on comprend que les énergies de recul obtenues sont de l'ordre de quelques dizaines de keV à quelques keV. Il devient donc impératif de posséder une méthode de détection sensible aux reculs des noyaux mais pas aux autres sources de bruit de fond qui sont très nombreuses dans cette gamme d'énergie, ou d'avoir la capacité de diminuer considérablement, par des analyses subséquentes à la mesure, le bruit de fond tout en maintenant une efficacité de comptage adéquate pour la détection de la matière sombre.

Le seuil en énergie du détecteur impose une limite inférieure sur la valeur de la masse du WIMP *détectable*. En effet, de façon générale, pour un certain type de noyau et pour une particule incidente de masse et d'énergie cinétique spécifiques, l'énergie

maximale de recul du noyau est donnée par

$$E_R = \frac{2m_n m_W}{(m_n + m_W)^2} m_W v^2 \quad , \quad (1.37)$$

où v est la vitesse de la particule incidente. L'énergie cinétique maximale de la particules incidente est celle associée à la vitesse de coupure du spectre, dans notre cas v_{max} la vitesse d'échappement de notre galaxie. Pour une énergie de seuil, E_{th} donnée, nous pouvons définir une masse minimale du WIMP incident qui donne encore un signal à E_{th} , soit

$$m_{min} = \frac{m_n}{\left(\frac{2m_n v_{max}^2}{E_{th}}\right)^{\frac{1}{2}} - 1} \quad . \quad (1.38)$$

Pour la détection des WIMPS légers une énergie de seuil de l'ordre du keV est nécessaire. Pour le neutralino, dont une limite inférieure sur la masse de ~ 60 GeV est imposée par les expériences au LEP [17], l'énergie de seuil peut être plus grande. Par ailleurs, le spectre de recul peut s'écrire comme

$$\frac{dR}{dE_R} = \int \frac{d\sigma}{dE_R} v f(v) dv \quad , \quad (1.39)$$

où $f(v)$ est la probabilité que la particule incidente ait la vitesse v . En supposant que la section efficace différentielle de la diffusion d'un WIMP sur le noyau soit isotrope dans le centre de masse et que la distribution des vitesses est maxwellienne, soit

$$f(v) dv = \left(\frac{3}{2\pi v_{rms}^2}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\left(\frac{v-v_0}{v_{rms}}\right)^2} dv \quad , \quad (1.40)$$

nous trouvons

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{\mu E_0} e^{-\frac{E_R}{\mu E_0}} \quad , \quad (1.41)$$

où v_0 et E_0 sont respectivement la vitesse la plus probable dans la distribution et l'énergie cinétique associée, μ la masse réduite du système WIMP-noyau et R_0 le taux de comptage absolu. Comme R_0 dépend de la section efficace totale du processus de diffusion, et donc du type d'interaction considéré, on peut exprimer le spectre de recul en termes de $R' = \frac{R}{R_0}$ afin de ne garder que les facteurs *purement cinématiques* :

$$\frac{dR'}{dE_R} = \frac{1}{\mu E_0} e^{-\frac{E_R}{\mu E_0}} \quad . \quad (1.42)$$

Le *graphique 1-14* montre le résultat pour des WIMPS de différentes masses possibles. L'efficacité intrinsèque de détection des reculs peut être une fonction de l'énergie de

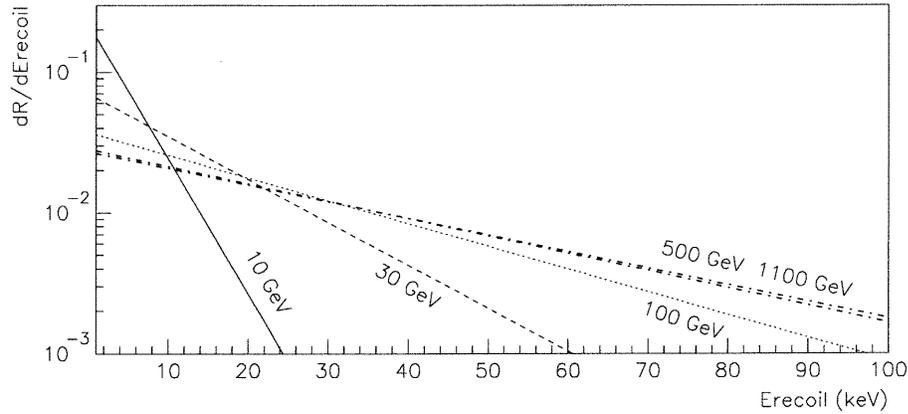


Figure 1-14: Spectre de recul du noyau du ^{19}F pour différentes masses possibles du WIMP. À remarquer la forte dépendance exponentielle. Même pour un WIMP très massif le seuil en énergie a une influence importante sur l'efficacité de détection du détecteur. Figure prise de [38].

recoil. Un détecteur à seuil *idéal* devrait avoir une efficacité intrinsèque de 100% pour des reculs supérieurs ou égaux à l'énergie de seuil. En pratique la réponse intrinsèque du détecteur par rapport à l'énergie de recul peut s'éloigner d'une fonction escalier; dans ce cas la forme de cette fonction doit être étudiée et prise en considération dans le calcul de l'efficacité du détecteur. Une présentation exhaustive de l'étalonnage du détecteur à bulles pour la matière sombre, tel qu'employé par PICASSO, à partir des mesures faites avec des neutrons mono-énergétiques a été présentée ailleurs [23]. Entre autres, ces travaux ont permis d'évaluer l'efficacité intrinsèque du détecteur à bulles en fonction de l'énergie de recul du noyau-cible. La probabilité de détection d'un WIMP de masse m_W avec un détecteur à bulles dont le seuil a été établi à E_{th} se calcule en intégrant l'efficacité *totale*, donnée par la multiplication du spectre de recul $\frac{dR}{dE_R} = \frac{dR}{dE_R}(m_W, E_R)$ par un facteur d'efficacité intrinsèque $\epsilon = \epsilon(E_{th}, \dots)$, de l'énergie de seuil E_{th} jusqu'à l'énergie de recul maximale $E_{R_{max}} = E_R(m_W, v_{max})$. L'efficacité de comptage du détecteur PICASSO en fonction de la masse du WIMP pour différentes températures est donnée dans la *figure 1-15*. Nous ne développerons pas d'avantage ce point dans cette présentation des caractéristiques générales d'un détecteur pour la matière sombre, mais en général, tout type de détecteur doit être préalablement étalonné afin de déterminer son efficacité aux WIMPS.

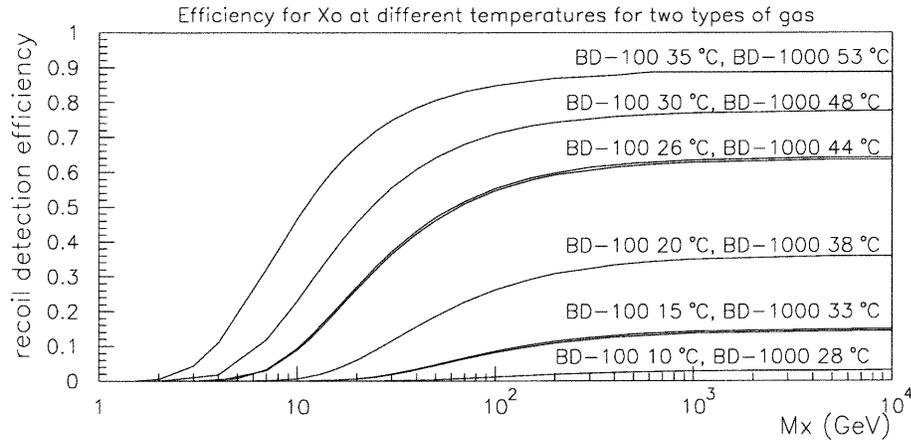


Figure 1-15: Efficacité de détection des reculs nucléaires en fonction de la température de fonctionnement du détecteur à bulles, pour différentes masses possibles du WIMP. Figure prise de [38].

Plusieurs méthodes de détection pour la matière sombre ont été proposées : scintillateurs organiques et inorganiques, semi-conducteurs, bolomètres, etc. La plupart de ces techniques sont largement connues et déjà employées à d'autres fins. Comme nous l'avons vu précédemment un détecteur pour la matière sombre exige une sensibilité en énergie de l'ordre du keV et l'élimination du bruit de fond à un niveau suffisant afin qu'un signal de l'ordre du 0,01 événement/kg/jour puisse être détecté ou exclu. Les difficultés qui se présentent dans l'exploitation de ces techniques classiques pour la détection de la matière sombre sont présentées dans la littérature [33, 34, 35, 43, 44, 45]. Dans la section suivante nous allons présenter une technique innovatrice de détection pour la matière sombre basée sur les détecteurs à gouttelettes surchauffées. Ce type de détecteur *à seuil* est très prometteur parce qu'il présente plusieurs avantages comme une réduction intrinsèque de la sensibilité au bruit de fond dû aux gammas et aux MIP (*Minimum Ionizing Particle*).

1.2 Détecteur à gouttelettes surchauffées

Dans cette section nous allons présenter le détecteur à gouttelettes surchauffées, ou détecteur à bulles, en décrivant le processus de sa fabrication, son fonctionnement et le système d'acquisition de données nécessaire à son exploitation. Par la suite nous allons passer en revue les différents types de détecteur à bulles et l'effort d'optimisation que nous avons dû entreprendre pour l'utilisation de ce détecteur pour la recherche de la matière sombre. Les résultats des diverses analyses du signal seront présentés à la fin.

1.2.1 Description du détecteur et de sa fabrication

Un détecteur à bulles est un détecteur à seuil basé sur la détection de la transition de phase liquide-gaz produite à l'intérieur de gouttelettes microscopiques d'un liquide surchauffé à la température ambiante, dispersées dans un gel. Cette transition de phase est induite par le passage de particules ionisantes à l'intérieur d'une gouttelette. Le fonctionnement d'un détecteur à bulles s'apparente donc au fonctionnement d'une chambre à bulles. L'immersion des gouttelettes microscopiques de liquide surchauffé dans un milieu hôte (le gel) offre l'avantage d'éliminer la plupart des sources de nucléation hétérogène et de permettre ainsi des temps de vie de l'état métastable quasi infinis. Le milieu hôte peut être un gel à base d'eau ou à base d'un liquide organique comme le glycérol, de densité à peu près équivalente à celle du liquide qui compose les gouttelettes, ou d'un gel polymérisé. Dans le premier cas, la viscosité du gel et l'équilibre entre les densités du gel et de la partie active du détecteur assurent que les gouttelettes resteront immobiles tant qu'elles n'auront pas subi de transition de phase, i.e. tant qu'elles n'auront pas explosé en devenant alors une bulle de gaz. L'expansion en volume d'une gouttelette après une transition de phase est donnée par le rapport des densités du gaz et du liquide, c'est-à-dire ~ 1000 fois, et donc la gouttelette microscopique devient une bulle de l'ordre du millimètre. Cette bulle migrera vers la surface supérieure du détecteur où elle sera perdue. Ce type de détecteur présente donc une perte de sensibilité intrinsèque à son fonctionnement dans le temps. Le deuxième type

de milieu hôte, le gel polymérisé, fixe les gouttelettes en place, ce qui permet la reconversion des bulles en gouttelettes par un processus de re-compression. Ce type de gel présente des propriétés physiques assez particulières : ce n'est ni un état liquide ni un état solide. Le milieu d'un gel polymérisé est suffisamment élastique pour permettre l'expansion des gouttelettes après la transition de phase et pourtant il est assez rigide pour fixer la partie active du détecteur en place. Une première catégorisation des détecteurs à bulles se fait donc en fonction du milieu hôte utilisé : soit un gel liquide à haute viscosité désigné par *type Apfel* ou un gel polymérisé désigné par *type BTI*, d'après leurs créateurs respectifs. PICASSO utilise des détecteurs du type BTI mais le type Apfel, ainsi que des détecteurs hybrides ont aussi été étudiés, voir [12]. À partir de maintenant chaque fois qu'il sera fait mention d'un détecteur à bulles, il faudra comprendre qu'il s'agit d'un détecteur à bulles du type BTI.

Il existe beaucoup de gaz dont la phase liquide est surchauffée à la température ambiante et à la pression atmosphérique, mais dans le cas des détecteurs du type BTI, une certaine classe de fréons est fréquemment employée parce qu'elle présente une très faible solubilité dans ce type de milieu hôte. Avant d'en débattre davantage, arrêtons-nous à la description du fonctionnement du détecteur à bulles. La température d'ébullition d'une substance est une fonction de la pression, elle augmente avec la pression. L'état de surchauffe se produit quand la température de la phase liquide de la substance dépasse la température d'ébullition. Ainsi, une substance en phase liquide à la température ambiante et à suffisamment haute pression n'est pas surchauffée. Mais, si l'on abaisse la pression, par exemple à la pression atmosphérique, cette substance devient surchauffée. Cet état est rarement vu dans la nature mais peut facilement être créé si l'on prend le soin d'éliminer toutes les sources de nucléation hétérogène. Dans un détecteur à bulles le milieu hôte, le gel, isole les gouttelettes de liquide des sources de nucléation hétérogène (autres que celles dues au rayonnement) et permet d'agir sur l'état de surchauffe du liquide. Sur toute la plage de températures, de la température d'ébullition jusqu'à la température critique (limite ultime de la surchauffe; nous en traiterons plus loin), il existe une pression qui rendra le détecteur inactif lorsque celui-ci sera porté à cette valeur de la pression. En effet, à cette pression, les gouttelettes seront dans un état thermodynamique stable. Le détecteur peut être rendu actif en enlevant

la pression afin de rendre les gouttelettes surchauffées. Les bulles de gaz formées dans le détecteur lors d'une mesure sont ramenées à l'état de gouttelettes pendant la période de compression et restent sous cette forme si la re-compression dure suffisamment longtemps, le temps typique étant d'environ une heure. Les intervalles de temps entre compressions dépendent bien sûr de la taille du détecteur (un détecteur 100 fois plus grand peut accumuler 100 fois plus de gouttelettes) et du taux de comptage moyen.

Mais quel est le lien entre ces petites gouttelettes méta-stables et la détection des reculs de noyaux induits par des WIMPS? Regardons ce que signifie l'état méta-stable d'une gouttelette. La substance de la gouttelette aurait dû faire une transition de phase et passer de l'état liquide à l'état gazeux puisque ce processus représente le passage d'un état de haute énergie potentielle à un autre d'énergie beaucoup plus faible. Le système est méta-stable parce qu'il doit franchir une barrière de potentiel. On comprend cette barrière de potentiel en faisant l'expérience de l'esprit suivante. Considérons l'introduction d'une certaine quantité d'énergie dans le système sous forme de chaleur, en ignorant pour l'instant la façon dont cette énergie est livrée. Cette énergie sera dépensée dans la création d'une proto-bulle microscopique de gaz à l'intérieur de la gouttelette. En effet, l'énergie externe moins la quantité de chaleur latente absorbée par le volume de liquide qui est passé à l'état gazeux sera utilisée par le travail fait pour augmenter le volume de la proto-bulle et par le travail qu'il faut fournir afin de combattre la tension de surface à l'interface gaz-liquide de la proto-bulle. Ceci est un processus dynamique relativement complexe. Regardons les forces que subit une molécule du liquide à l'interface de la proto-bulle. Il y a un gradient de pression $\Delta P = P_g - P_l$ où P_l est la pression du liquide, essentiellement la pression externe appliquée au détecteur et P_g la pression interne du gaz. Celle-ci est bien sûr une fonction de la taille de la proto-bulle. De plus il y a une force supplémentaire qui provient de la tension de surface $F_t = \frac{2\sigma}{r}$ qui varie donc aussi en fonction de la taille de la proto-bulle. Il y a toutefois un état d'équilibre statique qu'on va désigner par *état critique* : $\Delta P(r_c) = P_c - P_l = \frac{2\sigma}{r_c}$, où P_c , la pression critique, est la pression du gaz de la proto-bulle à l'état critique et r_c , le rayon critique, est le rayon de la proto-bulle à l'état critique. Le potentiel spécifique d'une phase est défini comme la quantité d'énergie par unité de masse disponible dans la partie du système thermodynamique qui se retrouve

dans cette phase. On peut voir la création de la bulle et son agrandissement comme une tendance du système thermodynamique de la gouttelette à équilibrer les potentiels spécifiques des deux phases puisque celui de la phase gazeuse (i.e. la proto-bulle) pour le même volume que la phase liquide occupait est beaucoup plus grand et ceci malgré la dépense pour la chaleur latente, parce que la phase gazeuse présente une densité beaucoup plus faible que la phase liquide. Toutefois, à l'état critique nous devons avoir l'équilibre thermodynamique et donc les deux potentiels spécifiques égaux

$$\phi_l(P, T) = \phi_g((P + \Delta P(r_c)), T) = \phi_g(P, T) + \frac{\Delta P(r_c)}{\rho_g} \quad , \quad (1.43)$$

où ϕ_l et ϕ_g sont les potentiels spécifiques considérés, soit de la phase liquide et gazeuse respectivement, et ρ_g la densité du gaz de la proto-bulle. Regardons maintenant si cet état critique est un état d'équilibre thermodynamique stable. Le bilan entre l'énergie d'une gouttelette contenant une proto-bulle de taille r moins celle d'une gouttelette sans proto-bulle, c'est-à-dire une gouttelette dont toute la substance est en phase liquide, est

$$\Delta\phi = M_l\phi_l(P, T) + M_g\phi_g(P, T) + E_t - (M_l + M_g)\phi_l \quad , \quad (1.44)$$

où M_l est la masse de la substance en phase liquide, M_g est la masse de la substance en phase gazeuse, et $E_t = 4\pi r^2\sigma$ est l'énergie investie dans l'interface de la proto-bulle. On peut réécrire l'équation (1.44) comme

$$\Delta\phi = M_g[\phi_g(P, T) - \phi_l(P, T)] - 4\pi r^2\sigma \quad . \quad (1.45)$$

À partir de l'équation (1.43) on peut extraire $\phi_g(P, T) - \phi_l(P, T) = -\frac{\Delta P(r_c)}{\rho_g}$; et si on se rappelle que $\Delta P(r_c) = \frac{2\sigma}{r_c}$ et que $M_g = \frac{4}{3}\pi r^3\rho_g$ on trouve que le bilan d'énergie entre les deux états est

$$\Delta\phi = 4\pi r^2 \left(1 - \frac{2}{3} \frac{r}{r_c}\right) \quad . \quad (1.46)$$

Le graphique 1-16 montre le comportement du bilan d'énergie en fonction de la taille de la proto-bulle. Le maximum de cette fonction arrive pour $r = r_c$ et est donné par

$$\Delta\phi_{max} = \frac{4}{3}\pi r_c^2\sigma \quad . \quad (1.47)$$

Nous comprenons maintenant que l'état critique est un état équilibre thermodynamique instable. Pour passer d'une gouttelette ordinaire à une gouttelette qui contient

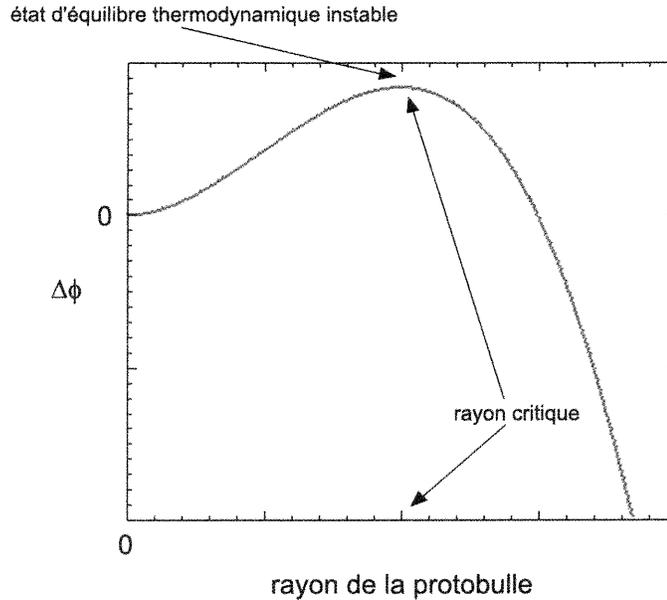


Figure 1-16: Représentation du potentiel de Gibbs.

une proto-bulle à l'état critique, il faut investir un travail $W_c = \Delta\phi_{max}$. Si la quantité d'énergie déposée dans la gouttelette est plus faible que W_c le système retournera naturellement à l'état de gouttelette ordinaire. Si l'énergie déposée est égale ou plus grande que W_c le système au complet subira une transition de phase et la gouttelette deviendra une bulle. Nous voyons maintenant pourquoi l'on parle de détecteur à seuil : tout dépôt d'énergie égal ou plus grand que W_c dans un espace déterminé par r_c déclenchera la transition de phase de la gouttelette. Cependant, parce que l'énergie libérée par cette transition est des ordres de grandeur plus grande que W_c et qu'il n'y a pas de relation mathématique bien définie entre les deux quantités, une évaluation quantitative de l'énergie déposée dans le détecteur est impossible.

Analysons maintenant quels sont les facteurs qui influencent l'énergie de seuil du détecteur. En remplaçant le rayon critique par $r_c = \frac{2\sigma}{\Delta P(r_c)}$ dans l'équation (1.47) on obtient

$$\Delta\phi_{max} = \frac{16\pi\sigma^3}{3(\Delta P)^2} \quad , \quad (1.48)$$

avec $\Delta P = P_c - P_l = (P_v - P_l) \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right)$, où P_v est la tension de vapeur du gaz en équilibre avec le liquide, et ρ_g et ρ_l sont les densités de la substance en phase gazeuse

et liquide respectivement. La tension de vapeur dépend de la température d'ébullition T_b , i.e. la température où $P_v = 0$, et de la température de fonctionnement du détecteur. La tension superficielle σ dépend de la température critique T_c , i.e. la température où $\sigma = 0$, et de la température de fonctionnement du détecteur. La pression du liquide est la pression de fonctionnement du détecteur appliquée à travers le gel, P_{ext} . En résumé, le seuil du détecteur à bulles est une fonction de la température et de la pression d'utilisation ainsi que de deux propriétés thermodynamiques, T_b et T_c , du gaz des gouttelettes. Il existe donc une deuxième classification des détecteurs à bulles en fonction du gaz employé. On désigne les divers gaz par le seuil qu'ils présentent à la température ambiante et à la pression atmosphérique, e.g. un BD-100 est un détecteur dont le seuil pour les neutrons est à 100keV (nous voyons ici l'héritage de l'utilisation de ce détecteur comme dosimètre à neutrons).

Nous n'avons pas encore discuté de la façon dont l'énergie nécessaire pour la formation de l'état critique est livrée à la gouttelette. Une particule chargée incidente ou un recul de noyau peuvent à priori induire une nucléation de la gouttelette. Le mécanisme exact de la transformation de l'énergie déposée par la particule en chaleur est mal connu. Nous devrions connaître la proportion de l'énergie déposée qui sert vraiment à la création de la proto-bulle et la distance effective L sur laquelle cette énergie doit être déposée afin qu'une quantité de chaleur $Q = W_c$ soit disponible dans r_c . Malheureusement la plus grande partie de l'information que nous possédons sur ce processus est d'ordre empirique. Divers auteurs suggèrent que $\sim 3\%$ de l'énergie déposée est efficacement convertie en Q utile pour la création de la proto-bulle. Aussi, la longueur L varie de 2 fois à 12 fois r_c . Toutefois nous pouvons affirmer avec certitude deux choses. Premièrement, pour un détecteur à bulles dans un état précis de surchauffe (T , P , T_b et T_c fixés) le dépôt moyen minimal d'énergie par unité de longueur $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{min}$ est

$$\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{min} = \frac{\epsilon_1 W_c}{\epsilon_2 r_c} \quad , \quad (1.49)$$

où les ϵ_i sont des facteurs *d'efficacité* dont nous avons parlé précédemment. On s'attend donc à ce que le signal des MIP's disparaisse avec la diminution de l'état de surchauffe du détecteur et l'augmentation subséquente de son seuil. La *figure 1-17* présente la réponse du détecteur au rayonnement gamma (la réponse du détecteur aux MIP's est

semblable à la réponse aux gammas) en fonction de la température de fonctionnement du détecteur. Nous voyons que le détecteur devient pratiquement insensible aux MIP's

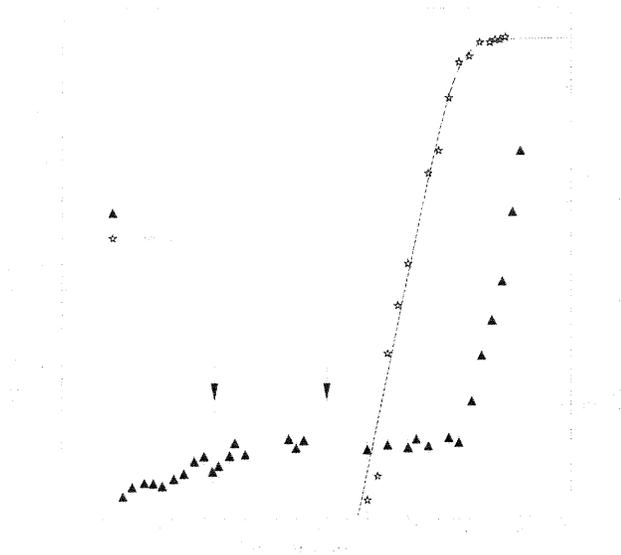


Figure 1-17: Réponse du détecteur à bulles (BD-100) au rayonnement gamma et aux particules alpha. Les flèches indiquent l'intervalle de température d'opération du détecteur intéressant pour la recherche de la matière sombre, où la sensibilité aux gammas est négligeable. L'utilisation d'un blindage contre le rayonnement gamma de l'environnement permet d'exploiter le détecteur à plus haute température (~ 35 degrés Celsius) afin d'avoir une plus grande efficacité de comptage aux WIMPS, voir aussi *figure 1-15*.

en bas de $T \sim 30$ degrés Celsius, ce qui correspond à une énergie de seuil pour les reculs induits par des neutrons de $E_{th} \sim 400$ keV comme nous allons le voir immédiatement. En revoyant la *figure 1-15*, nous pouvons constater que le détecteur à bulles peut être utilisé dans un régime de faible surchauffe tout en maintenant un niveau acceptable d'efficacité pour la détection des neutralinos. Deuxièmement, nous pouvons extraire la variation des énergies de seuil en fonction de l'état de surchauffe du détecteur à partir des mesures avec des neutrons mono-énergétiques (voir [23] pour un traitement complet de ce sujet). En effet quand on soumet le détecteur à un faisceau de neutrons d'énergie bien définie nous obtenons les courbes de réponse illustrées dans la *figure 1-18*. Nous remarquons qu'à la température de seuil, l'énergie de seuil associée à l'état spécifique de surchauffe du détecteur est l'énergie des neutrons incidents. Le seuil de chaque courbe

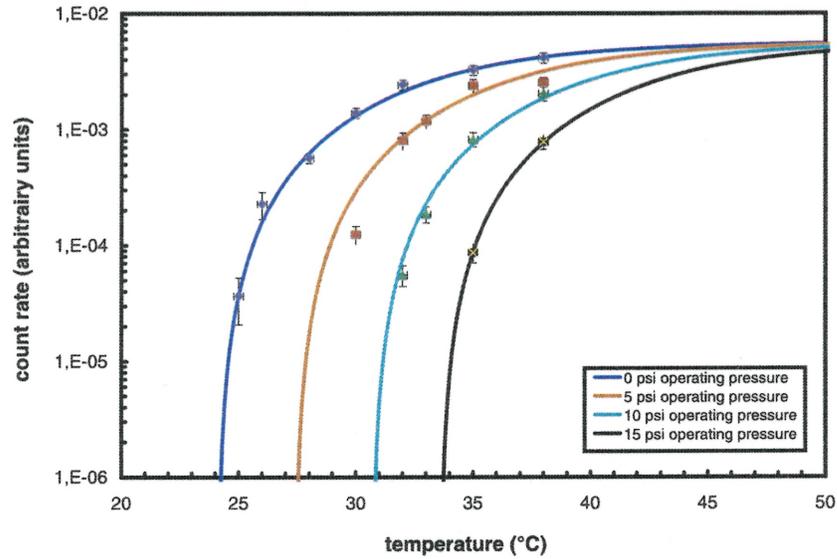


Figure 1-18: Courbes typiques de réponse aux neutrons mono-énergétiques.

de réponse aux neutrons mono-énergétiques nous donne un point expérimental sur la *figure 1-19*. Remarquons que l'équation (1.48) s'ajuste très bien aux données. Nous pouvons donc conclure que l'énergie de seuil pour les reculs en fonction de l'état de surchauffe est

$$E_{th} = c_0 \frac{16\pi\sigma^3}{3(\Delta P)^2} \quad , \quad (1.50)$$

où c_0 est une constante qui est déterminée à partir de la cinématique de la diffusion des neutrons sur les noyaux.

Les détecteurs utilisés par PICASSO ont été mis au point et sont présentement fabriqués avec la collaboration de Bubble Technologies Industries [47]. La fabrication du détecteur est un processus relativement simple mais qui comprend plusieurs éléments délicats. En premier lieu une solution à base d'eau qui contient les produits chimiques nécessaires à la création d'un polymère tridimensionnel est préparée dans le contenant du détecteur. Une quantité suffisante d'un sel lourd doit y être ajoutée afin que cette solution ait la même densité que le gaz actif liquéfié. Cette solution est congelée à une température plus basse que la température d'ébullition du gaz utilisé. Le gaz liquéfié est ensuite versé sur la solution congelée. Le contenant est alors hermétiquement fermé. L'ensemble est décongelé. Le gaz reste liquide à cause de la tension de vapeur qui se crée

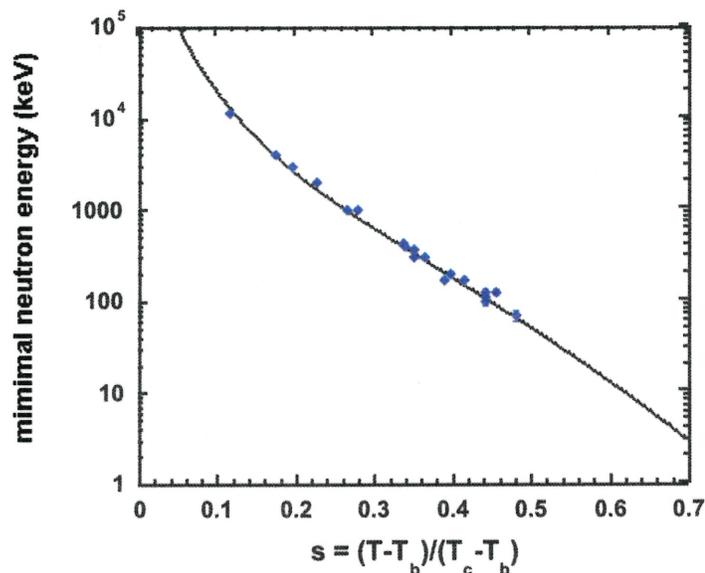


Figure 1-19: Énergie minimale de neutrons qui déclenchent encore des transitions de phase en fonction du *reduced superheat*, $s = \frac{T - T_b}{T_c - T_b}$, une paramétrisation de l'état de surchauffe introduite par d'Errico [24] qui permet d'uniformiser la réponse des détecteurs à bulles construits avec des gaz différents.

à l'intérieur du contenant scellé. On installe ensuite le contenant dans un *vortexeur*, i.e. une machine conçue pour produire une émulsion de gouttelettes dans la solution par un brassage particulier qui génère un puissant tourbillon dans le contenant. Les gouttelettes ainsi formées restent en place si le détecteur est manipulé avec soin parce que, comme les densités de la solution et du gaz liquéfié sont égales, la poussée d'Archimède est nulle, et la viscosité du milieu empêche le décalage des gouttelettes. La réaction de polymérisation commence avec le réchauffement du détecteur. Cette réaction est exothermique et produit un réchauffement important du détecteur. La température du détecteur s'accroît rapidement puisque la quantité de chaleur produite est beaucoup plus grande que les pertes thermiques à travers les parois du contenant. Pour les grands détecteurs la chaleur est telle que la température moyenne du détecteur peut dépasser la température critique T_c , température à laquelle toutes les gouttelettes subissent la transition de phase. Afin d'éviter ce processus qui peut endommager le gel et nuire à la qualité du détecteur, on le place immédiatement dans une bombe à haute pression, ~ 40 atmosphères, après le passage dans le vortexeur. Une fois que la température

moyenne du détecteur est revenue à la température ambiante, on le sort de la bombe à haute pression puis on le laisse sous compression *ordinaire*, ~ 8 atmosphères, pendant 24 heures afin que le gel polymérisé consolide sa structure. Le détecteur ainsi obtenu est stable pendant des années si l'on assure l'étanchéité du contenant afin d'empêcher l'assèchement du gel et s'il est remis sous pression régulièrement. La distribution en taille des gouttelettes a été étudiée en examinant optiquement des tranches du détecteur.

Le sel lourd qu'il faut ajouter au gel de façon à rendre sa densité égale à celle des gouttelettes est la principale cause de la contamination radioactive qui limite présentement la sensibilité du détecteur. En effet, ce sel contient toujours une certaine quantité d'éléments radioactifs provenant de la désintégration du thorium et de l'uranium naturels qui sont des émetteurs de particules alpha. Or ces particules peuvent provoquer la transition de phase et seront comptées comme une composante importante du bruit de fond du détecteur. Des travaux de purification sont en cours et dans une première phase permettront une diminution du bruit de fond d'un facteur 100, voir [31]. Il y a donc une troisième classification des détecteur à bulles en fonction du sel lourd utilisé, e.g. un BD-100-CsCl est un détecteur dont le gel contient du chlorure de césium et le seuil aux neutrons à la température ambiante est de 100 keV.

1.2.2 Système d'acquisition de données pour le détecteur à bulles

Les détecteurs à bulles sont depuis longtemps utilisés comme dosimètres à neutrons. Dans ce domaine d'applications, de petits modules *portables* d'environ 10 ml sont employés. Le comptage du nombre de bulles accumulées sur une certaine période de temps peut se faire à l'oeil nu. Des systèmes optiques relativement complexes ont été développés par BTI pour la lecture automatisée d'un grand nombre de ces petits détecteurs dans des applications *industrielles*. L'effort d'optimisation du détecteur à bulles pour la recherche de la matière sombre se fait principalement dans deux directions :

l'accroissement de la masse active du détecteur afin d'augmenter sa sensibilité, et la purification des divers matériaux qui le composent pour diminuer ou même *éliminer* la contamination due aux émetteurs alpha, une des sources majeures du bruit de fond du détecteur. Pour le développement d'un détecteur à bulles très massif il n'est pas concevable d'utiliser une méthode optique de lecture du détecteur. Cependant, la transition de phase d'une gouttelette s'accompagne de l'émission d'un front d'onde avec des fréquences typiques dans la région des ultrasons. Ce signal se propage dans le milieu à une vitesse de l'ordre de deux à trois fois la vitesse du son dans l'air, tout dépendant du type de gel utilisé, et finit par rejoindre les parois du contenant, atténué par un facteur qui dépend principalement de la distance entre la position de la source du signal et le point d'arrivée sur le contenant. Ce signal peut être utilisé pour la détection des transitions de phase en le captant avec des senseurs piézo-électriques efficaces dans la région de fréquence des ultrasons. À ce jour plusieurs type de senseurs, de diverses formes, ont été testés : des microfilms de polymères piézo-électriques et des cristaux piézo-électriques, comme le PZT, montés dans diverses configurations : *pinducer*, emballage industriel, etc. Les senseurs retenus et utilisés dans les mesures que nous avons faites sont décrits dans les deux articles soumis à la revue IEEE Transactions on Nuclear Science. Le matériau piézo-électrique génère un voltage proportionnel au décalage relatif des couches atomiques, induit par le passage de l'onde sonore. Ce processus présente une directionalité, i.e. la conversion du travail mécanique en signal électrique présente un maximum quand la force exercée est alignée avec l'axe *naturel* de réponse du piézo. De plus la fonction de réponse en fréquence de ce type de senseur présente de fortes résonances. Les résultats d'une première partie du travail de compréhension de la relation entre la source du signal acoustique et le signal électrique obtenu des senseurs piézo-électriques sont présentés dans le deuxième article. Nos travaux visent surtout à démontrer que dans des conditions contrôlées nous sommes capable d'assurer une efficacité de comptage de 100%. Une approche modulaire est nécessaire pour le développement du détecteur au-delà d'une certaine taille limite, qu'imposent diverses contraintes comme l'atténuation du son (les plus petits signaux se *perdent* dans le bruit électronique après une distance de ~ 30 cm), et la capacité de changer et régulariser la température du module dans des temps raisonnables et à un coût acceptable. Les modules actuels sont de trois litres et nous envisageons la construction de modules de

~ 50 litres.

Le premier article présente les travaux effectués pour le développement des petits systèmes qui servent à des expériences d'étalonnage et d'étude de la réponse du détecteur à bulles aux diverses composantes du bruit de fond : bruit acoustique, rayons gamma, particules alpha émises par des contaminations radioactives du gel, neutrons, nucléation homogène. Ils ont permis l'élaboration des éléments de base du système d'acquisition de données et de contrôle et surveillance en ligne du détecteur à bulles. Une composante primordiale est la *ligne acoustique* qui se compose d'un senseur piézo-électrique, d'un amplificateur *maison* fabriqué à l'Université de Montréal, et adapté aux caractéristiques spécifiques des signaux produits par les senseurs piézo-électriques utilisés avec les détecteurs à bulles, et un *FlashADC* qui permet la numérisation du signal amplifié. Pour des expériences relativement simples de comptage, des cartes FlashADC de fabrication industrielle sont employées, mais pour des systèmes de plus grande ampleur des cartes sur bus VME ont été développées à l'Université de Montréal. La *ligne acoustique* sera multipliée à volonté sur les systèmes à grande échelle afin de répondre adéquatement aux besoins spécifiques à chaque montage expérimental. Une autre composante majeure est le système de surveillance en ligne et de régulation de la température qui se compose d'un conteneur isolé thermiquement, d'une source de chaleur variable, de senseurs de température (soit des AD590 ou des thermocouples), d'une carte interface pour PC qui permet la numérisation des signaux des senseurs et, à travers un module électrique de fabrication *maison*, le contrôle de la source de chaleur. Ce système a été initialement installé sur de petits montages (e.g. expériences d'étalonnage avec des faisceaux de neutrons mono-énergétiques) et par la suite adapté afin de répondre aux besoins des gros montages utilisant plusieurs modules de trois litres. Une série d'applications qui permettent de gérer, surveiller en ligne et analyser les expériences ont été développée en parallèle avec l'élaboration des composantes matérielles du système d'acquisition de données, et est présentée de façon chronologique dans les deux articles. Le développement du logiciel continuera avec l'agrandissement du détecteur et l'apparition des nouveaux problèmes qui surgiront en cours de route, mais l'accent sera mis de plus en plus sur les programmes d'analyse et de traitement des données afin d'obtenir une *meilleure utilisation* du détecteur à bulles pour la recherche

de la matière sombre. Dans le deuxième article une section est justement consacrée aux travaux précurseurs de ce programme qui tente de répondre à plusieurs questions. Comment le signal acoustique est-il généré? Quels facteurs influencent la forme, la durée et la *taille* du signal? Peut-on classer les signaux dans des groupes qui statistiquement soient associés à des sources spécifiques, i.e. séparer les bruits acoustiques, *externes au détecteur*, des vrais signaux qui proviennent de l'intérieur du détecteur, etc.? Ces travaux sont encore inachevés mais nous pouvons affirmer avec confiance quelques conclusions. Nous avons réussi à élaborer un algorithme qui permet la détermination systématique d'un *temps du début du signal*. Sur un module multi-canaux (e.g. cinq *lignes acoustiques*) nous pouvons donc déterminer les différences entre les temps *d'arrivée* du même signal à divers points sur la paroi du détecteur, et élaborer un algorithme de triangulation de la source du signal. Nous pouvons donc définir un volume *fiduciel* avec une précision qui n'est limitée que par la résolution en temps de notre algorithme et la dispersion du son dans le détecteur. Nous avons aussi observé que le son émis par la transition de phase de la gouttelette présente toujours de hautes fréquences (plus grandes que 80 kHz) qui se retrouvent rarement dans les bruits acoustiques *ordinaires*. Ces hautes fréquences excitent des résonances bien précises du senseur piézo-électrique et nous fournissent ainsi une sorte de signature qui nous a permis d'éliminer 100 % du bruit acoustique intentionnellement induit dans un détecteur exposé à une source de neutrons, avec une perte d'efficacité de comptage des neutrons de l'ordre de 10 % seulement, voir deuxième article. Des analyses plus *sophistiquées* sont en cours d'évaluation.

CHAPITRE 2

IEEE Transactions on Nuclear Science 2000

L'article suivant, *A Control and Data Acquisition System for a Large Volume Superheated Droplet Detector*, a été accepté pour publication par la revue IEEE Transactions on Nuclear Science. Nous y présentons les éléments de base du système d'acquisition de données et de contrôle pour le détecteur à bulles de grande masse que le groupe PICASSO développe graduellement. Nous passons en revue les systèmes à petite échelle, conçus spécifiquement pour des expériences d'étalonnage et d'étude de la réponse du détecteur aux diverses formes de bruits de fond, e.g. mesures d'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques, mesure de la nucléation spontanée, mesures de sensibilité au rayonnement gamma. De plus, la fabrication et le fonctionnement des détecteurs à bulles y sont exposés. Une description technique des éléments qui composent le système d'acquisition de données, ainsi qu'une illustration du fonctionnement du DAQ complètent cet article.

A Control and Data Acquisition System for a Large Volume Superheated Droplet Detector

R. S. Gornea, N. Boukhira, I. Boussaroque, L. Lessard, M. Di Marco, J. P. Martin, J. Vinet and V. Zacek

Groupe de Physique des Particules (GPP), Department of Physics, University of Montreal, Montreal, H3C 3J7, Canada

Abstract

Large-volume room-temperature superheated droplet detectors are being constructed for measuring very weakly interacting radiation fields, such as those produced by Cold Dark Matter particles (CDM particles, or Weakly Interacting Massive Particles: WIMPS). Various versions of Control and Data Acquisition systems (CDAQ) have been developed for such detectors. Large active mass droplet detectors are modular; their sensitivity is strongly temperature dependent, and their operation requires measurements and control functions which are unique to this particular detection medium. We present the CDAQ systems developed for the PICASSO project for different levels of operation. Other types of applications of such detectors are also being investigated and appear to be promising.

I. INTRODUCTION

Room temperature superheated droplet detectors have been used extensively for two decades essentially as neutron dosimeters [1,2,3], because of their unique sensitivity response. This allows nearly complete elimination of gamma-ray response at sufficiently low temperatures, [4] while keeping adequate neutron detection efficiency. This sensitivity makes such detectors attractive for physical processes in which the nuclear recoil due to the interaction of a particle with a nucleus of the active medium, is the process that triggers the liquid-gas phase transition used for detecting the event [5]. In particular, a recent application of this detection technique to look for cold dark matter particles has shown its potential due to the relative insensitivity of detectors built with this technique to essentially all important sources of background radiation [4,6,7]. On the other hand, only very massive detectors will be capable of reaching a sensitivity level adequate for detecting CDM particles in the galactic environment [8,9]. Recent developments have allowed the construction of multi-liter size detectors with enhanced active mass loading that appear very promising for that purpose. Furthermore, the possibility of using acoustic piezo-electric sensors for detecting the droplet-bubble transition, the attenuation and transit time properties of the acoustic signal through the detection medium, all point towards an optimal size for a superheated droplet detector above which any gain in size and mass would not be met by an equivalent gain in sensitivity. In other words, a very large-mass droplet detector

would have to be modular and consist of a large number of independent detectors of a few kilograms each. The purpose of this paper is to present the operation of such a detector, the requirements for a control and data acquisition system (CDAQ) for a relatively small-scale detector comprising several units, and the design of a larger scale system adapted to the operation and event counting for a large modular multi-kilogram CDM detector. Future alternative applications of such large background-free detectors for the three-dimensional mapping of specific radiation fields are also being investigated.

II. A LARGE VOLUME SUPERHEATED DROPLET DETECTOR: FABRICATION

Different fabrication processes have been employed for making droplet detectors. In Apfel's design [2], droplets are dispersed in a non-polymerized gel through a capillary and held in place by the viscosity of the medium. Droplet sizes are uniform (~100- μ diameter). Bubbles rise to the surface of the gel after formation, and can be counted either acoustically or by measuring the amount of accumulated gas above the gel surface. The detectors made by BTI (Bubble Technology Industries, Chalk River, Ontario, Canada) [1,3] consist in an emulsion of droplets of various sizes obtained by dispersing a volume of liquid halogenated hydrocarbon using a so-called vortexer in an aqueous solution containing a heavy salt (e.g. CsCl) which is subsequently polymerized. Prior to polymerization, the droplets are held in place by equalizing densities of active liquid and solution using the heavy salt. Bubbles are stationary after formation due to the gel elasticity and can be recompressed. Bubble formation can be measured either by visual counting, if the loading or detector volume are small enough, or acoustically.

III. THE OPERATION OF DROPLET DETECTORS

Droplet detectors can be described as miniature bubble chambers and their operation can be understood in the framework of the theory of Seitz [10] which assumes that bubble formation is triggered by the heat spike produced through the energy deposition process of a charged particle traversing the superheated medium. According to that theory, bubble formation will occur whenever the energy deposited exceeds some threshold value E_c over a typical length R_c . These quantities are well described in the energy region of interest for neutron-induced nuclear recoils [11] by exponential functions $E_c = E_{c0} \exp(-\alpha(T-T_0))$ and $R_c = R_{c0} \exp(-$

This work is supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada.

$\beta(T-T_b)$ where T is the temperature of operation. D'Errico [12] has shown that the so-called reduced superheat quantity $s = (T-T_b)/(T_b-T_c)$, where T_b is the boiling temperature of the liquid and T_c is its critical temperature, allows a unified description of certain families of superheated liquids. Figure 1 shows for BTI-type detectors the threshold energies measured with mono-energetic neutron beams for various carbo-fluorate gases.

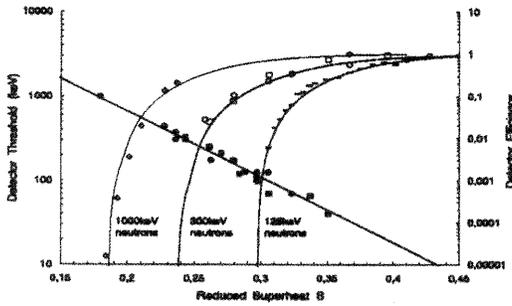


Figure 1: Threshold energies as measured with mono-energetic neutrons (left scale); response functions for incident neutron energies as a function of reduced superheat (right scale).

Superheated droplet detectors are therefore threshold detectors and the threshold values depend on the thermodynamic properties of the active gas and are strongly temperature dependent. Detector temperature stability and measurement are critical for the operation and control of droplet detectors. This temperature-dependent sensitivity is best illustrated by calculating the expected dark-matter induced nuclear recoil counting efficiency of a droplet detector at various operation temperatures as a function of possible WIMP mass. It is clearly seen on figure 2 that the detector is fully efficient at temperatures above 25°C to WIMP-induced nuclear recoils, whereas at 15°C it is nearly insensitive to such recoils.

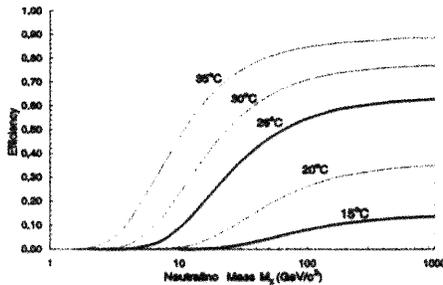


Figure 2: Efficiency for counting WIMP-induced nuclear recoil as a function of χ -mass for CDM particles orbiting the Galaxy as a function of detector temperature.

On the other hand, at the lower temperature, the detector is still active for the α -particle background due to the

remaining U/Th contamination of the detector material, which is essentially constant for operation temperatures from 15°C to 40°C, as shown on figure 3, thus allowing a straightforward background subtraction from the expected WIMP-induced signal, if events are counted at predetermined temperatures. The detector parameters for calculating the detector response have been determined by analyzing the neutron response of the detector at various neutron energies and temperatures of operation [5] and by using the expected velocity distribution of WIMPS orbiting the galaxy.

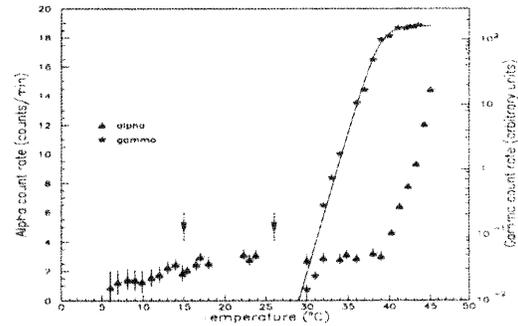


Figure 3: Response of droplet detector for α -particles emitted by a 10-Bq ^{241}Am source dissolved in gel (left scale), for γ -rays emitted by a ^{60}Co source (right scale). The two vertical arrows indicate a region of operation where the background response to U/Th contaminants of detector is flat, whereas the detector is insensitive to γ -ray background.

The explosive character of the droplet-bubble transition generates an acoustic signal which can be transformed into an electronic signal which can then be used for background signal discrimination and counting or for timing purposes, such as coincidence or anti-coincidence arrangements with other types of detectors and event localization. To that end, piezo-sensors of various types have been used, coupled to high-gain, low-noise preamplifiers whose frequency response has been optimized to eliminate lower-frequency acoustic noise. Typically, we have tested so-called pinducers (ValpeyFisher, Hopkinton, MA) and found them to be fully efficient for counting bubble formation in small (i.e. 10-ml dosimeter-type) detectors on which they were glued with some kind of epoxy. For larger-volume detectors (1-3 liters), large-area piezo-sensors (Physical Acoustics Corp. Princeton Junction, NJ), more sensitive and less directional, glued to the container, were found adequate. Two or more such sensors at different locations have been found to be sensitive to the same events, ensuring that all bubbles would be counted in a non-biased way. Figures 4 and 5 show the preamplifier electronic diagram and typical two-sensor pulses of the same event which clearly show the time difference due to the different acoustic paths from the bubble formation site to the two sensors.

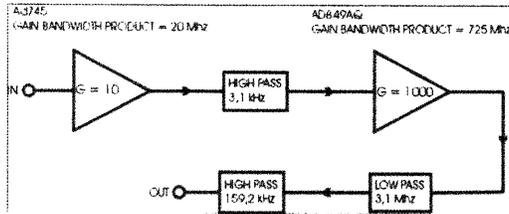


Figure 4: schematic diagram of preamplifier developed for piezo-sensor acoustic signal counting.

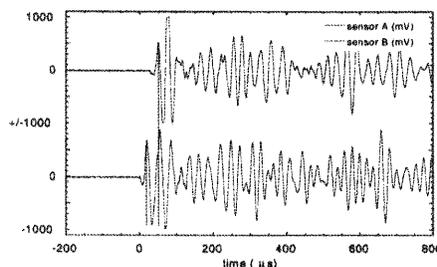


Figure 5: Signals obtained with two sensors detecting the same event with a 1-liter detector. The time difference is due to the different acoustic paths.

The amplifier input impedance, at 1 Mohm, and output impedance, at 50 ohms, are well adapted to both sensor impedance and subsequent electronic devices. The gain can be varied from 100 to 50000X, although a 1000X gain has been found adequate for all applications. The signal is amplified in two steps. The first stage (AD745 from Analog Devices) ensures the transition from high to low impedance. A FET operational amplifier was chosen to allow the preamplifier to be used in voltage or charge mode as needed for different applications. It is run at low gain (10X-20X) because its relatively low gain-bandwidth product. The second stage (AD849JN) boosts the gain as needed. The output of the second stage is filtered at low frequencies to make the system less sensitive to acoustic noise while maintaining a fast enough response for timing and event localization purposes. Bias-voltage filters are also added to stabilize operation against power supply noise and variations.

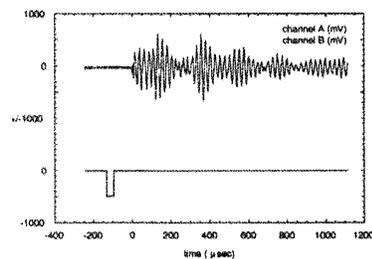


Figure 6: Coincidence event between a muon and a bubble signal.

Figure 6 shows a coincidence event between a cosmic muon and a bubble signal obtained by surrounding a droplet detector operated at a temperature where it is sensitive to minimum-ionization particles with plastic scintillators. Good enough timing characteristics ensure that such detectors can be used in anti-coincidence mode to eliminate events due to cosmic-muon induced neutrons in the detector environment.

Given the measured sound velocity in the detector emulsion (~1400 m/s) and the timing properties of the signal (0.1-1.0 µs), an event localization within 1 mm can be obtained. Although the timing information of the pulse beginning can be obtained within 1 µs, the pulse itself can last from 1 to 3 ms and evinces oscillations and beats which are easily recognizable for a bubble formation event, but can vary depending on the bubble size, distance from the bubble to the sensor, piezo-sensor to detector coupling. In particular, the timing pulse amplitudes, although different from event to event, can be seen to be attenuated as a function of bubble-to-sensor distance as shown on figure 7.

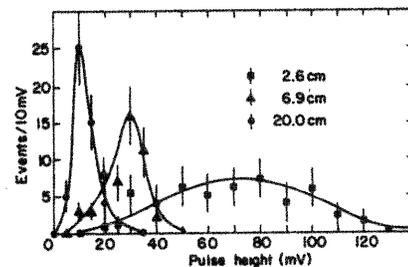


Figure 7: Signal mean amplitude distribution as measured at different distances between a 10-ml detector and a piezo-sensor in water bath.

It is clearly seen that all bubbles can be observed up to distances of at least 20 cm. This information is important for defining the maximum size of a droplet detector that can be read with good efficiency. It also shows the importance of employing several sensors for event detection. Apart from ensuring a good bubble detection efficiency, multiple sensor reading allows better event identification, localization and eventually fiducial volume definition and measurement.

IV. REQUIREMENTS FOR A CONTROL AND DATA ACQUISITION SYSTEM

From what is known about the operation of droplet detectors, size requirements, signal read-out and attenuation in the detector medium, physics requirements due to temperature dependent sensitivities and particle detection properties, a certain number of control and data acquisition system characteristics can be defined.

If the BTI design is chosen, periodic recompression of the detector is needed. Dependent on count rate, bubble expansion characteristics and application, various recompression cycles could be required, each recompression period lasting an hour with a repetition rate varying from several hours to a week. Furthermore, since the sensitivity and energy detection thresholds are temperature dependent, and since that

temperature dependence, exponential, is critical for defining the energy sensitivity, the detector must be put in a temperature regulated environment, with the possibility of varying the temperature of operation either in steps or by ramping it over a pre-chosen range and controlling its value at several positions within the unit to ensure uniformity of response. Any CDAQ system must therefore be capable of reading the temperature at many different positions, controlling the temperature of operation and varying it over pre-defined cycles. Furthermore, since an optimal droplet detector size is implied by the detection sensitivity and signal attenuation characteristics, a large droplet detector would consist of many modular units, each being operated at a known, uniform temperature, individually recompressed and read-out by several piezo-sensors.

Any given detection unit must thus be read by several sensors. For signal discrimination purposes, the shape of each pulse must be kept for each module, with the timing characteristics of each pulse, so that fiducial volume and event location can be defined. FADC's are therefore required on every channel, with a time depth allowing for timing and signal recognition. Typically, one uses an 8-bit FADC capable of sampling at a rate of 2-5 Msamples/sec with an associated buffer length covering 1.5 milliseconds and pre-trigger recording capability, essential for delay-time determination between channels. Furthermore, an eventual coincidence or anti-coincidence condition with external detectors must be possible. A trigger condition on each module is therefore necessary, as well as higher level trigger conditions when many modules are operated simultaneously. Finally, dependent on the detector location and radiation environment, remote operation must be possible.

Depending on the application, detector size and number of operated modules, several levels of CDAQ have been developed. For detector sizes up to a liter, consistent with the signal attenuation characteristics, it has been found that all sensors connected to the detector are equally sensitive to all pulses. For certain applications, such as detector calibration with neutron or gamma-ray beams, a simple CDAQ has therefore been developed with limited signal detection characteristics. That system has then been extended with multi-sensor capability for single unit applications, with better signal discrimination and event localization possibility.

The next step consists in a further extension of the single-unit CDAQ to accommodate a set of several detection modules. This system will be described and represents our present state-of-the-art CDAQ.

We have also investigated various options for a much larger system, capable of accommodating a large number of units. Based on similar systems developed by our group, a CDAQ has been designed with the aim of achieving adequate performance, with minimized costs.

V. CDAQ SYSTEMS

A. Basic CDAQ unit

The first system, which can be seen as the basic unit on which all other, more elaborate, systems are developed, has been built to conduct simple experiments involving a single

piezo-sensor, one temperature reading, connected to a small, 10-ml detector recompressed with an adjustable frequency. The acoustic channel comprises a pinducer (or large piezo-sensor, for larger detector applications) connected to the amplifier and a Gage Compuscope LITE (a 40 Mherz maximum sampling frequency, commercial FADC board; GAGE APPLIED INC, A Tektronix Technology Company, Lachine, Montreal, QC, Canada). Temperature monitoring and control are done using AD590 sensors read by a National Instruments (NATIONAL INSTRUMENTS, Austin, TX, USA, 78759-3504) multi-function board (PCI 1200), which is also handling the recompression cycle. All the counting, control and management functions are programmed into a PC unit using the LabVIEW programming environment, which offers rapid code generation, easy debugging, automatic graphic user interfaces and the possibility of creating multiple-thread calculus modules.

Three independent applications in the form of LabVIEW characteristic Virtual Instruments (VI) allow the user to control and monitor the detector operation. The main one addresses the control and monitoring requirements for the acoustic-signal channel. It allows the user to set the acquisition parameters and monitor event counting characteristics, such as frequency analysis with a Fast Fourier Transform routine, count rate evaluation, dead time determination. The second VI controls the temperature of operation, displays its value and its time evolution and shows the status of the temperature regulation device. The third one allows the user to control the detector recompression system, determine frequency and duration of recompression cycles. This system, although flexible and capable of controlling every aspect of a single detector operation, needed some refinements to make it more user-friendly, and some extensions to allow more elaborate applications, like simultaneous operation of a large number of modular units of detection.

B. Several Modular Units CDAQ System

In the next step of the CDAQ development, two new goals are pursued. First, adding many (20-30) acoustic channels and associated temperature readings and several temperature and recompression control outputs, and, second, integrating the related software into a monitoring and management virtual experimental desktop.

The Gage LITE boards are capable of chaining, thus providing the possibility of adding up to 32 FADC channels (16 boards) per commercial-PC unit. At the software level, we chose a modular approach. Indeed, after a careful selection of all required parameters for adequately controlling and monitoring the operation of the detection system, we integrated them into a monitor and control interface (Monitor VI). This application is linked to other software modules that perform specific tasks such as: data acquisition and control of the acoustic channel (GageCore_VI module); temperature monitoring and regulation (TempRegulation_VI module); experimental session management, which, among other tasks, takes care of the recompression cycle (SessionManager_VI module); various calculations and related displays (Calcul_VI module); data storage (Disk_I/O_VI). Figure 7 shows the schematic operation and logic diagram for this operation.

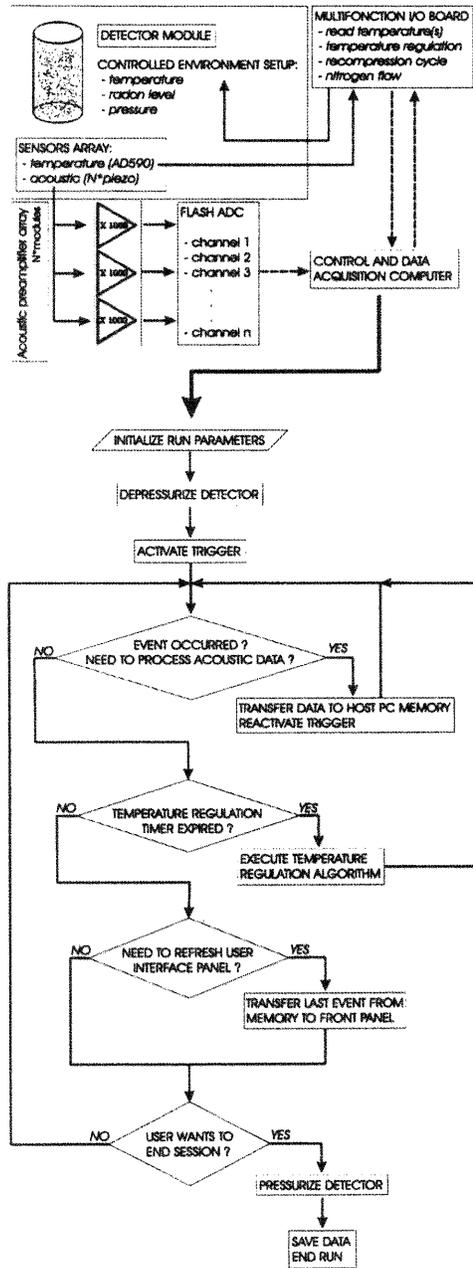


Figure 7: Schematic view of data acquisition system for a several-unit detector with multi-sensor readout

Since the trigger condition on the Gage LITE boards is managed by the host PC, the software must be developed with an eye on possible dead time contributions from the various applications. Component applications are linked by a dataBuffer. VI which contains acoustic channel data, system operation parameter values (temperature; system status items such as acquisition mode, recompression mode, off-line mode; number of acoustic channels, sampling frequency on those channels, number of temperature channels, etc) and execution control variables. Priority flags on each component ensure strict timing constraints that limit dead time per event at 80ms, which is adequate for present applications of our detectors. For more demanding count rate applications, the next generation of CDAQ will allow on-line signal processing with a much smaller dead time per event.

C. CDAQ for large numbers of modular detection units and channels. Readout card for such system

A custom VME readout module is being designed for large-volume detectors. Each module services one large detector. The services comprise 6 channels of 4 Mega-samples/s 10-bit ADC's for recording acoustic-channel signals from 6 piezo-sensors, 3 channels for temperature sensors and the power distribution connectors for 6 front-end preamplifiers. The module supports two modes of operation. The first one is the "digital-oscilloscope mode", in which the digitized pulse shapes and detector temperatures are stored in an on-board circular buffer until one of the channels generates a delayed trigger. The memory can store 2 milliseconds of pulse-shape history per channel, which represents about 8 times the maximum time difference between acoustic signals belonging to a given bubble reaching different sensors in a volume of detector compatible with the attenuation distance of the signals. The second mode is called the "data-reduction mode"; in this mode, the raw datum is processed in real time to yield time of arrival, pulse amplitude and current detector temperature. This information is inserted in a FIFO list. As long as the VME readout has sufficient average throughput to prevent the FIFO from becoming full, this mode is dead-timeless.

The data reduction is done in four steps. The first one is the generation of the signal 'envelope'. This is done digitally within the on-board FPGA with an algorithm equivalent to an analog full-wave rectifier and filter. The second one is the clipping of the resulting signal, done with a simple numerical subtraction of the delayed envelope pulse shape. This is equivalent to clipping done with a shorted delay line. The delay is programmable through the VME interface, and is chosen long enough to allow the slowest signals to reach full amplitude. The third step is the hit detection, performed with a programmable digital threshold on the clipped signal. This information is used either to generate a trigger in the "digital-oscilloscope" mode, or to generate a 32-bit time stamp in the "data-reduction" mode. The fourth step is the recording of the maximum amplitude after a hit is detected. Data reduction is performed in parallel for the 6 channels in real time.

In the worst case, i.e. for calibration runs with neutron beams, the average event rate is not expected to exceed 200 Hz. In the "data-reduction" mode, this will generate a

maximum of 7.2 kBytes/s of data per module, or 150 kBytes/s per crate, plus a small amount for the temperature information. So, even for a multiple-crate system, a simple low-cost 16-bit VME backplane will provide the necessary throughput. A 32-kByte FIFO will be used on each card to account for large burst rates or operating-system time-slice allocation delays.

VI. REFERENCES

- [1] H. Ing, R.A. Noulty and T.D. McLean; "Bubble Detectors - A Maturing Technology," *Radiation Measurements*, vol. 27, no. 1, pp.1-11, 1997.
- [2] R.E. Apfel; "The Superheated Drop Detector," *Nucl. Instr. and Meth.*, vol. 162, pp. 603-608, 1979
- [3] H. Ing and H.C. Birnboim; "A Bubble-Damage Polymer Detector for Neutrons," *Nucl. Tracts and Radiat. Meas.*, vol. 8, pp. 285-288, 1984
- [4] N. Boukhira et al., "Suitability of Superheated Droplet Detectors for Dark Matter Search" *Astroparticle Physics*, accepted for publication
- [5] V. Zacek; "Search for Dark Matter with Moderately Superheated Liquids" *Il Nuovo Cimento*, vol. 107 A2, pp. 291-298, 1994.
- [6] L.A. Hamel, L. Lessard, L. Rainville, V. Zacek and B. Sur; "A Superheated Droplet Detector for Dark Matter Search", *Nucl. Instr. and Meth. A*, vol. 388, pp. 91-97, 1997
- [7] J.I. Collar et al., "First Dark Matter Limits for a Large-mass, Low-background Superheated Droplet Detector (SDD)", astro.ph/0001511 vol.2 30, 2000.
- [8] J. Ellis, A. Ferst and K.A. Olive, "Exploration of Elastic Scattering Rates for Super-symmetric Dark Matter" hep-ph/0007113, 2000
- [9] V. Zacek, "Future Direct Dark Matter Search Experiments", *Proceeding of the XIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Sudbury, Canada, 2000*, To be published.
- [10] Frederick Seitz; "On the Theory of the Bubble Chamber," *The Physics of Fluids*, vol. 1, no. 1, pp. 2-13, 1958.
- [11] L. Lessard, L.A. Hamel and V. Zacek. "Neutron Response Functions for Superheated Droplet Detectors" *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 46, no. 6, pp1907-1912, 1999. See also ref. [13-16]
- [12] F. d'Errico, "Fundamental Properties of Superheated Drop (Bubble) Detectors, *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 84, nos. 1-4, pp. 55-62, 1999
- [13] M.J. Harper and J. Rich; "Radiation-induced Nucleation in Superheated Liquid Droplet Neutron Detectors," *Nucl. Instr. and Meth. A*, vol. 336, pp. 220-225, 1993.
- [14] R.E. Apfel, S.C. Roy and Y.-C. Lo; "Prediction of the Minimum Energy to Nucleate Vapor Bubbles in Superheated Liquids;" *Physical Review A*, vol. 31, no. 5, pp. 3194-3196, 1985.
- [15] M.J. Harper, Ph. D. Dissertation, University of Maryland, 1991, unpublished.

CHAPITRE 3

IEEE Transactions on Nuclear Science 2001

L'article suivant, *The Operation of Large-Mass Room-Temperature Superheated Droplet Detector* a été soumis aux arbitres et devrait bientôt être accepté. Nous y présentons plus en détails le fonctionnement du DAQ pour des détecteurs à bulles de grande masse active, ainsi que les éléments qui le composent. L'accent est surtout mis sur l'analyse des données et la compréhension du signal acoustique. Essentiellement, nous avons voulu montrer comment les analyses basées sur l'étude du spectre en fréquence, l'amplitude maximale et la durée du signal, ainsi que la corrélation entre différents canaux acoustiques, peuvent être utilisées afin de déterminer l'efficacité de détection du système DAQ et d'éliminer certaines sources de bruit acoustique.

The Operation of Large-Mass Room-Temperature Superheated Droplet Detectors

R. S. Gornea, M. Barnabé-Heider, N. Boukhira, P. Doane, C. Leroy, L. Lessard, M. Di Marco, J.-P. Martin, Viktor Zacek and R.A. Noulty

Abstract—Large-volume room-temperature superheated droplet detectors are being constructed for measuring very weakly interacting radiation fields, such as those produced by Cold Dark Matter particles (CDM particles, or Weakly Interacting Massive Particles: WIMPS). Large mass droplet detectors are modular, their sensitivity is strongly operation temperature and pressure dependent. Their operation necessitates therefore measurements and control functions which are unique to this particular detection medium. We present the detectors developed for the PICASSO project: fabrication, signal production and analysis, acoustic noise identification and rejection. Other types of applications of such detectors are also being investigated.

I. INTRODUCTION

Superheated droplet detectors are used as dosimeters for neutrons [1,2,3], because of their unique sensitivity response. For an adequate gas at room temperature, their gamma-ray sensitivity [4] is negligible, but their efficiency for neutrons is high. This feature makes this detection technique attractive for physical interactions in which the nuclear recoil due to the collision of a heavy particle with a nucleus of the active medium is the main process that triggers the phase transition [5]. A recent application of this technique to cold dark matter search has shown its potential due to the relative insensitivity of droplet detectors to nearly all sources of background radiation [6,7]. Because of the very low interaction cross sections between such particles and detector nuclei, only very massive detectors will be capable of reaching a sensitivity level adequate for detecting CDM particles in the galactic environment [8,9]. Recent developments have allowed the construction of detectors with a volume of several liters and enhanced active-mass loading, that appear very promising for that purpose. In this paper, we present the various characteristics of large-mass droplet detectors: fabrication, operation, signal production and analysis. Very large-mass detection systems based on this technology will have to consist of arrays of individually controlled large detectors similar to those described in this paper.

Manuscript received November 8, 2001. This work was supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada.

The first nine authors are members of the Groupe de Physique des Particules, Département de Physique, Université de Montréal, Montréal, Québec, Canada, H3C 3J7.

R. A. Noulty is with Bubble Technology Industries, Chalk River, Ontario, Canada.

II. A LARGE VOLUME SUPERHEATED DROPLET DETECTOR: FABRICATION

The large-mass droplet detectors presented in this paper have been fabricated using the BTI method of gel and droplet dispersion preparation. The detectors made by BTI [2,3] consist in an emulsion of droplets of various sizes obtained by dispersing a volume of liquid carbon fluorides (i.e. C_4F_8 , C_4F_{10} , etc, superheated at room temperature) in an aqueous solution that is subsequently polymerized. Prior to polymerization, the droplets are held in place by equalizing densities of droplets and solution using a heavy salt (e.g. CsCl, NaBr, sodium acetate) dissolved in water with appropriate concentration. Bubbles are stationary after formation due to the gel elasticity and can be recompressed. Bubble formation, triggered by radiation, can be measured either visually, if the loading or detector volume are small enough, or acoustically. State-of-the-art large-mass detectors are shown on figure 1 in containers that can hold pressures up to 10 bars, equipped with piezo-sensors for signal detection. Typical gas loading is in the 10-40 g/liter range.



Fig. 1. Two large-volume droplet detectors. On the left is a 3-liter volume unit; the one on the right has a 1.5 liter volume (10 cm width). Containers can hold pressures up to 150 lb/in^2 ; piezo-sensors are glued on the containers.

III. THE OPERATION OF DROPLET DETECTORS

Droplet detectors can be described as a collection of miniature bubble chambers and their operation can be

understood in the framework of the theory of Seitz [10]. That model assumes that bubble formation is triggered by the heat spike produced due to the energy deposited when a charged particle traverses the superheated medium. In a superheated liquid, there is a potential barrier E_c , which prevents spontaneous liquid-to-gas transition, given by the Gibbs expression:

$$E_c = \frac{8\pi}{3} \frac{\sigma(T)^3}{(p_i - p_o)^2}$$

E_c will depend on the applied pressure p_o , and on the temperature of operation through the temperature dependence of the internal pressure p_i and the surface tension $\sigma(T) = \sigma_0 (T_c - T) / (T_c - T_0)$, where T_c is the critical temperature.

According to theory, bubble formation will occur when the energy deposited exceeds this threshold value E_c over a critical length R_c . Figure 2 shows for BTI-type BD-1000 detectors the threshold energies measured with mono-energetic neutron beams, under different conditions of temperature and applied pressure.

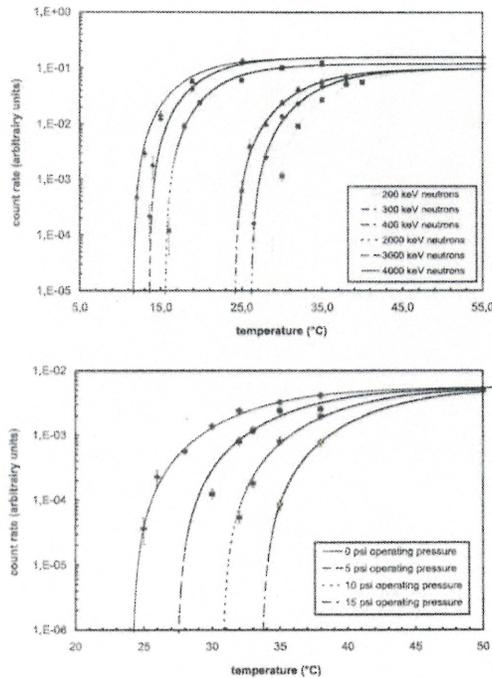


Fig. 2. Droplet detector response functions measured for different incident neutron energies. These measurements have been done with small (10 ml) BD-1000 detectors, and neutron attenuation is negligible. Figure 1a shows the temperature dependence as a function of temperature for atmospheric pressure operation. Figure 1b shows response functions for various pressures of operation.

The active gas is sensitive to 1000 keV neutrons at room temperature. Superheated droplet detectors are therefore

threshold detectors and the threshold values depend on the properties of the gas [11-14].

Detector temperature stability and measurement are therefore critical for the operation and control of droplet detectors, as is the pressure of operation. Figure 3 shows how neutron threshold energies vary with temperature and pressure of operation

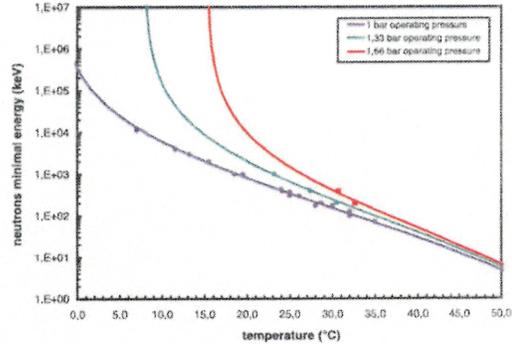


Fig. 3. Neutron threshold energies as a function of temperature and pressure of operation for BD-1000 gas.

The explosive character of the droplet-bubble transition generates an acoustic signal which can be transformed into an electronic signal. This signal is used for background discrimination and counting, for timing purposes, such as coincidence or anti-coincidence arrangements with other types of detectors, and event localization. To that end, piezo-sensors of various types have been used, coupled to high gain, low noise preamplifiers whose frequency response has been optimized to eliminate lower frequency acoustic noise. For large-volume detectors large-area piezo-sensors, glued to the container with epoxy were found adequate. Two or more such sensors glued at different locations on the detector container, are sensitive to the same events, ensuring that all bubbles will be counted in a non-biased way. Given the signal characteristics, we developed an amplifier and Control and Data Acquisition system (CDAQ) optimized to enhance the operation of our detectors. The amplifier input impedance, at 1 Mohm, and output impedance, at 50 ohms are adapted to sensor impedance and subsequent electronic devices. The gain can be varied from 100 to 50000X, although a 1000X gain has been found adequate for most applications. The signal is amplified in two steps. The first stage (AD 745 from Analog Devices) ensures the transition from high to low impedance and is run at low gain (20X-50X) for stability reasons. The second stage (AD 849JN) boosts the gain as needed. The output of the second stage is filtered at low frequencies to make the system less sensitive to acoustic noise while maintaining a fast response for timing purposes. Bias-voltage filters are added to stabilize operation against power supply noise and variations. Given the measured sound velocity in the detector emulsion event

localization within 1 mm can in principle be obtained. Although the timing information of the pulse beginning can be obtained within 1 μ s, the pulse itself can last from 1 to 3 ms and evinces oscillations and beats recognizable for a bubble formation event. They vary depending on several parameters. We will present the signal analysis in section VI.

IV. REQUIREMENTS FOR A CONTROL AND DATA ACQUISITION SYSTEM

From what is known about the operation of droplet detectors, a certain number of control and data acquisition system characteristics can be defined.

Due to our fabrication method, periodic recompression of the detector is needed. Furthermore, since the sensitivity and energy detection thresholds are temperature and pressure dependent, and since that dependence is critical for defining the energy sensitivity, the detector must be put in a temperature and pressure regulated environment, with the possibility of varying the temperature and pressure of operation. Any CDAQ system must therefore be capable of reading the temperature at many different positions, controlling the temperature (and/or pressure) of operation and varying it over pre-defined cycles. Furthermore, since an optimal droplet detector size is implied by the detection sensitivity and signal attenuation characteristics, a large droplet detector would consist of many modular units, each being operated at a given, uniform temperature, individually recompressed and read-out by several piezo-sensors.

Any given detection unit must be read by several sensors. For signal discrimination purposes, the shape of each pulse must be kept for each module, with its timing characteristics. FADC's are therefore required on every channel, with a time depth allowing for timing and signal recognition. Typically, with commercially available cards, one uses an 8-bit FADC capable of sampling at a rate of 2-5 Msamples/sec with an associated buffer length covering 1.5 milliseconds and pre-trigger recording capability, essential for delay-time determination between channels. Coincidence or anti-coincidence conditions with external detectors must be also be possible. A trigger condition on each module is therefore necessary, as well as higher-level trigger conditions when many modules are operated simultaneously. Finally, dependent on the detector location and radiation environment, remote operation must be possible.

V. CDAQ SYSTEMS

A. Basic CDAQ system

The CDAQ system for small- to large-scale droplet detectors can be split into two logical units at the hardware and software levels: the control and monitoring system and the data acquisition and storage system.

AD590 chips in a corrosion resistant package are used for temperature sensing. Operation pressure monitoring is done with standard industrial current sensors. Temperature and pressure signals are pre-amplified and conditioned with home made electronics. Analog-to-digital conversion is provided

by low-cost multi-function I/O boards from National Instrument (PCI-1200, PCI-6035E). Temperature regulation devices are controlled through the same hardware. Independent software modules have been programmed under LabVIEW development environment: TempRegulation.vi, SessionManager.vi, etc. Each module accomplishes a well-defined function.

The acoustic signal recorded with sensors is amplified then digitized using a commercial FlashADC board. The system supports up to 32 channels with a common trigger. The sensors have a wide (up to 1 MHz) frequency response. Flash ADC's can run at a maximum 25 MHz sampling frequency. Moreover, careful FFT analysis on large data samples from different experiments suggests that no frequency higher than 300 kHz is excited in the sensor by the droplet explosion. As a consequence 1 MHz sampling frequency is used and lower bandwidth sensors can be employed. Modular software is used to execute and control the DAQ: GageCore.vi, CalculatAndFormat.vi, DiskI/O.vi, Monitor.vi, etc.

Communication and data transfer between modules is done through LabVIEW *globals* (DAQ_buffer.vi, control.vi, etc). LabVIEW provides a mechanism for assigning priorities to VI's running simultaneously. To avoid unnecessary counting losses, time critical components such as event counting (e.g. GageCore.vi), can freeze the execution of other modules by accessing a priority register implemented as a global variable that each module has to consult periodically. Nevertheless, since the DAQ hardware provides a single buffer and since the trigger has to be managed by software, some dead time does arise, that is measured and stored for off-line correction. In the count rate environment in which droplet detectors are used, that dead time is acceptable, and often negligible.

Limitations of this system, like the modest FlashADC's, dynamic range, the high cost of expanding the DAQ modules, the software-controlled trigger, have led us to develop a VME-based CDAQ system, adapted for counting, monitoring and controlling droplet detectors, for an expandable array of detectors with multi-sensor reading, as envisaged for CDM detection.

B. CDAQ for large numbers of modular detection units and channels. Readout card for such system

A VME readout module has been designed for large-volume detectors. Each module services one large detector. The services comprise 5 channels of 5 Mega-samples/s 12-bit ADC's for recording acoustic-channel signals from 5 piezo-sensors, 2 channels for temperature sensors, and one channel for a pressure sensor. The module also supplies power to 5 front-end preamplifiers. The module works as a digital oscilloscope, continuously recording the digitized information in circular buffers. For each ADC channel, the buffer space is 128 K-word long, subdivided in 2,4,8, or 16 event buffers. The maximum recording length is 12.8 milliseconds when using two event buffers. When a trigger occurs, the recording moves to the next available event buffer, after a latency of a one half event buffer length. Time stamps (48 bits) are stored to record the time of occurrence of the trigger, and other timing information from individual

channels. A single master clock drives the complete multi-module system.

For each input, there is a trigger channel coupled to a programmable multiplicity logic. The ADC data are processed in real time and transformed into an envelope signal. This operation is equivalent to that of an analog full wave rectifier with RC filter. The result is compared to a programmable threshold, and the result is sent to the multiplicity logic. The multiplicity level can be programmed from one to five. The time stamp of every change of state of the comparator is stored in a dual-port memory associated with the event buffer. The information from the temperature and pressure sensors is also saved when a trigger occurs.

The module is constructed as a standard 6U VME unit, with A32D32 interface.

VI. SIGNAL ANALYSIS

The acoustic signal production has been analyzed in detail, as a function of various parameters. The signal is produced in the explosive droplet-to-bubble transition and transmitted through the gel as a pressure front, then through the container wall to the piezo-sensor. The sound velocity in the gel has been measured to be 1600 ± 100 m/s, not very different from the sound velocity in the plastic materials used in the container fabrication. This was done using a piezo-sensor as a sound emitter, and another sensor as a receiver. The wavefront was simulated by emitting a step pulse that was detected as a rapidly oscillating signal. That signal was modulated with the piezo-sensor response shown on figure 4.

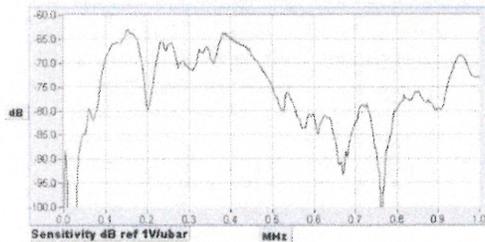


Fig. 4 Frequency response of piezo-sensors. Notice the strong response in the 80-200 kHz region, and the low sensitivity at lower frequencies.

The time difference distribution between the signals obtained with two sensors glued with epoxy on opposite sides of the container has been measured, and agrees with the expected delays as shown on figure 5.

The signal shapes and frequency responses have been obtained for a large variety of radiation exposures. They are dependent on the energy released in the phase transition, on the attenuation of the signal through the gel, as a function of the event-sensor distance, on the temperature and pressure of operation, on the number of events that have occurred before the measured signal since the last compression of the detector.

Figure 6 presents the dependence of the signal amplitude as a function of the number of events counted after a recompression and pressure release cycle

The counting and amplitude decreases reflect the detector depletion, starting with the largest droplets, fewer in number but containing a larger fraction of the active volume. The amplitude attenuation for various sensor-event distances indicates that signals can be obtained with adequate efficiency up to 20 cm from the source.

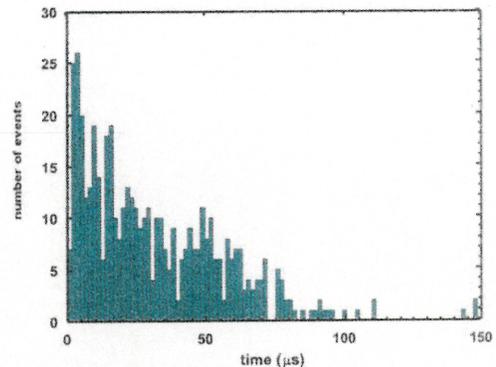
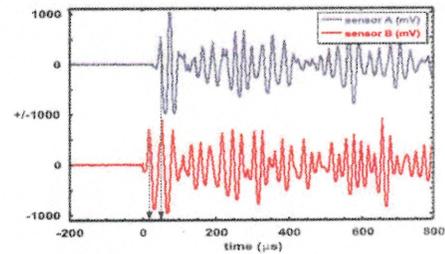


Fig. 5. Two-signal time difference. Figure 5a shows two typical event pulses. Figure 5b shows the time difference distribution measured with two sensors glued on opposite sides of the 1.5 liter detector. The detector width is 10 cm.

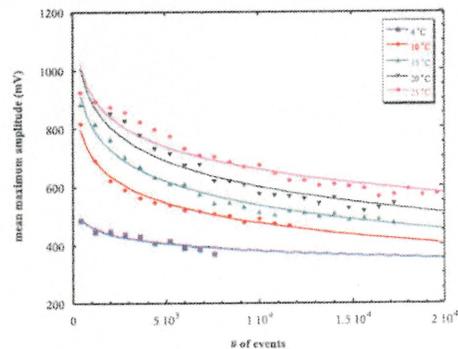


Fig. 6. Signal amplitude dependence as a function of the counted number of events after detector activation, for various temperatures of operation.

The signal amplitude increases with increasing temperature, and decreasing pressure of operation, which sets well-defined limits on the temperature and pressure ranges of operation. Figure 7a shows the mean amplitude increase as a function of temperature of operation, while figure 7b shows, for a given temperature of operation, the signal amplitude distribution change for two different pressures of operation.

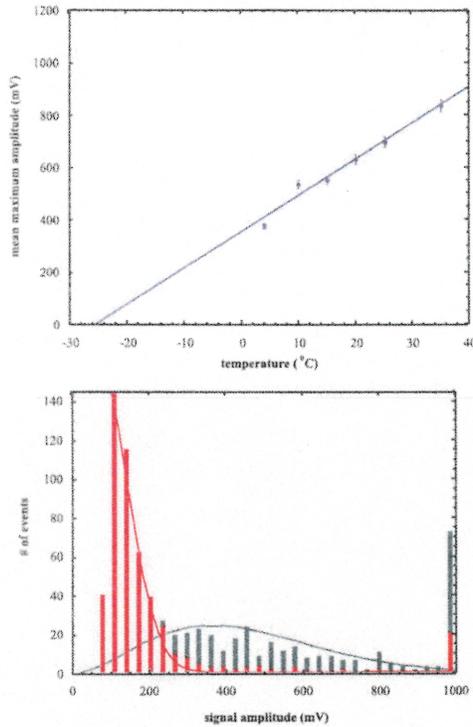


Fig. 7. Figure 7a shows the temperature dependence of the signal mean amplitude. Figure 7b shows the effect on the amplitude distribution of different pressures of operation (green bars for atmospheric pressure operation 100 kPa; red bars for 133 kPa). The gain has been chosen to show the low amplitude distribution; the vertical bars at 1000 mV indicate saturated amplitude pulses.

This signal behavior is expected, since the energy released in the droplet explosion increases with temperature and decreases with pressure; indeed, there is a temperature and a pressure at which no phase transition will occur. Understanding this behavior is essential for estimating count rate losses if e.g. pressure is used, for a given temperature, as the independent parameters for threshold definition.

A further analysis of the signal pulses has been found to provide useful information for acoustic noise rejection. The piezo-sensors have been chosen to discriminate against low frequency noise, and to favor higher frequencies useful for timing purposes. Typical pulses are shown on figure 8, with the fast Fourier transform analysis of those pulses.

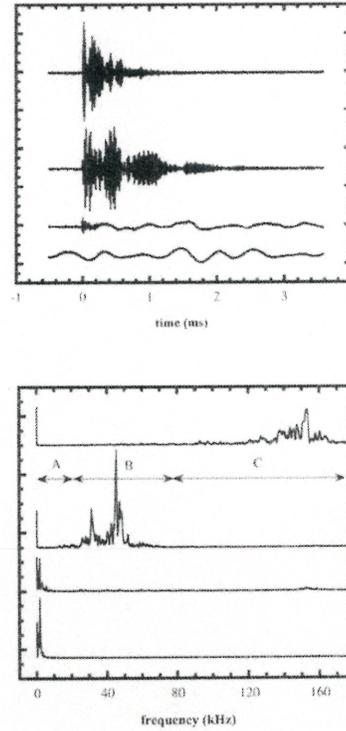


Fig. 8. Figure 8a shows typical bubble-event pulses (top three signals) and an acoustic noise pulse. Figure 8b shows the FFT analysis of the corresponding pulses, and the three frequency windows used for signal analysis, and acoustic noise rejection.

A two-dimensional representation of the frequency response, taking into account the three frequency regions selected by the sensor response, shows the region covered by radiation-generated pulses as opposed to the that of artificially produced acoustic pulses, as on figure 9. Eliminating the noise region, at a cost of an 8% efficiency loss, yields a clean radiation-induced signal. Information is also obtained from the power spectrum of events containing noise and bubble formation events, as on figure 10. The noise events clearly stand out.

VII. CONCLUSION

We have fabricated large-volume, superheated droplet detectors. With an active mass of 10-40 g/litre, these detectors will allow the construction of a very large CDM detector array. The novelty of such detectors requires a careful study of all parameters important for its operation. The acoustic signal produced in the liquid-to-gas phase

transition induced by radiation has been studied extensively to

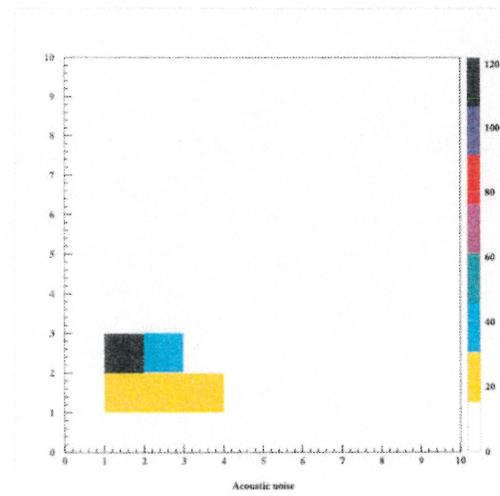
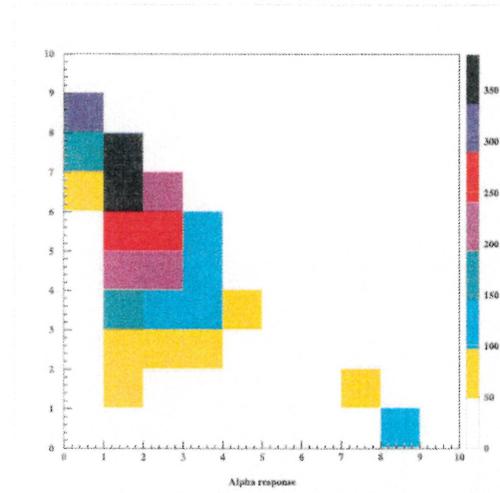


Fig.9. Representation of the frequency analysis of radiation-induced pulses (top picture) and acoustic noise pulses (bottom picture). The X and Y variables are dimensionless parameters derived from the integral of the power spectra on the A, B and C frequency windows (see figure 8). $X = \text{int}(C \text{ window}) / \text{int}(A+B+C \text{ windows})$ and $Y = \text{int}(B \text{ window}) / \text{int}(A+B+C \text{ windows})$. The acoustic noise can easily be removed.

understand the dependence of the signal on detector size (attenuation), sensor response, temperature and pressure of operation, event-number depletion of the detector. Delay time measurements for the same event detected by different sensors indicate that event position can be derived. Signal

amplitude distributions for various parameters of operation have been measured, and are used for count rate loss evaluation, signal threshold definition for triggering. Signal power spectra are used for event definition, to discriminate against acoustic noise contamination.

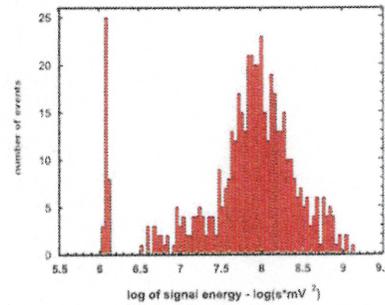


Fig. 10. Pulse energy distribution of events produced by radiation and acoustic noise. Since acoustic noise is at lower frequencies than bubble formation pulses, it yields signals less energetic (peak at x-axis value of 6.1) that stand out in comparison with radiation-induced pulses (broad peak).

VIII. REFERENCES.

- [1] H. Ing, R.A. Noulty and T. D. McLean: "Bubble Detectors - A Maturing Technology," *Rad. Meas.*, vol. 27, no. 1, pp. 1-11, 1997.
- [2] H. Ing, T. McLean, R. A. Noulty and A. Mortimer: "Measurements of Space Radiation Using Bubble Detectors," *Proceedings of Spacebound '93*, CSA Publication No. SB 93-001, p. 9, 1993.
- [3] P. Tume et al.: "Characterization of Neutron-Sensitive Bubble Detectors for Application in the Measurement of Jet Aircrew Exposure to Natural Background Radiation," *Nucl. Instr. and Meth. A*, vol. 406, pp. 153-168, 1998.
- [4] L. A. Hamel, L. Lessard, L. Rainville, V. Zacek and B. Sur: "A Liquid-Freon Droplet Detector for Cold Dark Matter Search," *Proceedings of the International Workshop on Dark Matter in Astro- and Particle Physics, Heidelberg, Germany*, pp. 504-513, 1996.
- [5] R. S. Gornea, L. Lessard and V. Zacek: "Status of the Picasso Project" *Proceedings of the 2nd International Workshop on Dark Matter in Astro- and Particle Physics, Heidelberg, Germany*, 1998.
- [6] R.E. Apfel: "The Superheated Drop Detector," *Nucl. Instr. and Meth.*, vol. 162, pp. 603-608, 1979.
- [7] H. Ing and H. C. Birnboim: "A Bubble-Damage Polymer Detector for Neutrons," *Nucl. Tracts and Radiat. Meas.*, vol. 8, pp. 285-288, 1984.
- [8] L. A. Hamel, L. Lessard, L. Rainville, V. Zacek and B. Sur: "A Superheated Droplet Detector for Dark Matter Search", *Nucl. Instr. and Meth. A*, vol. 388, pp. 91-97, 1997.
- [9] N. Boukhira et al.: "Suitability of superheated droplet detectors for dark matter search," *Astroparticle Physics*, vol. 14, pp. 227-237, 2000.
- [10] Frederick Seitz: "On the Theory of the Bubble Chamber," *The Physics of Fluids*, vol. 1, no. 1, pp. 2-13, 1958.
- [11] L. Lessard, L. A. Hamel and V. Zacek, "Neutron Response Functions for Superheated Droplet Detectors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol 46, no. 6, pp1907-1913, 1999.
- [12] M. J. Harper and J. Rich: "Radiation-induced Nucleation in Superheated Liquid Droplet Neutron Detectors," *Nucl. Instr. and Meth. A*, vol. 336, pp. 220-225, 1993.
- [13] R.E. Apfel, S.C. Roy and Y.-C. Lo: "Prediction of the Minimum Energy to Nucleate Vapor Bubbles in Superheated Liquids," *Physical Review A*, vol. 31, no. 5, pp. 3194-3196, 1985.
- [14] M.J. Harper, Ph. D. Dissertation, University of Maryland, 1991, unpublished.

CHAPITRE 4

Conclusion

La recherche de la matière sombre est un domaine très actif où l'on tente de mettre en évidence l'existence de particules nouvelles que certaines extensions du modèle standard de la physique des particules prédisent. Le groupe PICASSO explore ce domaine en développant une méthode de détection originale qui s'avère très prometteuse, basée sur la transition de phase induite par des reculs nucléaires dans des gouttelettes d'un liquide surchauffé à la température de la pièce. Ces gouttelettes, en explosant, deviennent des bulles, et l'onde de choc produite dans la transition de phase sert de signal pour la détection des événements. Un système d'acquisition de données et de contrôle et surveillance en ligne devait être conçu et fabriqué d'après des exigences bien particulières de ce type de détecteur (détecteur à bulles). Le travail qui a été accompli à cette fin est décrit dans deux articles. Nous avons situé le contenu de ces articles dans le contexte de la recherche de la matière sombre dans notre introduction. En effet, les articles d'un contenu relativement technique avaient besoin d'être situés dans le cadre de la physique qui les sous-tend. Nous avons établi une méthode de détection du signal appropriée au détecteur à bulles; cette méthode comprend la capture du signal acoustique dans des conditions contrôlées, l'enregistrement et l'analyse du signal. Les articles, qui reflètent le développement du projet, présentent un fort côté "*incrémental*": on commence avec des tâches simples (e.g. acquérir le signal d'un capteur), on étudie le fonctionnement et les résultats obtenus avec ces éléments, on perfectionne chaque ingrédient, on les intègre et on recommence à une échelle plus grande en répliquant le travail précédent, tout en résolvant les nouvelles difficultés rencontrées en cours de route. Le résultat est un système d'acquisition de données fiable, efficace, modulaire et extensible qui deviendra une composante essentielle du déploiement d'un

grand montage expérimental que le groupe PICASSO réalisera d'ici quelques années quand la sensibilité nécessaire à la détection de la matière sombre sera atteinte, i.e. quand les objectifs de la masse active du détecteur et de l'élimination du bruit de fond seront atteints. Entre temps, les mesures qui visent l'étalonnage et la compréhension du fonctionnement du détecteur emploieront diverses versions de ce système.

Les premières versions du système d'acquisition de données et de contrôle et surveillance en ligne ont donc permis le déroulement de plusieurs expériences à petite échelle, qui visaient l'étalonnage du détecteur à bulles. Ainsi, la réponse du détecteur au rayonnement gamma a été étudiée, afin d'établir la dépendance de la sensibilité du détecteur à ce rayonnement en fonction de la température. Nous avons ainsi déterminé qu'après un plateau dans la réponse du détecteur à haute température il y a une forte chute de la sensibilité lorsque la température diminue. Nous savons maintenant que le détecteur à bulles est pratiquement insensible aux MIP's tant qu'il est utilisé dans une région de *bas niveau de surchauffe*. Nous avons aussi étudié la nucléation spontanée. En effet, nous savons que des fluctuations statistiques de la densité du gaz liquéfié surchauffé peuvent produire, à une température proche de la température critique, des centres de nucléation qui déclenchent la transition de phase si le seuil du détecteur est suffisamment bas. La nucléation spontanée est très difficile à observer, puisqu'un taux de comptage au dessus des autres contributions, celles dues aux gammas, aux muons, aux neutrons de l'environnement, etc., n'apparaît que à deux ou trois degrés en dessous de la température critique. Par ailleurs, effectuer une expérience où le détecteur à bulles approche la température critique de façon uniforme et homogène est un vrai défi. Nous avons réalisé un montage spécial pour cette expérience qui nous a permis d'étudier la nucléation spontanée sur quelques degrés avant la température critique effective, qui se situe à un certain pourcentage de la température critique théorique, la valeur exacte de cette température dépendant du type de gaz et de son degré de pureté; c'est à cette température que le détecteur subit une transition de phase globale et que toutes les gouttelettes explosent. Nous avons établi que le taux de comptage dû à la nucléation spontanée baisse de trois ordres de grandeur par degré et nous sommes maintenant en mesure d'affirmer que la nucléation spontanée est en fin de compte négligeable aux températures normales d'utilisation du détecteur à bulles pour la recherche de la matière

sombre. Un ajustement des données de cette expérience nous a aussi permis d'établir avec précision la température critique effective qui est utilisée maintenant dans des calculs à la place de la température critique *théorique*. Comme nous l'avons mentionné auparavant, tous les travaux d'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques ainsi que les mesures de bruit de fond et d'étalonnage du détecteur avec une source de neutrons Ac-Be ont été faits avec diverses versions du système d'acquisition de données. Les mesures d'étude du détecteur aux neutrons mono-énergétiques ont posé le problème du taux de comptage et du temps mort du système. En effet, ce type de mesures produit un haut taux de comptage et nous avons dû revoir le fonctionnement de l'application de comptage afin d'améliorer la vitesse et d'y ajouter une routine d'évaluation du temps mort pour avoir la possibilité de corriger les mesures en fonction du temps mort enregistré.

Les mesures de bruit de fond présentent un très faible taux de comptage, très peu d'événements sont générés par session de mesure. Donc même un très faible niveau de bruit parasite, i. e. les bruits acoustiques externes, peut fausser la mesure. Nous nous sommes demandé s'il est possible de séparer les *vrais* signaux des *faux* signaux. Un échantillon de signaux *purs* a été obtenu à partir d'une session de mesure de la réponse du détecteur à bulles à une source de neutrons *Ac-Be*. Ces signaux permettent d'isoler les caractéristiques intrinsèques des vrais signaux grâce à une analyse basée sur la détermination du spectre en fréquence du signal acoustique mesuré, de l'évaluation de l'amplitude maximale du signal et la mesure de la différence entre les temps d'arrivée du signal sur différents senseurs piézo-électriques montés sur le même détecteur. Nous avons aussi effectué des tests qui visent à établir les spécifications d'un futur détecteur à bulles massif. Nous avons mesuré l'atténuation du signal en fonction de la distance entre la source et le récepteur, ainsi que l'influence qu'a, sur l'amplitude maximale du signal, l'angle *attaque* du front d'onde sur le plan de réponse du senseur. De plus nous avons étudié comment le signal collecté sur le senseur varie quand le son doit traverser un gel rempli d'une quantité plus ou moins grande de bulles. Nous savons maintenant mieux interpréter les mesures de bruits de fond et nous comprenons la majorité des facteurs pour lesquels il faut faire des corrections afin d'obtenir des mesures *pures*.

Nous commençons déjà à réfléchir sur la manière dont l'information extraite du

Le système d'acquisition de données d'un détecteur de grande masse pourra être exploité de façon efficace. PICASSO a maintenant des années d'expérience avec des détecteurs à bulles, portant sur le fonctionnement, l'étalonnage, la caractérisation et l'*exploitation* de cette technologie dans divers domaines connexes à la matière sombre. Au cours des années, nous nous sommes rendu compte que ce détecteur à seuil peut être employé de manière à en extraire une information spectrométrique. C'est là l'aspect le plus excitant du futur grand détecteur PICASSO, et le futur CDAQ (Control and Data Acquisition system) sera conçu avec cet objectif en tête.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et K. Zuber, *Particle Astrophysics*, Institute of Physics Publishing, Londres, 1997.
- [2] G.F. Smoot et D. Scott, *The Cosmic Background Radiation*, astro-ph/9711069, 1997.
- [3] S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology*, John Wiley & Sons, New York, 1972.
- [4] A.V. Filippenko et al., *Results from the high-z supernova search team*, Physics Reports, vol. 307, 1998.
- [5] M.S. Turner, *Proceeding of the First International Workshop on the Identification of Dark Matter*, Université de Sheffield, 1997.
- [6] A. Gould, *Proceeding of the First International Workshop on the Identification of Dark Matter*, Université de Sheffield, 1997.
- [7] D.N. Schramm, *Cosmology and the Weak Interaction*, WEIN, Université de Montréal, 1989.
- [8] K. Freese, *Astrophysical Dark Matter: Candidates from Particle Physics and Detection Possibilities*, WEIN, Université de Montréal, 1989.
- [9] D. Tytler et al., *Review of Big Bang Nucleosynthesis and Primordial Abundances*, astro-ph/0001318, 2000.
- [10] M.S. Turner, *Neutrino 2000*, Sudbury, Canada, 2000.
- [11] SNO collaboration, *Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by 8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, http://sno.phy.queensu.ca/sno/first_results/.

- [12] I. Boussaroque, *Fabrication et étude de détecteurs de gros volume dans le cadre du projet PICASSO*, Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, 2001.
- [13] A. Milsztajn et Thierry Lasserre, *Neutrino 2000*, Sudbury, 2000.
- [14] D. Spergel, *Particle Dark Matter*, Princeton University, <http://www.astro.princeton.edu/dns/MAP/Bahcall/final.html>, 1998.
- [15] J. Binney et S. Tremaine, *Galactic Dynamics*, Princeton University Press, 1987.
- [16] Y.A. Ramachers *Thèse de doctorat*, Université de Heidelberg, 1998.
- [17] J. Ellis, *Constraints on Neutralino Dark Matter from LEP 2 and Cosmology*, hep-ph/9705444, 1997.
- [18] J.D. Lewin et P.F. Smith *Review of mathematics, numerical factors, and correlations for Dark Matter experiments based on elastic nuclear recoil*, Chilton, <http://hepwww.rl.ac.uk/ukdmc/results/limits96.html>, 1996.
- [19] L.A. Hamel et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 388, 1996.
- [20] F. Seitz, *The Physics of Fluids*, 1, 1968.
- [21] L.K. Pan et C.K.C. Wang, *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A*, 420, 1999.
- [22] M.J. Harper, *Ph. D. Dissertation*, University of Maryland, 1991.
- [23] N. Boukhira, *Étalonnage aux neutrons d'un détecteur à gouttelettes surchauffées pour la recherche de la matière sombre*, Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, 2002.
- [24] F. d'Errico, *Radiation Protection Dosimetry*, Vol. 84, Nos. I-4, 1999.
- [25] L. Lessard et al., *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 46, no. 6, 1999.
- [26] R.E. Apfel, *Nucl. Inst. and Meth.*, 162, 1979.
- [27] R.L. Macklin et J.H. Gibbons, *Phys. Rev.*, 109, 1958.
- [28] J.H. Gibbons et R.L. Macklin, *Phys. Rev.*, 114, 1959.

- [29] H.W. Newson et al., *Phys. Rev.*, 108, 1957.
- [30] V. Zacek, *Review of Fututre Direct Dark Matter WIMP Experiments*, Neutrino 2000, Sudbury, 2000.
- [31] M. Di Marco, *BD Fabrication at BTI*, PSTR-03-001, 14 mars 2002.
- [32] D. Akerib, *Review of Direct Dark Matter WIMP Experiments to Date*, Neutrino 2000, Sudbury, 2000.
- [33] P. Belli, *The DAMA Experiment at Gran Sasso*, Phys. Rep. 307, 1998.
- [34] T.J. Summer et al., *Pulse Shape Discrimination in NaI and Applications to Cold Dark Matter Detection*, Phys. Rep. 307, 1998.
- [35] M. Abplanalp et al., *Detection of nuclear recoils in prototype dark matter detector, made from Al, Sn and Zn superheated superconducting granules*, NIM A 360, 1995.
- [36] S. Davidson et al., *Dark Matter Abundance and Electroweak Baryogenesis in the CMSSM*, hep-ph/9907365, 1999.
- [37] J. Ellis, *Learning Physics from the Cosmic Microwave Background*, astro-ph/9902242, 1998.
- [38] M. Di Marco, *Recherche de la matière sombre dans l'Univers*, travail de synthèse, 18 oct. 2002.
- [39] J. Ellis et R.A. Flores, *Elastic supersymmetric relic-nucleus scattering revisited*, Phy. Lett. B, vol. 263 #2, pg. 259, 11 juin 1991.
- [40] K. Freese, B. Fields et D. Graff, *What are MACHOS? Limits on Stellar Objects as the Dark Matter of our Halo*, Dark Matter in Astrophysics and Particle Physics 1998, Germany, 20-25 julliet 1998.
- [41] M. Moniez, *Latest Results from EROS*, Dark Matter in Astrophysics and Particle Physics 1998, Germany, 20-25 julliet 1998.
- [42] SNO Collaboration, *Direct Evidence for Neutrino Flavor transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, http://www.sno.phy.queensu.ca/sno/results_04_02/.

- [43] A. Bottino et al., *Search for neutralino dark matter with NaI detectors*, Phys. Lett. B 295, 1992.
- [44] B. Cabrera et al., *Cryogenic Detectors Based on Superconducting Transition-Edge Sensors for Time-Energy Resolved Single-Photon Counters and for Dark Matter Searches*, Phys. Rep. 307, 1999.
- [45] H. Wang, *Xenon as a detector for dark matter search*, Phys. Rep. 307, 1998.
- [46] CERN, *Particle Physics Booklet*, Springer, 1998.
- [47] Bubble Technologies Industries, Chalk River, Ontario, Canada.
- [48] J. Ellis et al., *Supersymmetric Dark Matter and the Energy of a Linear Electron-Positron Collider*, hep-ph/9912324, 1999.