

Université de Montréal

**Nouvelles Limites sur la Détection Directe de la Matière Sombre avec l'Expérience
PICASSO**

par
Marie-Cécile Piro

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en physique

Juin, 2012

© Marie-Cécile Piro, 2012.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

**Nouvelles Limites sur la Détection Directe de la Matière Sombre avec l'Expérience
PICASSO**

présentée par:

Marie-Cécile Piro

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Richard Mackenzie,	président-rapporteur
Viktor Zacek,	directeur de recherche
Louis Lessard,	membre du jury
Philippe Di Stephano,	examineur externe
Christian Pellerin,	représentant du doyen de la FES

Thèse acceptée le:

RÉSUMÉ

Les observations astronomiques et cosmologiques suggèrent fortement la présence d'une matière exotique, non-relativiste et non-baryonique qui représenterait 26% du contenu de masse-énergie de l'Univers actuel. Cette matière dite sombre et froide serait composée de particules neutres, massives et interagissant faiblement avec la matière ordinaire (WIMP : *Weakly Interactive Massive Particles*). Le projet PICASSO (*Projet d'Identification des Candidats Supersymétriques de la matière Sombre*) est une des expériences installées dans le site souterrain de SNOLAB à Sudbury en Ontario, qui tente de détecter directement un des candidats de la matière sombre, proposé dans le cadre des extensions supersymétriques du modèle standard : le neutralino. Pour cela, PICASSO utilise des détecteurs à gouttelettes surchauffées de C_4F_{10} , basés sur le principe de la chambre à bulles. Les transitions de phase dans les liquides surchauffés peuvent être déclenchées par le recul du ^{19}F , causé par une collision élastique avec les neutralinos. La nucléation de la gouttelette génère une onde sonore enregistrée par des senseurs piézo-électriques. Cette thèse présentera les récents progrès de l'expérience PICASSO qui ont conduit à une augmentation substantielle de sa sensibilité dans la recherche du neutralino. En effet, de nouvelles procédures de fabrication et de purification ont permis de réduire à un facteur de 10, la contamination majeure des détecteurs, causée par les émetteurs alpha. L'étude de cette contamination dans les détecteurs a permis de localiser la source de ces émetteurs. Les efforts effectués dans le cadre de l'analyse des données, ont permis d'améliorer l'effet de discrimination entre des événements engendrés par les particules alpha et par les reculs nucléaires. De nouveaux outils d'analyse ont également été implémentés dans le but de discriminer les événements générés par des particules de ceux générés par des bruits de fond électroniques ou acoustiques. De plus, un mécanisme important de suppression de bruit de fond indésirable à haute température, a permis à l'expérience PICASSO d'être maintenant sensible aux WIMPs de faibles masses.

Mots clés: Neutralino, détecteur à gouttelettes surchauffées, particules alpha, reculs nucléaires, analyse des données, discrimination, WIMPs de faibles masses.

ABSTRACT

Astronomical and cosmological observations strongly suggest the presence of an exotic form of non-relativistic, non-baryonic matter that would represent 26% of the actual energy-matter content of the Universe. This so-called cold dark matter would be composed of Weakly Interactive Massive Particles (WIMP). PICASSO (Project In CANada to Search for Supersymmetric Objects) aims to detect directly one of the dark matter candidates proposed in the framework of supersymmetric extensions of the standard model : the neutralino. The experiment is installed in the SNOLAB underground laboratory at Sudbury (Ontario) and uses superheated C_4F_{10} droplets detectors, a variant of bubble chamber technique. Phase transitions in the superheated liquids are triggered by ^{19}F recoils caused by the elastic collision with neutralinos and create an acoustic signal which is recorded by piezoelectric sensors. This thesis presents recent progress in PICASSO leading to a substantially increased sensitivity in the search of neutralinos. New fabrication and purification procedures allowed a background reduction of about a factor 10 of the major detectors contamination caused by alpha emitters. Detailed studies allowed to localize these emitters in the detectors. In addition, data analysis efforts were able to improve substantially the discrimination between alpha particle induced events and those created by nuclear recoils. New analysis tools were also developed in order to discriminate between particle induced and non-particle induced events, such as electronic backgrounds and acoustic noise signals. An important new background suppression mechanism at higher temperatures led to the present improved sensitivity of PICASSO at low WIMP masses.

Keywords: Neutralino, superheated droplets detector, alpha particles, nuclear recoils, data analysis, discrimination, low WIMP masses.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	iv
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	x
LISTE DES FIGURES	xii
LISTE DES ANNEXES	xxviii
DÉDICACE	xxix
REMERCIEMENTS	xxx
CONTRIBUTIONS PERSONNELLES	xxxii
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 : LA MATIÈRE SOMBRE DE L'UNIVERS	6
2.1 Le modèle standard cosmologique	6
2.2 Preuves de l'existence de la matière sombre	9
2.2.1 Distribution des vitesses des galaxies dans les amas	10
2.2.2 Courbes de rotation des galaxies spirales	10
2.2.3 Les lentilles gravitationnelles	11
2.2.4 Inhomogénéité du rayonnement fossile	13
2.2.5 La nucléosynthèse primordiale	18
2.2.6 L'étude des supernovae de type Ia	21
2.3 Candidats à la matière sombre	23
2.3.1 Matière sombre baryonique	23

2.3.2	Les axions	23
2.3.3	La théorie MOND	24
2.3.4	La matière sombre chaude	25
2.3.5	La matière sombre froide	25
2.4	Le WIMP	26
2.4.1	Densité relique des WIMPs	27
CHAPITRE 3 : LE NEUTRALINO, DANS LE CADRE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTAL		30
3.1	La supersymétrie	30
3.1.1	Le neutralino : définition	32
3.2	Détection indirecte	35
3.3	Détection directe du neutralino	37
3.3.1	Interaction indépendante du spin (SI)	39
3.3.2	Interaction dépendante du spin (SD)	40
3.3.3	Signal attendu du neutralino	41
3.4	Aperçu des expériences de matière sombre en cours	44
3.4.1	La controverse du signal des WIMPs de très faibles masses	46
CHAPITRE 4 : L'EXPÉRIENCE PICASSO		50
4.1	Les détecteurs PICASSO	50
4.2	Fonctionnement des détecteurs	52
4.3	Mécanisme de formation des bulles	53
4.4	Rayon critique des proto-bulles	54
4.5	L'énergie critique	56
4.6	Mécanisme de la transition de phase	58
CHAPITRE 5 : FABRICATION DES MODULES DE DÉTECTION PICASSO ET PURIFICATION		59
5.1	Génération actuelle des détecteurs PICASSO	60
5.2	Détecteurs PICASSO "avec" et "sans" sel	61

5.3	Les méthodes de purification	62
5.4	Détails techniques de la fabrication des détecteurs “sans sel ”	65
CHAPITRE 6 : TRAITEMENT DES DONNÉES BRUTES		69
6.1	Le système d’acquisition de données (DAQ)	69
6.1.1	DAQ de la première génération	71
6.1.2	DAQ de la deuxième génération	72
6.1.3	DAQ de la troisième génération	74
6.2	Sélection des évènements	75
6.3	Énergie acoustique du signal	77
6.3.1	Dépendance dans le nombre d’évènements	80
6.3.2	Détermination des coupures pour les prises de données	83
6.4	Analyse de Fourier appliquée au signal	86
6.5	Coupures dans le temps	89
6.6	Comportement des détecteurs à hautes températures	90
6.7	Études des taux de comptage à hautes températures	93
6.8	Signaux induits par les <i>mystery events</i>	95
6.9	Nouvelle variable exploitée : <i>RVAR</i>	97
6.9.1	Détermination du début de signal	97
6.9.2	Construction de la variable <i>RVAR</i> et résultats des tests	100
6.10	Origine des <i>mystery events</i> : tests avec le détecteur Cerbérus	103
CHAPITRE 7 : MESURES D’ÉTALONNAGE DES DÉTECTEURS		109
7.1	Réponse aux neutrons mono-énergétiques	109
7.1.1	Interaction des neutrons dans le C_4F_{10}	109
7.1.2	Résultats expérimentaux	111
7.2	Réponse aux neutrons poly-énergétiques	117
7.2.1	Étalonnage avec une source d’actinium béryllium	117
7.2.2	Étalonnage avec une source d’américium béryllium	119
7.3	Réponse aux émetteurs alpha	120
7.3.1	Émetteur alpha ^{241}Am et ^{226}Ra : détecteur URS	121

7.3.1.1	Émetteur alpha ^{241}Am dans le gel	121
7.3.1.2	Émetteur alpha ^{226}Ra dans la gouttelette	125
7.3.1.3	Réponse acoustique	130
7.4	Paramètres empiriques de la théorie de Seitz	136
7.4.1	La longueur critique L_c et le paramètre de Harper b	137
7.4.2	Le paramètre de seuil α	139
7.5	Réponse au rayonnement gamma	140
7.6	Réponse complète du détecteur	145
CHAPITRE 8 : LES PRISES DE DONNÉES DANS LA MINE À SNOLAB		146
8.1	Le montage expérimental	146
8.2	Analyse des données	150
8.2.1	Choix des <i>golden runs</i>	153
8.2.2	Coupures et efficacité des coupures	154
8.3	Taux au plateau et origine du bruit de fond alpha	155
CHAPITRE 9 : À LA RECHERCHE D'UN SIGNAL DE MATIÈRE SOMBRE		157
9.1	Analyse relative à la détection des WIMPs	157
9.1.1	Réponse du neutralino	158
9.1.2	Présentation globale des données	158
9.1.3	Extraction d'un signal de WIMP	160
9.2	Résultats	164
9.2.1	Secteur dépendant du spin	165
9.2.2	Secteur indépendant du spin	168
CHAPITRE 10 : VERS LE FUTUR : DISCRIMINATION ALPHA-NEUTRON		172
10.1	Amplitudes brutes	173
10.2	Amplitudes Filtrées	174
10.3	Optimisation des filtres pour <i>EVAR</i>	176
10.4	Premier minimum de l'amplitude filtrée	179
10.5	Localisation et ajustement du gain	182

10.6 Optimisation du DAQ pour la discrimination	186
10.7 Interprétation physique	189
CHAPITRE 11 : CONCLUSION	197
BIBLIOGRAPHIE	202

LISTE DES TABLEAUX

2.I	Géométries possibles de l'Univers en fonction du paramètre de courbure de l'espace k et de son influence sur la densité d'énergie totale Ω_{tot}	9
2.II	Récapitulatif des divers paramètres cosmologiques mesurés par WMAP après 7 années d'observation.	17
3.I	Représentation de divers noyaux cibles avec leurs principales propriétés.	40
3.II	Aperçu des expériences en cours.	45
4.I	Propriétés thermodynamiques du fréon C_4F_{10}	51
4.II	Prédictions par le modèle de Seitz pour l'énergie critique E_c et le rayon critique R_c pour le C_4F_{10} ; les portées R_F et R_C sont respectivement celles pour le fluor et le carbone pour les énergies indiquées.	57
5.I	Bruit de fond gamma mesuré dans 2 kg de sel de CsCl.	61
5.II	Efficacité d'extraction des contaminants par le procédé de purification au HZrO.	63
6.I	Paramètres principaux du filtre passe-haut, à la fréquence de 18 kHz.	77
6.II	Effet de la coupure sur le temps d'intervalle des évènements pour trois détecteurs.	90
6.III	Rapport entre le taux de comptage des évènements associé à la réponse alpha et à celle des neutrons, avec celui des <i>mystery events</i> à 50°C, pour quatre détecteurs.	94
7.I	Propriétés générales de la source $^{227}\text{AcBe}$	118
7.II	Chaîne de désintégration de l'américium ^{241}Am	122
7.III	Chaîne de désintégration à partir du ^{226}Ra	125
7.IV	Taux de comptage mesurés pendant la période de diffusion.	126

8.I	Tableau des masses actives normalisées par la masse de ^{19}F pour les dix détecteurs sélectionnés dans l'analyse physique. Les erreurs sur la masse correspondent à : une incertitude individuelle provenant de la pesée lors de la fabrication et de l'étalonnage aux neutrons ; une incertitude commune systématique qui est due aux mesures d'étalonnage avec la source de neutrons (AmBe). L'exposition indiquée couvre la prise de données à travers toute la plage de température entre 28°C et 48°C	151
8.II	Effet des différentes coupures normalisé par jour sur le taux de comptage brut (détecteur 144).	154
8.III	Taux de comptage moyens et corrigés, pris dans l'intervalle entre 28°C et 48°C pour chaque détecteur utilisé pour extraire le signal d'un WIMP.	156
9.I	Tableau des sections efficaces minimales de diffusion sur le fluor des détecteurs individuels utilisés pour extraire la limite totale d'exclusion 2012 dans le secteur dépendant du spin. La masse M_W^{min} correspond à la sensibilité maximale et les valeurs ont été calculées avec un paramètre $\alpha = 5$	164
9.II	Tableau des sections efficaces minimales de diffusion sur le proton des détecteurs individuels utilisés pour extraire la limite totale d'exclusion 2012 dans le secteur dépendant du spin. La masse M_W^{min} correspond à la sensibilité maximale et les valeurs ont été calculées avec un paramètre $\alpha = 5$	166

LISTE DES FIGURES

2.1	Présentation des courbes de rotation des galaxies, (A) selon la théorie newtonienne, (B) mesurée expérimentalement.	11
2.2	Image obtenue par effet de lentille gravitationnelle dans l'amas de galaxie A2218 : les arcs représentent la courbure causée par le surplus de masse, non observable à partir des mesures de luminosité. (NASA)	12
2.3	Images de l'amas de Boulet résultant de la collision de deux amas de galaxies. L'image optique de gauche a été obtenue par le télescope Magellan. Par comparaison, l'image de droite montre le spectre aux rayons X de l'amas observé avec le satellite Chandra. Les contours sur les deux images indiquent la distribution de masse totale mesurée par effet de lentilles gravitationnelles [9]. . .	13
2.4	Carte de la sphère céleste représentant les fluctuations de température du rayonnement de fond cosmologique durant la période de la dernière diffusion. Celle-ci a été mesurée par le satellite WMAP sur une période de cinq ans. Les différences de couleur représentent ces variations de température de l'ordre de 0.0002 kelvins.	15
2.5	Spectre de puissance angulaire des fluctuations de température mesuré par WMAP sur une période de sept ans ($l < 1000$). La ligne rouge représente le meilleur ajustement au modèle cosmologique standard compatible avec un Univers plat.	16

2.6	Gamme de mesures obtenue à partir d'un Univers non plat et ajustée aux données de sept ans de WMAP. Les points tracés de différentes couleurs sont associés aux diverses valeurs que peut prendre la constante de Hubble telles qu'indiquées dans la légende. La ligne pointillée représente la paramétrisation reliée à ces modèles fermés. La ligne pleine définit les résultats favorisés pour un Univers plat lorsque les données de WMAP sont combinées avec d'autres méthodes fixant H_0 [13].	18
2.7	Diagramme de Hubble établi par la mesure de 42 supernovae de type Ia avec un grand décalage vers le rouge, du projet <i>Supernovae Cosmology Project</i> , ainsi que par la mesure de 18 supernovae du projet Calan/Tololo Supernovae Survey : les différentes lignes montrent l'ajustement de plusieurs combinaisons des paramètres cosmologiques indiqués en bleu à droite de la figure.	22
2.8	Visualisation 3-D de la distribution de matière sombre réalisée par le groupe VIRGO Consortium.	26
2.9	Représentation de l'abondance des WIMPs normalisée à partir de l'instant où leur création n'est plus possible ($x=1$). Le trait plein montre l'abondance des WIMPs laissés en équilibre thermique (Y_{eq}) et les traits en pointillés est l'abondance actuelle pour différentes sections efficaces d'annihilation.	28
3.1	Variation maximale (en juin) et minimale (en décembre) de la vitesse de la Terre par rapport au halo galactique ainsi qu'au vent de WIMPs.	34
3.2	Évidence de l'excès dans le flux des positrons et des électrons observé par les différentes expériences de détection indirecte de la matière sombre : ATIC, HESS, PAMELA et FERMI LAT [46].	36
3.3	Diagrammes de Feynman pour la diffusion scalaire, c'est-à-dire les interactions indépendantes du spin (SI) [34].	37

3.4	Diagrammes de Feynman pour la diffusion axiale c'est-à-dire les interactions dépendantes du spin (SD) [34]	38
3.5	Spectre de reculs attendu pour différentes masses de neutralino.	43
3.6	Figure de mérite obtenue par les expériences de matière sombre pour la comparaison de leurs résultats.	44
3.7	Modulation annuelle observée par l'expérience DAMA-LIBRA à un niveau de confiance d'environ 8.9σ dans la bande d'énergie (2-6) keV avec une exposition de 427050 kg.jours.	46
3.8	Comparaison des différentes régions favorisées par le spectre de modulations des expériences, DAMA-LIBRA et CoGeNT. Présentation des courbes d'exclusion dans le secteur indépendant du spin obtenues par les expériences : CDMS et XENON-100 [45].	47
3.9	Comparaison des différentes régions favorisées par le spectre de modulation des expériences, DAMA-LIBRA et CoGeNT. Le "Quenching factor" a été modifié de sorte que les modulations observées par les deux expériences concordent pour les mêmes sections efficaces et masses de WIMPs [59].	48
3.10	Présentation des résultats dans le secteur indépendant du spin obtenus par les expériences CRESST-II, DAMA-LIBRA, CoGeNT ainsi que les limites d'exclusion des expériences EDELWEISS-II, XENON-100 et CDMS-II.	49
4.1	Diagramme de phase des gouttelettes surchauffées de C_4F_{10} . La bande colorée illustre les températures de fonctionnement des détecteurs. La région plus foncée représente l'état de surchauffe des gouttelettes tandis que la région plus pâle correspond au régime de compression. T_b et T_c sont les températures d'ébullition et critique respectivement.	51

4.2	Photographies du stade initial de la formation de bulles dans des gouttelettes surchauffées de butane observées dans un intervalle de 9 et 12 μ s, l'échelle correspond à 1 mm [64].	54
5.1	Présentation d'un module de détection PICASSO.	60
5.2	Taux de comptage des détecteurs en améliorant la procédure de fabrication comparés avec le meilleur détecteur, utilisé pour publier les limites en 2009 (détecteur 72).	64
5.3	Processus de fabrication pour la suspension des gouttelettes surchauffées.	67
5.4	Diagramme récapitulatif de toutes les étapes de fabrication et de purification des détecteurs PICASSO "sans sel" de 4.5 L.	68
6.1	Sensibilité des senseurs piézo-électriques (PZT27 Ferroperm) en fonction de la fréquence.	70
6.2	Signal enregistré du système d'acquisition de données de la première génération avec la fenêtre de temps de 10.24 ms. Ce signal présente un <i>offset</i> de 50 mV.	72
6.3	Signal enregistré du système d'acquisition de données de la deuxième génération avec la fenêtre de temps de 20.48 ms.	73
6.4	Signal enregistré du système d'acquisition de données de la troisième génération en fonction du nombre d'échantillons.	74
6.5	Les deux premières figures représentent les amplitudes brutes et filtrées d'un signal provoqué par la nucléation d'une gouttelette ; tandis que les deux dernières représentent celles d'un signal bruité.	76
6.6	Réponse amplitude-fréquence du filtre passe-haut de 18 kHz.	78
6.7	Représentation graphique des différentes étapes dans la construction de la nouvelle variable <i>EVAR</i> compilée pour les deux événements de la figure 6.5 : à gauche pour le signal provenant de la nucléation et à droite pour le signal généré par du bruit électronique.	79

6.8	Distribution de l'énergie acoustique <i>EVAR</i> durant l'exposition aux neutrons d'une source américium béryllium (AmBe) à 45°C (détecteur 71).	80
6.9	Distribution des amplitudes brutes en fonction du nombre d'évènements obtenue pour un détecteur dopé avec une source émettrice d'alpha (détecteur URS).	81
6.10	Distributions de <i>EVAR</i> obtenues à différentes températures lors des mesures d'étalonnage avec la source de neutrons. Les histogrammes de couleur rouge représentent la distribution totale des évènements, tandis que ceux de couleur bleue correspondent à celle obtenue avec les 100 premiers évènements (détecteur 144).	82
6.11	Taux de comptage obtenu pour les mêmes séries de mesures que celles de la figure 6.10 en tenant compte de toute la plage de mesure d'étalonnage (en rouge) et en tenant compte des 100 premiers évènements (en bleu) (détecteur 144).	83
6.12	Distribution de l'énergie acoustique <i>EVAR</i> durant l'exposition aux neutrons d'une source américium béryllium (AmBe) pour différentes températures ainsi que leur ajustement gaussien respectif (détecteur 71).	84
6.13	Ajustement quadratique des valeurs obtenues par l'ajustement gaussien lors des mesures d'étalonnage aux neutrons. La ligne pleine et les ronds pleins représentent l'ajustement quadratique pour la borne inférieure de l'ajustement gaussien. Ces valeurs de coupures appliquées sur les sessions de WIMP permettent de sélectionner 95% des évènements physiques enregistrés.	85
6.14	Présentation de la FFT d'un signal généré par la nucléation d'une gouttelette créée par l'interaction d'une particule.	86

6.15	Les deux premières figures de dessus représentent la forme d'onde et la FFT d'un évènement provoqué par une explosion de dynamite dans la mine. Les deux suivantes sont caractéristiques d'un évènement de fracture dans la matrice du gel du détecteur. Tous ces évènements sont éliminés par <i>FVAR</i>	87
6.16	Distribution 2D des paramètres de fréquence (<i>FVAR</i>) et d'énergie (<i>EVAR</i>), ainsi que l'identification des différentes régions pour la sélection des évènements, lors d'une série d'étalonnage avec la source de neutrons (croix rouges) et d'une session de WIMP (cercles noirs). Les évènements associés aux fractures ont été mis en évidence par les points verts. La signification des régions A, B et C est expliquée dans le texte.	88
6.17	Efficacité d'une coupure dans le temps de $\Delta t = 3$ s sur les évènements sélectionnés à 45°C (en bleu) comparée à ceux sans la coupure appliquée (en rouge) (détecteur 136).	89
6.18	Réponses de quatre détecteurs installés dans la mine à SNOLAB dont les mesures ont été prises jusqu'à 55°C.	91
6.19	Distribution de l'énergie acoustique normalisée par le temps de mesure entre 44°C à 55°C. Le pic principal de droite d'intervalle [7, 8] correspond à celui associé à la réponse aux émetteurs alpha et il a été ajusté pour que la distribution soit superposée pour chaque température (détecteur 76).	92
6.20	Taux de comptage alpha (en bleu) et de celui des <i>mystery events</i> (en rouge). La sélection de ces derniers est expliquée dans le texte (détecteur 76).	93
6.21	Distribution de l'énergie acoustique à 50°C lors d'une mesure d'étalonnage aux neutrons (en rouge) et de WIMP (en bleu) (détecteur 93).	95

6.22	Agrandissement du début des signaux à 50°C pour trois types d'évènements, les alpha (en bleu), les neutrons (en rouge) et les <i>mystery events</i> (en gris).	96
6.23	L'amplitude filtrée à 18 kHz au départ (figure de dessus) et l'amplitude filtrée cubique normalisée (figure de dessous).	98
6.24	Forme d'onde des deux signaux auxiliaires créés pour la détermination du début de signal, t_0	99
6.25	Différence absolue des deux signaux auxiliaires en fonction du nombre d'échantillons. La flèche rouge indique la position du t_0 trouvée par le programme dont la valeur est le 1051 ^{ème} échantillon.	100
6.26	Visualisation de <i>RVAR</i> pour différentes fenêtres d'échantillons à partir du début de signal t_0 en fonction de l'énergie acoustique <i>EVAR</i> à 18 kHz.	101
6.27	Visualisation <i>RVAR</i> dans la fenêtre de 25 μ s à partir du t_0 en fonction de l'énergie acoustique <i>EVAR</i> de 18 kHz, durant une session de WIMP (points en bleu) et une mesure d'étalonnage aux neutrons (points en rouge) (détecteur 93).	102
6.28	Taux de comptage normalisé en termes de masse de fluor avec la coupure <i>EVAR</i> seule (points rouges) ainsi qu'avec les coupures simultanée <i>EVAR</i> et <i>RVAR</i> (points bleus) (détecteur 147).	103
6.29	Taux de comptage normalisé par le flux de la source AcBe ainsi que sa distance par rapport au détecteur durant les mesures d'étalonnage.	104
6.30	Taux de comptage du détecteur de 1.5 L (points bleus), comparé à la réponse du bruit de fond de neutrons dans le blindage d'eau (tirets rouges) obtenue par les simulations Monte Carlo.	105
6.31	Distribution du nombre d'évènements total en fonction du temps pour diverses mesures du détecteur de 1.5 L purifié.	106

6.32	Distribution des évènements analysés avec <i>RVAR</i> en fonction du temps des mesures pour une décompression rapide automatique (en rouge) et pour une décompression lente manuelle (en bleu).	107
7.1	Réponses normalisées du détecteur au faisceau de neutrons mono-énergétiques pour différentes énergies incidentes, de gauche à droite : 4 MeV, 2 MeV, 400 keV, 300 keV, 200 keV, 97 keV, 61 keV, 50 keV, 40 keV et 4.8 keV. Les cinq plus basses énergies ont été obtenues à travers les résonances de la réaction $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ et les énergies plus élevées par la réaction $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$	112
7.2	Sections efficaces pour une collision élastique entre le neutron et un noyau de fluor ^{19}F (ligne pleine bleue) ainsi qu'entre le neutron et un noyau de carbone ^{12}C (ligne en tirets rouges).	114
7.3	Relation entre les énergies des neutrons mono-énergétiques (échelle de droite) et la température mesurée au seuil (figure 7.1) ainsi qu'avec l'énergie maximale des reculs du noyaux de fluor correspondante (échelle de gauche). La ligne en tirets rouges représente la dépendance exponentielle donnée par l'équation 7.8 et la ligne noire continue illustre l'énergie critique $E_c(T)$ obtenue à l'aide de l'équation 4.7 qui est l'énergie requise pour créer une transition de phase dans un rayon critique $R_c(T)$	115
7.4	Pouvoir d'arrêt en unité de $\text{keV}\mu\text{m}^{-1}$ des particules alpha (ligne continue pleine), du fluor (ligne en tirets) et du carbone (ligne en tirets alternés) dans le liquide de C_4F_{10} , calculé avec SRIM [90].	116
7.5	Spectre en énergie de la source de AmBe utilisée dans la mine pour les mesures d'étalonnage aux neutrons des détecteurs.	119

7.6	Réponse moyenne de 15 détecteurs, mesurée lors des séries d'étalonnage entre 2006 et 2011 dans la mine. La bande rouge représente la réponse obtenue par une simulation Monte Carlo dans GEANT4. Cette figure est la preuve d'une excellente stabilité du système.	120
7.7	Réponse du détecteur URS, contaminé avec une source de ^{241}Am .	123
7.8	Réponse du détecteur URS dopé avec le ^{226}Ra	127
7.9	Réponse du détecteur 74 sectionné, contaminé avec une source de ^{226}Ra	129
7.10	Réponse du détecteur 76 présentant un fort taux de comptage alpha. Les mesures ont été effectuées au montage final, dans la mine de Sudbury.	130
7.11	Distribution du paramètre d'énergie acoustique <i>EVAR</i> en fonction de la température (détecteur 76).	131
7.12	Fraction de chacun des pics dans la distribution du paramètre d'énergie acoustique <i>EVAR</i> en fonction de la température (détecteur 76).	132
7.13	Comparaison des taux de comptage obtenus avec les différentes fractions dans l'énergie acoustique du détecteur 76, pour le premier pic (en rouge) et le deuxième pic (en vert), ainsi qu'avec le taux du détecteur dopé avec la source d'américium. Le décalage dans la température, à cause de la différence de pression, a été ajusté.	133
7.14	Distribution de l'énergie acoustique lors de l'étalonnage avec la source de neutrons (en rouge) et avec les émetteurs alpha (en bleu) à 25°C pour le détecteur dopé à l'américium. La température utilisée correspondante est de 27°C à cause de la pression dans la mine. On remarque l'absence des deux pics.	134

7.15	Distribution de l'énergie acoustique du détecteur URS dopé au radium et du détecteur 76 pour les températures de 22.5°C (figure du haut) et de 25.5°C (figure du bas). La différence dans la température est due au décalage de pression dans le laboratoire (1 bar) et dans la mine (1.2 bar) respectivement pour ces deux modules.	135
7.16	Réponse du détecteur 93 installé dans la mine avec un taux de comptage élevé et présentant une double fonction escalier.	136
7.17	Paramètres de nucléation b_C (ligne rouge) et b_F (ligne noire en pointillés) en fonction de la température, obtenus à partir des mesures du faisceau mono-énergétique de neutrons. Les triangles verts, respectivement à 21°C et 25°C, sont les résultats obtenus avec les mesures des détecteurs dopés à l'américium et au radium.	138
7.18	Détermination du paramètre α à partir du meilleur ajustement sur les mesures expérimentales effectuées sur le détecteur dopé à l'américium ($\alpha = 5.8 \pm 0.7$).	140
7.19	Réponse à une source de rayons gamma du détecteur de 4.5 L. La source a été placée pour chaque prise de mesures à 21 cm du module.	141
7.20	Les étoiles bleues sont les données mesurées avec le détecteur de 10 mL tandis que les carrés roses sont celles obtenues avec le module de 4.5 L de la figure précédente. La ligne en tirets représente l'ajustement des données avec l'équation 7.12.	142
7.21	Réponse gamma des détecteurs PICASSO.	143
7.22	Énergie acoustique des signaux induits par une source de gamma (en bleu) dans le détecteur PICASSO à 50°C, comparée à celle des signaux induits par une source de neutron (en rouge) normalisée par le temps de la mesure. La différence de hauteur des histogrammes provient de l'activité différente des deux sources.	144
7.23	Réponse totale du détecteur PICASSO en fonction de la température et de l'énergie associée obtenue à partir de l'étalonnage pour E_{th} de la figure 7.3.	145

8.1	Vue extérieure d'un des huit TPCS où se trouvent quatre des 32 modules de détection.	147
8.2	Présentation du blindage d'eau entourant le montage expérimental dans l' <i>utility drift</i> à côté de l'expérience SNO dans Creighton Vale mine à Sudbury.	148
8.3	Exposition de tous les détecteurs présents dans le montage en fonction du temps entre les périodes de Juin 2007 à Juillet 2011. La région bleue couvre la période de l'analyse présentée dans cette thèse où dix <i>golden</i> détecteurs ont été utilisés avec une exposition totale de 114 kgj. Elle s'est arrêtée en août 2010 à cause du déménagement de l'expérience vers un nouveau site souterrain de SNOLAB.	150
8.4	Taux de comptage combiné de tous les détecteurs pour les mesures d'étalonnage avec la source de neutrons dans la mine, en fonction de la température et de l'énergie de seuil respective. Toutes ces mesures couvrent la période de prise de données sélectionnées pour l'analyse physique 2012 et le taux obtenu a été corrigé par l'efficacité des coupures et par les effets systématiques.	152
9.1	Taux de comptage attendu dans les détecteurs PICASSO, obtenu pour différentes masses de WIMPs avec un paramètre $\alpha = 5$ et $\sigma_F = 1$ pb.	159
9.2	Taux de comptage combiné par détecteur et par température en calculant la moyenne pondérée. Le degré de contamination correspondant au plateau alpha pour chaque détecteur a été soustrait de ce taux de comptage. Celui-ci est présenté en fonction de la température et de son énergie de seuil associée auxquelles la pression de la mine a été incluse.	160

9.3	Illustration graphique de la méthode utilisée pour déterminer l'incertitude au niveau de 68% de confiance du paramètre de l'ajustement (ici la section efficace σ_F) à partir de la variation du χ^2	162
9.4	Section efficace du détecteur 144 dans le secteur dépendant du spin, déterminée par la méthode de minimisation du χ^2 présentée précédemment. Les incertitudes correspondent à une déviation standard (68% de probabilité).	162
9.5	Limites supérieures et inférieures des intervalles de confiance à 90% en unités de 1σ , calculées par la méthode de Feldman-Cousins en fonction de la valeur mesurée X_0 en unité de 1σ	163
9.6	Section efficace de diffusion du neutralino sur le proton à 90% de niveau de confiance dans le secteur dépendant du spin, obtenue pour les dix détecteurs combinés avec une exposition totale de 114 kgj. Les limites totales de PICASSO 2012 sont représentées par les lignes pleines en rouge dont l'épaisseur correspond aux différents paramètres d'énergie $\alpha = 2.5, 5, 7.5$ considérés.	167
9.7	Section efficace totale de PICASSO 2012 à 90% de niveau de confiance dans le secteur indépendant du spin en fonction de la masse des WIMPs, obtenue pour les 10 détecteurs combinés. L'épaisseur de la limite correspond aux différents paramètres d'énergie $\alpha = 2.5, 5, 7.5$ exploités. Elle est comparée avec différentes expériences également sensibles dans ce secteur.	169
9.8	Section efficace dans le secteur indépendant du spin en considérant l'interaction invariante par rapport à l'isospin : $\frac{f_n}{f_p}=1$ pour la figure de gauche et en supposant la violation de l'isospin : $\frac{f_n}{f_p}=-0.71$ sur la figure de droite [110].	171

10.1	Distributions des amplitudes brutes obtenues à différentes températures. Les histogrammes de couleur rouge représentent la distribution des évènements lors des mesures d'étalonnage avec une source de neutrons tandis que ceux de couleur bleue correspondent aux amplitudes lors des sessions de WIMP (détecteur 71).	173
10.2	Distributions des amplitudes filtrées avec un filtre passe-haut de 18 kHz pour différentes températures. Les histogrammes de couleur rouge représentent la distribution des évènements lors des mesures d'étalonnage avec une source de neutrons tandis que ceux de couleur bleue correspondent aux amplitudes lors des sessions de WIMP (détecteur 71).	175
10.3	Distribution du paramètre d'énergie acoustique <i>EVAR</i> (18kHz), obtenue à différentes températures. La distribution de couleur rouge représente les évènements lors des mesures d'étalonnage avec une source de neutrons tandis que celle de couleur bleue correspond aux évènements lors des sessions de WIMP (détecteur 71).	176
10.4	Spectre de Fourier représenté à différentes températures. Le spectre de couleur rouge est la superposition d'une vingtaine d'évènements induits par les neutrons de la source AmBe et en bleu c'est la superposition d'évènements engendrés par les particules alpha.	177
10.5	Distribution <i>EVAR</i> à 45°C, en appliquant différents filtres sur les mêmes données pendant une mesure d'étalonnage aux neutrons (en rouge) et une session de WIMP (en bleu) (détecteur 93).	178
10.6	Distribution <i>EVAR</i> à 40°C en appliquant différents filtres passe-haut de 100 kHz (en rouge) et de 18 kHz (en bleu) sur les mêmes données pendant une mesure d'étalonnage aux neutrons (détecteur 144).	179
10.7	Exemple d'un signal saturé à 45°C lors d'une mesure d'étalonnage de neutrons (détecteur 72).	180

10.8	Distribution des valeurs absolues du premier minimum de l'amplitude ($ A^{min} $) filtrée à 140 kHz (passe-haut), lors de l'étalonnage aux neutrons (détecteur 93).	181
10.9	Ajustement linéaire des barycentres des distributions de $ A^{min} $ à 95% d'acceptance sur les données de la figure 10.8 (détecteur 93).	181
10.10	Représentation graphique du contenant des détecteurs PICASSO avec la visualisation de la région où les évènements ont été sélectionnés (en rouge).	183
10.11	Superposition des distributions de la valeur absolue des amplitudes au premier minimum pour les évènements sélectionnés dans la zone centrale du détecteur, lors des mesures d'étalonnage (en rouge) et de WIMP (en bleu). La figure de gauche correspond à la valeur moyenne faite sur les trois senseurs du milieu tandis que la figure de droite est obtenue avec celle des neuf senseurs (détecteur 93).	184
10.12	Superposition des histogrammes de la valeur absolue des amplitudes au premier minimum pour les évènements sélectionnés dans la zone centrale, lors des mesures d'étalonnage (en rouge) et de WIMP (en bleu) avec le gain corrigé pour les neuf senseurs (détecteur 93).	185
10.13	Distribution de <i>EVAR</i> sans utiliser le logarithme, à 25.5°C, du détecteur de 4.5 L avec un gain réduit à 12, lors d'une série d'étalonnages aux neutrons (en rouge) et de WIMP (en bleu).	187
10.14	Distribution de <i>EVAR</i> sans utiliser le logarithme à 45°C du détecteur de 4.5 L avec un gain réduit à 12, lors d'une série d'étalonnages aux neutrons (en rouge) et de WIMP (en bleu). La figure du haut utilise l'analyse standard et celle du bas utilise la fréquence d'échantillonnage doublée.	188

10.15	Confrontation des données expérimentales obtenues (triangles), comparée aux différents modèles de croissance inertielle (ligne en tirets rouges) et de croissance thermique (ligne en petits points noirs).	196
11.1	Prédiction des différentes sensibilités de l'expérience PICASSO grâce aux diverses améliorations qui ont été réalisées dans le cadre de ce travail. Les lignes obliques représentent les différents scénarii que peut atteindre l'expérience et ils seront explicités dans le texte. La section efficace présentée, concerne le secteur dépendant du spin, mais la sensibilité dans le secteur indépendant du spin suit la même tendance.	198
11.2	Projection des limites PICASSO dans les secteurs dépendant et indépendant du spin pour les différents scénarii présentés précédemment à savoir, PICASSO II si la discrimination totale est atteinte et PICASSO III comprenant la discrimination totale et la nouvelle génération de détecteurs.	201
I.1	Taux de comptage obtenu avec les anciens préamplificateurs à gains élevés (points bleus) et avec les nouveaux à faibles gains (points rouges) (détecteur 71).	xxxiv
I.2	Distribution de la moyenne des amplitudes brutes par température pour chacun des canaux, lors des mesures d'étalonnage aux neutrons (points en rouge) et des sessions de WIMP (points en bleu) (détecteur 71).	xxxv
I.3	Efficacité de détection en fonction de la température, illustré par une couleur différente pour chaque canal, durant les sessions de WIMP. Le même comportement est observé pour les mesures d'étalonnage aux neutrons (détecteur 71).	xxxvii

I.4	Efficacité totale de déclenchement lors des sessions de WIMP en fonction de la température. Le même résultat est observé pour les mesures d'étalonnage aux neutrons (détecteur 71).	xxxviii
I.5	Taux de comptage obtenu avec les préamplificateurs à gains élevés (points bleus), avec les nouveaux à faibles gains non ajustés (points verts), ainsi qu'avec ceux rétablis correctement (point rouge) (détecteur 71).	xxxix

LISTE DES ANNEXES

Annexe I :	Ajustement du seuil et efficacité de déclenchement . . .	xxxiv
Annexe II :	Constraints on Low-Mass WIMP Interactions on ^{19}F from PICASSO	xl
Annexe III :	New insights into particle detection with superheated liquids	1

À ma famille,

“Dans la vie, rien n’est à craindre, tout est à comprendre.”

-Marie Curie (1867-1934)

“Mon métier et mon art, c’est vivre.”

-Michel Eyquem de Montaigne (1533-1592)

“Une foi forte voit l’invisible, croit l’incroyable et réalise l’impossible.”

-Daisaku Ikeda (1928-)

REMERCIEMENTS

Je tiens avant toute chose à remercier sincèrement mon directeur de thèse Monsieur Viktor Zacek pour m'avoir donnée la chance de travailler activement au sein de la collaboration PICASSO. Ce fut pour moi un grand privilège, que de travailler sous sa direction et d'avoir pu partager à maintes reprises la passion de la découverte. D'ailleurs, de nombreuses idées exposées dans ce travail sont le fruit de son inspiration, que j'ai pu concrétiser et qui se sont révélées très fructueuses. Je le remercie également pour sa confiance en moi et pour m'avoir également permis de participer à de nombreuses conférences. J'ai vraiment aimé cet aspect de la recherche qui m'a permis d'acquérir une plus grande confiance en moi, en ayant eu le privilège de rencontrer des personnes extraordinaires. Je tiens à exprimer ma sincère gratitude envers tous les membres de la collaboration, d'un côté les professeurs qui m'ont permis de devenir la personne que je suis dans le milieu de la physique expérimentale : "*il faut toujours tout vérifier...!*" et d'un autre côté, mes camarades, les étudiants d'été et les amis avec qui j'ai pu partager de bons moments de travail et de détente.

Je voudrais également remercier très chaleureusement toutes les personnes du laboratoire René J-A Lévesque, alias *le bunker*, pour leur générosité envers moi, leur aide dans tout ce dont j'avais besoin pour réaliser mes expériences. Un merci spécial à mes amis de maîtrise, Tomoko, Rachel, Andrew, Martin, Razvan, François, Catherine et Guillaume, qui malgré la distance, ont su me soutenir quand j'en avais besoin et encouragée pendant mon parcours, malgré mes horaires quelque peu inhabituels, mais aussi pour leur support professionnel, technique et musical. Merci à vous tous !

Enfin un grand merci à ma famille pour son soutien constant dans mon travail, pour son encouragement dans mes projets, ainsi que sa confiance en moi. Je lui dédie cette thèse en espérant la rendre fière.

CONTRIBUTIONS PERSONNELLES

Ma participation au sein du projet PICASSO s'est étendue dans plusieurs domaines de l'expérience. En effet, j'ai travaillé dans la fabrication des détecteurs à très bas bruit de fond, en salle blanche ainsi que dans le développement des techniques de purification afin de minimiser la contamination alpha interne. Ce travail a permis d'améliorer la radiopureté des détecteurs jusqu'à un facteur 10. J'ai aussi effectué tous les tests nécessaires, à savoir les mesures de bruit de fond et d'étalonnage avec une source de neutron (AcBe) au laboratoire de Montréal, pour m'assurer du bon fonctionnement des détecteurs ainsi que la détermination de leur masse de liquide actif injecté lors du processus de fabrication. J'ai également participé à leur installation finale dans la mine à Sudbury ainsi qu'à la mise en place du système électronique du montage. Étant donné mes compétences dans le domaine de fabrication des détecteurs ainsi que dans les tests systématiques effectués avec le système d'acquisition de données (DAQ), j'ai supervisé et instruit les nouveaux membres de la collaboration dans la fabrication des modules et dans la prise de mesures ; ceci dans le but de me consacrer entièrement à l'analyse des données.

J'ai donc été responsable de l'analyse des détecteurs installés dans la mine et de leur réponse en vérifiant régulièrement leur bon fonctionnement. Parallèlement, avec la découverte pour la première fois, d'une différence dans les amplitudes des signaux générés par les particules alpha et les reculs nucléaires, je me suis dédiée entièrement à cette recherche pour maximiser cet effet surtout dans le domaine des hautes températures. La distribution des amplitudes est moins élevée pour les reculs nucléaires que pour celle des particules alpha. Grâce au travail entrepris tout au long de cette tâche, j'ai réussi à obtenir 80% de réjection des particules alpha, dans la fenêtre d'acceptance pour les reculs nucléaires à 45°C. En effet, après avoir analysé visuellement tous les signaux enregistrés par le DAQ ainsi que leur transformée de Fourier, j'ai optimisé pour chaque température, la fenêtre fréquentielle qui permettait la meilleure discrimination. Dans le but d'obtenir une discrimination complète entre les reculs nucléaires et les particules

alpha, il est essentiel de connaître en profondeur cette contamination. Pour cela, j'ai analysé les données déjà existantes d'un détecteur dopé avec une source de radium. Pour compléter cette analyse, j'ai fabriqué un détecteur dopé avec une source alpha d'américium. L'analyse minutieuse de ce détecteur a permis l'observation pour la première fois, d'une différence entre la source de radium et d'américium. En effet, les réponses au seuil étaient différentes. La comparaison de ces données avec des détecteurs, ayant une contamination interne élevée et installés dans la mine durant les premières phases de l'expérience, a permis de comprendre la signification de cette différence : celle-ci provenait de la distinction entre la contamination interne alpha dans les gouttelettes et de celle présente à l'extérieur des gouttelettes, à savoir dans le gel. Cette découverte a permis la publication d'un article dans le *New Journal of Physics* (en annexe III) ainsi qu'une meilleure compréhension dans la caractérisation des détecteurs.

La compréhension des amplitudes des signaux reliés aux variables de l'analyse, pour la quête d'une discrimination totale, a permis de révéler un réel problème dans notre électronique. En effet, le gain des préamplificateurs était trop fort et engendrait des signaux saturés surtout à haute température. Ce problème limitait notre discrimination basée entièrement sur l'amplitude des signaux. Mon analyse a ainsi permis d'ajuster adéquatement les gains des préamplificateurs pour éliminer les signaux saturés. Cependant, pour appliquer la discrimination également sur les anciennes données, j'ai mené une étude pour trouver la région dans le signal où la saturation était minimisée. J'ai ainsi élaboré une nouvelle variable basée sur le premier minimum de l'amplitude du signal pour contourner ce problème. Avec l'aide du programme de localisation préalablement conçu et cette nouvelle variable, les résultats ont permis d'obtenir 99% de réjection alpha à 45°C pour un détecteur. Le succès de cette technique, appliquée bientôt sur tous les détecteurs, permettra d'obtenir des sections efficaces pour le neutralino améliorées d'au moins à un facteur 10 par rapport à la limite obtenue pour les mêmes données expérimentales. Toujours dans le cadre de l'analyse des détecteurs, l'observation d'une augmentation drastique du nombre d'évènements à hautes températures (>40°C) dans les détecteurs, a toujours rendu perplexes la collaboration. Les modules ne sont sensibles

qu'aux particules alpha pour ces températures et ils ne sont sensibles qu'à partir de 60°C à la remontée gamma. J'ai donc mené une étude minutieuse complète sur ce type d'évènements qui n'apparaissait qu'à hautes températures. La caractérisation de ces signaux m'a permis de construire une nouvelle variable *RVAR* qui a éliminé ces évènements, rendant le détecteur PICASSO sensible aux WIMPs de faibles masses.

En collaboration avec mon directeur de recherche, Monsieur Viktor Zacek, nous avons publié les nouvelles limites du projet PICASSO 2012 dans les deux secteurs du spin, basées entièrement sur les résultats de mes analyses. Cet article est paru dans *Physics Letter B* (en annexe II). Le détail de tout ce travail a été rédigé sous forme de nombreux rapports répertoriés sur le site interne de la collaboration.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

La matière sombre de l'Univers est un des domaines de l'astrophysique et de la cosmologie qui reste, à ce jour, un mystère au sein de la communauté scientifique. En effet, plusieurs indices portent à croire qu'elle serait tout autour de nous, cependant elle n'a jamais été détectée que ce soit par voie directe ou indirecte sur Terre. Néanmoins, des indications nous ont été fournies quant à sa présence : les mesures de la vitesse de rotation des galaxies, les inhomogénéités du rayonnement fossile, l'effet de lentille gravitationnelle. Toutes ces observations astronomiques nous amènent à spéculer sur l'existence d'une masse manquante, neutre, interagissant très peu avec la matière baryonique et communément appelée « matière sombre ». Par ailleurs, les extensions théoriques du modèle standard des particules élémentaires prédisent la présence de particules répondant aux critères de ces observations. Un des candidats intéressants, proposé dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM), est le neutralino χ^0 , une particule supersymétrique, stable, massive et électriquement neutre.

Les preuves de son existence sont multiples et plusieurs projets tentent de le détecter directement. Parmi ces projets, la collaboration PICASSO (*Projet d'Identification des CAndidats Supersymétriques de la matière SOmbre*) utilise comme moyen de détection directe, des détecteurs à gouttelettes surchauffées de C_4F_{10} . Sa technique de détection est basée sur la mesure de l'énergie de reculs nucléaires du fluor ^{19}F , causés par la collision élastique avec le neutralino. Ces reculs déclenchent la vaporisation des gouttelettes métastables, générant une onde sonore qui est captée par neuf senseurs piézo-électriques, répartis uniformément sur le pourtour du détecteur. Étant donné son mécanisme de fonctionnement, le module de détection PICASSO se comporte comme un dispositif de seuil d'énergie qui peut être contrôlé en réglant la température et/ou la pression. Les propriétés thermodynamiques du milieu cible C_4F_{10} employé sont telles que la plage de sensibilité en énergie est très avantageuse pour la détection des particules de matière sombre

qui génèrent de très faibles énergies de recul (1-100 keV). De plus, l'interaction entre le neutralino et la matière est un processus rare (< 1 coups/kgj) nécessitant un détecteur à très bas bruit de fond, de grande masse et doté d'une protection maximale contre tout rayonnement extérieur pour pouvoir détecter le signal produit par cette interaction.

La première section de ce travail énoncera les observations astronomiques et cosmologiques qui démontreront indirectement l'existence de la matière sombre, en observant les effets qu'elle produit sur son environnement, causés par l'interaction gravitationnelle. Par la suite, seront présentées les différentes particules proposées comme candidate de cette matière sombre et qui répondent aux critères de ces observations. Nous présenterons la particule idéale, prédite dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) : le neutralino, ainsi que ses différentes interactions avec le noyau de recul dans les secteurs indépendant (SI) et dépendant (SD) du spin. Ces deux secteurs tiennent compte du facteur de rehaussement qui dans le cas indépendant du spin, est proportionnel au carré du poids atomique du noyau exploité. Nous aborderons également les défis que soulève la matière sombre, pour effectuer sa détection directe et indirecte, de même que les moyens mis en place, par divers projets de recherche, pour tenter d'obtenir un signal.

Nous enchaînerons avec un chapitre présentant de façon générale, l'expérience PICASSO et comprenant une exposition détaillée du fonctionnement des détecteurs dans le cadre du modèle thermodynamique de Seitz qui décrit les phénomènes complexes reliés au déclenchement de la transition de phase des liquides surchauffés. Différents paramètres de cette théorie sont à déterminer expérimentalement. Pour ce faire, la connaissance de la réponse des détecteurs à diverses sources de rayonnements est indispensable. La description des modules de détection sera par la suite exposée avec le processus de fabrication des différentes générations de détecteurs qui se sont succédées et les techniques de purification mises en oeuvre pour minimiser le mieux possible leur contamination majeure interne par les émetteurs de particules alpha. Nous présenterons les efforts fournis dans le cadre de cette thèse ainsi que les améliorations apportées aux processus de fabri-

cation et de purification qui ont été indispensables pour l'obtention du plus bas taux de contamination alpha jamais atteint par les détecteurs PICASSO.

Nous décrirons ensuite les différentes générations du système d'acquisition de données (DAQ) exploitées par la collaboration, ainsi que les outils d'analyse des données développés pour différencier les événements induits par des particules de ceux générés par d'autres processus, tels que les bruits électroniques et acoustiques. Malgré toutes les précautions prises, tant au niveau de la réduction de la contamination des détecteurs que de l'analyse, une nouvelle classe d'évènements indésirables a été observée et leur nombre augmente quasi exponentiellement avec la température. Nous présenterons comment dans le cadre de ce travail, la caractérisation minutieuse des signaux à haute température a permis d'établir que ces événements n'étaient pas générés par des particules et a conduit à la création d'une nouvelle variable *RVAR* (*Rise time variable*) capable de les distinguer des vraies particules. En conséquence, les prises de données des détecteurs ont pu être analysées pour la première fois, en sondant des températures allant jusqu'à 48°C, favorisant ainsi la sensibilité des détecteurs aux WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*, dont font partie les neutralinos) de faibles masses.

Dans la mesure où, pour détecter un signal de la matière sombre, il faut soustraire le bruit de fond ambiant des données obtenues, un chapitre détaillé comprenant la caractérisation complète de la réponse des détecteurs aux différentes sources de rayonnement, sera exposé. Les réponses aux neutrons mono-énergétiques, poly-énergétiques, aux particules alpha, ainsi qu'aux particules gamma, seront donc présentées. Celles-ci ont permis d'améliorer notre compréhension du fonctionnement des détecteurs, notamment avec les mesures d'étalonnage de modules dopés avec des sources émettrices alpha. Pour la première fois, il a été possible de localiser les différentes sources de contamination alpha interne, à savoir, à l'intérieur et à l'extérieur de la gouttelette. Nous porterons une attention particulière aux mesures d'étalonnage au moyen de sources de neutrons et comment celles-ci assurent un contrôle de qualité des données, et une vérification du bon fonctionnement des détecteurs.

La dernière partie de ce travail présentera le montage expérimental effectué dans le laboratoire de SNOLAB (*Sudbury Neutrino Observatory LABORatory*) dans la mine Creighton Vale de Sudbury à 2 km sous terre, ainsi que l'avantage qu'apporte un site souterrain dans la recherche d'un signal rare. La méthode d'analyse des données employée pour l'obtention du taux de comptage des détecteurs sera décrite, de même que les vérifications systématiques effectuées sur les sessions de mesures, appelées les sessions de WIMP. Des critères de sélection sur ces sessions de WIMP ainsi que sur les détecteurs seront également exposés. Ils ont été indispensables pour l'analyse de physique des détecteurs.

Le chapitre 9 rapportera en détails la méthode utilisée pour le calcul de la section efficace de diffusion du neutralino, comprenant toutes les données sélectionnées sur dix détecteurs exploités lors de l'analyse finale. Nous parlerons des résultats obtenus jusqu'à maintenant, et de la place du projet PICASSO dans le cadre des recherches actuelles avec, notamment ses récentes limites pour la section efficace du neutralino obtenues dans le secteur dépendant du spin. Tout récemment, plusieurs expériences dans le secteur indépendant du spin rapportent la détection directe de particules de matière sombre dans la région de WIMPs de faibles masses. Grâce à sa nouvelle sensibilité aux hautes températures et donc à très basses énergies de seuil, PICASSO est également sensible aux WIMPs de faibles masses dans ce secteur, malgré le noyau léger de ^{19}F exploité, et se place à un rang privilégié par rapport aux autres expériences qui détectent un signal positif de WIMPs.

En vue des prochaines phases de l'expérience, nous aborderons également l'étude minutieuse, menée dans le cadre de cette thèse, de la caractérisation des signaux pour maximiser la discrimination entre les amplitudes des particules alpha, principale source de bruit de fond des détecteurs, et celles des reculs nucléaires engendrées par les neutrons, similaires à la signature d'un WIMP. Une interprétation physique de ce phénomène sera également présentée. Cette étude a conduit à l'élaboration de divers outils

d'analyse qui ont contribué, d'une part, à améliorer cette discrimination et d'autre part, à contourner certains problèmes du système DAQ, notamment en ce qui a trait à la saturation des signaux. Cette analyse a ainsi permis de perfectionner le système d'acquisition de données (DAQ) en supprimant les signaux saturés et en augmentant la fréquence d'échantillonnage pour l'optimisation de la discrimination. Les différents tests effectués au laboratoire de Montréal seront exposés ainsi que les résultats fructueux obtenus dans le cadre de ce travail. Grâce à ces analyses, ce nouveau système DAQ est actuellement installé dans la mine depuis janvier 2012.

Finalement, nous concluons en présentant les prédictions des différentes sensibilités que pourrait atteindre l'expérience dans un futur proche en exploitant les diverses optimisations et améliorations élaborées dans le cadre de cette thèse et qui promettent au projet PICASSO des résultats de premier plan dans les secteurs dépendant et indépendant du spin dans la recherche de la matière sombre.

CHAPITRE 2

LA MATIÈRE SOMBRE DE L'UNIVERS

Historiquement, c'est en 1933 que la présence d'une matière invisible a été suggérée pour la première fois par l'astrophysicien Fritz Zwicky (1898-1974). À cette époque, nos connaissances du modèle cosmologique n'étaient pas aussi affinées qu'elles le sont aujourd'hui. La découverte du décalage vers le rouge des galaxies, l'abondance des éléments légers dans l'Univers actuel ainsi que la découverte du rayonnement de fond cosmologique (CMB : "*Cosmic Microwave background* ") ont profondément marqué le début de la cosmologie moderne. Celle-ci repose sur la théorie du Big Bang, nécessaire pour décrire l'origine et l'évolution de l'Univers : c'est le modèle standard cosmologique. Dans le cadre de ce modèle, des observations astronomiques et cosmologiques révèlent, elles aussi, des arguments en faveur de l'existence de la matière sombre dans l'Univers. Après une brève rétrospective des notions de base du modèle cosmologique, nous exposerons les diverses mesures qui ont prouvé la présence d'une masse manquante non observable ainsi que les différents candidats proposés pour rendre compte de ces observations.

2.1 Le modèle standard cosmologique

Nos connaissances actuelles de l'Univers reposent essentiellement sur diverses observations fondamentales à grande échelle qui ont été décisives pour le développement du modèle cosmologique standard. Celui-ci a tout d'abord commencé par la découverte de la relativité générale par Albert Einstein (1879-1955) qui permet de décrire l'évolution de l'Univers à grande échelle, tout en considérant celui-ci dans son ensemble. C'est la base même du principe cosmologique qui considère un Univers homogène et isotrope. Cependant, la question d'un Univers en expansion ou à l'état stationnaire demeure jusqu'à ce que Edwin Hubble (1899-1953) découvre le décalage vers le rouge des galaxies.

Celles-ci s'éloignent les unes des autres à une vitesse proportionnelle à leur distance : c'est la loi de Hubble. [1]

La découverte du rayonnement fossile par Arno Penzias et Robert Woodrow Wilson en 1965 [2] et la mesure de l'abondance des éléments légers [3] ont confirmé le modèle d'un Univers en expansion. À partir des équations de la relativité générale et avec le principe cosmologique à grande échelle, l'évolution de l'Univers a pu être établie par l'équation de Friedmann telle que :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho_{tot} \quad (2.1)$$

où $a(t)$ est le facteur d'échelle, G la constante de gravitation, ρ_{tot} la densité totale d'énergie de l'Univers. Le paramètre k décrit la courbure de l'espace-temps et peut prendre trois valeurs discrètes ($k = -1, 0, 1$) qui dépendent de la géométrie de l'Univers considéré. Le premier terme de l'équation 2.1 est le paramètre de Hubble :

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad (2.2)$$

Il représente le taux d'expansion de l'Univers. Au temps présent cosmique t_0 , le paramètre de Hubble devient la constante de Hubble $H_0 \equiv H(t_0)$. Les observations actuelles donnent la valeur suivante :

$$H_0 = h \cdot 100 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}, \quad (2.3)$$

où h est le paramètre de renormalisation de la constante du taux d'expansion et est égal à $h = 0.71 \pm 0.07$ [4]. En considérant un Univers plat ($k = 0$), les équations 2.1 et 2.2 impliquent une densité totale de l'Univers égale à la densité critique :

$$\rho_c \equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1.05368(11) \times 10^5 h^2 \text{ GeV} c^{-2} \text{ cm}^{-3} \quad (2.4)$$

Elle est utilisée comme valeur de référence pour exprimer les différentes compo-

santes de l'Univers en termes de paramètres de densité Ω_i , pour chaque contribution i . Ils sont définis par :

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c} \quad (2.5)$$

La densité en énergie moyenne totale de l'Univers à l'heure actuelle est la somme des contributions suivantes :

$$\rho_{tot} = \rho_M + \rho_{ray} + \rho_\Lambda \quad (2.6)$$

- ρ_M étant la densité totale de matière incluant non seulement la matière baryonique ρ_B obtenue à l'aide de la nucléosynthèse primordiale mais aussi la matière non-baryonique qui peut être estimée par comparaison entre ces deux quantités.

- ρ_{ray} étant la densité du rayonnement. Elle a été évaluée grâce aux mesures effectuées sur le rayonnement de fond cosmologique (CMB).

- ρ_Λ étant la densité d'énergie noire ou encore d'énergie du vide. Elle est associée à la constante cosmologique Λ qui a été, à l'origine, introduite par Albert Einstein dans les équations de relativité générale pour obtenir la solution d'un Univers statique. L'équation de Friedmann 2.1 découle directement de la définition de la densité d'énergie du vide :

$$\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G} \quad (2.7)$$

où G est la constante de gravitation. Malgré les preuves de l'expansion de l'Univers ainsi que le modèle du Big Bang, de récentes observations obtenues par l'étude des supernovae lointaines de type Ia apportent un nouvel intérêt pour cette constante qui semble indiquer un Univers en expansion accélérée dont l'énergie sombre serait la cause.

En utilisant la définition 2.5, la densité totale peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\Omega_{tot} = \Omega_M + \Omega_{ray} + \Omega_\Lambda \quad (2.8)$$

En utilisant l'équation de Friedmann 2.1, elle peut aussi se retrouver sous la forme :

$$\Omega_{tot} - 1 = \frac{k}{H^2 a^2} \quad (2.9)$$

De cette manière, le paramètre de courbure k est déterminé par la valeur Ω_{tot} obtenue à l'aide des observations cosmologiques. Le tableau 2.I résume les différentes configurations de l'Univers en fonction des divers modèles cosmologiques construits à partir des valeurs de courbure.

$k = -1$	ouvert	$\rho_{tot} < \rho_c$	$\Omega_{tot} < 1$
$k = 0$	plat	$\rho_{tot} = \rho_c$	$\Omega_{tot} = 1$
$k = 1$	fermé	$\rho_{tot} > \rho_c$	$\Omega_{tot} > 1$

Tableau 2.I – Géométries possibles de l'Univers en fonction du paramètre de courbure de l'espace k et de son influence sur la densité d'énergie totale Ω_{tot} .

De récentes mesures à grande échelle convergent toutes vers une densité totale de $\Omega_{tot} = 1$: l'Univers serait plat. En résumé, le modèle standard cosmologique, basé sur les théories de l'inflation, est le modèle le plus satisfaisant pour décrire les grandes phases de notre Univers depuis sa naissance ainsi que de son contenu actuel déterminés à l'aide des observations astronomiques et cosmologiques. Ces différents résultats seront présentés dans les prochaines sections et apporteront les preuves de l'existence de la matière sombre.

2.2 Preuves de l'existence de la matière sombre

Les preuves de la présence d'une large fraction de matière non lumineuse sont nombreuses et sont fondées sur les diverses observations astronomiques et cosmologiques qui sont, de plus, compatibles avec le modèle cosmologique standard. La matière sombre a pu être indirectement détectée par l'influence gravitationnelle qu'elle exerçait sur la matière lumineuse. Les prochaines sections présenteront ces différentes observations ainsi que leurs résultats, démontrant son abondance au sein de l'Univers.

2.2.1 Distribution des vitesses des galaxies dans les amas

Un des premiers indices de l'existence de la matière sombre a été découvert par Fritz Zwicky en 1933, qui fut le premier à formuler l'hypothèse d'une masse non lumineuse au sein des galaxies en étudiant l'amas de galaxies « Coma » [5]. En utilisant le théorème du viriel qui relie l'énergie cinétique et potentielle dans un système, il trouve que la masse dynamique des galaxies à la périphérie de l'amas est 400 fois plus élevée que celle obtenue à partir de la matière lumineuse [6]. Ce qui suggère l'existence d'une masse non observable directement par des moyens optiques au sein de l'amas pour permettre au système d'être lié par la gravitation.

2.2.2 Courbes de rotation des galaxies spirales

En 1970, un autre point en faveur de la matière sombre a été mis en évidence par l'astronome Vera Rubin, en étudiant les courbes de rotation des galaxies spirales qui décrivent les vitesses de rotation des composantes des galaxies en fonction de leur distance du centre. Étant donné que la masse lumineuse est concentrée au centre dans la région interne des galaxies, selon la théorie Newtonienne, la vitesse de rotation d'un objet de masse m devrait décroître en fonction de son éloignement du centre. L'équilibre entre la force gravitationnelle F_g et la force centrifuge F_c donne la vitesse de rotation de cet objet, se situant à une distance r du centre de la galaxie :

$$F_c = \frac{m(V_{rot})^2}{r} = \frac{GM_r m}{r^2} = F_g \quad (2.10)$$

où M_r est la masse contenue dans le rayon r , distance à laquelle se trouve l'objet. La vitesse de rotation de la galaxie est donc donnée par :

$$V_{rot} = \left(\frac{GM_r}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.11)$$

En supposant que la masse M_r est égale à la masse totale de la galaxie pour les étoiles assez éloignées du centre de la galaxie, la vitesse de rotation de ces étoiles devrait dé-

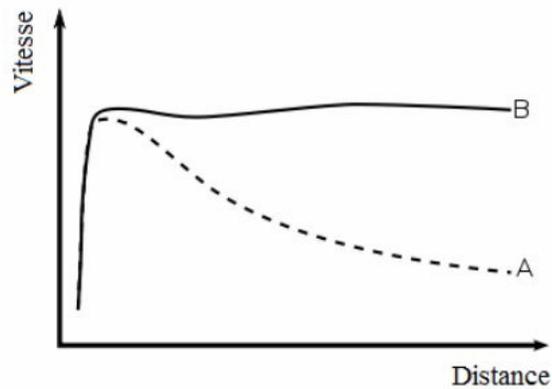


Figure 2.1 – Présentation des courbes de rotation des galaxies, (A) selon la théorie newtonienne, (B) mesurée expérimentalement.

croître selon $\sqrt{1/r}$. Mais ce n'est pas ce que l'on observe (figure 2.1) [7] : les courbes de rotation semblent indiquer une vitesse constante au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre. Une des solutions proposée pour expliquer cette observation serait la présence d'un halo de matière sombre d'une masse de 5 à 10 fois plus importante que celle de la galaxie.

2.2.3 Les lentilles gravitationnelles

L'effet de lentille gravitationnelle est une des prédictions fondamentales de la relativité générale. C'est un autre outil utilisé par les astrophysiciens pour évaluer la distribution de masse d'un objet, ou encore de celle d'un groupe d'objets massifs. Un objet massif, en raison du fort champ gravitationnel qu'il produit autour de lui, déforme l'espace-temps dans son proche environnement [8]. En relativité générale, la notion de force est attribuable à celle de la courbure de l'espace-temps. Par conséquent, lorsqu'une source lumineuse traverse un objet massif tel qu'une galaxie, la relativité générale prédit une déviation des rayons lumineux causée par cette distorsion. La photographie 2.2

montre un exemple de la distorsion obtenue par l'effet de lentille gravitationnelle.

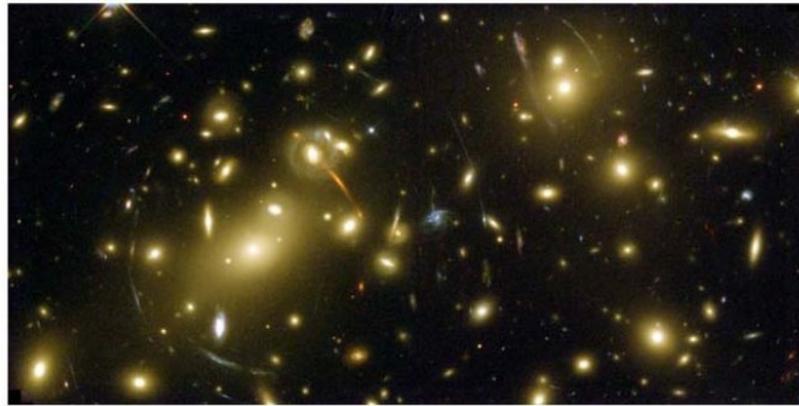


Figure 2.2 – Image obtenue par effet de lentille gravitationnelle dans l'amas de galaxie A2218 : les arcs représentent la courbure causée par le surplus de masse, non observable à partir des mesures de luminosité. (NASA)

En connaissant la position de la source lumineuse et celle de l'objet massif par rapport au point d'observation, il est possible d'en déduire sa masse totale. Un célèbre exemple confirmant une fois de plus l'existence d'une matière non lumineuse est celui de l'observation de la collision de l'amas du Boulet en 2006. La distribution de masse de celui-ci a été déterminée en comparant la masse obtenue par effet de lentille gravitationnelle et celle obtenue à partir de la luminosité de l'objet. La figure 2.3 représente les deux analyses effectuées pour l'évaluation de la masse totale [9].

Les amas, constitués de galaxies de faibles densités, se traversent sans interaction ; tandis que les gaz intergalactiques interagissent fortement, leur température augmente de l'ordre de 10^6 kelvins (K) lors de la collision et sont freinés dans l'espace contrairement aux galaxies. Ces gaz sont détectés par leur émission de rayons X, les galaxies par des ondes électromagnétiques dans le domaine du visible et le halo de matière sombre par effet de lentille gravitationnelle. Ces analyses démontrent que la quantité de matière sombre nécessaire pour valider ces observations est 49 fois plus grande que la masse observée.

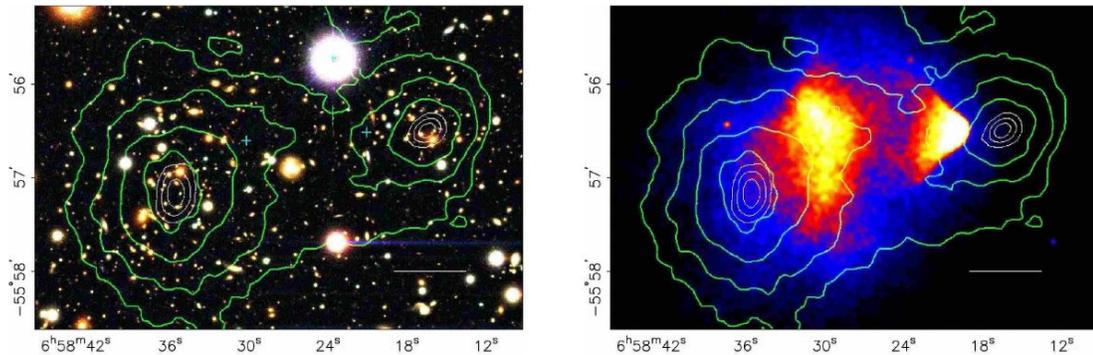


Figure 2.3 – Images de l’amas de Boulet résultant de la collision de deux amas de galaxies. L’image optique de gauche a été obtenue par le télescope Magellan. Par comparaison, l’image de droite montre le spectre aux rayons X de l’amas observé avec le satellite Chandra. Les contours sur les deux images indiquent la distribution de masse totale mesurée par effet de lentilles gravitationnelles [9].

2.2.4 Inhomogénéité du rayonnement fossile

Le rayonnement de fond cosmologique constitue l’une des prédictions essentielles du modèle cosmologique standard : l’Univers est en expansion et a été plus dense et plus chaud dans le passé. Sa découverte a permis de confirmer la théorie du Big Bang. Il correspond aux derniers signaux d’un rayonnement émis par le Big Bang et continue de livrer des indices sur l’évolution de l’Univers depuis son origine. En enregistrant les anisotropies spatiales de ce rayonnement dans le ciel, il est possible de déterminer la façon dont l’Univers a évolué. Les mesures basées sur ces observations ont permis de connaître avec précision les paramètres cosmologiques et leur évolution depuis le début de l’univers jusqu’à son état actuel.

Basé sur les théories du Big Bang, le rayonnement de fond cosmologique est survenu durant la période de recombinaison, lorsque le rayonnement s’est dissocié de la matière. Avant cette époque, les protons et les électrons étaient libres. L’énergie des photons était supérieure à l’énergie de liaison électron-proton rendant impossible toute possibilité de

formation d'atomes. Les photons étaient émis et absorbés en interaction continue avec ces particules libres sans pouvoir s'échapper ni se déplacer. Après 380 000 ans, la température de l'Univers a diminué jusqu'à 3000 kelvins donnant les conditions favorables à la formation des premiers atomes. À cette température, l'énergie des photons est trop basse pour leur permettre d'être absorbés : l'Univers devient alors transparent au rayonnement et celui-ci peut désormais se propager librement. La région de l'espace-temps d'où a été émis ce rayonnement pour la première fois est appelée : surface de dernière diffusion.

Il s'agit du rayonnement fossile emplissant tout l'Univers. À cause de l'expansion de l'Univers, celui-ci n'a cessé de se refroidir pour atteindre une température actuelle de $T_0 = 2.7277 \pm 0.002$ kelvins, selon les dernières mesures, et sa contribution correspond au paramètre de densité $\Omega_{ray} h^2 = 2.480 \times 10^{-5}$. Le rayonnement fossile observé homogène et isotrope à grande échelle présente le spectre caractéristique du corps noir. Une analyse plus poussée a démontré que la température du rayonnement fossile, telle que mesurée dans un premier temps par le satellite COBE [10], n'était pas exactement la même dans toutes les directions du ciel. Des écarts de température de l'ordre de 10^{-5} , par rapport au spectre typique du corps noir, ont pu être observés : ce sont les anisotropies du rayonnement fossile. Celles-ci sont représentées par une cartographie de la sphère céleste. La figure 2.4 illustre ces variations de température déterminées avec beaucoup plus de résolution par le satellite WMAP ("*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*") [11, 12].

Ces fluctuations sont la preuve qu'il existait déjà, à cette époque, des inhomogénéités dans la répartition de la matière dans l'Univers qui ont conduit à sa structure actuelle. Elles sont la principale cause des oscillations dues aux actions conjuguées de la force gravitationnelle attirant les baryons et de la pression de rayonnement des photons qui tendent au contraire à les repousser. Le résultat de ces deux forces contraires se traduit par des oscillations dans les nuages de gaz ionisé entre des phases contractées, plus denses et plus chaudes, et des phases dilatées, moins denses et moins chaudes. La lumière émise de régions où la densité de matière était plus grande que la moyenne perdait

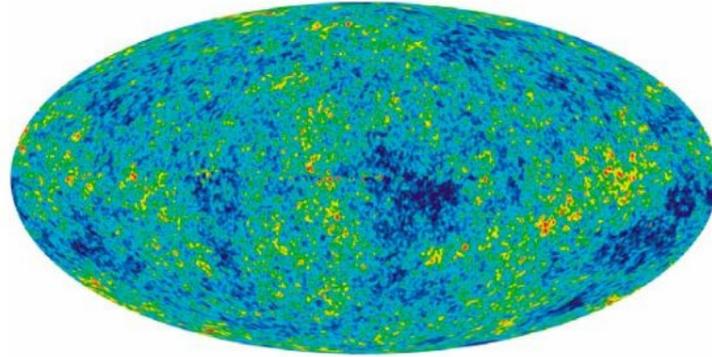


Figure 2.4 – Carte de la sphère céleste représentant les fluctuations de température du rayonnement de fond cosmologique durant la période de la dernière diffusion. Celle-ci a été mesurée par le satellite WMAP sur une période de cinq ans. Les différences de couleur représentent ces variations de température de l'ordre de 0.0002 kelvins.

plus d'énergie que celle qui provenait de régions de plus faible densité. Sous l'effet de la force gravitationnelle, les régions de forte densité ont commencé à attirer de plus en plus de matière pour donner naissance aux galaxies et aux amas de galaxies tandis que celles de faible densité en ont perdu. Ces oscillations acoustiques ont conduit à des écarts de température dans le rayonnement de fond cosmologique.

L'étude de ces variations apparaît comme une projection sur la sphère céleste au moment de la dernière diffusion. Dans cette situation, les anisotropies peuvent être quantifiées par décomposition en harmoniques sphériques dont l'amplitude donne le spectre de puissance angulaire C_l^{TT} qui contient toute l'information sur les paramètres cosmologiques. Ce spectre s'écrit :

$$C_l^{TT} = \frac{1}{2l+1} \sum_m |a_{lm}|^2 \quad (2.12)$$

où l représente l'ordre des multipôles et les a_{lm} sont les coefficients de cette décomposition, utilisés comme mesure de l'amplitude pour chacun des modes. De manière générale, le spectre de puissance des fluctuations de température est donné par :

$$\Delta T^2 = \frac{l(l+1)C_l^{TT}}{2\pi}. \quad (2.13)$$

Le spectre de puissance observé sur la figure 2.5 est un outil très performant car il décrit les caractéristiques de notre Univers [13]. Il révèle des structures appelées *pics acoustiques* en raison de leur origine. Ces pics correspondent aux oscillations acoustiques du fluide baryon-photon lors du découplage de la matière et du rayonnement.

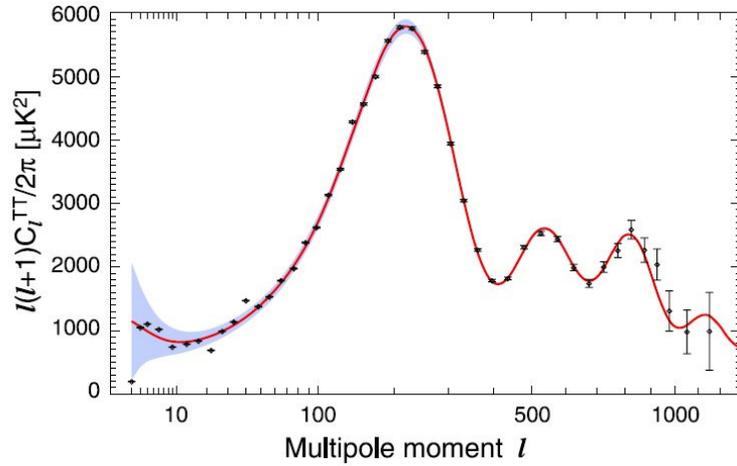


Figure 2.5 – Spectre de puissance angulaire des fluctuations de température mesuré par WMAP sur une période de sept ans ($l < 1000$). La ligne rouge représente le meilleur ajustement au modèle cosmologique standard compatible avec un Univers plat.

En connaissant la position, la forme et la taille de ces différents pics, il est possible de déterminer de nombreux paramètres cosmologiques tels que la géométrie spatiale de l'Univers, l'estimation de son âge, les diverses contributions de densités, la vitesse d'expansion de l'Univers. La position du premier pic correspond à l'harmonique fondamentale et est directement reliée à la densité totale de l'Univers. Elle permet d'estimer la courbure spatiale de l'Univers qui est compatible avec un Univers plat ($k=0$). La hauteur des pics détermine la densité de matière qu'elle soit baryonique ou non-baryonique. La hauteur relative du premier et du deuxième pic donne la densité baryonique, soit $\Omega_B h^2 = 0.02249^{+0.00056}_{-0.00057} = 0.0455 h^{-2} \pm 0.0028$. La hauteur relative des pics acoustiques permet d'en déduire la quantité de matière sombre qui a été évaluée à $\Omega_c h^2 = 0.1120 \pm 0.0056 = 0.228 h^{-2} \pm 0.027$.

Ces fluctuations ont conduit à la structure actuelle de l'Univers et ont permis la détermination des proportions des différentes composantes de son contenu. On en conclue que 4% de l'Univers serait composé de matière baryonique, 23% de matière non-baryonique froide et 73% d'énergie sombre. Le satellite WMAP fournit à l'heure actuelle les mesures les plus précises après sept années de prises de mesures sur le spectre des fluctuations du rayonnement de fond cosmologique. Les paramètres cosmologiques issus de ces mesures, dans le cadre d'un Univers plat, donnent les estimations présentées dans le tableau 2.II [14] :

Paramètre	Valeur mesurée par WMAP
Ω_{tot}	$1.080^{+0.093}_{-0.071}$
Ω_{Λ}	0.734 ± 0.029
Ω_M	0.274 ± 0.029
H_0	$71.0 \pm 2.5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$
Âge de l'Univers t_0	$13.75 \pm 0.13 \text{ Gyr}$

Tableau 2.II – Récapitulatif des divers paramètres cosmologiques mesurés par WMAP après 7 années d'observation.

Le spectre des fluctuations n'est pas une solution unique due aux dégénérescences entre les différents paramètres estimés car plusieurs combinaisons peuvent conduire au même spectre de puissance. Par exemple, une diminution de la densité de matière peut être compensée en augmentant soit la constante cosmologique, soit la constante de Hubble H_0 . De plus, certains modèles cosmologiques prédisant une courbure non plate $\Omega_{tot} > 1$ sont aussi compatibles avec les résultats de WMAP. Telles qu'indiquées sur la figure 2.6 [13], les mesures de WMAP ne suffisent pas à contraindre des modèles fermés.

C'est pourquoi, d'autres méthodes d'évaluation sont conjointement utilisées telles que la prédiction de la nucléosynthèse primordiale concernant la densité de baryons, l'étude des supernovae de type Ia, l'examen de sources extrêmement lointaines en utilisant les lentilles gravitationnelles. Ces mesures vont permettre de fixer la constante de Hubble et de donner une estimation de la quantité de matière dans l'Univers.

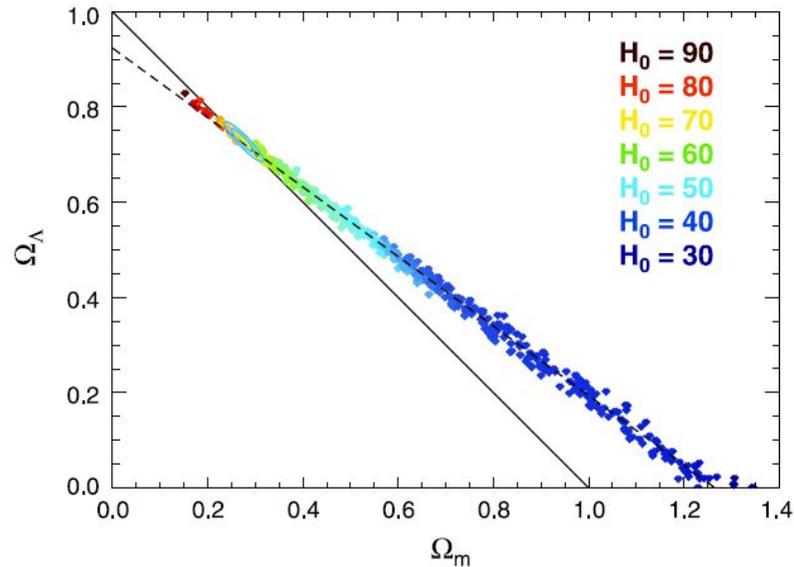


Figure 2.6 – Gamme de mesures obtenue à partir d’un Univers non plat et ajustée aux données de sept ans de WMAP. Les points tracés de différentes couleurs sont associés aux diverses valeurs que peut prendre la constante de Hubble telles qu’indiquées dans la légende. La ligne pointillée représente la paramétrisation reliée à ces modèles fermés. La ligne pleine définit les résultats favorisés pour un Univers plat lorsque les données de WMAP sont combinées avec d’autres méthodes fixant H_0 [13].

Notons toutefois que le satellite Planck [15], lancé le 14 mai 2009, permettra probablement d’obtenir des résultats beaucoup plus précis. Il sera capable de mesurer des multipôles jusqu’à $l \sim 4000$ dans le spectre angulaire tout en levant les dégénérescences sur les différents paramètres ainsi qu’entre les divers modèles.

2.2.5 La nucléosynthèse primordiale

La nucléosynthèse primordiale (*BBN* : *Big Bang Nucleosynthesis*) constitue l’un des trois piliers du modèle cosmologique standard. Elle permet d’expliquer la formation des éléments légers (H, D, ^3He , ^4He , ^7Li) quelques minutes après le Big Bang avec une grande précision. L’abondance relative de ces éléments dépend des conditions physiques

qui régnaient à cette époque. Son étude détaillée fournit une estimation sur la densité de masse baryonique Ω_B dans l'Univers qui, comparée à la densité totale de matière, indique une fois de plus l'existence de la matière sombre. Le premier élément léger créé est le deutérium. En effet, lorsque la température de l'Univers atteint 1 MeV, les neutrons se désintègrent par émission beta et les nucléons se combinent en éléments légers. Les premières réactions nucléaires en chaîne de la nucléosynthèse commencent par :



Notons que la réaction 2.15 ne peut se produire que lorsque la température de l'Univers diminue autour de $T = 100$ keV. Avant cela, les noyaux de deutérium créés sont produits et aussitôt photodissociés. Étant donné qu'il n'existe pas de noyaux stables de masse atomique $A = 5$ et $A = 8$, la nucléosynthèse s'est arrêtée au ${}^7\text{Li}$. Les autres noyaux plus lourds ont été produits par d'autres mécanismes tels que la fusion dans les étoiles. Parmi les éléments légers, le deutérium est un élément clé dans l'évolution et dans la formation de l'Univers en général. Son évolution est simple depuis le début du Big Bang, dans la mesure où il est détruit par les processus d'évolution stellaires au sein des étoiles. De plus, à l'exception du Big Bang, il n'existe pas de processus de formation du deutérium, ce qui signifie que toute observation astrophysique constitue une limite inférieure à son abondance primordiale. L'abondance des baryons est principalement contrainte par les mesures du deutérium qui concordent elles aussi avec les prédictions [16].

En mesurant l'abondance relative des éléments légers en fonction du nombre baryonique, il est possible d'accéder à la densité relique des baryons obtenue en utilisant le rapport des quantités baryon-photon [17] :

$$\eta = \frac{n_B}{n_\gamma} \quad (2.17)$$

où n_B est le nombre de baryons et n_γ , celui de photons. Ce dernier est déterminé à l'aide des mesures du rayonnement de fond cosmologique, à la température actuelle de l'Univers, soit $n_\gamma \sim 410.5$ photons/cm³ [18]. Les abondances relatives des éléments légers sont généralement exprimées sous la forme : $\eta_{10} \equiv 10^{10}\eta$. Le rapport η est couramment utilisé car il est directement lié à la densité baryonique selon :

$$\Omega_B h^2 = \frac{\rho_B}{\rho_c} \sim \frac{\eta_{10}}{274} \quad (2.18)$$

Les prédictions de la nucléosynthèse primordiale donnent, à un niveau de confiance de 95% [19], un intervalle de :

$$5.1 < \eta_{10} < 6.5 \quad (2.19)$$

$$0.019 < \Omega_B h^2 < 0.024 \quad (2.20)$$

Ces résultats sont en bon accord avec les mesures effectuées par WMAP, telles que vues dans la section précédente, pour la densité de baryons et pour le rapport η_{10} qui donne : $\eta_{10} = 6.16 \pm 0.15$ [20]. Son estimation a été obtenue à partir de l'amplitude relative des pics acoustiques dans le spectre de puissance angulaire. En comparant les résultats obtenus sur deux époques bien distinctes de l'Univers, la densité relique des baryons concorde. Cette valeur est bien inférieure à la densité totale de matière, suggérant une fois de plus, que la majeure partie de la matière totale est non-baryonique. Cette étude a permis de déterminer la quantité de matière baryonique à partir du spectre de puissance angulaire. Comme énoncés précédemment, les résultats de WMAP sont aussi compatibles avec des modèles pour lesquels l'Univers n'est pas plat ($k \neq 0$). Ces derniers réclament également une valeur de la constante de Hubble H_0 plus faible. La géométrie de l'Univers est donc intimement liée à H_0 . D'autres tests sont nécessaires pour déterminer la constante de Hubble H_0 de manière indépendante. Pour ce faire, l'observation directe de la loi de Hubble peut être exploitée mais requiert une estimation précise de la distance des objets observés. Une méthode bien connue pour définir la distance des objets est l'observation des supernovae de type Ia basée sur leur luminosité.

2.2.6 L'étude des supernovae de type Ia

Les supernovae de type Ia sont très utiles aux astronomes. Leur avantage vient du fait que leur profil de luminosité intrinsèque reste uniforme et est bien connu en fonction du temps. Cette caractéristique s'ajuste bien à notre compréhension de l'évolution des évènements relatifs à ces étoiles. Notons toutefois que notre compréhension de ces étoiles demeure incomplète et les modèles théoriques ne sont pas encore en mesure de reproduire fidèlement toutes les caractéristiques importantes des évènements observés [21] [22]. Nos connaissances actuelles suggèrent qu'elles seraient causées par l'explosion d'une naine blanche ayant atteint la limite de Chandrasekhar qui correspond à $\sim 1,4 M_{\odot}$. Le phénomène de supernova serait le résultat d'une accrétion importante de matière par la naine blanche jusqu'à son effondrement. Celui-ci entraîne l'explosion de l'étoile avec une intensité d'une durée proportionnelle à sa puissance. Ce qui est remarquable, c'est que la variation de cet éclat est extrêmement régulière, ce qui permet de les utiliser comme *chandelles standards*. Leur luminosité maximale est toujours à peu près la même.

La luminosité apparente de ces étoiles est une quantité bien connue permettant d'estimer la distance de la luminosité d_L , dont la dépendance avec le décalage vers le rouge z est directement reliée aux paramètres cosmologiques (Ω_M , Ω_{Λ} , Ω_k) ainsi qu'à leur évolution durant l'expansion de l'Univers. Étant donné qu'elles émettent un même flux lumineux durant leur luminosité maximale, la mesure de leur distance est reliée à la luminosité apparente comme :

$$d_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi\Phi}} \quad (2.21)$$

où L représente la luminosité absolue et Φ est le flux lumineux. Plutôt que d'utiliser le paramètre de flux lumineux, les astronomes privilégient l'unité logarithmique des magnitudes effectives m_B . La distance peut être facilement exprimée en fonction du décalage vers le rouge par l'intermédiaire de la loi de Hubble. Dans ce cas, la comparaison entre magnitude absolue et apparente permet d'obtenir la distance de luminosité. Le diagramme de Hubble mesuré pour plusieurs supernovae de type Ia (figure 2.7, [23]) semble indiquer un Univers en accélération.

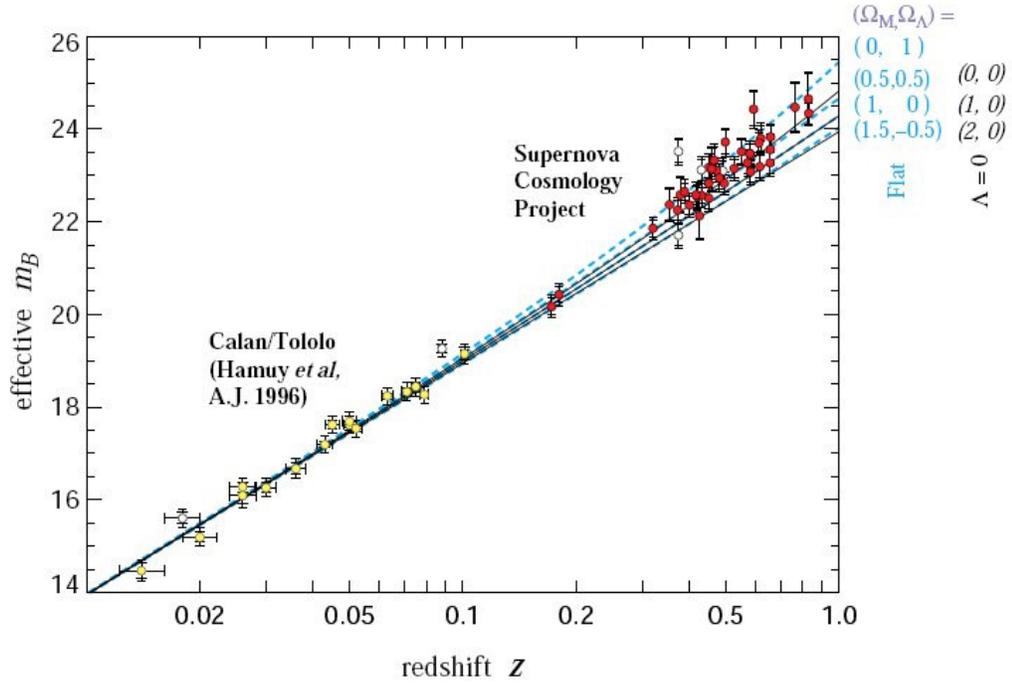


Figure 2.7 – Diagramme de Hubble établi par la mesure de 42 supernovae de type Ia avec un grand décalage vers le rouge, du projet *Supernovae Cosmology Project*, ainsi que par la mesure de 18 supernovae du projet Calan/Tololo Supernovae Survey : les différentes lignes montrent l’ajustement de plusieurs combinaisons des paramètres cosmologiques indiqués en bleu à droite de la figure.

Les résultats du meilleur ajustement sur les données recueillies par le *Supernovae Cosmology Project* ainsi que par le *Hubble Space Telescope (HST)* sont compatibles avec un Univers plat ($k = 0$) et donnent :

$$\Omega_M = 0.25_{0.06}^{0.07} \pm 0.04 \quad (2.22)$$

$$\Omega_\Lambda = 0.75_{0.07}^{0.06} \pm 0.04 \quad (2.23)$$

Les paramètres cosmologiques obtenus sont en accord avec les mesures effectuées par le projet WMAP et avec la valeur de la constante de Hubble, mesurée par le *HST KEY Project*, tel que : [24] : $H_0 = 72 \pm 9 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

Toutes ces différentes observations ont confirmé les prédictions du modèle cosmologique standard et renforcé les preuves d'existence de la matière sombre. Elles ont été indispensables pour notre compréhension de l'évolution de l'Univers depuis l'évènement du Big Bang.

2.3 Candidats à la matière sombre

Pour tenter d'expliquer les observations astronomiques ainsi que la cosmologie, plusieurs modèles proposent des particules candidates pour remplir le rôle de la matière sombre. Une théorie va même jusqu'à modifier les lois de Newton en proposant la non existence de la matière sombre.

2.3.1 Matière sombre baryonique

Une première solution proposée au problème de la matière sombre serait la présence d'objets compacts très massifs situés dans le halo galactique : les MACHOs (*Massive Astronomical Compact Halo Objects*) [25]. Composés de matière baryonique, ils auraient la propriété de n'émettre que très peu de lumière, ce qui contraindrait de les observer par effet de lentille gravitationnelle [26]. Dans cette catégorie se trouvent les trous noirs, les naines blanches, les étoiles à neutrons. Plusieurs projets ont démontré que leur quantité était insuffisante pour expliquer tous les effets observés dans la dynamique des galaxies [27]. De plus, la quantité totale de matière baryonique est contrainte par modèle de nucléosynthèse après le Big Bang [28], ce qui compromet la possibilité que les MACHOs constituent la principale composante de la matière sombre.

2.3.2 Les axions

Dans le cadre de la chromodynamique quantique (QCD), il est prédit une violation de la symétrie CP (Charge Parité) qui cependant n'a pas encore été observée. Pour ex-

pliquer cette absence de violation, la théorie de Peccei-Quinn propose une nouvelle particule, l'axion [29, 30]. C'est une particule hypothétique qui a été introduite au rang de particule du modèle standard et qui, de part ses propriétés, peut être proposée comme une particule qui constituerait la matière sombre. L'axion est supposé être un boson stable, neutre, de très faible masse ($1 \mu\text{eV}$), n'interagissant que très peu ou pas avec la matière. La théorie suggère que les axions auraient été créés durant le Big Bang et formeraient de nos jours un condensat de Bose-Einstein à très basse température. Malgré les expériences visant à le détecter, l'axion reste à ce jour non découvert, ce qui ne l'exclut pas totalement comme candidat à la matière sombre.

2.3.3 La théorie MOND

Une théorie alternative a été proposée pour expliquer la masse manquante de l'Univers : MOND (*MOdified Newtonian Dynamics*), basée sur la modification de la deuxième loi de Newton, à savoir, la loi Newtonnienne de gravitation. Elle a été introduite par Mordechai Milgrom en 1983 pour rendre compte des effets observés sur les courbes de rotation des galaxies sans tenir compte de l'existence de la matière sombre [31]. L'idée de base étant que la loi d'attraction gravitationnelle, telle qu'énoncée par Newton, ne serait pas applicable dans toutes les situations, notamment à très petite et à très grande échelle. Il modifie la deuxième loi de Newton en introduisant une fonction $\mu(x)$ telle que :

$$F = m\mu\left(\frac{a}{a_0}\right)a \quad (2.24)$$

De cette façon, il émet l'hypothèse qu'il existerait une accélération limite a_0 qui séparerait deux approches à savoir :

- un système de « grandes » accélérations où $a \gg a_0$; dans ce cas la loi de Newton serait vérifiée,
- un système de « petites » accélérations où $a \ll a_0$, notamment à l'échelle des galaxies. De cette façon, la vitesse de rotation des étoiles (équation 2.11) ne dépendrait plus de la distance à laquelle se trouve l'objet.

Il arrive de cette manière à expliquer les courbes de rotation des galaxies. Cependant, des failles subsistent dans sa théorie, notamment en ce qui concerne l'amas du « Boulet » où l'hypothèse MOND est clairement défavorisée par rapport à l'existence de la matière sombre. Il lui reste encore de nombreuses étapes à franchir avant de prétendre avoir résolu le problème de la matière sombre.

2.3.4 La matière sombre chaude

Une autre solution proposée est celle de la matière sombre chaude qui se composerait notamment de particules peu massives et ayant une vitesse proche de celle de la lumière. C'est le cas des neutrinos : malgré le fait qu'ils soient abondants, ils ne peuvent pas expliquer la totalité du manque de masse ainsi que les structures à grande échelle de l'Univers actuel. Leur grande vitesse aurait privilégié avant tout la formation des grandes structures telles que les superamas qui par la suite se seraient fragmentés pour donner les amas de galaxies, puis les galaxies. Cependant, ces dernières ont été observées dynamiquement en équilibre alors que les amas et superamas de galaxies requièrent plus de temps pour l'atteindre. Ce qui indiquerait que les galaxies se seraient formées avant les amas, en écartant ainsi la matière sombre chaude comme principal candidat à la matière sombre [32].

2.3.5 La matière sombre froide

Contrairement à la matière sombre chaude, la matière sombre froide est constituée de particules plus massives et donc plus lentes, interagissant faiblement. Elles ont pu, de cette manière, permettre à la matière baryonique de se regrouper pour former les galaxies puis des amas et des superamas de galaxies. Les candidats d'une telle classe de particules sont appelés WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*) et permettent de répondre aux questions soulevées par les observations cosmologiques et astronomiques,

vues précédemment. De par leurs propriétés, elles sont perçues aujourd'hui comme les principales candidates à la masse manquante de l'Univers et plus précisément le neutralino prédit par le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) qui est une extension du Modèle Standard.

2.4 Le WIMP

Telles que vues dans les sections précédentes, les observations astronomiques de notre Univers à diverses échelles montrent qu'une quantité importante de matière n'est pas observée et qu'elle serait de nature non-baryonique. L'accord entre la théorie de l'évolution de l'Univers et les observations astronomiques a été également appuyé à l'aide de simulations. Celles-ci ont permis de visualiser comment l'Univers s'est formé et ses différents stades d'évolution jusqu'à sa structure actuelle, avec la représentation de la matière sombre. La figure 2.8 montre les résultats obtenus pour la distribution de la matière sombre réalisée par la simulation Millénium [33], en commençant à l'époque où l'Univers est devenu transparent au rayonnement.

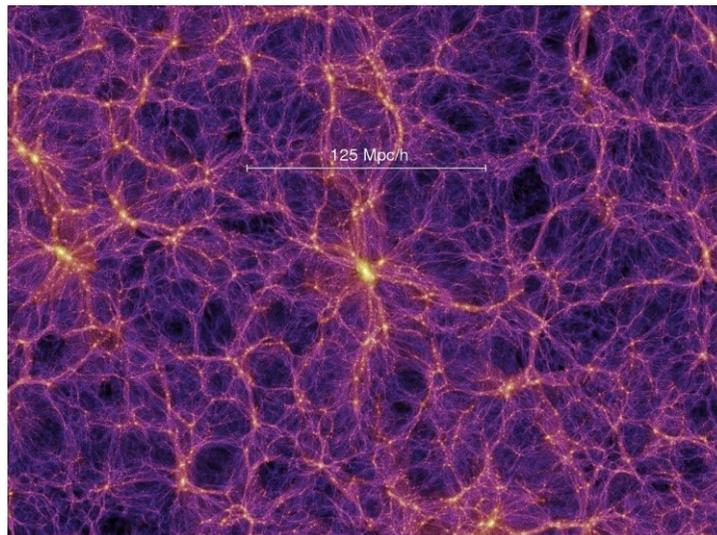


Figure 2.8 – Visualisation 3-D de la distribution de matière sombre réalisée par le groupe VIRGO Consortium.

Les inhomogénéités observées dans le rayonnement de fond cosmologique ont servi de point de départ pour la distribution des différentes contributions de matière. Cette simulation a été réalisée avec plus de 10 milliards de particules pour un total de 600 heures de calcul. La structure actuelle de l'Univers privilégie les particules de matière sombre froides. Étant donné que les WIMPs font partie d'une classe de particules stables, relativement lourdes et interagissant faiblement avec la matière, ils sont naturellement proposés comme candidats favoris à la matière sombre. Une des conditions nécessaires pour que ce type de particules fasse complètement l'unanimité est que sa densité actuelle corresponde aux estimations apportées par la cosmologie, pour expliquer la densité de matière observée.

2.4.1 Densité relique des WIMPs

Dans l'Univers primordial, où celui-ci est relativement jeune, les WIMPs sont en équilibre thermique avec toutes les autres espèces de particules. Au cours de cette période, la température de l'Univers était supérieure à leur masse M_χ (ou énergie de repos), établissant ainsi un équilibre entre les taux de création et d'annihilation des WIMPs. Au fur et à mesure que l'Univers se refroidit par expansion, le taux de création des WIMPs diminue et arrive à un point tel que la température devient inférieure à son énergie de repos et leur création ne devient plus possible. Le taux d'annihilation subsiste, mais leur densité diminue exponentiellement. Lorsque l'Univers devient trop vaste à cause de son expansion, la probabilité d'annihilation devient elle aussi trop faible : c'est le "gel" des WIMPs ("*freeze-out*"). Ce phénomène entraîne un nombre quasi constant de WIMPs encore présent dans l'Univers et est relié à la densité relique. La figure 2.9 montre les différentes étapes énoncées auparavant[34]. Ainsi, plus le taux d'annihilation va être grand pendant l'expansion, plus l'abondance des WIMPs dans notre Univers actuel sera faible.

La densité $\Omega_\chi h^2$ peut être calculée numériquement en utilisant l'équation de Boltzmann, qui détermine l'évolution de la densité des WIMPs. La densité actuelle obtenue

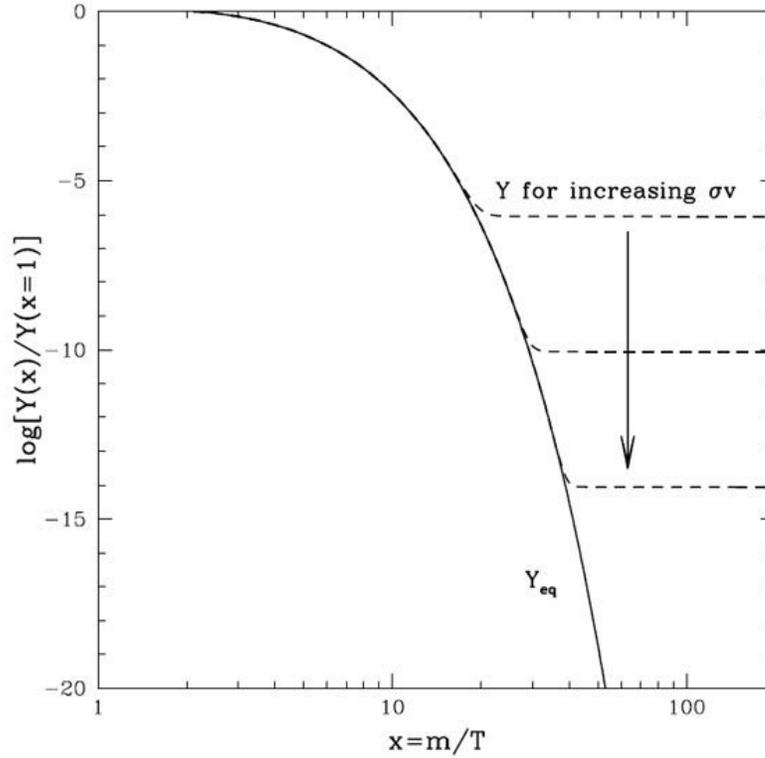


Figure 2.9 – Représentation de l’abondance des WIMPs normalisée à partir de l’instant où leur création n’est plus possible ($x=1$). Le trait plein montre l’abondance des WIMPs laissés en équilibre thermique (Y_{eq}) et les traits en pointillés est l’abondance actuelle pour différentes sections efficaces d’annihilation.

est la suivante :

$$\Omega_{\chi} h^2 = \frac{n_{\chi} M_{\chi}}{\rho_c} = \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_{ann} v \rangle} \quad (2.25)$$

où n_{χ} et M_{χ} sont respectivement la densité et la masse du WIMP, ρ_c est la densité critique dont la valeur est connue et $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ est le produit de la section efficace d’annihilation du WIMP avec sa vitesse relative. Le résultat obtenu par WMAP pour la densité de la matière sombre froide estime que : $\Omega_{CDM} h^2 = 0.113$. Celui-ci combiné avec l’équation 2.25 donne un taux d’annihilation :

$$\langle \sigma_{ann} v \rangle \simeq 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \quad (2.26)$$

qui est de l'ordre de la section efficace attendue pour l'interaction faible, avec des masses de WIMPs comprises entre 1 GeV et quelques TeV. Cette surprenante corrélation, entre un paramètre cosmologique et une grandeur physique déterminés de façon indépendante, donne un argument de taille en faveur du WIMP comme candidat privilégié à la matière sombre. De plus, parmi tous ceux appartenant à la catégorie des WIMPs, le neutralino χ proposé dans le cadre de la supersymétrie devient le candidat idéal pour la recherche de la matière sombre.

CHAPITRE 3

LE NEUTRALINO, DANS LE CADRE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTAL

Le Modèle Standard de la physique des particules décrit à l'heure actuelle, d'une manière remarquable les propriétés des particules élémentaires qui constituent la matière ainsi que leurs interactions. Malgré son étonnante précision, de même que ses nombreux succès concordant avec les observations expérimentales, le Modèle Standard souffre de certaines insuffisances et de problèmes non résolus tels que l'unification des forces, l'origine du spectre de masses et possède 19 paramètres libres à déterminer expérimentalement. Étant donné l'échelle d'énergie que requièrent ces différentes énigmes, le Modèle Standard est considéré comme une théorie effective de basse énergie (≤ 1 TeV). Tous ces indices suggèrent donc l'existence d'une physique au-delà du Modèle Standard. Une de ces extensions concerne le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) qui prédit l'existence du neutralino, particule exotique de la matière sombre.

3.1 La supersymétrie

La supersymétrie (SUSY) est une extension du Modèle Standard qui permet la symétrie entre les fermions constituants de la matière et les bosons, médiateurs des interactions [35]. Elle a été introduite initialement pour tenter de résoudre certains problèmes du Modèle Standard, à savoir : la hiérarchie des masses, la grande unification. Dans le cadre de cette théorie, chaque particule de spin j possède un super-partenaire de spin $|j - \frac{1}{2}|$. Chaque fermion de spin demi-entier se retrouve associé à un super-partenaire de spin entier et chaque boson de spin entier se retrouve associé à un super-partenaire de spin demi-entier. Le super-partenaire d'un fermion est donc un boson et vice-versa. Aucune particule supersymétrique n'a été observée aux échelles d'énergie expérimentalement accessibles, suggérant une masse bien plus élevée pour les super-partenaires que pour leurs particules associées [36]. Ce qui signifie que SUSY est une symétrie brisée étant donné que les masses des particules du Modèle Standard et leur super-partenaires

sont différentes. Pour que cette brisure n'affecte pas les problèmes déjà résolus par la supersymétrie, la masse des super-partenaires doit être de l'ordre de $100 \text{ GeV } c^{-2}$ à $1 \text{ TeV } c^{-2}$ [37]. Étant donné le grand nombre de paramètres libres, plusieurs extensions de SUSY sont simplifiées en faisant des hypothèses qui réduisent ce nombre de paramètres. Un des modèles favorisés pour la supersymétrie est le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM), constitué d'un nombre de paramètres libres réduits à 124 et offrant un bon candidat pour la matière sombre. Ce modèle conserve la parité R permettant l'existence de particules supersymétriques stables. Elle se définit comme suit :

$$R = (-1)^{L+3B+2J} \quad (3.1)$$

où L est le nombre leptonique, B le nombre baryonique et J est le spin. La parité R peut prendre les valeurs $+1$ pour les particules connues du Modèle Standard et -1 pour leurs super-partenaires associés. Étant donné la conservation de la parité R , trois scénarii sont possibles : tout d'abord, les super-partenaires produits à partir de particules normales seront produits en paires pour respecter cette conservation ; ensuite, la désintégration d'une particule supersymétrique implique toujours une autre particule supersymétrique dans les produits de la réaction ainsi les plus lourdes peuvent se désintégrer en plus légères ; enfin, il existe une particule supersymétrique de masse minimale, la plus légère LSP (*Lightest Supersymmetric Particle*) et la plus stable car elle ne peut pas se désintégrer à cause de la conservation de la parité R .

Dans le cadre du MSSM, le nombre de paramètres libres est encore beaucoup trop important pour pouvoir faire des prédictions théoriques. Il existe donc d'autres modèles qui ont été simplifiés à l'aide de plusieurs hypothèses et les plus courants sont cMSSM (*constraint Minimal Supersymmetric Standard Model*) et mSUGRA (*minimal Super GRAvity*) [34]. Cependant, dans le cadre des recherches actuelles auprès des accélérateurs avec les expériences ATLAS et CMS, les modèles simplifiés commencent à être de plus en plus contraints avec les données accumulées de 2011 [38]. En effet, les très récents résultats du LHC (*Large Hadron Collider*) qui a été conçu pour permettre

entre autres la production de particules supersymétriques, n'a toujours pas observé de particules supersymétriques et a posé des limites autour de 1 TeV c^{-2} sur la masse des sparticules [39, 40]. Étant donné la sensibilité du LHC en 2012, avec une énergie au centre de masse de 8 TeV pour les collisions proton-proton et une luminosité intégrée de 5.8 fb^{-1} , le futur va permettre de poser de nouvelles limites et montrer si la supersymétrie est un modèle encore valable ou si d'autres théories sont à envisager comme par exemple la technicouleur qui elle aussi donne des bons candidats pour la matière sombre [41].

Néanmoins, considérant le modèle minimal supersymétrique comme valide implique qu'au cours du Big Bang, l'énergie était assez suffisante pour créer des superparticules lourdes qui se seraient désintégrées en superparticules plus légères jusqu'aux LSP qui devraient toujours exister dans notre Univers actuel. Étant donné qu'elle n'a jamais été détectée, ce ne peut être qu'une particule neutre, de nature exotique c'est-à-dire non baryonique qui interagit faiblement avec la matière. L'accumulation de ces particules « LSP neutres » depuis la création de l'Univers indique qu'elles sont abondantes et donne un candidat hypothétique idéal pour la matière sombre puisqu'elles présentent les caractéristiques attendues pour les WIMPs. La superparticule la plus légère et la plus stable prédite par le MSSM est appelée le neutralino neutre χ^0 .

3.1.1 Le neutralino : définition

Le neutralino est une particule supersymétrique stable, électriquement neutre qui interagit très faiblement avec la matière. Malgré sa description dans le cadre du MSSM, la complexité des modèles supersymétriques introduit toutefois une panoplie de paramètres libres non mesurés à ce jour. De ce fait, le neutralino ne peut pas correspondre à un seul super-partenaire de particules neutres mais doit plutôt être considéré comme une combinaison linéaire de partenaires supersymétriques neutres, décrite de la manière suivante :

$$\chi^0 = \alpha_1 \tilde{\gamma} + \alpha_2 \tilde{Z} + \alpha_3 \tilde{H} \quad (3.2)$$

avec le photino $\tilde{\gamma}$, le zino \tilde{Z} , le higgsino \tilde{H} et où α_1 , α_2 , et α_3 sont des paramètres de mélange [34, 42]. Cette superparticule est de spin $\frac{1}{2}$ et de par ses propriétés constitue le candidat idéal pour la matière sombre. Faisant partie de la classe de particules WIMPs, sa masse prédite se situerait entre 10 GeV et 1 TeV. Étant donné sa grande masse, le neutralino formerait un halo autour des galaxies dans la composition de notre Univers actuel dans lequel il est piégé gravitationnellement. Par conséquent, la distribution de vitesse des neutralinos dans le halo de la Voie Lactée suit une distribution maxwellienne :

$$f(\vec{v}, \vec{v}_T) = \frac{1}{(\pi v_0^2)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{(\vec{v} + \vec{v}_T)^2}{v_0^2}} \quad (3.3)$$

où $v_0 = 230 \text{ km s}^{-1}$ est la vitesse moyenne de rotation du Soleil autour du centre de la galaxie et $v_T = 244 \text{ km s}^{-1}$, la vitesse moyenne de la Terre par rapport au halo de matière sombre qui varie pendant l'année, lors de sa rotation autour du Soleil. La vitesse des neutralinos par rapport à la galaxie est cependant limitée à une vitesse dite d'échappement : $v_{esc} = 600 \text{ km s}^{-1}$ pour laquelle la distribution des vitesses est tronquée à cette valeur limite. Les neutralinos possédant une telle vitesse s'échapperaient de la galaxie [43]. Par conséquent, les neutralinos traversent la Terre avec une distribution de vitesses donnée et sa quantité fluctue selon un cycle annuel. Ainsi, une des signatures d'un signal de matière sombre dans un détecteur est sa modulation annuelle. Le noyau cible permettant la détection du WIMP n'est pas au repos par rapport au halo galactique en raison du mouvement de la Terre autour du Soleil et du Soleil autour de la galaxie. La vitesse de la Terre autour du halo galactique dépend de la contribution de trois vitesses :

- la vitesse de rotation du disque galactique dans le halo,
- la vitesse du Soleil dans le disque galactique,
- la vitesse de la Terre autour du Soleil.

Cette dernière équivaut à 30 km s^{-1} et son orbite fait un angle de 60° avec le plan de la galaxie (figure 3.1). Le taux d'évènements dépend de la vitesse relative des neutralinos par rapport au détecteur. Pour un observateur terrestre, le vent de WIMP arrive à

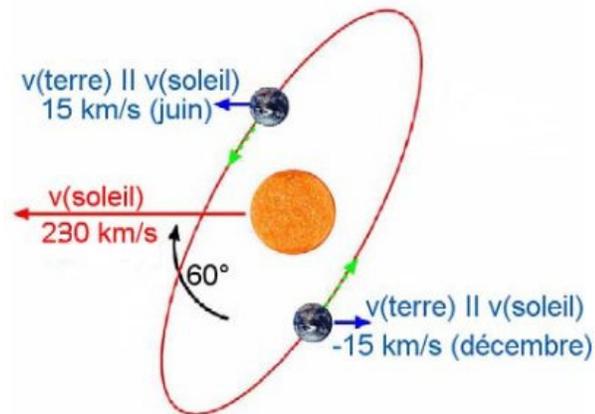


Figure 3.1 – Variation maximale (en juin) et minimale (en décembre) de la vitesse de la Terre par rapport au halo galactique ainsi qu’au vent de WIMPs.

plus grande vitesse lorsque le Soleil et la Terre se déplacent dans la même direction et à plus faible vitesse dans le cas opposé. Cette variation annuelle est de forme sinusoïdale, entraînant un maximum du taux d’évènements en été du premier au 2 juin et un minimum du 2 au 3 décembre. Les paramètres mesurables sont : l’amplitude, la fréquence et la phase de modulation. Un tel effet ne peut être observé que si la statistique est assez grande. Depuis déjà 13 ans, l’expérience DAMA-LIBRA [44] accumule les données qui démontrent une modulation annuelle ; jusqu’à récemment elle était la seule. Maintenant CoGeNT (*Coherent Germanium Neutrino Technology*) [45] une autre expérience de matière sombre a également mesuré des oscillations annuelles. Elles seront toutes deux décrites dans les prochaines sections.

Mises à part les modulations annuelles, il existe deux façons de détecter le neutralino, soit par détection indirecte, soit par détection directe. Comme mentionné précédemment, le neutralino interagit très faiblement avec la matière ordinaire. Un modèle de détection doit être élaboré, reposant sur les collisions élastiques entre le neutralino et la matière baryonique.

3.2 Détection indirecte

Une autre manière de révéler la présence du neutralino consiste à rechercher ses produits d'annihilation : c'est la détection indirecte. Elle est basée sur le fait que si l'Univers est constitué de particules de matière sombre, bien qu'elles soient rares, leur annihilation devrait donner des particules connues du Modèle Standard. Pour cela, les expériences de détection indirecte sondent principalement les régions de l'Univers, où la matière sombre devrait être très abondante. Ces régions sont situées plus précisément au centre des amas de galaxies et des étoiles mais aussi au centre du Soleil et de la Terre. La détection indirecte consiste à observer ces régions pour tenter de mettre en évidence un surplus de particules connues qui serait le produit des annihilations. Ainsi les différentes techniques se basent par exemple sur :

- L'observation du centre de la Terre ou du Soleil, des neutrinos énergétiques provenant de l'annihilation de neutralinos. (Super-Kamiokande [46]),
- L'observation dans la galaxie, ou dans son halo, des rayons gamma provenant de l'annihilation de neutralinos. (HESS (*Hight Energy Stereoscopic System*), EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope* [47]), ATIC (*Advanced Thin Ionization Calorimeter* [48])),
- L'observation dans le halo galactique des positrons, ou antiprotons provenant de l'annihilation de neutralinos. (AMS (*Alpha Magnetic Spectrometer Experiment*) [49], PAMELA (Payload for AntiMatter Exploration and Light-nuclei Astrophysics [50])).

Les expériences ATIC, HESS et PAMELA ont observé un excès qui n'a pas encore pu être associé véritablement à un produit d'annihilation des particules de la matière sombre. Une autre expérience récente est également entrée dans la compétition en 2008. Il s'agit du satellite Fermi LAT (*Large Aera Telescope*) qui est dédié à l'observation des rayons gamma couvrant des plages d'énergies comprises entre 20 MeV et 300 GeV. Il est au moins 10 fois plus puissant que son prédécesseur EGRET et constitue un outil idéal pour l'étude des objets les plus énergétiques de l'Univers.

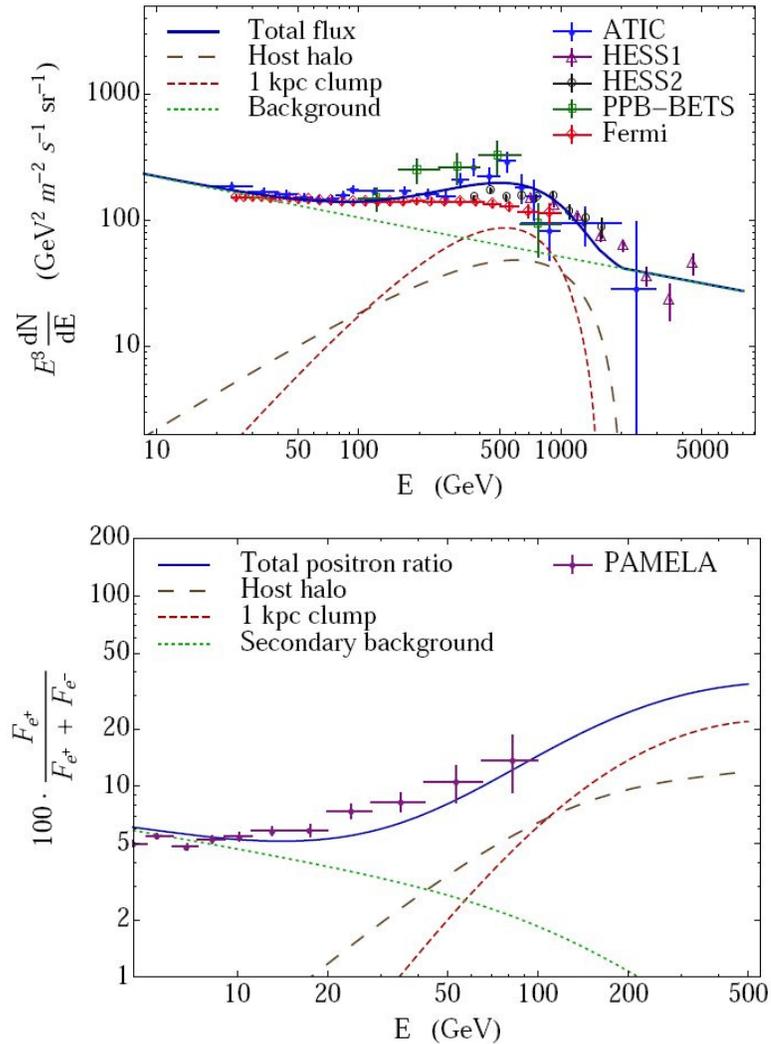


Figure 3.2 – Évidence de l’excès dans le flux des positrons et des électrons observé par les différentes expériences de détection indirecte de la matière sombre : ATIC, HESS, PAMELA et FERMI LAT [46].

Grâce à sa surprenante précision, en moins d’un an, il a pu reconstituer les résultats obtenus par les satellites précédents notamment l’excès dans le flux des positrons et des électrons détecté par les télescopes de HESS, ATIC et PAMELA (figure 3.2). Ce surplus mesuré est un peu trop élevé pour être complètement associé à l’annihilation des neutralinos [51]. L’accumulation des données va sans doute permettre de définir l’origine réelle de cet excès, qui pour l’instant, reste incompris.

3.3 Détection directe du neutralino

En traversant la matière, ces particules non-relativistes subissent des collisions élastiques avec les noyaux d'atomes constituant un détecteur via une force de puissance électrofaible, ce qui permet la détection directe. La forme générale pour le Lagrangien décrivant la collision élastique d'un WIMP avec un nucléon est donnée par le Lagrangien effectif [52] suivant :

$$L = 4\sqrt{2}G_F [\chi^+ \vec{\sigma} \chi (a_p p^+ \vec{\sigma} p + a_n n^+ \vec{\sigma} n) + \chi^+ \vec{\sigma} \chi (f_p p^+ \vec{\sigma} p + f_n n^+ \vec{\sigma} n)] \quad (3.4)$$

où p , n , et χ sont les fonctions d'onde des protons, neutrons et neutralinos, p^+ , n^+ , et χ^+ sont leurs complexes conjugués respectifs. Les constantes a_p et a_n sont les constantes de couplage du proton et du neutron dans le secteur dépendant du spin, f_p et f_n sont les constantes de couplage du proton et du neutron dans le secteur indépendant du spin, G_F est la constante de Fermi.

Dans le cas où l'on considère des particules WIMPs de type Majorana et de spin $\frac{1}{2}$, deux types d'interactions [53] entrent en compte dans le Lagrangien effectif pour le cas de collisions élastiques :

- la diffusion scalaire où il y a participation cohérente des quarks : interaction indépendante du spin (SI) où il y a échange d'un Higgs ou d'un squark (figure 3.3).

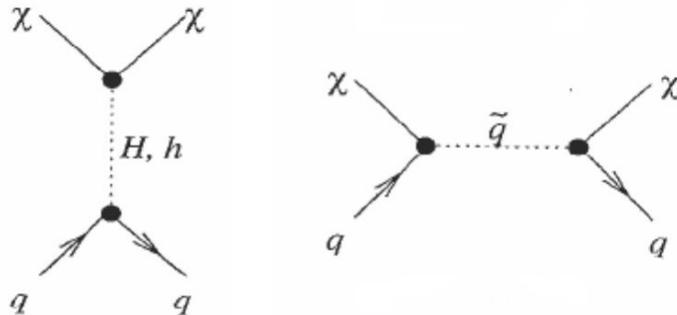


Figure 3.3 – Diagrammes de Feynman pour la diffusion scalaire, c'est-à-dire les interactions indépendantes du spin (SI) [34].

- la diffusion axiale où le couplage dépend du spin : interaction dépendante du spin (SD) où il y a échange d'un boson Z ou d'un squark (figure 3.4).

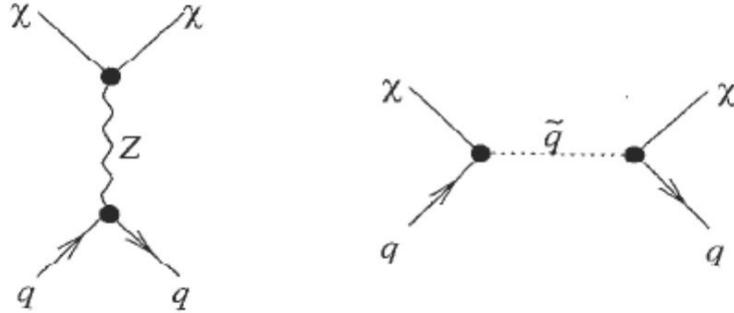


Figure 3.4 – Diagrammes de Feynman pour la diffusion axiale c'est-à-dire les interactions dépendantes du spin (SD) [34]

Suite à ces collisions, le neutralino peut créer un recul du noyau dont l'énergie dépend des masses des deux particules. Les expériences de détection directe visent spécifiquement à détecter ce recul nucléaire qui se situe dans une plage de 1 à 100 keV. Il est alors possible d'écrire la section efficace de collision entre un neutralino et un noyau atomique dans le détecteur, de forme [34] :

$$\sigma_A = 4G_F^2 \mu_A^2 C_A F^2(q) \quad (3.5)$$

où G_F est la constante de Fermi et μ_A est la masse réduite entre le WIMP et le noyau atomique de la cible qui a pour nombre de masse : A . Ce dernier s'écrit :

$$\mu_A = \frac{m_\chi m_A}{(m_\chi + m_A)} \quad (3.6)$$

où m_χ et m_A représentent respectivement, la masse du neutralino et celle du noyau atomique exploité par le détecteur. Le terme $F^2(q)$ est le facteur de forme du noyau dépendant du transfert d'impulsion et par conséquent de la masse du noyau cible exploitée pour détecter la matière sombre. En effet, $q = (2M_N E_R)^{\frac{1}{2}}$, où M_N est la masse du noyau cible et E_R l'énergie de recul. Étant donné sa dépendance à l'énergie de recul, il est également rencontré sous la forme de $F^2(E_R)$. Ce facteur de forme sera d'autant plus

important pour des masses de noyaux lourds. C_A représente le facteur de rehaussement ou encore « enhancement factor », qui est dépendant de chaque type d'interactions. De ce fait, dépendamment de la cible utilisée pour détecter le neutralino χ^0 , le facteur de rehaussement permet de considérer deux processus d'interaction, soit de manière indépendante du spin, soit dépendante du spin. Pour ces deux types d'interaction, la diffusion élastique entre neutralino-noyau dépend de la structure du noyau cible, ce qui donne l'avantage de pouvoir les traiter séparément.

3.3.1 Interaction indépendante du spin (SI)

Dans le cas de l'interaction indépendante du spin, le couplage scalaire entre le neutralino et le noyau atomique est donné par :

$$C_A^{SI} = \frac{1}{\pi G_F^2} (f_p Z + f_n N)^2 \quad (3.7)$$

où f_p et f_n sont les forces de couplage du neutralino aux protons et aux neutrons, A est le nombre atomique de masse, N le nombre de neutrons. En prenant la limite où le transfert de quantité de mouvement q tend vers 0, la section efficace de la particule χ dans le secteur indépendant du spin s'écrit :

$$\sigma_A^{SI} \propto \frac{4}{\pi} G_F^2 \mu_A^2 (f_p Z + f_n N)^2 \propto A^2 \quad (3.8)$$

car $N+Z=A$. Les expériences travaillant dans ce secteur supposent généralement l'invariance de l'isospin dans cette interaction impliquant que $f_p = f_n$. L'interaction indépendante du spin est considérée comme invariante de l'isospin, ce qui signifie que le neutralino se couplerait de manière identique aux protons et aux neutrons du noyau cible. Par conséquent, la section efficace devient proportionnelle à la masse atomique A^2 . Pour obtenir un maximum d'efficacité dans ce secteur, les noyaux de masse atomique élevée ($A > 50$) tels que l'iode, le xénon, le germanium seront donc privilégiés.

3.3.2 Interaction dépendante du spin (SD)

Dans le cas de l'interaction du neutralino-noyau dépendante du spin, le facteur de rehaussement C_A devient :

$$C_A^{SD} = \frac{8}{\pi} (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \quad (3.9)$$

où a_p, a_n sont les forces de couplage du neutralino aux protons et aux neutrons, et J le spin total du noyau. $\langle S_{p,n} \rangle$ représente les valeurs moyennes du spin de l'ensemble des protons et des neutrons respectivement dans le noyau cible. Le tableau 3.I [54] montre les valeurs obtenues avec $\langle S_{p,n} \rangle$ pour différents noyaux cibles qui ont été calculées à partir du modèle en couche nucléaire [55].

Noyau	Z	Nucléon impair	Spin	$\langle S_p \rangle$	$\langle S_n \rangle$	C_A^p/C_p	C_A^n/C_n
^1H	1	p	1/2	0.5	0	1	0
^{19}F	9	p	1/2	0.441	-0.109	7.78×10^{-1}	4.75×10^{-2}
^{23}Na	11	p	3/2	0.248	0.020	1.37×10^{-1}	8.89×10^{-4}
^{27}Al	13	p	5/2	-0.343	0.030	2.20×10^{-1}	1.68×10^{-3}
^{29}Si	14	n	1/2	-0.002	0.130	1.60×10^{-5}	6.76×10^{-2}
^{35}Cl	17	p	3/2	-0.083	0.004	1.53×10^{-2}	3.56×10^{-5}
^{39}K	19	p	3/2	-0.180	0.050	7.20×10^{-2}	5.56×10^{-3}
^{73}Ge	32	n	9/2	0.030	0.378	1.47×10^{-3}	2.33×10^{-1}
^{93}Nb	41	p	9/2	0.460	0.080	3.45×10^{-1}	1.04×10^{-2}
^{125}Te	52	n	1/2	0.001	0.287	4.00×10^{-6}	3.29×10^{-1}
^{127}I	53	p	5/2	0.309	0.075	1.78×10^{-1}	1.05×10^{-2}
^{129}Xe	54	n	1/2	0.028	0.359	3.14×10^{-3}	5.16×10^{-1}
^{131}Xe	54	n	3/2	-0.009	-0.227	1.80×10^{-4}	1.15×10^{-1}

Tableau 3.I – Représentation de divers noyaux cibles avec leurs principales propriétés.

Pour maximiser la section efficace d'un WIMP sur la matière dans un détecteur, on privilégie le choix du noyau cible portant un proton et un neutron non-pairés, ce qui permet d'avoir une seule des deux contributions, soit au niveau du proton, soit au niveau du neutron. Le fluor ^{19}F est favorisé pour ce type d'expérience car il contient un proton non-pairé dont le spin contribue presque entièrement à l'interaction. Pour pouvoir

comparer leurs résultats, la section efficace d'interaction d'un WIMP avec un noyau est exprimée en section efficace d'interaction WIMP-proton ou WIMP-neutron, normalisée par celle du WIMP-noyau. En utilisant la méthode décrite dans l'article de Tovey et al. [54], la section efficace normalisée pour les protons et les neutrons s'écrit :

$$\sigma_{p,n}^{SD} = \sigma_A \frac{\mu_{p,n}^2}{\mu_A^2} \frac{C_{p,n}}{C_{p,n}(A)} \quad (3.10)$$

avec l'expression du facteur de rehaussement $C_{p,n}(A)$ qui est équivalente à l'équation 3.9 en tenant compte des deux contributions : proton et neutron.

3.3.3 Signal attendu du neutralino

Dans le référentiel du centre de masse WIMP-noyau, l'interaction du choc élastique d'un WIMP de masse M_χ et d'énergie cinétique E_χ avec un noyau cible de masse M_N induit un recul nucléaire ayant pour énergie :

$$E_R = 2E_\chi \frac{M_N M_\chi}{(M_N + M_\chi)^2} (1 - \cos\theta) \quad (3.11)$$

où θ est l'angle de diffusion. Selon les observations cosmologiques, la densité du neutralino dans le halo de la galaxie au voisinage du système solaire est estimée à $\rho_{halo} = 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$ et sa distribution de vitesse est considérée comme étant maxwellienne. Selon la formule 3.11, pour des masses typiques de neutralinos $M_\chi = 10\text{-}1000 \text{ GeV}c^{-2}$, l'énergie de recul correspondante est $E_R = 10\text{-}100 \text{ keV}$.

Les détecteurs doivent être sensibles à de très bas seuils sur une gamme qui n'est pas très large en énergies. La diffusion peut être supposée isotrope et la distribution des reculs uniforme dans cet intervalle, à savoir entre $0 \leq E_R \leq E_{R,max}$. Le taux différentiel du nombre d'évènements par unité de masse du noyau cible sous forme exponentielle est :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{\langle E_R \rangle} e^{\frac{-E_R}{\langle E_R \rangle}} F^2(E_R) \quad (3.12)$$

où $F^2(E_R)$ est le facteur de forme et l'énergie moyenne de recul pour une collision frontale est donnée par :

$$\langle E_R \rangle = 4 \frac{M_N M_\chi}{(M_N + M_\chi)^2} \frac{1}{2} M_\chi \langle v_0 \rangle^2 \quad (3.13)$$

En utilisant la méthode décrite dans [43] ainsi que dans les équations précédentes, il est possible d'en extraire le nombre d'évènements attendu par les expériences de détection directe qui est tel que :

$$R_0 = \frac{403}{A} \left(\frac{GeV}{M_\chi} \right) \left(\frac{\rho_\chi}{\rho_{halo}} \right) \left(\frac{\langle v_\chi \rangle}{v_0} \right) \left(\frac{\sigma_A}{1pb} \right) \varepsilon(E_{th}, M_\chi) \quad (3.14)$$

où A représente la masse atomique du noyau cible, ρ_χ la densité locale de neutralino de masse M_χ , $\langle v_\chi \rangle$ la vitesse relative moyenne du neutralino, $v_0 = 230 \text{ km s}^{-1}$ la vitesse de rotation du Soleil autour du centre de la galaxie, σ_A la section efficace d'interaction du neutralino sur le noyau et $\varepsilon(E_{th}, M_\chi)$ est l'efficacité de détection du neutralino qui dépend de l'énergie de seuil du détecteur E_{th} et de la masse des neutralinos M_χ . Étant donné l'interaction du neutralino avec les noyaux cibles, les expériences doivent être capables de détecter les reculs nucléaires. Pour estimer la section efficace de diffusion du neutralino sur le noyau exploité, il est indispensable de bien connaître le spectre de reculs des noyaux cibles en fonction de la masse des neutralinos dans les détecteurs.

Par exemple dans le cas des noyaux légers, tel que le fluor, le facteur de forme $F^2(E_R)$ peut être estimé à 1 et en utilisant les équations précédentes, la figure 3.5 montre son spectre de recul obtenu avec différentes masses du neutralino M_χ pour une section efficace de diffusion du WIMP-proton de 1 pb. Plus la masse des WIMPs sera élevée et plus la plage d'énergie de recul sera étendue de sorte que pour un seuil de détection fixe, l'efficacité sera plus grande et vice-versa pour des masses de WIMPs plus faibles.

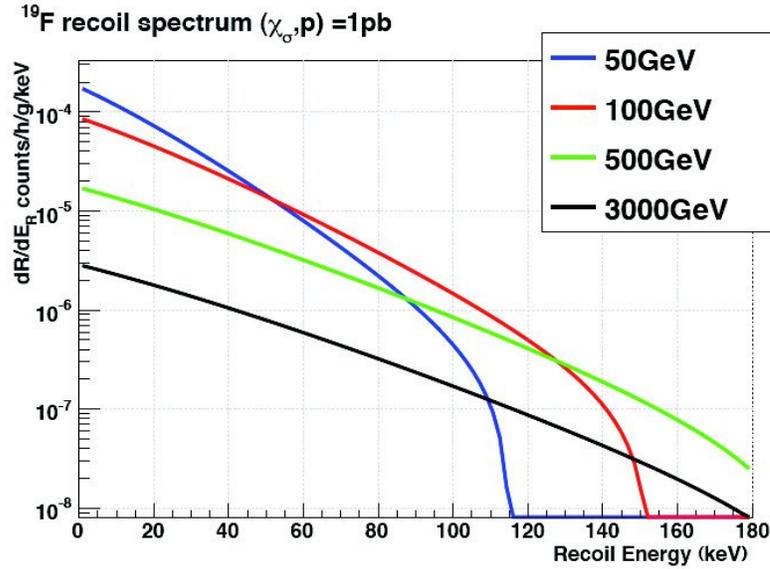


Figure 3.5 – Spectre de reculs attendu pour différentes masses de neutralino.

De l'équation 3.14, la section efficace exploitée par les expériences pour tracer les limites d'exclusion du neutralino peut s'exprimer telle que :

$$\sigma_A = Const. \cdot \frac{M_\chi}{\varepsilon(T, M_\chi)} R_0 \quad (3.15)$$

Dans les expériences de matière sombre, en l'absence d'un signal observé, la section efficace de diffusion du neutralino sur le noyau est présentée en termes de limites d'exclusion. La comparaison entre les différents projets pour la détection de la matière sombre peut s'effectuer à l'aide de ce qui est appelé la “*figure de mérite*” qui n'est rien d'autre que la section efficace 3.15 en fonction de la masse des WIMPs M_χ , calculée par une limite de sensibilité R_0 de l'expérience. La courbe des limites est de forme parabolique et elle s'explique facilement à l'aide de l'équation 3.15. Considérant la densité de WIMPs fixe dans le halo de la galaxie, pour de faibles masses de WIMPs telles que $M_\chi < M_N$, l'efficacité de détection sera très petite $\varepsilon(T, M_\chi) < 1$, ce qui engendre une grande limite sur la section efficace. Pour de grandes masses de WIMPs $M_\chi > M_N$, l'efficacité est quasi constante et la limite sur la section efficace devient proportionnelle à la masse des WIMPs. Lorsque les masses de WIMP et du noyau cible sont similaires, la limite

sur la section efficace atteindra un minimum qui dépendra de l'exposition et de la masse des détecteurs. Ces explications sont représentées graphiquement sur la figure 3.6 où la partie supérieure de la courbe constitue la région de section efficace exclue par les expériences tandis que la partie inférieure est la région permise.

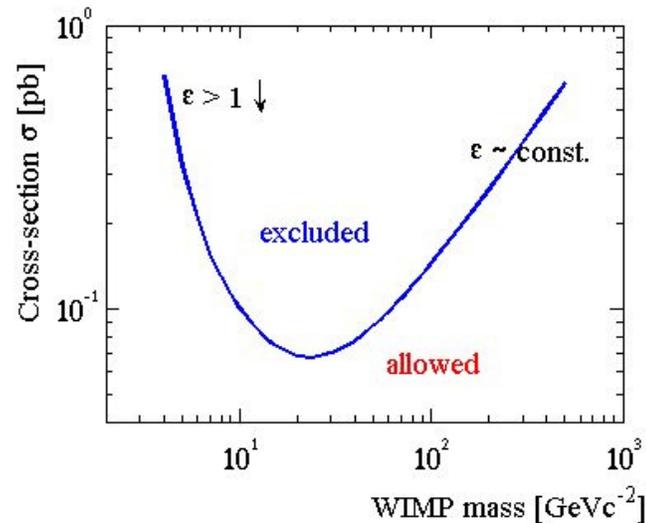


Figure 3.6 – Figure de mérite obtenue par les expériences de matière sombre pour la comparaison de leurs résultats.

3.4 Aperçu des expériences de matière sombre en cours

Chaque expérience de matière sombre choisit sa technique de détection pour mettre en évidence le signal du neutralino ainsi que sa contribution dans le secteur dépendant ou indépendant du spin. Le taux de détection attendu pour une section efficace de type interaction de l'ordre électrofaible est inférieur à 1 événement/kg.j, ce qui nécessite des détecteurs à très bas bruit de fond. L'enjeu principal de toute expérience de matière sombre est la réduction du bruit de fond, notamment pour les neutrons qui proviennent de la spallation des muons cosmiques. Étant donné l'exposition de la Terre aux rayonnements cosmiques, aux gamma, à la radioactivité naturelle provenant de la masse rocheuse ainsi qu'aux émetteurs alpha dans le détecteur, il est plus avantageux pour les expériences de

matière sombre d'être en milieu souterrain et d'avoir recours à des éléments ultra-purs dans la composition des détecteurs. Le tableau 3.II résume les différentes expériences en cours.

EXPÉRIENCE	LABORATOIRE	DÉTECTEURS	MÉTHODE
DAMA-LIBRA	Gran Sasso	Cristaux de NaI(Tl)	Scintillation
ZEPLIN-II	Boulby	Xe liquide (milieu actif) et gazeux	Scintillation et Ionisation
CDMS-II	Soudan	Ge et Si	Ionisation et phonons
CoGeNT	Soudan	Cristaux de Ge refroidis	Ionisation
EDELWEISS	Modane	Semi-conducteur Ge	Ionisation et phonons
XENON-100	Gran Sasso	Xe liquide (milieu actif) et gazeux	Scintillation et Ionisation
COUPP	Sudbury	Chambre à bulle avec CF ₃ I surchauffés	Liquide surchauffé Ionisation
CRESST-II	Gran Sasso	Cristaux cryogéniques de CaWO ₄	Scintillation
KIMS	Yangyang	Cristaux de CsI(Tl)	Scintillation
SIMPLE	Rustrel	Gouttelettes de CF ₃ I surchauffées	Liquide surchauffé Ionisation
NAIAD	Boulby	Cristaux de NaI(Tl)	Scintillation
PICASSO	Sudbury	Gouttelettes de C ₄ F ₁₀ surchauffées	Liquide surchauffé Ionisation

Tableau 3.II – Aperçu des expériences en cours.

3.4.1 La controverse du signal des WIMPs de très faibles masses

Il y a maintenant plus de dix ans que l'expérience DAMA-LIBRA prétend avoir trouvé un signal de modulation à un niveau de confiance de 8.9σ dans la bande d'énergie (2-6) keV et avec une exposition de 427050 kgj (1.17 tonnes-an) [44]. Ils observent une modulation annuelle correspondant à une collecte de données pour 13 cycles annuels (figure 3.7). Ce signal est détecté dans le domaine des faibles masses de WIMPs. Pourtant, ce résultat est controversé car d'autres expériences aussi sensibles excluent son signal.

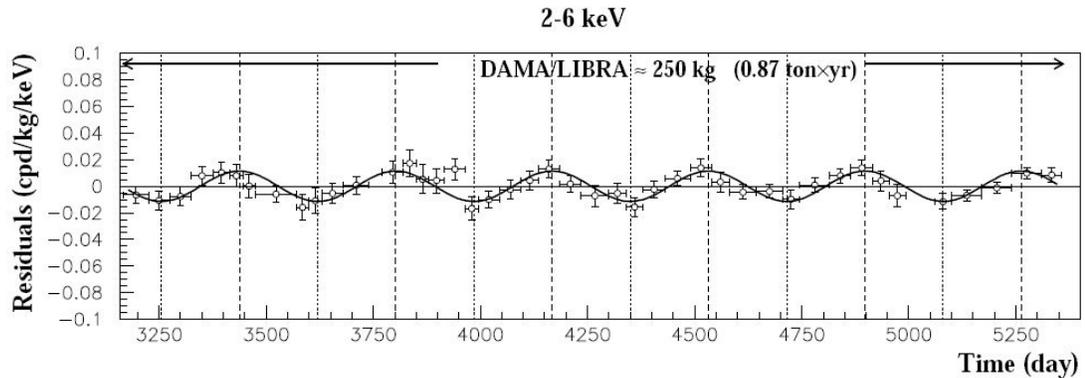


Figure 3.7 – Modulation annuelle observée par l'expérience DAMA-LIBRA à un niveau de confiance d'environ 8.9σ dans la bande d'énergie (2-6) keV avec une exposition de 427050 kg.jours.

Les expériences telles que XENON-100 [56] et CDMS-II [57] ont publié des limites qui excluent le signal de l'expérience DAMA-LIBRA dans le secteur indépendant du spin. Comme mentionné dans la section 3.1.1, une autre expérience en 2010 a aussi observé des modulations annuelles pour un candidat à la matière sombre ayant une masse d'environ $M_\chi \sim 7 \text{ GeV}c^{-2}$: c'est l'expérience CoGeNT [45, 58]. Leurs détecteurs sont composés d'un cristal de germanium de 475 grammes, avec un très haut degré de pureté, refroidi aux températures de l'azote liquide et avec un très bas seuil d'énergie ($< 5 \text{ keV}$).

Celui-ci leur donne l'avantage, tout comme dans l'expérience PICASSO, de détecter des reculs nucléaires induits par les WIMPs de très faibles masses ($> 5 \text{ GeV} c^{-2}$). Les

deux expériences, DAMA-LIBRA et CoGeNT, observent une modulation annuelle dans la région des WIMPs de faibles masses. Elles ne couvrent pas exactement la même région dans les courbes d'exclusion de la section efficace du WIMP en fonction de leur masse tel que constaté sur la figure 3.8 [45].

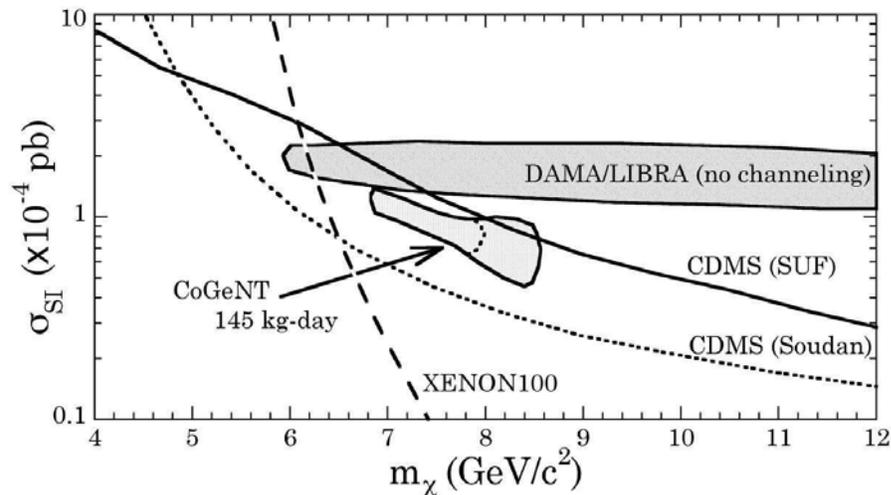


Figure 3.8 – Comparaison des différentes régions favorisées par le spectre de modulations des expériences, DAMA-LIBRA et CoGeNT. Présentation des courbes d'exclusion dans le secteur indépendant du spin obtenues par les expériences : CDMS et XENON-100 [45].

Dans le but de rallier les résultats obtenus de CoGeNT et DAMA-LIBRA, les théoriciens tentent de trouver des régions de correspondance. Une des solutions proposées, dans la référence [59], serait d'ajuster un facteur Q , le "Quenching factor", propre aux deux expériences. Il représente l'efficacité relative de collection de photons ou de charges pour des reculs nucléaires par rapport à celle pour les électrons ou gammas d'une même énergie. Dans les scintillateurs, les reculs nucléaires vont émettre moins de lumière que les électrons et gammas de même énergie et dans les détecteurs de germanium, les reculs des noyaux vont créer moins de charges libres que les électrons et les gammas. Dans les deux cas, le facteur Q sera donc plus faible pour des reculs nucléaires que pour des reculs électroniques. Cependant, étant donné que Q est déterminé expérimentalement, il existe une incertitude associée à sa valeur. Il y a ainsi une certaine marge de manoeuvre

pour modifier Q et l'ajuster de sorte que les régions des sections efficaces en fonction de la masse des WIMPs, déterminées par les deux expériences, concordent. La figure 3.9 montre cette correspondance.

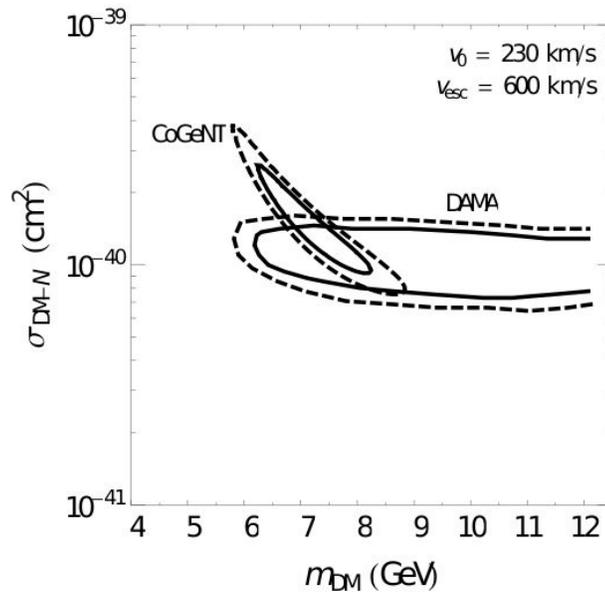


Figure 3.9 – Comparaison des différentes régions favorisées par le spectre de modulation des expériences, DAMA-LIBRA et CoGeNT. Le “Quenching factor ”a été modifié de sorte que les modulations observées par les deux expériences concordent pour les mêmes sections efficaces et masses de WIMPs [59].

L’effervescence pour les faibles masses de WIMPs ne s’arrête pas là. Récemment, une autre expérience détecte aussi des WIMPs de faibles masses : c’est l’expérience CRESST-II (*Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers*). Sa technique de détection est basée sur la scintillation des cristaux de CaWO_4 et ils auraient détecté 67 évènements qui ne peuvent pas être attribués au bruit de fond environnemental [60]. En effet, selon leur méthode d’analyse, ces évènements ont été trouvés dans la région d’acceptance pour le signal des WIMPs avec une énergie en-dessous de 40 keV et une masse entre 9 et 15 GeV c^{-2} . C’est avec huit détecteurs installés dans le Gran Sasso en Italie, pour une exposition de 730 kgj, qu’ils ont publié leurs récents résultats, présentés sur la figure 3.10 en comparaison avec les autres expériences [60].

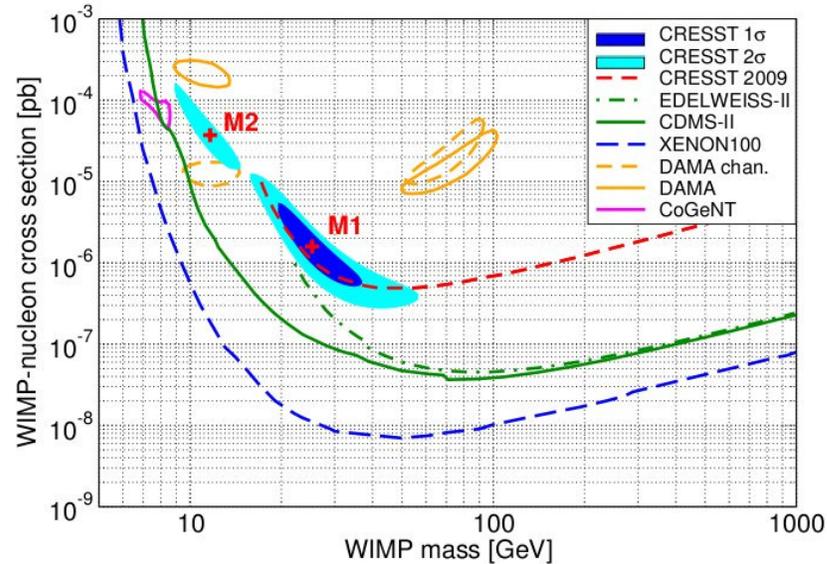


Figure 3.10 – Présentation des résultats dans le secteur indépendant du spin obtenus par les expériences CRESST-II, DAMA-LIBRA, CoGeNT ainsi que les limites d'exclusion des expériences EDELWEISS-II, XENON-100 et CDMS-II.

Nous avons au total trois expériences de détection directe qui déterminent des régions dans lesquelles il serait possible que des WIMPs de faibles masses aient été détectés dans le secteur indépendant du spin, de même, quelques expériences de détection indirecte qui observent un surplus d'évènements pour des WIMPs de faibles masses. Ces deux dernières années ont vraiment montré une avancée exceptionnelle pour la détection directe et indirecte de la matière sombre. De nombreuses collaborations travaillent actuellement sur la conception de détecteurs à plus grande échelle de manière à obtenir une amélioration de la sensibilité surpassant, d'un à deux ordres de grandeur, celle obtenue à l'heure actuelle : c'est la course à la matière sombre.

Les prochains chapitres présenteront une description détaillée du projet PICASSO ainsi que les moyens mis en oeuvre pour extraire la section efficace du neutralino. L'expérience PICASSO occupe actuellement un rang privilégié pour l'obtention de résultats concernant les WIMPs de faibles masses.

CHAPITRE 4

L'EXPÉRIENCE PICASSO

La détection directe de la matière sombre requiert des critères déterminants dans le choix du détecteur adopté par les expériences. Dans le but d'optimiser la détection, les détecteurs doivent être munis de noyaux cibles qui favorisent le type d'interaction sélectionné, à savoir des noyaux lourds pour l'interaction indépendante du spin et des noyaux non-pairés pour l'interaction dépendante du spin avec un facteur de forme élevé. Étant donné la faible énergie des noyaux de recul induite par les WIMPs, les expériences doivent non seulement privilégier des détecteurs à bas seuil mais aussi des modules de détection de large volume, puisque le taux de comptage attendu pour le neutralino est très faible (< 1 coups/kgj). Le projet PICASSO (*Project In Canada to Search Supersymmetric Objects*) est une des expériences de recherche directe de matière sombre. Le liquide cible actif employé est un fréon : le C_4F_{10} , un matériau riche en fluor (^{19}F). Étant donné les propriétés de ce noyau vues précédemment (tableau 3.I), la section efficace de collision entre un neutralino et un noyau de fluor sera grandement favorisée dans le secteur dépendant du spin (SD). Sa méthode de détection est basée sur l'utilisation de détecteurs à gouttelettes surchauffées, c'est-à-dire à l'état métastable. Le principe de fonctionnement repose sur une technique semblable à celle utilisée dans les chambres à bulles, proposées et développées par le physicien Donald Glaser en 1952 [61].

4.1 Les détecteurs PICASSO

Les détecteurs PICASSO sont des détecteurs à gouttelettes de C_4F_{10} surchauffées, d'un diamètre d'environ $200 \mu m$, en suspension dans un gel de polyacrylamides. Cet état de métastabilité repose à la fois sur les conditions de pression et celles de température appliquées au détecteur. La figure 4.1 représente le diagramme de phase du liquide actif des gouttelettes. La zone colorée indique les conditions de fonctionnement des dé-

tecteurs et la région plus foncée correspond à l'état de surchauffe. Sur le diagramme, la température d'ébullition T_b est la température à partir de laquelle la phase gazeuse est prédominante, mais où la phase liquide peut être métastable ; en revanche, la température critique T_c est la température où la phase liquide et la phase gazeuse ne peuvent plus exister, peu importe la pression appliquée. Leurs valeurs sont données dans le tableau 4.I.

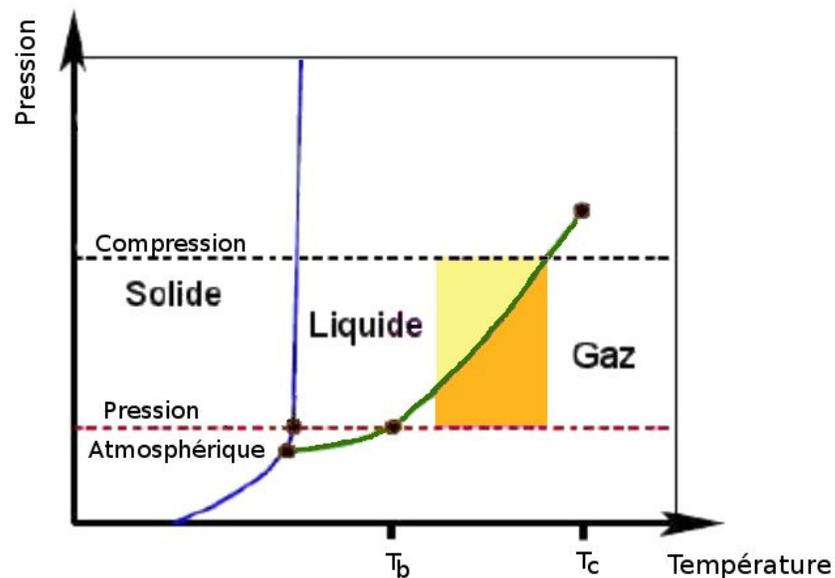


Figure 4.1 – Diagramme de phase des gouttelettes surchauffées de C_4F_{10} . La bande colorée illustre les températures de fonctionnement des détecteurs. La région plus foncée représente l'état de surchauffe des gouttelettes tandis que la région plus pâle correspond au régime de compression. T_b et T_c sont les températures d'ébullition et critique respectivement.

Masse molaire	238.08
Température du point triple [°C]	- 84.15
Température d'ébullition [°C]	- 2.09
Température critique [°C]	113.18
Pression critique [bar]	23.23

Tableau 4.I – Propriétés thermodynamiques du fréon C_4F_{10}

Les propriétés thermodynamiques du fréon (tableau 4.I) apportent les conditions na-

turelles de surchauffe pour le détecteur à pression ambiante (1 bar), en maintenant la température du liquide actif plus élevée que sa température d'ébullition mais inférieure à sa température critique. Cela signifie que si une particule chargée incidente dépose suffisamment d'énergie dans le liquide surchauffé, ce dépôt d'énergie induira une transition de phase, de l'état liquide à l'état gazeux, lors du passage de la particule incidente. Les conditions de nucléation pour une gouttelette sont donc semblables à celles d'une chambre à bulles pour laquelle une quantité minimale d'énergie est requise et sont expliquées par la théorie de Seitz [62].

Effectivement, chaque gouttelette en état de surchauffe dans le module constitue une petite chambre à bulles indépendante [63]. Le grand avantage de cette méthode, au détriment de celle des chambres à bulles, est l'interface de contact lisse entre le liquide métastable et la surface qui l'entoure. L'inconvénient majeur des chambres à bulles provient des nombreuses nucléations spontanées du liquide en surchauffe à cause de l'hétérogénéité des parois. Cette influence entraîne une grande quantité d'évènements parasites et implique une recompression immédiate et fréquente. L'utilisation d'un gel, pour suspendre les gouttelettes surchauffées, offre une meilleure performance pour l'état métastable puisque le détecteur reste, de cette manière, toujours actif tandis que les chambres à bulles doivent être recomprimées après chaque nucléation. La stabilité des détecteurs à gouttelettes permet ainsi de réaliser des mesures pendant de plus longues périodes d'exposition et permet les mesures d'étalonnage avec les sources de rayonnement ayant des taux de comptage relativement élevés, sans requérir de recompression immédiate après chaque ébullition d'une gouttelette.

4.2 Fonctionnement des détecteurs

Dans le but d'expliquer les conditions de nucléation s'apparentant aux chambres à bulles, Donald Glaser proposa un mécanisme basé sur un processus électrostatique. Les charges déposées sont créées par le passage de la particule ionisante dans le liquide actif.

Cependant, ses observations visant à expliquer correctement le fonctionnement du détecteur, dans le cadre d'un modèle électrostatique, ont finalement abouti à la conclusion d'un processus de nature thermodynamique. En 1958 Frédérick Seitz propose une nouvelle théorie dans laquelle la transition de phase est déclenchée par la production locale de pics de chaleur dans le liquide surchauffé [62]. Plusieurs aspects de cette approche reposent sur des bases thermodynamiques bien établies. Le processus de vaporisation est un phénomène complexe auquel aucune solution générale n'a pu être déterminée de façon satisfaisante, que ce soit dans le domaine théorique ou par des simulations. Certains paramètres du modèle demeurent empiriques et doivent être déterminés à l'aide de mesures expérimentales. Le projet PICASSO a récemment pu définir de façon beaucoup plus précise ces différents paramètres par diverses méthodes expérimentales qui seront présentées dans les sections suivantes.

Le modèle de Seitz a été initialement établi pour la détection de particules au minimum d'ionisation dans les chambres à bulles. Des ajustements sont requis pour les rendre compatibles avec les détecteurs à gouttelettes surchauffées. Le processus de déclenchement de la transition de phase réclame une compréhension aussi précise que possible pour prédire la sensibilité des détecteurs visant la détection de reculs nucléaires induits par les WIMPs.

4.3 Mécanisme de formation des bulles

L'énergie requise pour briser l'état de métastabilité des gouttelettes provient du dépôt d'énergie à l'échelle microscopique d'une particule ionisante. Notons toutefois qu'il peut aussi être brisé par la réduction de la tension de surface de la gouttelette, engendrée par une impureté dans le milieu. Par conséquent, selon le modèle de Seitz, le passage du rayonnement ionisant crée une agitation locale des molécules dans le liquide surchauffé et celles-ci transmettent à leur tour une partie de leur énergie aux molécules avoisinantes. Ce phénomène génère des régions hautement surchauffées "*heat spike*" dans lesquelles

une faible partie du liquide se vaporise, entraînant la formation d'une cavité sphérique gazeuse à l'intérieur même du liquide actif (figure 4.2 de [64]).

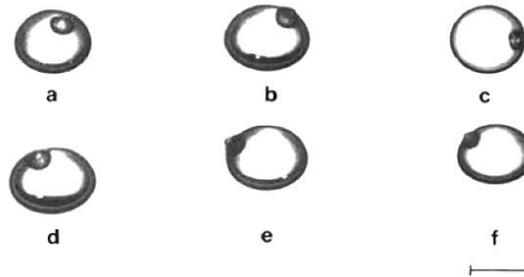


Figure 4.2 – Photographies du stade initial de la formation de bulles dans des gouttelettes surchauffées de butane observées dans un intervalle de 9 et 12 μs , l'échelle correspond à 1 mm [64].

L'expansion de cette cavité, typiquement appelée proto-bulle (figure 4.2), n'est pas un mécanisme établi de manière spécifique. Le modèle de Seitz ne définit seulement que les limites au-delà desquelles le phénomène devient irréversible. Lorsque la proto-bulle atteint un certain rayon critique, la gouttelette devient alors instable et la vaporisation totale devient dès lors inévitable.

4.4 Rayon critique des proto-bulles

La proto-bulle est une cavité gazeuse d'une dizaine de nanomètres, entourée de liquide surchauffé et est considérée comme étant sphérique. Cet agencement favorise l'homogénéité de la tension de surface ainsi qu'une énergie minimale emmagasinée à sa surface au niveau de laquelle deux forces se compensent. Les forces dirigées vers l'intérieur exercent une compression. Plus la tension de surface σ sera élevée et plus cette compression sera grande. La pression de vapeur p_v à l'intérieur de la proto-bulle est supérieure à celle du milieu extérieur p_e donc du liquide surchauffé.

La loi de Laplace permet de relier la différence de pression $\Delta_p = p_v - p_e$ correspondant au degré de surchauffe avec la tension de surface et le rayon de la proto-bulle. Si le rayon R de la proto-bulle augmente de dR alors son volume augmentera tel que $SdR = 4\pi R^2 dR$ où S est la surface de la proto-bulle. Le travail exercé par les forces intérieures et extérieures s'écrivent respectivement :

$$dW_v = p_v 4\pi R^2 dR \quad (4.1)$$

$$dW_e = -p_e 4\pi R^2 dR \quad (4.2)$$

Le travail total sera : $dW = (p_v - p_e) 4\pi R^2 dR$ et est également équivalent aux forces de tension de surface telle que : $dW = \sigma dS$. Étant donné que la proto-bulle est considérée comme étant sphérique, tel que mentionné précédemment, la surface S vaut : $S = 4\pi R^2$ et son augmentation sera équivalente à $dS = 8\pi R dR$. L'équilibre des forces exercées à la surface de la proto-bulle donne :

$$dW = (p_v - p_e) 4\pi R^2 dR = \sigma dS = \sigma (8\pi R dR) \quad (4.3)$$

$$(p_v - p_e) R = 2\sigma \quad (4.4)$$

Finalement, le rayon critique R_c qui rend le système en équilibre statique est donné par l'expression suivante :

$$R_c = \frac{2\sigma(T)}{\Delta_p} \quad (4.5)$$

où Δ_p constitue le degré de surchauffe. $\sigma(T)$ représente la tension de surface à l'interface liquide-vapeur de la proto-bulle qui varie aussi en fonction de la température T et dépend du liquide actif employé. Elle dépend de la température selon :

$$\sigma(T) = \sigma_0 \frac{T_c - T}{T_c - T_0} \quad (4.6)$$

Généralement T_0 est choisie comme étant la température d'ébullition du liquide et σ_0 sa tension de surface associée. La pression associée à la température critique est la pression

critique. Lorsque la taille de la proto-bulle devient plus grande que le rayon critique, l'expansion devient irréversible et le liquide s'évapore. Dans le cas contraire, c'est à dire lorsque le rayon est inférieur à R_c , la proto-bulle s'effondrera sur elle-même. Il est nécessaire d'avoir une quantité minimale d'énergie déposée pour créer la proto-bulle jusqu'au rayon critique : c'est l'énergie critique E_c .

4.5 L'énergie critique

Dans sa forme la plus générale, l'énergie minimale requise pour créer la proto-bulle de rayon R_c et pour déclencher la vaporisation complète de la gouttelette surchauffée est donnée par :

$$E_c(T) = -\frac{4\pi}{3}R_c^3\Delta p + \frac{4\pi}{3}R_c^3\rho_v h_{lv} + 4\pi R_c^2\left(\sigma - T\frac{d\sigma}{dT}\right) + W_{irr} \quad (4.7)$$

Certains paramètres de cette équation ont déjà été considérés précédemment, à savoir, σ pour la tension de surface, $\Delta p = p_v - p_e$, R_c le rayon critique, T la température de fonctionnement. Chaque terme de cette équation rend compte des divers processus spécifiques qui aboutissent au mécanisme de création de la proto-bulle jusqu'à sa taille critique. Les grandeurs ρ_v et h_{lv} sont respectivement la densité de la phase gazeuse et la chaleur latente de vaporisation. Toutes ces quantités dépendent de la température de fonctionnement T des détecteurs. Les trois premiers termes de cette équation représentent les contributions des transformations réversibles du mécanisme de création des proto-bulles, à savoir :

- le travail fait pendant l'expansion de la proto-bulle à un rayon R_c contre la pression du liquide surchauffé,
- l'énergie requise pour l'évaporation du liquide jusqu'à sa taille critique,
- le travail nécessaire pour la formation de l'interface liquide-gaz de la proto-bulle.

Le dernier terme W_{irr} correspond aux contributions irréversibles du processus d'expansion de la proto-bulle jusqu'au rayon critique. Ces contributions prennent en compte

l'énergie cinétique transférée au cours de l'expansion de la proto-bulle de même que diverses pertes d'énergies de nature : acoustique, par la génération d'ondes sonores, thermique, lors de l'expansion de la proto-bulle jusqu'au rayon critique ainsi que celle causée par la viscosité du milieu durant l'expansion de la bulle. Dans le modèle de Seitz, la contribution irréversible n'est pas considérée en raison de l'importance plus grande des autres termes réversibles. De plus, aux températures de fonctionnement du détecteur PICASSO, la contribution des termes irréversibles a été évaluée entre 1% et 3.6%, calculée dans [65]. Par conséquent, l'énergie critique sera déterminée en tenant compte des termes de contributions réversibles.

Pour les détecteurs PICASSO, le liquide actif utilisé est le C_4F_{10} dont la température d'ébullition est de $T_b = -1.7^\circ C$ pour une pression de 1.013 bar et une température critique de $113.3^\circ C$. Le tableau 4.II présente les résultats prédits par la théorie de Seitz pour l'énergie critique E_c et le rayon critique R_c en utilisant les équations 4.5 et 4.7 [66]. Les valeurs pour la tension de surface σ , la densité de la phase gazeuse ρ_v , la chaleur latente de vaporisation h_{lv} et la pression de vapeur p_v ont été compilées par NIST [67].

Température ($^\circ C$)	E_c (keV)	R_c (nm)	R_F (nm)	R_C (nm)
10	1000	280	2540	3600
20	111.1	111	590	1090
30	27.8	60	99	210
40	7.45	35.3	20	40

Tableau 4.II – Prédications par le modèle de Seitz pour l'énergie critique E_c et le rayon critique R_c pour le C_4F_{10} ; les portées R_F et R_C sont respectivement celles pour le fluor et le carbone pour les énergies indiquées.

Ces prédictions seront confrontées aux résultats expérimentaux, effectués par des mesures d'étalonnage, dans le but de déterminer le noyau susceptible de déposer le plus d'énergie à l'intérieur de la longueur critique L_c . Celle-ci sera décrite dans la prochaine section. Un seul de ces noyaux, à savoir le fluor ou le carbone, domine dans la réponse du détecteur au seuil.

4.6 Mécanisme de la transition de phase

Pour une température donnée T , la rupture de métastabilité implique que l'énergie déposée $E_{dep}(T)$ localement, sous forme de chaleur par un rayonnement ionisant, doit être supérieure à l'énergie critique $E_c(T)$. Ce processus ne peut être déclenché que si le dépôt d'énergie maximal par unité de longueur $\frac{dE}{dx}$ sur la trajectoire de la particule ionisante est suffisamment grand pour fournir cette énergie à l'intérieur d'une distance de l'ordre du rayon critique de la proto-bulle : c'est la longueur effective $L_c(T)$. Celle-ci est indispensable pour atteindre l'énergie critique. Ces conditions peuvent être mises sous forme d'équation telle que :

$$E_{dep}(T) = \frac{dE}{dx} \times L_c(T) \geq E_c(T) \quad (4.8)$$

Étant donné que la longueur naturellement rencontrée dans le modèle de Seitz est le rayon critique, la longueur effective est bien souvent exprimée sous la forme :

$$L_c(T) = b \times R_c(T) = b \times \frac{2\sigma(T)}{\Delta p} \quad (4.9)$$

où b est le paramètre de Harper [68], évalué à l'aide des mesures expérimentales. Plusieurs auteurs se sont penchés sur la valeur précise de ce paramètre sans jamais trouver de solution unique. Celui-ci peut varier jusqu'à $b = 2$ pour des seuils d'énergie inférieurs à 20 keV jusqu'au delà de $b = 20$ pour des gammes d'énergies supérieures au MeV [69]. La détermination de ce coefficient a fait l'objet de nombreuses recherches qui concluent qu'il n'existerait pas nécessairement une valeur constante en mesurant sa dépendance en fonction de la température.

De récents résultats obtenus avec les détecteurs PICASSO ont permis une estimation beaucoup plus précise de ce coefficient et ont apporté des indices supplémentaires quant au processus mis en jeu dans les gouttelettes surchauffées de C_4F_{10} [66]. Ils seront présentés dans le chapitre 7 traitant sur les mesures d'étalonnage avec le faisceau de neutrons mono-énergétiques ainsi que les détecteurs dopés avec des émetteurs alpha.

CHAPITRE 5

FABRICATION DES MODULES DE DÉTECTION PICASSO ET PURIFICATION

Le principal défi de toute expérience de matière sombre reste une diminution perpétuelle du bruit de fond pour détecter le signal rare. Il y a d'une part, le bruit de fond intrinsèque dans le détecteur lui-même à cause des contaminants radioactifs tels que les émetteurs alpha. Des méthodes de purification sont donc exploitées dans le but de les éliminer le mieux possible. D'autre part, il y a aussi le flux de neutrons provenant du rayonnement cosmique, c'est la raison pour laquelle les montages expérimentaux sont installés dans des sites souterrains. En effet, les neutrons induisent des reculs nucléaires similaires à ceux des neutralinos et il est essentiel de limiter au maximum leur contribution. C'est pour cela qu'après avoir été fabriqués, purifiés et caractérisés (chapitre 7), les modules de détection PICASSO sont installés dans le site de SNOLAB, dans une mine à 2 km sous terre. Malgré la profondeur de l'environnement, il reste toujours une fraction de neutrons dont la présence est causée par les réactions de fission (α, n). Pour réduire le flux de ces neutrons émis par la masse rocheuse, les détecteurs de matière sombre sont, en général, encore entourés d'un blindage d'eau additionnel.

La conception actuelle des détecteurs est basée sur l'ajustement des détecteurs à neutrons, développés par l'entreprise Bubble Technology Industries (BTI) à Chalk River en Ontario. Le protocole de fabrication a été adapté aux besoins de l'expérience. Cette méthode a largement fait ses preuves dans le domaine de la dosimétrie des neutrons ainsi que dans celui de la radioprotection. Ce chapitre présentera la fabrication des détecteurs PICASSO ainsi que les efforts de purification réalisés, dans le cadre de ce travail, pour l'optimisation du plus bas taux de comptage attendu dans la recherche de la matière sombre.

5.1 Génération actuelle des détecteurs PICASSO

Les modules actuellement conçus sont des contenants cylindriques de 4.5 litres en acrylique, dont les parois sont munies de neuf supports, sur lesquels sont fixés des senseurs piézo-électriques (figure 5.1). Ces senseurs acoustiques permettent la détection de l'onde sonore, créée par la vaporisation d'une gouttelette ainsi que l'enregistrement du signal par le système d'acquisition de données (DAQ).

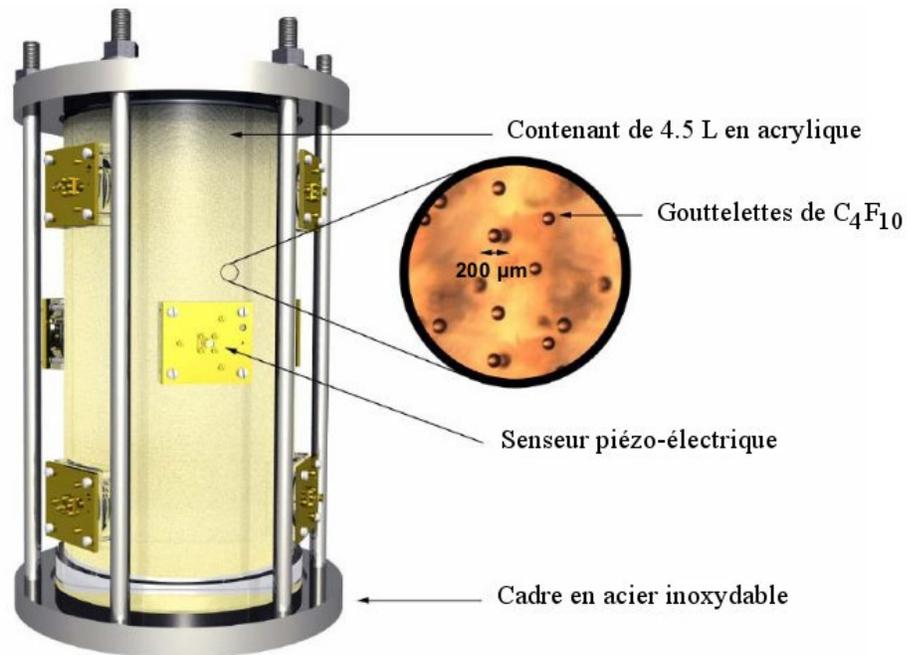


Figure 5.1 – Présentation d'un module de détection PICASSO.

Durant le temps d'exposition du détecteur qui s'opère à pression ambiante, plusieurs nucléations peuvent avoir lieu générant un certain nombre d'évènements. Les sessions de prise de mesures durent en moyenne 40 heures et sont communément appelées des sessions de WIMP. Les détecteurs sont équipés d'un cadre en acier inoxydable, capable de supporter la pression nécessaire pour les temps de recompression. Ils sont recomprimés à 6 bars, pression à laquelle les bulles créées dans le gel redeviennent des gouttelettes à l'état stable. Sous l'effet d'une telle pression, les détecteurs sont insensibles à toute forme de rayonnement. Ce n'est qu'après une décompression que les gouttelettes

retrouvent leur état liquide métastable à pression ambiante et que le détecteur est de nouveau activé.

5.2 Détecteurs PICASSO “avec”et “sans”sel

La première génération de détecteurs était communément appelée : les détecteurs “avec sel ”. Une des façons d’obtenir une dispersion des gouttelettes homogène et de qualité requiert que la solution dans laquelle elles sont mélangées soit de densité également répartie. La densité du C_4F_{10} étant de 1.61 g/mL, une solution de chlorure de césium (CsCl) est ajoutée. Ce sel est utilisé pour sa densité élevée ($\rho_{CsCl} = 3.97 \text{ g/cm}^3$) et sa grande solubilité dans l’eau. Comparé à sa masse totale, ce type de détecteur est constitué d’environ 40% de CsCl. Cependant, la solution de CsCl introduit deux inconvénients : outre son coût élevé, ce sel constitue une source de contamination avec des métaux lourds émetteurs alpha qui limite la sensibilité des détecteurs. Une technique de purification a été développée à cet effet pour réduire au maximum les actinides émetteurs alpha. Mais le césium est aussi une source de rayonnement gamma. Suite aux essais des bombes nucléaires, le ^{133}Cs , étant en abondance naturelle dans l’environnement, il est lui-même contaminé par des traces de l’isotope ^{137}Cs qui est un émetteur de rayons gamma. De plus, il s’est avéré que le sel CsCl est aussi contaminé par des traces de ^{40}K , un autre émetteur gamma. Des mesures avec un échantillon de 2 kg de sel de CsCl ont été effectuées avec un détecteur au germanium. L’activité gamma obtenue est présentée dans le tableau 5.I et n’est pas négligeable [70].

Isotope	Énergie dominante des γ	Activité (mBq/kg)	Concentration
^{40}K	1460.83	136.64 ± 9.99	$4.41 \pm 3.22 \text{ ppm K}$
^{132}Cs	667.72	1.07 ± 0.25	
^{134}Cs	563.25, 569.33 604.72, 795.86	35.35 ± 1.24	
^{137}Cs	23.23	1.29 ± 0.36	

Tableau 5.I – Bruit de fond gamma mesuré dans 2 kg de sel de CsCl.

Pour éliminer le problème de ces émetteurs gamma ainsi que la contamination intrinsèque par les émetteurs alpha, une toute nouvelle procédure de fabrication, élaborée dans le cadre de ce travail, a été adoptée par la collaboration PICASSO dans laquelle le solvant à base de CsCl a été remplacé par un gel polymérisé de glycérine et polyéthylène glycol : les détecteurs “sans sel”. La suspension homogène des gouttelettes est obtenue en augmentant la viscosité avant la polymérisation du gel sans requérir l’ajustement des densités. Ce gel, naturellement plus pur, offre une importante amélioration dans le taux de comptage des détecteurs.

5.3 Les méthodes de purification

La principale source de contamination des détecteurs sont les émetteurs alpha issus des chaînes de désintégration de l’uranium et du thorium. L’importance d’un environnement sain ainsi que de la radiopureté de tous les constituants du module sont essentielles pour éliminer les risques de contamination. C’est pourquoi, la fabrication et la purification sont réalisées en salle blanche de classe 10 000. Celle-ci est, de plus, munie d’un système à osmose inverse d’eau ultra pure. Ce procédé de purification de l’eau permet d’acquérir une résistivité de 18 M Ω .cm à 25°C contre 1000 et 5000 Ω .cm pour une eau potable provenant du réseau urbain. Un nettoyage minutieux est effectué sur tout le matériel utilisé pour la fabrication, au moyen d’un bain ultra-sonique ainsi que d’une solution concentrée de détergent spécialement conçue pour contrôler rapidement la contamination radioactive et enlever les particules indésirables sur les surfaces : le *RadiacWash*.

La méthode de purification du gel est basée sur un procédé développé pour la purification de l’eau lourde dans l’expérience SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*), renommée pour ses observations d’oscillation des neutrinos. Cette technique repose sur la mise en solution d’un précipité formé de molécules particulières : l’hydroxyde de zirconium (HZrO). La grande affinité du zirconium avec les ions lourds permet une efficacité d’absorption des contaminants supérieure à 90%, tout en laissant la molécule d’hydrogène

dans la solution. Le tableau 5.II présente les différents résultats obtenus en purifiant au HZrO des solutions volontairement contaminées avec différentes sources radioactives [71]. Les membranes des filtres utilisées pour cette expérience sont par la suite immergées dans de l'acide chlorhydrique pour en extraire les métaux lourds puis l'activité est mesurée par des scintillateurs liquides.

Contaminants	Efficacité d'extraction
^{228}Th	$99.1 \pm 1.5\%$
^{224}Ra	$97.0 \pm 1.2\%$
^{226}Ra	$97.1 \pm 0.6\%$
^{212}Pb	$96.1 \pm 0.8\%$
^{212}Bi	$92.8 \pm 1.6\%$

Tableau 5.II – Efficacité d'extraction des contaminants par le procédé de purification au HZrO.

Dans le cadre de ce travail, la stratégie adoptée pour la purification de la solution monomère centrale du gel consiste en une succession de cinq filtres "gorgés" de précipité de HZrO. Lorsque la solution à purifier entre en contact avec le précipité de HZrO, les particules composites telles que RaZrO, UZrO, ThZrO restent emprisonnées dans les filtres. Cette méthode assure un niveau de pureté plus qu'adéquat en minimisant les manipulations. Auparavant, les diverses composantes qui entrent dans la fabrication du gel étaient purifiées séparément en mélangeant le précipité de HZrO directement en solution avant la filtration. Cette démarche engendrait beaucoup plus d'exposition à l'air ambiant ainsi que l'infiltration de bulles d'air durant le mélange des différents éléments.

Avec la nouvelle méthode, la possibilité d'un environnement sous azote pendant la filtration est maintenant envisageable. D'ailleurs cette amélioration a été apportée à la nouvelle procédure de purification pour éviter toute contamination par le radon, gaz radioactif naturellement présent dans l'environnement. La concentration de radon dans l'air ambiant du laboratoire René J.A. Lévesque, où sont fabriqués les détecteurs, a été mesurée et correspond à 10 Bq/m^3 [72]. Il est indispensable de contrôler et de minimiser cette contamination. C'est pourquoi, une attention particulière doit être apportée pen-

dant la procédure de fabrication, pour la nouvelle génération de détecteurs. Tout d'abord avant la filtration de la solution finale, le contenant en acrylique vide servant de réceptacle pour la solution purifiée est plusieurs fois dégazé et mis sous pression d'azote la veille de la fabrication. La filtration sous environnement d'azote est effectuée au moyen d'un système fermé complètement étanche. Les systèmes de ventilation et de filtration de l'air ambiant de la salle blanche assurent également une diminution du taux de radon dans le milieu de fabrication. Ensuite, un dégazage de la solution sur une période de plus de 12 heures est effectué, permettant d'éliminer toute agression par du gaz résiduel qui pourrait se confondre avec le liquide actif, lors de l'émulsion des gouttelettes. Toutes ces précautions ont permis de minimiser de façon considérable la contamination des détecteurs. La figure 5.2 montre le taux de comptage des détecteurs en optimisant successivement la procédure de fabrication et de purification par ces méthodes élaborées dans la cadre de cette thèse [73].

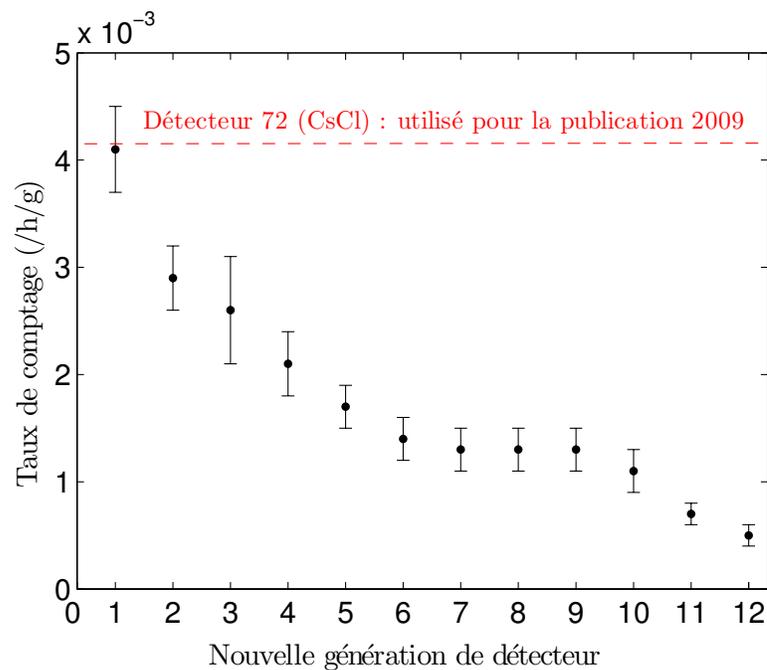


Figure 5.2 – Taux de comptage des détecteurs en améliorant la procédure de fabrication comparés avec le meilleur détecteur, utilisé pour publier les limites en 2009 (détecteur 72).

5.4 Détails techniques de la fabrication des détecteurs “sans sel ”

Le détecteur PICASSO se base sur un gel de polyacrylamide, soit un polymère formé de chaînes d'acrylamides. Celui-ci forme un milieu plus qu'adéquat pour la suspension des gouttelettes métastables ainsi qu'une interface harmonieuse, lisse, sans aspérité. Tel qu'énoncé auparavant, deux générations de détecteurs ont été développées par le projet. La première technique avait l'avantage de bénéficier d'une solution monomère de densité égale au fréon, en utilisant un solvant à base de chlorure de césium. Les détails de sa fabrication sont explicités dans [74, 75]. La deuxième méthode consiste à exploiter la viscosité accrue du milieu par l'ajout de la glycérine et du polyéthylène glycol. Les composantes de base de ces deux prototypes sont : – l'acrylamide, qui forme la chaîne monomère principale du gel,

- le bis-acrylamide, l'agent réticulant qui permet la liaison entre les chaînes,
- le triton X-100, un surfactant qui favorise la dispersion des gouttelettes,
- le persulfate de sodium (NaPS) et le tetraméthylethylènediamine (TEMED), l'initiateur et le catalyseur qui respectivement vont permettre l'accélération du processus de polymérisation de la solution monomère.

La première étape consiste à mélanger les différents éléments qui constituent la solution monomère soit : la glycérine, le polyéthylène glycol, ainsi que l'acrylamide et le bis-acrylamide. La quantité de ces deux derniers déterminent la rigidité finale du gel, c'est-à-dire l'élasticité des liaisons entre les chaînes du monomère. Le triton X-100 est aussi ajouté au mélange. Le tout est dissout dans l'eau ultra pure à l'aide d'un barreau magnétique recouvert de téflon. Une fois le mélange parfaitement homogène, il est filtré sous environnement d'azote puis dégazé à température ambiante pour une durée de plus de 12 heures. Due aux propriétés thermodynamiques du C_4F_{10} , la dispersion des gouttelettes liquides de fréon à l'état stable s'opère à très basse température, bien en dessous de sa température d'ébullition. C'est pourquoi, le dégazage de la solution purifiée se poursuit à $-20^{\circ}C$, pendant plusieurs heures, jusqu'à ce que la température soit complètement équilibrée dans tout le mélange.

Le persulfate de sodium, purifié préalablement, est ajouté quelques minutes avant l'injection du C_4F_{10} à l'état liquide stable. La présence du surfactant, triton X-100, est indispensable au processus d'émulsion des gouttelettes pour assurer une distribution homogène de la taille de ces dernières. Connaissant la viscosité du milieu, il a été possible de trouver les conditions favorables pour obtenir une distribution centrée à $200 \mu\text{m}$ de diamètre. Le contrôle de la vitesse de rotation du barreau magnétique à 250 rotations par minute, pour un temps d'agitation de 15 minutes, permet d'obtenir un vortex efficace pour la création de cette distribution. Le TEMED purifié est ensuite incorporé dans la solution et le module est placé à température ambiante dans le but respectivement d'accélérer ainsi que de favoriser le processus de polymérisation. Parallèlement, le module est mis sous pression d'azote pour assurer le maintien des gouttelettes dans un état liquide stable, car la polymérisation est une réaction chimique exothermique qui fait aussi augmenter la température de la solution. Une fois le gel polymérisé, la pression d'azote est progressivement relâchée afin d'éviter des transitions de phase trop subites au niveau des gouttelettes. Puis, le module est rempli d'huile minérale et scellé dans son cadre en acier inoxydable pour ensuite être connecté au système de pression hydraulique à l'extérieur de la salle blanche.

Toutes ces étapes sont résumées sur la figure 5.4, structurée à partir du diagramme de phase du C_4F_{10} . La fraction typique du volume de liquide actif dans le gel sur le volume total de gel du détecteur f est aussi appelé "*loading*" et représente environ 1%. Cette fraction est calculée à partir de la masse active injectée qui est mesurée par pesée lors du processus de fabrication mais aussi par des mesures d'étalonnage avec une source de neutrons. Ces mesures seront présentées au chapitre 7.

Dans cette dernière étape de fabrication, plusieurs améliorations ont été apportées. Un couvercle en acrylique très étanche a été spécialement conçu pour la fabrication et permet de retourner le module complètement à l'envers, durant tout le processus de polymérisation [76]. Lorsque le gel est formé, le module est remis délicatement à l'endroit et

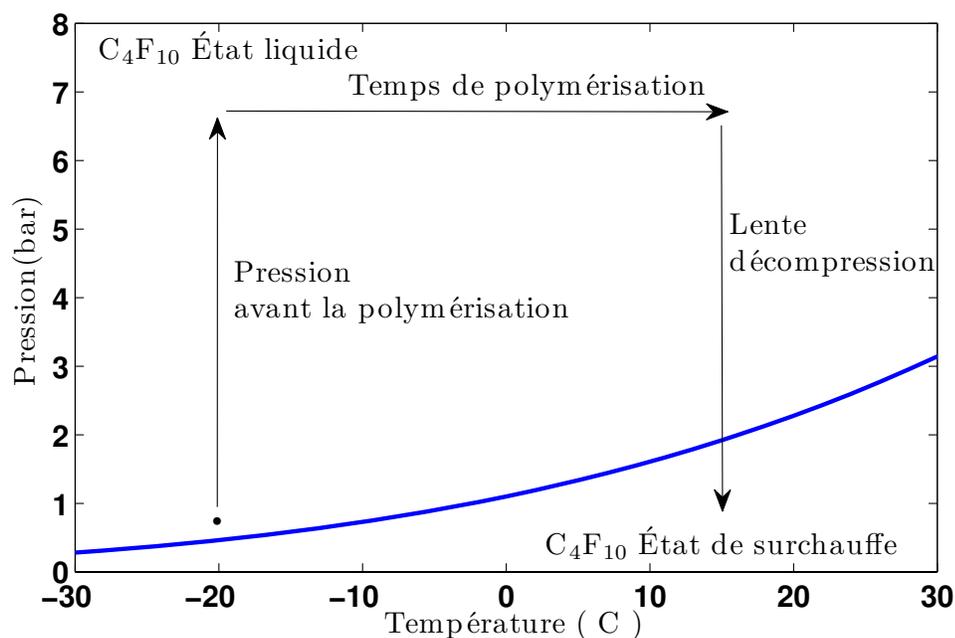


Figure 5.3 – Processus de fabrication pour la suspension des gouttelettes surchauffées.

le barreau magnétique peut être récupéré à l'aide de tiges aimantées. Un surplus de toutes les composantes du gel est maintenant préparé et suit exactement les mêmes étapes de fabrication et de purification, à l'exception de l'injection du liquide actif. Il constitue une protection ajoutée sur le dessus du gel polymérisé, où se trouvent les gouttelettes, dont le but est d'empêcher une surface de contact directe des gouttelettes avec l'huile minérale, évitant ainsi qu'elles ne s'échappent en s'évaporant.

La fabrication et les techniques de purification, élaborées dans le cadre de ce travail, sont des processus complexes comprenant une quantité considérable de détails qu'il n'a pas été possible d'énoncer de manière approfondie dans ce chapitre. La figure 5.4 récapitule toutes les étapes de purification et de fabrication en illustrant bien la complexité des procédures adoptées par le projet PICASSO [77].

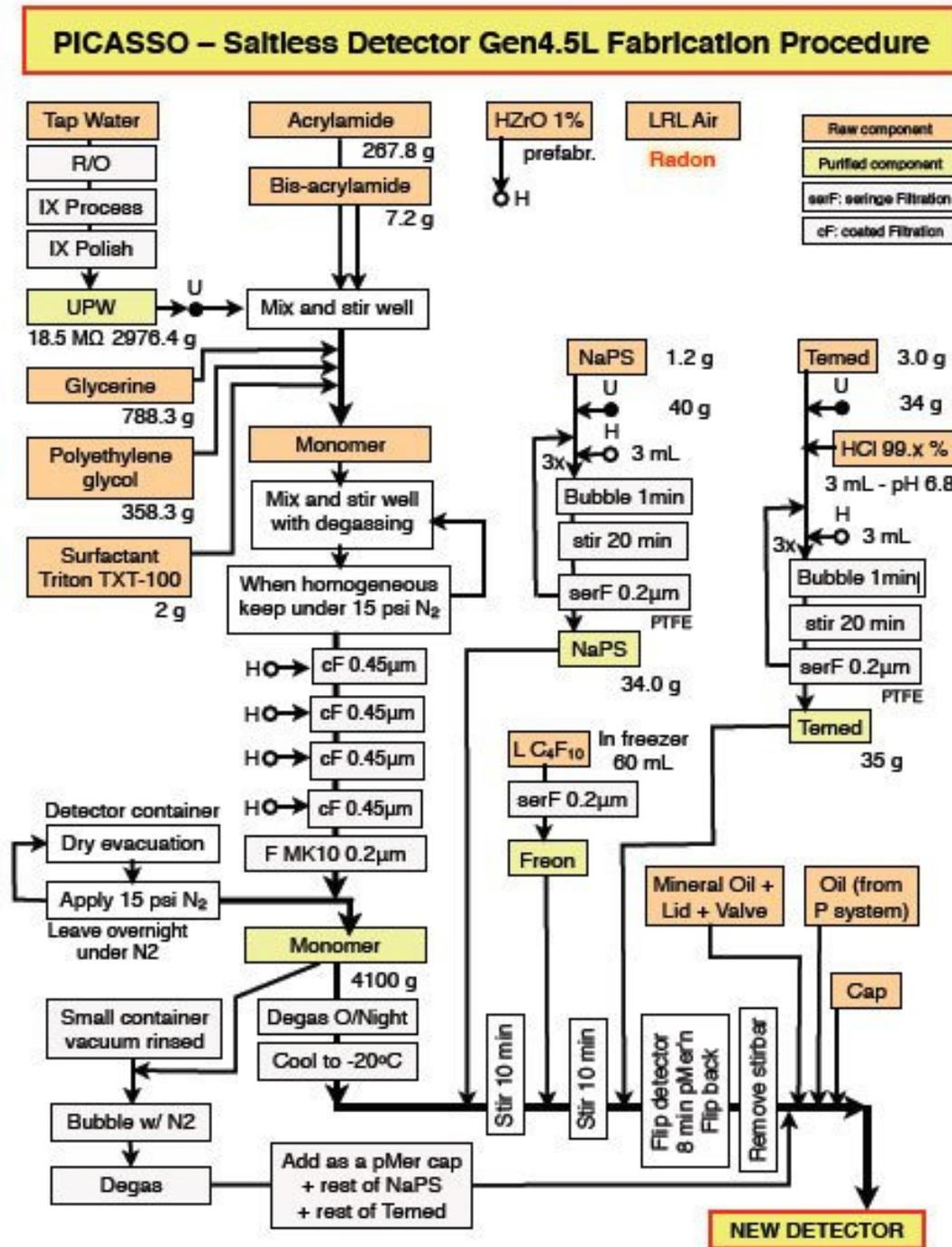


Figure 5.4 – Diagramme récapitulatif de toutes les étapes de fabrication et de purification des détecteurs PICASSO “sans sel” de 4.5 L.

CHAPITRE 6

TRAITEMENT DES DONNÉES BRUTES

Les expériences à très bas taux de comptage sont généralement dominées par les bruits de fond. C'est la raison aussi pour laquelle chez PICASSO, des méthodes sont exploitées pour pouvoir extraire le véritable taux de comptage de WIMP. La caractérisation complète des évènements de nature physique, c'est à dire générés par des particules (neutron, alpha, gamma) ainsi que par des évènements de nature non physique (bruit électronique, acoustique), a permis de développer des procédés d'analyse capables de les dissocier. Une étude minutieuse sur la nature des signaux acoustiques enregistrés par le système d'acquisition de données (DAQ) a été menée, dans le cadre de ce travail, à travers toute la plage de température. Celle-ci a permis non seulement d'optimiser l'analyse déjà existante mais aussi de créer de nouvelles variables grâce à l'observation de plusieurs bruits de fond indésirables. Après avoir exposé les différentes générations du système d'acquisition de données et leurs propriétés respectives, les outils d'analyses de base seront présentés. Ils ont été indispensables pour réaliser la sélection automatique des évènements.

6.1 Le système d'acquisition de données (DAQ)

Il a été mentionné dans les chapitres précédents que chaque détecteur est équipé de neuf senseurs piézo-électriques, montés sur les parois de celui-ci. Leur disposition sur le contenant assure un maximum d'efficacité de détection et garantit la possibilité de localiser les évènements, tout en maximisant l'angle solide. Pour assurer un très bon couplage acoustique, l'interface entre les parois du contenant en acrylique et la surface des senseurs est remplie de graisse à vide, qui doit être régulièrement vérifiée. Après de nombreux cycles d'exposition du détecteur, à différentes températures, les expansions et les contractions thermiques de la jonction dessèchent la graisse à long terme. Cette

altération cause une diminution de l'efficacité du couplage et par conséquent une dégradation du signal enregistré. Les senseurs exploités par le projet PICASSO sont des capteurs PZT (Titano-Zirconate de Plomb) d'une sensibilité de $27 \mu\text{V}\mu\text{bar}^{-1}$. Ce sont des petits disques de cristaux en céramique synthétique de 16 mm de diamètre et de 8.77 mm d'épaisseur. La gamme de fréquences sensible au signal d'une explosion de gouttelette générée par une particule se situe entre 18 kHz et 180 kHz, où le senseur piézo-électrique donne un maximum de sensibilité en fonction de la fréquence [78] (figure 6.1).

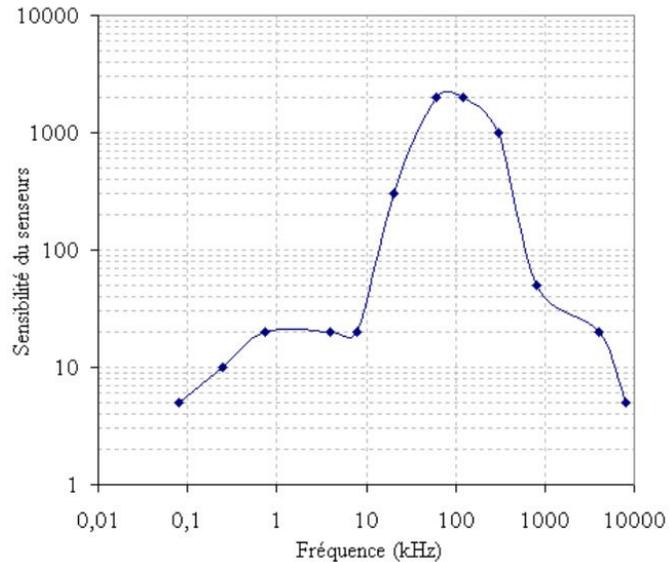


Figure 6.1 – Sensibilité des senseurs piézo-électriques (PZT27 Ferroperm) en fonction de la fréquence.

Le front d'ondes acoustiques provoqué par la vaporisation des gouttelettes fait vibrer les cristaux par mode de compression et le transforme en signal électrique. Des préamplificateurs, adaptés à ces senseurs, ont été développés par le Groupe Technologique de l'Université de Montréal [79, 80] et optimisés pour les hautes fréquences associées au mode de compression. Ces préamplificateurs sont composés de deux étages d'amplification. Le premier est muni d'un assemblage de deux transistors avec un gain fixe de 30 à 40 qui n'a jamais été changé dans l'historique du projet, étant donné qu'il est très

stable et qu'il ne crée pas de bruit de fond électronique. Le deuxième étage d'amplification comprend un préamplificateur opérationnel, équipé d'une résistance *feedback* qui régule le voltage du signal de sortie pour que celui-ci soit toujours supérieur au voltage du signal d'entrée. C'est en changeant cette résistance *feedback* qu'il est possible de diminuer ou d'augmenter le gain total des préamplificateurs. Un effort important a aussi été apporté au développement de techniques d'insonorisation, éliminant les bruits acoustiques générés par le système de régulation de température. Le signal électrique est amplifié pour chacun des neuf canaux par ces préamplificateurs puis numérisé par des convertisseurs ADC (Analog Digital Converter). Tout le système a été minutieusement monté pour éviter les courants de fuite ou autres artéfacts, tel que l'atténuation du voltage en fonction de la distance qui pourrait affecter le signal de sortie. Celui-ci est enregistré à condition que son amplitude, en un temps précis, dépasse la valeur du seuil de voltage préalablement ajustée manuellement. Ce temps dépend de la fréquence d'échantillonnage du système d'acquisition de données et est directement relié au point de démarrage pour l'enregistrement d'un signal. Lorsque l'amplitude du signal dépasse à cet instant précis la valeur du seuil, le signal est alors enregistré par le système. Le niveau du seuil est ajusté en fonction du bruit électronique de chaque canal de sorte que l'efficacité d'enregistrement des signaux soit maximale.

Durant la phase actuelle du projet, trois générations de système d'acquisition de données (DAQ) se sont succédées. La différence entre ces diverses implémentations réside dans le gain des préamplificateurs ainsi que dans l'échantillonnage de l'acquisition. La dernière génération a été installée dans la mine, étant donné les très bons résultats obtenus au laboratoire de Montréal et ils seront également présentés.

6.1.1 DAQ de la première génération

La première génération du système d'acquisition de données, communément appelée OLD DAQ, présentait les mêmes caractéristiques que celles mentionnées dans les sections précédentes. La fréquence d'échantillonnage était de 400 kHz pour une durée de

4096 échantillons de résolution. La longueur maximale de la fenêtre du temps de signal était de 10.24 ms par canal. Le point de départ pour l'enregistrement d'un signal est le 512^{ème} échantillon. Le gain des préamplificateurs était tel que le signal était amplifié jusqu'à un facteur 5, de sorte que les bruits électronique et acoustique étaient à peine visibles dans l'enregistrement des données. Un exemple est montré sur la figure 6.2.

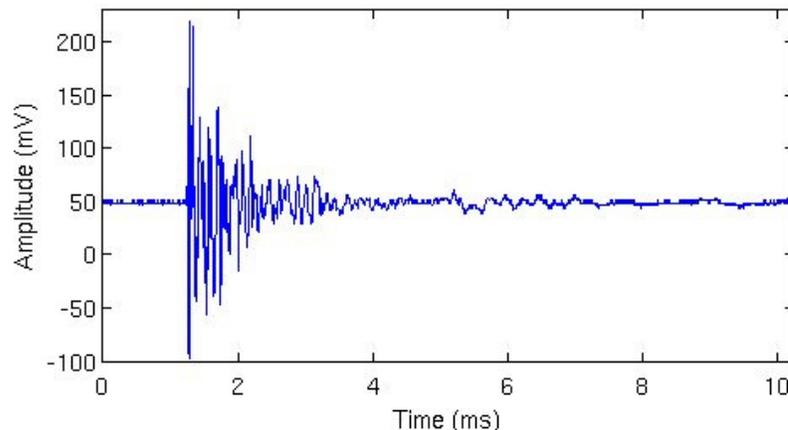


Figure 6.2 – Signal enregistré du système d'acquisition de données de la première génération avec la fenêtre de temps de 10.24 ms. Ce signal présente un *offset* de 50 mV.

Cependant, la stabilité de ce DAQ était précaire. Les variations de températures appliquées au détecteur engendraient des hystérèses dans les amplitudes enregistrées et dans la tension d'entrée du signal qui ne restait pas nulle. En langage électronique, cette tension est définie par l'*offset*. L'efficacité de détection n'était pas maximale. Dans le but d'optimiser la qualité des signaux enregistrés ainsi que la stabilité du système électronique, une nouvelle génération de DAQ a été créée.

6.1.2 DAQ de la deuxième génération

Pour le système d'acquisition de données de la deuxième génération, communément appelé NEW DAQ, la fréquence d'échantillonnage est restée la même (400 kHz) mais la résolution a été doublée de sorte que l'acquisition se fasse à 8192 échantillons, augmen-

tant ainsi la longueur du signal enregistré. La fenêtre de temps est maintenant de 20.48 ms et le gain des préamplificateurs a également été augmenté, de sorte que le signal soit amplifié à un facteur de 4000. Le point de départ pour l'enregistrement d'un signal a aussi doublé et correspond au 1024^{ième} échantillon. Un exemple de fenêtre typique pour ce DAQ est montré sur la figure 6.3.

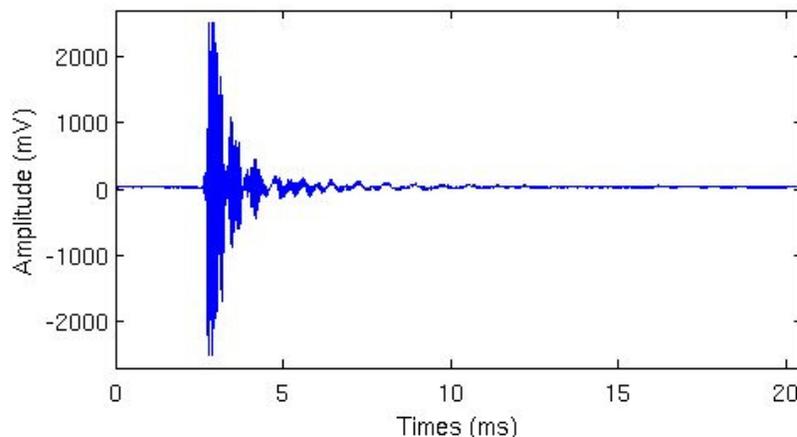


Figure 6.3 – Signal enregistré du système d'acquisition de données de la deuxième génération avec la fenêtre de temps de 20.48 ms.

Les modifications apportées pour la stabilité du DAQ, l'augmentation de la résolution ainsi que l'étude minutieuse de l'origine et de la nature des signaux, ont permis de développer des outils efficaces pour la sélection des évènements. La puissance de l'analyse a révélé un problème important relié à cette génération de DAQ : la saturation des signaux. Celle-ci se reflète dans tous les procédés d'analyse et limite surtout ceux concernant la discrimination alpha-neutron (chapitre 10). Un signal saturé introduit une perte importante de l'information. Lorsque 100% des signaux sont saturés, qu'ils soient de nature acoustique ou mécanique, il ne sera pas possible de les distinguer. Le développement de nouvelles variables dans l'analyse traitera en détail des différentes techniques mises en oeuvre pour contourner ce problème. Cette étude a d'ailleurs permis d'améliorer la génération de DAQ déjà existante.

6.1.3 DAQ de la troisième génération

Dans cette troisième génération, plusieurs changements ont été effectués. Tel que mentionné préalablement, des tests ont été réalisés à l'Université de Montréal, donnant de bons résultats qui seront présentés dans le chapitre 10. Tout d'abord, le gain des pré-amplificateurs a été réduit à un facteur de 100, en comparaison avec la deuxième génération de sorte qu'il n'y a plus de signaux saturés. Des filtres pré-sélectifs RC passe-haut de 20 kHz ont été intégrés dans le système entre le premier et le deuxième étage d'amplification, dans le but de réduire considérablement les basses fréquences associées aux bruits non-physiques indésirables. L'*offset* a complètement été éliminé. Cette nouvelle génération a été également conçue avec deux voies distinctes de résolution, à savoir :

- une résolution similaire à celle de la deuxième génération (400 kHz pour 8192 échantillons) ou bien,
- une résolution doublée avec une fréquence de 800 kHz pour 16384 échantillons.

Cette mise au point en période d'essai a eu pour but, entre autre, de savoir s'il était possible d'extraire une information utile en doublant la résolution. Un exemple des signaux obtenus par cette troisième génération est illustré par la figure 6.4.

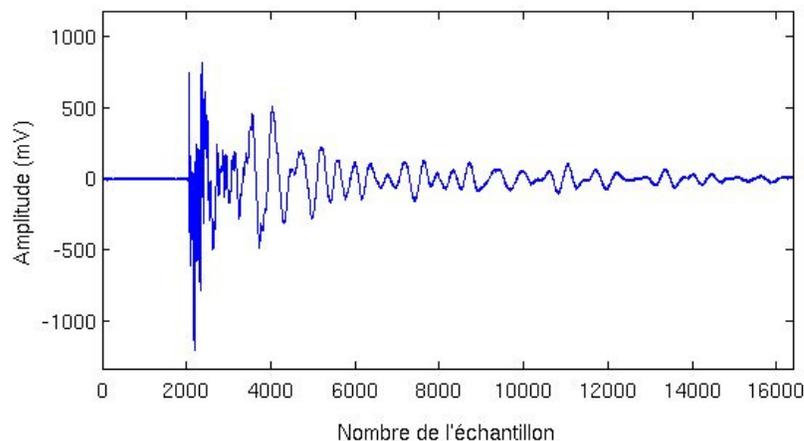


Figure 6.4 – Signal enregistré du système d'acquisition de données de la troisième génération en fonction du nombre d'échantillons.

En améliorant le système d'acquisition de données, les outils d'analyse sont de plus en plus optimisés. Les deux ont été complémentaires dans la compréhension du traitement du signal. Son étude a tout d'abord été menée dans le domaine visuel, pour dissocier les bruits non-physiques des évènements physiques dans la recherche du signal et dans le domaine fréquentiel, pour distinguer ces deux types d'évènements.

6.2 Sélection des évènements

Le système d'acquisition de données enregistre tous les signaux dont l'amplitude dépasse le seuil de déclenchement, défini manuellement. Il est indispensable d'avoir des critères de sélection permettant de dissocier les évènements générés par la nucléation d'une gouttelette des autres évènements, pour déterminer le taux de comptage réel des détecteurs. Un bon évènement peut être reconnu par le contenu fréquentiel du signal brut qui donne les indices nécessaires pour distinguer une nucléation d'un bruit externe. Le signal typique de la nucléation d'une gouttelette est caractérisé par une impulsion franche, rapide et violente, qui engendre des fréquences dans le signal au-dessus de 20 kHz. Il doit être présent sur les neuf canaux et son amplitude doit être supérieure à celle du bruit de fond électronique.

L'application d'un filtre passe-haut de 18 kHz permet d'éliminer les signaux provoqués par les bruits électroniques et acoustiques. De façon générale, les bruits d'origine extérieure sont principalement composés de basses fréquences (< 18 kHz). Ces signaux peuvent être provoqués par les senseurs, les préamplificateurs, l'électronique du système DAQ, ou encore, par des bruits extérieurs environnants. Ils sont rapidement détectables soit par leur forme caractéristique (oscillation irrégulière) soit par l'inspection de leur spectre de Fourier (FFT : Fast Fourier Transform). Dans ce cas, ils sont faciles à rejeter lors de l'analyse. La figure suivante 6.5 illustre respectivement les amplitudes brutes et filtrées de deux exemples d'évènements enregistrés par le DAQ, dont l'un est généré par la nucléation et l'autre par un bruit externe.

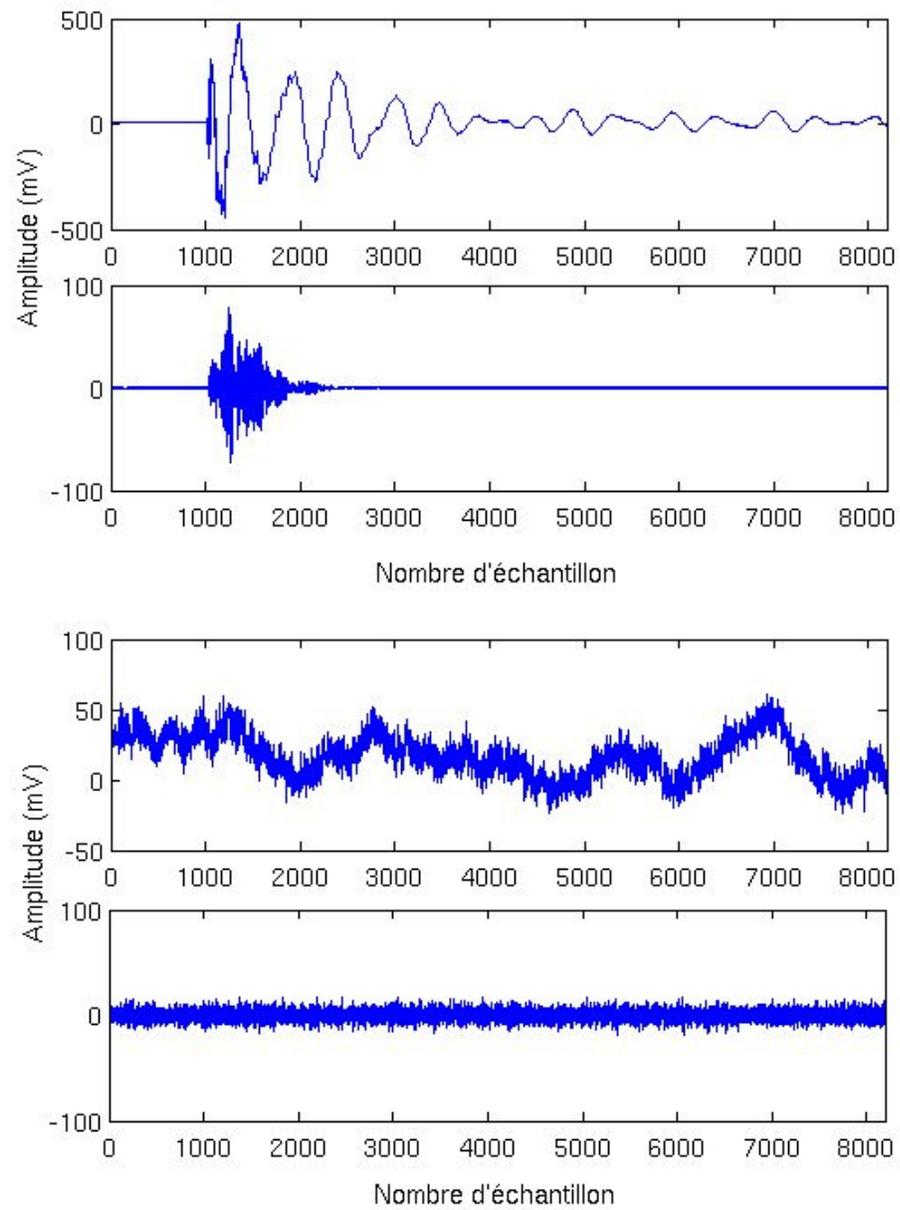


Figure 6.5 – Les deux premières figures représentent les amplitudes brutes et filtrées d'un signal provoqué par la nucléation d'une gouttelette ; tandis que les deux dernières représentent celles d'un signal bruité.

La filtration des signaux permet de réaliser un premier nettoyage en ne sélectionnant que les signaux ayant une forte composante fréquentielle supérieure à 18 kHz. À partir des différents critères préalablement définis, un programme d'analyse a été conçu pour discriminer ces divers types d'évènements, plus spécifiquement, une nouvelle variable basée sur la puissance acoustique du signal filtré [81].

6.3 Énergie acoustique du signal

La puissance acoustique du signal, basée sur la filtration, constitue l'une des variables les plus efficaces pour discriminer les évènements physiques et non-physiques. Un filtre passe-haut de 18 kHz est appliqué sur les neuf canaux de chaque signal enregistré. Les paramètres du filtre dépendent directement des propriétés du système DAQ utilisé et requièrent une bonne connaissance de ce dernier. La construction du filtre se base essentiellement sur la fréquence d'échantillonnage utilisée. Le tableau 6.I répertorie les valeurs des différents paramètres utilisés.

Paramètres du filtre	Valeur donnée
Fréquence d'échantillonnage	400 kHz
Fréquence coupe-bande	16 kHz
Fréquence de la bande passante	18 kHz
Atténuation coupe-bande	80 dB

Tableau 6.I – Paramètres principaux du filtre passe-haut, à la fréquence de 18 kHz.

Ces valeurs ont été ajustées afin d'en extraire l'information utile provenant de l'impulsion provoquée par la nucléation, tout en supprimant les composantes basses fréquences. La figure 6.6 illustre la réponse amplitude-fréquence du filtre passe-haut de 18 kHz.

Une fois que les signaux ont été filtrés, le calcul de la variable d'énergie acoustique du signal est effectué. Celle-ci peut être définie comme étant la mesure de l'intensité

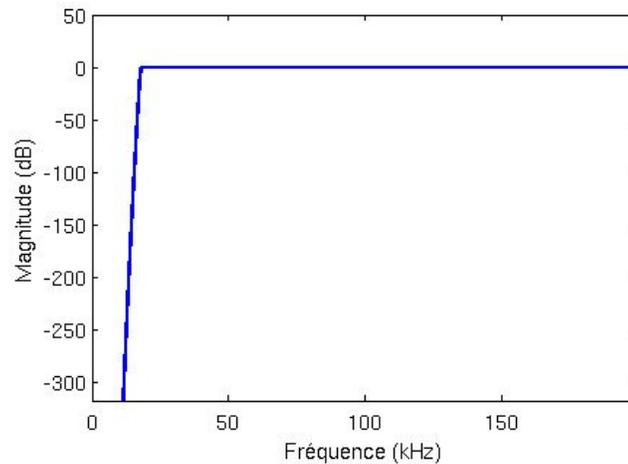


Figure 6.6 – Réponse amplitude-fréquence du filtre passe-haut de 18 kHz.

sonore, intégrée sur la durée de l'évènement dans une fenêtre de hautes fréquences. Les différentes étapes de sa construction reposent également sur la connaissance du comportement des évènements non-physiques, pour pouvoir maximiser l'écart des valeurs entre les signaux générés par la nucléation et les bruits externes.

La première étape est d'évaluer l'intensité du signal en élevant au carré les amplitudes filtrées pour les neuf canaux, puis de calculer la somme cumulée du résultat préalablement obtenu en fonction du nombre d'échantillons. La pente de cette courbe, pour un évènement engendré par la nucléation de la gouttelette, est beaucoup plus franche que celle obtenue par un bruit électronique ou acoustique. En effet, le comportement typique d'un bruit réside dans sa régularité dans le temps de sorte que la somme cumulée pour un tel évènement s'apparente à une droite linéaire. Cette caractéristique est exploitée dans le but d'optimiser cette nouvelle variable. Artificiellement, une droite linéaire est soustraite de la somme cumulée. La différence en valeur absolue est par la suite intégrée et mise en logarithme. La valeur moyenne est effectuée sur tous les senseurs actifs permettant ainsi de réduire les effets d'angle solide. L'illustration de ces différentes étapes est représentée sur la figure 6.7 pour un évènement de nucléation et pour celui d'un bruit externe.

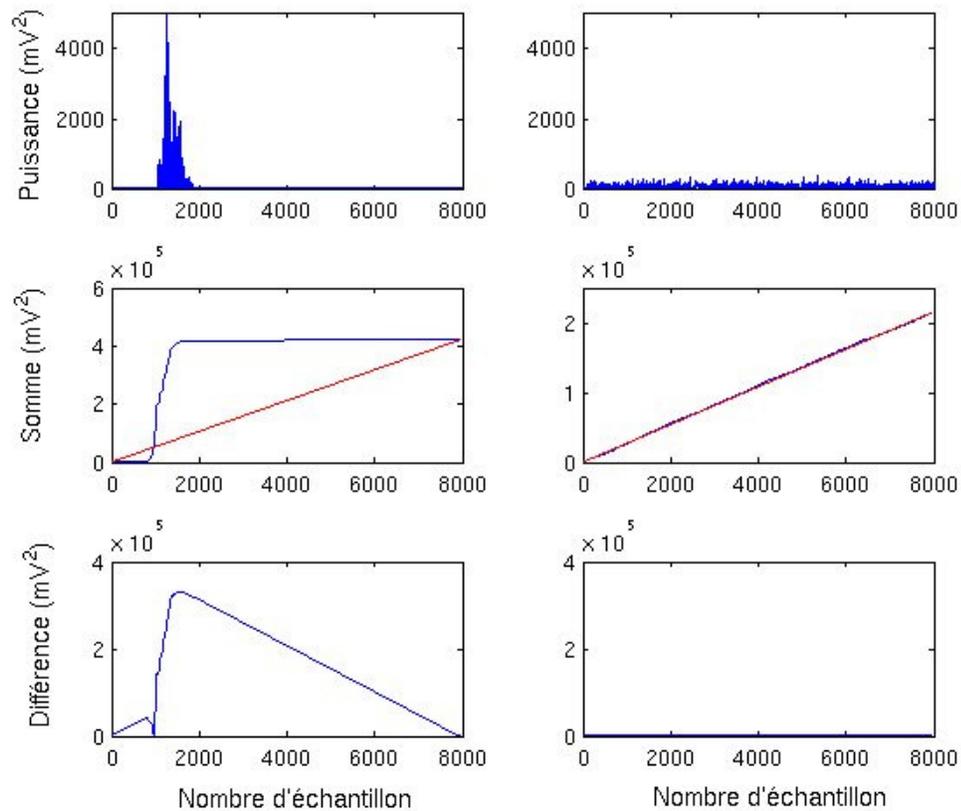


Figure 6.7 – Représentation graphique des différentes étapes dans la construction de la nouvelle variable *EVAR* compilée pour les deux évènements de la figure 6.5 : à gauche pour le signal provenant de la nucléation et à droite pour le signal généré par du bruit électronique.

Cette nouvelle variable est appelée *EVAR* étant donné qu'elle représente la mesure de l'énergie contenue dans le signal primaire [82]. Elle est généralement représentée sous la forme d'un histogramme permettant la mise en évidence visuelle entre le bruit de fond externe et celui d'une vraie particule. La résolution de la largeur à mi-hauteur est d'environ 20% dans les plages de températures utilisées. Un exemple de la distribution *EVAR*, lors d'une mesure d'étalonnage du détecteur avec une source de neutrons à 45°C, est illustré sur la figure 6.8.

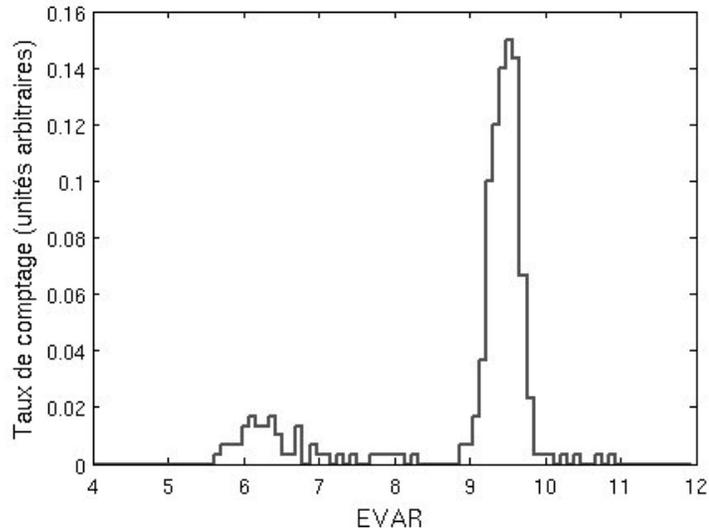


Figure 6.8 – Distribution de l'énergie acoustique *EVAR* durant l'exposition aux neutrons d'une source américium béryllium (AmBe) à 45°C (détecteur 71).

L'amplitude du signal acoustique augmente avec la température et se reflète naturellement dans *EVAR*, ce qui permet d'établir, pour chaque détecteur, des coupures en fonction de la température. Les coupures sont obtenues à partir des données de mesures d'étalonnage avec une source de neutrons. Le taux de comptage des détecteurs lors des séances de prises de données, c'est à dire pendant les sessions de WIMP, est estimé en appliquant ces coupures, cependant certaines précautions sont à prendre pour les évaluer. En effet, en étudiant les amplitudes des signaux enregistrés lors des mesures d'étalonnage avec un grand nombre de bulles éclatées, l'effet d'une diminution dans leur distribution a été observé.

6.3.1 Dépendance dans le nombre d'évènements

Dans un premier temps, il avait été conclu que la diminution des amplitudes était d'origine temporelle : plus la session de mesures est longue, plus l'amplitude diminue.

Cependant, un détecteur dopé avec une source émettrice alpha a montré exactement le même phénomène alors que les séries de mesures ne duraient que quelques minutes, compte tenu de l'activité injectée dans ce détecteur. La figure 6.9 montre la distribution des amplitudes en fonction du nombre d'évènements pour différentes températures. Que ces évènements soient provoqués ou non par des particules alpha ou neutrons, la concentration de bulles de gaz dans le gel affecte la propagation du son et a pour conséquence de diminuer l'amplitude.

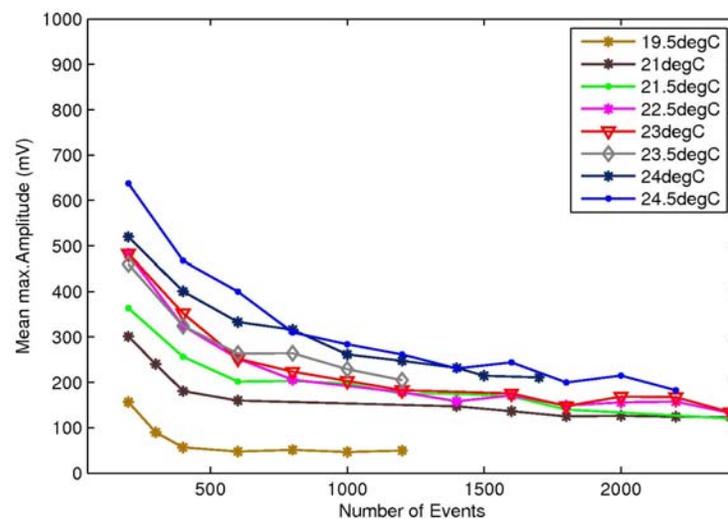


Figure 6.9 – Distribution des amplitudes brutes en fonction du nombre d'évènements obtenue pour un détecteur dopé avec une source émettrice d'alpha (détecteur URS).

Il est indispensable de ne sélectionner seulement que les premiers évènements pour éviter d'obtenir un résultat altéré par cet effet, essentiellement pour les mesures lors d'un étalonnage. Par contre pour les mesures de WIMP, les détecteurs purifiés, même sur 40 heures d'exposition ne dépassent généralement pas un taux de comptage de 100 évènements enregistrés. Une étude a été menée dans le but de déterminer le nombre de bulles à prendre en compte dans le détecteur, sans que l'amplitude ne soit affectée. Pour cela, les prises de données lors des mesures d'étalonnage avec la source de neutrons ont été analysées. La distribution du paramètre d'énergie acoustique *EVAR* de tous les évènements sélectionnés a été comparée avec celle obtenue en ne choisissant que les 100 premiers

évènements. La figure 6.10 représente les résultats de cette comparaison.

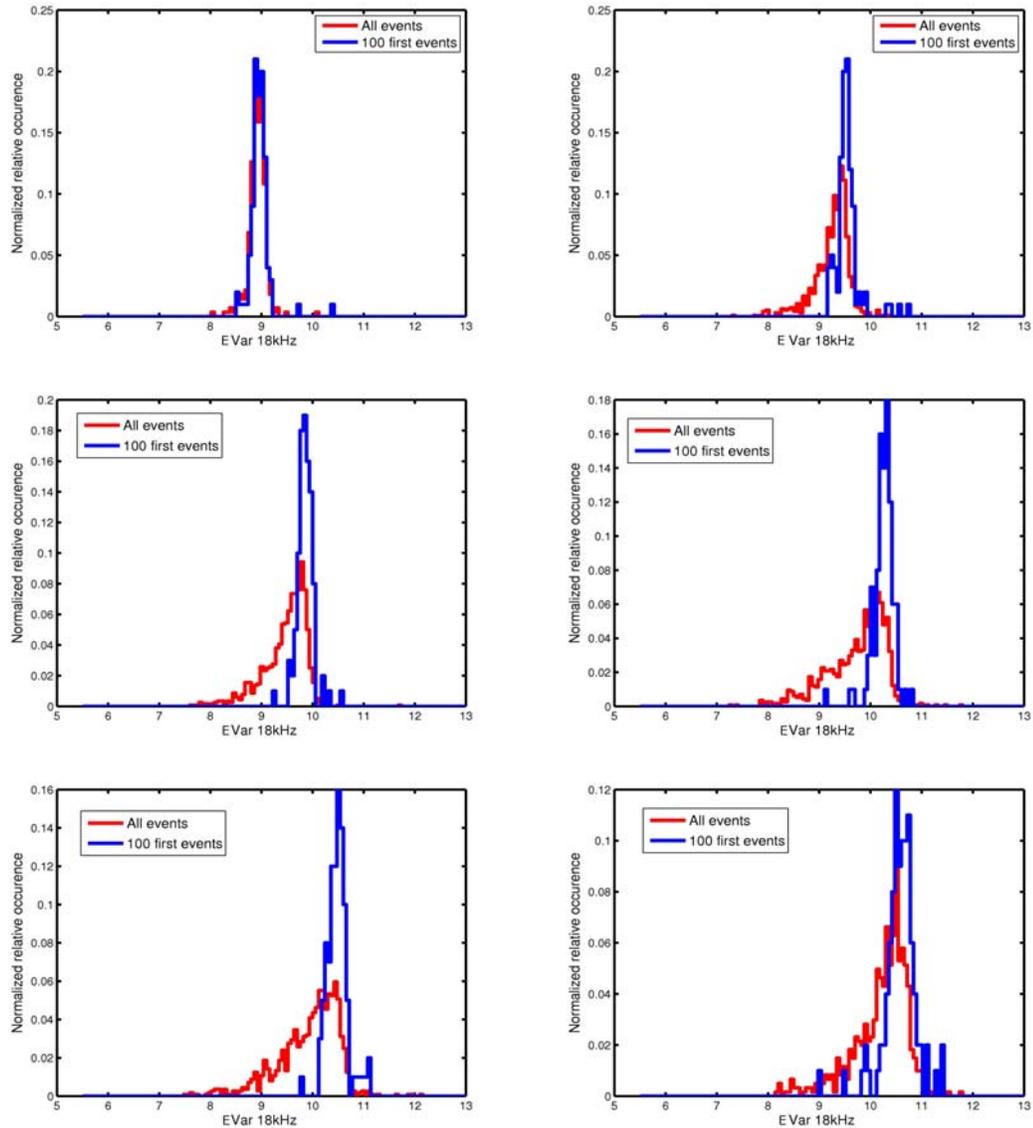


Figure 6.10 – Distributions de *EVAR* obtenues à différentes températures lors des mesures d'étalonnage avec la source de neutrons. Les histogrammes de couleur rouge représentent la distribution totale des évènements, tandis que ceux de couleur bleue correspondent à celle obtenue avec les 100 premiers évènements (détecteur 144).

Tel que constaté sur la figure, la distribution qui tient compte de tous les évènements engendrés par les neutrons (en rouge sur la figure) montre que celle-ci est beaucoup plus

évasée et moins définie que celle des 100 premiers évènements. Ce phénomène s'aggrave au fur et à mesure que la température augmente. Le paramètre d'énergie acoustique est établi en fonction de l'amplitude du signal. Pour la détermination des valeurs de coupures, cette dépendance devient critique puisque celle-ci peut s'avérer avoir été estimée à la baisse. Par conséquent, que ce soit pour la détermination de ces coupures, pour définir le taux de comptage des détecteurs ou encore pour la discrimination, les 200 premiers évènements ont été choisis pour l'analyse. Il est intéressant de constater que malgré l'accumulation de bulles dans la matrice qui affecte l'amplitude du signal, le taux de comptage reste comparable. La figure 6.11 montre la comparaison des taux de comptage effectuée entre les deux distributions d'évènements.

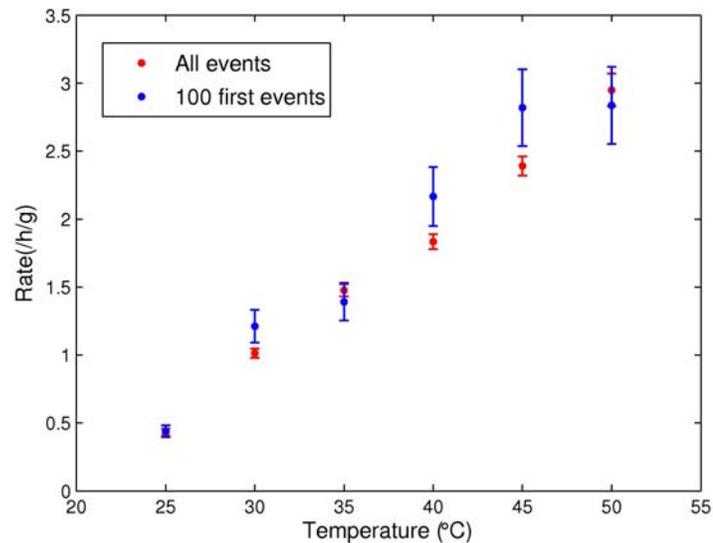


Figure 6.11 – Taux de comptage obtenu pour les mêmes séries de mesures que celles de la figure 6.10 en tenant compte de toute la plage de mesure d'étalonnage (en rouge) et en tenant compte des 100 premiers évènements (en bleu) (détecteur 144).

6.3.2 Détermination des coupures pour les prises de données

Pour chaque mesure d'étalonnage, une première coupure très généreuse est effectuée à l'intersection des deux régions distinctes entre le bruit externe et les signaux induits par les neutrons. La distribution des *EVAR* sélectionnée est ensuite ajustée à l'aide d'une

fonction gaussienne sur les 200 premiers évènements physiques sélectionnés. La limite inférieure retenue de la fonction gaussienne est prise en compte de sorte que 95% des évènements soient acceptés. La mesure de cette limite devient la valeur de la coupure utilisée sur la distribution des évènements obtenus durant les sessions de WIMP. La figure 6.12 illustre la distribution de la valeur de *EVAR* pour plusieurs séries d'étalonnage aux neutrons.

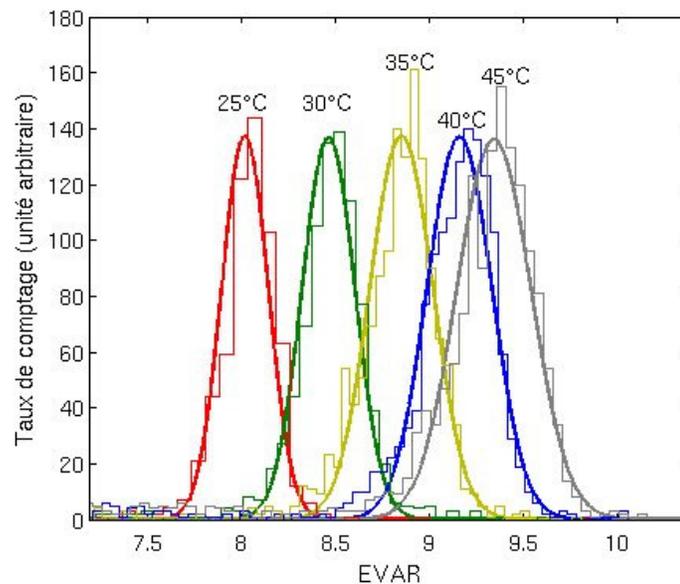


Figure 6.12 – Distribution de l'énergie acoustique *EVAR* durant l'exposition aux neutrons d'une source américium béryllium (AmBe) pour différentes températures ainsi que leur ajustement gaussien respectif (détecteur 71).

Chaque mesure d'étalonnage, pour la température testée, estime une valeur de limite inférieure et supérieure pour l'acceptance des évènements. Puis, chacune de ces valeurs est ajustée avec une courbe quadratique (figure 6.13). Cet ajustement permet également d'extrapoler la valeur des coupures pour toutes les températures de sorte que si le système mis en place pour les détecteurs reste stable, ces valeurs peuvent être prises en compte. Les mesures d'étalonnage sont régulièrement effectuées afin d'assurer la qualité des coupures. Pour résumer, chaque variable de l'analyse est traitée de la même manière en ce qui concerne la détermination des coupures :

- un ajustement gaussien sur les données expérimentales à une température donnée en prenant les 200 premiers évènements physiques,
- un ajustement quadratique ou linéaire pour la détermination de la coupure sur toute la plage de température.

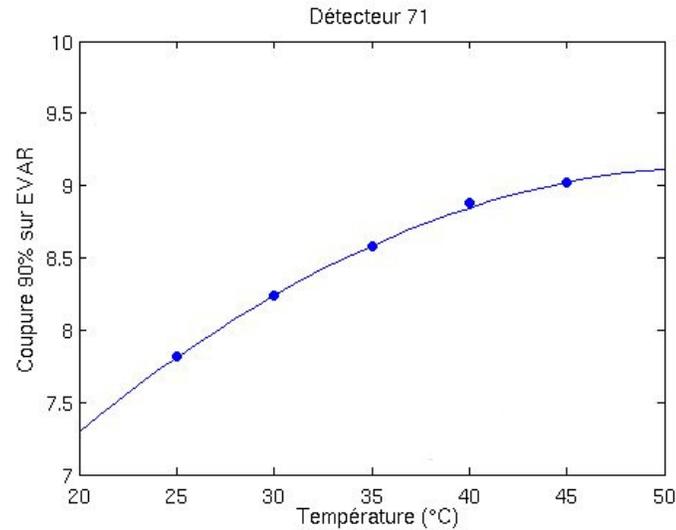


Figure 6.13 – Ajustement quadratique des valeurs obtenues par l’ajustement gaussien lors des mesures d’étalonnage aux neutrons. La ligne pleine et les ronds pleins représentent l’ajustement quadratique pour la borne inférieure de l’ajustement gaussien. Ces valeurs de coupures appliquées sur les sessions de WIMP permettent de sélectionner 95% des évènements physiques enregistrés.

Le choix de l’ajustement quadratique ou linéaire dépend spécifiquement de la nature du signal et sera clairement explicité dans le chapitre 10 de la discrimination alpha-neutron. La variable d’énergie acoustique *EVAR*, grâce à sa coupure effectuée à basse fréquence, aide de façon considérable à la réjection d’évènements non désirables. Néanmoins, certains d’entre eux peuvent être similaires à la nucléation d’une gouttelette à cause de leur composante haute fréquence et, dans ce cas, deviennent difficiles à rejeter par simple coupure *EVAR*. Ce type d’évènements est majoritairement composé de bulles d’air à l’intérieur du gel, d’évènements secondaires ou encore de fractures dans le détecteur. Un moyen de pouvoir discriminer cette catégorie d’évènements a été l’étude détaillée du contenu fréquentiel du signal par l’analyse de Fourier.

6.4 Analyse de Fourier appliquée au signal

L'étude de la transformée de Fourier rapide (FFT) des signaux enregistrés par le DAQ a permis d'élaborer une nouvelle variable *FVAR* capable de discriminer une autre catégorie d'évènements, dont la plupart, concerne directement la nature du gel [83]. La figure 6.14 illustre la transformée de Fourier d'un évènement engendré par une nucléation suite à l'interaction d'une particule. Il est à noter que la transformée de Fourier s'étend seulement de 0 à 200 kHz. Étant donné le taux d'échantillonnage du DAQ (400 kHz), le théorème de Nyquist précise que la distribution en fréquence ne peut s'étendre que jusqu'à la moitié du taux d'échantillonnage.

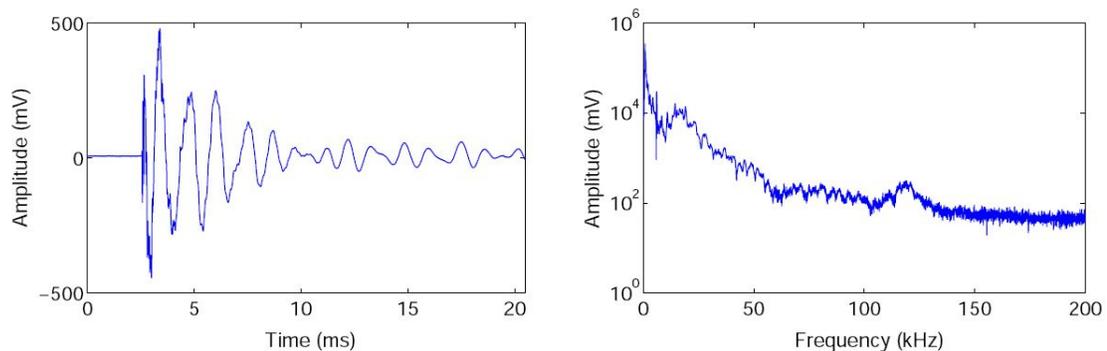


Figure 6.14 – Présentation de la FFT d'un signal généré par la nucléation d'une gouttelette créée par l'interaction d'une particule.

L'analyse approfondie de la FFT, pour un évènement engendré par une nucléation suite à l'interaction d'une particule, a montré que la majorité de la puissance du signal est trouvée dans la plage de fréquences entre 20 kHz et 70 kHz. La variable *FVAR* est donc construite de manière à maximiser l'écart entre les deux types d'évènements. Pour l'étude des nucléations créées par des fractures, un détecteur ayant subi des dommages irréversibles sur la nature de son gel, a été utilisé comme cobaye pour déterminer les différentes fenêtres des fréquences de *FVAR*. Pour celle des bulles d'air, un détecteur sans liquide actif a été conçu et étudié.

La figure 6.15 montre quelques exemples d'évènements que *FVAR* élimine.

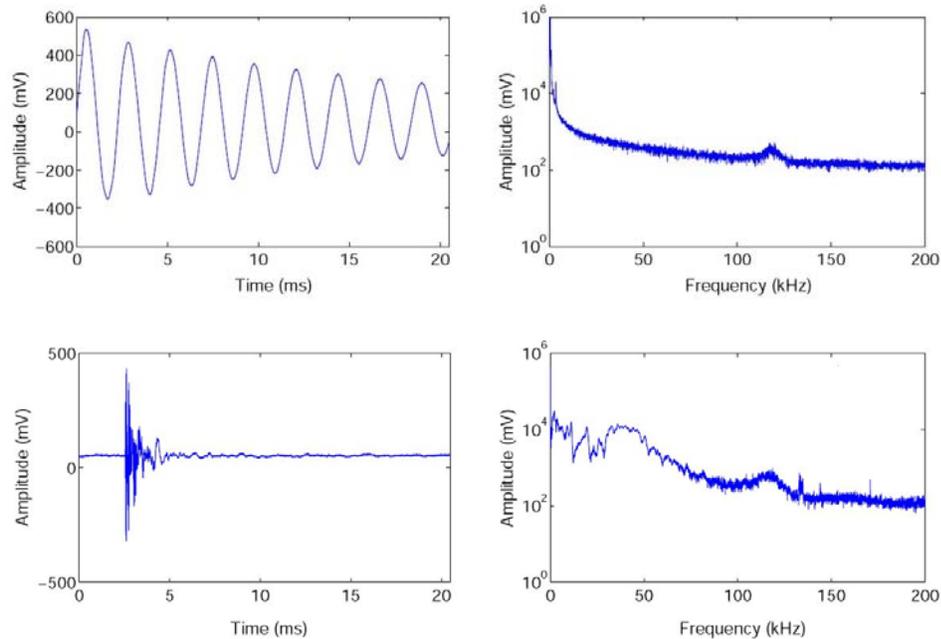


Figure 6.15 – Les deux premières figures de dessus représentent la forme d'onde et la FFT d'un évènement provoqué par une explosion de dynamite dans la mine. Les deux suivantes sont caractéristiques d'un évènement de fracture dans la matrice du gel du détecteur. Tous ces évènements sont éliminés par *FVAR*.

FVAR est construit en prenant le logarithme du rapport entre deux fenêtres fréquentielles préalablement déterminées par l'étude de ces deux détecteurs [84]. La première fenêtre utilisée est située entre 20 kHz et 30 kHz et la deuxième entre 45 kHz et 55 kHz. L'utilité de *FVAR* est de pouvoir identifier des évènements causés par des sites de nucléation spontanée provoqués par des fractures, des bulles d'air, d'où l'appellation d'évènements secondaires. Les fractures causées dans le détecteur constituent un artéfact qui ne pourra jamais se réparer à cause des propriétés irréversibles du gel. Un détecteur dont l'exposition a été réalisée sur une longue durée ou dont le taux de comptage est très grand (> 1000 coups/h) est plus susceptible d'engendrer des fractures, d'où l'importance de cette nouvelle variable. La variable *FVAR* a été spécifiquement insérée dans l'analyse

dans le but de contrecarrer les défauts éventuels des détecteurs. Avec la variable *EVAR*, une figure 2D peut être construite laissant la place à diverses régions, identifiant les différents types de signaux. La figure 6.16 montre *EVAR* versus *FVAR* publiée dans [85].

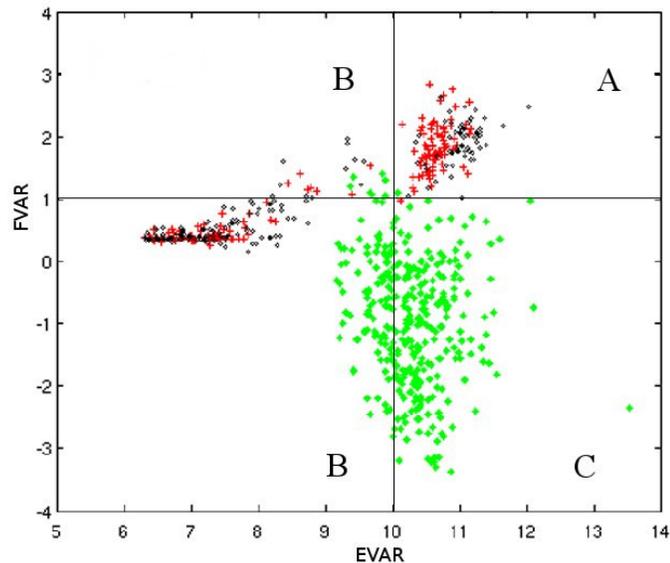


Figure 6.16 – Distribution 2D des paramètres de fréquence (*FVAR*) et d'énergie (*EVAR*), ainsi que l'identification des différentes régions pour la sélection des événements, lors d'une série d'étalonnage avec la source de neutrons (croix rouges) et d'une session de WIMP (cercles noirs). Les événements associés aux fractures ont été mis en évidence par les points verts. La signification des régions A, B et C est expliquée dans le texte.

Les événements générés par des particules tels que les neutrons ou les alpha se situent dans la région A tandis que les bruits électroniques et acoustiques se trouvent dans les régions B. Les événements associés aux fractures sont généralement localisés dans la région C. Les mesures représentées sur la figure 6.16 ont été réalisées à 40°C pour le même détecteur fracturé (det.138). Sans la variable *FVAR*, la sélection uniquement effectuée avec *EVAR* aurait été surestimée. *FVAR* est un outil très important face aux événements engendrés par les défauts du détecteur. Il reste encore des problèmes à régler, surtout en ce qui concerne les chaînes d'événements qui sont très rapprochés dans le temps. Un moyen supplémentaire a été implémenté pour les discriminer, basé sur la distribution temporelle des événements : c'est la coupure dans le temps.

6.5 Coupures dans le temps

Pour la mesure du taux de comptage réel des détecteurs, il est essentiel que chaque nucléation de gouttelette soit indépendante l'une de l'autre. Mais comme mentionné dans la section précédente, il est possible que la nucléation d'une gouttelette dans le détecteur ait un effet mécanique important amenant une certaine instabilité dans le gel lui-même. De tels effets peuvent être déclenchés par un déplacement de gaz actif entre le contenant et le gel, par des gouttelettes trop proches l'une de l'autre ou même par la création de fractures dans le gel. Dans ces cas particuliers, la vaporisation d'une gouttelette peut en engendrer une ou plusieurs autres. Ces événements seront alors enregistrés avec un intervalle de temps très rapproché par rapport à celui qui sépare deux événements non corrélés. Il est clair que dans ces circonstances, la nucléation n'est pas provoquée par le dépôt d'énergie d'une particule et par conséquent ne peut pas être considérée dans le taux de comptage du détecteur. Il est donc nécessaire d'avoir recours à une certaine coupure dans la distribution en temps des événements appelée *BCUT* (*Burst CUT*). La figure 6.17 illustre l'efficacité de cette coupure face à une succession excessive d'événements.

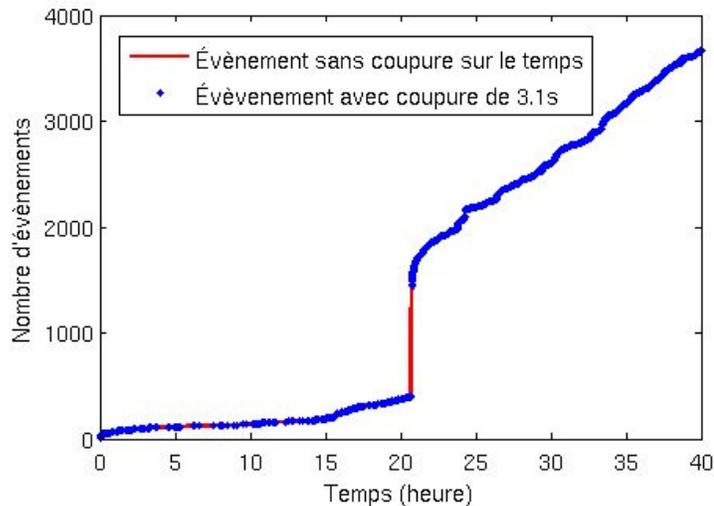


Figure 6.17 – Efficacité d'une coupure dans le temps de $\Delta t = 3$ s sur les événements sélectionnés à 45°C (en bleu) comparée à ceux sans la coupure appliquée (en rouge) (détecteur 136).

La procédure employée pour couper cette catégorie de nucléation, dite spontanée, consiste à créer un temps mort suite à chaque évènement sélectionné par *EVAR* et *FVAR*. La valeur de cette coupure Δt a été choisie expérimentalement en optimisant son efficacité tout en minimisant le temps mort total qu'impose cette coupure sur la mesure effectuée. La valeur retenue est de 3 secondes pour les sessions de WIMP et de 0.1 secondes pour les mesures d'étalonnage avec des sources radioactives. Étant donné que le taux de comptage des détecteurs est très bas, les corrections à apporter pour les temps morts créés par la coupure *BCUT* sont très petites et $< 1\%$. Le tableau 6.II présente le pourcentage de temps mort créé en fonction de la valeur choisie pour trois détecteurs à bas bruit de fond.

Numéro du détecteur	145	147	144
Masse active (gramme de ^{19}F)	69.85 ± 2.79	66.26 ± 2.63	41.51 ± 1.6
Exposition totale (s)	1.44×10^7	1.18×10^7	1.55×10^7
Total avant les coupures	35105	56866	12417
Total après <i>BCUT</i> 3 s	18651	20953	6774
Temp mort (%)	0.4	0.5	0.13

Tableau 6.II – Effet de la coupure sur le temps d'intervalle des évènements pour trois détecteurs.

L'application de la coupure dans le temps ainsi que les variables *EVAR* et *FVAR* sont donc complémentaires pour la détermination du taux de comptage réel d'un détecteur. Cependant, une autre catégorie d'évènements apparaît au fur et à mesure que la température des détecteurs augmente. Plusieurs outils d'analyse ont été mis en place dans le but de comprendre et de supprimer ces signaux. Pour ce faire, une caractérisation complète des formes d'ondes induites par cette catégorie d'évènements a été réalisée dans le cadre de ce travail. Une explication possible quant à leur nature sera également présentée.

6.6 Comportement des détecteurs à hautes températures

Lorsqu'une session de WIMP est effectuée à SNOLAB, pour un détecteur ayant un taux de comptage au-dessus de celui attendu pour les neutrons dans la mine à savoir 1

coup/kgj (chapitre 8), la seule réponse attendue au travers de la plage de température de fonctionnement est la réponse des émetteurs alpha. Dépendant de l'origine de la contamination interne dans le détecteur, à partir de 21°C ou 25°C, la réponse alpha du module reflète un plateau plat au moins jusqu'à 60°C, température à laquelle les détecteurs commencent à être sensibles aux particules gamma (chapitre 7). Pourtant, une remontée dans le taux de comptage est observée en général à partir de 40°C surtout pour des détecteurs à très bas bruit de fond (< 25 coups/kgj). La figure 6.18 illustre la réponse de quatre détecteurs installés dans la mine pour des températures supérieures à 50°C [80].

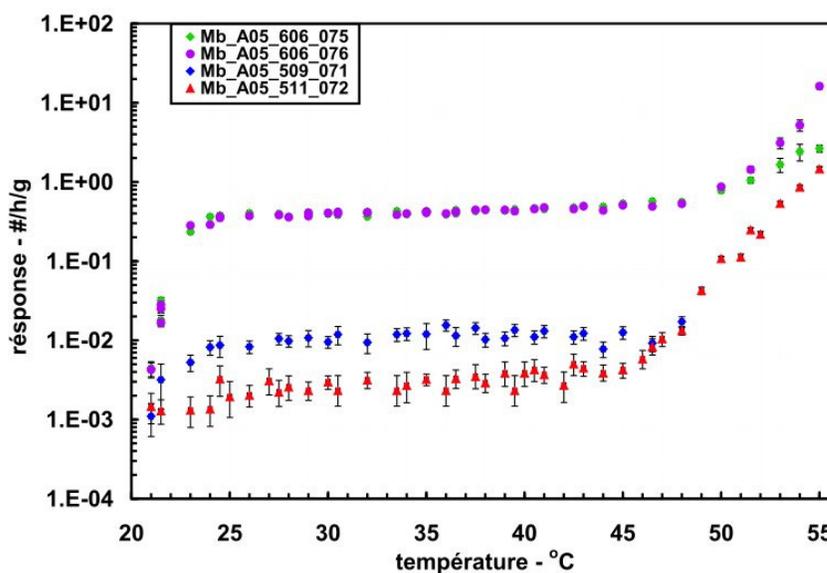


Figure 6.18 – Réponses de quatre détecteurs installés dans la mine à SNOLAB dont les mesures ont été prises jusqu'à 55°C.

Les détecteurs 75 et 76 montrent une contamination interne similaire au plateau alpha tandis que les détecteurs 71 et 72 présentent un plateau alpha plus bas. La différence entre les taux de contamination des détecteurs provient du processus de fabrication. Il a été observé que la membrane des filtres de 0.2 μm , utilisés pendant le processus de filtration, était défectueuse. Auparavant, la solution de HZrO était directement en contact avec la solution à purifier et après un temps de mélange d'environ une heure, la solution était filtrée. Le HZrO étant un précipité, il déchirait la membrane du filtre sur son pas-

sage. La réduction du flux de filtration a résolu ce problème : dorénavant, la solution de HZrO est proprement retenue dans le filtre. Tel qu'il peut être constaté sur la figure 6.18, le plateau alpha est suivi à partir de 45°C d'une remontée dans le taux de comptage. La première hypothèse soulevée pour cette remontée a été de l'associer aux particules gamma. Celles-ci ne sont détectables dans le détecteur qu'à partir de 60°C.

Il y a donc un autre type d'évènements, inconnu, que la collaboration a surnommé : les *mystery events*. La réponse du détecteur 76 en énergie acoustique (*EVAR*), pour les températures de 44°C à 55°C, donne un indice sur la nature de ces évènements : ils sont indépendants de la réponse alpha du détecteur (figure 6.19).

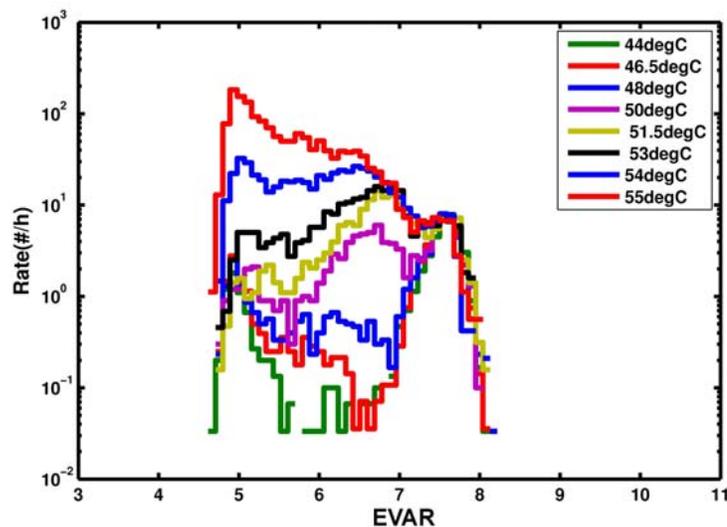


Figure 6.19 – Distribution de l'énergie acoustique normalisée par le temps de mesure entre 44°C à 55°C. Le pic principal de droite d'intervalle [7, 8] correspond à celui associé à la réponse aux émetteurs alpha et il a été ajusté pour que la distribution soit superposée pour chaque température (détecteur 76).

Les *mystery events*, dont l'intervalle de *EVAR* équivaut à [5.5, 7], sont caractérisés par une énergie acoustique inférieure à celle des signaux alpha (pic de droite avec l'intervalle [7, 8]) et leur taux de comptage augmente rapidement avec la température. Dans le but de déterminer si ces évènements ont été engendrés par des particules, par un bruit relié à la nature du gel, ou par un autre phénomène, une étude approfondie des signaux

a été menée. De plus, d'autres mesures avec différents détecteurs ont été effectuées spécifiquement à haute température pour la compréhension du phénomène.

6.7 Études des taux de comptage à hautes températures

En estimant le taux de comptage de ces évènements, il sera possible de comparer celui-ci avec les différents détecteurs et de voir s'il y a lieu de faire des corrélations. Encore une fois, le détecteur 76 a été utilisé pour cette analyse. La figure 6.20 montre le taux de comptage estimé pour les *mystery events*. Celui-ci a été évalué en sélectionnant les évènements dont l'énergie acoustique (*EVAR*) se situait entre le pic de gauche, associé au bruit, et le pic de droite, associé à la réponse alpha.

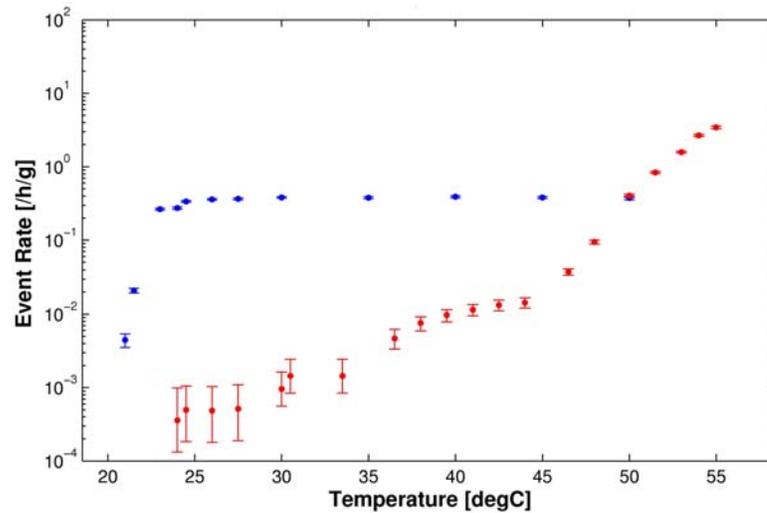


Figure 6.20 – Taux de comptage alpha (en bleu) et de celui des *mystery events* (en rouge). La sélection de ces derniers est expliquée dans le texte (détecteur 76).

La réponse obtenue n'a pas réellement de tendance spécifique pour être conciliée à une des réponses du détecteur préalablement étudiées. Cette observation favoriserait la possibilité que ce phénomène soit relié à la nature du détecteur plutôt qu'engendré par une particule. D'autres tests ont été réalisés pour les détecteurs 71, 72, 93 et 144, mais cette fois-ci en comparant le rapport obtenu entre le taux de comptage des évènements

associé à la réponse alpha avec celui des *mystery events* à 50°C. Le même travail a été entrepris pour les mesures d'étalonnage. Le tableau 6.III montre le résultat de ces analyses.

Détecteur	Masse active (g)	Taux de comptage (coups/g/h)	$\frac{R_{myst}}{R_{\alpha}}$	$\frac{R_{myst}}{R_{neutron}}$
93	91.0	0.0747 ± 0.0074	1.4618	1.22
72	86.4	0.00384 ± 0.00012	6.8307	1.1399
71	81.5	0.00985 ± 0.0028	1.2457	0.4484
144	78.3	0.0012 ± 0.00061	15.1961	1.4516

Tableau 6.III – Rapport entre le taux de comptage des évènements associé à la réponse alpha et à celle des neutrons, avec celui des *mystery events* à 50°C, pour quatre détecteurs.

Les détecteurs 71, 72 et 93 ont été fabriqués à base de chlorure de césium tandis que le module 144 est à base de glycérine et fait partie de la nouvelle génération de détecteur. Ce dernier comporte les plus grands rapports de *mystery events* et son taux de comptage au plateau est le plus petit. La fraction obtenue lors des mesures d'étalonnage, est à peu près similaire pour chacun des détecteurs sauf pour celle du 71 qui est trois fois plus petite que les autres. Pour les sessions de WIMP, en général, les détecteurs avec un plus bas taux de comptage comportent une fraction plus importante, mais encore une fois, le détecteur 71 a un rapport plus petit. La seule différence pour ce détecteur, comparé aux autres, provient de l'utilisation d'un brasseur magnétique plus petit pour réaliser la distribution des gouttelettes dans la matrice lors du processus de fabrication. La comparaison entre les différents détecteurs a finalement permis de démontrer que les *mystery events* n'étaient pas reliés à la quantité de liquide actif dans les modules. En effet, celle-ci révèle qu'ils sont plus nombreux pour des détecteurs avec un bas taux de comptage et seraient peut être apparentés à la distribution des gouttelettes dans la matrice. Le comportement un peu trop aléatoire de cette catégorie d'évènements, porte à croire qu'ils seraient plus reliés à la nature du gel que par la réponse d'une particule. De plus, à ces températures de fonctionnement, le détecteur est beaucoup plus instable. Lorsqu'une bulle de gaz est générée par le passage d'une particule dans une gouttelette, l'élasticité du gel permet de retenir la bulle. À plus haute température, la matrice est moins rigide de sorte que la bulle

ne cesse de s'étendre et ce, beaucoup plus rapidement qu'à basse température. Dans ce cas, si la distance entre les gouttelettes est trop petite, plusieurs nucléations peuvent être engendrées pendant le temps de la mesure d'une session de WIMP et interviendraient de manière stochastique.

6.8 Signaux induits par les *mystery events*

L'étude minutieuse de la forme du signal des *mystery events* a été une étape indispensable dans la dissociation entre ces évènements et ceux engendrés par des particules. Que ce soit par l'utilisation des paramètres d'énergie acoustique *EVAR* ou de fréquence *FVAR*, il n'y avait pas moyen de les séparer clairement. L'amplitude des signaux induite par cette catégorie d'évènements était aussi élevée que celles des particules alpha ou neutron. Pour l'analyse détaillée des signaux, le détecteur 93 a été utilisé à une température de 50°C. Les mesures d'étalonnage aux neutrons ainsi que les sessions de WIMP ont été exploitées dans le but de sélectionner les différents types d'évènements avec *EVAR* (figure 6.21).

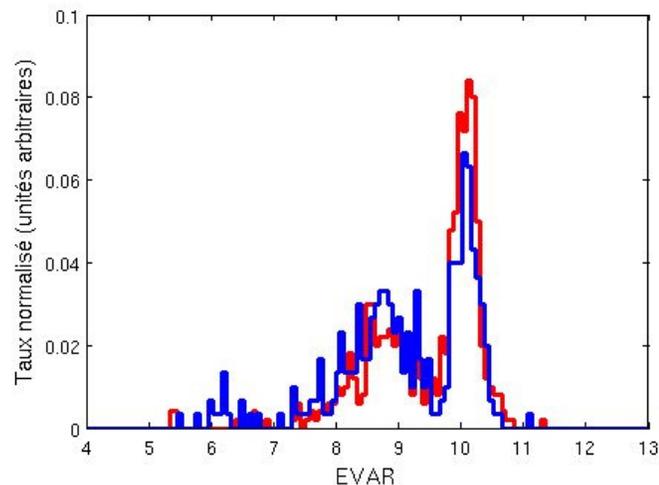


Figure 6.21 – Distribution de l'énergie acoustique à 50°C lors d'une mesure d'étalonnage aux neutrons (en rouge) et de WIMP (en bleu) (détecteur 93).

Selon la distribution de l'énergie acoustique, présentée sur la figure 6.21, une dizaine d'évènements a été choisie lors des sessions de WIMP et de celles de l'étalonnage aux neutrons respectivement, pour chaque catégorie telle que :

- $9.9 < EVAR < 10.2$, pour les particules alpha et neutron,
- $8 < EVAR < 9$, pour les *mystery events*.

La figure 6.22 montre la comparaison des formes d'ondes d'un signal généré par un neutron, par une particule alpha et par un *mystery events*. Le signal ne commence pas par une impulsion franche mais plutôt quelques microsecondes avant le premier pic acoustique (~ 1040 ième échantillon), ce qui est une caractéristique spécifique liée aux *mystery events*.

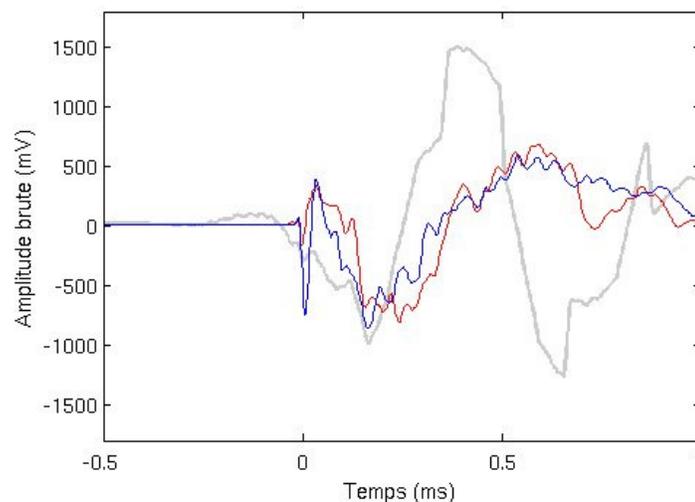


Figure 6.22 – Agrandissement du début des signaux à 50°C pour trois types d'évènements, les alpha (en bleu), les neutrons (en rouge) et les *mystery events* (en gris).

La différence est claire. Le début du signal reflète une distinction évidente entre les divers signaux qui est exploitable afin de les dissocier définitivement. La nature des *mystery events* n'est pas encore clairement bien cernée, cependant, les outils d'analyses créés, basés sur ces observations vont permettre de les isoler.

6.9 Nouvelle variable exploitée : *RVAR*

Dans le but d'optimiser la différence entre les évènements induits par des particules de ceux des *mystery events*, un nouveau paramètre a été créé reposant sur la détermination précise du début de l'évènement t_0 , pour chacun des canaux, puis sur la sélection d'un intervalle de temps dans lequel la différence entre les divers signaux est maximale. Le paramètre t_0 , basé aussi sur la vitesse de propagation du son dans le gel, est essentiel pour calculer la position des évènements situés à l'intérieur du détecteur [86]. Son calcul fait déjà partie de l'algorithme de localisation des évènements qui compare les temps d'arrivée des signaux acoustiques aux différents canaux.

6.9.1 Détermination du début de signal

Dans un système d'acquisition de données idéal, le bruit de fond électronique serait de 0 mV et constant au cours du temps. Un signal engendré par la nucléation d'une gouttelette serait enregistré avec une impulsion franche et très nette, qui permettrait de déterminer avec précision le temps zéro du signal. Étant donné que ce n'est pas le cas, plusieurs étapes dans la détermination du t_0 du signal ont été nécessaires pour le mettre en évidence. Des méthodes basées sur la création de signaux auxiliaires ont été adoptées pour optimiser la différence entre l'amplitude du bruit de fond électronique et celle du début de la nucléation. La première étape consiste à élever l'amplitude de la forme d'onde du signal à la puissance trois pour conserver les valeurs positives et négatives de l'amplitude et pour augmenter les écarts entre les deux périodes de temps à différencier, à savoir les régions avant et après le t_0 . Puis l'amplitude cubique est normalisée avec son amplitude maximale (figure 6.23).

Deux signaux auxiliaires sont ensuite créés de sorte que pour un évènement engendré par un bruit électronique ou autres, leur différence soit nulle tandis que pour la nucléation d'une gouttelette, leur différence soit maximale. Ces deux signaux sont comparables à un lissage du signal cubique normalisé. Le premier signal auxiliaire est construit pour

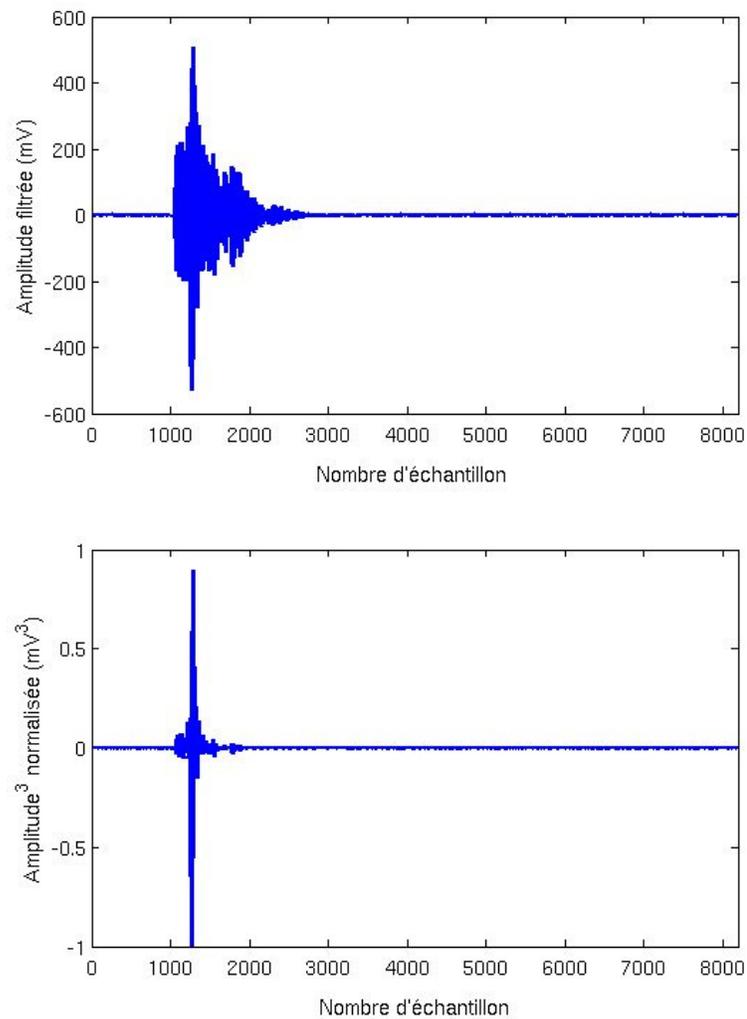


Figure 6.23 – L’amplitude filtrée à 18 kHz au départ (figure de dessus) et l’amplitude filtrée cubique normalisée (figure de dessous).

que chacun de ses points soit la moyenne d’un intervalle de temps de $5 \mu\text{s}$. Celui-ci est moins sensible aux fluctuations accidentelles dans le signal. Le deuxième est calculé pour chacun de ses points, en prenant la moyenne par intervalle de $40 \mu\text{s}$. L’écart de temps plus grand permet de le rendre quasi indifférent aux fluctuations causées par le signal de la nucléation. Ces deux signaux sont illustrés sur la figure 6.24.

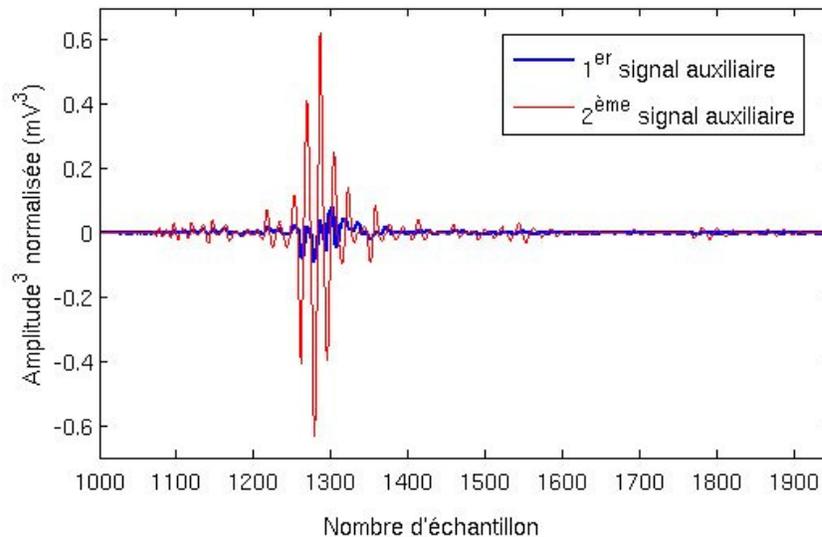


Figure 6.24 – Forme d’onde des deux signaux auxiliaires créés pour la détermination du début de signal, t_0 .

La différence absolue entre ces deux signaux est calculée et permet la mise en évidence de deux intervalles distincts dans le temps : l’un, étant constant dans le temps et correspondant au bruit de fond électronique avant le début du signal et l’autre présentant une brusque impulsion. La figure 6.25 illustre cette séparation où la première variation, indiquée par la flèche rouge, est interprétée comme étant le début de l’évènement. Pour déterminer précisément sa valeur, le maximum de la différence absolue est recherché dans l’intervalle des premières $375 \mu\text{s}$. Le t_0 est défini comme étant la valeur de l’échantillon dans la différence absolue qui sera 10 fois supérieure au maximum calculé précédemment. Si le t_0 n’est pas trouvé parce que le signal correspond à un bruit électronique ou autres artefacts, alors le début de l’évènement sera fixé au t_0 du DAQ. Celui-ci correspondra au point de départ de l’enregistrement de l’évènement qui aura passé le seuil de déclenchement défini manuellement à savoir, 512 pour la première génération du DAQ et 1024 pour les autres générations.

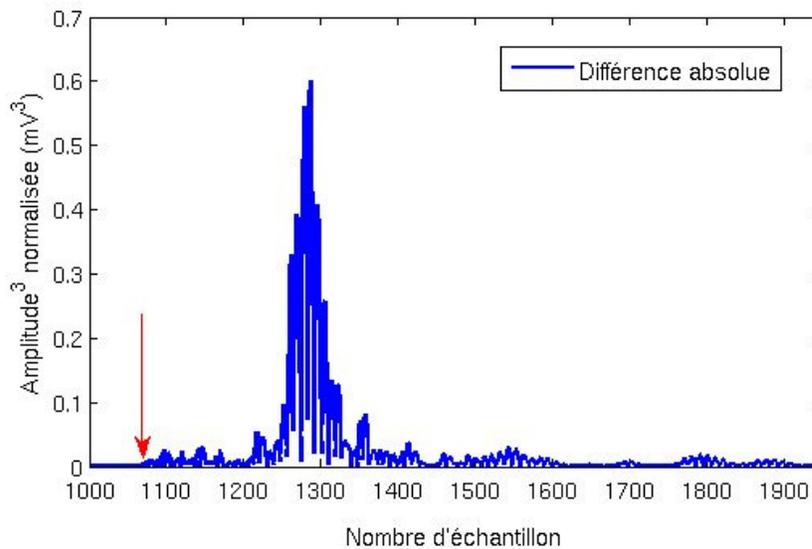


Figure 6.25 – Différence absolue des deux signaux auxiliaires en fonction du nombre d'échantillons. La flèche rouge indique la position du t_0 trouvée par le programme dont la valeur est le 1051^{ème} échantillon.

6.9.2 Construction de la variable *RVAR* et résultats des tests

La nouvelle variable de discrimination *RVAR* a été construite pour refléter la pente de croissance des signaux filtrés ainsi que pour mesurer la teneur en énergie acoustique du signal dans un intervalle de temps à partir du début de l'évènement, t_0 . *RVAR* correspond à la figure de mérite des valeurs d'intensité du début de signal. Plusieurs tests ont été effectués en faisant varier la fenêtre de temps à partir du t_0 de l'évènement. En terme de nombre d'échantillons dont la totalité correspond à 8192, *RVAR* a été expérimenté à partir du t_0 pour divers intervalles sur une large gamme à savoir du 5^{ème} au 1000^{ème} échantillon. Ce travail a été réalisé à partir d'un signal filtré avec un filtre passe-haut de 18 kHz.

Il a été remarqué que, pour des échantillons supérieurs au 100^{ème}, la séparation entre les *mystery events* et les signaux dus aux neutrons ou aux alpha se dégrade à mesure que la valeur de l'échantillon augmente. Par contre, la séparation est meilleure pour

des fenêtres de temps inférieures au 100ⁱème échantillon. Cette situation signifie que l'information utile pour discriminer les *mystery events* se situe dans l'intervalle de 250 μs à partir du t_0 . La figure 6.26 illustre les résultats. La variable *RVAR* donne de meilleurs résultats dans la fenêtre $t_0 + 10$ pour éliminer la dépendance des *mystery events* dans le taux de comptage [87] et correspond aux premiers 25 μs pendant la formation de la bulle après la nucléation.

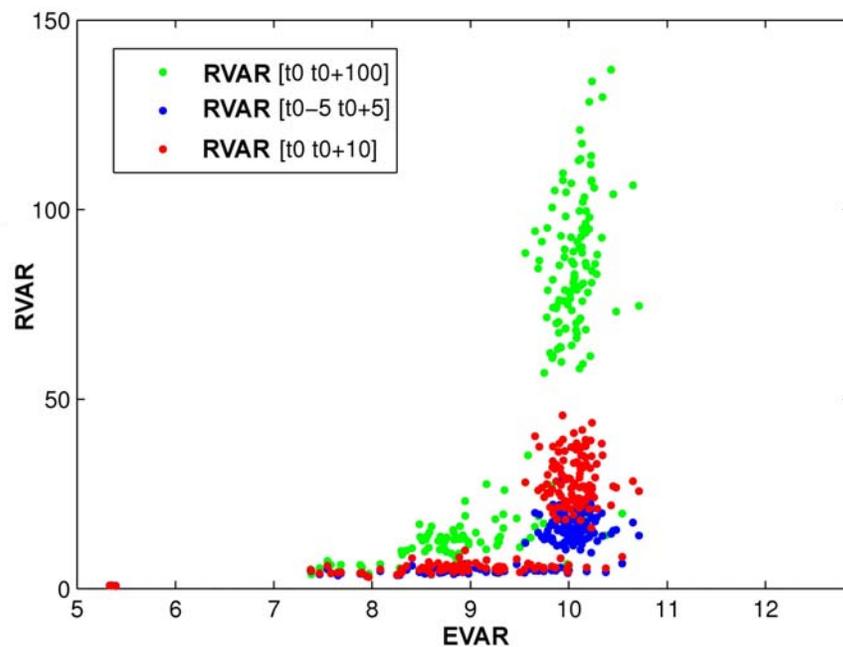


Figure 6.26 – Visualisation de *RVAR* pour différentes fenêtres d'échantillons à partir du début de signal t_0 en fonction de l'énergie acoustique *EVAR* à 18 kHz.

Pour l'analyse finale des détecteurs, *RVAR* a montré la meilleure efficacité pour obtenir un taux de comptage constant, associé à la réponse alpha, et a donc été exploitée. Cette nouvelle variable a été testée en fonction de l'énergie acoustique *EVAR* pour s'assurer que l'efficacité de sélection des bons évènements était totale à travers toute la plage de températures. Elle a également été testée sur le détecteur 140, un module de détection de 4.5 L mais conçu uniquement avec du gel, sans injection de liquide actif.

La figure 6.27 montre finalement la comparaison entre la distribution des évènements obtenus lors d'une session de WIMP et d'étalonnage aux neutrons à 50°C pour le détecteur 93. Pour visualiser l'efficacité du paramètre *RVAR*, le détecteur 147 a été analysé avec l'énergie acoustique *EVAR* seule puis simultanément avec *EVAR* et *RVAR*.

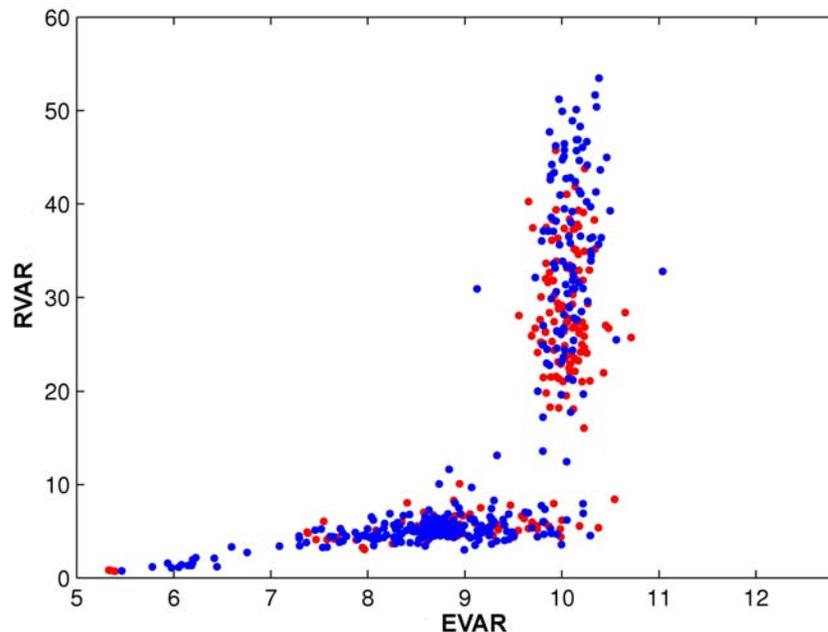


Figure 6.27 – Visualisation *RVAR* dans la fenêtre de 25 μ s à partir du t_0 en fonction de l'énergie acoustique *EVAR* de 18 kHz, durant une session de WIMP (points en bleu) et une mesure d'étalonnage aux neutrons (points en rouge) (détecteur 93).

La comparaison entre ces différentes méthodes est montrée sur la figure 6.28. Les coupures obtenues pour *RVAR* et appliquées sur les données en fonction de la température sont les mêmes que celles définies pour *EVAR* et *FVAR*, c'est à dire, en faisant l'ajustement gaussien sur les données d'étalonnage avec 95% d'acceptance et finalement le lissage quadratique dans le but de définir les coupures pour les différentes températures. Tel qu'il peut être constaté sur la figure 6.28, la coupure utilisée avec le paramètre *RVAR* permet d'enlever les *mystery events* et est principalement efficace dans la région critique entre 45°C et 50°C.

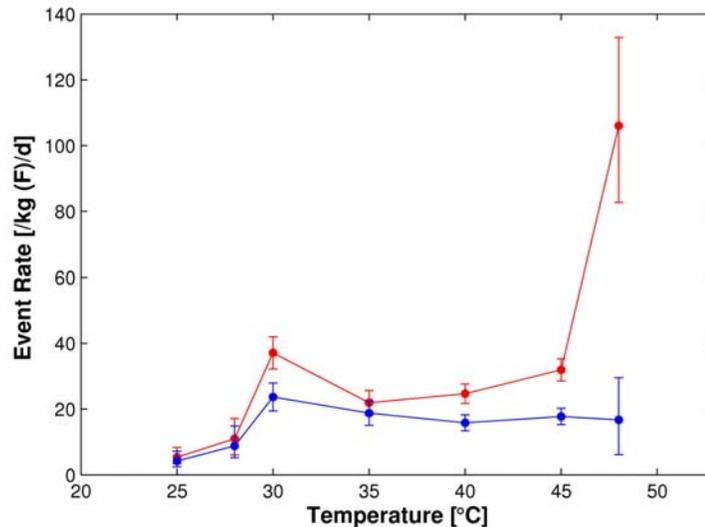


Figure 6.28 – Taux de comptage normalisé en termes de masse de fluor avec la coupure *EVAR* seule (points rouges) ainsi qu’avec les coupures simultanée *EVAR* et *RVAR* (points bleus) (détecteur 147).

Ce nouveau paramètre a été introduit de façon permanente dans l’analyse finale des détecteurs permettant au projet PICASSO d’être beaucoup plus efficace à haute température. Cette situation entraîne une sensibilité importante aux petites énergies de seuil et par conséquent, aux WIMPs de faibles masses.

6.10 Origine des *mystery events* : tests avec le détecteur Cerbérus

Afin de mieux comprendre l’origine d’une telle catégorie d’évènements, la réponse d’un détecteur purifié de 1.5 L (Cerbérus) a été étudiée minutieusement dans le laboratoire de Montréal. Le montage de l’expérience est constitué d’un blindage de cubes d’eau (30x30x30 cm³) pour minimiser la réponse des neutrons, correspondant à 0.15 coups/h/g à 45°C et provenant de spallations induites par des rayons cosmiques dans l’environnement des expériences. Ce bruit de fond de neutrons inévitable a été mesuré et estimé dans le blindage grâce aux simulations Monte Carlo. Étant donné que celui-ci est

nettement supérieur au taux de comptage du détecteur purifié, sa réponse devrait refléter celle des neutrons de l'environnement. Le détecteur a été placé dans une boîte hermétiquement fermée, connectée à un contrôleur de température. Il est également relié à un système de pression hydraulique par une valve directement connectée sur le dessus du détecteur. Celle-ci est restée ouverte pendant toute la série de sessions de WIMP et des mesures d'étalonnage, pour la détermination de son taux de comptage en fonction de la température.

Dans un premier temps, la réponse du détecteur a été obtenue à travers toute la plage de température en faisant parallèlement des mesures d'étalonnage aux mêmes températures pour définir les coupures à appliquer sur les sessions de WIMP. La figure 6.29 montre la réponse des mesures d'étalonnage avec la source de neutrons AcBe du détecteur Cerbérus à travers toute la plage de température. Les mesures d'étalonnage aux neutrons ont également permis de déterminer la masse active du détecteur qui a été estimée à 15.8 ± 2 g.

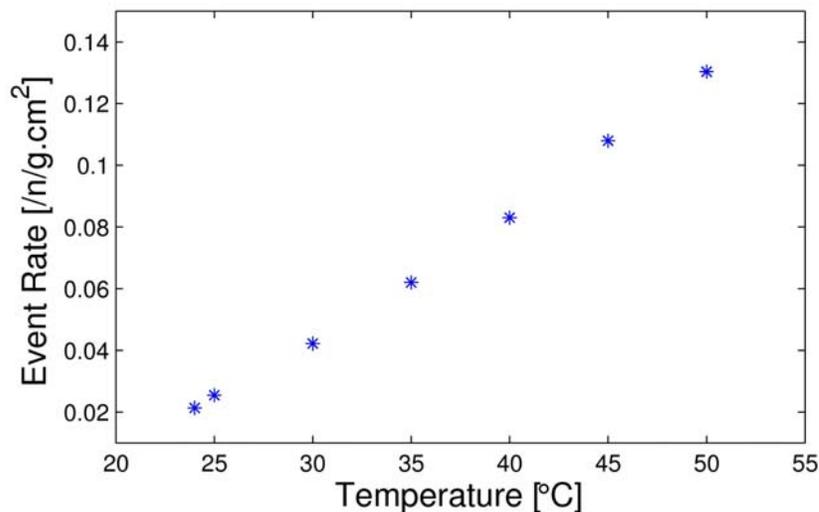


Figure 6.29 – Taux de comptage normalisé par le flux de la source AcBe ainsi que sa distance par rapport au détecteur durant les mesures d'étalonnage.

La figure 6.30 représente le taux de comptage obtenu, comparé à la réponse du bruit de fond de neutrons dans le laboratoire. La variable *RVAR* et l'énergie acoustique *EVAR* ont été utilisées dans le cadre de l'analyse pour la sélection des évènements.

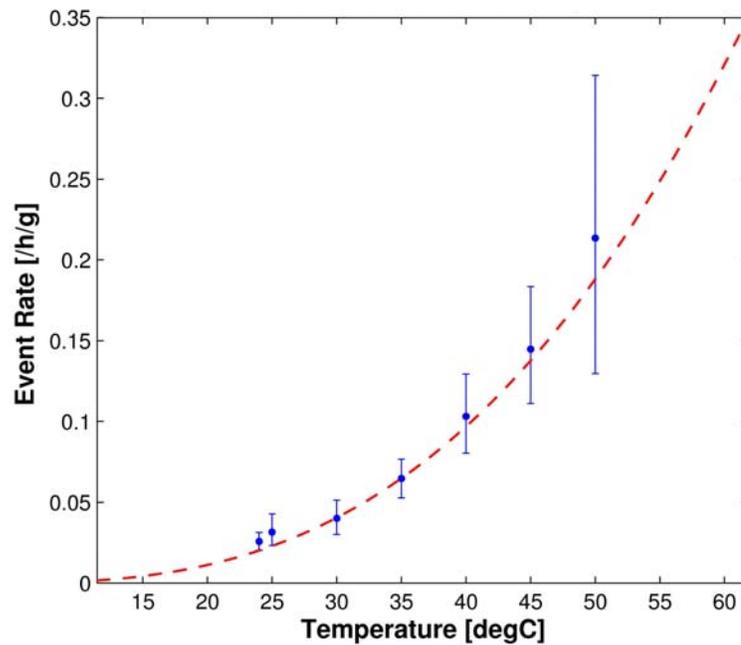


Figure 6.30 – Taux de comptage du détecteur de 1.5 L (points bleus), comparé à la réponse du bruit de fond de neutrons dans le blindage d'eau (tirets rouges) obtenue par les simulations Monte Carlo.

De 24°C à 40°C, la sélection indépendante des évènements par *EVAR* et *RVAR* est similaire. Dans les deux cas, ceux engendrés par les particules se distinguent facilement de ceux engendrés par des bruits électroniques ou autres artéfacts. Cependant à partir de 40°C, une autre catégorie d'évènements commence à apparaître et devient de plus en plus prononcée au fur et à mesure que la température augmente. La figure 6.31 montre le nombre total d'évènements du détecteur, sans faire de sélection, en fonction du temps de la mesure. À 50°C, le taux de comptage est excessivement élevé. Une série de mesures a été effectuée à cette température dans le but de connaître l'origine de cette augmentation rapide. Les premiers tests ont été réalisés dans les conditions normales de prise de

données. Puis, dans le but de savoir si l'excès d'évènements était d'origine extérieure au détecteur, des mesures sous pression ont été faites. Les résultats de cette expérience n'ont pas reflété les valeurs des précédentes mesures obtenues avec *RVAR* et *EVAR* et ne correspondaient pas à la distribution des *mystery events*.

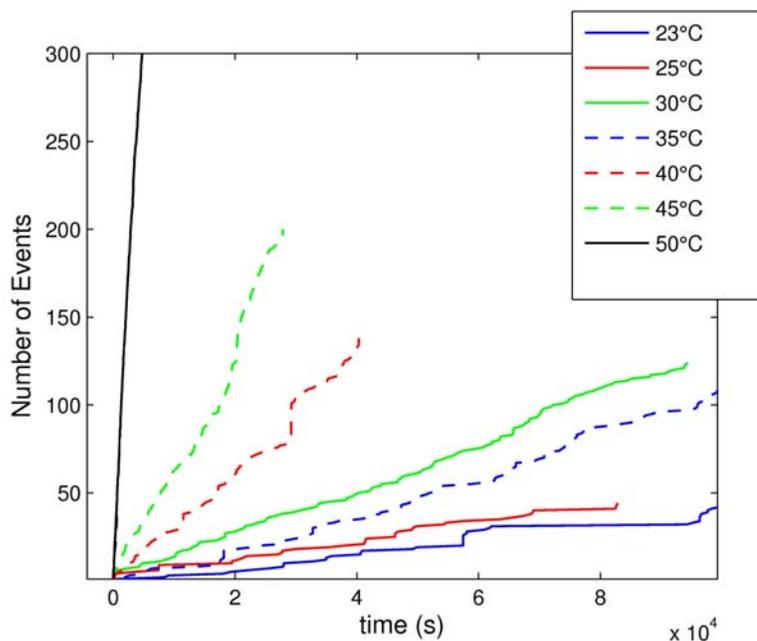


Figure 6.31 – Distribution du nombre d'évènements total en fonction du temps pour diverses mesures du détecteur de 1.5 L purifié.

Le problème survient seulement lorsque le détecteur est exposé à pression ambiante. Ensuite, des mesures ont été réalisées avec le blindage d'eau et la boîte hermétique ouverts pour observer ce qui pouvait se produire visuellement, lors de la décompression du détecteur. Un bruit d'ébullition pouvait être perçu. Pourtant, aucune bulle n'était visible dans l'huile, au dessus de la matrice ou ailleurs à l'intérieur du gel permettant d'associer le bruit entendu. Cependant, l'observation de plusieurs endroits, où le gel semblait être décollé des parois intérieures en acrylique, était constatée. Si un tel bruit était généré proche des parois, les senseurs piézo-électriques étant à grande proximité capteraient un son de forte amplitude. Cette possibilité pourrait être envisagée pour expliquer l'amplitude élevée des *mystery events*.

Dans le but d'observer exactement ce phénomène lors de la décompression du détecteur, la valve reliant le système de pression automatique avec le détecteur, ayant été fermée préalablement, a été ouverte manuellement très lentement. Lorsque la manipulation a été terminée, le bruit d'ébullition n'était plus audible et le détecteur paraissait plus stable dans son taux de comptage. La figure 6.32 montre les résultats de la décompression lente et rapide avec la variable *RVAR* en fonction du temps de la mesure.

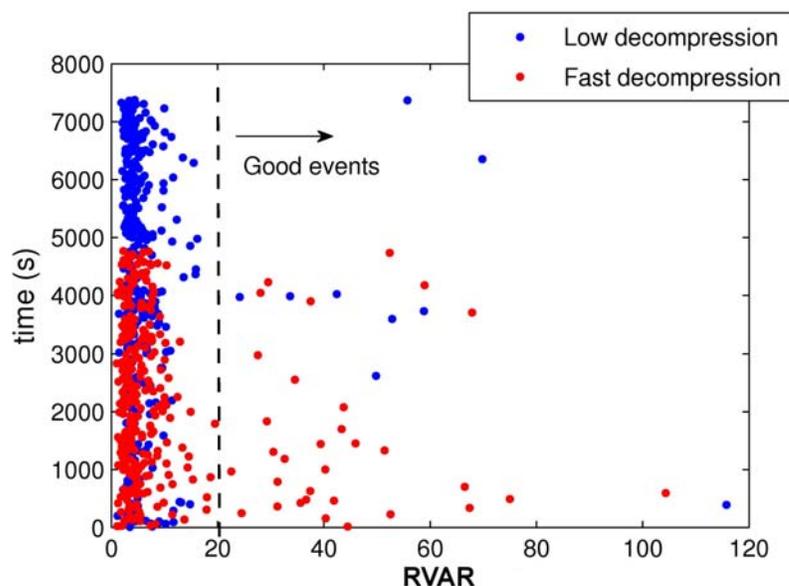


Figure 6.32 – Distribution des évènements analysés avec *RVAR* en fonction du temps des mesures pour une décompression rapide automatique (en rouge) et pour une décompression lente manuelle (en bleu).

La décompression plus rapide montre nettement plus d'évènements engendrés au début de la mesure que pendant la décompression lente. Aussi, en analysant les évènements avec *RVAR* en fonction du temps et en comparant les résultats des deux situations précédentes, le nombre d'évènements engendrés par des particules est beaucoup plus important au début de la mesure pour la décompression automatique rapide alors que leur répartition est plus homogène lors de la décompression lente.

Tel que mentionné précédemment, à haute température, les détecteurs sont beaucoup plus instables à cause de la nature du gel et de l'état élevé de métastabilité des gouttelettes. Tous ces facteurs entraînent une augmentation drastique du taux de comptage des détecteurs. Les *mystery events* peuvent ainsi être reliés à ces divers phénomènes. L'origine exacte quant à la nature de ces événements n'a pas encore pu être définie avec certitude. Néanmoins, l'intervention de la variable *RVAR* a permis de les dissocier de la réponse alpha et neutron du détecteur. De plus, l'observation sur les temps de décompression a également permis de favoriser les décompressions lentes à hautes températures et des moyens sont en train d'être mis en oeuvre en vue de son installation dans la mine. Des senseurs de pression très sensibles sont sur le point d'être intégrés au système dans le but de contrôler la rapidité de décompression des détecteurs.

En résumé, les *mystery events* ont pu être éliminés et les outils mis en place, intégrés de façon permanente dans l'analyse finale des détecteurs. Ceci a permis d'obtenir des courbes de réponse "nettoyée" pour les détecteurs jusqu'à 48°C, 50°C, augmentant ainsi leur sensibilité aux WIMPs de faibles masses.

CHAPITRE 7

MESURES D'ÉTALONNAGE DES DÉTECTEURS

Pour détecter un signal rare comme celui d'un WIMP, il est essentiel de connaître avec précision la réponse des détecteurs à toute autre forme de rayonnement avec lequel ils peuvent interagir. Pour cela, des mesures d'étalonnage sont effectuées. Les méthodes les plus courantes consistent à exposer les détecteurs à différentes sources de rayonnement telles que des sources de neutrons et de gamma avec une portée suffisamment large pour interagir sur l'ensemble du détecteur. Dans le cas contraire, la source est directement injectée dans le détecteur durant le processus de fabrication. C'est le cas des émetteurs alpha tel que le ^{226}Ra et le ^{241}Am . Ce chapitre traitera des résultats obtenus pour les différentes expériences d'étalonnage.

7.1 Réponse aux neutrons mono-énergétiques

La mesure la plus importante est l'étalonnage du détecteur au moyen d'un faisceau de neutrons mono-énergétiques. Celle-ci, non seulement permet d'obtenir l'énergie de seuil du détecteur en fonction de la température mais aussi de reconstruire la réponse attendue pour les WIMPs. Pour cette étude, l'accélérateur Tandem van de Graaff de l'Université de Montréal a été utilisé pour produire des neutrons d'énergies variant entre 4.8 keV à 4 MeV [88].

7.1.1 Interaction des neutrons dans le C_4F_{10}

Pour des neutrons de faible énergie (< 1 MeV), donc non-relativistes, les reculs nucléaires induits par les collisions avec les atomes de fluor et de carbone sont dominés par le canal élastique. Les collisions inélastiques apparaissent lorsque l'énergie minimale des neutrons correspond au premier niveau d'excitation des noyaux à savoir 1.5 MeV dans

le cas du fluor et 4.3 MeV pour celui du carbone. Lorsque l'énergie des neutrons atteint 2.05 MeV, le phénomène d'absorption des neutrons par le noyau devient possible avec l'émission d'une particule alpha. En considérant la collision élastique neutron-noyau et en faisant l'approximation que les masses des protons et des neutrons sont égales, l'énergie de recul du noyau, E_R est donnée en fonction de l'énergie incidente du neutron E_n , par la relation :

$$E_R = \frac{2A}{(A+1)^2} (1 - \cos\theta) E_n \quad (7.1)$$

où A est la masse atomique du noyau de recul, θ l'angle de diffusion du neutron dans le centre de masse. Pour une énergie de neutron incident donnée et considérant la distribution angulaire isotrope dans le système du centre de masse, le spectre de l'énergie de recul des noyaux dans le laboratoire s'apparente à un diagramme en boîte de 0 keV jusqu'à une énergie $E_{R,max}$. Étant donné la composition de la cible utilisée (C_4F_{10}), il y a deux possibilités pour convertir l'énergie de neutron incident en énergie de recul. Dans le cas d'un transfert maximal d'énergie ($\theta = \pi$), les énergies de recul du fluor et du carbone sont respectivement :

$$E_{F,max} = 0.19E_n \quad (7.2)$$

$$E_{C,max} = 0.28E_n \quad (7.3)$$

Étant des détecteurs à seuil, les modules PICASSO ne peuvent pas détecter tous les dépôts d'énergie engendrés par les reculs puisqu'il existe une énergie de seuil E_{th} en dessous de laquelle il n'y a pas de transition de phase. Cette énergie de seuil dépend des conditions de température et de pression de fonctionnement des modules. Pour la détection des WIMPs, il est important de connaître lequel des noyaux de fluor ou de carbone, domine la réponse des détecteurs pour déterminer l'énergie minimale des reculs nucléaires déclenchant la vaporisation de la gouttelette en fonction de la température.

7.1.2 Résultats expérimentaux

La réponse des modules aux neutrons mono-énergétiques apporte des arguments en faveur du fluor. Les expériences réalisées pour la caractérisation des détecteurs, ont été effectuées au moyen d'un détecteur de 63 mL, plus petit que les 4.5 L, mais dont le processus de fabrication et la taille des gouttelettes étaient similaires. Le faisceau de neutrons mono-énergétiques a été produit via le bombardement de protons accélérés sur des cibles de lithium et de vanadium. Les énergies de neutrons, entre 200 keV et 4 MeV, ont été obtenues par la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ et pour celles en-dessous de 100 keV par la réaction ${}^{51}\text{V}(p, n){}^{51}\text{Cr}$. Les mesures d'étalonnage ont été réalisées avec un angle de 0° par rapport à l'émission des ions et à une pression ambiante (1 bar). Toutes les données recueillies sont récapitulées sur la figure 7.1. Les ajustements aux données expérimentales sur la figure incluent les effets d'atténuation et de résolution réalisés par une simulation GEANT4, spécifiquement pour cette expérience [89].

Pour chaque énergie de neutron incident, la température de seuil T_{th} a été déterminée en ajustant les données expérimentales avec une fonction de réponse théorique à une pression donnée, qui inclut l'énergie perdue dans la cible et dans le détecteur, ainsi qu'en gardant comme paramètre libre la résolution de l'énergie intrinsèque. Dans ce cas, la température de seuil est définie comme étant la température à laquelle 0.5% des reculs nucléaires engendreront une transition de phase.

Dans le cadre du modèle de Seitz, il n'y a pas de description exacte du mécanisme reliant le dépôt d'énergie lors du passage d'un rayonnement ionisant avec la réponse du détecteur ni avec quelle probabilité ce processus est susceptible de se manifester. Lorsque l'énergie déposée par le recul est supérieure à l'énergie de seuil, une fonction de probabilité de déclenchement de la transition de phase sera définie par la fonction sigmoïde suivante :

$$P(E_R, E_{th}(T)) = 1 - \exp \left[\alpha \times \left(1 - \frac{E_R}{E_{th}(T)} \right) \right], \quad (7.4)$$

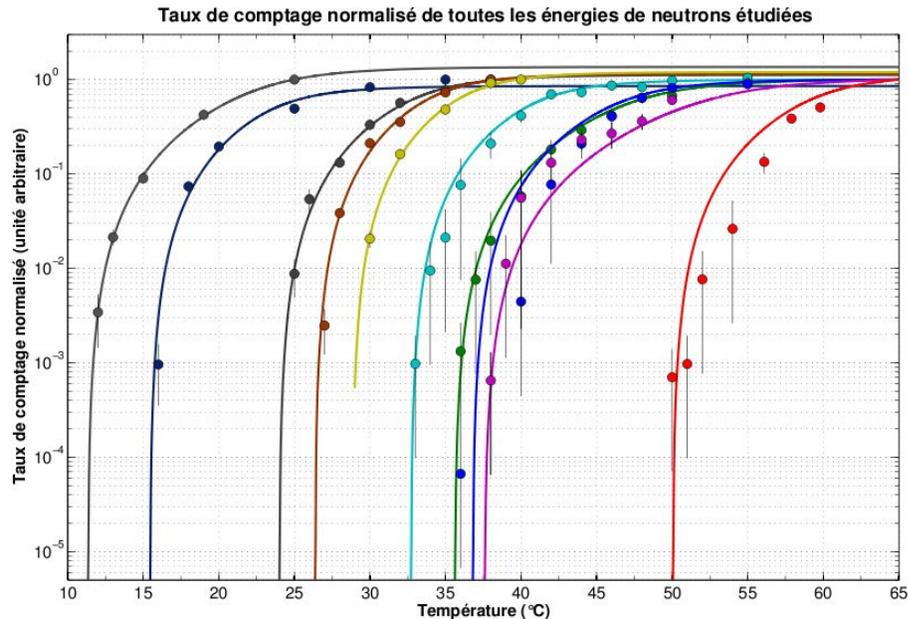


Figure 7.1 – Réponses normalisées du détecteur au faisceau de neutrons mono-énergétiques pour différentes énergies incidentes, de gauche à droite : 4 MeV, 2 MeV, 400 keV, 300 keV, 200 keV, 97 keV, 61 keV, 50 keV, 40 keV et 4.8 keV. Les cinq plus basses énergies ont été obtenues à travers les résonances de la réaction $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ et les énergies plus élevées par la réaction $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$.

Dans le cas contraire, la probabilité sera nulle. La fonction de probabilité décrit en quelque sorte, la relation existante entre l'état de surchauffe et l'efficacité d'induire une transition de phase lorsque le dépôt d'énergie est supérieur à l'énergie de seuil ¹. Elle reflète également la convolution des résolutions en énergie déposée et en énergie de seuil. Le paramètre α quant à lui, contrôle la rapidité avec laquelle la fonction atteint le plateau : c'est la pente de la courbe de réponses des détecteurs. Plus le paramètre α sera grand et plus le seuil sera franc. En faisant varier les conditions de fonctionnement des détecteurs, il devient possible de mesurer leur spectre en énergie.

Suite à une collision élastique avec un neutron incident d'énergie E_n , l'efficacité ε

¹Un nouveau modèle [80] relie cette fonction à la distribution de taille des proto-bulles formées et reflète la nature statistique du phénomène de la conversion de chaleur de l'énergie déposée, en travail utile d'expansion de la proto-bulle

(E_n, T) avec laquelle un noyau de recul est susceptible de déclencher une transition de phase à une certaine température T , peut être calculée à partir de la fonction de probabilité $P(E_R, E_{th}(T))$, telle que :

$$\varepsilon(E_n, T) = \frac{\int_{E_{th}}^{E_{R,max}} \frac{dR}{dE_R} P(E_R, E_{th}(T)) dE_R}{\int_0^{E_{R,max}} \frac{dR}{dE_R} dE_R} \quad (7.5)$$

où $\varepsilon(E_n, T)$ correspond au rapport du spectre intégré des reculs ayant une énergie supérieure au seuil, avec celui de tous les reculs sur la gamme d'énergie de 0 keV à $E_{R,max}$. En considérant un moment de transfert maximal et les collisions avec les noyaux de fluor et de carbone élastiques et isotropes ($\frac{dR}{dE_R} = 1$ pour $E_R \leq E_{R,max}$ et $\frac{dR}{dE_R} = 0$ pour $E_R > E_{R,max}$), il est possible de réécrire l'équation 7.5 de l'efficacité de la façon suivante :

$$\varepsilon(E_n, T) = \frac{B}{E_n} \left[E_n - E_{th} - \frac{E_{th}}{\alpha} \left(1 - \exp\left(-\alpha \frac{E_n - E_{th}}{E_{th}}\right) \right) \right] \quad (7.6)$$

Dans cette équation, α et B sont des paramètres libres. À partir de l'efficacité, le taux de comptage mesuré $R(E_n, T)$ de la réponse aux neutrons mono-énergétiques d'énergie E_n à une température T est donné par :

$$R(E_n, T) = \phi(E_n) V_l \varepsilon(E_n, T) N \sigma_n(E_n) \quad (7.7)$$

où $\phi(E_n)$ représente le flux de neutrons mono-énergétiques d'énergie E_n , V_l est le volume du liquide surchauffé, N est la densité du nombre atomique des noyaux considérés (fluor ou carbone) du liquide et $\sigma_n(E_n)$ est la section efficace respective des neutrons (figure 7.2). Les mesures des seuils d'énergie avec le faisceau de neutrons mono-énergétiques sur la plage d'énergies $4.8 \text{ keV} < E_n < 4 \text{ MeV}$, montrées sur la figure 7.1 ont été ajustées avec la fonction du taux de comptage $R(E_n, T)$ pour une pression donnée. Ces mesures ont permis de déduire le paramètre α de la fonction de probabilité $P(E_R, E_{th}(T))$, soit entre $2.5 \pm 0.5 < \alpha < 10 \pm 5$ [89] pour la même gamme d'énergies des neutrons mono-énergétiques.

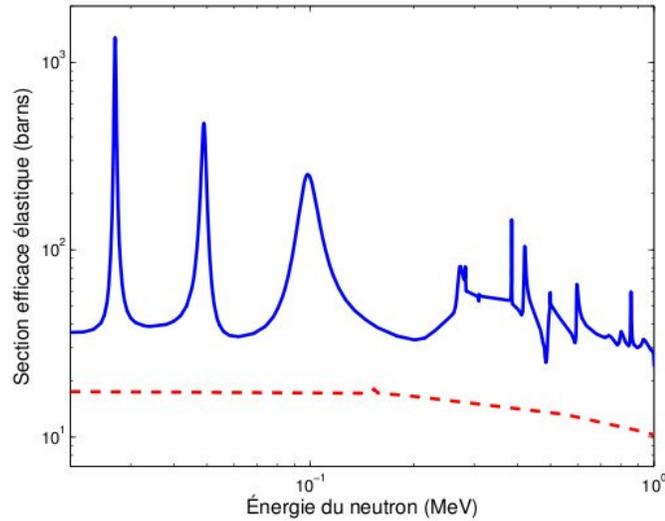


Figure 7.2 – Sections efficaces pour une collision élastique entre le neutron et un noyau de fluor ^{19}F (ligne pleine bleue) ainsi qu’entre le neutron et un noyau de carbone ^{12}C (ligne en tirets rouges).

Que ce soit les reculs de fluor ou de carbone qui dominant dans la réponse des détecteurs, l’énergie de seuil pour une pression ambiante de 1 bar est obtenue par l’ajustement des données expérimentales ; dans le cas du fluor, l’énergie de seuil s’exprime telle que :

$$E_{th}^F = 0.19E_n = (4.93 \pm 0.15) \times 10^3 \exp(-0.173T(^{\circ}\text{C})) \quad (\text{keV}) \quad (7.8)$$

La relation entre l’énergie de recul du ^{19}F dans le détecteur en fonction de la température est illustrée sur la figure 7.3. L’erreur de 3% dans l’équation 7.8 est surtout due aux erreurs systématiques de $\pm 0.2^{\circ}\text{C}$ sur la mesure des températures pendant les sessions d’étalonnage aux neutrons mono-énergétiques. Étant donné la plage de températures de fonctionnement des détecteurs pour la recherche des WIMPs, soit de 18.5°C à 45°C , l’équation 7.8 permet d’obtenir l’intervalle d’énergie de recul du fluor associé à ces températures, à savoir de 200 keV à 2 keV respectivement.

Il y a donc deux possibilités à la conversion de l’énergie du neutron incident en énergie de recul. Si la réponse dépend de l’énergie qui est déposée le long de toute la trace

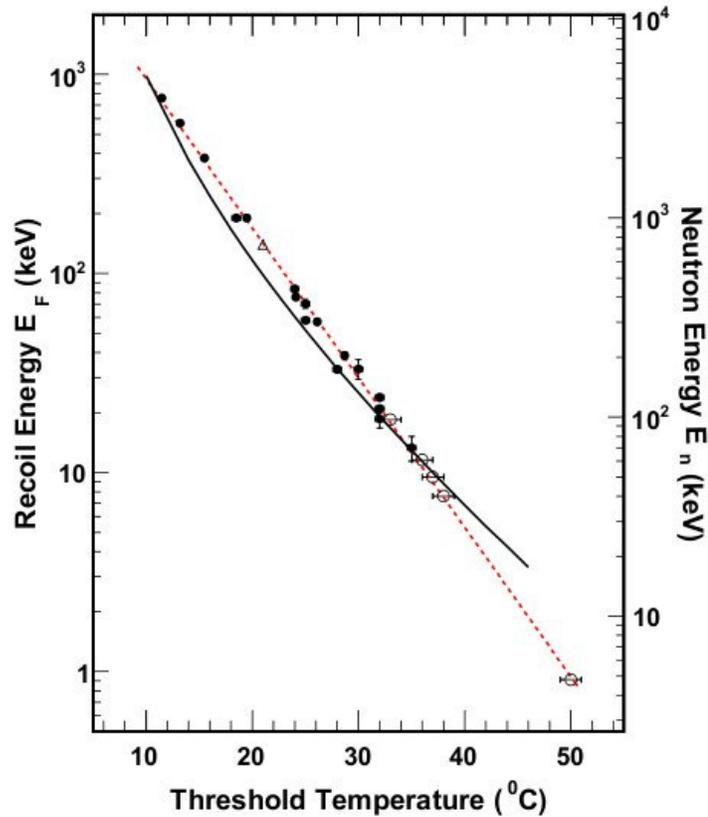


Figure 7.3 – Relation entre les énergies des neutrons mono-énergétiques (échelle de droite) et la température mesurée au seuil (figure 7.1) ainsi qu’avec l’énergie maximale des reculs du noyau de fluor correspondante (échelle de gauche). La ligne en tirets rouges représente la dépendance exponentielle donnée par l’équation 7.8 et la ligne noire continue illustre l’énergie critique $E_c(T)$ obtenue à l’aide de l’équation 4.7 qui est l’énergie requise pour créer une transition de phase dans un rayon critique $R_c(T)$.

alors le seuil sera dominé par le noyau qui est le plus énergétique, à savoir le carbone, en comparant les équations 7.2 et 7.3. D’un autre côté, suivant la figure 7.4, si le seuil est déterminé par le noyau de recul qui a le plus grand dE/dx en dessous de 500 keV [66] [90] alors ce sera le noyau de fluor qui sera responsable du seuil.

Cette dernière hypothèse est supportée par plusieurs observations : tout d’abord, les sections efficaces pour une collision élastique du neutron sur un noyau de fluor et de

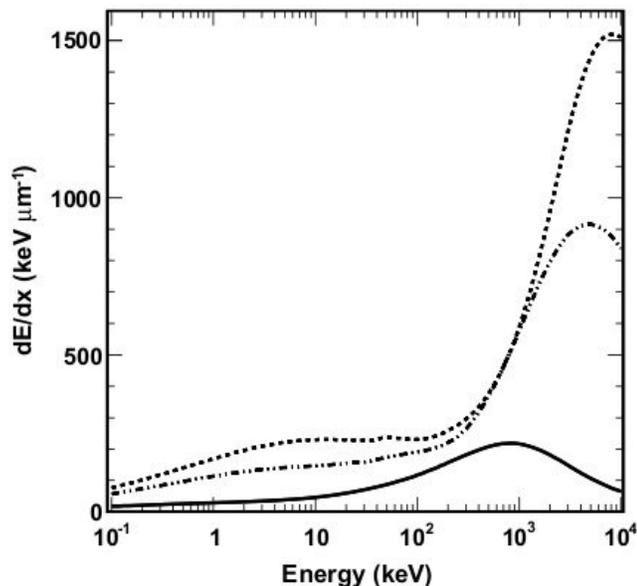


Figure 7.4 – Pouvoir d’arrêt en unité de $\text{keV}\mu\text{m}^{-1}$ des particules alpha (ligne continue pleine), du fluor (ligne en tirets) et du carbone (ligne en tirets alternés) dans le liquide de C_4F_{10} , calculé avec SRIM [90].

carbone représentées sur la figure 7.2 montrent que celle du fluor est quatre à six fois plus élevée que celle du carbone dans les gammes d’énergies considérées. Si les reculs du carbone étaient responsables des transitions de phases alors un second seuil serait observé dans la réponse des détecteurs durant les mesures d’étalonnage aux neutrons mono-énergétiques, à cause de la diffusion sur le noyau de fluor à des températures plus élevées (figure 7.1). Les mesures effectuées sur et hors résonance, avec des énergies de neutrons pour la section efficace du fluor, n’indiquent aucune différence de forme et montrent que le fluor détermine le seuil.

Une autre preuve en faveur du fluor est l’énergie nécessaire pour l’évaporation d’une gouttelette qui doit être déposée à l’intérieur d’une longueur effective (chapitre 4) et qui se rapproche plus de celle du fluor, tel que constaté sur la figure 7.3. Par conséquent, le pouvoir d’arrêt de ces deux noyaux dans le C_4F_{10} liquide doit être considéré et la réponse au seuil sera due au recul du noyau de fluor. Une indication supplémentaire appuyant le

recoil du noyau de fluor comme principal acteur dans le processus de vaporisation de la gouttelette provient des mesures effectuées avec des émetteurs alpha. Sur la figure 7.3, le triangle ouvert représenté à 21°C correspond à l'énergie déposée par le recul du ^{210}Pb (146 keV) en provenance de la fin de la chaîne de désintégration alpha du ^{222}Rn , en excellent accord avec l'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques. Le détail de cet étalonnage alpha sera présenté dans les prochaines sections.

En résumé, les mesures aux neutrons mono-énergétiques ont permis d'étalonner l'énergie de seuil, c'est à dire l'énergie nécessaire à la nucléation d'une gouttelette de C_4F_{10} en fonction de la température. Ainsi, le noyau de fluor a été identifié comme étant celui qui domine dans la réponse. Ces informations permettent d'extraire la courbe de réponse de neutralinos pour différentes masses et sections efficaces dans le détecteur, indispensables à l'interprétation des mesures dans le cadre de la recherche des particules candidates de la matière sombre.

7.2 Réponse aux neutrons poly-énergétiques

La collaboration PICASSO a recours à deux sources de neutrons poly-énergétiques de type (α, n) : une source de AcBe et une source de AmBe dont les flux sont connus. Celles-ci sont spécifiquement utilisées pour la détermination précise de la masse active des détecteurs, pour s'assurer du bon fonctionnement des modules et pour définir les coupures et acceptances des séparateurs (*EVAR*, *RVAR*, *FVAR*) présentés dans le chapitre précédent.

7.2.1 Étalonnage avec une source d'actinium béryllium

Quelques jours après la fabrication d'un détecteur, une première mesure est effectuée avec une source de AcBe à Montréal. Un montage fixe est installé de manière à garantir les mêmes conditions de mesures lors des séances d'étalonnage avec différents

détecteurs. Bien que la quantité injectée du liquide actif soit mesurée par pesée durant le processus de fabrication, la précision de cette technique est limitée à un niveau de 3 à 4%. En effet, étant donné les différentes incertitudes que présente cette méthode, à savoir la fraction de liquide actif perdue par évaporation ou par diffusion dans le gel par exemple, un test systématique d'étalonnage est effectué. Les spécifications de la source AcBe utilisée sont résumées dans le tableau 7.I. Pour atténuer le flux élevé des gamma important à haute température ($> 45^{\circ}\text{C}$), la source est installée dans un blindage de plomb qui n'influence pas le flux des neutrons.

Temps de demi-vie	$t_{1/2} = 21.8$ ans
Âge de la source	41 ans ($t_0 = 1971$)
Énergie des neutrons	$1 \text{ MeV} < E_n < 10 \text{ MeV}$
Flux de la source à $t = 0$	$\phi_n(0) = 3.2 \times 10^5$ n/s
Flux de la source aujourd'hui à 5 mètres	$\phi_n = 0.03$ n/s/cm ²
Énergie des rayons gamma	$200 \text{ keV} < E_\gamma < 1 \text{ MeV}$
Flux de la source à $t = 0$	$\phi_\gamma(0) = 6 \times 10^9$ γ /s

Tableau 7.I – Propriétés générales de la source $^{227}\text{AcBe}$.

Tout comme exposé au chapitre 6, le taux de comptage des détecteurs exposés à la source, est estimé en utilisant les variables $EVAR$, $RVAR$ et $FVAR$ ainsi qu'en appliquant une coupure sur les intervalles de temps, soit $\Delta t = 0.1$ s. La mesure d'étalonnage pour la détermination de la masse active, est réalisée en installant le détecteur à cinq mètres de la source dans un TPCS (*Temperature/Pressure Control System*) qui permet un contrôle précis de la température et de la pression. La réponse du détecteur est mesurée à 45°C et à pression ambiante. Après avoir mesuré le taux de comptage du détecteur exposé à la source, la quantité de masse active peut être déduite grâce à une constante d'étalonnage. Cette constante a été déterminée en étudiant la réponse d'une série de détecteurs de masses connues. Pour ces détecteurs, non seulement la masse a été estimée avec précision et certitude, lors du processus de fabrication, mais aussi en mesurant visuellement les échantillons de gel prélevés à divers endroits à l'intérieur des détecteurs. Les mesures d'étalonnage, par la suite, donnent le taux de comptage qui est relié à la quantité de masse active. La valeur du facteur de conversion a également été vérifiée et confirmée à l'aide

d'une simulation Monte Carlo décrite dans [65]. La convergence de ces méthodes donne une valeur moyenne de $C = 0.11 \pm 0.01 \text{ g}^{-1}\text{n}^{-1}\text{cm}^2$ à 45°C [91]. Après avoir déterminé la masse active à Montréal ainsi que vérifié la performance des détecteurs, les modules sont transportés à SNOLAB.

7.2.2 Étalonnage avec une source d'américium béryllium

Dans le but d'effectuer un contrôle périodique de qualité, les modules de détection installés dans la mine sont étalonnés avec une source de neutrons de AmBe. Cette mesure permet de s'assurer non seulement du bon fonctionnement des détecteurs et du système électronique mais aussi de quantifier régulièrement le statut de la masse active dans les modules. Le spectre en énergie des neutrons de la source est illustré par la figure 7.5 [92].

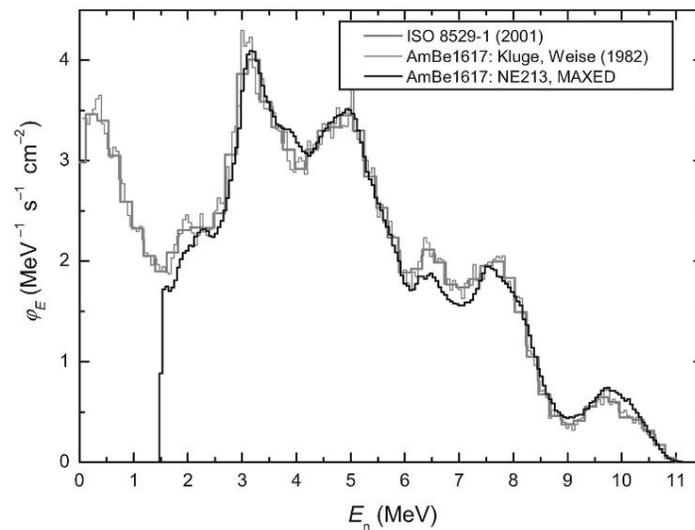


Figure 7.5 – Spectre en énergie de la source de AmBe utilisée dans la mine pour les mesures d'étalonnage aux neutrons des détecteurs.

Les détecteurs sont disposés par 4 dans un TPCS et la source est placée en son centre. Le détail du montage souterrain sera présenté au chapitre 8. L'activité de la source est de $68.71 \pm 0.74 \text{ n/s}$ [93]. Les détecteurs sont soumis à un flux d'environ 8.54×10^{-3}

neutrons/s/cm². Les mesures d'étalonnage de 15 détecteurs sont montrées sur la figure 7.6. Le taux de comptage combiné, a été calculé en prenant la moyenne pondérée sur toutes les données mesurées. Ces mesures, effectuées sur une période de cinq ans, regroupent environ 200 sessions d'étalonnage aux neutrons et prouvent la stabilité à long terme du système. En tenant compte des caractéristiques expérimentales du montage, la réponse des détecteurs soumis à cette source a aussi été simulée dans GEANT4. Les résultats de la simulation sont représentés sur la figure 7.6 par la bande rouge dont la largeur correspond à l'erreur qui est d'origine statistique.

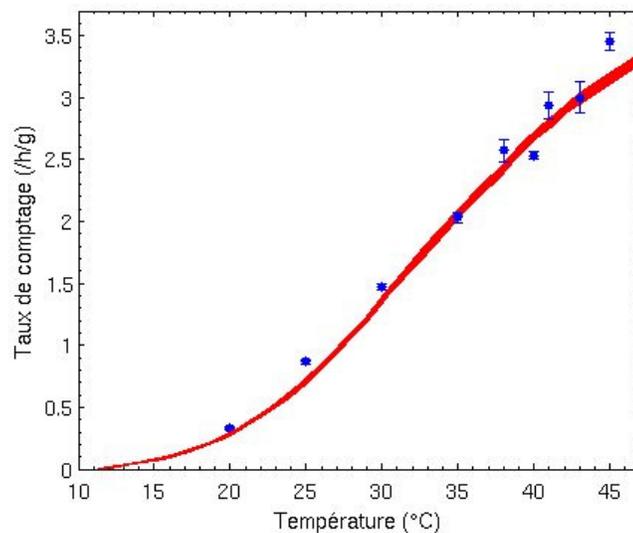


Figure 7.6 – Réponse moyenne de 15 détecteurs, mesurée lors des séries d'étalonnage entre 2006 et 2011 dans la mine. La bande rouge représente la réponse obtenue par une simulation Monte Carlo dans GEANT4. Cette figure est la preuve d'une excellente stabilité du système.

7.3 Réponse aux émetteurs alpha

La contamination des détecteurs avec des émetteurs alpha naturels constitue leur source principale bruit de fond. Les émetteurs alpha sont issus de la chaîne de désintégration du thorium et de l'uranium dont des traces sont présentes dans tous les in-

grédients constituant le gel du détecteur. C'est pourquoi des techniques de purification (section 4.3) ont été mises en place afin de minimiser leur présence le mieux que possible. Étant donné que ces émetteurs alpha constituent la source principale de bruit de fond, il est aussi important de connaître leur réponse pour être capable de les discriminer par rapport à un signal de WIMP éventuel. Pour étudier leur réponse, des expériences ont été réalisées dans le cadre de ce travail, avec des détecteurs qui ont été spécialement conçus pour mesurer l'origine de ces émetteurs alpha ainsi que leur réponse avec précision. Cette section décrira les différentes expériences effectuées à l'aide de deux sources émettrices alpha, le ^{241}Am et le ^{226}Ra qui ont permis de distinguer pour la première fois deux types de contamination, à savoir, dans le gel ou encore dans les gouttelettes surchauffées [66].

7.3.1 Émetteur alpha ^{241}Am et ^{226}Ra : détecteur URS

Dans la phase actuelle du projet PICASSO, les détecteurs sont des modules de 4.5 L et la taille des gouttelettes est de $200\ \mu\text{m}$ de diamètre. Afin de caractériser la réponse alpha, deux détecteurs de 1.5 L et de 4.5 L ont été contaminés délibérément avec des sources alpha dont l'activité injectée surpassait largement le bruit de fond des neutrons ambiants. L'étude approfondie de la réponse alpha d'un module de 1.5 L, le détecteur URS, dopé avec une source de ^{241}Am dans un premier temps (tableau 7.II) et de ^{226}Ra par la suite (tableau 7.III), a permis de comprendre dans sa globalité les réponses respectives des détecteurs associées aux mécanismes de contamination.

7.3.1.1 Émetteur alpha ^{241}Am dans le gel

Le module de détection URS de 1.5 L a été réalisé à base de polyéthylène glycol et la distribution de la taille de ses gouttelettes était d'environ $400\ \mu\text{m}$ de diamètre, soit un peu plus grande que celles des détecteurs standard de 4.5 L. Il a été dopé avec une source liquide de chlorure d'américium ($^{241}\text{AmCl}$) ayant une activité de 6.4 Bq.

Le tableau 7.II présente la chaîne de désintégration de ^{241}Am .

Noyau	Mode	$T_{1/2}$	E [MeV]	Produit
^{241}Am	α	432.7 a	5.638	^{237}Np
^{237}Np	α	$2.14 \cdot 10^6$ a	4.959	^{233}Pa

Tableau 7.II – Chaîne de désintégration de l'américium ^{241}Am .

Lors du processus de fabrication, la source a été mélangée uniformément avec la solution monomère et ce, avant l'injection du liquide actif ainsi que les réactants de la polymérisation. De par leur nature ionique ², les émetteurs alpha n'entrent pas dans les gouttelettes et sont par conséquent localisés dans le gel. L'efficacité de détection de ces émetteurs répartis uniformément dans le gel est équivalente à la probabilité qu'une particule alpha partant de la matrice du détecteur frappe une gouttelette. Cette efficacité purement géométrique est donné par :

$$\varepsilon_{\alpha} = \frac{4}{3} f \frac{R_{\alpha}}{R_d} \quad (7.9)$$

où rappelons-le, le *loading* f constitue la proportion de masse active dans les gouttelettes par rapport au volume total de gel, R_{α} est la portée des émetteurs alpha dans le gel et R_d est le rayon des gouttelettes. La portée des particules alpha dans le gel et dans le C_4F_{10} liquide est d'environ de $37 \mu\text{m}$. La masse active du détecteur dopé au ^{241}Am , estimée à 17.8 ± 2 g, correspond à une fraction de volume $f = 0.84 \pm 0.08\%$. La masse du C_4F_{10} a été déterminée par des mesures d'étalonnage à 45°C et est compatible avec celle mesurée durant le processus de fabrication. Le taux de comptage en coups/h/g obtenu pour ce détecteur dopé avec ^{241}Am est montré sur la figure 7.7. La réponse de ce module présente un seuil franc avec un plateau plat, ajustable avec une fonction sigmoïde.

²La solution monomère et la source liquide de $^{241}\text{AmCl}$ sont hydrophiles ; alors que le C_4F_{10} liquide est hydrophobe.

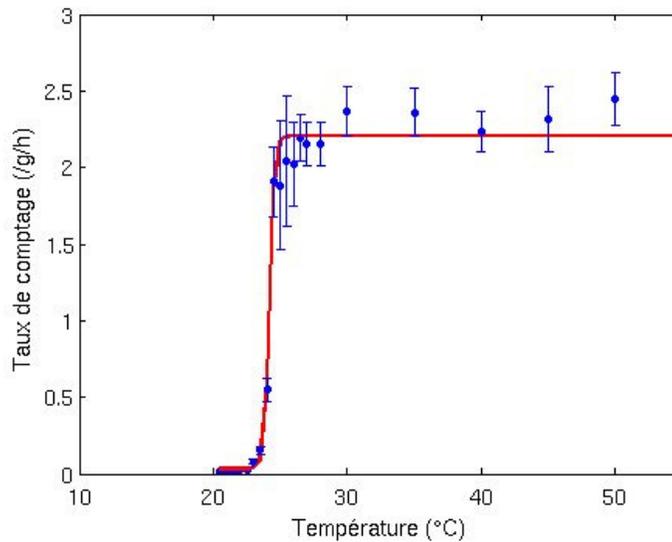


Figure 7.7 – Réponse du détecteur URS, contaminé avec une source de ^{241}Am .

Tel que montré dans le tableau 7.II, le ^{241}Am se désintègre selon la réaction :



En raison de la demi-vie de ^{241}Am , beaucoup plus courte que celle du ^{237}Np , la réponse du détecteur dopé peut être considérée sensible uniquement aux produits de désintégration de l'américium. La température de seuil à 50% du plateau est de 24.5°C , ce qui correspond selon l'étalonnage avec les neutrons mono-énergétiques (équation 7.8) à une énergie de seuil de $E_{th} = 71 \text{ keV}$. Étant donné l'activité de la source injectée, le taux de comptage mesuré au plateau (figure 7.7) correspond à $0.34 \pm 0.02 \text{ coups g}^{-1} \text{ h}^{-1} \text{ Bq}^{-1}$ et est en conformité avec le taux attendu pour une distribution uniforme des émetteurs alpha à l'extérieur des gouttelettes, à savoir, $0.47 \pm 0.11 \text{ coups g}^{-1} \text{ h}^{-1} \text{ Bq}^{-1}$. Cette estimation est basée sur l'efficacité géométrique qui donne $\epsilon_\alpha = 0.21 \pm 0.05\%$, après avoir inséré dans l'équation 7.9 les paramètres spécifiques du détecteur, soit $f = 0.84 \pm 0.08\%$, $R_\alpha = 37 \mu\text{m}$ et $R_d = 200 \pm 50 \mu\text{m}$. La distance parcourue par le noyau de ^{237}Np n'étant seulement que de 70 nm , il est très peu probable qu'il ait pu déclencher

la transition de phase. De plus, l'énergie de recul du ^{237}Np correspond à :

$$E_R = \frac{M_\alpha}{M_\alpha + M_R} Q = 94 \text{ keV} \quad (7.11)$$

où $Q = 5.6 \text{ MeV}$ est l'énergie libérée par la réaction. La valeur de $E_R = 94 \text{ keV}$ ne correspond pas à l'énergie de seuil rapportée par la réponse mesurée du détecteur dopé, soit $E_{th} = 71 \text{ keV}$ en accord avec l'équation 7.8 obtenue lors de l'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques. Par conséquent, la réponse au seuil correspond ici aux particules alpha dont le pic de Bragg associé au dépôt d'énergie maximal le long du parcours d'une particule, coïncide avec un arrêt de la trace dans une gouttelette. Pour des températures plus élevées, le liquide devient sensible à des valeurs de plus en plus faibles de dE/dx le long de la trace des particules alpha, de sorte que celles-ci déclenchent toujours la transition de phase. Ceci provient du fait que la réponse en fonction de la température montre un plateau plat de 1 keV à 71 keV , indiquant une probabilité de déclenchement de près de 100% une fois le seuil dépassé.

Selon l'équation 7.9, augmenter le rayon des gouttelettes engendre une diminution d'efficacité de détection des particules alpha. Ainsi, avec ce rayon des gouttelettes de $100 \mu\text{m}$ pour les modules actuels de 4.5 L au lieu de $10 \mu\text{m}$ pour les modules de 1 L de la phase-I, l'expérience PICASSO a déjà permis de réduire le bruit de fond alpha à un facteur de 10. C'est une façon de purifier les détecteurs au travers des effets géométriques : pour un même volume de masse active, la probabilité de détection des particules alpha pour une grosse gouttelette est beaucoup plus faible que pour plusieurs petites gouttelettes.

Le plateau du détecteur dopé au ^{241}Am est atteint à 26°C . C'est la première fois qu'un tel effet est observé. Pour s'assurer de la validité des résultats, toutes les mesures ont été réalisées plusieurs fois, en prenant des précautions supplémentaires sur l'ajustement du seuil d'enregistrement des données pour garantir 100% d'efficacité du DAQ ainsi que sur la vérification de la pression. Le seuil mesuré restait le même. Cependant,

des mesures effectuées avec des modules de 4.5 L installés dans la mine présentaient un seuil différent dans leur réponse alpha à 20°C. Dans le but de comprendre ce décalage de seuil et cette inconsistance, une autre source émettrice alpha : le ^{226}Ra , a été utilisée comme dopant pour le même détecteur URS.

7.3.1.2 Émetteur alpha ^{226}Ra dans la gouttelette

Le même détecteur URS de 1.5 L dopé avec la faible source de ^{241}Am , a été redopé en injectant localement une solution de chlorure de radium ($^{226}\text{RaCl}$) directement dans la couche supérieure du gel solide, à l'aide d'une seringue. Le tableau 7.III montre toute la chaîne de désintégration du ^{226}Ra .

Noyau	Mode	$T_{1/2}$	E [MeV]	Produit
^{226}Ra	α	1602 a	4.871	^{222}Rn
^{222}Rn	α	3.8235 j	5.590	^{218}Po
^{218}Po	α 99.98 % β^- 0.02%	3.10 min	6.115 2.883	^{214}Pb ^{218}At
^{218}At	α 99.90% β^- 0.10%	1.5 s	6.874 2.883	^{214}Bi ^{218}Rn
^{218}Rn	α	35 ms	7.263	^{214}Po
^{214}Pb	β^-	26.8 min	1.024	^{214}Bi
^{214}Bi	β^- 99.98% α 0.02%	19.9 min	3.272 5.617	^{214}Po ^{210}Tl
^{214}Po	α	0.1643 ms	7.883	^{210}Pb
^{210}Tl	β^-	1.30 min	5.484	^{210}Pb
^{210}Pb	β^-	22.3 a	0.064	^{210}Bi
^{210}Bi	β^- 99.99987% α 0.00013 %	5.013 j	1.426 5.982	^{210}Po ^{206}Tl
^{210}Po	α	138.376 j	5.407	^{206}Pb
^{206}Tl	β^-	4.199 min	1.533	^{206}Pb
^{206}Pb	-	stable	-	-

Tableau 7.III – Chaîne de désintégration à partir du ^{226}Ra .

L'activité de la source injectée était de 10 Bq. Bien que celle-ci ait été introduite ponctuellement à l'état polymérisé dans le détecteur, l'observation directe de la position

des bulles formées présentait, contrairement à l'expérience précédente avec le ^{241}Am , toutes les caractéristiques d'une diffusion de l'activité des émetteurs alpha à travers tout le volume. Le tableau 7.IV montre la progression dans le temps des taux de comptage après l'injection de la source, obtenus avec ce détecteur pour différentes températures.

Jours après l'injection	Température	Taux de comptage (/h/g)
2.3	30.5°C	13.7804 ± 2.8129
4.3	19°C	0.09596 ± 0.02201
11.3	21°C	62.9771 ± 7.7519
13.3	22°C	100.8772 ± 12.1442
26.3	30°C	171.2284 ± 17.7556
37.3	19°C	0.3207 ± 0.0468
38.3	21°C	133.194 ± 18.3105
39.3	22°C	179.3156 ± 19.1921

Tableau 7.IV – Taux de comptage mesurés pendant la période de diffusion.

En effet, que ce soit de manière visuelle ou en mesurant le taux de comptage, la diffusion de l'activité, à partir de son point d'injection jusqu'au volume entier du détecteur, a montré un équilibre atteint après 14 jours. Les mesures les plus importantes sont celles obtenues au plateau ($> 21^\circ\text{C}$) puisqu'elles permettent de connaître l'activité totale vue par les gouttelettes. Une fois stabilisé c'est à dire, après la diffusion complète de l'activité dans le module, les mesures de bruit de fond alpha ont été effectuées et sont représentées sur la figure 7.8. Tel que constaté sur la figure, le seuil de la réponse alpha est très franc avec une remontée rapide entre 19°C et 22°C , température à laquelle le plateau est atteint.

Par rapport à la figure 7.7, la réponse au seuil est maintenant décalée de 4°C vers les plus basses températures et elle est semblable à celle obtenue pour les modules installés dans la mine. Cette température de seuil se traduit par une énergie de seuil d'environ $E_{th} \simeq 142 \text{ keV}$, calculée à partir de l'équation 7.8, ce qui est bien différent du seuil obtenu avec le dopage au ^{241}Am . Ce décalage ne peut pas être attribué à l'énergie déposée par les particules alpha émises de la chaîne du ^{226}Ra puisqu'elles ont le même pouvoir d'ar-

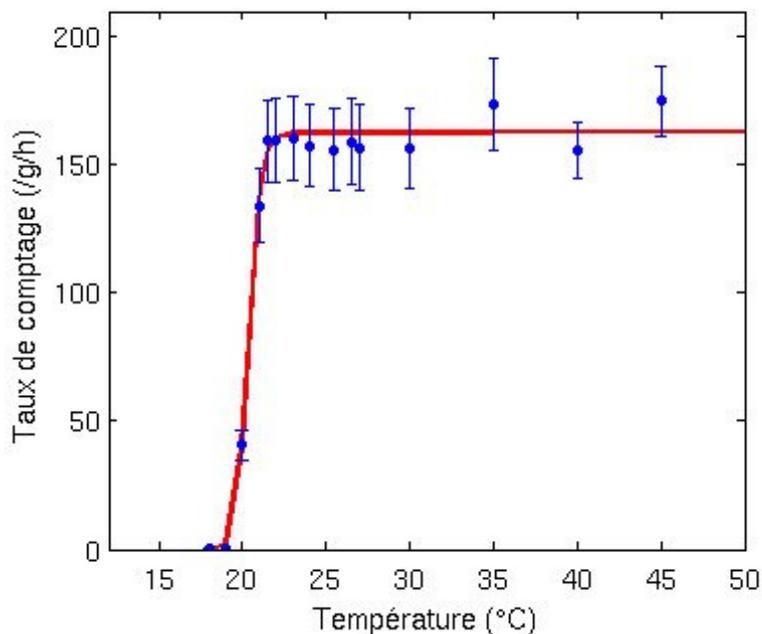


Figure 7.8 – Réponse du détecteur URS dopé avec le ^{226}Ra .

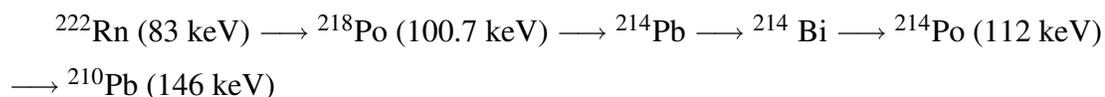
rêt du pic de Bragg que celles émises par la chaîne de ^{241}Am .

Il doit donc y avoir une autre explication dont l'observation suivante donne la solution : étant donné que l'activité de ^{241}Am est encore présente après l'injection de la source de ^{226}Ra , il devrait être possible d'observer un autre seuil à 22°C sur la figure 7.8. L'absence de ce seuil s'explique par le fait, qu'après avoir injecté le radium, le taux de comptage absolu (en coups/h/g) a augmenté d'un facteur de 80 et le taux spécifique d'un facteur de 47 avec 16 ± 1.1 coups $\text{g}^{-1} \text{h}^{-1} \text{Bq}^{-1}$. Ce taux de comptage très élevé est incompatible avec celui obtenu avec l'efficacité géométrique soit 1.7 ± 0.2 coups $\text{g}^{-1} \text{h}^{-1} \text{Bq}^{-1}$ qui correspond à seulement 12% de ce qui est observé. Pourtant la source a été injectée dans le gel.

Une possibilité par contre serait que l'activité se soit effectivement concentrée dans les gouttelettes selon le raisonnement suivant : le radium ayant un temps de demi-vie

de $t_{1/2} = 1602$ ans, se désintègre en ^{222}Rn avec une demi-vie de $t_{1/2} = 3.8$ jours. Le radon, étant un gaz qui dans les conditions de température et de pression du détecteur, est libre de se diffuser à travers tout le module y compris à l'intérieur des gouttelettes où il pourrait s'enrichir, si sa solubilité était supérieure dans le C_4F_{10} par rapport à celle qu'il possède dans le polymère à base d'eau. Cette affinité entre la radon et les fulurocarbones a été effectivement observée par plusieurs expériences [94]. Un argument de taille en faveur de cette hypothèse est l'énergie de recul associée à la désintégration alpha. En effet, lorsque la source de contamination alpha est contenue dans la gouttelette, un autre processus entre en compte et c'est la raison pour laquelle, la réponse au seuil est déplacée à 21°C . Dans ce cas, ce n'est plus le pic de Bragg qui déclenche la transition de phase en premier, c'est l'énergie de recul à cause de son dE/dx élevé à plus basse température et ce entre 21°C et 25°C .

À partir des données du tableau 7.III, la séquence principale de désintégration après le radium est la suivante :



avec trois désintégrations alpha et deux désintégrations beta : le reste des éléments de la chaîne est de trop longue durée pour en tenir compte dans la réponse du détecteur et est par conséquent négligé. Le recul associé à la séquence principale de la chaîne de désintégration ci-dessus est le ^{210}Pb car il possède la plus grande énergie de recul à savoir 146 keV. Celui-ci est donc responsable du seuil franc observé à la température de seuil, 21°C , et est parfaitement compatible avec le seuil obtenu pour le recul du fluor lors des mesures d'étalonnage aux neutrons mono-énergétiques à cette température (figure 7.3).

La même observation avait été faite avec un autre détecteur (le détecteur 74) dopé avec une solution de chlorure de radium ($^{226}\text{RaCl}$) injectée dans la solution du gel avant l'injection du C_4F_{10} , de la même manière que le détecteur dopé avec le ^{241}Am . La figure

7.9 montre la réponse de ce module. Les données ont aussi été ajustées à l'aide d'une fonction sigmoïde et son seuil est le même que celui du détecteur URS avec la source de ^{226}Ra . Le *loading* de ce module était de $f = 1.2 \pm 0.1\%$, et a été déterminé par inspection des gouttelettes au microscope. Encore une fois, à partir de l'efficacité géométrique 7.9, le calcul de son taux de comptage est complètement incompatible avec celui mesuré qui reste largement supérieur. Ce qui prouve, tout comme pour le détecteur URS dopé avec la source de ^{226}Ra , que les émetteurs alpha sont localisés et enrichis dans les gouttelettes.

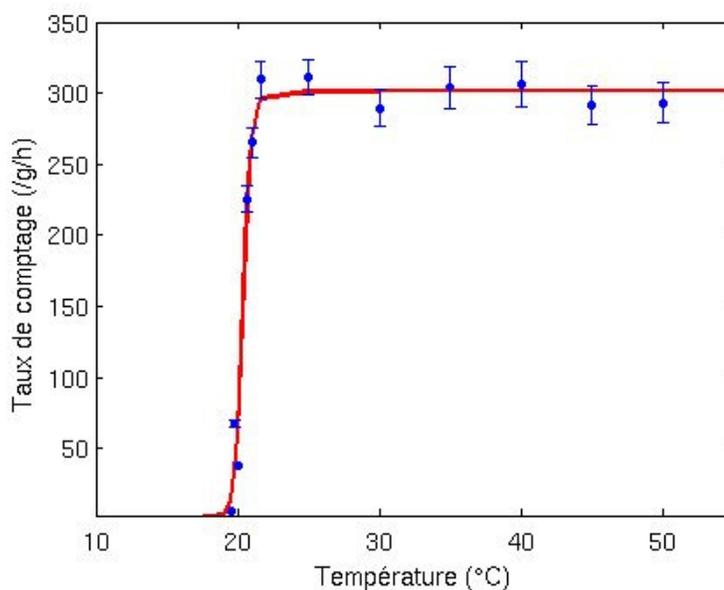


Figure 7.9 – Réponse du détecteur 74 sectionné, contaminé avec une source de ^{226}Ra .

Il a été possible également de visualiser la différence entre ces deux types de contamination, en terme d'énergie acoustique en comparant les *EVAR* du détecteur URS dopé à l'américium et au radium, avec ceux d'un autre module. En effet, la compréhension de ces différents seuils n'aurait pas pu être complète sans l'intervention de la réponse observée d'un détecteur, préparé à base de chlorure de césium : le détecteur 76. Il a permis de comprendre et de relier la nature de la réponse alpha en terme d'énergie acoustique (*EVAR*).

7.3.1.3 Réponse acoustique

Le détecteur 76 est l'un des premiers détecteurs de 4.5 L à avoir été fabriqué et installé dans la mine de Sudbury. Sa masse active mesurée lors de la fabrication, était de $m = 92.5 \pm 0.1$ g et a été confirmée à l'aide des mesures d'étalonnage aux neutrons à Montréal. Cependant, contrairement aux détecteurs à très bas bruit de fond, celui-ci présentait un taux de comptage anormalement élevé suite à une contamination alpha intrinsèque considérable, causée par un accident de fabrication et sa réponse au seuil montrée sur la figure 7.10, était comparable à celle des modules dopés au radium.

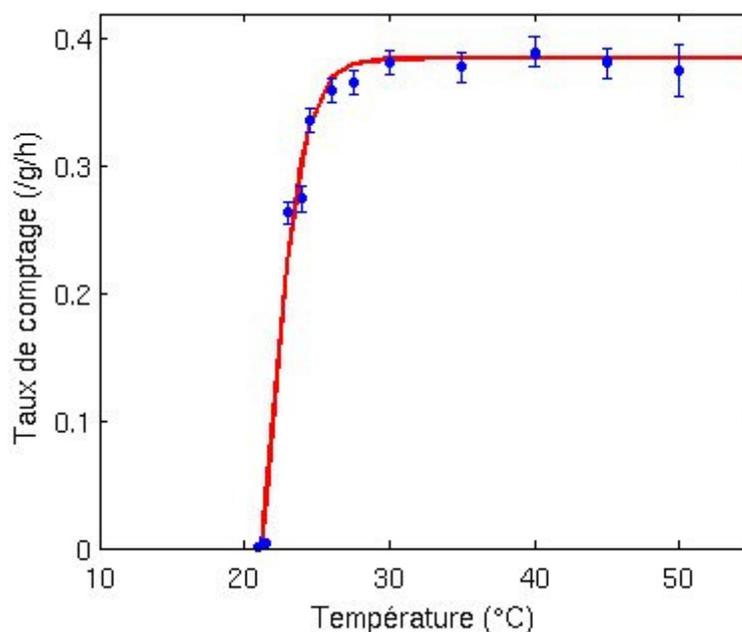


Figure 7.10 – Réponse du détecteur 76 présentant un fort taux de comptage alpha. Les mesures ont été effectuées au montage final, dans la mine de Sudbury.

Le +2°C de décalage dans la réponse est causé par la différence de pression entre la mine (1.2 bar) et les mesures effectuées au laboratoire de Montréal (1 bar). Ce dé-

tecteur a été installé lors de la première génération de DAQ. Malheureusement, il n'y a pas eu beaucoup de mesures d'étalonnage avec la source de neutrons pendant cette période. Néanmoins, les gains réduits des préamplificateurs utilisés à cette époque (pas de signaux saturés) et le fort taux de comptage de ce détecteur, ont facilité l'interprétation des observations suivantes.

L'analyse avec le paramètre d'énergie acoustique, *EVAR* a révélé un phénomène tout à fait remarquable en fonction de la température : à basse température, soit entre 21°C et 25°C, l'énergie acoustique des émetteurs alpha ne présentait qu'un seul pic dans sa réponse. Celui-ci était semblable aux mesures d'étalonnage avec la source de neutrons qui lui aussi présente un seul pic bien défini à travers toute la plage de températures. Par contre, à mesure que la température augmente, un deuxième pic apparaît tandis que le premier diminue. Enfin, à partir de 40°C-45°C, il ne reste que la contribution du deuxième pic.

La figure 7.11 montre cette progression à travers la plage de température.

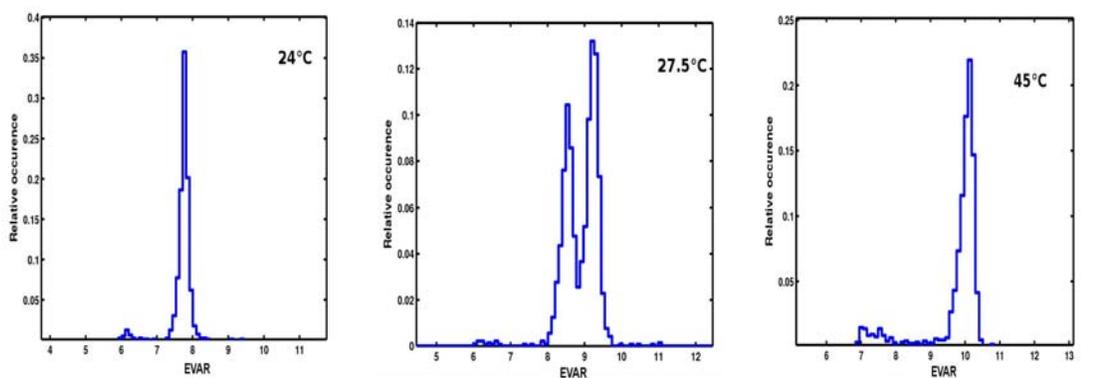


Figure 7.11 – Distribution du paramètre d'énergie acoustique *EVAR* en fonction de la température (détecteur 76).

Il n'y a aucun doute sur le fait que ce détecteur n'était pas du tout sensible aux neutrons environnants surtout pour les basses températures. Ce détecteur se trouvait à 2 km

sous terre dans la mine et son taux de comptage intrinsèque dépassait largement le taux du flux de neutrons attendu dans l'installation souterraine.

L'évolution de la contribution relative de ces deux pics en fonction de la température est représentée sur la figure 7.12 et montre clairement que *le premier pic correspond au seuil observé avec le détecteur dopé au radium et l'apparition du deuxième pic correspond exactement au seuil du détecteur dopé avec l'américium*. La figure 7.13 montre la concordance surprenante entre ces deux seuils bien distincts.

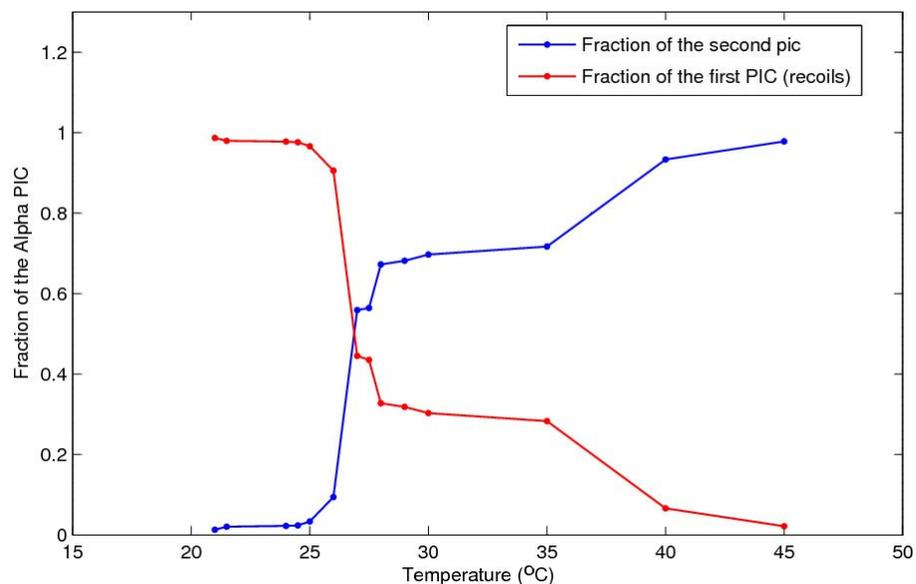


Figure 7.12 – Fraction de chacun des pics dans la distribution du paramètre d'énergie acoustique *EVAR* en fonction de la température (détecteur 76).

Ces résultats suggèrent que entre 21°C et en-dessous de 25°C, seul le noyau de recul suivant la désintégration alpha déclenche les transitions de phase, créant un pic acoustique qui coïncide avec celui d'un recul induit par une interaction avec un neutron. En augmentant la température au-dessus de 25°C, quand le détecteur devient sensible aux particules alpha elles-mêmes, le deuxième pic apparaît. Il correspond à la somme des énergies acoustiques provenant de la nucléation du noyau de recul PLUS les nucléations

créées par le dE/dx au pic de Bragg sur la trace de la particule alpha. Au fur et à mesure que la température augmente, plusieurs nucléations peuvent encore s'ajouter le long de la trace des émetteurs alpha. La somme des taux obtenue pour chacun des pics reste constante et le rapport des deux pics donne la probabilité d'avoir un ou plusieurs sites de nucléation.

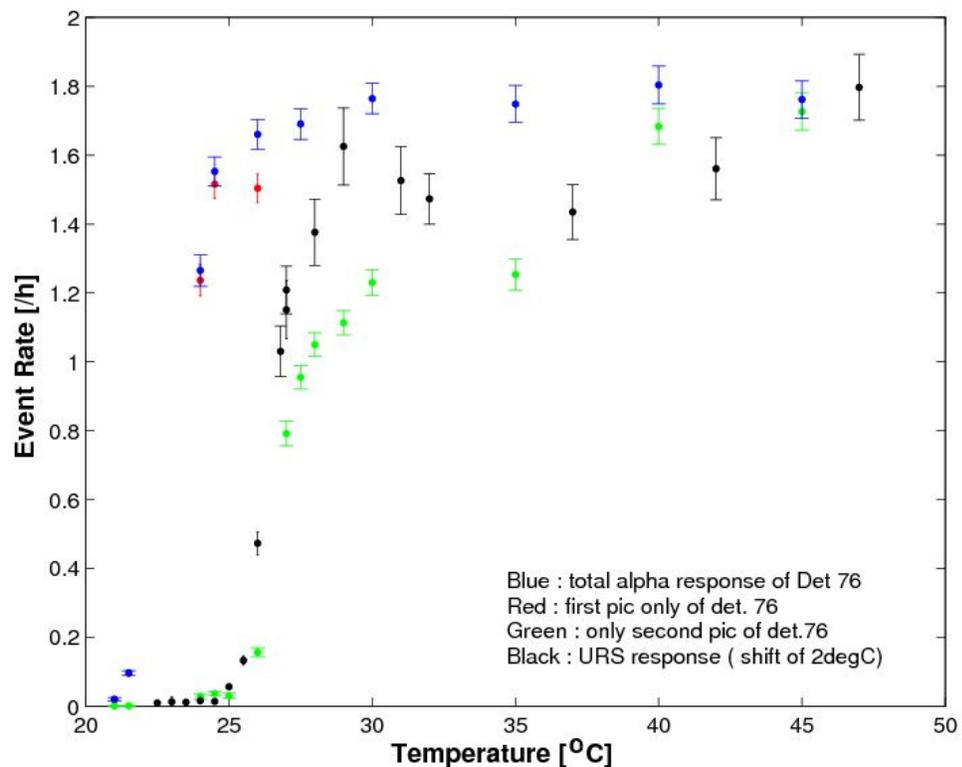


Figure 7.13 – Comparaison des taux de comptage obtenus avec les différentes fractions dans l'énergie acoustique du détecteur 76, pour le premier pic (en rouge) et le deuxième pic (en vert), ainsi qu'avec le taux du détecteur dopé avec la source d'américium. Le décalage dans la température, à cause de la différence de pression, a été ajusté.

Pour appuyer cette hypothèse, les mesures de la réponse alpha décrite précédemment, ont été suivies d'une mesure d'étalonnage avec la source de neutrons de AcBe. Comme attendu dans ce scénario, le détecteur URS dopé à l'américium, avec la contamination

dans le gel, présente un seul pic pour le paramètre d'énergie acoustique et le seuil du plateau alpha est déplacé à 25°C. Il n'y pas les deux pics comme ceux du détecteur 76 à 27°C (figure 7.14) puisqu'il n'y a pas de contribution du recul nucléaire.

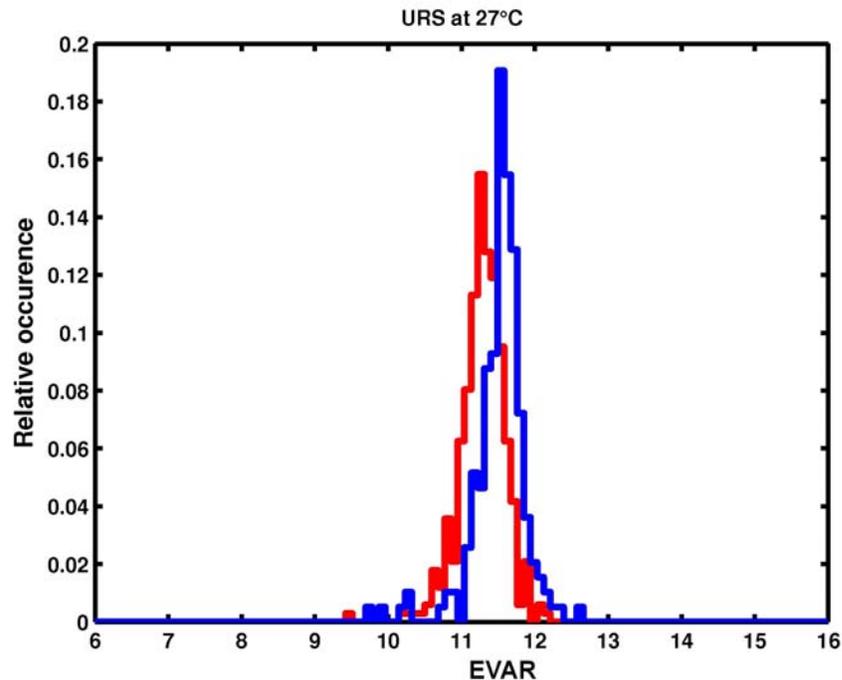


Figure 7.14 – Distribution de l'énergie acoustique lors de l'étalonnage avec la source de neutrons (en rouge) et avec les émetteurs alpha (en bleu) à 25°C pour le détecteur dopé à l'américium. La température utilisée correspondante est de 27°C à cause de la pression dans la mine. On remarque l'absence des deux pics.

Par contre, en comparant les *EVAR* du détecteur URS, dopé au radium, et ceux du détecteur 76, on observe un comportement identique avec des seuils comparables alors qu'il n'y avait pas de deuxième pic observé lorsque le détecteur était uniquement dopé à l'américium. Les figures 7.15 montrent la concordance de ces résultats avec différentes températures.

L'étude des détecteurs dopés aux émetteurs alpha a permis de comprendre le méca-

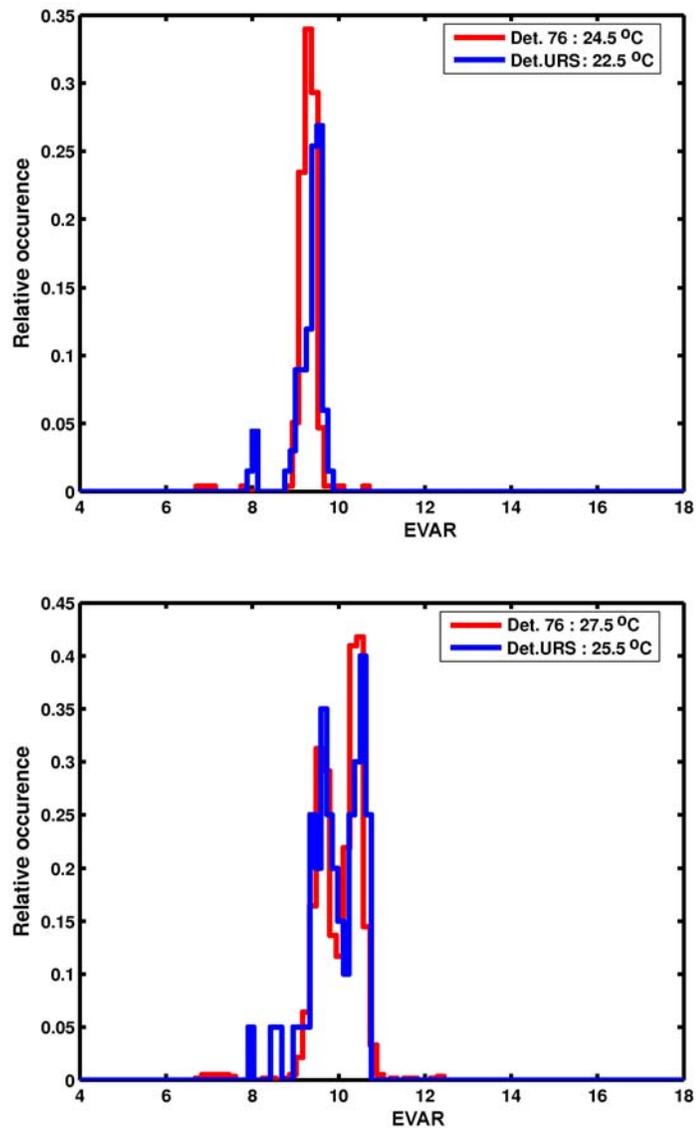


Figure 7.15 – Distribution de l'énergie acoustique du détecteur URS dopé au radium et du détecteur 76 pour les températures de 22.5°C (figure du haut) et de 25.5°C (figure du bas). La différence dans la température est due au décalage de pression dans le laboratoire (1 bar) et dans la mine (1.2 bar) respectivement pour ces deux modules.

nisme de contamination, se reflétant dans la réponse au seuil des modules qui est bien défini pour chacune d'elle. Lorsque le taux de l'activité des alpha à l'intérieur et à l'extérieur des gouttelettes est comparable, la réponse alpha du détecteur peut présenter un

double seuil en forme d'escalier (figure 7.16). En conclusion, que ce soit au niveau de la réponse alpha du détecteur au seuil ou encore au niveau de l'énergie acoustique *EVAR*, il est possible de localiser la source de contamination.

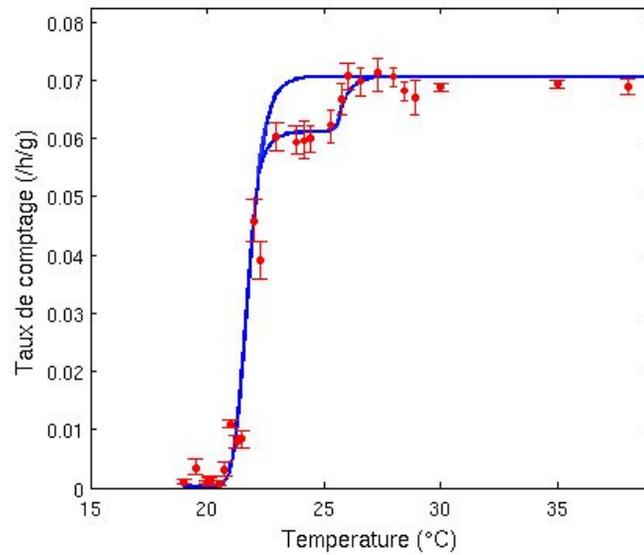


Figure 7.16 – Réponse du détecteur 93 installé dans la mine avec un taux de comptage élevé et présentant une double fonction escalier.

C'est un avantage de taille pour l'analyse PICASSO car la connaissance de l'origine de la contamination permet de sonder l'efficacité de la discrimination alpha-neutron attendue pour toute la plage de température.

7.4 Paramètres empiriques de la théorie de Seitz

Les mesures d'étalonnage des détecteurs avec les neutrons et les particules alpha ont permis d'évaluer les divers paramètres de la théorie de Seitz, introduits dans le chapitre 4. Le premier est le paramètre b , ou paramètre de Harper dans la fonction de la longueur effective 4.9 qui est directement reliée aux conditions de rupture de métastabilité données préalablement par l'équation 4.8. Le modèle suivi pour déterminer la longueur

critique est celui proposé par d'Errico [69], qui soutient que la cavité gazeuse initialement formée peut s'étendre le long de la trace ionisante de la particule avant d'atteindre la taille critique R_c . L'énergie déposée peut s'exprimer par l'intégrale du pouvoir d'arrêt dE/dx sur une longueur effective donnée par $L_c(T) = b \times R_c(T)$.

Le deuxième est le paramètre α qui décrit la rapidité avec laquelle la fonction de probabilité de déclenchement de la transition de phase et qui a déjà été défini dans la section 7.1.2 par l'équation 7.4.

7.4.1 La longueur critique L_c et le paramètre de Harper b

L'énergie de seuil obtenue à partir des mesures d'étalonnage avec le faisceau ainsi qu'en utilisant l'équation des conditions pour une nucléation (équation 4.8) permettent de trouver deux types de paramètres de Harper, à savoir b_F et b_C . Cette particularité provient de la dépendance du noyau qui crée le recul, soit le fluor ou le carbone. La figure 7.17 représente ces deux paramètres [66] en fonction de la température. Si le noyau de carbone provoque la transition de phase alors le paramètre b devrait donner des valeurs au-dessus de la ligne rouge (associé à b_C). Dans le cas contraire, le paramètre devrait se situer dans la zone ombragée, entre les deux courbes [80].

Ce sont les mesures avec le détecteur dopé à l'américium et au radium, qui ont permis de déterminer les valeurs sur la figure 7.17 représentées par les triangles verts. L'énergie de seuil pour le détecteur dopé à l'américium est $E_{th} = 71$ keV et correspond à une température d'environ 24°C . Le dépôt d'énergie maximal par unité de longueur est $(dE/dx)_{Bragg} = 210 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$ pour une particule alpha de 5.64 MeV émise par ce noyau de ^{241}Am à la fin de la trace ionisante. Par conséquent, à partir de l'équation 4.8, la longueur effective trouvée est $L_c = 0.33 \mu\text{m}$. En utilisant les prédictions de Seitz pour trouver le rayon critique, le paramètre est estimé à $b_\alpha(24^\circ\text{C}) = 3.8$ et est comparé sur la figure 7.17 aux mesures obtenues à partir des mesures d'étalonnage aux neutrons.

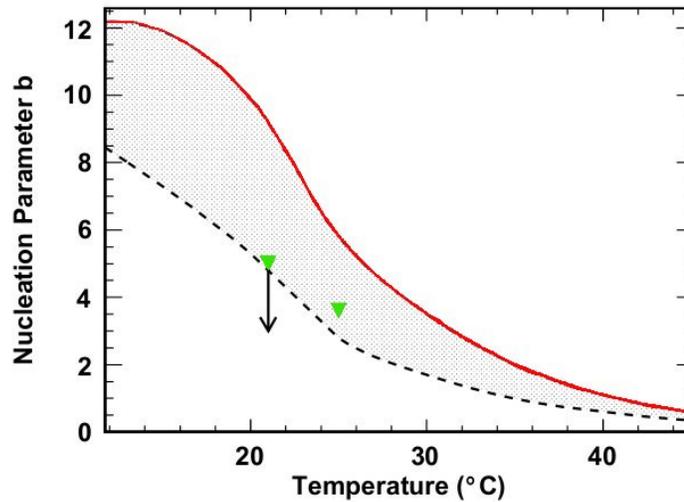


Figure 7.17 – Paramètres de nucléation b_C (ligne rouge) et b_F (ligne noire en pointillés) en fonction de la température, obtenus à partir des mesures du faisceau mono-énergétique de neutrons. Les triangles verts, respectivement à 21°C et 25°C, sont les résultats obtenus avec les mesures des détecteurs dopés à l'américium et au radium.

Pour le deuxième point à 21°C, il a été démontré dans les sections précédentes que les particules alpha n'interviennent pas dans ce processus puisqu'elles n'atteignent pas encore le pic de Bragg le long de la trace ionisante. Par conséquent, c'est le recul du noyau de ^{210}Pb associé à $E_{dep} = 146 \text{ keV}$ qui déclenche la transition de phase. Étant donné que la portée du noyau n'est que de quelques nanomètres et que les particules alpha ne déclenchent pas la transition de phase, seul le calcul d'une limite supérieure peut être évalué pour la longueur effective, à savoir $L_c(21^\circ\text{C}) \leq 0.45 \mu\text{m}$. Par conséquent, le paramètre de Harper est $b_\alpha(21^\circ\text{C}) \leq 5$, tel qu'indiqué sur la figure 7.17. Les différentes valeurs obtenues, à partir des mesures d'étalonnage neutron et alpha, apportent ainsi les informations nécessaires pour déduire lequel des deux noyaux, de carbone ou de fluor, est responsable de la réponse du détecteur au seuil. Malgré le fait que le noyau de carbone peut emporter une plus grande quantité d'énergie ($E_{C,max} = 0.28E_n$), celle qui est nécessaire pour déclencher la transition de phase d'une gouttelette doit être déposée à l'intérieur de la longueur effective L_c .

Selon la figure 7.4, le pouvoir d'arrêt du carbone est toujours plus petit que celui du fluor et son dépôt d'énergie est estimé autour de 80 keV, cette valeur est plus petite que les 146 keV requis, ce qui supporte totalement la conclusion que c'est bien le noyau de fluor qui dépose le maximum d'énergie et par conséquent qui domine la réponse du détecteur au seuil.

7.4.2 Le paramètre de seuil α

Tel que mentionné précédemment, le paramètre α est relié à la résolution de l'énergie et reflète la nature statistique de l'énergie déposée et sa conversion en chaleur. Il est déterminé expérimentalement car il n'y a aucun modèle théorique qui permette sa prédiction exacte. Il est plus difficile de l'évaluer dans les mesures d'étalonnage aux neutrons que dans celles effectuées avec différents émetteurs alpha, en raison de la distribution spectrale continue des noyaux de recul. Une étude plus précise de ce paramètre fait l'objet de mesures actuelles avec le faisceau de neutrons. Comme décrit aussi dans les sections précédentes, les mesures avec les détecteurs dopés avec des sources de radium et d'américium montrent un seuil bien défini. Dans le cas du radium (figures 7.9 et 7.8), le meilleur ajustement pour le seuil donne un paramètre $\alpha = 10 \pm 1$ pour l'énergie de 146 keV correspondant au recul du ^{210}Pb . Les mesures avec la source d'américium (figure 7.7), où les particules alpha déposent leur énergie au pic de Bragg, estiment un paramètre $\alpha = 5.8 \pm 0.7$ pour l'énergie de 71 keV. La figure 7.18 montre le meilleur ajustement sur le seuil obtenu avec les données de ce détecteur [66].

D'autres mesures ont été effectuées par d'Errico qui observe un seuil lent et progressif lors de la réaction de capture de neutrons thermiques $^{35}\text{Cl}(n_{th}, p)^{35}\text{S}$. Expérimentalement, il obtient un paramètre ayant des valeurs situées entre $1 < \alpha < 5$ mais avec de grandes incertitudes [69]. L'évaluation de ce paramètre en fonction de la température n'est pas encore bien définie et il est espéré que des mesures plus approfondies avec le faisceau de neutrons mono-énergétiques permettront de donner une valeur encore plus précise dans un futur proche ainsi que sa dépendance en fonction de la température.

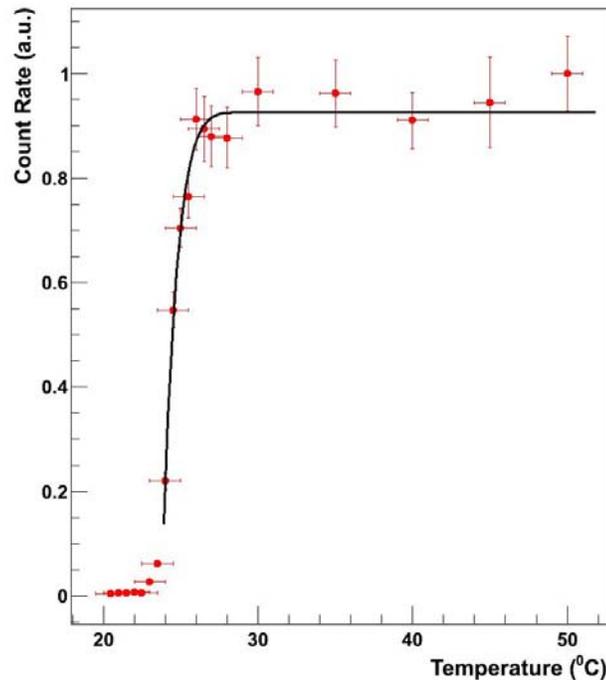


Figure 7.18 – Détermination du paramètre α à partir du meilleur ajustement sur les mesures expérimentales effectuées sur le détecteur dopé à l'américium ($\alpha = 5.8 \pm 0.7$).

7.5 Réponse au rayonnement gamma

Contrairement à l'énergie déposée par les reculs nucléaires et par les particules alpha, le principal processus d'interaction des rayons gamma avec le liquide actif se fait par diffusion Compton. Celle-ci engendre des électrons Compton sur la trace desquels sont produits des rayons delta, déposant leur énergie localement. En raison de leur faible pouvoir d'arrêt, ils ne peuvent pas déclencher une transition de phase aux températures normales de fonctionnement du détecteur (20°C à 50°C). L'énergie typique de ces rayons delta n'aboutit que très rarement jusqu'à la valeur du keV et leur spectre décroît exponentiellement avec l'énergie. La réponse du détecteur aux rayonnements gamma ne survient donc qu'à très haute température (> 60°C).

La réponse aux rayonnements gamma a été mesurée à l'aide d'une source de ^{22}Na (0.7 μCi). Celle-ci émet des rayons gamma de 1.275 MeV et des positrons qui s'annihilent en émettant deux photons de 511 keV à 180° l'un de l'autre. Les rayons gamma de 1.275 MeV produisent des électrons Compton dans le détecteur avec une énergie moyenne de 500 keV et une portée de 1.1 mm. Un module de 4.5 L a été exploité pour mesurer la réponse gamma, de 40°C à 50°C . Ce détecteur a préalablement été pesé lors de la fabrication, donnant une masse active de 78.9 ± 8 g. Le taux de comptage est montré sur la figure 7.19 : la source avait été placée à 21 cm du détecteur pour chaque température.

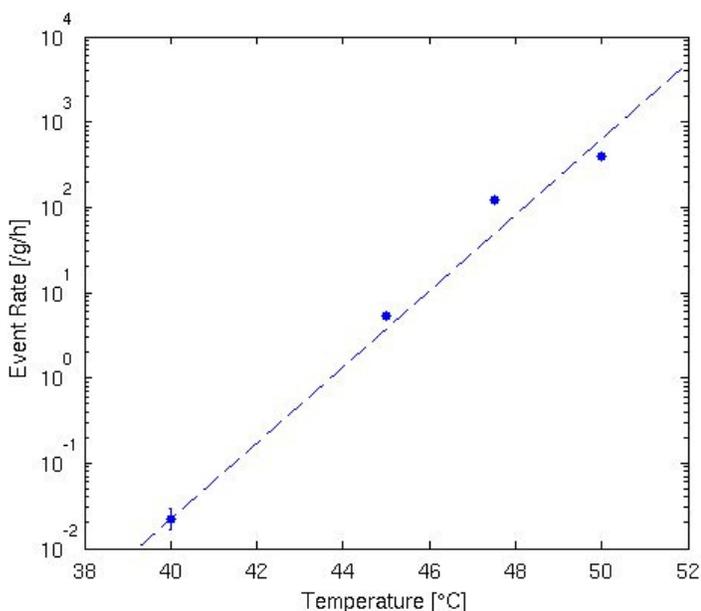


Figure 7.19 – Réponse à une source de rayons gamma du détecteur de 4.5 L. La source a été placée pour chaque prise de mesures à 21 cm du module.

Cette réponse a été ensuite comparée aux anciennes mesures qui ont été prises avec deux détecteurs de 10 mL, ayant une masse active d'environ 30 g [65, 72]. Ils ont été exploités pour explorer la réponse au rayonnement gamma à partir de 48°C jusqu'à 72°C . Au dessus de 72°C , la nucléation spontanée commence et le taux de comptage du détecteur augmente d'au moins de trois ordres de grandeur pour une élévation de 1°C . Les

mesures combinées des différents détecteurs ont été normalisées en coups/ γ/cm^{-2} . La figure 7.20, extraite de [72], présente les résultats auxquels les mesures du détecteur de 4.5 L ont été rajoutées.

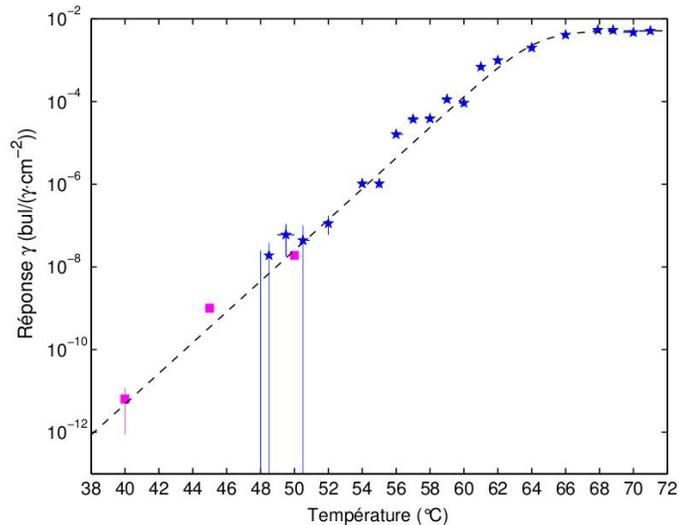


Figure 7.20 – Les étoiles bleues sont les données mesurées avec le détecteur de 10 mL tandis que les carrés roses sont celles obtenues avec le module de 4.5 L de la figure précédente. La ligne en tirets représente l’ajustement des données avec l’équation 7.12.

La sensibilité mesurée des détecteurs à la réponse gamma peut être ajustée sur plus de 10 ordres de grandeur avec une fonction sigmoïde, de la manière suivante :

$$\varepsilon_{\gamma} = \frac{\varepsilon_{max}}{1 + \exp\left(\frac{T_0 - T}{\tau}\right)} \quad (7.12)$$

où ε_{max} représente l’efficacité mesurée au plateau et les paramètres $T_0 = 63.6^{\circ}\text{C}$ et $\tau = 1.78^{\circ}\text{C}$ sont donnés par l’ajustement. Pour des températures supérieures ou égales à 65°C , l’efficacité mesurée au plateau gamma correspond à 5% et coïncide approximativement à l’efficacité géométrique de détection des électrons de Compton ($\sim 1\%$). La différence observée peut être expliquée partiellement par l’incertitude relative à la distribution de la taille des gouttelettes.

Des mesures d'étalonnage avec d'autres sources de gamma (^{57}Co , ^{60}Co , ^{137}Cs) ont montré que les courbes de réponse sont identiques et que les efficacités au plateau sont comparables pour des énergies de rayons gamma entre 127 keV et 1.3 MeV [65]. Le numéro atomique moyen du détecteur est de $Z \approx 5.5$ et pour cette valeur, la section efficace de diffusion Compton domine pour des gamma d'énergies de 400 keV à 5 MeV environ. Elle reste relativement constante dans cette plage d'énergies, de même que le dE/dx , la perte d'énergie par unité de longueur, des électrons secondaires émis. Étant donné que l'émission de rayons delta, proportionnelle au dE/dx , ne varie pas alors la réponse gamma peut être exprimée en terme de détection des électrons delta. Ce résultat a pu être confirmé par les simulations qui de plus ont démontré que l'ajustement de la courbe de réponse par la fonction sigmoïde, a été bien reproduite. Ainsi, la réponse simulée, illustrée sur la figure 7.21 a été normalisée à l'aide des données expérimentales dans la région du plateau.

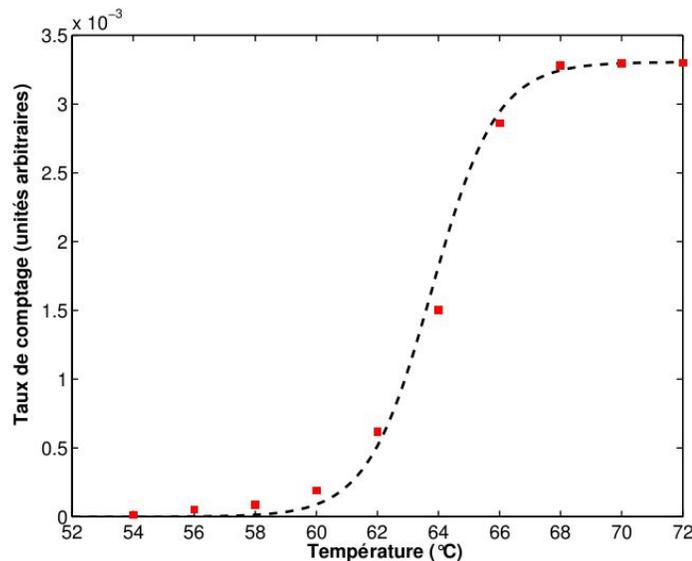


Figure 7.21 – Réponse gamma des détecteurs PICASSO.

Cette étude a démontré que le module PICASSO détecte les électrons delta induits par les rayons gamma seulement à partir de 60°C et atteint le plateau à une température $T > 65^\circ\text{C}$. Le détecteur n'est pas sensible aux rayons gamma dans la plage de tempéra-

ture de fonctionnement de la recherche des WIMPs. Ainsi, pour ces températures bien en-dessous du plateau gamma, l'énergie déposée par les rayons delta va créer une transition de phase, avec une faible multiplicité à l'intérieur de la gouttelette, comparable à un seul site de nucléation. L'énergie acoustique induite par ces événements sera, par conséquent, similaires à celle créée par les reculs nucléaires. Pour vérifier cette hypothèse, un détecteur a été exposé à une source de gamma ^{137}Cs et à une source de neutrons AcBe pour comparaison. La réponse en énergie acoustique à 50°C des signaux induits par les gamma de la source coïncide avec ceux induits par les neutrons [66] (figure 7.22).

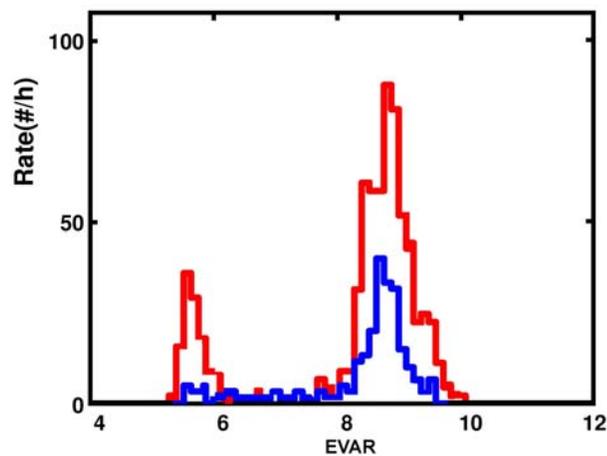


Figure 7.22 – Énergie acoustique des signaux induits par une source de gamma (en bleu) dans le détecteur PICASSO à 50°C , comparée à celle des signaux induits par une source de neutron (en rouge) normalisée par le temps de la mesure. La différence de hauteur des histogrammes provient de l'activité différente des deux sources.

À l'avenir, il sera intéressant d'étudier en profondeur la réponse gamma en explorant des températures plus élevées ($>55^\circ\text{C}$), pour examiner si la multiplicité à l'intérieur de la gouttelette augmente et devient observable à travers l'énergie acoustique.

7.6 Réponse complète du détecteur

Finalement, grâce à toutes ces expériences, la réponse du détecteur aux différentes sources de rayonnement peut être récapitulée sur la figure 7.23 extraite de [95]. Les différentes réponses répertoriées sont :

- les deux réponses alpha des détecteurs dopés au radium et à l'américium,
- la réponse neutron d'un détecteur exposé à une source,
- la réponse d'un WIMP de $50 \text{ GeV}/c^2$,
- la réponse des gamma et des particules à ionisation minimales.

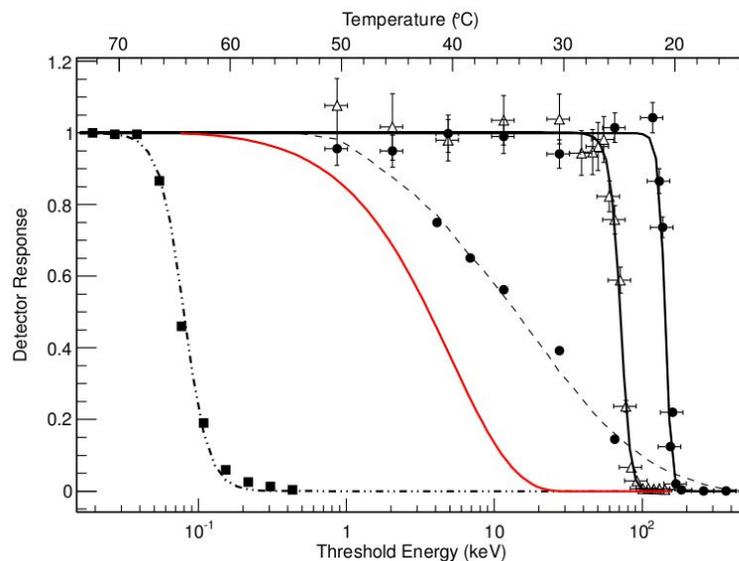


Figure 7.23 – Réponse totale du détecteur PICASSO en fonction de la température et de l'énergie associée obtenue à partir de l'étalonnage pour E_{th} de la figure 7.3.

Aux températures de fonctionnement des détecteurs PICASSO, pour la détection directe des WIMPs, les réponses dominantes dans le bruit de fond des modules sont les neutrons et les émetteurs alpha. Telles que mentionnées précédemment, des techniques ont été mises en place pour réduire ces deux types de rayonnements. Étant donné que les neutrons induisent des reculs similaires à ceux des particules de la matière sombre, des méthodes d'analyse ont aussi été développées dans le cadre de ce travail pour maximiser la discrimination alpha-neutron (chapitre 10).

CHAPITRE 8

LES PRISES DE DONNÉES DANS LA MINE À SNOLAB

Tout comme présenté dans les chapitres précédents, la caractérisation complète de la réponse des détecteurs a permis de cerner les principales origines de bruit de fond pour les températures de fonctionnement des modules. Celles-ci se résument aux particules alpha et aux neutrons. La contamination interne alpha est minimisée par les méthodes de purification mises en oeuvre durant la fabrication des détecteurs. De par l'installation de l'expérience à SNOLAB, à 2 km sous terre, le bruit de fond des neutrons induits par les muons cosmiques est réduit à un taux négligeable. Un blindage supplémentaire d'eau ultra pure entourant l'ensemble des détecteurs permet de réduire le flux de neutrons rapides ambiant à un niveau tolérable. Ce chapitre présentera le montage expérimental, parlera du bruit de fond des neutrons ainsi que de la sélection des détecteurs et des *golden runs* pour l'analyse physique.

8.1 Le montage expérimental

La phase actuelle de l'expérience est complète et comprend l'installation de 32 détecteurs de 4.5 L dont la masse active totale est de 2.6 kg. Ces 32 modules sont répartis dans huit TPCS (*Temperature/Pressure Control System*) par groupes de quatre. Les TPCS sont des enceintes spécialement conçues pour contrôler indépendamment la température et la pression (figure 8.1). Plus d'une quarantaine de senseurs a été placée uniformément, permettant le contrôle de la température avec une précision de $\pm 0.1^\circ\text{C}$. La pression est fournie par un distributeur muni de valves à connexion rapide, fixé en haut et au centre des TPCS. Après une série de mesures, les détecteurs sont recomprimés au moyen d'un système de pression hydraulique avec de l'huile minérale. Cette méthode élimine une croissance graduelle d'éventuelles bulles dans le détecteur qui pourrait endommager le gel et l'étanchéité du système garantissant la protection contre un influx de radon.



Figure 8.1 – Vue extérieure d’un des huit TPCS où se trouvent quatre des 32 modules de détection.

L’ensemble des détecteurs est entouré d’un blindage d’eau de 30.5 cm qui sert de modérateur et d’absorbeur de neutrons. Ce blindage consiste en 242 boîtes de carton contenant des sacs de polyéthylène remplis d’eau ultra pure avec un facteur de remplissage de 75%. L’expérience, située à une profondeur de 2070 m, permet de réduire le flux de muons cosmiques à un niveau de $0.29 \mu/m^2/j$ [96] rendant le taux des neutrons induits par ces muons, négligeable. Il y a aussi la contribution des neutrons rapides émergeant des parois de la cavité rocheuse qui entoure l’expérience. Le flux de ces neutrons a été mesuré et s’élève à $\sim 3000 n/m^2 j^{-1}$ [97], dont 90% résultent des réactions (α, n) dans la roche et 10% proviennent des neutrons de fissions.

Pour estimer la réduction du flux de neutrons par le blindage d’eau, des simulations Monte Carlo ont été effectuées en tenant compte de tous les matériaux qui composent la structure, du facteur géométrique de remplissage des cubes d’eau ainsi que l’effet du blindage causé par la présence des détecteurs eux-mêmes. La photographie 8.2 montre

le montage expérimental avec le blindage d'eau entourant les détecteurs dans la mine de Sudbury.



Figure 8.2 – Présentation du blindage d'eau entourant le montage expérimental dans l'*utility drift* à côté de l'expérience SNO dans Creighton Vale mine à Sudbury.

La performance des simulations a été vérifiée en effectuant des mesures avec des compteurs ^3He de la collaboration SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*) et une bonne concordance a été trouvée. Les simulations prédisent une réduction de bruit de fond des neutrons rapides à un facteur de 35. En partant du flux de neutrons mesuré à l'extérieur du blindage puis en tenant compte du facteur de réduction et en connaissant l'efficacité de détection des neutrons à 45°C qui est de $\epsilon_n \sim 0.1 \text{ g}^{-1}\text{n}^{-1}\text{cm}^2$ (section 7.2.1), le taux de comptage attendu pour le bruit de fond des neutrons rapides est de 1.1 neutrons/kg/j dans les modules. Ce taux de comptage de bruit de fond de neutrons est environ 20 fois plus petit que le taux de comptage du meilleur détecteur ayant la plus basse activité alpha interne. Ainsi pour la phase actuelle de l'expérience, les détecteurs ne seront pas encore sensibles à cette contribution de neutrons rapides.

Toute l'électronique, tels que les préamplificateurs acoustiques, les cartes électroniques d'acquisition de données, est placée dans une boîte métallique bien isolée appelée *pizza box* qui se trouve sur le dessus de chaque TPCS. Les données brutes de chaque acquisition sont enregistrées dans un serveur principal accessible à l'ensemble des membres de la collaboration. Les sessions de prises de données de WIMP durent environ 40 heures et sont suivies d'une période de 15 heures de recompression, durant laquelle il est possible d'effectuer les transitions pour le changement de la température de fonctionnement ce qui garantit une distribution de température équilibrée. Le système est coordonné par un opérateur en *shift* et est connecté à distance par réseau Internet permettant le contrôle de la température, de la pression, ainsi que le démarrage et l'arrêt des prises de données dans la mine. Pour conserver la stabilité des détecteurs sur une longue période de temps, le nombre d'évènements pendant une mesure est régulièrement supervisé par l'opérateur en *shift* pour ne pas dépasser 3000. Ceci peut habituellement arriver lors d'une mesure d'étalonnage aux neutrons ou encore à très haute température ($> 45^{\circ}\text{C}$).

Le laboratoire souterrain de SNOLAB a pris de l'expansion ces dernières années avec la mise en place de nouvelles cavités où de nouvelles expériences se sont jointes au projet PICASSO et à l'expérience SNO⁺. En vue d'une nouvelle phase de l'expérience PICASSO, avec des détecteurs à plus bas bruit de fond intrinsèque et de plus large volume, le montage a été récemment déplacé dans un plus grand espace disponible dans la mine. Sur ce nouveau site, les TPCS ne sont plus arrangés en forme de hypercube mais disposés en longueur. De plus, le blindage d'eau a été amélioré en augmentant l'épaisseur qui est passée de 30.5 cm à 50 cm et le facteur de remplissage d'eau ultra pure augmenté à 100% au lieu de 75%, grâce à l'utilisation de contenants solides. Ce nouveau blindage permettra une réduction du flux de neutrons rapides par un facteur de 400. La stabilité des détecteurs a été vérifiée en comparant leur taux de comptage avant et après le déménagement pour les sessions d'étalonnage et de WIMP, et la prise de données a retrouvé son régime de croisière à ce nouvel emplacement.

8.2 Analyse des données

L'analyse présentée ici couvre la période de prise de donnée entre Juin 2007 et Août 2010. Dix détecteurs ont été sélectionnés dont sept étaient installés vers la fin de 2008 et font partie de la génération plus récente à très bas bruit de fond intrinsèque. Les trois autres détecteurs appartiennent à la génération précédente dont deux ont été utilisés pour l'analyse de 2009 [98]. La région en bleu sur la figure 8.3 représente, en fonction du temps, l'exposition totale en kgj qui a été exploitée pour cette analyse c'est à dire jusqu'à ce que s'effectue le déménagement.

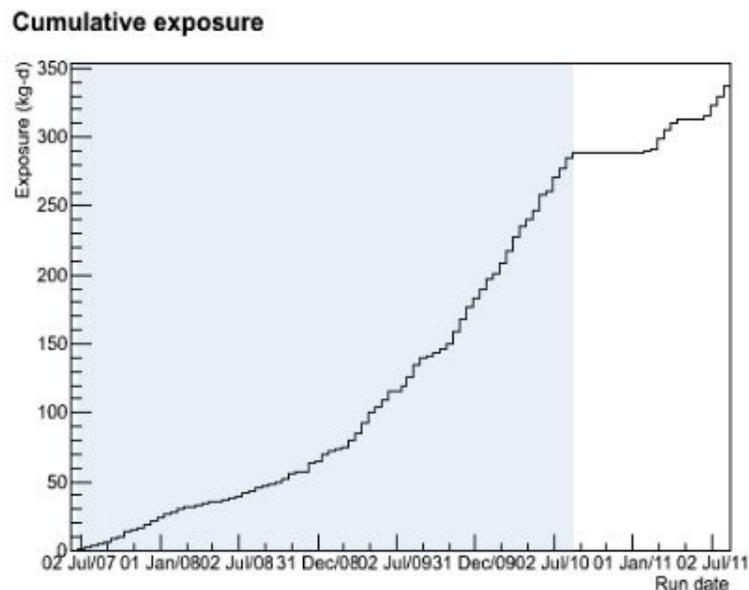


Figure 8.3 – Exposition de tous les détecteurs présents dans le montage en fonction du temps entre les périodes de Juin 2007 à Juillet 2011. La région bleue couvre la période de l'analyse présentée dans cette thèse où dix *golden* détecteurs ont été utilisés avec une exposition totale de 114 kgj. Elle s'est arrêtée en août 2010 à cause du déménagement de l'expérience vers un nouveau site souterrain de SNOLAB.

Lorsque de nouveaux détecteurs sont installés dans le montage souterrain à SNO-LAB, la première mesure effectuée consiste en une série d'étalonnages avec la source AmBe. Telle que présentée au chapitre 7, l'activité de cette source connue est de 68.71

± 0.74 n/s. La source est placée sur un socle au centre du TPCS spécialement conçu pour ce type de mesures. L'étalonnage aux neutrons permet également de vérifier d'une façon régulière la masse active injectée dans les modules. Des simulations Monte Carlo ont été réalisées pour estimer le taux de comptage que devrait requérir le détecteur exposé au flux de la source de neutrons. La comparaison entre les deux réponses permet de connaître la masse de liquide actif, C_4F_{10} , injectée. Des mesures semblables ont déjà été réalisées auparavant au laboratoire de Montréal mais les mesures dans la mine consistent en une précaution supplémentaire pour l'estimation des erreurs sur les masses actives. La masse active de ^{19}F des détecteurs utilisés dans cette analyse sont montrées sur le tableau 8.I. La différence entre ces trois méthodes dans la détermination de la masse des détecteurs permet d'estimer les erreurs communes systématiques à 3% et les erreurs individuelles typiquement à 1% obtenues par pesage lors de la fabrication.

Détecteur	Masse (g(^{19}F))	Exposition (kg(^{19}F))
71	$64.66 \pm 2.40 \pm 1.94$	16.09 ± 0.77
72	$59.87 \pm 1.60 \pm 1.80$	17.69 ± 0.71
131	$82.79 \pm 3.11 \pm 2.80$	10.89 ± 0.55
134	$71.61 \pm 0.80 \pm 2.15$	15.94 ± 0.51
137	$81.35 \pm 2.56 \pm 2.44$	16.33 ± 0.71
141	$68.70 \pm 2.88 \pm 2.06$	13.37 ± 0.69
144	$41.51 \pm 1.6 \pm 1.42$	6.18 ± 0.31
145	$69.85 \pm 2.79 \pm 2.10$	7.83 ± 0.39
147	$66.26 \pm 2.63 \pm 1.99$	6.55 ± 0.32
148	$109.53 \pm 3.27 \pm 3.30$	3.43 ± 0.15

Tableau 8.I – Tableau des masses actives normalisées par la masse de ^{19}F pour les dix détecteurs sélectionnés dans l'analyse physique. Les erreurs sur la masse correspondent à : une incertitude individuelle provenant de la pesée lors de la fabrication et de l'étalonnage aux neutrons ; une incertitude commune systématique qui est due aux mesures d'étalonnage avec la source de neutrons (AmBe). L'exposition indiquée couvre la prise de données à travers toute la plage de température entre 28°C et 48°C.

La figure 8.4 montre la moyenne pondérée de la réponse des dix détecteurs obtenue pour toutes les mesures d'étalonnage en fonction de la température et de l'énergie [99]. Toutes ces mesures couvrent la période de prise de données sélectionnées pour l'analyse

physique 2012. Pour chaque température, la réponse aux neutrons des détecteurs a été corrigée par l'efficacité des coupures et l'énergie correspondante a été calculée à l'aide de l'équation 7.8 déterminée expérimentalement. Celle-ci tient compte de la pression dans la mine qui est de 1.2 bar. Le bon accord entre les données et la réponse prédite par la simulation Monte Carlo montre la stabilité de l'expérience. L'erreur sur les mesures est de nature statistique. L'écart observé de certains points avec la prédiction Monte Carlo provient de l'incertitude du positionnement de la source qui introduit une erreur systématique de 5% pour chaque point à une température donnée.

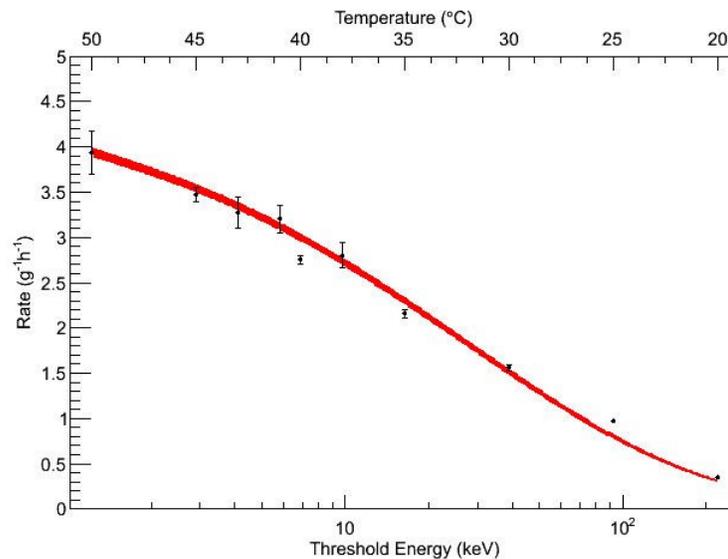


Figure 8.4 – Taux de comptage combiné de tous les détecteurs pour les mesures d'étalonnage avec la source de neutrons dans la mine, en fonction de la température et de l'énergie de seuil respective. Toutes ces mesures couvrent la période de prise de données sélectionnées pour l'analyse physique 2012 et le taux obtenu a été corrigé par l'efficacité des coupures et par les effets systématiques.

Ces mesures régulières d'étalonnage aux neutrons pour chaque détecteur servent aussi à déterminer les valeurs des coupures utilisées pour chacun des séparateurs exploités (*EVAR*, *FVAR*, *RVAR*) en fonction de la température de fonctionnement. Les statistiques recueillies en peu de temps lors d'une série d'étalonnage aident à cerner rapidement plusieurs types de problèmes tels que la qualité acoustique et électrique des

canaux, et permet l'ajustement du seuil électronique de déclenchement qui est crucial pour assurer l'efficacité et la fiabilité de la prise des données. Un exemple du travail effectué pour le TPCS 1 est présenté dans l'annexe I.

Dans le nouvel environnement du montage de la mine, pour s'assurer automatiquement du bon ajustement du seuil électronique, des *pulser* acoustiques sont en phase d'installation sur chaque détecteur. Cet outil supplémentaire va permettre avant chaque début de prise de données non seulement d'ajuster correctement les seuils mais aussi de vérifier d'une façon automatisée, l'électronique pour chacun des canaux. Toutes les sessions de WIMP pour les détecteurs du TPCS 1 où le seuil n'était pas ajusté correctement ont été exclues de l'analyse finale. Les différents critères de sélection à tout niveau de l'analyse, comprenant les sessions de WIMP ainsi que les détecteurs, seront présentés dans les prochaines sections.

8.2.1 Choix des *golden runs*

Pour l'analyse finale de physique, certains critères de sélection ont été établis sur les mesures d'étalonnage et les sessions de WIMP pour chaque détecteur. Les sessions de prises de données choisies sont appelées les *golden runs*. Pour être *golden*, il faut que les détecteurs soient munis d'au moins six senseurs piézo-électriques qui fonctionnent, que la durée d'une session de WIMP dépasse 15 heures de prise de données et 1 heure au moins pour les mesures d'étalonnage. La différence de pression des détecteurs par rapport à la pression ambiante ne doit pas excéder $\Delta P = 0.1$ bar, de même pour la température $\Delta T = 0.1^\circ\text{C}$ par rapport à la température de fonctionnement du module. Une liste est également dressée par l'opérateur pour signaler les anomalies survenues durant la mesure : c'est la *bad run list*.

Il arrive que la coupure standard *BCUT* (*Burst CUT*), $\Delta t = 3$ s, sur les intervalles de temps entre deux évènements ne soit pas assez efficace (par exemple, à haute température $> 35^\circ\text{C}$). Pour cette raison, une coupure additionnelle a été incluse dans l'analyse.

Dans ce cas, la stratégie adoptée consiste à calculer pour chaque détecteur, sur toute la plage de températures à partir de 30°C et pour toutes les sessions, la moyenne ainsi que la déviation standard du taux de comptage total après le *BCUT* et avant toutes les autres coupures (*EVAR*, *FVAR*, *RVAR*). Pour une température donnée, si le taux de comptage des modules est supérieur à deux fois la déviation standard du taux moyen calculé, cette session ne fera pas partie de l'analyse finale des détecteurs. Ce critère supplémentaire affecte de manière différente chaque détecteur mais en moyenne, seulement 8% des sessions de mesures ont été supprimées sur les dix détecteurs sélectionnés pour l'analyse finale.

8.2.2 Coupures et efficacité des coupures

Après avoir établi la sélection des sessions de WIMP, l'analyse complète des détecteurs est soumise aux différentes coupures exposées préalablement. La première est effectuée avec l'intervalle de temps entre deux événements successifs *BCUT* puis celle définie pour l'énergie acoustique du signal *EVAR*, pour la montée du signal *RVAR*, et pour le spectre de Fourier *FVAR*. Le tableau 8.II récapitule l'effet de ces différentes coupures appliquées au taux de comptage brut du détecteur 144 pour les sessions de WIMP.

Détecteur 144	30°C	35°C	40°C	45°C
Total /jour	22.9 ± 0.9	36.5 ± 1.1	76.3 ± 1.1	61.3 ± 1.3
Après <i>BCUT</i> /jour	15.6 ± 0.8	22.3 ± 0.9	31.6 ± 0.7	40.5 ± 1.0
Après <i>ECUT</i> /jour	2.3 ± 0.3	2.4 ± 0.3	2.6 ± 0.2	3.1 ± 0.3
Après <i>RCUT</i> /jour	2.2 ± 0.3	2.2 ± 0.3	2.4 ± 0.2	2.5 ± 0.3
Après <i>FCUT</i> /jour	2.1 ± 0.3	2.0 ± 0.3	2.1 ± 0.2	2.3 ± 0.2

Tableau 8.II – Effet des différentes coupures normalisé par jour sur le taux de comptage brut (détecteur 144) .

Les valeurs du tableau montrent que la variable la plus efficace pour éliminer les signaux qui ne sont pas générés par des particules est le paramètre d'énergie acoustique *EVAR*. De plus, le bruit de fond augmentant avec la température, l'effet de la coupure effectué avec *RVAR* devient de plus en plus important.

Les coupures sont déterminées à l'aide des données obtenues lors des sessions d'étalonnage aux neutrons, réalisées pour chaque détecteur. Tout comme énoncé au chapitre 6, pour chacune des variables *EVAR*, *RVAR* et *FVAR*, la fonction de densité de probabilité est construite en prenant la coupure de telle manière que 95% des évènements soient acceptés. L'efficacité des coupures est évaluée en considérant uniquement les sessions d'étalonnage où la source était positionnée à l'intérieur du TPCS et en considérant les 200 premiers évènements engendrés par les neutrons. La différence trouvée entre les diverses valeurs de coupures obtenues dans plusieurs sessions d'étalonnage aux neutrons pour une même température se traduit en incertitude sur la coupure. La moyenne de ces différences constitue l'erreur systématique de l'acceptance de la coupure. Cette méthode est équivalente à un déplacement parallèle de la fonction d'ajustement autour de la valeur centrale de la coupure. Le résultat de cette étude entraîne une erreur systématique de $\pm 3\%$ pour chacune des trois variables. Ainsi, la correction pour obtenir l'efficacité des trois coupures à 95% d'acceptance résulte d'un changement d'échelle à un facteur de 1.166 qu'il faut inclure dans le taux de comptage des détecteurs ainsi que leurs erreurs respectives lors de l'analyse finale.

8.3 Taux au plateau et origine du bruit de fond alpha

L'intervalle de températures, utilisé pour extraire le signal d'un WIMP, se situe entre 28°C et 48°C sur toutes les données sélectionnées des détecteurs. Le tableau 8.III montre pour chaque détecteur, le taux de comptage moyen au plateau dans cet intervalle de températures qui a été corrigé par les efficacités des diverses coupures et par les effets systématiques. Les erreurs systématiques reflètent les incertitudes sur la détermination de la masse, sur l'efficacité de détection et les diverses efficacités de coupures. La diminution des taux de comptage moyens en fonction du numéro des détecteurs manifeste les progrès de la purification au cours du temps, lors du processus de fabrication.

Détecteur	Taux (coups/kg(¹⁹ F/j)
71	327.6 ± 4.3 ± 21.6
72	134.2 ± 2.9 ± 8.8
131	31.5 ± 1.6 ± 2.3
134	209.6 ± 3.9 ± 12.8
137	69.9 ± 2.1 ± 4.7
141	25.2 ± 1.4 ± 1.8
144	60.8 ± 3.3 ± 4.3
145	31.5 ± 2.1 ± 12.3
147	20.6 ± 1.8 ± 1.5
148	20.0 ± 1.9 ± 1.3

Tableau 8.III – Taux de comptage moyens et corrigés, pris dans l'intervalle entre 28°C et 48°C pour chaque détecteur utilisé pour extraire le signal d'un WIMP.

Au cas où, aucun signal de WIMP n'est détecté, les taux de comptage permettent de rendre compte de l'estimation du niveau de contamination alpha des détecteurs individuels, dépendamment de la position des émetteurs alpha. Par exemple, si l'activité est située dans les gouttelettes et que le taux de comptage du détecteur est de 24 coups/kg/j équivalent à 19 coups/kg(C₄F₁₀)/j, alors l'activité correspondante sera 2×10^{-4} Bq/kg(C₄F₁₀) = 0.2 mBq/kg(C₄F₁₀). En considérant la chaîne en équilibre, 1 mgU correspond à une activité de 10 Bq. Ainsi, 2×10^{-7} Bq/g(C₄F₁₀) représenterait un niveau de contamination de 2×10^{-11} gU g(C₄F₁₀). Maintenant, si la contamination est située dans le gel du détecteur, son estimation peut être effectuée en normalisant par la mesure de diffusion dans les gouttelettes observée pour le détecteur dopé au radium. L'activité de la source injectée était de 0.7mBq/kg qui a entraîné un taux de comptage suivant la diffusion dans les gouttelettes de 800 coups/kg(C₄F₁₀)/j. De cette façon, l'activité correspondante à 24 coups/kg/j serait de 2×10^{-5} Bq/kg(C₄F₁₀)/j. Si la chaîne est considérée en équilibre, alors l'activité présente dans le gel serait de 2×10^{-12} gU g(C₄F₁₀).

CHAPITRE 9

À LA RECHERCHE D'UN SIGNAL DE MATIÈRE SOMBRE

Ce chapitre exposera les différentes étapes menant à l'extraction d'un signal éventuel de WIMP à partir des données PICASSO. Aucun signal n'a été trouvé jusqu'à maintenant. Ce résultat négatif a été traduit en termes de limites d'exclusion à 90% de niveau de confiance en fonction de la masse des WIMPs M_W et des sections efficaces dans les secteurs dépendant et indépendant du spin. La nouvelle variable $RVAR$, mise en place pour éliminer les événements indésirables à haute température, a permis de rendre PICASSO très compétitif dans la détection des WIMPs de faible masse. Ceci est particulièrement intéressant dans le secteur indépendant du spin où la sensibilité de PICASSO approche celle des expériences telles que : CoGeNT, CRESST-II et DAMA-LIBRA qui voient un signal positif.

9.1 Analyse relative à la détection des WIMPs

Telle que calculée au chapitre 8, l'estimation du taux de comptage du bruit de fond ambiant de neutron dans le montage final correspond à 1.1 coups/kg/j attendu pour les détecteurs. Les meilleurs détecteurs ont un taux minimal de 24 coups/kg/j, ce qui est au-dessus du taux d'évènements attendu pour les neutrons dans la mine. Par conséquent, le détecteur est surtout sensible aux particules alpha ainsi qu'aux particules de matière sombre.

La réponse du détecteur peut être définie comme étant une combinaison linéaire de la contribution des alpha et des WIMPs. Les données de taux de comptage du détecteur seront donc ajustées avec la réponse des alpha et avec la réponse des WIMPs caractérisée par sa section efficace σ et par sa masse M_W .

9.1.1 Réponse du neutralino

La réponse des WIMPs est obtenue à partir du seuil d'énergie des détecteurs, donné par les mesures d'étalonnage réalisées avec le faisceau de neutrons mono-énergétiques à l'Université de Montréal (chapitre 7). Elle est générée pour une section efficace et pour une masse données de WIMPs dans le cadre de cette analyse. Cette réponse est ajustée en fonction de la pression de la mine et est exprimée en coups/h/g(^{19}F).

Dans la section 3.3.3, le taux de comptage attendu pour les WIMPs a été exposé avec les divers paramètres cosmologiques tels que la densité des WIMPs dans le halo galactique, leur vitesse relative et celle de la Terre. Pour une énergie de recul donnée au seuil de détection $E_{R_{th}}$, le taux de WIMPs observé dans un détecteur PICASSO est donné par :

$$R_{obs}(M_{\chi}, \sigma_F, E_{R_{th}}(T)) = \int_0^{E_{R_{max}}} P(E_R, E_{R_{th}}(T)) \frac{dR(M_W, \sigma_F)}{dE_R} dE_R \quad (9.1)$$

L'énergie de recul maximal, $E_{R_{max}}$, est l'énergie limite que peut transférer un WIMP à sa vitesse d'échappement soit : $v_{esc} = 600$ km/s. Le taux de comptage des WIMPs dépend de la fonction de probabilité de déclenchement donnée par l'équation 7.4 (section 7.1.2), $P(E_R, E_{R_{th}}(T))$, qui contrôle l'état de transition de phase lorsque l'énergie de recul E_R est plus grande que l'énergie de seuil $E_{R_{th}}$. Cette fonction dépend du paramètre α qui correspond à la résolution de l'énergie basée sur la réponse alpha des détecteurs. Étant donné les incertitudes résultant de ce paramètre qui ont été exposées dans la section 7.4.2, l'analyse a été effectuée en adoptant la valeur centrale de $\alpha = 5$ tout en laissant varier dans l'intervalle $2.5 < \alpha < 7.5$. La figure 9.1 illustre la réponse attendue des WIMPs obtenue à partir de l'équation 9.1.

9.1.2 Présentation globale des données

Dans le but de présenter toutes les données recueillies, la moyenne pondérée du taux de comptage pour chaque détecteur a été calculée à travers la plage de température, cor-

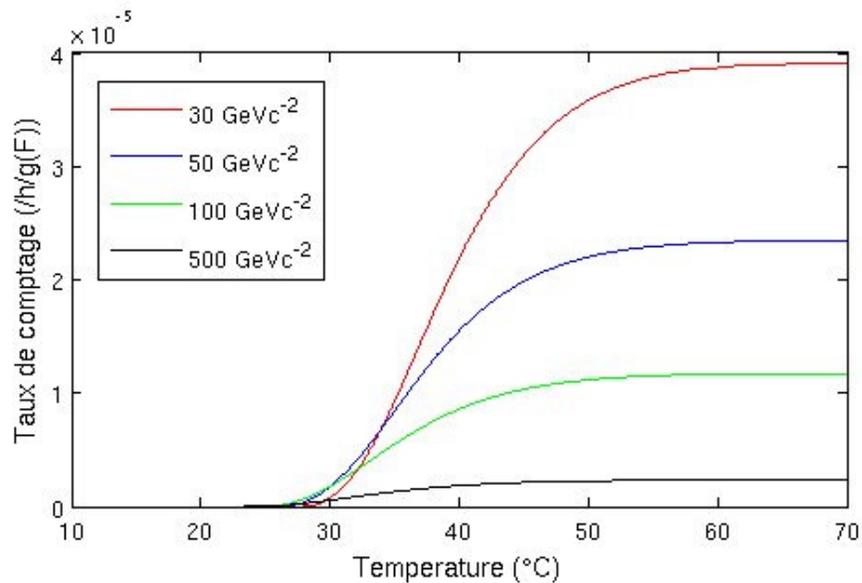


Figure 9.1 – Taux de comptage attendu dans les détecteurs PICASSO, obtenu pour différentes masses de WIMPs avec un paramètre $\alpha = 5$ et $\sigma_F = 1$ pb.

respondant à leur plateau alpha ($28^\circ\text{C} < T < 48^\circ\text{C}$). Ce taux de comptage moyen a été préalablement présenté dans le tableau 8.III et correspond au niveau de contamination alpha des détecteurs. Le taux de comptage obtenu pour chaque température du détecteur est par la suite soustrait par ce niveau de contamination alpha individuel obtenu, affichant des valeurs centrées autour de zéro. La moyenne pondérée est ensuite calculée pour chacune des températures. La figure 9.2 présente ces résultats en fonction de la température mais aussi en fonction de l'énergie de seuil adaptée à la pression dans la mine.

La réponse d'un neutralino de masse de 7 GeVc^{-2} y est également présentée. En effet, celui-ci correspond à la section efficace obtenue par l'expérience CoGeNT [45] prônant la découverte d'un signal de WIMP. Cependant, il est clair sur cette figure que les données expérimentales de PICASSO ne confirment pas cette hypothèse. L'accumulation de plus de statistiques permettra de confirmer ou d'infirmer ce résultat.

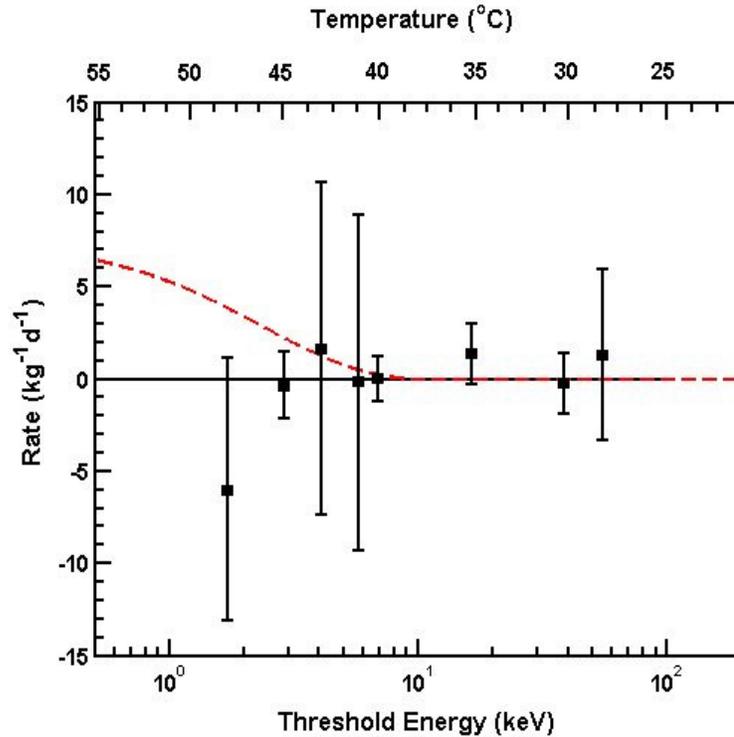


Figure 9.2 – Taux de comptage combiné par détecteur et par température en calculant la moyenne pondérée. Le degré de contamination correspondant au plateau alpha pour chaque détecteur a été soustrait de ce taux de comptage. Celui-ci est présenté en fonction de la température et de son énergie de seuil associée auxquelles la pression de la mine a été incluse.

9.1.3 Extraction d'un signal de WIMP

L'analyse principale est réalisée via le meilleur ajustement des réponses alpha et WIMP sur le taux de comptage de chaque détecteur individuel avec un script PYROOT-Minuit [100] :

$$\chi^2(\theta) = \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - F(x_i; \theta))^2}{\sigma_i^2} \quad (9.2)$$

où θ constitue l'ensemble des paramètres d'ajustement soit le paramètre d'échelle du bruit de fond alpha constant et celui de la section efficace. La librairie MINUIT est très efficace pour trouver la valeur des paramètres au minimum du χ^2 [101]. En seulement

~ 20 itérations, le χ^2 est minimisé. Cette méthode a l'avantage d'être rapide, cependant le problème réside dans le fait que les erreurs statistiques sur les paramètres de l'ajustement ne sont seulement qu'estimées. Pour trouver les erreurs, MINUIT regarde seulement la "forme" de la courbe du χ^2 près du minimum et calcule l'erreur correspondante à une déviation standard (1σ) en prenant la deuxième dérivée.

Une façon plus précise est de calculer la courbe du χ^2 en fonction de la section efficace et l'erreur 1σ de l'ajustement est trouvée pour chacune des masses de WIMP suivant ces différentes étapes :

- Le script PYROOT lit les données de chaque détecteur puis construit un graphique avec des erreurs asymétriques en x (température) et y (taux). Ces erreurs sont présentées en détail dans la section 8.3.
- Le premier ajustement est effectué sur les données par le facteur d'échelle de la réponse alpha seul, ce qui fournit un paramètre de départ pour l'ajustement de la réponse WIMP.
- Pour construire la courbe de χ^2 , la section efficace est fixée entre $-500 \text{ pb} < \sigma_F < +500 \text{ pb}$ pour un intervalle de 200 itérations. Ces 200 ajustements sont exécutés à l'aide de MINUIT. Cette gamme a été déterminée en fonction de la sensibilité du détecteur.
- Pour chaque itération, la section efficace est fixée tout en laissant varier librement la réponse du bruit de fond toutefois contrainte d'être positive. Lorsque le meilleur ajustement est trouvé, le χ^2 est enregistré.
- Une interpolation quadratique sur les 200 points obtenus pour le χ^2 est effectuée pour déterminer la courbe du χ^2 non normalisé. Cette dernière est présentée sur la figure 9.3 en fonction de la section efficace. Le minimum de la courbe est considéré comme étant la meilleure valeur ajustée pour la section efficace du WIMP et son erreur 1σ (68%) est obtenue en augmentant le χ^2 absolu par $\Delta\chi^2 = 1$.

La figure 9.4 montre un exemple de section efficace réalisé avec cette procédure pour le détecteur 144.

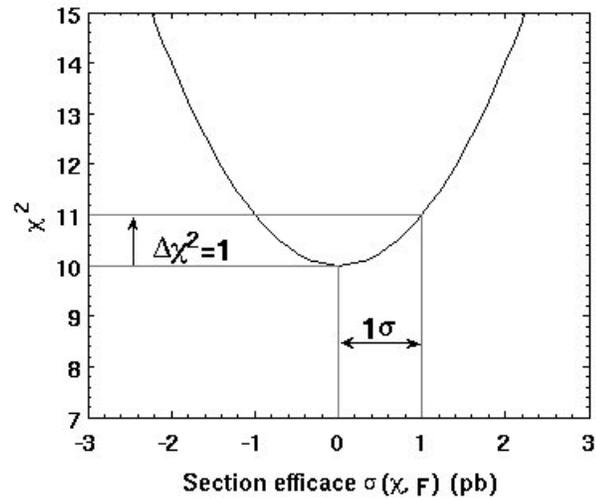


Figure 9.3 – Illustration graphique de la méthode utilisée pour déterminer l’incertitude au niveau de 68% de confiance du paramètre de l’ajustement (ici la section efficace σ_F) à partir de la variation du χ^2 .

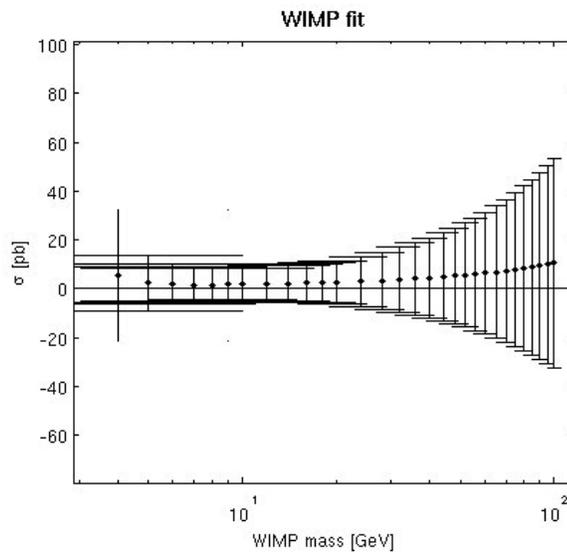


Figure 9.4 – Section efficace du détecteur 144 dans le secteur dépendant du spin, déterminée par la méthode de minimisation du χ^2 présentée précédemment. Les incertitudes correspondent à une déviation standard (68% de probabilité).

En présence d'un signal, la minimisation du χ^2 permettrait de définir un îlot avec une incertitude d'un niveau de confiance (comme e.g. 1σ etc) centré autour du point $(\sigma_F, M_W)_{min}$ dans le plan des deux paramètres libres. Par contre, l'absence d'un signal positif de WIMP se traduit par des paires (σ_F, M_W) fluctuant autour de $(0, M_W)$ dans leurs barres d'erreurs. Puisqu'une section efficace négative n'a pas de sens physique, le résultat est présenté en terme de section efficace limite pour chaque M_W qui peut être exclue avec un certain niveau de confiance habituellement 90% ou 1.64 déviations standards (1.64σ). La stratégie souvent adoptée et aussi par PICASSO pour traiter cet aspect, est basée sur la méthode de Feldman-Cousins [102] pour une distribution des valeurs d'expectation gaussiennes mais contrainte à être non négative. Cette démarche utilise des rapports de vraisemblance (*likelihood ratio*) pour établir les intervalles de confiance. Les valeurs calculées par la méthode de Feldman-Cousins pour l'intervalle de niveau de confiance à 90% sont illustrées à la figure 9.5 en fonction de la valeur mesurée en unité de 1σ .

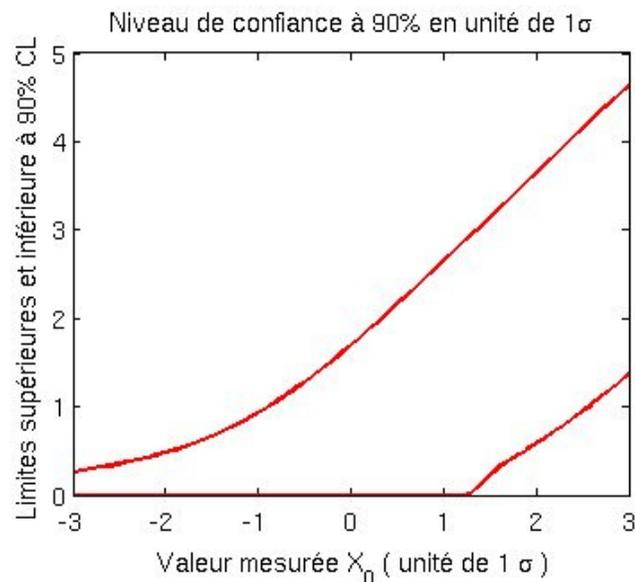


Figure 9.5 – Limites supérieures et inférieures des intervalles de confiance à 90% en unités de 1σ , calculées par la méthode de Feldman-Cousins en fonction de la valeur mesurée X_0 en unité de 1σ .

Cette valeur mesurée en unité de 1σ est déterminée à partir du rapport entre les valeurs de la section efficace et de son erreur pour chaque détecteur. Ainsi, la donnée correspondante à la valeur mesurée X_0 donne les limites à 90% C.L. Par exemple, supposons que nous ayons une section efficace avec son erreur $\sigma_F = -0.1 \pm 0.25$ pb (1σ), nous aurons alors $X_0 = \sigma_F/\Delta\sigma_F = -0.4$. La valeur correspondante pour la limite à 90% C.L à partir de la figure est de 1.3562. Donc finalement la section efficace à 90% de niveau de confiance est : $\sigma_F(90\% \text{ C.L.}) = 1.3562 \times \Delta\sigma_F = 0.339$ pb.

9.2 Résultats

Pour une masse de WIMP donnée ($5 < M_W < 500$ GeVc⁻²), la section efficace σ_F de l'ajustement a d'abord été obtenue pour les détecteurs individuels avec les trois paramètres de résolution en énergie à savoir : $\alpha = 2.5, 5, 7.5$. Le tableau 9.I résume ces valeurs pour $\alpha = 5$ et pour la masse des WIMPs qui maximise la sensibilité.

Détecteur	M_W^{min} (GeVc ⁻²)	σ_F^{min} (pb)
71	10	$-15.43 \pm 8.71 \pm 1.4$
72	9	$10.48 \pm 7.82 \pm 1.0$
131	9	$-1.80 \pm 3.38 \pm 0.31$
134	7	$4.64 \pm 9.49 \pm 0.76$
137	10	$2.76 \pm 5.44 \pm 0.48$
141	12	$-4.71 \pm 3.53 \pm 0.19$
144	9	$1.69 \pm 6.48 \pm 0.54$
145	12	$-0.79 \pm 5.24 \pm 0.42$
147	10	$-0.86 \pm 3.02 \pm 0.26$
148	8	$-0.28 \pm 4.31 \pm 0.33$

Tableau 9.I – Tableau des sections efficaces minimales de diffusion sur le fluor des détecteurs individuels utilisés pour extraire la limite totale d'exclusion 2012 dans le secteur dépendant du spin. La masse M_W^{min} correspond à la sensibilité maximale et les valeurs ont été calculées avec un paramètre $\alpha = 5$.

Les erreurs systématiques (1σ) indiquées dans le tableau 9.I ci-dessus, tiennent compte des sources suivantes :

- 3% sur la masse active globale des détecteurs,
- 3% sur l'efficacité de détection des reculs, déduite de la réponse des particules alpha,
- 2.5% sur les acceptances des coupures de *EVAR* ainsi que 1.5% en raison de l'ajustement effectué sur les données, concédant un total de 3% sur les limites,
- de la même façon, 3% sur la sélection des événements par les autres variables *RVAR* et *FVAR*,
- 1% introduit par l'incertitude sur l'échelle d'énergie provenant du décalage de 1°C lors des mesures d'étalonnage avec les neutrons mono-énergétiques,
- moins de 1% sur les limites dû aux fluctuations de pression atmosphérique qui affectent le degré de surchauffe des détecteurs à un niveau de 3% et par conséquent causent un déplacement de température de 0.4°C à 20°C et de 0.1°C à 40°C ([80] pour la conversion de la pression en fonction de la température). Dans l'analyse, 1% est considéré.
- similairement, moins de 1% sur les sections efficaces en raison de la différence de pression hydrostatique de $\pm 2\%$ à partir du centre du détecteur qui se traduit par un changement de température. Dans l'analyse, 1% est considéré.

L'erreur systématique sur les sections efficaces combinées des détecteurs, constitue au total $\pm 7.2\%$ (1σ). La section efficace totale de diffusion du neutralino sur l'atome de fluor est calculé en prenant la moyenne pondérée des sections efficaces individuelles. La sensibilité maximale est obtenue autour $M_W = 10 \text{ GeVc}^{-2}$ et pour $\sigma_F = -0.72 \pm 1.45 \pm 0.12 \text{ pb}$ (1σ , $\alpha = 5$). Ce résultat peut être réinterprété en une limite de σ_F (90% C.L.) = 2.00 pb à 90% de niveau de confiance.

9.2.1 Secteur dépendant du spin

En supposant que la diffusion des WIMPs avec les noyaux de ^{19}F est dominée par une interaction avec le spin du proton non apparié, il est possible de traduire les résultats

des ajustements sur la section efficace du fluor σ_F en limites sur la section efficace du proton libre σ_p en utilisant la relation suivante :

$$\sigma_p = \sigma_F \cdot \left(\frac{C_p}{C_F^p} \right) \cdot \left(\frac{(m_F + m_\chi)}{m_F} \cdot \frac{m_p}{(m_p + m_\chi)} \right)^2 \quad (9.3)$$

où $\frac{C_p}{C_F^p} = 1.285$ est le rapport des facteurs de rehaussement ou encore *enhancement factor* pour le fluor et pour le proton libre, respectivement.

Le tableau 9.II présente les résultats obtenus dans le secteur dépendant du spin des détecteurs individuels pour la section efficace de diffusion du neutralino sur le proton. Les valeurs des sections efficaces présentées ont été calculées avec un paramètre $\alpha = 5$.

Détecteur	M_W^{min} (GeVc ⁻²)	σ_p^{min} (pb)
71	20	-0.23 ± 0.13 ± 0.02
72	24	0.21 ± 0.16 ± 0.02
131	24	-0.04 ± 0.08 ± 0.01
134	18	0.22 ± 0.45 ± 0.04
137	24	0.06 ± 0.12 ± 0.01
141	24	-0.07 ± 0.05 ± 0.002
144	24	0.03 ± 0.11 ± 0.01
145	28	-0.03 ± 0.20 ± 0.02
147	24	-0.05 ± 0.18 ± 0.02
148	20	-0.04 ± 0.62 ± 0.05

Tableau 9.II – Tableau des sections efficaces minimales de diffusion sur le proton des détecteurs individuels utilisés pour extraire la limite totale d'exclusion 2012 dans le secteur dépendant du spin. La masse M_W^{min} correspond à la sensibilité maximale et les valeurs ont été calculées avec un paramètre $\alpha = 5$.

En combinant les sections efficaces sur le proton de ces détecteurs individuels, le maximum de sensibilité survient pour des WIMPs dans la région de masse autour de $M_W = 20$ GeVc⁻², avec $\sigma_p^{SD} = -0.0084 \pm 0.022 \pm 0.002$ pb. La limite à 90% de niveau de confiance de ce résultat donne σ_p^{SD} (90% C.L.) = 0.032 pb en incluant les erreurs systématiques.

La figure 9.6 représente la limite totale σ_p^{SD} (90% C.L.) qui a été très récemment publiée dans [95]. Elle est comparée à différentes expériences également sensibles dans ce secteur, telles que KIMS [103], COUPP [104] et SIMPLE [105]. Les récents résultats dans le milieu de détection indirecte, de SuperK [106] et AMANDA-II/IceCube [107] sont également présentés ainsi que les prédictions théoriques du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) [108, 109].

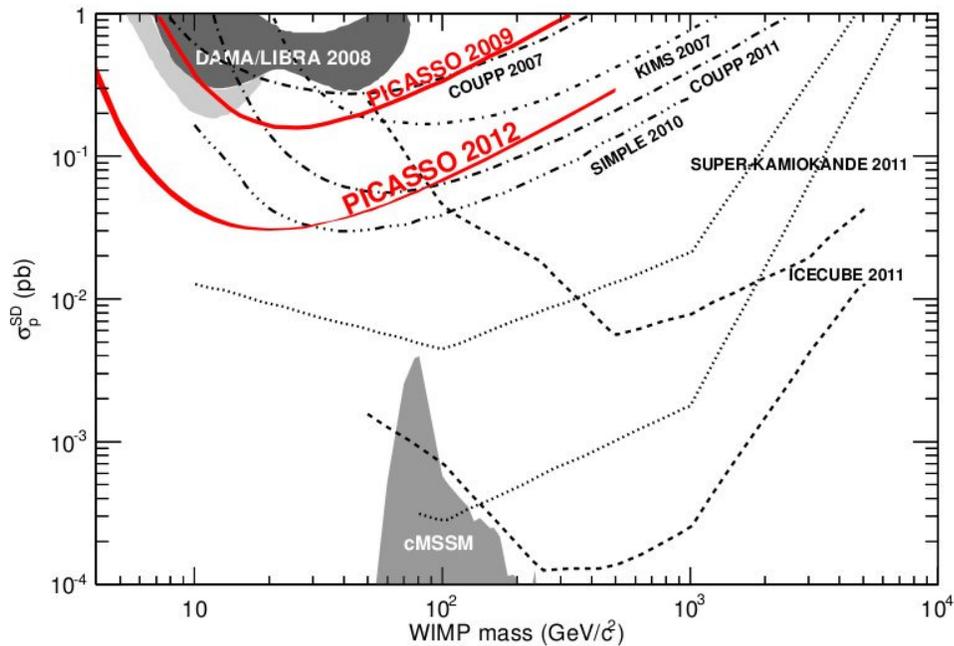


Figure 9.6 – Section efficace de diffusion du neutralino sur le proton à 90% de niveau de confiance dans le secteur dépendant du spin, obtenue pour les dix détecteurs combinés avec une exposition totale de 114 kgj. Les limites totales de PICASSO 2012 sont représentées par les lignes pleines en rouge dont l'épaisseur correspond aux différents paramètres d'énergie $\alpha = 2.5, 5, 7.5$ considérés.

Par comparaison, la courbe de PICASSO en 2009 publiée dans [98], avait été construite pour un paramètre $\alpha = 2.5$. Celle-ci avait été obtenue avec les deux meilleurs détecteurs à cette époque à savoir, les détecteurs 71 et 72 pour une exposition de 13.75 ± 0.48 kgj

et une masse totale de ^{19}F de 0.13 kg. La moyenne pondérée avait donné une section efficace de diffusion du neutralino sur le proton de σ_p^{SD} (90% C.L.) = 0.16 pb pour une masse de WIMP de $M_W = 24 \text{ GeVc}^{-2}$.

9.2.2 Secteur indépendant du spin

Grâce aux outils d'analyse présentés dans les chapitres précédents, il a été possible de supprimer une large gamme d'évènements indésirables à haute température. Par conséquent, ces techniques d'analyse ont pu augmenter la sensibilité de l'expérience PICASSO à de petites énergies de recul nucléaire. PICASSO devient dès lors sensible également aux WIMPs de faibles masses et entre dans la compétition avec les expériences du secteur indépendant du spin telles que CoGeNT, CRESST et DAMA-LIBRA.

Les équations 3.7 et 3.8 relient la section efficace sur le noyau de fluor avec celle sur le proton dans le secteur indépendant du spin en appliquant la relation suivante :

$$\sigma_p^{SI} = \sigma_F \cdot \left(\frac{\mu_p}{\mu_F} \right)^2 \frac{1}{A^2} \quad (9.4)$$

avec $A = 19$. En utilisant l'équation 9.3 on peut relier directement les sections efficaces sur le proton libre dans les deux secteurs, tel que :

$$\sigma_p^{SI} = \sigma_p^{SD} \cdot \left(\frac{C_F^p}{C_p} \right) \cdot \frac{1}{A^2} \quad (9.5)$$

$$\sigma_p^{SI} = 2.156 \times 10^{-3} \times \sigma_p^{SD} \quad (9.6)$$

En convertissant les valeurs trouvées dans le secteur dépendant du spin à 90% de niveau de confiance, la section efficace de diffusion du neutralino sur le proton dans le secteur indépendant du spin a été calculée pour les différentes valeurs du paramètre α . Le minimum de la section efficace totale est obtenu pour une masse de WIMP de $M_W = 20 \text{ GeVc}^{-2}$ avec $\sigma_p^{SI} = 6.1 \times 10^{-41} \text{ cm}^2$ pour un niveau de confiance de 90%. Cette

dernière comprend l'effet des erreurs systématiques ainsi que l'effet additionnel de diffusion sur le noyau de ^{12}C qui contribue dans ce cas, à 10% de la valeur de σ_p^{SI} .

Dans la région des faibles masses du WIMP, autour de $M_W = 7 \text{ GeV}c^{-2}$ favorisée par les expériences CoGeNT et DAMA-LIBRA, la sensibilité de PICASSO permet d'exclure les sections efficaces plus grandes que σ_p^{SI} (90% C.L.) = 1.4×10^{-4} pb. La figure 9.7 présente les résultats de la section efficace totale de diffusion du neutralino sur le proton dans le secteur indépendant du spin à 90% de niveau de confiance ainsi que les autres expériences également sensibles dans ce domaine. La largeur de la bande des limites obtenues est due aux différentes résolutions d'énergie prises en compte, soit $2.5 < \alpha < 7.5$.

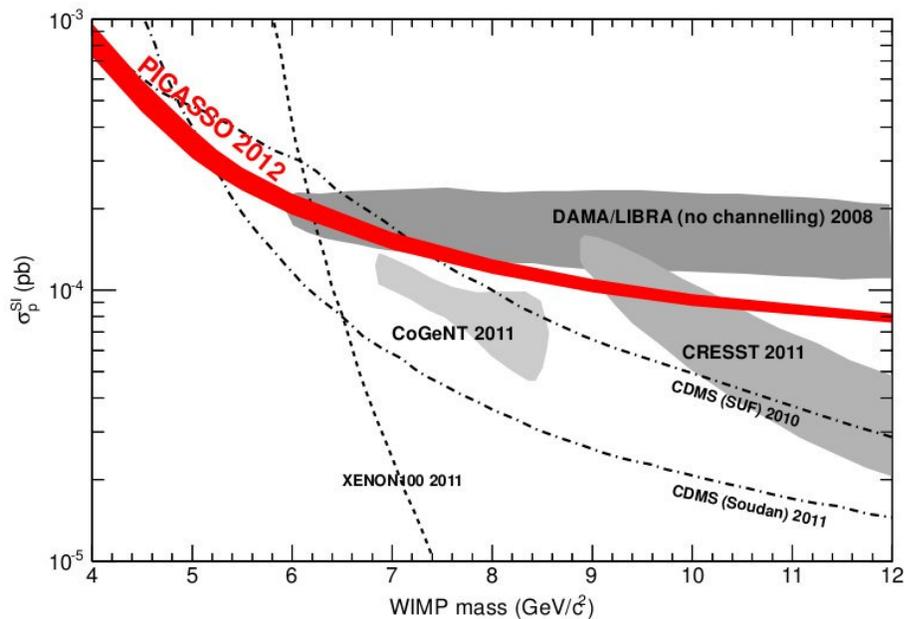


Figure 9.7 – Section efficace totale de PICASSO 2012 à 90% de niveau de confiance dans le secteur indépendant du spin en fonction de la masse des WIMPs, obtenue pour les 10 détecteurs combinés. L'épaisseur de la limite correspond aux différents paramètres d'énergie $\alpha = 2.5, 5, 7.5$ exploités. Elle est comparée avec différentes expériences également sensibles dans ce secteur.

Comme cela peut être constaté sur la figure 9.7, l'expérience PICASSO devient compétitive dans le domaine de faibles masses ($< 10 \text{ GeVc}^{-2}$), ce qui est actuellement intéressant étant donné les résultats non seulement de DAMA-LIBRA mais aussi ceux obtenus récemment par d'autres expériences. En effet, d'une part l'expérience CoGeNT a publié l'observation d'une modulation annuelle pour un WIMP de $M_W = 7 \text{ GeVc}^{-2}$ et une section efficace dans le secteur indépendant du spin de $\sigma_p^{SI} (90\% \text{ C.L.}) = 1.2 \times 10^{-4} \text{ pb}$ [45, 58]; d'autre part, la collaboration CRESST-II rapporte un excès d'évènements qui pourrait être associé à des particules de matière sombre dont le meilleur ajustement donne deux possibilités de résultats. Celui présenté sur la figure 9.7 correspond à une section efficace de $\sigma_p^{SI} (90\% \text{ C.L.}) = 3.7 \times 10^{-5} \text{ pb}$ pour une masse de WIMP de $M_W = 11.6 \text{ GeVc}^{-2}$ [60]. De plus, cette région de faibles masses est similaire à celle requise pour expliquer le spectre d'énergie des rayons gamma du centre galactique observé par le satellite FERMI [48]. Le deuxième résultat est obtenu pour des masses plus grandes de WIMPs où le maximum de sensibilité correspond à une section efficace de $\sigma_p^{SI} (90\% \text{ C.L.}) = 1.6 \times 10^{-6} \text{ pb}$ pour une masse de WIMP de $M_W = 25.3 \text{ GeVc}^{-2}$. L'interprétation des deux résultats obtenus est encore en période d'investigation étant donné qu'à ces faibles énergies, il y a un chevauchement considérable entre les bandes de tungstène, de calcium et d'oxygène. Néanmoins, une explication possible serait peut être envisageable si l'interaction des WIMPs avec les différents noyaux présents dans le cristal utilisé (CaWO_4) était considérée à savoir, les WIMPs les plus lourds interagiraient avec les noyaux de tungstène et les plus légers avec les noyaux d'oxygène.

En augmentant la statistique d'exposition des détecteurs à plus haute température, l'expérience PICASSO sera en mesure de confronter les récents résultats obtenus, en confirmant ou infirmant ces différentes observations. D'autre part, il est intéressant de constater qu'en adoptant un autre modèle, considéré récemment et qui introduit une violation d'isospin en utilisant le rapport $\frac{f_n}{f_p} = -0.71$ [110] au lieu de l'habituel $\frac{f_n}{f_p} = 1$, les expériences CRESST-II, DAMA-LIBRA et CoGeNT mentionnées ci-dessus deviennent plus compatibles.

La figure 9.8 montre de quelle façon les limites changent par rapport au modèle conforme exploité habituellement par les expériences.

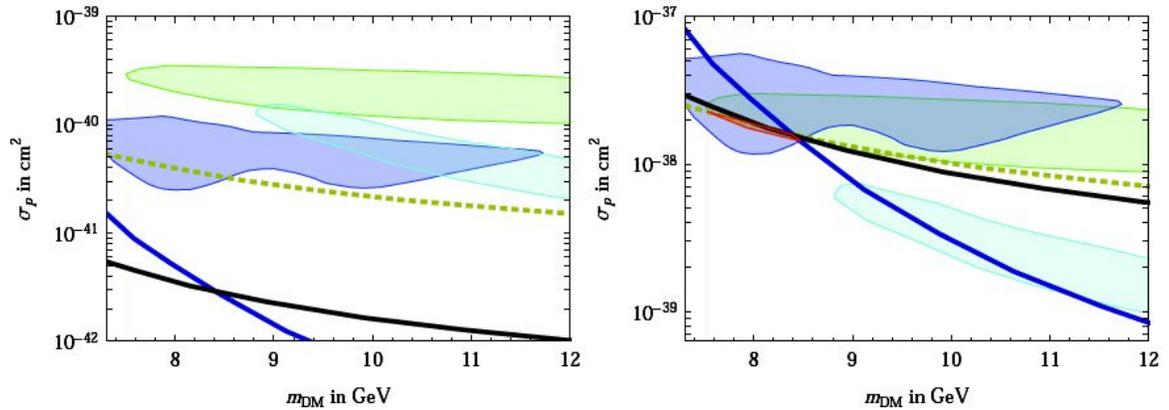


Figure 9.8 – Section efficace dans le secteur indépendant du spin en considérant l’interaction invariante par rapport à l’isospin : $\frac{f_n}{f_p}=1$ pour la figure de gauche et en supposant la violation de l’isospin : $\frac{f_n}{f_p}=-0.71$ sur la figure de droite [110].

Étant donné les masses atomiques comparables des noyaux cibles exploités par DAMA-LIBRA ($A=21$ (Na)) et par PICASSO ($A=19$ (F)), le nouveau modèle proposé devrait agir de manière semblable pour les deux expériences. Dans ce cas, la situation serait telle que PICASSO exclurait une plus grande partie des régions permises par les autres expériences.

Les limites d’exclusion du neutralino présentées dans ce chapitre, ont été obtenues en utilisant l’analyse standard soit avec un ajustement sur la réponse des WIMPs et sur la réponse alpha des détecteurs. Dans le cadre de ce travail, en vue de la prochaine phase de l’expérience, une autre analyse a été développée en parallèle pour réduire le bruit de fond alpha à zéro : c’est la discrimination alpha-neutron. Cette analyse est basée sur une discrimination complète des signaux acoustiques générés par des particules alpha et des reculs nucléaires.

CHAPITRE 10

VERS LE FUTUR : DISCRIMINATION ALPHA-NEUTRON

De façon générale, lorsque le but est de détecter un faible signal, des méthodes d'analyse sont développées pour isoler celui-ci de la majorité du bruit environnant. Dans la recherche de la matière sombre au sein du projet PICASSO, la contamination alpha des modules de détection constitue pour le moment le bruit de fond principal qui réduit la sensibilité de l'extraction d'un signal éventuel du neutralino. En effet, tel que présenté dans les chapitres précédents, le défi majeur de la collaboration était jusqu'à maintenant de développer des techniques de purifications pour réduire efficacement cette contamination difficile à éviter. Tout récemment, l'expérience PICASSO a constaté que la distribution des événements induits par les neutrons était de plus faible amplitude comparativement à celle engendrée par les particules alpha. Cette importante découverte a été publiée dans [111]. C'est la première fois qu'un tel effet était observé dans les détecteurs à gouttelettes surchauffées.

Ce chapitre exposera les différentes étapes qui ont contribué à cette remarquable découverte et comment celle-ci est relativement bien interprétée physiquement par le mécanisme de formation des bulles dans les liquides surchauffés. La recherche d'une discrimination efficace alpha-neutron à haute température c'est à dire à basse énergie de seuil, est bientôt sur le point d'être finalisée. Cet accomplissement n'aurait pas pu être concrétisé sans l'étude minutieuse menée dans le cadre de cette thèse qui a également conduit à l'amélioration du système d'acquisition de données dans le but d'optimiser cet effet.

10.1 Amplitudes brutes

L'analyse simultanée des événements engendrés lors des mesures d'étalonnage avec une source de neutrons et des sessions de WIMP, dominés par la contribution des alpha, consiste à extraire les amplitudes maximales pour chaque canal, d'en faire la moyenne et de les mettre sous forme d'histogramme. La figure 10.1 montre les distributions moyennes des amplitudes maximales brutes obtenues pour le détecteur 71 dans la mine.

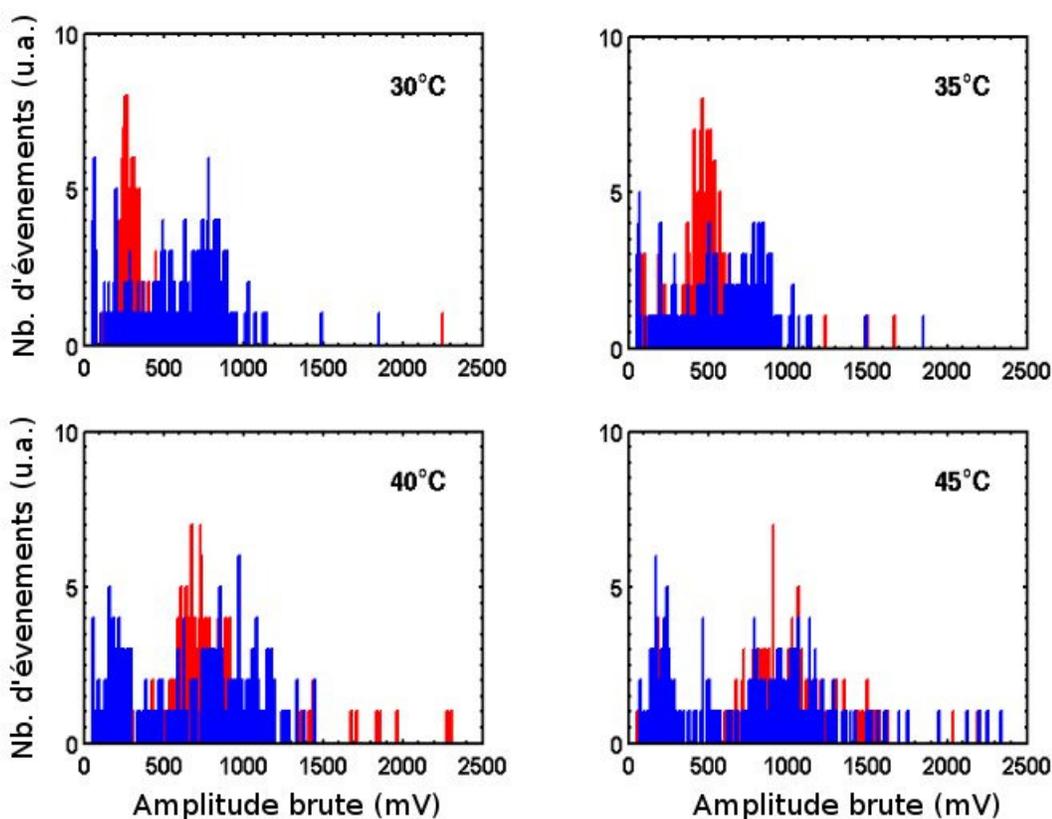


Figure 10.1 – Distributions des amplitudes brutes obtenues à différentes températures. Les histogrammes de couleur rouge représentent la distribution des événements lors des mesures d'étalonnage avec une source de neutrons tandis que ceux de couleur bleue correspondent aux amplitudes lors des sessions de WIMP (détecteur 71).

Comme cela peut être constaté, les distributions d'amplitudes engendrées par les neutrons et par les particules alpha sont des pics bien définis qui dépendent de la tem-

pérature : plus la température est élevée, plus l'amplitude est grande. Cette dépendance d'origine thermodynamique, sera expliquée en détail dans la section 10.7. La distribution des amplitudes représentée sur la figure 10.1 a été mesurée lors de la deuxième génération de DAQ. À basses températures (30°C et 35°C) la différence d'amplitudes entre les deux séries de mesures est clairement discernable. Cependant plus la température augmente, plus les deux distributions se confondent rendant problématique la discrimination. Ceci est une conséquence de la saturation des amplitudes à cause du gain trop élevé des préamplificateurs utilisés. Ainsi, il est important pour étudier la discrimination, de prendre les précautions nécessaires pour maximiser la qualité du signal sans aucune atténuation.

10.2 Amplitudes Filtrées

L'optimisation de la discrimination alpha-neutron repose essentiellement sur les amplitudes filtrées des signaux à travers toute la plage de température. Avec la création du paramètre d'énergie acoustique *EVAR*, l'analyse des données a été réalisée avec un filtre passe-haut de 18 kHz. En comparant cette fois-ci, la distribution des amplitudes maximales filtrées pour les deux séries de mesures, il est possible de constater que le filtre a amélioré la puissance de la discrimination alpha-neutron. Cette observation peut être expliquée par le fait que l'information importante du signal qui rend compte des premiers instants de la formation des proto-bulles, se situe dans les hautes fréquences. La partie résonante le long du signal, composée de basses fréquences, reflète plutôt la vibration de la bulle dans le gel après la vaporisation complète de la gouttelette. La figure 10.2 représente la distribution des amplitudes filtrées pour les mêmes données que celles de la figure 10.1.

Il est possible également de reproduire ces mêmes histogrammes pour le paramètre d'énergie acoustique *EVAR*, étant donné qu'il est construit à partir des amplitudes filtrées et qu'en plus, il permet d'optimiser l'écart entre les événements de nature physique et

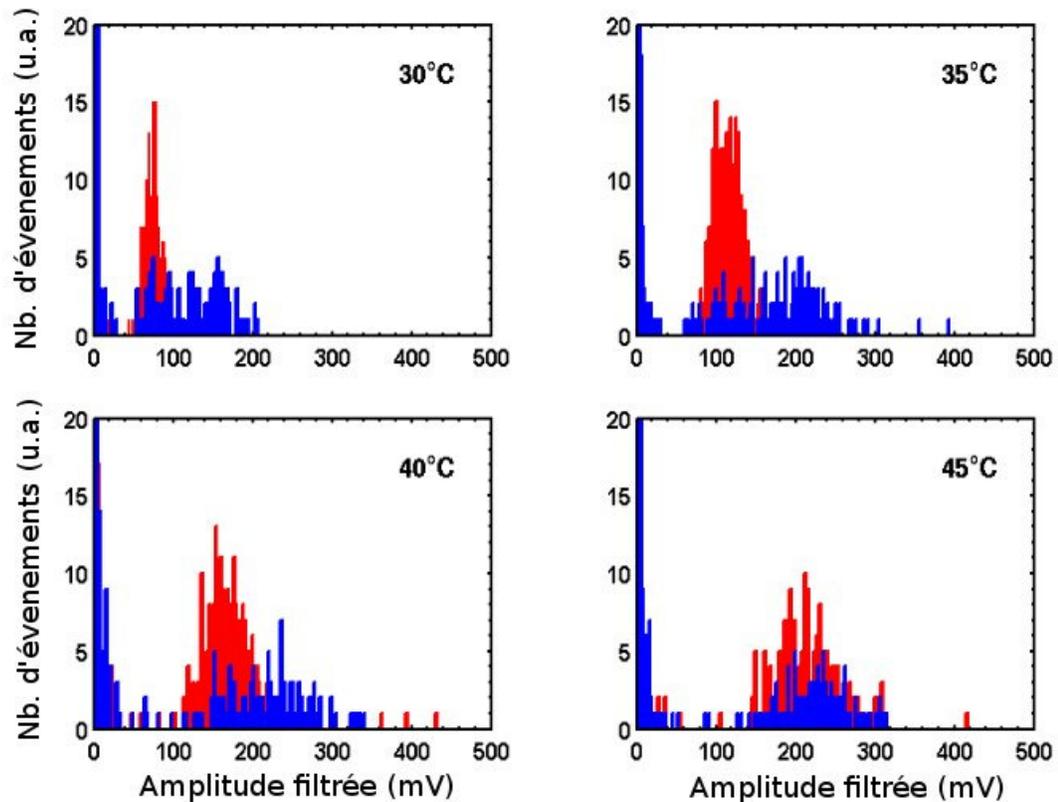


Figure 10.2 – Distributions des amplitudes filtrées avec un filtre passe-haut de 18 kHz pour différentes températures. Les histogrammes de couleur rouge représentent la distribution des évènements lors des mesures d'étalonnage avec une source de neutrons tandis que ceux de couleur bleue correspondent aux amplitudes lors des sessions de WIMP (détecteur 71).

ceux de nature non physique (figure 10.3). Encore une fois à plus haute température, les distributions deviennent de moins en moins discernables. Pourtant, c'est à partir de 40°C que la détection des neutralinos est optimale. Pour pouvoir appliquer la discrimination à l'analyse des données, il faut que cette discrimination soit parfaite à haute température. Puisque la dynamique de la nucléation laisse attendre une évolution accélérée avec la température, il devrait y avoir une contribution plus importante à des fréquences plus élevées. Ce soupçon a motivé la recherche de bandes de fréquences optimales dans la transformée de Fourier pour les différentes températures.

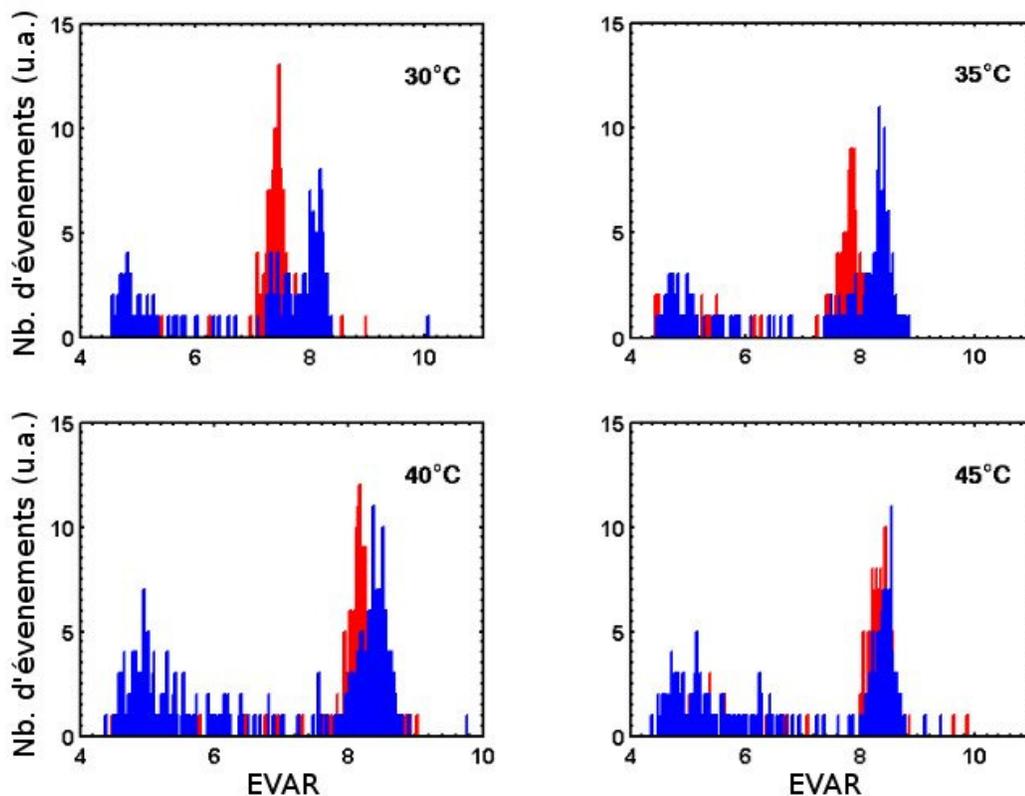


Figure 10.3 – Distribution du paramètre d'énergie acoustique *EVAR* (18kHz), obtenue à différentes températures. La distribution de couleur rouge représente les évènements lors des mesures d'étalonnage avec une source de neutrons tandis que celle de couleur bleue correspond aux évènements lors des sessions de WIMP (détecteur 71).

10.3 Optimisation des filtres pour *EVAR*

Une étude plus détaillée dans le cadre de cette thèse a été menée afin de rechercher des fenêtres de fréquences idéales dans le but d'obtenir la meilleure discrimination alpha-neutron pour chaque température. Pour ce faire, le domaine fréquentiel de plus d'une centaine d'évènements a été analysé, en superposant les données extraites lors des mesures d'étalonnage avec celles de bruit de fond. Une plage de fréquences, comprise entre 1 kHz à 200 kHz, a été étudiée. La figure 10.4 représente la superposition des spectres de Fourier des évènements sélectionnés lors des différentes mesures et qui change en fonction de la température.

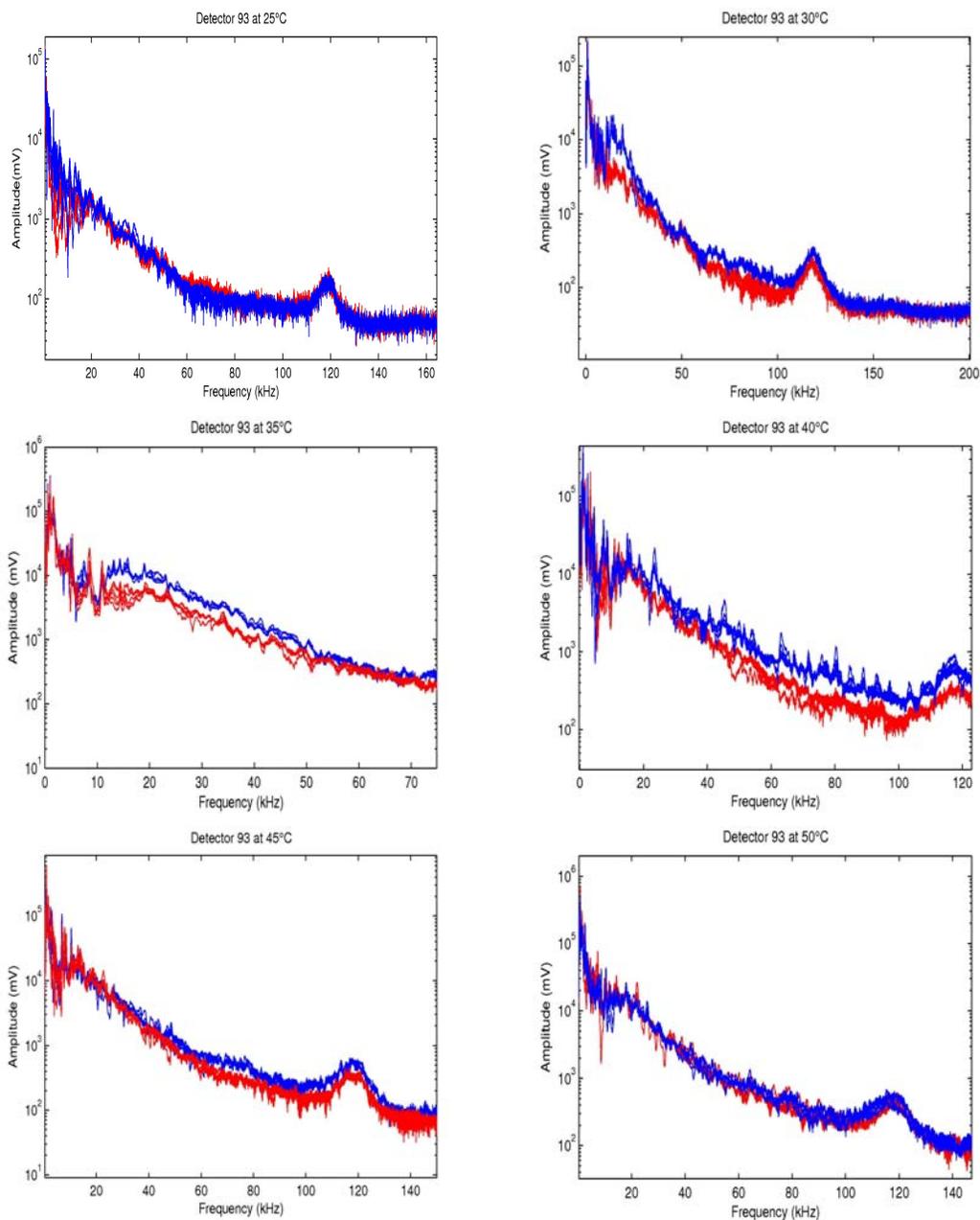


Figure 10.4 – Spectre de Fourier représenté à différentes températures. Le spectre de couleur rouge est la superposition d’une vingtaine d’évènements induits par les neutrons de la source AmBe et en bleu c’est la superposition d’évènements engendrés par les particules alpha.

Plus la température augmente, plus la différence se déplace vers les hautes fréquences. Par conséquent, des filtres de plus hautes fréquences ont été appliqués sur les

données spécifiquement pour des températures à partir de 40°C. En optimisant le filtre du paramètre d'énergie acoustique *EVAR* pour une température donnée, il a été possible de maximiser la discrimination. Le filtre passe-bande, entre 130 kHz et 160 kHz, appliqué sur les amplitudes brutes à 45°C, a permis d'obtenir 80% de rejections alpha dans la fenêtre des neutrons [73, 112].

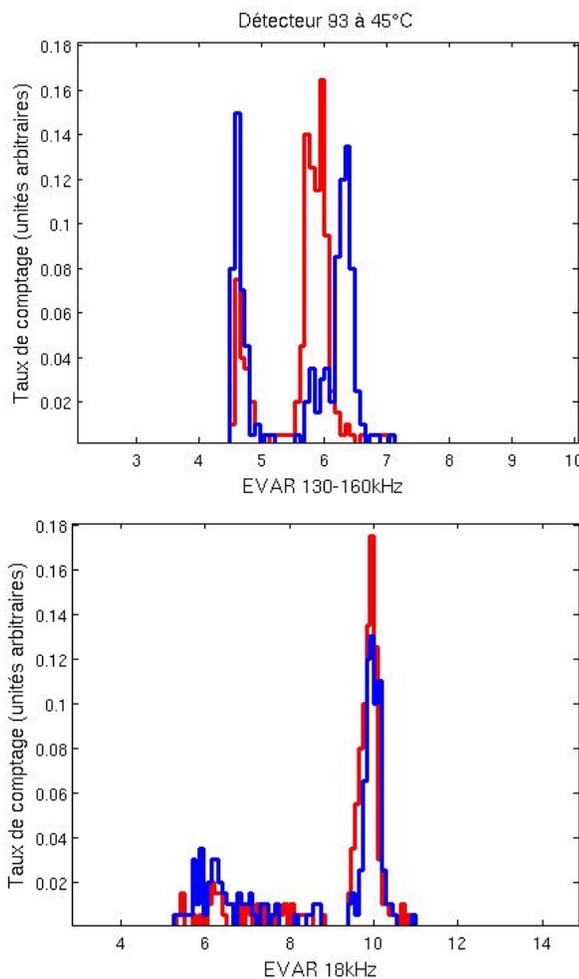


Figure 10.5 – Distribution *EVAR* à 45°C, en appliquant différents filtres sur les mêmes données pendant une mesure d'étalonnage aux neutrons (en rouge) et une session de WIMP (en bleu) (détecteur 93).

La figure 10.5 montre en exemple, la différence entre un filtre passe-haut de 18 kHz et un filtre passe-bande de 130-160 kHz implémenté dans *EVAR* pour une même série de données. La chute des valeurs dans *EVAR* en fonction des différents filtres est due

à l'amplitude de la fenêtre utilisée dans la FFT. La distribution de *EVAR* sans le logarithme, filtrée à 130-160 kHz correspond à une résolution en terme d'amplitude au carré de 37%. Outre l'optimisation de la discrimination, l'application de filtre sur les signaux bruts augmente également la qualité du paramètre d'énergie acoustique du signal sans affecter le taux de comptage des détecteurs. En effet, la figure 10.6 montre la distribution *EVAR* du détecteur 144 où un filtre passe-haut de plus haute fréquence augmente nettement la résolution.

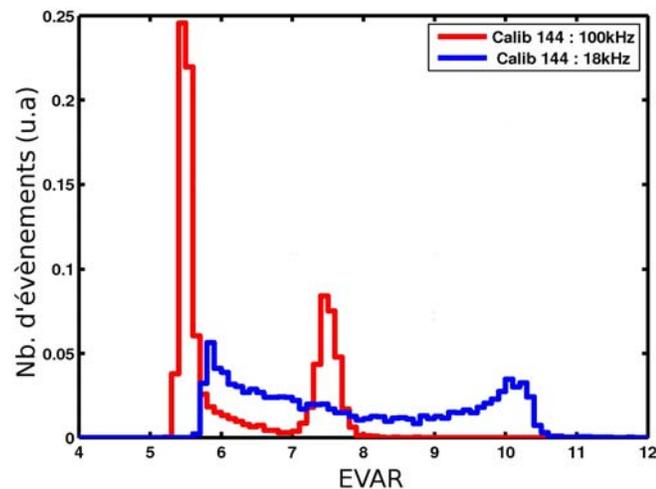


Figure 10.6 – Distribution *EVAR* à 40°C en appliquant différents filtres passe-haut de 100 kHz (en rouge) et de 18 kHz (en bleu) sur les mêmes données pendant une mesure d'étalonnage aux neutrons (détecteur 144).

10.4 Premier minimum de l'amplitude filtrée

Dans les conditions de la deuxième génération du DAQ, il n'a pas été possible d'obtenir de meilleurs résultats pour la discrimination à 45°C. Ceci est dû notamment, à la saturation des signaux. La distribution des amplitudes entrant dans *EVAR* se retrouve saturée et le filtre n'arrange pas cette situation. La saturation des signaux cause un réel problème dans l'analyse des données et tout particulièrement dans la discrimination des particules alpha et neutron. La forme d'onde des signaux enregistrée par le DAQ imite

une série d'ondes sinusoïdale. La déformation provoquée par la saturation, les transforme en onde carrée. Un exemple de signal poussé à l'extrême de la saturation est représenté sur la figure 10.7.

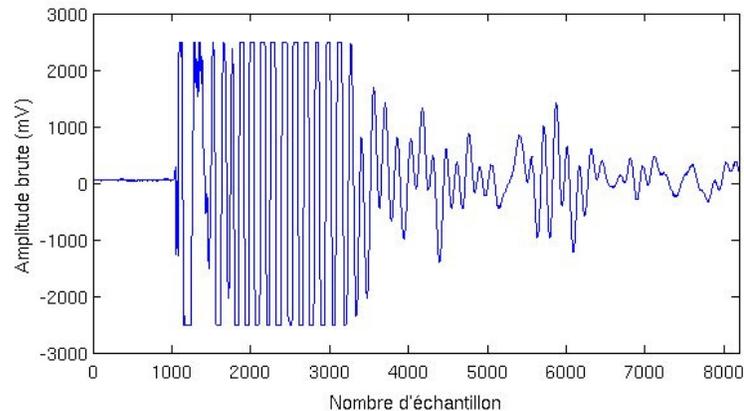


Figure 10.7 – Exemple d'un signal saturé à 45°C lors d'une mesure d'étalonnage de neutrons (détecteur 72).

Tel que montré sur la figure ci-dessus, la déformation du signal engendre une perte importante de l'information concernant l'amplitude maximale. C'est précisément la raison pour laquelle les coupures de *EVAR* obtenues par l'ajustement gaussien, montrent une croissance moins que linéaire avec l'augmentation de la température (figure 6.13). Cependant, le début du signal n'étant pas encore saturé, il est possible de contourner ce problème en construisant une variable qui ne tienne pas compte des amplitudes maximales mais qui serait plutôt basée sur le premier minimum du signal enregistré. Dans le but d'optimiser la discrimination à haute température mais aussi la qualité des signaux sans saturation, une série de tests a été réalisée pour trouver ce minimum dans l'évolution temporelle du signal brut et aussi en utilisant différents filtres. Le meilleur résultat trouvé dans le cadre de ce travail, a été obtenu avec un filtre passe-haut de 140 kHz appliqué sur un signal brut. La figure 10.8 montre la distribution de la valeur absolue du premier minimum, trouvée pour le détecteur 93. Les barycentres des distributions où 95% des évènements ont été acceptés par un ajustement gaussien, comme pour le para-

mètre d'énergie acoustique *EVAR*, présentent une allure quasi-linéaire en fonction de la température. Cet ajustement linéaire est montré sur la figure 10.9.

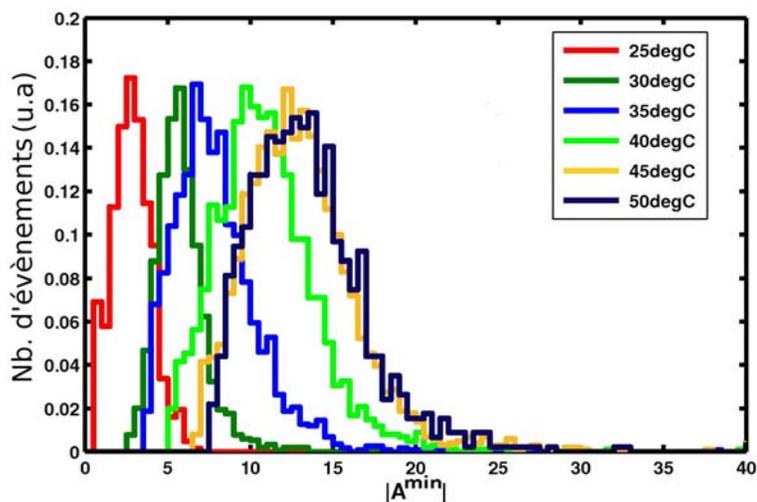


Figure 10.8 – Distribution des valeurs absolues du premier minimum de l'amplitude ($|A^{min}|$) filtrée à 140 kHz (passe-haut), lors de l'étalonnage aux neutrons (détecteur 93).

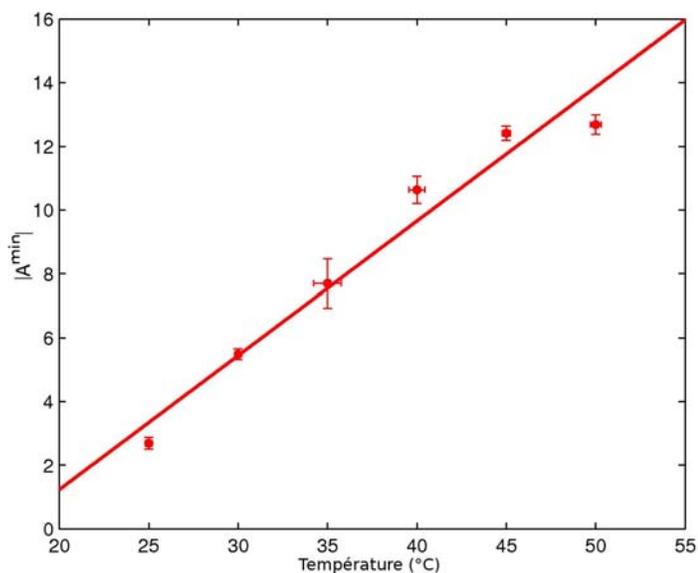


Figure 10.9 – Ajustement linéaire des barycentres des distributions de $|A^{min}|$ à 95% d'acceptance sur les données de la figure 10.8 (détecteur 93).

La méthode permet donc de contourner la saturation des signaux. De plus, étant basée sur la plus proche amplitude du début de signal, elle donne les informations concernant les premiers instants de la nucléation des bulles. Tout comme l'application de différents filtres, la variable A^{min} n'affecte pas le taux de comptage des détecteurs obtenu avec 95% d'acceptance dans tous les cas.

10.5 Localisation et ajustement du gain

La contamination alpha qui constitue le bruit de fond dominant interne, est répartie uniformément. Les événements seront donc distribués de façon homogène dans le détecteur. Cependant, lors des mesures d'étalonnage aux neutrons, la source est physiquement exposée très proche (10 ± 2 cm) et de face au détecteur. Les événements engendrés par les neutrons se trouveront plus localisés dans la zone la plus rapprochée de la source. Ceci est dû non seulement aux effets d'angle solide, mais aussi à l'atténuation du flux de neutrons dans les différents matériaux du détecteur, surtout dans la matrice. Grâce à la disposition des neuf senseurs piézo-électriques, l'effet d'angle solide sur la somme des signaux est relativement faible. Cependant, il est utile de vérifier si cette non-uniformité spatiale de la distribution des événements d'étalonnage, engendrée dans le détecteur, conduit à une distribution différente des amplitudes, ce qui aurait aussi une influence sur la discrimination alpha-neutron. Pour cela, un algorithme de localisation [113] a été exploité pour la sélection d'événements lors des sessions d'étalonnage aux neutrons. Dans un premier temps, tous les événements induits par les neutrons ont été répertoriés avec une forte concentration du côté de la source dans le module et dans un deuxième temps, les événements ont été choisis de manière à être distribués uniformément dans le détecteur. Les résultats ont montré que les deux distributions étaient compatibles et ne présentaient pas de différence majeure dans les amplitudes : ce qui laisse sous-entendre que la différence entre la distribution des amplitudes des neutrons avec des alpha est suffisamment grande pour compenser tout effet de non-uniformité dans le détecteur.

Étant donné qu'une étude approfondie n'a pas encore été menée sur tous les effets géométriques affectant la collecte des signaux acoustiques, un test a été réalisé pour examiner si l'optimisation de la discrimination était possible en introduisant des corrections supplémentaires. Les événements du détecteur 93 ont été sélectionnés uniquement dans le milieu du détecteur pour les sessions d'étalonnage et pour celles de WIMP. La figure 10.10 montre la représentation graphique du contenant en acrylique des modules de détection avec une vue de profil et une vue de dessus. La région colorée en rouge est le lieu où les événements ont été sélectionnés sur un rayon de 6 cm.

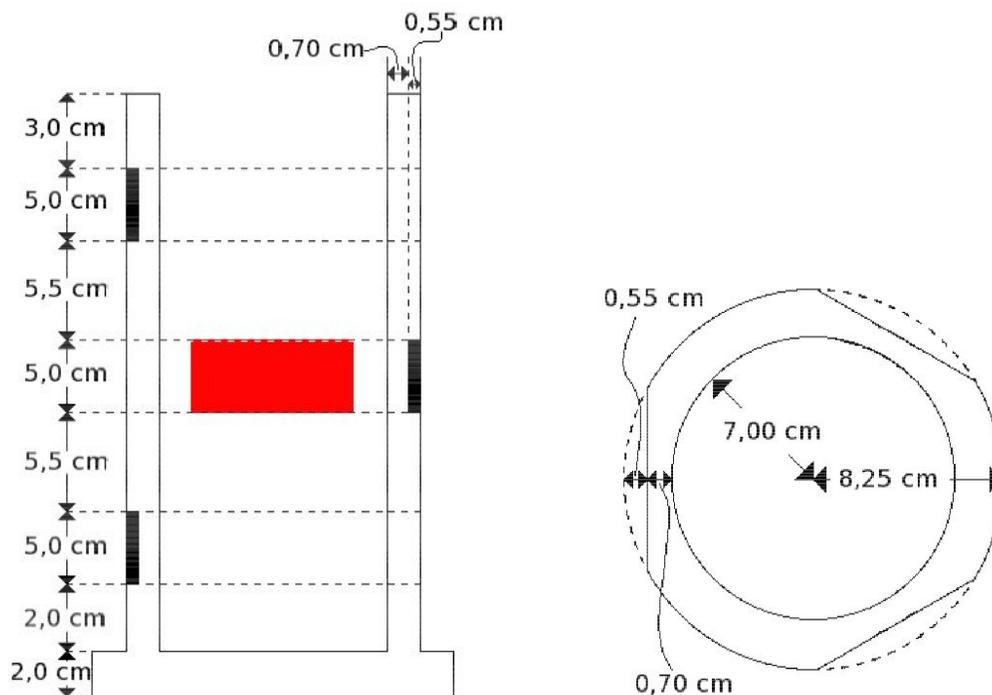


Figure 10.10 – Représentation graphique du contenant des détecteurs PICASSO avec la visualisation de la région où les événements ont été sélectionnés (en rouge).

La distribution de $|A^{min}|$ de ces événements sélectionnés au centre du détecteur est montrée sur la figure 10.11. À gauche, seulement les trois senseurs du milieu ont été choisis pour la lecture des signaux et à droite, l'ensemble des neuf senseurs.

En appliquant une fenêtre sur le pic des reculs de neutrons avec une acceptance de 80%, les résultats obtenus sont les suivants soit 78% et 92.8% de réjections alpha respectivement.

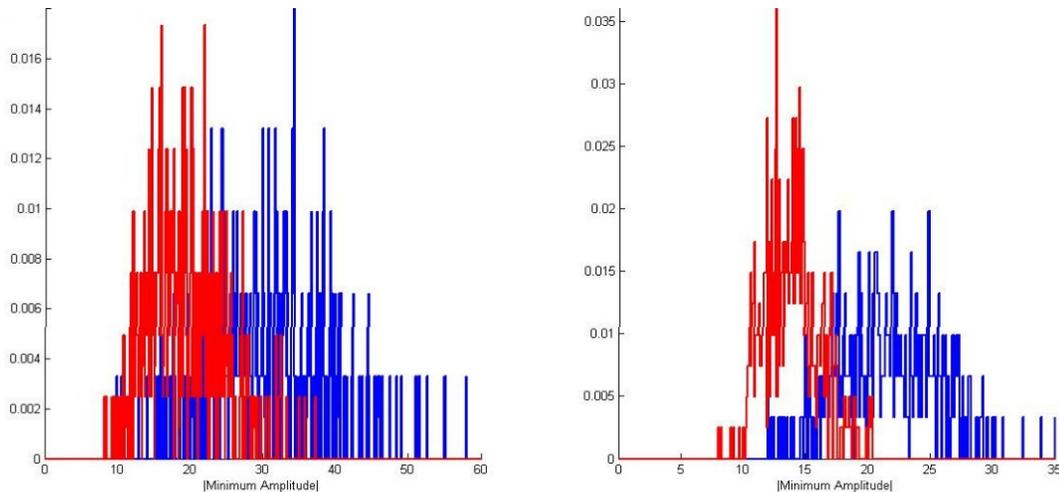


Figure 10.11 – Superposition des distributions de la valeur absolue des amplitudes au premier minimum pour les évènements sélectionnés dans la zone centrale du détecteur, lors des mesures d'étalonnage (en rouge) et de WIMP (en bleu). La figure de gauche correspond à la valeur moyenne faite sur les trois senseurs du milieu tandis que la figure de droite est obtenue avec celle des neuf senseurs (détecteur 93).

L'ajustement des gains des préamplificateurs constitue un outil supplémentaire d'amélioration de la résolution de l'amplitude. Pour ce faire, les corrections des gains sont évaluées à partir des données obtenues lors de l'étalonnage aux neutrons, étant donné que ces mesures apportent une plus grande statistique. Pour chaque senseur, l'amplitude en fonction de la distance d'un évènement par rapport à un senseur individuel est examinée. Comme attendu, cette amplitude décroît avec la distance de sorte que celle-ci se manifeste par une allure de pente descendante. Un facteur de correction est extrait du rapport entre cette pente descendante et l'allure d'une droite constante, ne traduisant aucune atténuation en fonction de la distance. Le facteur de correction est plus grand pour les senseurs placés aux extrémités du contenant.

Les premiers résultats obtenus étaient encourageants. En utilisant la variable A^{min} et la localisation sélective des évènements après l'ajustement des gains, il a été possible d'obtenir avec une acceptation de 80%, une rejection de 99.45% des particules alpha dans la fenêtre des reculs nucléaires. Ce résultat qui est le meilleur obtenu jusqu'à maintenant, est montré sur la figure 10.12 et présente une résolution de largeur à mi-hauteur de 32% pour le pic des neutrons/WIMPs.

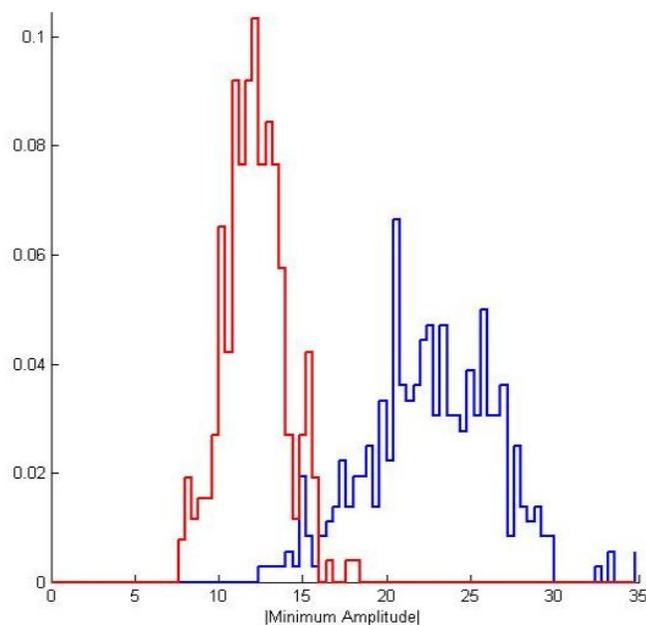


Figure 10.12 – Superposition des histogrammes de la valeur absolue des amplitudes au premier minimum pour les évènements sélectionnés dans la zone centrale, lors des mesures d'étalonnage (en rouge) et de WIMP (en bleu) avec le gain corrigé pour les neuf senseurs (détecteur 93).

L'optimisation de la discrimination avec localisation des évènements et l'ajustement des gains est sur le point d'être terminée. La finalisation sera d'inclure aussi des corrections d'angles solides et d'élargir la hauteur de la zone de sélection des évènements dans la région centrale du détecteur, tout en définissant le même volume de référence dans un rayon de 6 cm.

10.6 Optimisation du DAQ pour la discrimination

Comme décrit dans la section précédente, l'analyse des données, surtout pour la discrimination alpha-neutron, a éprouvé des difficultés à cause de la saturation des signaux. Un grand effort a été réalisé pour contourner ce problème. Malgré cela, certaines données sont inutilisables à cause d'une saturation poussée à l'extrême. Dans le but de supprimer les signaux saturés à hautes températures et ainsi d'augmenter la qualité des données enregistrées, les gains des préamplificateurs ont été abaissés en changeant la résistance *feedback* (chapitre 6). Une série de tests a été réalisée à Montréal avec un détecteur de 4.5 L muni de neuf senseurs piézo-électriques et dopé avec une source de radium pour optimiser la valeur du gain (détecteur Brahma). Le gain actuel de la résistance *feedback* pour la deuxième génération du DAQ est de 100 et signifie qu'il amplifie 4000 fois le signal d'entrée du senseur piézo-électrique à cause du gain fixe du transistor qui est de 30-40. La première mesure a été effectuée avec ce gain réduit à 30, soit une amplification égale à 1200 fois le signal d'entrée. Celui-ci s'est avéré encore une fois beaucoup trop fort pour les hautes températures mais déjà plus performant que les anciens. La proportion de signaux saturés à 45°C est passée de 98% à 35%. Finalement, pour supprimer totalement la contribution des signaux saturés, le gain choisi a été de 12, à savoir environ 400 fois le signal d'entrée. Un filtre RC passe-haut supplémentaire de 20 kHz a aussi été inséré pour réduire l'amplitude des basses fréquences créées par le bruit électronique.

Une autre façon d'augmenter la résolution pour l'optimisation de la discrimination est d'augmenter la fréquence d'échantillonnage du DAQ. Il était plus facile d'actualiser et d'améliorer le système déjà existant que de reconstruire entièrement un nouveau système de DAQ. En effet, le DAQ de la deuxième génération était déjà préconçu pour recevoir une fréquence d'échantillonnage de 5 MHz mais n'avait cependant pas été implémenté. Il a été possible de doubler la fréquence en intermittence pour vérifier si cela s'avérait nécessaire.

En considérant ces deux améliorations, les résultats obtenus avec le paramètre d'éner-

gie acoustique *EVAR* construit à partir d'un filtre passe-haut de 12 kHz et sans le logarithme pour le comparer avec A^{min} , sont montrés sur la figure 10.13. La résolution de la distribution est de 37%.

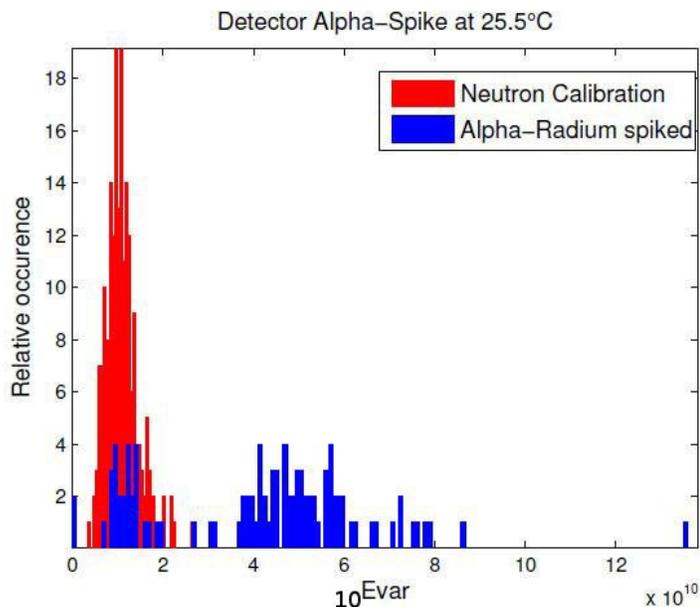


Figure 10.13 – Distribution de *EVAR* sans utiliser le logarithme, à 25.5°C, du détecteur de 4.5 L avec un gain réduit à 12, lors d'une série d'étalonnages aux neutrons (en rouge) et de WIMP (en bleu).

Il a également été possible d'obtenir clairement une séparation à 45°C, ce qui n'a jamais été le cas auparavant et ce en appliquant le meilleur filtre à cette température à savoir le filtre passe-bande 130-160 kHz. La figure 10.14 montre ces résultats. Rappelons que ces mesures ont été effectuées dans le laboratoire de Montréal donc il est tout à fait normal d'obtenir des événements dans la fenêtre des reculs nucléaires, étant donné le bruit de fond neutron provenant de la spallation des muons cosmiques. L'analyse avec l'implémentation de la fréquence d'échantillonnage doublée (figure de dessous) a prouvé une bien meilleure résolution soit 20%, comparée à 37% pour la fréquence d'échantillonnage standard.

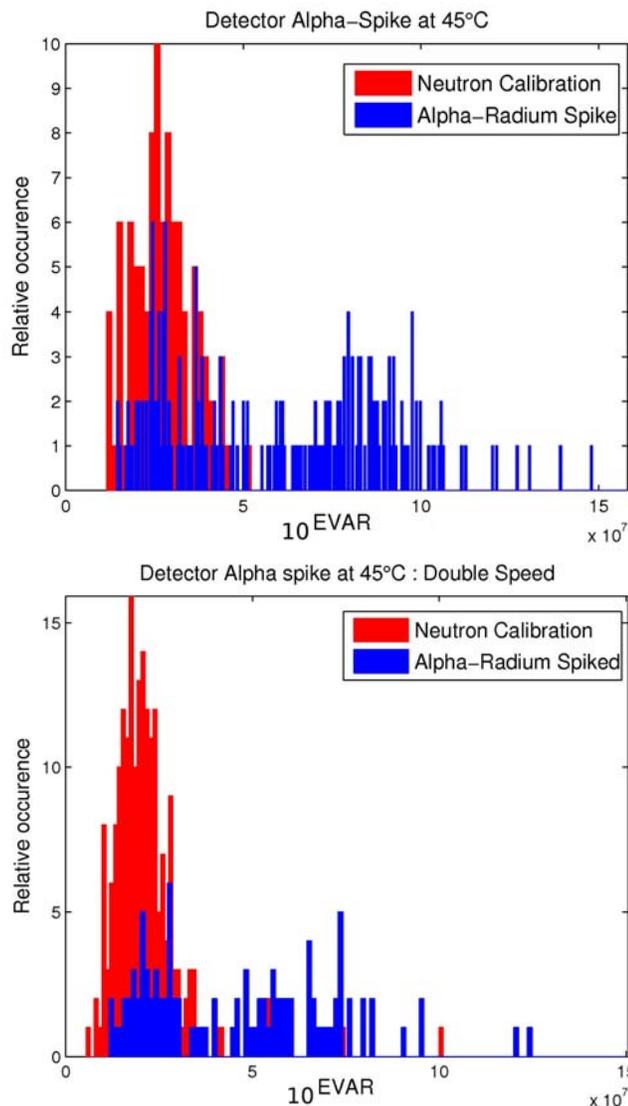


Figure 10.14 – Distribution de *EVAR* sans utiliser le logarithme à 45°C du détecteur de 4.5 L avec un gain réduit à 12, lors d’une série d’étalonnages aux neutrons (en rouge) et de WIMP (en bleu). La figure du haut utilise l’analyse standard et celle du bas utilise la fréquence d’échantillonnage doublée.

Le taux de comptage du détecteur en fonction de la température a aussi été vérifié pour s’assurer qu’il n’y avait aucune perte d’évènements. Avec la réduction des gains, il faut aussi ajuster le seuil de déclenchement d’enregistrement des évènements du DAQ. Celui-ci a été réglé au-dessus du bruit électronique autour de 12 mV comparativement

aux 300 mV utilisés lors des mesures avec la deuxième génération du DAQ. Ces optimisations ont permis de séparer efficacement la distribution des reculs nucléaires avec celle des particules alpha. Cette nouvelle électronique est actuellement installée dans la mine à SNOLAB.

10.7 Interprétation physique

La dynamique de formation des bulles dans les liquides surchauffés ainsi que son émission acoustique associée, sont des phénomènes complexes impliquant des processus thermodynamiques non-linéaires et faisant encore l'objet d'études actuellement [114]. De nombreuses recherches concernant le signal acoustique généré par une particule dans un liquide surchauffé ont été menées. Cependant jusqu'à présent, aucune description complète n'a pu être définitive [115]. C'est pourquoi, dans le cas des modules de détection PICASSO, les signaux acoustiques enregistrés et l'observation de la discrimination alpha-neutron ne peuvent être décrits que de manière approximative et qualitative, dans le cadre de la dynamique de formation des bulles. C'est un sujet encore à l'étape d'investigations et ce, dans le but de mieux comprendre le phénomène de discrimination mais surtout pour pouvoir faire des prédictions.

Les premiers travaux théoriques de Rayleigh [116], Plesset et Zwick [117] se sont basés sur une solution approchée de l'équation de Navier-Stokes qui décrit le mouvement des fluides dans un milieu continu. Ainsi, elle est exploitée dans le but d'interpréter l'évolution de la formation des bulles dans un liquide surchauffé. Étant donné la complexité de ces équations, le cas idéal est habituellement utilisé. Le modèle le plus simple pour l'étude de la formation des bulles consiste à considérer la bulle comme ayant une forme sphérique avec un rayon initial R_c et se trouvant en expansion dans un milieu liquide de surchauffe uniforme et infini. Dans le cadre de cette étude, p_v sera la pression interne de vapeur à l'intérieur de la bulle et p_e la pression à l'extérieur de la bulle donc dans le milieu liquide qui l'entoure.

La pression interne de la bulle est considérée comme étant la pression d'équilibre de vapeur pour une température du liquide donnée, de sorte que le rayon initial d'équilibre corresponde au rayon critique 4.5, préalablement rencontré au chapitre 4 :

$$R_c = \frac{2\sigma}{[p_v - p_e]} \quad (10.1)$$

où σ est la tension de surface à la température et à la pression ambiante du liquide, supposées dans ce cas constantes. Cet équilibre, cependant est instable et une perturbation peut entraîner la croissance de la bulle de vapeur. Dans la phase initiale, la vitesse radiale de la croissance est limitée par l'effet de tension de surface qui devient de moins en moins importante au fur et à mesure que le rayon de la bulle augmente. Si la surchauffe initiale est suffisamment grande, le facteur limitant dans l'étape suivante de la croissance sera l'effet inertiel du liquide.

Sous ces conditions, la croissance est contrôlée par deux facteurs. Le premier consiste en la phase inertielle où la croissance initiale de la bulle est très rapide mais est limitée par l'énergie disponible pour déplacer le liquide environnant relatif à son trajet. Autrement dit, une force doit être transmise au liquide pour accélérer l'expansion face à la croissance de la bulle. Cependant, en parallèle, l'augmentation du rayon de la bulle nécessite un apport supplémentaire d'énergie pour que son volume se remplisse de vapeur. Ainsi, le stade inertiel de croissance sera suivi par une phase intermédiaire dans laquelle les deux effets, inertiel et thermique, régissent la croissance. Cette dernière se poursuit par diffusion de chaleur à partir du liquide surchauffé à l'interface mais à un rythme beaucoup plus lent que pendant la phase d'inertie. Finalement, dans la phase asymptotique pour de grand rayon $R \gg R_c$, le facteur important qui domine sera l'apport en énergie thermique.

La dynamique de formation des bulles en fonction du temps, est généralement bien décrite par l'équation de Rayleigh-Plesset dans laquelle les effets de compression et de

viscosité dans les milieux liquide et gazeux ont été négligés. Celle-ci s'exprime telle que :

$$\rho_l \left[R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \right] = (p_v - p_e(t)) - \frac{2\sigma}{R} \quad (10.2)$$

où ρ_l est la densité du liquide, R est le rayon de la bulle de vapeur et σ est la tension de surface de la bulle. Le premier terme de droite ($p_v - p_e(t)$) contrôle le degré de surchauffe Δp et constitue le paramètre le plus important dans l'évolution de la bulle. Le deuxième $\frac{2\sigma}{R}$ correspond à la contribution de la tension de surface, inversement proportionnelle au rayon de la bulle de vapeur. Tel que cela peut être constaté, il devient de plus en plus négligeable au fur et à mesure que la bulle grossit.

De cette façon, la croissance d'une bulle de vapeur dans un liquide surchauffé peut être expliquée par trois phases :

- une phase de tension de surface contrôlée : lorsque le rayon de la bulle de vapeur atteint $R > R_c$ (rayon initial de la bulle de vapeur), l'expansion est entraînée par l'énergie stockée dans la bulle elle-même et par celle de ses environs. Dans la phase initiale de cette étape, la vitesse radiale de la croissance est entravée par l'effet de la tension de surface mais celle-ci devient de moins en moins importante à mesure que le rayon de la bulle augmente,
- une phase où la croissance est limitée par l'inertie du liquide et où la bulle se dilate à une vitesse constante : en l'absence d'effets de tension de viscosité et de surface, la croissance de la bulle est décrite par l'équation de Rayleigh-Plesset [116] 10.2. Sa solution implique que le rayon augmente linéairement avec le temps et la vitesse de croissance de la bulle est donné par :

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)_{inertiel} = \left(\frac{2}{3} \frac{p_v - p_e}{\rho_l} \right)^{1/2} \quad (10.3)$$

Ainsi l'évolution du rayon de la bulle dans la phase inertielle en fonction du temps, en intégrant l'équation précédente, est telle que :

$$R_{in}(t) = \left(\frac{2}{3} \frac{p_v - p_e}{\rho_l} \right)^{1/2} \cdot t \quad (10.4)$$

avec $R_{in}(t) = A(T) \cdot t$, où la vitesse de croissance est définie par $A(T)$:

$$A(T) = \left(\frac{2}{3\rho_l} \Delta p \right)^{1/2} \quad (10.5)$$

Étant donné que le degré de surchauffe augmente et que la densité du liquide ρ_l diminue avec la température, la vitesse de croissance de la bulle augmente aussi avec la température. En particulier pour le C_4F_{10} , la vitesse de croissance donne $A(30^\circ C) = 11.6 \mu m \mu s^{-1}$ et $A(46^\circ C) = 13.6 \mu m \mu s^{-1}$,

- une phase asymptotique, dominée par le transfert de chaleur et où la croissance de la bulle est en décélération : en raison de l'expansion du volume de la bulle, la vapeur à l'intérieur de celle-ci, de même que le liquide au voisinage de ses parois, se refroidissent jusqu'à atteindre la température d'ébullition T_b . Après un certain temps caractéristique τ , une nouvelle croissance n'est possible que si l'énergie est fournie par le transfert de chaleur à partir de couches de plus en plus éloignées du liquide. Ainsi, le taux de croissance $B(T)$ devient limité par la diffusion thermique et diminue continuellement. Dans ce cas, la solution de l'équation 10.2, préalablement réécrite en utilisant la forme linéaire de l'équation de Clapeyron, est donnée par Plesset-Zwicky [117] de la manière suivante :

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)_{thermique} = \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/2} \frac{\kappa}{h_{lv} \rho_v D} \frac{T - T_b}{t^{1/2}} \quad (10.6)$$

où κ est la conductivité thermique, ρ_v et h_{lv} sont respectivement la densité de la phase gazeuse et la chaleur latente de vaporisation. Le terme D représente la diffusion thermique $D = \frac{\kappa}{\rho_l c_{pl}}$ où c_{pl} est la chaleur spécifique. Ainsi, en intégrant

10.6, l'évolution de la bulle contrôlée par l'effet thermique s'écrit :

$$R_{th}(t) = \left(\frac{12}{\pi} \kappa \rho_l c_{pl} \right)^{1/2} \frac{T - T_b}{h_{lv} \rho_v} \times t^{1/2} \quad (10.7)$$

avec $R_{th}(t) = B(T) \cdot t^{1/2}$. Le paramètre de croissance $B(T)$ peut aussi se retrouver défini sous une autre forme, à savoir :

$$B(T) = \sqrt{\frac{12D}{\pi}} J_a(T) \quad (10.8)$$

où $J_a(T)$ est le nombre de Jakob, un paramètre sans dimension, qui caractérise la vitesse de croissance de la bulle et s'exprime de la manière suivante :

$$J_a(T) = \frac{\rho_l c_{pl} (T - T_b)}{h_{lv} \rho_v} \quad (10.9)$$

Dans [114, 118], il a été prouvé que l'équation 10.7 est valide seulement pour $2 < J_a < 100$. Pour le C_4F_{10} , J_a suit une distribution avec un large pic autour de $35^\circ C$ avec $J_a = 18.5$ puis diminue lentement et de manière asymétrique tel que $J_a = 16.5$ à $20^\circ C$ et $J_a = 18$ à $50^\circ C$. Le taux de croissance prédit par l'équation 10.7 pour 1 ms après la nucléation, a été estimé autour de $2.5 \mu m \mu s^{-1}$ ce qui est plus petit que la vitesse de croissance inertielle. Le temps τ qui est le moment où la transition entre les deux solutions asymptotiques se produit, est fortement dépendant du modèle et est en période d'investigations [114].

Les prévisions des taux de croissance pour le modèle classique sont cependant des idéalizations. En effet, des mesures dans les liquides surchauffés [119] ont démontré que les taux de croissance linéaires sont sensiblement plus lents que ceux prévus par la croissance inertielle mais restent supérieurs à la croissance thermique jusqu'à $100 \mu s$ après la nucléation. Ce désaccord serait probablement dû aux multiples approximations préalablement effectuées mais selon [119], la cause principale concernerait le transport de chaleur par convection qui a été négligé.

Après la nucléation complète de la gouttelette, la bulle de vapeur formée est comparable à un oscillateur libre étant donné le comportement élastique du gaz contenu dans la bulle et l'inertie de l'environnement. Tel un oscillateur harmonique, la bulle oscille autour de son rayon d'équilibre R_b , associée à la température d'ébullition T_b et à sa pression ambiante d'équilibre p_0 . La fréquence de résonance obtenue, appelée fréquence de Minnaert [120], est telle que :

$$\nu_R = \frac{1}{2\pi R_b} \left(\frac{3\kappa p_0}{\rho_l} \right)^{1/2} \quad (10.10)$$

où κ est maintenant le coefficient polytropique du gaz qui contrôle les effets de conduction de chaleur et ρ_l la densité du liquide environnant. Pour le C_4F_{10} à $30^\circ C$, la fréquence de résonance et le rayon de la bulle sont reliés par la relation simple ν_R (kHz) = $2.4 / R$ (mm). Ainsi, les gouttelettes d'un rayon de $100 \mu m$ formeront des bulles de rayon $R_b \approx 0.35$ mm et oscilleront avec une fréquence fondamentale de $\nu_R \approx 6$ kHz. Cette fréquence est inférieure aux 18 kHz du filtre passe-haut utilisés dans l'analyse des signaux. Par ailleurs, aucune amélioration de la discrimination alpha-neutron a été observée en incluant des fréquences inférieures à 10 kHz.

La pression du son émis, produit dans le liquide par une expansion ou une oscillation d'une bulle sphérique de rayon $R(t)$ et liée à l'accélération de son volume $V(t)$, est donnée par l'équation :

$$\Delta P(r,t) = \frac{\rho_l}{4\pi} \frac{\ddot{V}(t-r/c)}{r} = \frac{\rho_l}{4\pi r} \left(\frac{4}{3}\pi \right) \frac{d^2 R^3}{dt^2} = \frac{\rho_l}{r} (2R\ddot{R}^2 + R^2\ddot{R}), \quad (10.11)$$

où $\Delta P(r,t)$ est la variation de la pression produite dans le liquide à une distance r de la source, c est la vitesse du son et ρ_l est la densité du liquide [121]. L'insertion des solutions pour la croissance inertielle $R_{in}(t)$ et pour la croissance thermique limitée par diffusion $R_{th}(t)$ dans l'équation 10.11, engendre des signaux de pression pour les deux modes de croissance de la bulle asymptotique respectivement, telles que :

$$\Delta P_{in} \propto \rho_l A(T)^3 \times t \quad (10.12)$$

$$\Delta P_{th} \propto \rho_l B(T)^3 \times t^{-1/2} \quad (10.13)$$

Les senseurs piézo-électriques sensibles à la pression instantanée ΔP , sont en termes de $\mu\text{V } \mu\text{bar}^{-1}$. Par conséquent, une analyse de la forme du signal provenant des senseurs permet d'obtenir des informations sur le processus d'émission. Toutefois, étant donné l'état actuel des conditions expérimentales, l'information sur le temps est sévèrement limitée par la fréquence d'échantillonnage ($2.5 \mu\text{s}$ par échantillon) et est déformée en particulier pour des temps supérieurs à $80 \mu\text{s}$ à cause des multiples réflexions et de leurs effets dus au contenant, telle que la propagation du son dans l'acrylique. Des mesures récentes avec des fréquences d'échantillonnage de 1 MHz et de 2 MHz, indiquent une nette amélioration de la discrimination alpha-neutron dans les 50 premières μs des formes d'onde d'où les efforts visant à l'installation de la nouvelle électronique énoncée dans la section 10.6 précédente.

Néanmoins, certaines conclusions sur la croissance de la bulle et sur la production de signaux acoustiques peuvent être déduites à partir des amplitudes observées et de leur dépendance à la température. La figure 10.15 compare les amplitudes mesurées avec les détecteurs en fonction de la température avec celles prédites par les deux modèles de croissance à savoir, inertiel et thermique.

Apparemment, seul le scénario de croissance inertielle, dans lequel les amplitudes augmentent avec la température, montre une tendance similaire par rapport aux données. La discrimination alpha-neutron observée, implique donc une résolution spatiale de plusieurs centres de nucléation séparés par le nombre de longueur sur la trace des particules alpha à savoir $L_\alpha \sim 40 \mu\text{m}$. Par conséquent, la phase d'inertie ne peut pas durer plus longtemps que $2L_\alpha/A(T)$: si la croissance d'inertie s'était poursuivie au-delà de ce temps, les volumes de bulles en expansion auraient fusionné complètement et toutes les

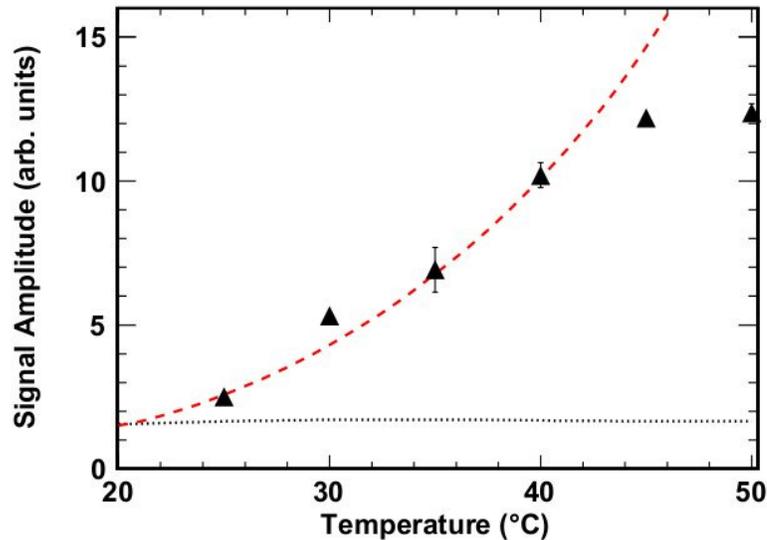


Figure 10.15 – Confrontation des données expérimentales obtenues (triangles), comparée aux différents modèles de croissance inertielle (ligne en tirets rouges) et de croissance thermique (ligne en petits points noirs).

informations sur les sites de nucléation multiples aurait été perdues. Ainsi, après cette phase, c'est à dire : $t \geq 10 \mu\text{s}$ et selon les estimations ci-dessus pour $A(T)$, la phase de ralentissement de la croissance thermique doit être devenue l'effet dominant dans le but de préserver les informations sur l'extension spatiale du volume de nucléation d'origine.

Pour l'instant, les données de discrimination alpha-neutron indiquent la présence de deux ou trois centres de nucléation. Cependant, dans le scénario présenté ci-dessus, il pourrait être possible avec une meilleure résolution de fréquence d'échantillonnage du système DAQ, de discerner plus de centres de nucléations ou même une région étendue de nucléations le long de la trace des alpha à un stade plus précoce de la formation des bulles, ce qui entraînerait une amélioration supplémentaire de la discrimination alpha-neutron.

CHAPITRE 11

CONCLUSION

En astrophysique des particules, des indications manifestent clairement l'existence de la matière sombre froide non-baryonique dans l'Univers. La détection directe de cette matière exotique est actuellement un domaine en effervescence, étant donné les récents résultats obtenus par les expériences CoGeNT, CRESST-II comparables à ce que détecte DAMA-LIBRA dans le secteur indépendant du spin. Grâce aux nombreux efforts réalisés à tout niveau de l'expérience dans le cadre de cette thèse, PICASSO livre des limites concurrentielles dans les secteurs dépendant et indépendant du spin publiées au début de l'année 2012.

Tout d'abord, l'élaboration d'une nouvelle génération de détecteurs à très bas bruit de fond, basé sur un nouveau type de gel, a permis d'introduire moins de contaminants, de par la propriété naturelle des nouveaux matériaux exploités durant le processus de fabrication. Les techniques de purification effectuées ont donné lieu à des résultats très satisfaisants qui confirment leur performance en présentant à près d'un facteur 10 la réduction du bruit de fond alpha des modules de détection. Puis, l'étude complète des signaux dans le cadre de ce travail a permis de mettre en place les fondements de l'analyse exploitée pour la publication des nouvelles limites 2012 dans le secteur dépendant du spin. Que ce soit dans les efforts accomplis pour les techniques de purification ou encore les progrès dans l'analyse des données, l'expérience PICASSO s'est sculptée une place de choix dans la concurrence pour la recherche du neutralino en imposant des limites cinq fois plus performantes que celles obtenues en 2009 dans le secteur dépendant du spin. De plus, la mise en place d'une nouvelle variable $RVAR$ capable d'éliminer une nouvelle classe d'évènements de bruit de fond à haute température a donné la possibilité aux détecteurs PICASSO de se placer pour la première fois, de façon privilégiée dans le secteur indépendant du spin où des expériences détectent un signal positif dans la région des WIMPs de faibles masses. En gardant l'analyse standard qui a été effectuée

pour l'extraction des limites 2012, l'augmentation de l'exposition pour la même série de détecteurs conduira au scénario I de la figure 11.1 illustré par la première ligne oblique et conservera cette même tendance. Les limites du secteur indépendant du spin seront améliorées par le même facteur. En accumulant un peu plus de statistiques, PICASSO sera bientôt en mesure de confirmer ou d'infirmier le signal positif dans la région des faibles masses de WIMPs détecté par les autres expériences.

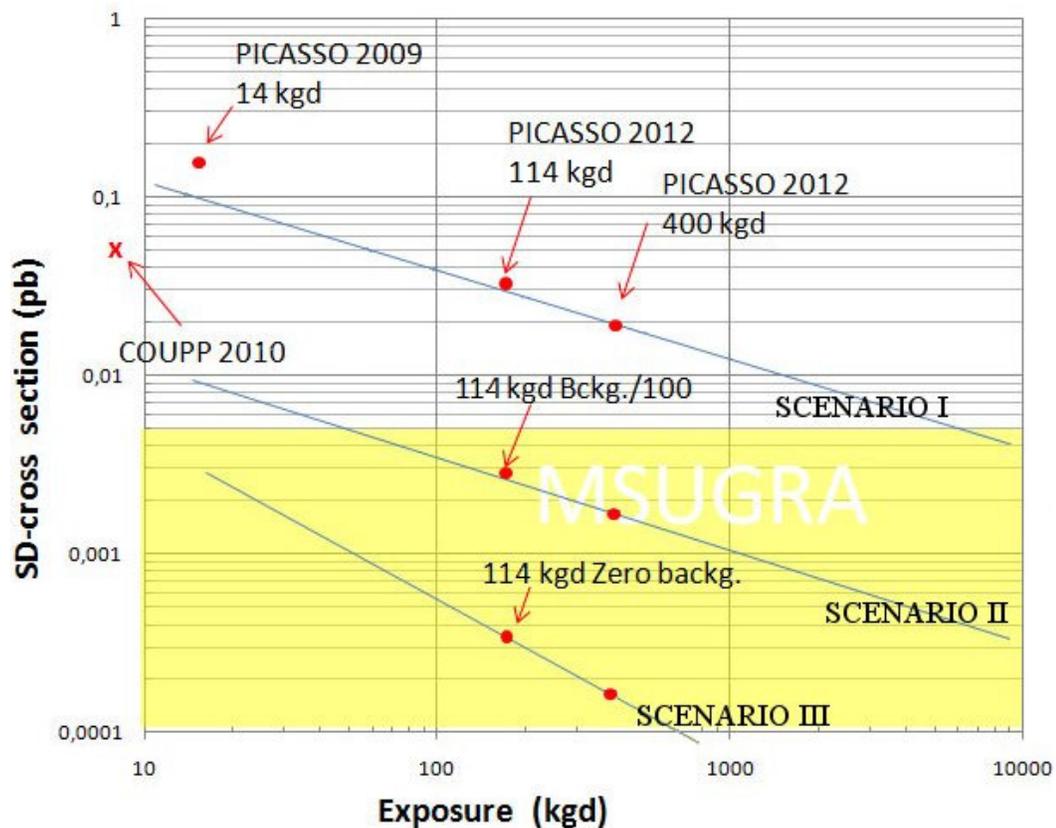


Figure 11.1 – Prédiction des différentes sensibilités de l'expérience PICASSO grâce aux diverses améliorations qui ont été réalisées dans le cadre de ce travail. Les lignes obliques représentent les différents scénarii que peut atteindre l'expérience et ils seront explicités dans le texte. La section efficace présentée, concerne le secteur dépendant du spin, mais la sensibilité dans le secteur indépendant du spin suit la même tendance.

D'autre part, dans le cadre de cette thèse, la caractérisation complète des détecteurs

dopés avec une source de radium et d'américium a permis l'observation pour la première fois de deux seuils distincts dans la réponse des détecteurs. Cette observation est entièrement compatible avec l'énergie de seuil obtenue à partir des mesures effectuées avec le faisceau de neutrons mono-énergétiques. L'analyse des données avec les nouvelles variables ainsi que l'amélioration des outils pour une discrimination efficace alpha-neutron, ont permis de comprendre la nature de ce phénomène. En effet, la localisation de la contamination interne, soit dans le gel ou dans les gouttelettes, a pu être non seulement observée dans la réponse du détecteur mais aussi mise en évidence dans le paramètre de l'énergie acoustique *EVAR*. Cette mesure a également permis de savoir que le noyau de fluor (et non le carbone) est responsable de la réponse au seuil du détecteur.

La quête de la discrimination entre les événements générés par la contamination alpha et par les reculs nucléaires similaires aux WIMPs, s'est révélée être un succès grâce à l'étude minutieuse de l'amplitude des signaux ainsi que leur analyse dans le domaine fréquentiel. Les résultats obtenus à 45°C avec la nouvelle variable basée sur le premier minimum de l'amplitude filtrée à 140 kHz et la localisation des événements a permis d'obtenir 99% de réjection alpha dans la fenêtre *EVAR* définie pour les WIMPs contre 0% au départ. L'analyse des autres détecteurs avec cette nouvelle méthode permettra d'obtenir un bruit de fond alpha réduit à un facteur 100, entraînant des limites dix fois meilleures par rapport à celles rapportées en 2012. De plus, une interprétation physique a pu être donnée dans le cadre de la formation des bulles et est compatible avec le phénomène observé. Cette meilleure compréhension de la discrimination alpha-neutron a contribué à adapter et à améliorer le système d'acquisition de données permettant son optimisation. Les accomplissements effectués dans le cadre de ce travail comprennent principalement l'élimination des signaux saturés et l'augmentation de la fréquence d'échantillonnage. La résolution des distributions de *EVAR* a été améliorée par un facteur trois en passant de 99% à 33% de la largeur à mi hauteur. Ces deux points forts ont augmenté considérablement la qualité de la discrimination alpha-neutron et permettront une analyse beaucoup plus facile et plus efficace afin d'obtenir une discrimination proche de 100%. La prédiction de la sensibilité que peut atteindre PICASSO dans ce cas-ci, est illustrée sur la

figure 11.1 par la deuxième ligne oblique et représente le scénario II. La sensibilité des détecteurs dans le secteur indépendant du spin suivra la même tendance et sera améliorée par le même facteur.

Par ailleurs, la recherche et le développement d'une nouvelle génération de détecteur est sur le point d'être mise en place, visant l'augmentation substantielle de la masse active et de la sensibilité. Cette nouvelle phase est basée sur le principe d'une gouttelette unique entourée d'un gel ultra pur fabriqué dans les mêmes conditions que les détecteurs "sans sel". L'activité à la surface a été estimée à 10^{-6} alpha/d/cm² et les tests avec une gouttelette de 20 g effectués au laboratoire de Montréal, ont donné de très bons résultats. Pour minimiser les modifications dans les matériaux déjà existants tels que les contenants en acrylique, les TPCS ainsi que la mise en place de l'électronique, chaque contenant de 4.5 L des détecteurs actuels pourrait recevoir des modules de 1.6 L de C₄F₁₀ de la nouvelle génération à gouttelette unique. Si les 32 modules installés dans la mine s'apparentaient à cette nouvelle génération, la masse active totale approcherait 80 kg de ¹⁹F. Pour la même durée d'exposition obtenue avec les limites de PICASSO 2012, l'estimation de la section efficace avec 100% de discrimination alpha-neutron et avec cette nouvelle génération de détecteur, c'est à dire un bruit de fond quasiment nul, permettrait d'obtenir des limites inférieures à 10^{-5} pb soit près d'un facteur 100 fois meilleur par rapport à la phase actuelle : c'est le scénario III de la figure 11.1. Ce facteur d'amélioration sera le même pour le secteur indépendant du spin.

Le travail effectué dans le cadre de cette thèse a permis non seulement de publier des limites très compétitives pour la section efficace de diffusion du neutralino dans les secteurs dépendant et indépendant du spin mais aussi de poser les bases pour les nouvelles phases à venir du projet PICASSO (figure 11.2). Ces plans, élaborés pour un avenir proche promettent une réduction substantielle supplémentaire du bruit de fond des détecteurs et des limites améliorées à un facteur 100 qui placeront PICASSO au rang d'expérience de premier plan dans la recherche de la matière sombre.

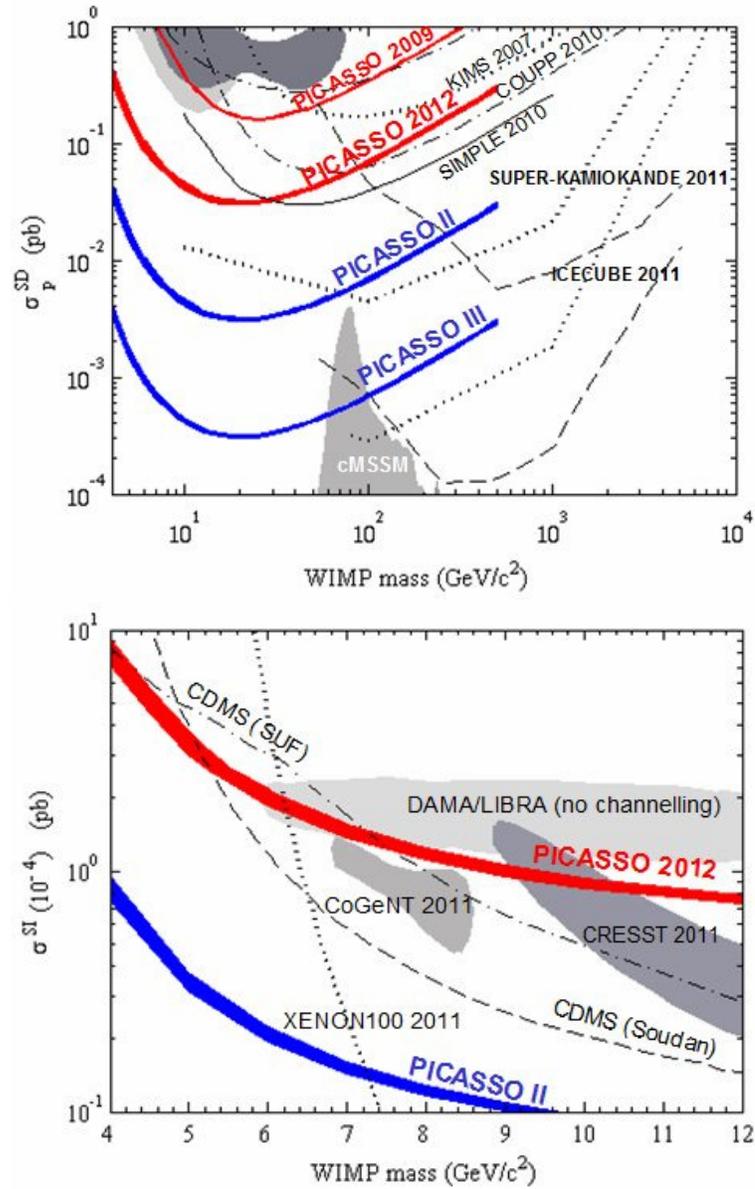


Figure 11.2 – Projection des limites PICASSO dans les secteurs dépendant et indépendant du spin pour les différents scénarii présentés précédemment à savoir, PICASSO II si la discrimination totale est atteinte et PICASSO III comprenant la discrimination totale et la nouvelle génération de détecteurs.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Edwin Hubble. A relation between distance and radial velocity among extragalactic nebulae. *Proc.Nat.Acad.Sci.*, 15 :168–173, 1929.
- [2] Arno A. Penzias and Robert Woodrow Wilson. A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s. *Astrophysical Journal*, 142 :419–421, 1965.
- [3] David Tytler, John M. O’Meara, Nao Suzuki, and Dan Lubin. Review of Big Bang Nucleosynthesis and Primordial Abundances. *Phys. Scripta*, T85 :12, 2000.
- [4] Donald E. Groom et al. Review of particle physics. *Eur. Phys. J.*, C15 :1–878, 2000.
- [5] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6 :110–127, 1933.
- [6] F. Zwicky. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *Astrophysical Journal*, 86 :217, October 1937.
- [7] Vera C. Rubin and Jr. Ford, W. Kent. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *Astrophys. J.*, 159 :379–403, 1970.
- [8] H. Ohanian and R. Ruffini. *Gravitation and Spacetime*. Norton, 2e edition, 1994.
- [9] Douglas Clowe et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophys. J.*, 648 :L109–L113, 2006.
- [10] D. J. Fixsen and all. The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set. *Astrophys. J.*, 473 :576–+, December 1996.
- [11] D. N. Spergel and all. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters. *Astrophys. J.*, 148 :175–194, September 2003.

- [12] D. N. Spergel and all. Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Implications for Cosmology. *Astrophys. J. Suppl.*, 170 :377–408, June 2007.
- [13] D. Larson, J. Dunkley, G. Hinshaw, E. Komatsu, M.R. Nolte, et al. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Power Spectra and WMAP-Derived Parameters. *Astrophys.J.Suppl.*, 192 :16, 2011.
- [14] N. Jarosik, C.L. Bennett, J. Dunkley, B. Gold, M.R. Greason, et al. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results. *Astrophys.J.Suppl.*, 192 :14, 2011.
- [15] <http://public.planck.fr/>.
- [16] Alain Coc and Elisabeth Vangioni. Big-Bang nucleosynthesis with updated nuclear data. *J. Phys. Conf. Ser.*, 202 :012001, 2010.
- [17] Edward W. Kolb and Michael S. Turner. The Early universe. *Front.Phys.*, 69 :1–547, 1990.
- [18] K. Nakamura et al. Review of particle physics. *J. Phys.*, G37 :075021, 2010.
- [19] Brian Fields and Subir Sarkar. Big-Bang nucleosynthesis (Particle Data Group mini- review). *J. Phys.*, G33 :1, 2011.
- [20] E. Komatsu et al. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation. *Astrophys.J.Suppl.*, 192 :18, 2011.
- [21] P. Hoefflich, J. C. Wheeler, and F. K. Thielemann. Type Ia Supernovae : Influence of the Initial Composition on the Nucleosynthesis, Light Curves, Spectra and Consequences for the Determination of Ω_M and Λ . *Astrophys. J.*, 495 :617, 1998.
- [22] Izumi Hachisu, Mariko Kato, and Ken'ichi Nomoto. A Wide Symbiotic Channel to Type Ia Supernovae. *Astrophys. J.*, 522 :487–503, 1999.

- [23] S. Perlmutter and The Supernova Cosmology Project. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. *Astrophys. J.*, 517 :565–586, June 1999.
- [24] W. L. Freedman et al. Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *Astrophys. J.*, 553 :47–72, 2001.
- [25] C. Alcock et al. The MACHO project : 45 candidate microlensing events from the first year galactic bulge data. *Astrophys.J.*, 1995.
- [26] C. Alcock et al. The MACHO project : Microlensing results from 5.7 years of LMC observations. *Astrophys.J.*, 542 :281–307, 2000.
- [27] P. Tisserand et al. Limits on the Macho Content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds. *Astron.Astrophys.*, 469 :387–404, 2007.
- [28] Arnon Dar. Dark matter and big bang nucleosynthesis. *Astrophys.J.*, 449 :550, 1995.
- [29] Sanghyeon Chang, C. Hagmann, and P. Sikivie. The Cold axion populations. *Proc. Of the 2nd International Conference on Dark Matter in Astro and Particle Physics (DARK98)*, 1998.
- [30] Jihn E. Kim. Axions : Past, Present, and Future. *Proc. of IDM 2006 : 6th International Workshop on the Identification of Dark Matter*, pages 357–371, 2006.
- [31] M. Milgrom. A Modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Astrophys.J.*, 270 :365–370, 1983.
- [32] Joel R. Primack. Whatever happened to hot dark matter ? *SLAC Beam Line*, 31N3 :50–57, 2001.
- [33] Darren J. Croton, Volker Springel, Simon D.M. White, G. De Lucia, C.S. Frenk, et al. The Many lives of AGN : Cooling flows, black holes and the luminosities and colours of galaxies. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 365 :11–28, 2006.

- [34] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski, and Kim Griest. Supersymmetric dark matter. *Phys. Rept.*, 267 :195–373, 1996.
- [35] Stephen P. Martin. A Supersymmetry primer. 1997.
- [36] Brian Robert Martin and Graham Shaw. Particle physics. 2008.
- [37] John R. Ellis, Keith A. Olive, Yudi Santoso, and Vassilis C. Spanos. Supersymmetric dark matter in light of WMAP. *Phys.Lett.*, B565 :176–182, 2003.
- [38] Howard Baer, Vernon Barger, and Azar Mustafayev. Neutralino dark matter in mSUGRA/CMSSM with a 125 GeV light Higgs scalar. *JHEP*, 1205 :091, 2012.
- [39] Georges Aad et al. Search for squarks and gluinos with the ATLAS detector in final states with jets and missing transverse momentum using 4.7 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton collision data. *Phys.Rev.D*, 2012.
- [40] Georges Aad et al. Hunt for new phenomena using large jet multiplicities and missing transverse momentum with ATLAS in 4.7 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton collisions. *JHEP*, 1207 :167, 2012.
- [41] Roshan Foadi, Mads T. Frandsen, and Francesco Sannino. Technicolor Dark Matter. *Phys.Rev.*, D80 :037702, 2009.
- [42] John R. Ellis and Ricardo A. Flores. Elastic supersymmetric relic - nucleus scattering revisited. *Phys.Lett.*, B263 :259–266, 1991.
- [43] J. D. Lewin and P. F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astropart. Phys.*, 6 :87–112, 1996.
- [44] R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, R. Cerulli, C.J. Dai, et al. Particle dark matter in the galactic halo : recent results from DAMA/LIBRA. *Proc. of the Cosmic Ray International Seminars (CRIS 2010)*, 212-213 :307–314, 2010.

- [45] C.E. Aalseth, P.S. Barbeau, J. Colaresi, J.I. Collar, J. Diaz Leon, et al. Search for an Annual Modulation in a P-type Point Contact Germanium Dark Matter Detector. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :141301, 2011.
- [46] S. Desai et al. Search for dark matter WIMPs using upward through-going muons in Super-Kamiokande. *Phys. Rev.*, D70 :083523, 2004. [Erratum-*ibid.*D70 :109901,2004].
- [47] P. Sreekumar et al. EGRET observations of the extragalactic gamma ray emission. *Astrophys. J.*, 494 :523–534, 1998.
- [48] J. Chang et al. An excess of cosmic ray electrons at energies of 300-800 GeV. *Nature*, 456 :362–365, 2008.
- [49] Stefano Di Falco. Results of 2007 test beam of AMS-02 Electromagnetic Calorimeter. *Adv. Space Res.*, 45 :112–122, 2010.
- [50] M. Boezio et al. PAMELA and indirect dark matter searches. *New J. Phys.*, 11 :105023, 2009.
- [51] Michael Kuhlen and Dmitry Malyshev. Model in-dependence of electron and positron flux from Dark Matter. *Phys. Rev.*, D79 :123517, 2009.
- [52] Andriy Kurylov and Marc Kamionkowski. Generalized analysis of the direct weakly interacting massive particle searches. *Phys. Rev. D*, 69 :063503, Mar 2004.
- [53] M.W. Goodman and E. Witten. Detectability of certain dark-matter candidates. *Phys. Rev.*, D31(12) :3059–3063, 1985.
- [54] D. R. Tovey, R. J. Gaitskell, P. Gondolo, Yorck Alexander Ramachers, and L. Roszkowski. A new model-independent method for extracting spin- dependent cross section limits from dark matter searches. *Phys. Lett.*, B488 :17–26, 2000.

- [55] A. F. Pacheco and D. Strottman. Nuclear Structure Corrections To Estimates Of The Spin Dependent WIMP Nucleus Cross-Section. *Phys. Rev.*, D40 :2131–2133, 1989.
- [56] E. Aprile et al. Dark Matter Results from 100 Live Days of XENON100 Data. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :131302, 2011.
- [57] Z. Ahmed et al. Results from a Low-Energy Analysis of the CDMS II Germanium Data. *Phys. Rev. Lett.*, 106 :131302, 2011.
- [58] C. E. Aalseth et al. Results from a Search for Light-Mass Dark Matter with a P-type Point Contact Germanium Detector. *Phys. Rev. Lett.*, 106 :131301, 2011.
- [59] Dan Hooper and Chris Kelso. Implications of CoGeNT’s New Results For Dark Matter. *Phys.Rev.*, D84 :083001, 2011.
- [60] G. Angloher, M. Bauer, I. Bavykina, A. Bento, C. Bucci, et al. Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter Search. *Eur.Phys.J.*, C72 :1971, 2012.
- [61] Donald A. Glaser. Some effects of ionizing radiation on the formation of bubbles in liquids. *Phys. Rev.*, 87 :665–665, Aug 1952.
- [62] F. Seitz. On the theory of the bubble chamber. *Physics of Fluids*, 1, 2-13, 1958.
- [63] R E Apfel and F D’Errico. A neutron spectrometer based on temperature variations in superheated drop compositions. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A*, 476(1-2) :298–303, 2002.
- [64] J. E. Shepherd B. Sturtevant. Evaporative instability at the superheat limit. *Applied Scientific Research*, 38 :85–97, 1982.
- [65] M.-H. Genest. Recherche du neutralino avec le détecteur ATLAS et PICASSO. *Thèse de doctorat*, Département de physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, 2007.

- [66] S. Archambault et al. New Insights into Particle Detection with Superheated Liquids. *New J.Phys.*, 13 :043006, 2011.
- [67] NIST. National Institute for Standards and Technology. <http://webbook.nist.gov>.
- [68] Harper M. J. and Rich J.C. Radiation-induced nucleation in superheated liquid droplet neutron detectors. *Nucl. Instrum. Methods A*, 336 :220–225, 1993.
- [69] F. d’Errico. Fundamental properties of superheated drop (bubble) detectors. *Rad. Prot. Dos.*, 84 :55–62, 1999.
- [70] Ian Lawson. Low background counting results for sample 002-2008, CsCl salt from Chemetall GmbH. *PICASSO Scientific Technical Report*, 2009.
- [71] Xiongxin Dai. Extraction of radium and thorium from high concentration of CsCl solution using hydrous zirconium oxide. *PICASSO Scientific Technical Report*, 2005.
- [72] M. Barnabé Heider. PICASSO : Portrait de la sensibilité des détecteurs à gouttelettes surchauffées à diverses formes de rayonnement. *Mémoire de maîtrise*, Département de physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, 2005.
- [73] Marie-Cecile Piro. PICASSO : Search for Dark Matter in spin-dependent sector. *Proc. Of the 12th ICATPP Conference on Astroparticle Physics, Particle and Space Physics*, 6 :241–249, 2011.
- [74] M. C. Piro and T. Morlat. PSTR-07-009 - Detailed Protocol for the Fabrication of 4. 5L Purified Detector by the HZrO technique. *PICASSO Scientific Technical Report*, 2007.
- [75] M.-C. Piro. Fabrication et caractérisation de détecteurs à gouttelettes en surchauffe à bas bruit de fond au sein du projet PICASSO. *Mémoire de maîtrise*, Département de physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, 2008.

- [76] M.-C. Piro and M. Das. Modified procedure for the fabrication of 4.5L salt-less PICASSO detector Version 4.0. *PICASSO Scientific Technical Report*, 2009.
- [77] M.-C. Piro J. Farine et al. Purification. *PICASSO talk for the NSERC Site Visit*, December 2009.
- [78] Ilan Levine and Edward Behnke. IUSB-assembled transducers with Ferroperm Piezo : Construction and Tests. *PICASSO Collaboration*, University of Indiana, USA, 30 avril 2005.
- [79] J.P. Martin and N. Starinski. Design of the data acquisition system for the PICASSO experiment. *M. Vadursi (editor), Data Acquisition*, InTech :211–228, 2010.
- [80] R. Gornea. Détection directe de la matière sombre avec le détecteur à gouttelettes surchauffées dans le cadre du projet PICASSO. *Thèse de doctorat*, Département de physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, décembre 2007.
- [81] G. Giroux. Analyse des données et étude systématique de la réponse des détecteurs dans le cadre du projet PICASSO. *Mémoire de maîtrise*, Département de physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, 2008.
- [82] M.-C. Piro. PVAR step by step. *PICASSO Scientific Technical Report*, ID 11, 2012.
- [83] S. Archambault. Discrimination d'évènements par analyse des signaux enregistrés par le projet PICASSO. *Mémoire de maîtrise*, Département de physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, 2010.
- [84] M.-C. Piro. FVAR step by step. *PICASSO Scientific Technical Report*, ID 12, 2012.
- [85] M.-C. Piro. Search for Dark Matter. *PiC, Physics in Canada, award winners article*, 65.3 :<http://www.cap.ca/fr/node/515>, 2009.

- [86] F. Aubin. Measurement of the Speed of Sound in the PICASSO Detectors . *PICASSO Scientific Technical Report*, PSTR-07-001, ID 28, 2007.
- [87] M.-C. Piro. t0 position. *PICASSO Scientific Technical Report*, ID 13, 2012.
- [88] M. Auger. Caractérisation de la réponse de détecteurs aux neutrons de très basses énergies. *Mémoire de maîtrise*, Département de physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, 2008.
- [89] R. Faust. Études Monte Carlo des mesures d'étalonnage aux neutrons et aux particules alpha du détecteur PICASSO. *Mémoire de maîtrise*, Département de physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, 2008.
- [90] J Ziegler SRIM. <http://www.srim.org/>.
- [91] M. Barnabe-Heider et al. Response of superheated droplet detectors of the picasso dark matter search experiment. *Nucl.Instrum.Meth.*, A555 :184–204, 2005.
- [92] A. Zimbal. Measurement of the spectral fluence rate of reference neutron sources with a liquid scintillation detector. *Rad. Prot. Dos.*, 126 (1-4) :413–417, 2007.
- [93] R. Faust. Simulation of neutron transport during August 2007's calibration runs. *PICASSO Scientific Technical Report*, january 2008.
- [94] Ana Maria Antunes Dias. Thermodynamic Properties of Blood Substituting Liquid Mixtures. *PhD Thesis*, Universidade de Aveiro Departamento de Química, 2005.
- [95] S. Archambault et al. Constraints on Low-Mass WIMP Interactions on ^{19}F from PICASSO. *Phys. Rev. B*, 57, 2012.
- [96] B. Aharmim et al. Measurement of the Cosmic Ray and Neutrino-Induced Muon Flux at the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys.Rev.*, D80 :012001, 2009.
- [97] W. Davidson et al. Background Measurement in the Creighton Mine. *SNO collaboration, internal report*.

- [98] S. Archambault et al. Dark Matter Spin-Dependent Limits for WIMP Interactions on F-19 by PICASSO. *Phys.Lett.*, B682 :185–192, 2009.
- [99] M.-C. Piro. Status Calibration for the Golden Detectors before and after moving [March 2008 - September 2011]. *PICASSO Scientific Technical Report*, PSTR-11-006, ID 109, 2011.
- [100] S . Eidelman et al. Review of particle physics - statistics. *Physics Letters, B*, 592 (1), 2011.
- [101] F. James. MINUIT. Function Minimization and Error Analysis. *Reference Manual*, Version 94.1, CERN 1998.
- [102] R. D. Cousins G. J. Feldman. A unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys. Rev. D*, 57, 1998.
- [103] H. S. Lee and all. Limits on Interactions between Weakly Interacting Massive Particles and Nucleons Obtained with CsI(Tl) Crystal Detectors. *Phys. Rev. Lett.*, 99 :091301, Aug 2007.
- [104] E. Behnke et al. Improved Limits on Spin-Dependent WIMP-Proton Interactions from a Two Liter CF₃I Bubble Chamber. *Phys.Rev.Lett.*, 106 :021303, 2011.
- [105] M. Felizardo et al. First Results of the Phase II SIMPLE Dark Matter Search. *Phys. Rev. Lett.*, 105 :211301, 2010.
- [106] T. Tanaka et al. An Indirect Search for WIMPs in the Sun using 3109.6 days of upward-going muons in Super-Kamiokande. *Astrophys.J.*, 742 :78, 2011.
- [107] R. Abbasi et al. Multi-year search for dark matter annihilations in the Sun with the AMANDA-II and IceCube detectors. *Phys.Rev.*, D85 :042002, 2012.
- [108] Leszek Roszkowski, Roberto Ruiz de Austri, and Roberto Trotta. Implications for the Constrained MSSM from a new prediction for b to s gamma. *JHEP*, 0707 :075, 2007.

- [109] John R. Ellis, Andrew Ferstl, and Keith A. Olive. Exploration of elastic scattering rates for supersymmetric dark matter. *Phys.Rev.*, D63 :065016, 2001.
- [110] Eugenio Del Nobile, Chris Kouvaris, Francesco Sannino, and Jussi Virkajarvi. Dark Matter Interference. *Mod.Phys.Lett.*, A27 :1250108, 2012.
- [111] F. Aubin et al. Discrimination of nuclear recoils from alpha particles with superheated liquids. *New J.Phys.*, 10 :103017, 2008.
- [112] M.-C. Piro. Background Reductions in PICASSO Detector Modules. *PiC, Physics in Canada, award winners article*, <http://www.cap.ca/fr/article/background-reductions-picasso-detector-modules>, 66.3, 2010.
- [113] F. Aubin. Caractérisation spatiale des évènements dans les détecteurs PICASSO. *Mémoire de maîtrise*, Département de physique, Faculté des arts et sciences, Université de Montréal, avril 2007.
- [114] R.L. Judd A.J. Robinson. The dynamics of spherical bubble growth. *Int. J. Heat Mass Trans.* 47, 43 :5101–5113, 2004.
- [115] Yu. N. Martynyuk et N. S. Smirnova. Sound generation in superheated liquids by heavy charged particles. *Soviet physics. Acoustics*, 37 (4) :376–378, 1991.
- [116] Lord Rayleigh. On the pressure developed in a Liquid during the Collapse of a Spherical Cavity. *Phil. Mag.*, 34 :94–98, 1917.
- [117] M. S. Plesset and S. A. Zwick. The Growth of Vapor Bubbles in Superheated Liquids. *J. Appl. Phys.*, 25 :493, 1954.
- [118] Robert Cole and Herman L. Shulman. Bubble growth rates at high Jakob numbers. *Int. J. Heat Mass Trans.*, 9 :1377–1390, 1966.
- [119] Shepherd J. E. Dynamics of vapor explosions : rapid evaporation and instability of butane droplets exploding at the superheat limit. *PhD Thesis*, California Institute of Technology, 1981.

- [120] Minnaert M. On musical air-bubbles and the sound of running water. *Phil. Mag.*, 16 :235–248, 1933.
- [121] Landau L. D. and Lifschitz E. M. Fluid Mechanics, Course of Theoretical Physics. IV.
- [122] C. Levy. Gamma calibration using a new test apparatus at Queen’s University and Optimization Analyses for the PICASSO experiment. *Master thesis*, Queen’s University, 2009.

Annexe I

Ajustement du seuil et efficacité de déclenchement

Dans l'historique du projet, la saturation des signaux était un problème notoire et nécessaire à régler. Pour cela, une des unités de contrôle de température et de pression, le TPCS 1, a été choisi pour effectuer des tests avec de nouveaux préamplificateurs à gains réduits qui ont été installés sur les 4 détecteurs. Lors de l'analyse, il a été observé qu'à 25°C, le taux de comptage était plus faible que celui déterminé auparavant avec les préamplificateurs à gains élevés. Cette observation laissait supposer qu'il y avait une perte d'efficacité de détection à cause du seuil de déclenchement qui était ajusté manuellement à un niveau trop élevé. La figure I.1 illustre la comparaison des taux de comptage du détecteur 71 obtenus avec les deux types de préamplificateurs. Le même résultat a été trouvé pour les autres détecteurs du TPCS 1 (det. 72, 144 et 93).

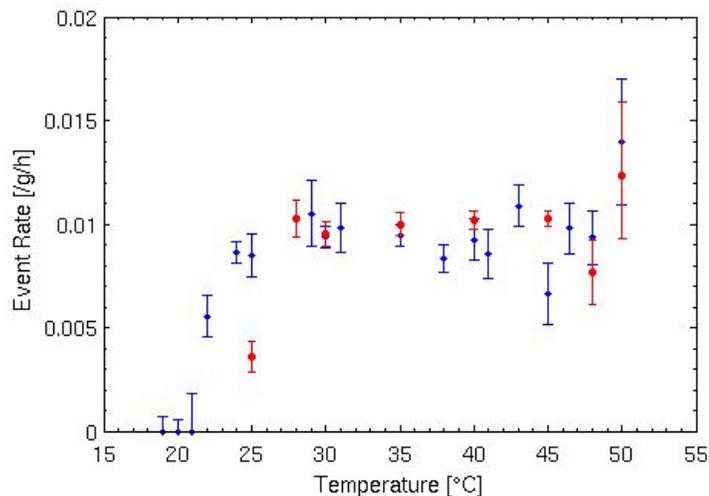


Figure I.1 – Taux de comptage obtenu avec les anciens préamplificateurs à gains élevés (points bleus) et avec les nouveaux à faibles gains (points rouges) (détecteur 71).

Suite à ces observations et dans le cadre de ce travail, une étude complète sur l'efficacité de déclenchement du système d'acquisition de données a été réalisée. Pour cela,

l'amplitude brute de tous les signaux enregistrés a été analysée, en soustrayant préalablement l'*offset* à chacun des neuf canaux. Cette analyse a été effectuée sur les sessions de WIMP et d'étalonnage aux neutrons en sélectionnant seulement les évènements engendrés par des particules dans la fenêtre correspondante de *EVAR*. La figure I.2 compare les moyennes des amplitudes brutes des signaux avec le seuil de déclenchement fixé à 300 mV pour chaque température d'opération.

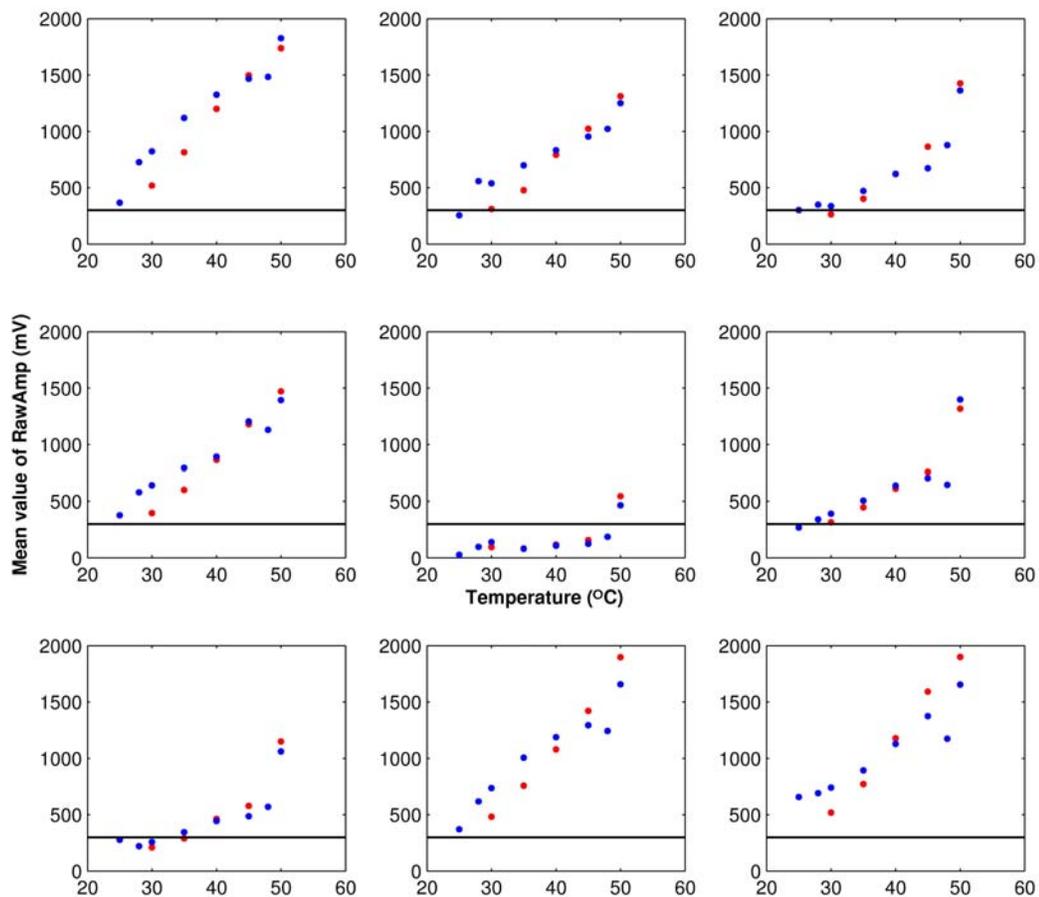


Figure I.2 – Distribution de la moyenne des amplitudes brutes par température pour chacun des canaux, lors des mesures d'étalonnage aux neutrons (points en rouge) et des sessions de WIMP (points en bleu) (détecteur 71).

Comme constaté sur la figure, à 25°C, plusieurs canaux se situent en dessous du

seuil ajusté, ce qui reflète une perte d'efficacité de détection. Le canal cinq du détecteur montre une très faible amplitude, ce qui est probablement causé par un problème de couplage acoustique. Pour rétablir la valeur du seuil de déclenchement et rendre le détecteur plus performant, deux efficacités ont été évaluées : l'efficacité de déclenchement des différents canaux ε_{C_i} et l'efficacité globale de détection des événements ε_T .

Pour calculer l'efficacité de déclenchement de chacun des canaux ε_{C_i} , seuls les événements engendrés par des particules dans la fenêtre correspondante de *EVAR* ont été sélectionnés. Celle-ci s'exprime telle que [122] :

$$\varepsilon_C = 1 - \frac{N_m}{N_T} \quad (\text{I.1})$$

où N_m représente le nombre d'événements sélectionnés en dessous du seuil de déclenchement fixé manuellement et N_T est le nombre total d'événements sélectionnés. La figure I.3 montre l'efficacité de déclenchement de chacun des canaux pour les sessions de WIMP. Les mesures d'étalonnage présentent les mêmes résultats. Que ce soit pour les sessions de WIMP ou d'étalonnage, les basses températures, entre 25°C et 30°C, n'atteignent pas les 100% d'efficacité.

À partir de l'équation I.1, il est possible d'évaluer l'efficacité globale de détection d'un événement déclenché sur au moins un canal, avec l'expression suivante :

$$\varepsilon_T = 1 - \prod_{i=1}^9 (1 - \varepsilon_{C_i}) \quad (\text{I.2})$$

La figure I.4 illustre les efficacités totales de détection pour les mesures de WIMP. Encore une fois, le même comportement est observé pour les mesures d'étalonnage aux neutrons.

Cette étude montre qu'il est indispensable de contrôler et d'ajuster correctement les seuils de déclenchement électroniques des détecteurs pour qu'ils soient totalement efficaces. La figure I.5 présente le taux de comptage obtenu après l'ajustement du seuil pour plusieurs sessions de WIMP et montre que le taux de comptage plus faible obtenu

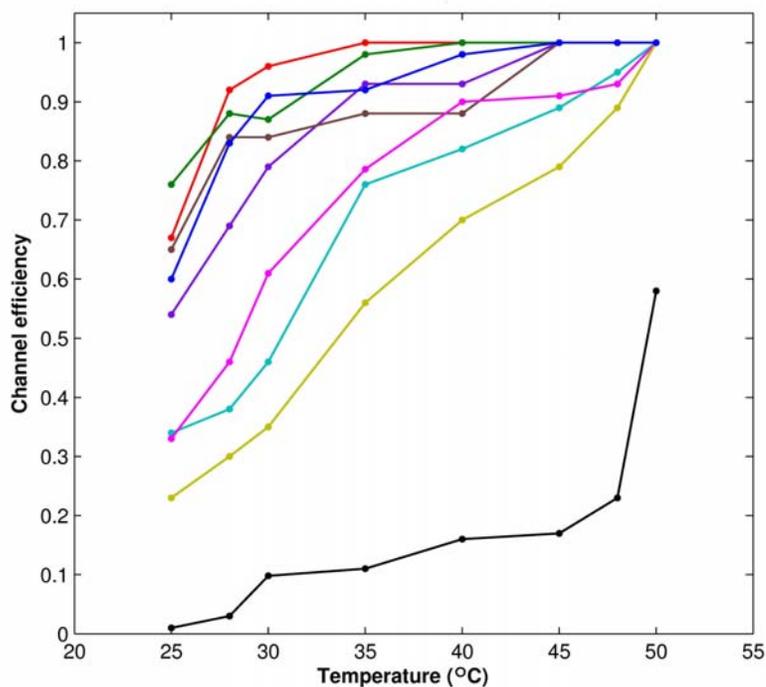


Figure I.3 – Efficacité de détection en fonction de la température, illustré par une couleur différente pour chaque canal, durant les sessions de WIMP. Le même comportement est observé pour les mesures d'étalonnage aux neutrons (détecteur 71).

préalablement, a été rétabli.

Dans le nouvel environnement du montage dans la mine, pour s'assurer automatiquement du bon ajustement du seuil électronique, des *pulser* acoustiques sont en phase d'installation sur chaque détecteur. Cette précaution supplémentaire va permettre, non seulement d'ajuster correctement les seuils, mais aussi de vérifier d'une façon automatisée l'électronique pour chacun des canaux, avant chaque début de prise de données. Toutes les données traitées précédemment pour les détecteurs du TPCS 1, où le seuil n'était pas ajusté correctement, ont été exclues de l'analyse finale. Les différents critères de sélection à tout niveau de l'analyse, comprenant les sessions de mesures ainsi que les détecteurs, seront présentés dans les prochaines sections.

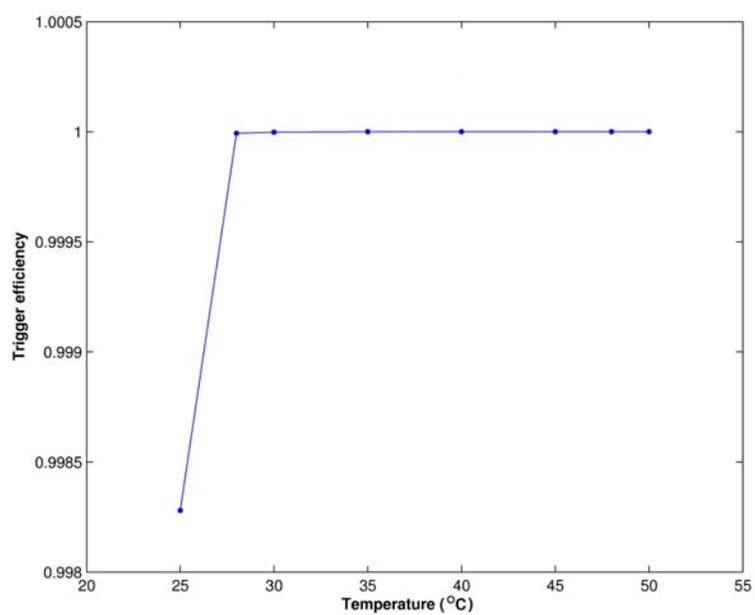


Figure I.4 – Efficacité totale de déclenchement lors des sessions de WIMP en fonction de la température. Le même résultat est observé pour les mesures d'étalonnage aux neutrons (détecteur 71).

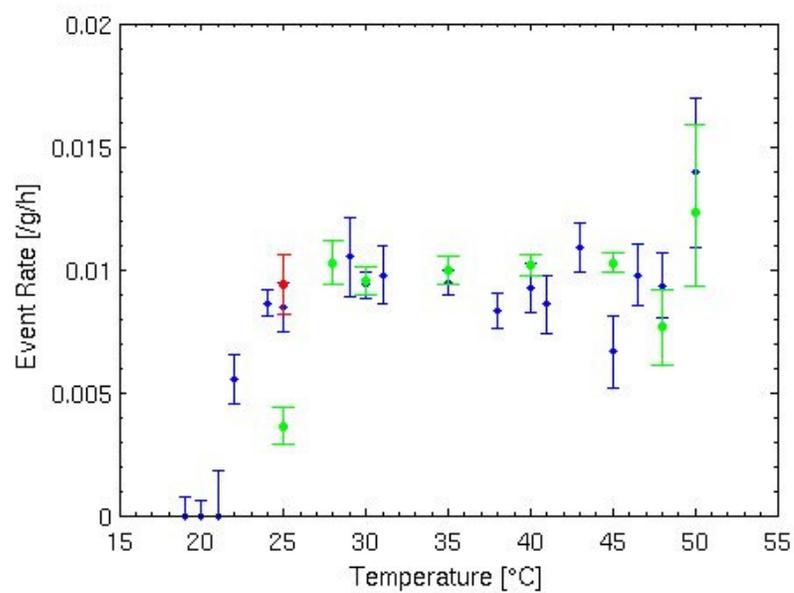


Figure I.5 – Taux de comptage obtenu avec les préamplificateurs à gains élevés (points bleus), avec les nouveaux à faibles gains non ajustés (points verts), ainsi qu’avec ceux rétablis correctement (point rouge) (détecteur 71).

Annexe II

Constraints on Low-Mass WIMP Interactions on ^{19}F from PICASSO

Abstract :

Recent results from the PICASSO dark matter search experiment at SNOLAB are reported. These results were obtained using a subset of 10 detectors with a total target mass of 0.72kg of ^{19}F and an exposure of 114 kgd. Data were taken with recoil energy thresholds above 1.7 keV in order to obtain increased sensitivity to interactions from Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs) with masses below $10 \text{ GeV}/c^2$. No dark matter signal was found. Best exclusion limits in the spin dependent sector were obtained for WIMP masses of $24 \text{ GeV}/c^2$ with a cross section on protons of $\sigma_p^{SD} = 0.034 \text{ pb}$ (90% C.L.). In the spin independent sector around the low mass region of $7 \text{ GeV}/c^2$ favoured by CoGeNT and DAMA/LIBRA, cross sections larger than $\sigma_p^{SI} = 2 \times 10^{-4} \text{ pb}$ (90% C.L.) are excluded.



Constraints on low-mass WIMP interactions on ^{19}F from PICASSO

S. Archambault^{a,1}, E. Behnke^b, P. Bhattacharjee^c, S. Bhattacharya^c, X. Dai^{d,2}, M. Das^c, A. Davour^d, F. Debris^a, N. Dhungana^e, J. Farine^e, S. Gagnebin^f, G. Giroux^{a,3}, E. Grace^b, C.M. Jackson^a, A. Kamaha^d, C. Krauss^f, S. Kumaratunga^{a,4}, M. Lafrenière^a, M. Laurin^a, I. Lawson^g, L. Lessard^a, I. Levine^b, C. Levy^d, R.P. MacDonald^{f,5}, D. Marlisov^f, J.-P. Martin^a, P. Mitra^f, A.J. Noble^d, M.-C. Piro^{a,*}, R. Podvianuk^e, S. Pospisil^h, S. Saha^c, O. Scallon^a, S. Seth^c, N. Starinski^a, I. Stekl^h, U. Wichoski^e, T. Xie^d, V. Zacek^a

^a Département de Physique, Université de Montréal, Montréal, H3C 3J7, Canada

^b Department of Physics & Astronomy, Indiana University South Bend, South Bend, IN 46634, USA

^c Saha Institute of Nuclear Physics, Centre for AstroParticle Physics (CAPP), Kolkata 700064, India

^d Department of Physics, Queen's University, Kingston, K7L 3N6, Canada

^e Department of Physics, Laurentian University, Sudbury, P3E 2C6, Canada

^f Department of Physics, University of Alberta, Edmonton, T6G 2G7, Canada

^g SNOLAB, 1039 Regional Road 24, Lively ON, P3Y 1N2, Canada

^h Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Prague, Cz-12800, Czech Republic

ARTICLE INFO

Article history:

Received 3 February 2012

Received in revised form 27 March 2012

Accepted 27 March 2012

Available online 29 March 2012

Editor: S. Dodelson

Keywords:

Dark matter

WIMPs

Superheated droplets

SNOLAB

ABSTRACT

Recent results from the PICASSO dark matter search experiment at SNOLAB are reported. These results were obtained using a subset of 10 detectors with a total target mass of 0.72 kg of ^{19}F and an exposure of 114 kgd. The low backgrounds in PICASSO allow recoil energy thresholds as low as 1.7 keV to be obtained which results in an increased sensitivity to interactions from Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs) with masses below 10 GeV/ c^2 . No dark matter signal was found. Best exclusion limits in the spin dependent sector were obtained for WIMP masses of 20 GeV/ c^2 with a cross section on protons of $\sigma_p^{SD} = 0.032$ pb (90% C.L.). In the spin independent sector close to the low mass region of 7 GeV/ c^2 favoured by CoGeNT and DAMA/LIBRA, cross sections larger than $\sigma_p^{SI} = 1.41 \times 10^{-4}$ pb (90% C.L.) are excluded.

© 2012 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

PICASSO searches for WIMP scattering using superheated liquid droplets, a variant of the bubble chamber technique [1,2]. The abundance of ^{19}F in the target liquid C_4F_{10} gives PICASSO an increased sensitivity to spin dependent WIMP interactions since, with the exception of neutralino scattering on free protons, ^{19}F is the most favorable nucleus for direct detection. Measurements and shell model calculations of nuclear magnetic moments show the

spin 1/2 of ^{19}F is carried almost exclusively by its unpaired proton, enhancing the spin dependent cross section by nearly an order of magnitude compared to other frequently used detector materials [3,4]. The light target nucleus ^{19}F together with the low recoil detection threshold of 1.7 keV render the experiment particularly sensitive to low WIMP masses below 15 GeV/ c^2 . This is especially interesting following the DAMA/LIBRA and recent CoGeNT and CRESST results [5–7] which are suggestive of a low mass WIMP solution of order 10 GeV/ c^2 . Therefore this work will explore both the implications of the new data for searches in the spin dependent sector, and the sensitivity to the low mass region in the spin independent sector. Previous results obtained with the same apparatus at SNOLAB, but using only two detectors with higher intrinsic background and with smaller exposure (14 kgd), were presented in [8].

2. Detector principle

The detector medium in PICASSO is an emulsion containing C_4F_{10} droplets of about 200 μm diameter in polymerized water

* Corresponding author.

E-mail address: [redacted] (M.-C. Piro).

¹ Present address: Department of Physics, McGill University, Montréal, H3A 2T8, Canada.

² Present address: AECL Chalk River Laboratories, Chalk River, K0J 1J0, Canada.

³ Present address: Laboratorium für Hochenergiephysik, Universität Bern, CH-3012 Bern, Switzerland.

⁴ Present address: TRIUMF, Vancouver, V6T 2A3, Canada.

⁵ Present address: Faculty of Science, The King's University College, Edmonton, T6B 2H3, Canada.

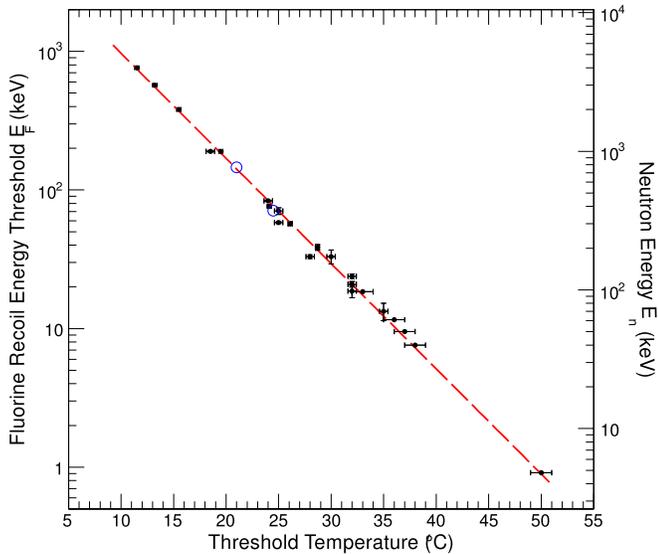


Fig. 1. Calibration curve for the energy threshold of ^{19}F recoils as a function of temperature obtained from measurements with mono-energetic neutrons; α particle measurements are shown as open (blue) circles at 21 °C and 25 °C. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this Letter.)

saturated acrylamide. Since C_4F_{10} has a boiling temperature of $T_b = -1.7$ °C at a pressure of 1.013 bar, at ambient pressure and temperature the droplets are in a moderately metastable superheated state. A heat spike created by the energy deposition of a charged particle traversing a liquid droplet triggers a phase transition if it occurs within a certain critical length (of order tens of nm) and exceeds a certain critical energy (of order keV). Both quantities decrease exponentially with increasing temperature and are functions of surface tension, latent heat of evaporation and superheat, where the latter is defined as the difference between the vapor and external pressures of the liquid. Details of the detector principle are explained in [9,10]. The phase transition is explosive and each bubble nucleation is accompanied by an acoustic signal in the audible and ultrasonic frequency range, which is recorded by piezoelectric transducers.

Since the detector captures phase transitions, it performs as an energy threshold device which can be controlled by setting the temperature and/or pressure. The relation between the energy threshold $E_{th}(T)$ and the operating temperature in C_4F_{10} has been determined by measurements using mono-energetic neutron beams and with α emitters of known energies (all at 1 bar). The results of these calibrations are shown in Fig. 1 and allow a precise description of the temperature dependence of energy thresholds ranging from 0.9 keV up to 800 keV. Details of these measurements by PICASSO can be found in [11,12]. The gap in the recoil energy thresholds between 0.9 keV and 7.6 keV is due to the absence of prominent resonances in the $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ reaction cross section used for the calibration of the low energy thresholds⁶.

3. Response to different particles

Since each temperature at a fixed constant pressure corresponds to a defined recoil energy threshold, the spectrum of the

⁶ Efforts are ongoing to add points across the gap by using the smaller resonances in the $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ cross section and especially at 5.1 keV by exploiting a resonance in the ^{19}F -neutron cross section. In addition a point at 4.7 keV and 42 °C can be inferred for C_4F_{10} from neutron calibrations with C_4F_8 made by other authors [13].

particle induced energy depositions can be constructed by varying the temperature. A summary is shown in Fig. 2. WIMP induced recoil energies of ^{19}F nuclei are expected to be smaller than 100 keV and therefore become detectable above 30 °C (at 1 bar). Particles which produce only low ionization densities, such as cosmic muons, γ and β radiation, become detectable when they create sub-keV energy clusters within sub-nm sized regions; this is only observable above 50 °C (less than ≈ 1 keV). These particles are well separated from strongly ionizing neutron or WIMP induced recoils, which allows efficient suppression of such backgrounds at the level of 10^{-8} to 10^{-10} .

Alpha-emitters produce a different response. In Fig. 2 the α curve with the lower threshold energy (higher threshold temperature) was obtained after spiking the inactive detector matrix with ^{241}Am such that only α particles entering the droplets can induce nucleations. At the threshold which corresponds to a deposited energy of $E_{dep} = 71$ keV, only α particles with energy depositions at the Bragg peak trigger nucleation. The higher α energy threshold shown in Fig. 2 (full dots) was obtained with ^{226}Ra spiked detectors. In this case the ^{226}Ra daughter ^{222}Rn diffuses into the droplets and the ^{210}Pb nucleus with the highest recoil energy in the decay chain ($E_{rec} = 146$ keV) defines the threshold. As shown in Fig. 1, the ^{226}Ra and ^{241}Am related thresholds (open circles) are found to be in good agreement with the energy thresholds obtained in the calibrations with mono-energetic neutrons. In both cases, if the energy thresholds decrease below $E_{dep} = 71$ keV the liquid becomes sensitive to smaller dE/dx on the α track. It is important to note in Fig. 2, that the response remains flat from 1–120 keV. This has been confirmed with numerous detectors with large α background and indicates that the detectors are within an uncertainty of less than 3% fully sensitive to energy depositions above threshold. A more detailed discussion can be found in [12].

Since the detectors are fully sensitive to α particles over the entire range of the WIMP sensitivity, α particles are the most important background for this kind of dark matter search. However the shapes of the WIMP (essentially exponentially falling) and of the α (constant) responses differ substantially, such that they can be separated by fitting the two contributions (Section 6).

4. Experimental setup

The present PICASSO installation at SNOLAB accommodates 32 detector modules. The detectors are installed in groups of four inside thermally and acoustically insulated chambers, serving as a temperature control unit with a precision of ± 0.1 °C in the range from 20 °C to 50 °C. The current detector generation consist of cylindrical modules of 14 cm diameter and 40 cm height [8]. The containers are fabricated from acrylic and are closed on top by stainless steel lids sealed with polyurethane O-rings. Each detector is filled with 4.5 litres of polymerized emulsion loaded with droplets of C_4F_{10} . The active part of each detector is topped by mineral oil, which is connected to a hydraulic manifold in order to allow periodic pressurizations of the detectors to reconvert bubbles back into droplets.

In the most recent detector generation, the emulsion has glycerine and polyethylene glycol as the main ingredients. During fabrication the viscosity of the non-polymerized liquid is used to suspend the C_4F_{10} droplets homogeneously and uniformly. The volume distribution of droplets peaks at diameters of around 200 μm . On average the active mass of a detector used in this analysis is 90 g of C_4F_{10} corresponding to 72 g of ^{19}F . The active mass is known with a precision of 1% from weighing during fabrication, but additional uncertainties might arise due to losses of C_4F_{10} during polymerization or by diffusion into the matrix. Therefore the active detector masses and sensitivities are verified and monitored

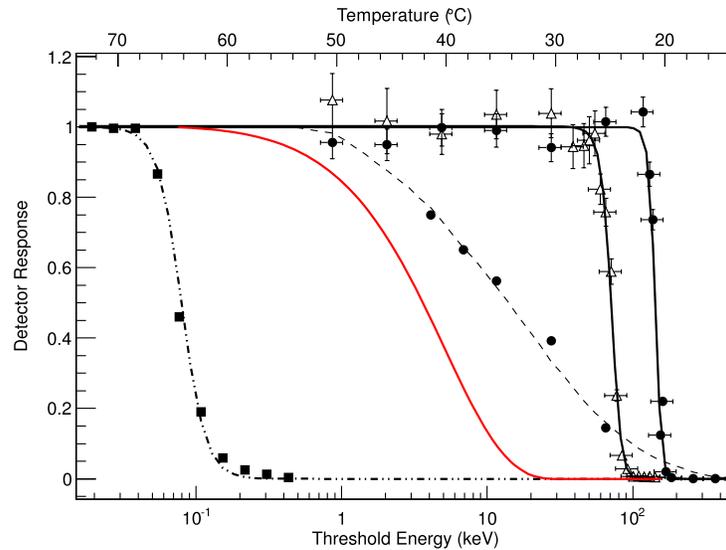


Fig. 2. Response to different kinds of particles in superheated C_4F_{10} . From left to right: 1.75 MeV γ -rays and minimum ionizing particles (dot-dashed); ^{19}F recoils modeled assuming the scattering of a 50 GeV/ c^2 WIMP (red); poly-energetic neutrons from an AcBe source (dotted); α particles at the Bragg peak from ^{241}Am decays (open triangles); and ^{210}Pb recoil nuclei from ^{226}Ra spikes (full dots). (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this Letter.)

Table 1

Summary of the performance parameters of all detectors used in this analysis. Active masses are normalized to the mass of ^{19}F present in a module. The quoted mass errors are: individual uncertainties from weighing and neutron calibration during and after the fabrication process; and a common systematic uncertainty from calibrations with a poly-energetic neutron source (AmBe). The indicated values for exposure cover data taken over the entire temperature range from 28 °C to 48 °C.

Detector	Mass g(F)	Exposure kg(F)d
71	$64.66 \pm 2.40 \pm 1.94$	16.09 ± 0.77
72	$59.87 \pm 1.60 \pm 1.80$	17.69 ± 0.71
131	$82.79 \pm 3.11 \pm 2.80$	10.89 ± 0.55
134	$71.61 \pm 0.80 \pm 2.15$	15.94 ± 0.51
137	$81.35 \pm 2.56 \pm 2.44$	16.33 ± 0.71
141	$68.70 \pm 2.88 \pm 2.06$	13.37 ± 0.69
144	$41.51 \pm 1.60 \pm 1.42$	6.18 ± 0.31
145	$69.85 \pm 2.79 \pm 2.10$	7.83 ± 0.39
147	$66.26 \pm 2.63 \pm 1.99$	6.55 ± 0.32
148	$109.53 \pm 3.27 \pm 3.30$	3.43 ± 0.15

by measurements with a calibrated AmBe neutron source. The values quoted in Table 1 for the detectors used in this analysis are the averages of the ^{19}F masses determined during fabrication and neutron calibration measurements. The quoted errors are: individual detector uncertainties from weighing and calibration during and after the fabrication process; and a common systematic uncertainty from calibrations with the poly-energetic neutron sources in the lab and underground (AcBe/AmBe). A description of the fabrication and purification of this type of detector can be found in [14].

Each detector module has nine piezo-electric transducers, mounted at three different heights on a flat spot, milled into the outside of the acrylic container wall. The transducers are ceramic disks (Ferroperm PZ27) with a diameter of 16 mm and 8.7 mm thickness and a pressure sensitivity of 27 $\mu\text{V}/\mu\text{bar}$. The piezoelectric sensors are read out by custom made low-noise preamplifiers. Details of the electronic read-out are reported in [15]. The trigger has multiplicity one: triggering of any of the nine channels causes all channels to acquire data. The trigger is fully sensitive at temperatures above 24 °C (recoil energies smaller than 78 keV). One detector in the set up, not loaded with active liquid but fabricated

and read out as the others, serves as a monitor for non-particle related backgrounds such as mine blasts, electronic spikes, detector cross-talks and ambient noise sources.

The entire installation is surrounded by a 30.5 cm thick water shield, which serves as a neutron moderator and absorber. This shielding is made of 242 cardboard boxes containing square polyethylene bags filled with water, with a filling factor of about 75%. At the location of the experiment, a depth of 2070 m, 90% of the fast neutrons above 5 keV are produced by (α, n) reactions in the surrounding Norite rock, with the remaining 10% being fission neutrons. The fast neutron flux was measured to be ~ 3000 neutrons $\text{m}^{-2}\text{d}^{-1}$ [16]. In order to estimate the expected neutron flux reduction by the shielding, Monte-Carlo (MC) simulations have been performed which included all structural materials, the geometric filling factor of the water boxes and self shielding effects due to the presence of other detectors within the shielding. The performance of the MC simulation was checked against measurements using ^3He counters (SNO NCD-counters) and good agreement was found. The simulations predict a reduction of fast neutrons from the shielding by a factor of 35, giving an estimated neutron induced count rate at the level of 1.1 neutrons $\text{kg}^{-1}\text{d}^{-1}$ (kg of ^{19}F) for operation at 5 keV threshold energy.

5. Acoustic signatures for background reduction

Apart from the different temperature or threshold energy profiles which can be used to discriminate different particle interactions in superheated liquids (Fig. 2), the acoustic signals themselves can be exploited for the discrimination of particle and non-particle sources. Calibrations with neutron test beams and fast neutrons from AcBe/AmBe sources show that the associated waveforms have characteristic frequency and time dependences: a short rise time, reaching a maximum after 20–40 μs , with slower oscillations following for several milliseconds. In addition the amplitude distributions of the high frequency content (> 18 kHz) of the particle induced wave forms are concentrated in a well defined peak. These features are used to construct variables which allow the discrimination of particle induced events from non-particle backgrounds.

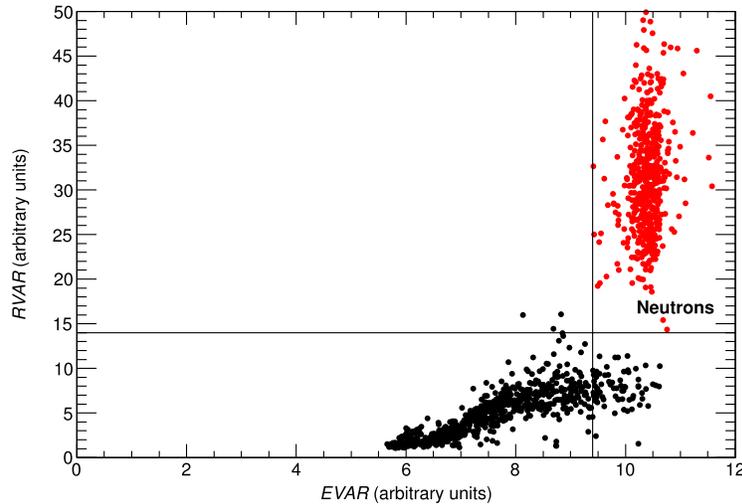


Fig. 3. The signal energy ($EVAR$) and rise time ($RVAR$) related variables allow the discrimination of particle induced events from other acoustic signals created by activities in the detector matrix. Data taken at 45°C during calibration runs are shown. Neutron induced events cluster in the upper right rectangle with well defined $EVAR$ and background events concentrate at low values of $RVAR$.

Acoustic energy ($EVAR$): This parameter measures the acoustic energy of an event. Frequencies below 18 kHz were found to carry no relevant information and are removed by a Butterworth high pass filter applied to the Fourier transformed acoustic signal. The waveform is squared and integrated over the signal duration, starting from a fixed pre-trigger time. The resulting values are then averaged over all active transducers to reduce solid angle effects. The resolution at FWHM is $\sim 20\%$ for temperatures tested, while the centre of the distribution increases smoothly with temperature. The parameter $EVAR$ is used to define an acoustic energy threshold to stay sufficiently away from non-particle related noise signals. Details concerning the underlying physics processes are described in [12,17]. Since the expected signals from WIMP induced recoils have a similar intensity to neutron recoils this discrimination variable is of prime importance for dark matter searches with superheated liquids.

Frequency content ($FVAR$): Studies of the fast Fourier transforms (FFT) of particle induced waveforms have shown that the majority of the signal power can be found in the frequency range between 20 and 70 kHz. A variable $FVAR$ is constructed by taking the logarithm of the ratio of signal power in the intervals from 20–30 kHz and 45–55 kHz. This variable allows suppression of fractures or secondary events which have a significant deficit in signal power in the low frequency window; these events sometimes follow a true particle induced event and are caused by a weakening of the matrix. Mine blast events are also efficiently removed by cuts applied on this variable. A more detailed discussion of the discrimination variables and the event types they are able to discriminate can be found in [8] and especially Fig. 4 therein.

Signal rise time ($RVAR$): This parameter reflects the steepness of growth of the signals and measures the energy content within the first 25 μs after the signal start time. This variable was introduced in order to suppress a class of background events with a characteristic slow rise time, but with an acoustic energy and frequency content comparable to particle induced events. This background became noticeable in detectors with increasingly smaller intrinsic α contamination, especially above 40°C where this background increases nearly exponentially. The most probable cause of these events is a cascade of secondary vaporizations in the vicinity of primary particle induced events. Since these signals have only slightly reduced contribution at lower frequencies, they can only

be partially removed by the $FVAR$ variable. A scatter plot of the variables $RVAR$ vs. $EVAR$ at 45°C is shown in Fig. 3. Particle induced events accumulate in the right upper rectangle, secondary background events concentrate at low values of $RVAR$.

6. Data collection and analysis

The analysis presented here was performed on a group of 10 detectors. Seven of these detectors were installed at the end of 2008 and belong to the most recent generation of PICASSO detectors with the lowest internal background and with sufficient exposure to contribute significantly to the analysis. The remaining three detectors belong to the previous generation and were continuously taking data from June 2007; of these, two are the detectors used in the 2009 analysis [8]. A WIMP run typically lasts 40 h after which the detectors are recompressed for 15 h at a pressure of 6 bar in order to reduce bubbles to droplets and to prevent excessive bubble growth which could damage the polymer. A total of 264 WIMP runs were analysed within this period yielding a total exposure of 114.3 kgd in the background and signal regions. Approximately every three months calibration data have been taken at several temperatures with a weak AmBe neutron source ($68.71 \pm 0.74 \text{ s}^{-1}$), placed equidistant at $20 \pm 2 \text{ cm}$ from the centre of each detector [18]. These data were used to monitor the stability of the detectors and to determine cut efficiencies for the discrimination variables $EVAR$, $FVAR$ and $RVAR$. The combined data from all detector calibration runs covering the analysis period are shown in Fig. 4. For a given temperature, data from all detectors have been combined in a weighted average and compared to MC simulations (red curve in Fig. 4). The observed scatter in some of the data points is caused by the uncertainty of the source position which introduces an additional systematic uncertainty at the level of 5% at each temperature point. These tests monitor the long term stability of the detectors. They demonstrate that once the count rates have been normalized by grams of C_4F_{10} the entire detector array behaves consistently, as one large detector.

The analysis proceeds in the following order:

- A list of golden runs is established for each detector. To qualify as a golden run: at least six working acoustic readout channels are required; the duration of the run must exceed 15 h (1 h

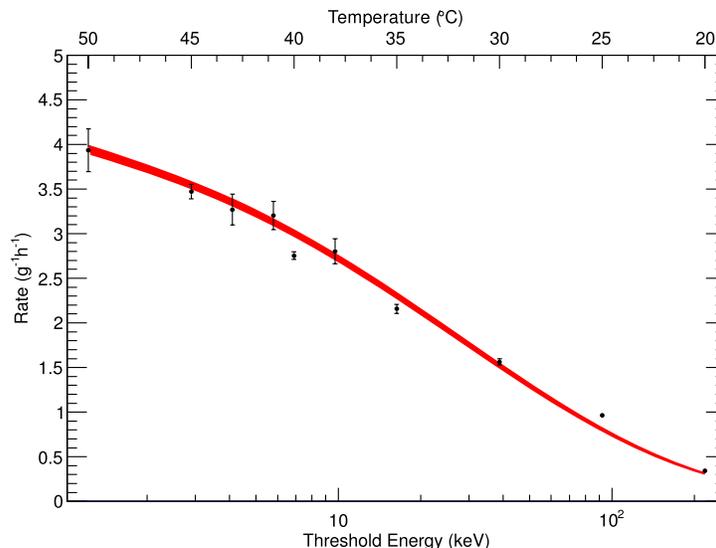


Fig. 4. Combined data from all detectors from calibration runs with poly-energetic neutrons (AmBe). Data were taken in regular intervals spread over the entire data taking period. For a given temperature, data from all detectors have been corrected for cut efficiencies, combined in a weighted average and are compared to simulations (red). The threshold energy scale refers to ^{19}F recoils; for recoiling ^{12}C nuclei, energies have to be multiplied by 1.47. Uncertainties shown are statistical only; the observed scatter of some points is due to the uncertainty in the location of the neutron source which introduces a systematic uncertainty at the level of 5% at each temperature point. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this Letter.)

Table 2

Effect of the applied cuts on the trigger rate at 30 °C and 45 °C. Detector 144 is shown as an example.

Detector 144	30 °C	45 °C
Triggers/day	23.4 ± 0.9	60.5 ± 1.2
After 3 sec cut	15.8 ± 0.8	40.0 ± 1.0
After <i>EVAR</i> cut	2.3 ± 0.3	3.2 ± 0.3
After <i>RVAR</i> cut	2.2 ± 0.3	2.4 ± 0.3
After <i>FVAR</i> cut	2.1 ± 0.3	2.2 ± 0.2

for calibrations); and the gauge pressure in the detector has to be within 0.1 bar of the ambient pressure.

- A selection to remove event bursts with < 3 s (< 0.1 s for calibrations) between successive triggers is applied. In these low background detectors, the probability for successive events within 3 s is negligibly small, and these events are typically re-triggers of the same events or events physically induced in the detector by primary expansion.
- An event selection is performed on *EVAR*. This selection is fixed for each temperature by fitting a Gaussian curve to calibration data and by interpolating between the calibration temperatures. As a large quantity of bubbles in the matrix leads to decreasing signal amplitude, for calibration runs only the first 200 neutron induced events are selected in order to maintain acoustic conditions. Selection values are set to give 95% acceptance.
- The events have to pass a selection on *RVAR*, chosen to yield 95% acceptance on calibration data.
- Finally the events have to pass a selection on *FVAR*, again to yield 95% acceptance on calibration data.

The effects of the applied cuts for two temperatures on the trigger rates are illustrated for one of the detectors (144) in Table 2. The cut on the acoustic energy variable is the most effective discriminator of non-particle related signals. The background increases with increasing temperature and the cut on the rise-time variable *RVAR* becomes more important at higher temperatures.

After correcting for cut acceptances and dead time, the events recorded by the detectors at each temperature are normalized with

Table 3

Summary of analysis results. The averaged rates are corrected for cut efficiencies and the systematic errors reflect uncertainties in the mass determination, the detection efficiency and the cut-efficiency errors. Cross section values for WIMP interactions on ^{19}F are quoted for a resolution parameter $a = 5$ (Section 7) at maximum sensitivity of the fits obtained for the WIMP mass given in the corresponding column to the right. The sources of systematic uncertainties correspond to those listed in Section 7.

Detector	Rate cts/kg(F)/d	σ_F^{min} pb	M_W^{min} GeV/ c^2
71	$327.6 \pm 4.3 \pm 21.6$	$-15.43 \pm 8.71 \pm 1.4$	10
72	$134.2 \pm 2.9 \pm 8.8$	$+10.48 \pm 7.82 \pm 1.0$	9
131	$31.5 \pm 1.6 \pm 2.3$	$-1.80 \pm 3.38 \pm 0.31$	9
134	$209.6 \pm 3.9 \pm 12.8$	$+4.65 \pm 9.49 \pm 0.76$	7
137	$69.9 \pm 2.1 \pm 4.7$	$+2.76 \pm 5.44 \pm 0.48$	10
141	$25.2 \pm 1.4 \pm 1.8$	$-4.71 \pm 3.53 \pm 0.19$	12
144	$60.8 \pm 3.3 \pm 4.3$	$+1.69 \pm 6.48 \pm 0.54$	9
145	$31.5 \pm 2.1 \pm 12.3$	$-0.78 \pm 5.24 \pm 0.42$	12
147	$20.6 \pm 1.8 \pm 1.5$	$-0.86 \pm 3.01 \pm 0.26$	10
148	$20.0 \pm 1.9 \pm 1.3$	$-0.28 \pm 4.30 \pm 0.33$	8

respect to the active mass (^{19}F) and data taking time. The count rates of all detectors are flat in the range from 1.7 to 92 keV (48 °C to 25 °C), similar to that observed in the presence of α emitters in the droplets (Fig. 2). The count rates averaged over this plateau range are given in Table 3 and are indicative of the level of α contamination in the individual detectors. The decreasing rate as a function of detector number reflects the progress in purification during fabrication over time.

The origin of the α background is still uncertain and under investigation. It seems probable that α emission occurs within the droplets. This hypothesis is supported by studies of the acoustic energy parameter, which show for most detectors at 30 °C indications of two groups of events: one characteristic for single nucleation by the recoiling α emitter; and a second group of events where the recoiling nucleus and α particle add their contributions to the acoustic signal. As discussed in [12], at 30 °C this feature is typical for detectors where the α emitters are located inside the droplets. Possible scenarios are either a direct contamination of the C_4F_{10} itself or diffusion of ^{222}Rn from ^{226}Ra in the polymer matrix into the droplets. Taking as an example detector 148,

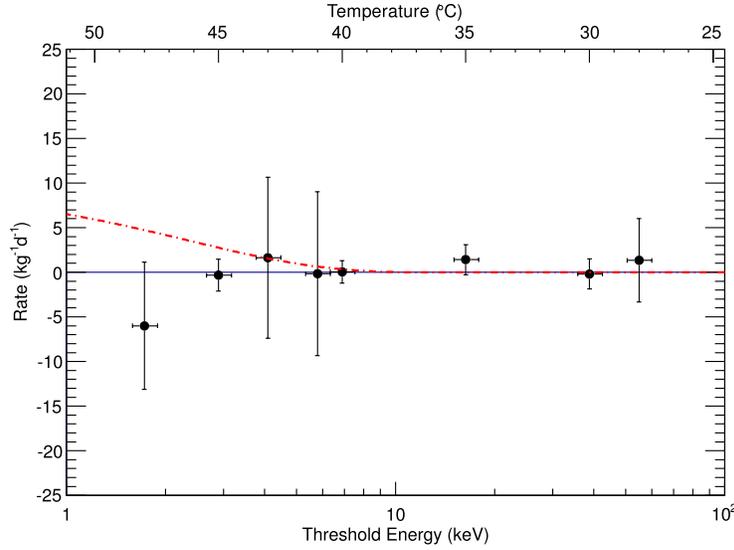


Fig. 5. Combined data from all detectors for WIMP runs. For each detector the average count rate is calculated over the entire temperature/energy range ($28^\circ\text{C} < T < 48^\circ\text{C}$) and subtracted from the individual data points. Data for each detector are then combined at each temperature in a weighted average. The rate expected for a hypothetical WIMP with $M_W = 7 \text{ GeV}/c^2$ and $\sigma_p^{SI} = 1.2 \times 10^{-4} \text{ pb}$ is shown by the red-dotted curve. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this Letter.)

with the lowest background rate, a contamination at the level of $2 \times 10^{-11} \text{ gUg}^{-1}$ if the activity is located in the C_4F_{10} and of $2 \times 10^{-12} \text{ gUg}^{-1}$ for a contamination originating in the matrix is expected.

In order to combine for illustrative purposes all detectors in a single plot of rate vs. threshold energy, the data of individual detectors are renormalized by their respective α contamination, so that the data can be combined. For this the following procedure is carried out: for each detector the average count rate over the entire plateau temperature range is calculated ($28^\circ\text{C} < T < 48^\circ\text{C}$); under the hypothesis of absence of WIMPs, this count rate is taken as an approximation of the α background level of the detector and is subtracted from individual data points at different temperatures; data for each detector and temperature are then combined in a weighted average; finally temperatures are converted into threshold energies, by taking into account that due to the elevated mine pressure (1.2 bar) the measured temperature at the location of the experiment corresponds to temperatures at surface where the threshold values were calibrated, reduced by 2°C . The resulting threshold energy spectrum shown in Fig. 5 exhibits several noteworthy features: the count rates of all detectors as a function of energy are essentially constant; the sensitivity of the experiment for WIMP induced deviations from the constant background is at the level of a few $\text{cts kg}^{-1} \text{ d}^{-1}$ ($\text{kg } ^{19}\text{F}$); for modest changes in temperature from $28^\circ\text{C} < T < 48^\circ\text{C}$ the dynamic range in threshold energy sensitivity is large and covers the region from 1.7–55 keV; errors are dominated by statistics and reflect the time spent at respective temperatures; and in terms of sensitivity to light mass WIMPs the experiment could still gain substantially by running at the highest temperatures. Although the background is subtracted here to better visualize the spectrum, a flat background component is included in the overall fit to the spectrum during the WIMP analysis.

7. Search for a dark matter signal

To search for a dark matter signal the measured rates as a function of threshold energy are compared to those predicted for

interactions of WIMPs in our galactic halo with ^{19}F nuclei, in the presence of a constant α background in the detector. We use the formalism described in [19] which approximates the recoil energy spectrum as an exponentially falling distribution:

$$\frac{dR}{dE_R} \approx c_1 \frac{R_0}{\langle E_R \rangle} F^2(E_R) \exp\left(-\frac{c_2 E_R}{\langle E_R \rangle}\right) (\text{keV}^{-1} \text{ kg}^{-1} \text{ d}^{-1}), \quad (1)$$

where $\langle E_R \rangle = 2M_F M_W^2 / (M_F + M_W)^2 \langle v_W^2 \rangle$ is the mean average recoil energy; M_F and M_W are the masses of the ^{19}F nucleus and of the WIMP, respectively; $\langle v_W \rangle$ is the average velocity of halo dark matter particles and $F_2(E_R)$ is a nuclear form factor taken as 1 for a light nucleus such as fluorine with small momentum transfer [19]; and the constants $c_{1,2}$ describe the effect of the Earth's velocity, v_e , relative to the halo ($c_1 = 0.75$, $c_2 = 0.56$ for $v_e = 244 \text{ km s}^{-1}$). R_0 is the expected total WIMP interaction rate per kg of ^{19}F per day,

$$R_0(M_W, \sigma_F) = \frac{405}{A_T M_W} \left(\frac{\sigma_F}{\text{pb}}\right) \left(\frac{\rho_W}{0.3 \text{ GeV cm}^{-3}}\right) \times \left(\frac{\langle v_W \rangle}{230 \text{ km s}^{-1}}\right) (\text{kg}^{-1} \text{ d}^{-1}), \quad (2)$$

where $A_T = 19$ is the atomic mass of the target atom; ρ_W is the mass density of WIMPs; and σ_F is the WIMP interaction cross section on ^{19}F . Since the detector operates as a threshold device the observed rate at a given recoil energy threshold $E_{R_{th}}(T)$ is given by:

$$R_{obs}(M_W, \sigma_F, E_{R_{th}}(T)) = \int_0^{E_{R_{max}}} P(E_R, E_{R_{th}}(T)) \frac{dR}{dE_R} dE_R, \quad (3)$$

where $P(E_R, E_{R_{th}}(T))$ describes the effect of a finite resolution at threshold and the integral extends to $E_{R_{max}}$, the maximum recoil energy a WIMP can transfer at its galactic escape velocity of $v_{esc} = 600 \text{ km s}^{-1}$. The shape of the threshold curve is discussed in more detail in [11,12]. It is determined by calibrations with neu-

tron sources and α emitters (Fig. 2) and can be well approximated by:

$$P(E_R, E_{R_{th}}(T)) = 1 - \exp\left(a(T)\left(1 - \frac{E_R}{E_{R_{th}}(T)}\right)\right). \quad (4)$$

The parameter $a(T)$ describes the steepness of the energy threshold. It is related to the intrinsic energy resolution and reflects the statistical nature of the energy deposition and its conversion into heat. The larger is a , the steeper is the threshold. Measurements with α emitters gave $a = 10 \pm 1$ at 146 keV. Alpha particles depositing their energy at the Bragg peak seem to produce a less steep threshold with $a = 5.8 \pm 0.7$ at 71 keV. Measurements by other authors with 17 keV mono-energetic recoils following the reaction $^{35}\text{Cl}(n_{th}, p)^{35}\text{S}$ are compatible with $1 < a < 5$ [13], but with large uncertainties. In this analysis we adopt a principal value of $a = 5$ and let the parameter vary within the interval $2.5 < a < 7.5$.

Since for M_W smaller than 500 GeV/ c^2 the response curves differ in shape from the flat α background of each detector, an upper bound on σ_F is obtained for each individual detector by fitting the WIMP response curve and the flat α background. For a given M_W the two parameters of the fit are σ_F and a scale factor describing the constant background. The result for each detector is shown in Table 3. Combined in a weighted average, the maximum sensitivity occurs for WIMPs in the mass region around $M_W = 10$ GeV/ c^2 and with $\sigma_F = -0.72 \pm 1.45 \pm 0.12$ pb (1 standard deviation; $a = 5$); this null result can be converted into a limit [20] on the cross section for WIMP interactions on ^{19}F of $\sigma_F = 2.00$ pb (90% C.L.) for resolution parameter $a = 5$.

The main systematic uncertainties (1 standard deviation) affecting these limits on σ_F are in order of importance:

- a 3% common systematic uncertainty in the determination of the active mass of the detectors, resulting in a 3% uncertainty in the cross-section limit;
- a 3% uncertainty in the recoil detection efficiency inferred from the response of α particles;
- a 2.5% uncertainty in the *EVAR* cut acceptance and a 1.5% uncertainty due to curve fitting of *EVAR*, results in a 3% uncertainty in the limit;
- similarly the event selection results in a 3% uncertainty from *RVAR* and a 3% uncertainty from *FVAR*;
- a 1°C systematic shift in temperature during test beam calibrations would result in an energy scale shift, introducing a 1% uncertainty in the cross section limits;
- atmospheric pressure changes at the level of 3% result in uncertainties $< 1\%$;
- and the hydrostatic pressure gradient of $\pm 2\%$ with respect to the centre of a detector module can be translated into an uncertainty of $< 1\%$ in the cross section.

The variation of the energy resolution parameter within the uncertainty range $a = 5 \pm 2.5$ results in a $\pm 1.5\%$ change in the cross section limit at 10 GeV/ c^2 . This uncertainty increases at lower WIMP masses and is shown as a broadening of the limits into confidence bands (Sections 8 and 9).

8. Limits in the spin dependent sector

The interaction of dark matter particles with nuclei of ordinary matter of electro-weak strength has the general form:

$$\sigma_A = 4G_F^2 \left(\frac{M_W M_A}{M_W + M_A}\right)^2 C_A F(q^2), \quad (5)$$

where G_F is the Fermi constant, and $M_{W,A}$ are the masses of the WIMP and detector nuclei respectively [21]. C_A is an enhancement

factor dependent on the type of WIMP interaction and $F(q^2)$ is a nuclear form factor which becomes important for large mass number, A , and momentum transfer, q .

Spin dependent interactions (SD) with axial vector couplings involve squark and Z exchanges and depend on the spin of the target nucleus with an enhancement factor of the form:

$$C_A^{SD} = \frac{8}{\pi} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2 \frac{J+1}{J}, \quad (6)$$

where $a_{p,n}$ are the effective proton (neutron) coupling strengths, $\langle S_{p,n} \rangle$ are the expectation values for the nucleon spins in the target nucleus ($\langle S_p \rangle = 0.44$ and $\langle S_n \rangle = -0.19$ in ^{19}F) and J is the nuclear spin [21–23]. Assuming that scattering of dark matter on ^{19}F is dominated by interactions with protons, the cross section σ_p^{SD} for scattering on protons is related to σ_F by:

$$\sigma_p^{SD} = \sigma_F \left(\frac{\mu_p}{\mu_F}\right)^2 \frac{C_p^{SD}}{C_{p(F)}^{SD}}. \quad (7)$$

Here $\mu_{p,F}$ are the WIMP-proton (fluorine) reduced masses, C_p^{SD} is the enhancement factor for scattering on the free proton and $C_{p(F)}^{SD}$ is the corresponding quantity for scattering on protons in the ^{19}F nucleus. $C_{p(F)}^{SD}$ is obtained by setting $a_n = 0$ in Eq. (6) and yields the ratio $C_p^{SD}/C_{p(F)}^{SD} = 1.285$ [24,25]. With Eq. (7) the fit result for σ_F can be converted into a cross section on protons of $\sigma_p^{SD} = -0.008 \pm 0.022 \pm 0.002$ pb (1 standard deviation; $a = 5$), yielding a best limit of $\sigma_p^{SD} = 0.032$ pb (90% C.L.) for WIMP masses around 20 GeV/ c^2 . The resulting exclusion curve for the WIMP cross section on protons as a function of WIMP mass is shown in Fig. 6 together with published results in the spin dependent sector. The broadening of the exclusion curve shows the effect of varying the energy resolution parameter a within its uncertainty.

9. Limits in the spin independent sector

Spin independent (SI) or scalar interactions proceed via Higgs and/or squark exchanges, with C_A in Eq. (5) given by:

$$C_A^{SI} = \frac{1}{4\pi} [Zf_p + (A-Z)f_n]^2, \quad (8)$$

where $f_{n,p}$ are the WIMP couplings to the nucleons. For equal couplings to neutrons and protons the cross section is proportional to A^2 (coherent interaction). Using this assumption the cross section becomes:

$$\sigma_p^{SI} = \sigma_F \left(\frac{\mu_p}{\mu_F}\right)^2 \frac{1}{A^2}, \quad (9)$$

with $A = 19$. The limits on σ_F can be translated into an upper bound on the WIMP proton cross section in the spin independent sector, with maximum sensitivity at $M_W = 20$ GeV/ c^2 and $\sigma_p^{SI} = 6.1 \times 10^{-5}$ pb (90% C.L.; $a = 5$). The effect of scattering on ^{12}C nuclei in the target, including a shift in the energy threshold, is estimated to be of order 10% and is included in the results.

At the maximum sensitivity these limits are three orders of magnitude less stringent than the best limits reached by XENON100 and CDMS in the SI sector [34,35] in the range of 50 GeV/ $c^2 < M_W < 80$ GeV/ c^2 . However for low mass dark matter particles ($M_W < 10$ GeV/ c^2) and heavy target nuclei the advantage of coherent scattering in SI interactions is largely lost and comparable sensitivity can be obtained with a light mass target nucleus, such as ^{19}F , combined with a low energy detection threshold. This low mass region has become especially interesting in view of the DAMA/LIBRA and recent CoGeNT results which

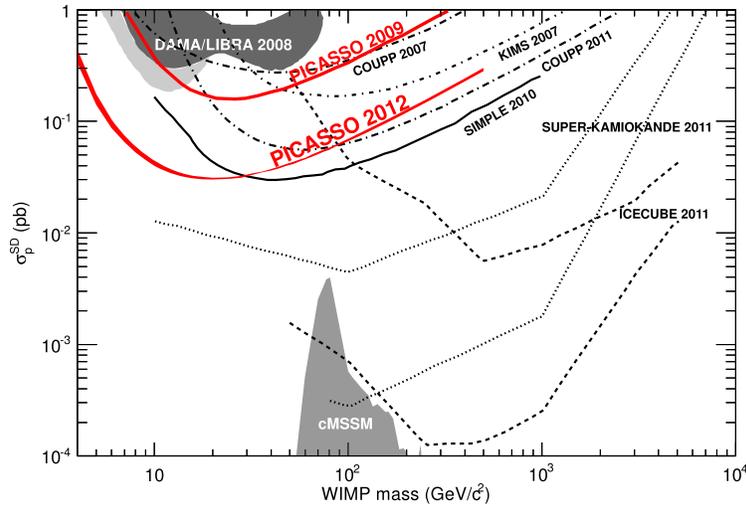


Fig. 6. Upper limits at 90% C.L. on spin dependent WIMP-proton interactions. PICASSO limits are shown as full lines. Additional curves are from KIMS [26], COUPP [27] and SIMPLE [28]. The DAMA/LIBRA [5,29] allowed regions are also shown (light grey: with ion channelling). Also shown are the spin dependent search results in both soft and hard annihilation channels from SuperK [30] and AMANDA-II/IceCube [31]; and theoretical predictions discussed in [32,33]. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this Letter.)

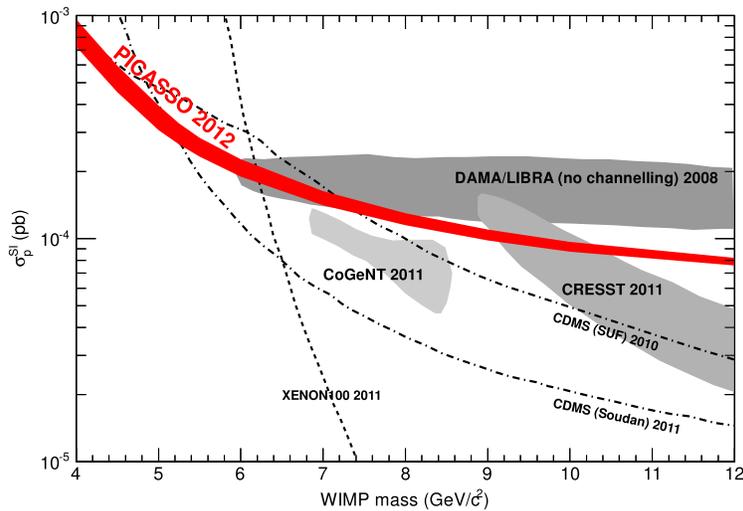


Fig. 7. PICASSO limits in the spin independent sector (90% C.L.). Only the region of recent interest in the range of low WIMP masses is shown. The allowed regions of DAMA/LIBRA [5], CoGeNT [6] and CRESST [7] and the exclusion limits by XENON100 [34] and CDMS [35] are shown. The broadening of the PICASSO exclusion limit is due to the uncertainty in the energy resolution at low threshold energies.

indicate an annual modulation effect for a WIMP with a mass of $7 \text{ GeV}/c^2$ and a SI cross section close to $1.2 \times 10^{-4} \text{ pb}$ [5,6]. In the same mass region this analysis excludes cross sections greater than $\sigma_p^{SI} = 1.41 \times 10^{-4} \text{ pb}$ (90% C.L.). The CRESST collaboration has also reported the observation of an excess of events with a best fit for a dark matter particle with a mass of $\sim 13 \text{ GeV}/c^2$ and a cross section of $3 \times 10^{-5} \text{ pb}$ [7]. Furthermore, this mass range is similar to that required to explain the spectrum of γ radiation observed by FERMI from the galactic centre [36].

A summary of allowed regions and exclusion limits in the low mass region is shown in Fig. 7. The broadening of the PICASSO exclusion limit is due to the increasing effect of the uncertainty in the energy resolution parameter, a , in the low mass region. The interpretation of the DAMA/LIBRA modulation effect shown in Fig. 7

in terms of evidence of interactions of dark matter particles with ^{22}Na nuclei assumes a quenching factor of $Q_{Na} = 0.3$. It is interesting to note that this allowed region appears to be disfavored by PICASSO using a target nucleus of an atomic weight very close to that of ^{22}Na .

10. Summary and perspectives

The analysis of 10 detectors in the PICASSO set-up at SNOLAB resulted in exclusion limits on spin dependent interactions of dark matter particles with protons of $\sigma_p = 0.032 \text{ pb}$ at 90% C.L. for a WIMP mass of $20 \text{ GeV}/c^2$. These limits are more stringent by a factor five than the previous PICASSO 2009 results and with the normal model for WIMP interactions rule out the ion channelling hypothesis invoked to explain the DAMA/LIBRA modulation effect. The use of the light target nucleus ^{19}F , combined with the low detection threshold of 1.7 keV for recoil nuclei, renders PICASSO

⁷ The SIMPLE collaboration has recently claimed very competitive limits in arXiv:1106.3014; see, however, arXiv:1106.3559 and arXiv:1107.1515.

particularly sensitive to low mass dark matter particles and gives it also some leverage in the low mass region of the spin independent sector. The present stage of the experiment is approaching the sensitivity to challenge or confirm the claims of seasonal modulations by the DAMA and CoGeNT experiments.

The main improvements with respect to our previous published results are: a reduction in α background by up to a factor eight due to improvements in detector purification and fabrication; use of a new discrimination variable allowing efficient discrimination of non-particle induced events at low recoil energy thresholds; and the extension of the analysis from 2 to 10 detectors.

In the current 32 detector set up eight additional modules have low enough background to be used in the standard analysis described here and will be included in the analysis, once their exposure gives them sufficient statistical weight. Detector modules with higher background will be gradually replaced by cleaner modules depending on progress in detector fabrication and purification.

The implementation of an event by event α recoil discrimination using the acoustic signal energy discovered by PICASSO and described in [12,17] is proceeding and will allow a substantial increase of sensitivity. In order to match the anticipated sensitivity of the next stage of PICASSO, the experiment has been moved to a new location at SNOLAB, allowing an expansion of water shielding with a substantial improvement in neutron suppression.

Acknowledgements

We wish to acknowledge the support of the National Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC), the Canada Foundation for Innovation (CFI) and the National Science Foundation (NSF 0856273). We also acknowledge support from the Department of Atomic Energy (DAE), Govt. of India, under the project CAPP at SINP, Kolkata and the Czech Ministry of Education, Youth and Sports within the project MSM6840770029. We thank J. Behnke and A. Grandison for technical support. We wish to give special thanks to SNOLAB and its staff for their hospitality and for providing help and advice whenever needed.

References

- [1] D.A. Glaser, Phys. Rev. 87 (1952) 665.
- [2] V. Zacek, Il Nuovo Cimento A 107 (1994) 291.
- [3] J. Ellis, R.A. Flores, Phys. Lett. B 263 (1991) 259.
- [4] V.A. Bednyakov, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, S.G. Kovalenko, Phys. Rev. D 55 (1997) 503.
- [5] R. Bernabei, et al., Eur. Phys. J. C 67 (2010) 39.
- [6] C.E. Aalseth, et al., Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 131301.
- [7] G. Angloher, et al., Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter Search, arXiv:1109.0702, 2011.
- [8] S. Archambault, et al., Phys. Lett. B 682 (2009) 185.
- [9] R.E. Apfel, Nucl. Inst. Meth. 162 (1979) 603.
- [10] H. Ing, R. Noulty, T. McLean, Radiation Measurements 27 (1997) 1.
- [11] M. Barnabé-Heider, et al., Nucl. Inst. Meth. A 555 (2005) 184.
- [12] S. Archambault, et al., New J. Phys. 13 (2011) 043006.
- [13] F. D'Errico, Rad. Prot. Dosim. 84 (1999) 55.
- [14] M.-C. Piro, in: Cosmic Rays for Particle and Astroparticle Physics: Proceedings of the 12th ICATPP Conference, pp. 241–249.
- [15] J.-P. Martin, N. Starinski, in: M. Vadersi (Ed.), Data Acquisition, Sciyo, November 2010.
- [16] W. Davidson, et al., in: SNO Collaboration Internal Report, Collection of Annexes in Support of Main Proposal, 1987.
- [17] F. Aubin, et al., New J. Phys. 10 (2008) 103017.
- [18] J.C. Loach, Measurement of the flux of ^8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory, PhD thesis, University of Oxford, 2008.
- [19] J. Lewin, P. Smith, Astropart. Phys. 6 (1996) 87.
- [20] G.J. Feldman, R.D. Cousins, Phys. Rev. D 57 (1998) 3873.
- [21] G. Jungman, M. Kamionkowski, K. Griest, Phys. Reports 267 (1996) 195.
- [22] J. Engel, S. Pittel, P. Vogel, Int. J. Mod. Phys. E 1 (1992) 1.
- [23] A.F. Pacheco, D. Strottman, Phys. Rev. D 40 (1989) 2131.
- [24] D. Tovey, R. Gaitskell, P. Gondolo, Y. Ramachers, L. Roszkowski, Phys. Lett. B 488 (2000) 17.
- [25] F. Giuliani, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 161301.
- [26] H.S. Lee, et al., Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 091301.
- [27] E. Behnke, et al., Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 021303.
- [28] M. Felizardo, et al., Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 211301.
- [29] C. Savage, G. Gelmini, P. Gondolo, K. Freese, J. Cosmology Astropart. Phys. 2009 (2009) 010.
- [30] T. Tanaka, et al., Astrophys. J. 742 (2011) 78.
- [31] R. Abbasi, et al., Multi-year search for dark matter annihilations in the Sun with the AMANDA-II and IceCube detectors, arXiv:1112.1840, 2011.
- [32] L. Roszkowski, R.R. de Austri, R. Trotta, J. High Energy Phys. 0707 (2007) 075.
- [33] J. Ellis, A. Ferstl, K.A. Olive, Phys. Rev. D 63 (2001) 065016.
- [34] E. Aprile, et al., Phys. Rev. Lett. 107 (2011) 131302.
- [35] Z. Ahmed, et al., Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 131302.
- [36] D. Hooper, L. Goodenough, Phys. Lett. B 697 (2011) 412.

Annexe III

New insights into particle detection with superheated liquids

Abstract :

We report new results obtained from calibrations of superheated liquid droplet detectors used in dark matter searches with different radiation sources (n, α , γ). In particular, detectors were spiked with α -emitters located inside and outside the droplets. It is shown that the responses have different temperature thresholds, depending on whether α -particles or recoil nuclei create the signals. The measured temperature threshold for recoiling ^{210}Pb nuclei from ^{214}Po α -decays was found to be in agreement with test beam measurements using mono-energetic neutrons. A comparison of the threshold data with theoretical predictions shows deviations, especially at high temperatures. It is shown that signals produced simultaneously by recoil nuclei and α -particles have more acoustic energy than signals produced by one or the other separately. A model is presented that describes how the observed intensities of particle-induced acoustic signals can be related to the dynamics of bubble growth in superheated liquids. A growth scenario that is limited by the inertia of the surrounding liquid shows a trend that is supported by the data. An improved understanding of the bubble dynamics is an important first step in obtaining better discrimination between particle types interacting in detectors of this kind.

New insights into particle detection with superheated liquids

**S Archambault^{1,9}, F Aubin^{1,9}, M Auger^{1,10}, M Beleshi²,
E Behnke³, J Behnke³, B Beltran⁴, K Clark^{5,11}, X Dai^{5,12}, M Das⁶,
A Davour⁵, F Debris¹, J Farine², M-H Genest^{1,13}, G Giroux^{1,10},
R Gornea^{1,10}, R Faust¹, H Hinnefeld³, A Kamaha⁵, C Krauss⁴,
M Lafrenière¹, M Laurin¹, I Lawson⁷, C Leroy¹, C Lévy^{5,14},
L Lessard¹, I Levine³, J-P Martin¹, S Kumaratunga¹,
R MacDonald⁴, P Nadeau^{2,15}, A Noble⁵, M-C Piro¹, S Pospisil⁸,
N Starinski¹, I Stekl⁸, N Vander Werf³, U Wichoski² and
V Zacek^{1,16} (The PICASSO Collaboration)**

¹ Département de Physique, Université de Montréal, Montréal, H3C 3J7, Canada

² Department of Physics, Laurentian University, Sudbury, P3E 2C6, Canada

³ Department of Physics and Astronomy, Indiana University South Bend, South Bend, IN 46634, USA

⁴ Department of Physics, University of Alberta, Edmonton, T6G 2G7, Canada

⁵ Department of Physics, Queens University, Kingston, K7L 3NG, Canada

⁶ Center for AstroParticle Physics, Saha Institute for Nuclear Physics, Kolkata 700 064, India

⁷ SNOLAB, 1039 Regional Road 24, Lively, P3Y 1N2, Canada

⁸ Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Prague, Cz-12800, Czech Republic

E-mail: 

New Journal of Physics **13** (2011) 043006 (25pp)

Received 18 November 2010

Published 7 April 2011

Online at <http://www.njp.org/>

doi:10.1088/1367-2630/13/4/043006

⁹ Present address: Department of Physics, McGill University, Montréal, H3A 2T8, Canada.

¹⁰ Present address: Laboratorium für Hochenergiephysik, Universität Bern, CH-3012 Bern, Switzerland.

¹¹ Present address: Department of Physics, University of Oxford, Oxford OX1 3PU, UK.

¹² Present address: AECL Chalk River Laboratories, Chalk River, ON, K0J 1J0, Canada.

¹³ Present address: Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität, D-85748 Garching, Germany.

¹⁴ Present address: Physik Department, Universität Münster, D-48149 Münster, Germany.

¹⁵ Present address: Department of Physics, Queens University, Kingston, K7L 3NG, Canada.

Abstract. We report new results obtained from calibrations of superheated liquid droplet detectors used in dark matter searches with different radiation sources (n, α , γ). In particular, detectors were spiked with α -emitters located inside and outside the droplets. It is shown that the responses have different temperature thresholds, depending on whether α -particles or recoil nuclei create the signals. The measured temperature threshold for recoiling ^{210}Pb nuclei from ^{214}Po α -decays was found to be in agreement with test beam measurements using mono-energetic neutrons. A comparison of the threshold data with theoretical predictions shows deviations, especially at high temperatures. It is shown that signals produced simultaneously by recoil nuclei and α -particles have more acoustic energy than signals produced by one or the other separately. A model is presented that describes how the observed intensities of particle-induced acoustic signals can be related to the dynamics of bubble growth in superheated liquids. A growth scenario that is limited by the inertia of the surrounding liquid shows a trend that is supported by the data. An improved understanding of the bubble dynamics is an important first step in obtaining better discrimination between particle types interacting in detectors of this kind.

Contents

1. Introduction	3
2. Detection principle and theoretical model	4
3. Detectors and read-out	5
4. Energy calibration with the α-emitters ^{241}Am and ^{226}Ra	6
5. Energy calibration with mono-energetic neutrons	9
6. Energy response to γ-rays	13
7. Energy resolution	14
8. Determination of the critical length L_c	15
8.1. L_c from α -emitters	15
8.2. L_c from neutron-induced recoils	15
9. Acoustic signals from particle-induced events in superheated liquids	16
9.1. Neutron-induced recoils	16
9.2. α -decays	17
9.3. δ -electrons from γ -ray-induced events	20
10. Dynamics of bubble growth and acoustic signal formation	20
11. Conclusions	24
Acknowledgments	24
References	24

¹⁶ Author to whom any correspondence should be addressed.

1. Introduction

The PICASSO dark matter experiment uses the superheated droplet technique, which is based on the operation principle of the classic bubble chamber [1]–[5]. Detectors of this kind are threshold devices, where the operating parameters (pressure and temperature) determine the energy threshold. Since each temperature, at a given pressure, corresponds to a defined recoil energy threshold, the spectrum of the particle-induced energy depositions can be reconstructed in superheated liquids by measuring the rate as a function of temperature.

In the case of PICASSO, the active detector liquid is dispersed as droplets of a metastable superheated perfluorobutane, C_4F_{10} , and the detectors are operated in a temperature range such that nuclear recoils in the keV range induced by interactions with weakly interacting particles (WIMPs) could trigger bubble formation. These explosive evaporations are accompanied by acoustic signals, which are recorded by piezoelectric transducers. Operating these detectors at sufficiently low temperatures and still being fully sensitive to eventual WIMP-induced nuclear recoils makes them almost entirely unaffected by backgrounds due to recoiling electrons and minimum ionizing radiation. The only remaining particle-induced background (other than neutrons) is α -particles. In previous studies the PICASSO collaboration showed that the acoustic signals contain information about the nature of the primary event [6]–[8]: it was observed that the acoustic signals produced by α -emitters are more intense than the signals of neutron- or WIMP-induced recoil events. Recently, this effect was confirmed by the COUPP and SIMPLE collaborations, which used it for a substantial background reduction in their dark matter searches [9, 10].

The underlying physics process can be explained by the hypothesis that, in the case of α -emitters, the recoiling nucleus and the extended α -track contribute at least two vapourization centres to the total signal, whereas the signals of the considerably more localized nuclear recoils carry the imprint of one single nucleation only. In the following, we describe recent efforts aimed at consolidating this hypothesis and determining potential paths to improved particle-type discrimination.

This paper is organized as follows. In section 2, we give an overview of the detection principle and the underlying theoretical model proposed by Seitz [11], which still serves as the reference theory to describe the radiation sensitivity of superheated liquids. Section 3 describes the current generation of PICASSO detectors for dark matter searches and their piezoelectric read-out. Calibration measurements with detectors spiked with α -emitters of known types and energies (^{241}Am and ^{226}Ra) are discussed in section 4. In these tests, the α -emitters were deliberately located outside and inside the droplets. The results, together with data obtained from existing detectors containing relatively large contaminations with α -emitters, show that, as expected, mono-energetic nuclear recoils from α -decays are detected at lower temperatures than α -particles. These observations are then compared in section 5 with the results from test beam measurements using mono-energetic neutrons with energies between 4.8 keV and 4 MeV, and they are found to be in good agreement. Section 6 presents the data for γ -ray-induced nucleations which also fit the described model well. The effect of an intrinsic energy resolution defining the temperature thresholds of the α and neutron responses is discussed in section 7. Since the energy depositions per unit path length of nuclear recoils are larger than the energy deposition by the Bragg peak of the α -particles themselves, the latter information can be used, as described in section 8, to infer a more precise estimate of the so-called nucleation parameter b . This is an empirical parameter in the Seitz model, which describes the spatial extension of

the energy deposition necessary for creating a nucleation. Section 9 discusses the intensities of acoustic signals produced by neutrons, α -emitters and γ -rays. Signals of α -emitters located within droplets are produced simultaneously by recoil nuclei and α -particles and are shown to be more intense than signals produced by one or the other separately, or in particular by WIMP-induced recoils. Finally, in section 10, a plausible argument is presented to explain the observed α -recoil discrimination in terms of the dynamics of bubble growth in superheated liquids. This is largely uncharted terrain; nevertheless some conclusions can be drawn that shed light on the early phase of particle-induced bubble formation.

2. Detection principle and theoretical model

For a phase transition to occur in a superheated liquid the prevailing theoretical model proposed by Seitz [11] predicts that a critical minimum amount of energy E_c has to be supplied within a local thermal spike and if the resulting proto-bubble reaches a volume of critical radius R_c , it becomes thermodynamically unstable and grows rapidly. Thermodynamics predicts that the growth of the bubble passes through several stages of acceleration and deceleration, which also gives rise to a detectable pressure wave (section 10).

Both R_c and E_c decrease exponentially with temperature and are given by

$$R_c(T) = \frac{2\sigma}{\Delta p}, \quad (1)$$

$$E_c(T) = -\frac{4\pi}{3}R_c^3\Delta p + \frac{4\pi}{3}R_c^3\rho_v h_{lv} + 4\pi R_c^2 \left(\sigma - T \frac{d\sigma}{dT} \right) + W_{irr}, \quad (2)$$

where σ is the surface tension at the liquid–vapour interface, $\Delta p = p_v - p_e$ is the degree of superheat, which is the difference between the vapour pressure p_v and the external pressure p_e , ρ_v is the density of the gas phase, and h_{lv} is the latent heat of evaporation. All of these quantities depend on the temperature of operation T . The first term in expression (2) is the reversible, mechanical work W_m done during expansion to a bubble of size R_c against the pressure of the liquid (and is negative for a superheated bubble). The second term represents the energy W_{ev} needed to evaporate the liquid as the bubble grows to critical size. The third term describes the work W_{lv} initially needed to create the liquid–vapour interface of the protobubble. W_{irr} is the work which goes into irreversible processes, such as acoustic wave emission; this contribution is small compared with the others.

Radiation-induced phase transitions imply that the locally deposited kinetic energy of a traversing particle exceeds the critical energy, i.e. $E_{dep} \geq E_c(T)$ and that the stopping power of the particle is large enough to supply this energy as heat over a distance L_c such that it is effective in reaching the critical energy within a protobubble of critical size R_c [12]:

$$E_{dep}(T) = \int_0^{L_c(T)} \frac{dE}{dx} dx \geq E_c(T). \quad (3)$$

Experimentally, relatively good agreement is reported between E_{dep} and E_c for several halocarbons and for energies around $E_c = 17$ keV and larger [13]. The situation is different for L_c , where a large range of values is quoted. Since R_c is the natural length scale of the process, L_c is usually given in terms of $L_c = bR_c$, where b varies from author to author: $L_c = 2R_c$ appears to be intuitively justified and is supported by data for low-energy thresholds below $E_c = 20$ keV;

Table 1. Predictions by the Seitz model for $E_c(T)$ and $R_c(T)$ in C_4F_{10} using relations (1) and (2) and the values for ρ_v , h_{fg} , σ and p_v compiled by NIST [20]. Also quoted are the ranges $R_{F,C}$ for fluorine and carbon ions with kinetic energies corresponding to the given values of E_c .

T ($^{\circ}C$)	E_c (keV)	R_c (nm)	R_F (nm)	R_C (nm)
10	1000	280	2540	3600
20	111.1	111	590	1090
30	27.8	60	99	210
40	7.45	35.3	20	40

$L_c = 2\pi R_c = 6.28R_c$ is proposed in [14] following arguments of the stability of vapour jets in liquids, whereas some authors propose $L_c = (\rho_v/\rho_l)^{1/3}R_c \approx 6.6R_c$, where ρ_l and ρ_v are the densities of the liquid and vapour phases, respectively. Furthermore, a temperature dependence of the nucleation parameter was reported with b values increasing up to 20 and larger for thresholds for neutron-induced recoils above 1 MeV [12]–[19]. As described in section 8, our recent results from calibration measurements with mono-energetic neutrons and α -emitters in PICASSO shed additional light on this issue.

The active detector material in PICASSO, C_4F_{10} , has a boiling temperature of $T_b = -1.7^{\circ}C$ at a pressure of 1.013 bar and a critical temperature of $T_c = 113.3^{\circ}C$; therefore at ambient temperature and pressure this liquid is in a metastable, superheated state. Table 1 summarizes the predictions of the Seitz model for $E_c(T)$ and $R_c(T)$ using relations (1) and (2) and the values for ρ_v , h_{lv} , σ and p_v compiled by NIST [20]. The contribution of W_{irr} in relation (2) is small and has been neglected. The ranges of the recoiling ^{12}C and ^{19}F atoms, R_C and R_F , are included in table 1 for comparison at the quoted values for the threshold energies $E_c(T)$.

It is interesting to note that at, for example, $20^{\circ}C$, most of the work required to create a critical bubble is spent in evaporating the liquid, $W_{ev} = 80$ keV, the work required for creating the liquid–vapour interface amounts to $W_{lv} = 36$ keV and the mechanical work done during bubble expansion amounts to $W_m = -4.6$ keV. These contributions are affected by errors at the level of 15–20% due to uncertainties in the thermodynamic parameters (and these uncertainties increase with temperature).

The specific energy losses in liquid C_4F_{10} of the particles used in the calibration measurements discussed below, i.e α -particles and neutron-induced fluorine and carbon recoil nuclei, were calculated with SRIM [21]; the results are shown in figure 1. For the energy range considered here, with 5 keV $< E_{F,C,\alpha} < 500$ keV, fluorine always has the higher stopping power, followed by carbon and α -particles. The stopping power at the Bragg peak of α -particles almost equals the stopping power of fluorine below 100 keV.

3. Detectors and read-out

The current PICASSO detector generation consists of cylindrical modules of 14 cm diameter and 40 cm height [5]. They are fabricated from acrylic and are closed on top by stainless steel lids sealed with polyurethane O-rings. Each detector is filled with 4.5 litres of polymerized emulsion loaded with droplets of C_4F_{10} ; the droplet volume distribution peaks at diameters of around 200 μm . The active mass of each detector is typically around 85 g. The active part

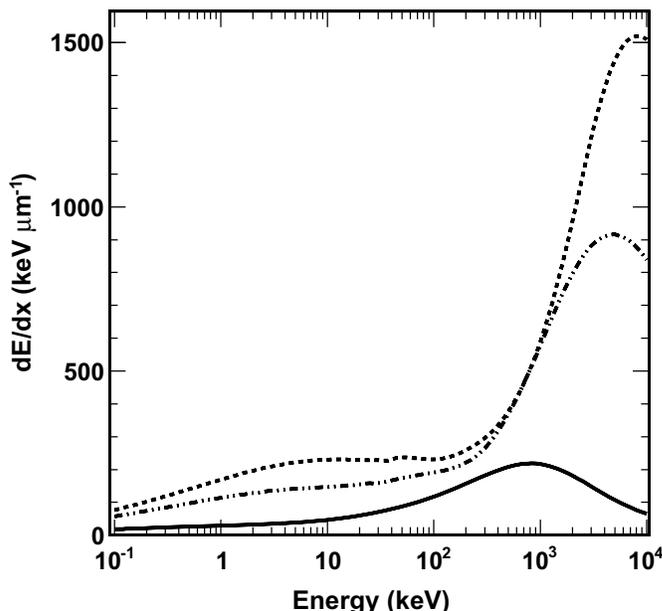


Figure 1. Stopping power in $\text{keV } \mu\text{m}^{-1}$ for α -particles (continuous), fluorine nuclei (dotted) and carbon nuclei (dash-dotted) in C_4F_{10} calculated with SRIM [21]. In the energy range below 500 keV fluorine always has the higher dE/dx .

of each detector is topped by mineral oil, which is connected to a hydraulic manifold. After a measuring cycle, the detectors are compressed at a pressure of 6 bar to reduce the bubbles into droplets and to prevent bubble growth, which could damage the polymer. The operating temperature of the modules is controlled with a precision of ± 0.1 °C. Each detector is read out by nine piezoelectric transducers. Three transducers are distributed around the detector at each of three different heights. They are flush mounted on a flat spot milled into the acrylic. The transducers are ceramic discs (PZ27 Ferroperm) with a diameter of 16 and 8.7 mm thickness and a sensitivity of $27 \mu\text{V } \mu\text{bar}^{-1}$. The piezoelectric sensors are read out by custom made low-noise preamplifiers that serve a double purpose: providing impedance conversion and strong amplification (gain $\times 3000$ between 0.5 and 130 kHz). The bandwidth of the amplified signal is limited to the range of 1–80 kHz using a series of customizable RC filters. The amplified output signal is digitized using a 12-bit analogue to digital converter (ADC) with serial output. The maximum amplitude of the digital signal is ± 2 V.

The trigger threshold is individually set for each channel, normally at ± 300 mV. The trigger condition requires at least one signal from a detector module crossing the threshold and, in this case, will initialize the read-out of all channels from this module. The system stores 8192 samples at a sampling frequency of 400 kHz, with 1024 samples before the trigger time. The total recorded signal is 20.48 ms long.

4. Energy calibration with the α -emitters ^{241}Am and ^{226}Ra

Two detectors were prepared especially to study the response of superheated liquids to α -decays of known origin. In one detector, the polymer in which the droplets are suspended was first

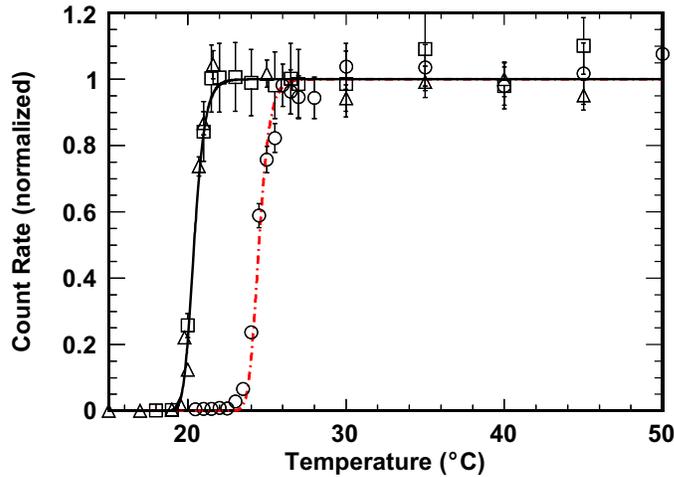


Figure 2. Response of detectors spiked with the α -emitters ^{241}Am and ^{226}Ra . The curve with the higher threshold temperature was obtained after spiking the detector matrix (but not the droplets) with ^{241}Am (circles) so that only α -particles entering the droplets can induce nucleation. At threshold only α -particles with energy depositions at the Bragg peak trigger nucleation. The lower threshold was obtained with two ^{226}Ra -spiked detectors (squares and triangles). Here the recoiling ^{210}Pb nucleus with the highest recoil energy in the decay chain ($E_{\text{rec}} = 146 \text{ keV}$) defines the threshold. The rates $\text{g}^{-1}\text{h}^{-1}$ following the Am and Ra spikes differ by a factor of 80; shown here are the respective count rates of the three measurements normalized at their plateau values.

spiked with an aqueous solution of $^{241}\text{AmCl}$ with an activity of 6.4 Bq, and after completion of the measurements, the same detector was spiked with 10 Bq of ^{226}Ra by injecting locally with a syringe an aqueous solution of RaCl . The other detector was exclusively spiked with 10 Bq of ^{226}Ra . Both detectors were shortened versions, 1/3 in height of normal PICASSO modules. The active mass of liquid C_4F_{10} amounted to $17.8 \pm 2 \text{ g}$ in the first and $26 \pm 3 \text{ g}$ in the second detector, which corresponds to volume loading fractions of $0.84 \pm 0.08\%$ and $1.2 \pm 0.1\%$, respectively. Both detectors were read out in one horizontal transducer plane, i.e. by three piezoelectric sensors arranged under 120° with respect to each other and mounted on the outside of the detector wall. The observed count rates as a function of temperature are shown in figure 2.

^{241}Am decays follow the reaction $^{241}\text{Am} \rightarrow ^{237}\text{Np} + \alpha + 5.64 \text{ MeV}$. The count rate of the ^{241}Am -spiked detector exhibits a threshold at 22°C , reaches a flat plateau at 26°C and traverses 50% of the plateau rate at 24.5°C . This temperature corresponds to an energy threshold of $E_{\text{th}}(24.5^\circ) = 71 \text{ keV}$ according to neutron calibrations (section 5). The measured count rate at the plateau corresponds to $0.34 \pm 0.02 \text{ cts g}^{-1} \text{ h}^{-1} \text{ Bq}^{-1}$, which is close to the expected count rate of $0.47 \pm 0.11 \text{ cts g}^{-1} \text{ h}^{-1} \text{ Bq}^{-1}$, assuming a uniform distribution of α emitters outside the droplets. This estimate is based on the geometric efficiency that an α -track hits a droplet, which is given by the relation

$$\epsilon_{\alpha} = \frac{4}{3} f \frac{R_{\alpha}}{R_d}, \quad (4)$$

where f is the loading of the detector ($0.84 \pm 0.08\%$), R_α is the range of the α -track ($37 \mu\text{m}$) and R_d is the average droplet radius ($200 \pm 50 \mu\text{m}$), yielding $\epsilon_\alpha = 0.21 \pm 0.05\%$.

As described later in section 9.2, similar distributions of acoustic energy released from AcBe neutrons and these ^{241}Am α s confirm that the ^{241}Am α -emitters are predominantly located outside the droplets. Therefore, the only α -particles that trigger a phase transition at the 22°C threshold are those with the highest specific energy deposition, which corresponds to the Bragg peak. At higher temperatures the liquid becomes sensitive to smaller dE/dx on the tracks, but since most of the α s are stopping inside the droplets and are thus able to trigger at the threshold with their Bragg peak, the temperature response levels off to a plateau. The contribution of tracks where the Bragg peak is in the matrix and the α -particle continues into the droplet with lower dE/dx is expected to create an ascending slope of less than 5% above 30° , which is smaller than the uncertainties of the measurements.

After completion of data taking with the ^{241}Am spike, the same detector was loaded with ^{226}Ra ($T_{1/2} = 1602$ years). ^{226}Ra decays into ^{222}Rn ($T_{1/2} = 3.8$ d), which then decays following the sequence of transitions $^{222}\text{Rn} \rightarrow ^{218}\text{Po} \rightarrow ^{214}\text{Pb} \rightarrow ^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po} \rightarrow ^{210}\text{Pb}$ via three α - and two β -decays; the rest of the chain is too long-lived to be relevant here. The energies of the emitted α -particles are 5.49, 6.0 and 7.69 MeV, respectively, and the half-lives are short with respect to the ^{226}Ra half-life (3.8 d, 3 min, 27 min, 19 min, 0.2 ms). By visual inspection of the positions of the bubbles formed, the α -activity could be observed to diffuse slowly within several days from the point of injection over the entire detector volume. After 14 d the count rate in the detector had reached asymptotically its maximum value and data were taken as a function of temperature. The results are shown in figure 2.

The observed threshold is now shifted by about 4°C towards lower temperatures, indicating that the energy depositions are larger: the threshold starts at 19°C and reaches its plateau at 22°C . However, the observed shift cannot be attributed to the energy deposition of the α -particles emitted by the Ra-chain, since they have the same maximum stopping power at the Bragg peak than those emitted in ^{241}Am -decay; rather the reduced energy threshold is now caused by ^{210}Pb nuclei recoiling inside the droplets with an energy of 146 keV, since this is the nucleus with the highest recoil energy in the chain.

By further raising the temperature, the detector becomes subsequently sensitive to the lower energetic ^{214}Pb (112 keV) and ^{218}Po (101 keV) recoil nuclei. First ^{214}Pb recoils add to the observed count rate, but once the energy threshold is low enough to allow ^{218}Po recoils to trigger, the ^{214}Pb recoils, which follow ^{218}Po decays ($T_{1/2} \approx 3$ min), are no more able to contribute several minutes after run start. This is due to the fact that once a phase transition has occurred in a droplet it is no longer sensitive to subsequent energy depositions. The same situation arises for ^{214}Po -decays, which are gradually rendered undetectable following $^{222}\text{Rn}/^{218}\text{Po}$ -decays in the same droplet for measuring times exceeding the half-lives of the two β -decays after run start ($T_{1/2} = 27$ and 19 min). This expected asymptotic decrease in count rate due to the depletion of ^{214}Po -decays has been observed for temperatures $T > 20^\circ\text{C}$ and for measuring times lasting up to 2 h after run start. In order to eliminate this time dependence, the count rates shown in figure 2 were always calculated for the same time interval after run start.

The observed threshold curve is characterized by a steep slope, but the data are not precise enough to reveal a step-like substructure that should be caused by the 34 keV energy difference between the ^{214}Pb and ^{210}Pb recoils. However, the 146 keV recoil energy of the ^{210}Pb nuclei at the observed threshold temperature is consistent with the threshold obtained for neutron-induced ^{19}F recoils discussed in section 5. By increasing the temperature from 22 to 25°C ,

the ^{226}Ra -spiked detector also becomes sensitive to α -particles, but since the detector is already fully sensitive, the count rate remains unaffected. However, above 25°C , α -particles contribute to the amplitude of the acoustic signal. This effect will be described in section 9.

Since the ^{241}Am activity is still present after the ^{226}Ra spike and since the threshold temperature for detection of the ^{241}Am α -particles is about 4°C higher than the threshold of the ^{226}Ra spike, one would expect to observe a step at 22°C in figure 2. The absence of this feature can be explained by the fact that after adding the Ra-spike the absolute count rate increased by a factor of 80 and the specific rate by a factor of 47 to $16 \pm 1.1 \text{ cts g}^{-1} \text{ h}^{-1} \text{ Bq}^{-1}$.¹⁷ This strong increase in count rate is not yet completely understood. Assuming a uniform distribution of α -emitters in the matrix and the droplets, the count rate should be determined essentially by the loading fraction and would result in an expected rate of $1.7 \pm 0.2 \text{ cts g}^{-1} \text{ h}^{-1} \text{ Bq}^{-1}$, only 12% of the observed count rate. A possible explanation would be a substantial ($\times 8.4$) increase in concentration of α -emitters in the droplets, possibly caused by an increased solubility of ^{222}Rn in fluorocarbons such as C_4F_{10} compared with the ^{222}Rn solubility in the water-based polymer.

The second detector used in this study, similar in size and composition but spiked exclusively with $10 \text{ Bq } ^{226}\text{Ra}$, reproduced the above-described threshold results (figure 2). Also, its count rate, normalized to the active mass of C_4F_{10} , was found to be comparable to that of the Am-loaded detector after the Ra spike with $13 \pm 3 \text{ cts g}^{-1} \text{ h}^{-1} \text{ Bq}^{-1}$ [22].

Another similar study of α -emitters has been described by Hahn [23] employing ^{238}U and ^{232}Th spikes in $\text{CCl}_2\text{F}-\text{CClF}_2$ operated under negative pressure. In those measurements, recoils from ^{210}Po α -decays could be clearly separated from the 67 keV smaller recoil energies produced in ^{212}Po -decays.

5. Energy calibration with mono-energetic neutrons

The dependence of the threshold energy E_{th} on temperature and pressure was studied with neutron-induced nuclear recoils. For this purpose, extensive calibrations were performed at the Montreal Tandem van de Graaff facility with mono-energetic neutrons ranging from $E_n = 4.8 \text{ keV}$ to 4 MeV . In the case of nuclear recoils induced by neutrons of low energy, the interaction is mainly through elastic scattering on fluorine and carbon nuclei. Inelastic collisions occur only if the centre-of-mass kinetic energies of the neutrons are higher than the first excitation level of the nuclei (1.5 and 4.3 MeV for ^{19}F and ^{12}C , respectively). Absorption of neutrons by the ^{19}F nucleus followed by α -particle emission requires a neutron energy of 2.05 MeV .

Assuming neutron elastic scattering on nuclei, the recoil energy, E_R^i , of the nucleus i is given by

$$E_R^i = \frac{2m_n m_{N_i} E_n (1 - \cos \theta)}{(m_n + m_{N_i})^2}, \quad (5)$$

where E_n and θ are the incident neutron energy and the neutron scattering angle in the centre-of-mass system, and m_n and m_{N_i} are the masses of the neutron and the nucleus N_i , respectively. At a given neutron energy E_n , the recoiling nuclei are emitted with an angular distribution, every angle being associated with a specific recoil energy ranging from 0 keV at $\theta = 0$ to the maximum energy $E_{R,\text{max}}^i$ for $\theta = 180^\circ$. At the small energies considered here, the angular

¹⁷ This does not appear in figure 2 since all rates are normalized to a common plateau value.

Table 2. Five of the resonances of the $^{51}\text{V}(\text{p}, \text{n})^{51}\text{Cr}$ reaction used for neutron calibration. All five resonances have sub-keV intrinsic widths [24].

Resonance	E_p (MeV)	E_n (keV)
I	1.568	4.8
V	1.598	40
VII	1.607	50
VIII	1.617	61
XI	1.651	97

distribution is isotropic in the centre-of-mass system and the recoil energy spectrum dR^i/dE_R^i has a rectangular, box-like shape up to $E_{R,\text{max}}^i$:

$$E_{R,\text{max}}^i = f_i E_n = \frac{4m_n m_{N_i} E_n}{(m_n + m_{N_i})^2}. \quad (6)$$

The factor f_i gives the maximum fraction of the energy of the incident neutron transmitted to the nucleus i , where $f_F = 0.19$ and $f_C = 0.28$ for ^{19}F and ^{12}C , respectively.

The mono-energetic neutrons used for calibration were produced via nuclear reactions with mono-energetic protons via the $^7\text{Li}(\text{p}, \text{n})^7\text{Be}$ and $^{51}\text{V}(\text{p}, \text{n})^{51}\text{Cr}$ reactions. The measurements with the Li target ($10 \mu\text{g cm}^{-2}$) cover a range of neutron energies from 100 keV to 4 MeV and the results obtained are discussed in detail in [18]. With improved proton beam stability these calibrations were recently extended in PICASSO with a ^{51}V target ($9 \mu\text{g cm}^{-2}$) down to 4.8 keV. To acquire sufficient statistics close to threshold, the proton beam energies were tuned to individual resonances in the $^{51}\text{V}(\text{p}, \text{n})^{51}\text{Cr}$ reaction cross section [24]. In particular the five resonances quoted in table 2 have been selected, each of which has an intrinsic width below keV.

The detectors used for these measurements are smaller in size (63 ml) with an active mass of 1 g of C_4F_{10} , but were fabricated in the same way and with similar droplet dimensions as the standard 4.5 litre detectors. For each of the selected neutron energies, data were taken at $\theta \approx 0^\circ$ with respect to the beam while ramping the temperature up and down for a given pressure. Since close to threshold the cosmic ray-induced n -background can amount to 50% of the total count rate, each neutron run at a fixed temperature was followed by a background run at the same temperature (after 8 h of recompression).

For a fixed neutron energy the data have been normalized by the integrated proton current and the count rate of a ^3He counter mounted behind the target was used to compensate for short off-resonance beam energy fluctuations [25]. The measurements at the lowest neutron energy (4.8 keV) were particularly challenging, since at the threshold and above, the detectors had to be operated between 48 and 60 °C where C_4F_{10} becomes sensitive to the 320 keV γ -rays ($T_{1/2} = 28$ d) following de-excitation of ^{51}Cr . Therefore this background had to be measured independently during a beam off period after each neutron run and subtracted from the data.

The recorded count rates for the Li and V targets at different neutron energies at ambient pressure and as a function of temperature are compiled in figure 3. From these measurements, the threshold temperature, T_{th} , can be extracted for a given neutron energy by fitting the data to a theoretical response function including energy losses in the target and the detector matrix and by keeping the intrinsic energy resolution as a free parameter (section 7). Here the threshold temperature is defined as the temperature at which 0.5% of the nuclear recoils will cause a

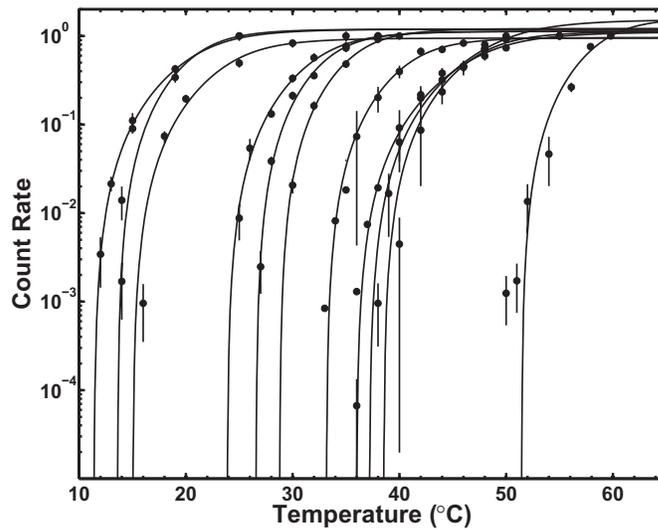


Figure 3. Detector response to mono-energetic neutrons as a function of temperature ($^{\circ}\text{C}$). The detectors were 10 and 15 ml modules loaded with C_4F_{10} droplets. From left to right the threshold curves correspond to neutron energies of 4 MeV, 3 MeV, 2 MeV, 400 keV, 300 keV, 200 keV, 97 keV, 61 keV, 50 keV, 40 keV and 4.8 keV, respectively. The five lowest energies were obtained from resonances of the $^{51}\text{V}(\text{p}, \text{n})^{51}\text{Cr}$ reaction, the higher energy neutrons were produced with the $^7\text{Li}(\text{p}, \text{n})^7\text{Be}$ reaction; several more energies obtained with the Li target are shown in figure 4. The curves shown are fits, which include attenuation and resolution effects from simulations.

phase transition. From this the neutron threshold, energy as a function of temperature can be inferred as is shown in figure 4. For the energies considered here, $E_{\text{th}}^{\text{n}}(T)$ follows an exponential dependence on temperature. A similar exponential trend was observed by other authors for a series of halocarbons such as C_4F_8 , CCl_2F_2 , $\text{C}_2\text{H}_3\text{ClF}_2$ and $\text{C}_2\text{Cl}_2\text{F}_4$ [13].

For WIMP searches it is important to know the minimum nuclear recoil energy that produces a bubble as a function of temperature. Due to the composition of the target in use, C_4F_{10} , there are two possibilities in converting neutron energy into recoil energy: (i) if the response depends on the energy that is deposited on the entire recoil track, then the threshold should be attributed to the more energetic carbon nucleus; (ii) if the recoil nucleus with the greater dE/dx triggers, then it is fluorine that defines the threshold. In both the cases, the energy thresholds (at 1 bar) are obtained from an empirical fit to the neutron threshold data and in the case of ^{19}F follow the relation

$$E_{\text{th}}^{\text{F}}(T) = f_{\text{F}} E_{\text{th}}^{\text{n}} = (4.93 \pm 0.15) \times 10^3 \exp(-0.173 T(^{\circ}\text{C}))(\text{keV}). \quad (7)$$

The error of 3% is largely due to the systematic errors of $\pm 0.2^{\circ}\text{C}$ in the temperature measurement during the test beam runs. Given the temperature range of operation in PICASSO, this translates in the case of ^{19}F recoils into a range of sensitivity from $E_{\text{F}} > 2.0 \text{ keV}$ at 45°C to $E_{\text{F}} > 200 \text{ keV}$ at 18.5°C , respectively.

Several observations support the conclusion that indeed fluorine atoms with their higher dE/dx are responsible for defining the threshold: (i) the neutron scattering rate on ^{19}F is four

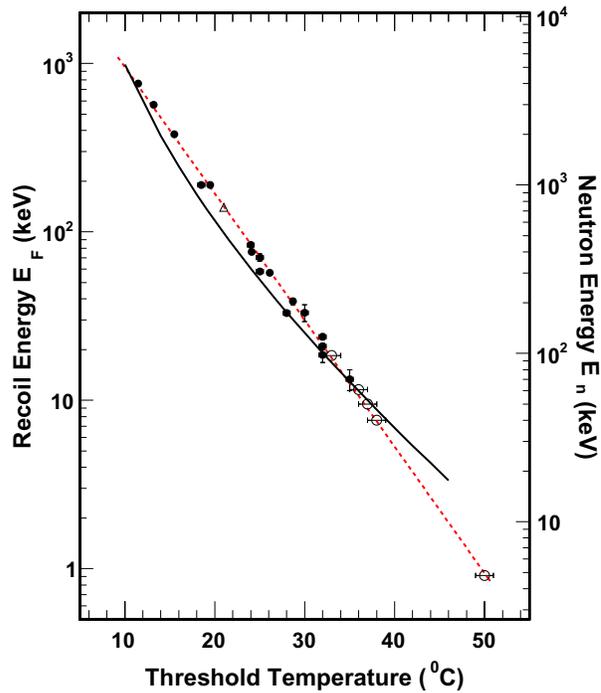


Figure 4. Relationship between the energies of mono-energetic neutrons (right vertical scale) and the temperature measured at the threshold (figure 3); the left vertical scale displays the maximum recoil energy of fluorine, which corresponds to the selected neutron energy. For fluorine recoil energies from $E_F = 0.9$ to 760 keV, the data are well described by an exponential dependence on temperature (broken line). The open triangle at 21 °C corresponds to the energy deposition of 146 keV of ^{210}Pb recoils following ^{222}Rn -decay (figure 2). The continuous line represents $E_c(T)$ calculated in relation (2); it is the work required for creating a bubble with a critical radius $R_c(T)$.

to six times larger than the cross section on ^{12}C in the considered energy range with substantial enhancement in its resonances. If carbon would trigger first, a second threshold should be observed in the threshold curves of figure 3 at higher temperatures when scattering on ^{19}F sets in. Measurements carried out at on- and off-resonance energies in the ^{19}F cross section indicate that fluorine determines the threshold; (ii) the detection threshold for the 146 keV recoil ^{210}Pb nuclei following α -decays of ^{214}Po matches the one for ^{19}F at the same energy; (iii) for recoil energies between 10 keV and 1 MeV, the critical energy $E_c(T)$ for bubble formation predicted by the Seitz model follows closely the ^{19}F threshold; (iv) measurements with C_4F_8 and $\text{C}_2\text{Cl}_2\text{F}_4$ show that the recoil energy of the species with the higher dE/dx matches well the predicted $E_c(T)$ [13, 16].

At temperatures below 40 °C, an up to 30% departure of the measured thresholds from the calculated $E_c(T)$ values is recorded, and for threshold energies smaller than 10 keV, data and theory start to deviate significantly from each other. The causes of these discrepancies are not yet well understood. The dominant contributions for the work required to create a critical bubble

at the temperatures involved are due to evaporation and interface formation. It was observed for halocarbons that E_c approaches zero if the temperature attains 90% of the critical energy T_c , which would correspond to 74 °C in the case of C_4F_{10} [18]. This temperature is also very close to the limit of stability observed during studies of γ -sensitivity of superheated liquids, as discussed in section 6. By tentatively forcing the surface tension to rejoin zero at $0.9T_c$ a better fit to the data can be obtained, but still with an offset of -30% for temperatures between 20 and 40 °C. The observed disagreement is suspected to be due to a still incomplete description of the underlying processes, once the critical radius R_c approaches the nanometer scale.

Also at the low-temperature side the theoretical description of the Seitz model appears incomplete, since thermodynamics requires that the threshold curve bends up towards infinity at the boiling temperature $T_b = -1.7^\circ\text{C}$.

6. Energy response to γ -rays

In contrast to the energy depositions of recoiling nuclei and α -particles, the main interaction process of γ -rays with the detector material occurs via Compton scattering. Because of their very small stopping power, recoiling Compton electrons cannot trigger a phase transition directly in the normal temperature range of operation. Rather the observed sensitivity to γ -rays is attributed to δ -rays or Auger electrons scattered randomly along the tracks of the Compton electrons. These low-energy electrons curl up at the end of their trajectory into highly localized clusters of ionization or hot spots, which rarely lead to energy depositions at the keV level. In particular, it was found in simulations that the δ -ray energy spectra on tracks of electrons from 5 keV up to 500 keV and on tracks of 1 GeV muons are very similar in shape, and 50% of the emitted δ -rays were found to deposit energies smaller than 0.05 keV [18, 26]. Calibrations with γ -rays can therefore give only information about the probability distribution of clusters of energy on the tracks of Compton electrons.

Such a study was performed with a ^{22}Na source ($0.7\ \mu\text{Ci}$), which yields 1.275 MeV γ -rays, as well as the two 511 keV photons from e^+e^- annihilation. Compton scattering of the 1.275 MeV γ -rays produces recoiling electrons in the detector medium with an average energy of 500 keV and with a range of 1.1 mm, whereas the annihilation photons create electrons of 170 keV. Two different detectors were used: a standard 4.5 l detector with an active mass of $78.9 \pm 8\ \text{g}$ to explore the low-temperature response from 40 to 50 °C and a 10 ml detector with an active mass of 30 mg to measure temperatures from 48 up to 72 °C [26, 27]. The count rates as a function of temperature are shown in figure 5 and it was found that the measured sensitivity can be fitted over more than 10 orders of magnitude with a sigmoid function

$$\epsilon_\gamma = \frac{\epsilon_0}{1 + \exp(T_0 - T/\tau)}, \quad (8)$$

with $T_0 = 63.6^\circ\text{C}$ and $\tau = 1.78^\circ\text{C}$. At the plateau, the measured efficiency ($\sim 5\%$) corresponds roughly to the geometric efficiency that a Compton electron hits a droplet ($\sim 1\%$); the observed difference can be explained partly by the uncertainties in the droplet size distribution and the active mass of the 10 ml detector used. Measurements with other sources (^{57}Co , ^{60}Co , ^{137}Cs) showed that the response curves are identical and that the plateau efficiencies are comparable for γ -energies from 127 keV to 1.3 MeV. This is expected, since for an average Z of the detector material of $Z \approx 5.5$, the Compton scattering cross section dominates in the energy range from 400 keV to 5 MeV and the mass attenuation coefficient does not vary much.

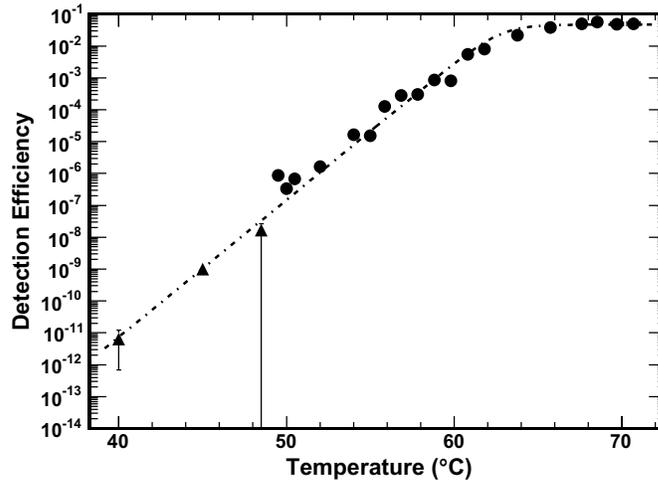


Figure 5. γ -ray sensitivity as a function of temperature ($^{\circ}\text{C}$). The data at the four lower-temperature points were recorded with a standard 4.5 litre detector (triangles); the higher-temperature data were taken with a small 10 ml detector. At the plateau the γ -detection efficiency is determined by the geometry and probability that a Compton electron hits a droplet. Over 10 orders of magnitude in count rate the data are well reproduced by the sigmoid function described by relation (8). After 72° the detector becomes sensitive to spontaneous nucleation.

In addition, the stopping power of the scattered electrons does not vary much in this region and since the δ -ray production probability is proportional to the dE/dx on the particle track, the γ -detection efficiency reflects the constant production efficiency of δ -electrons. This scenario was confirmed by simulations, which in addition show that the sigmoid shape of the observed response curve can be reproduced well [18, 26].

Above 72°C the detector becomes sensitive to spontaneous nucleation. An increase in temperature by 1° leads to an increase in count rate by approximately 3 orders of magnitude.

7. Energy resolution

On inspection of the α data in figure 2, it is apparent that the detection threshold is a well-defined but not sharp step function; the count rate increases steeply but gradually from the threshold to full efficiency. The probability $P(E_{\text{dep}}, E_{\text{th}})$ that an energy deposition E_{dep} larger than the energy threshold E_{th} will generate a nucleation can be approximated by

$$R(E_{\text{dep}}, E_{\text{th}}(T)) = 1 - \exp\left[a \left(1 - \frac{E_{\text{dep}}}{E_{\text{th}}(T)}\right)\right], \quad (9)$$

where the parameter a describes the observed steepness of the threshold: the larger the a is, the sharper the threshold is defined. This parameter is related to the intrinsic energy resolution and reflects the statistical nature of the energy deposition and its conversion into heat [28]. It has to be determined experimentally for each superheated liquid and for different particle species, respectively. Our measurements with α -emitters with well-defined, mono-energetic recoil nuclei (^{210}Pb) indicate a threshold that can be described best with $a = 10 \pm 1$ at 146 keV; α -particles

depositing their energy at the Bragg peak seem to produce a somewhat less steep threshold described by $a = 5.8 \pm 0.7$ at 71 keV (figure 2).

This parameter is more difficult to extract from calibrations with mono-energetic and poly-energetic neutrons due to the continuous spectral distributions of the recoiling nuclei. Our data with mono-energetic neutrons above 400 keV are compatible with $a = 10 \pm 5$; at lower energies, smaller values appear favoured with $a = 2.5 \pm 0.5$ [29]. A more precise study of a suspected temperature dependence of the resolution parameter is the subject of ongoing measurements.

8. Determination of the critical length L_c

The relatively good agreement between deposited energy at threshold E_{dep} and the critical energy E_c required for nucleation below 40 °C observed in neutron calibrations allows an estimate of the effective ion track length $L_c = bR_c$ over which the energy deposition is distributed. We follow here the model proposed by d'Errico, which assumes that the vapour cavity formed initially may extend along the charged particle track, before ending up in at least one structure of spherical shape of size R_c [13].

8.1. L_c from α -emitters

In the case of α -particles, the threshold energy $E_{\text{th}}(T)$ for particles entering from outside the droplets is related to the deposited energy by relation (3) where $(dE/dx)_{\text{Bragg}} = 210 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ is the maximum specific energy loss at the end of the track of a 5.64 MeV α -particle emitted in ^{241}Am -decays. Using (3) and $E_{\text{th}}(T) = 71 \text{ keV}$, it follows that $L_c = 0.33 \mu\text{m}$, for the critical length L_c along which the particle deposits its energy in order to be able to create a critical proto-bubble. Using in addition the prediction by the Seitz model given in (1) for the critical radius $R_c(T)$, one obtains $L_c(24^\circ) = 3.8 \times R_c(24^\circ)$, which yields an estimate of the model parameter $b_\alpha(24^\circ) = 3.8$ for this temperature. This value is compared in figure 6 with those obtained from neutron calibrations.

On the other hand, one can use the fact that α -particles do not trigger phase transitions at 21 °C and $E_{\text{dep}} = 146 \text{ keV}$ in order to obtain an upper limit on the critical length of $L_c(21^\circ\text{C}) \leq 0.45 \mu\text{m}$, which implies $b_\alpha(21^\circ\text{C}) \leq 5$, as indicated in figure 6.

Incidentally, these values of L_c are close to the range of ^{19}F at this threshold energy, but definitely smaller than the range of ^{12}C with $R_c = 1.16 \mu\text{m}$. Since from figure 1 the stopping power of carbon is always smaller than that of fluorine, its energy deposition would be around 80 keV and therefore smaller than the 146 keV required, which supports the assumption made in section 5 that fluorine triggers at the threshold.

8.2. L_c from neutron-induced recoils

Using (3) and the threshold energies $E_{\text{th}}(T)$ obtained for nuclear recoils in the neutron calibrations described in section 5, two sets of parameters $b_F(T)$ and $b_C(T)$ result, depending on the assumption of whether either ^{19}F recoils trigger at threshold or ^{12}C recoils (lower and upper curves, respectively in figure 6). Both curves represent lower bounds on L_c . In particular, in the case of b_F the area between the two curves is allowed, since above that region carbon would trigger at the threshold [28]. The two estimates for L_c discussed in the α scenario add two independent constraints which favour the lower set of b_F values. The range of the preferred

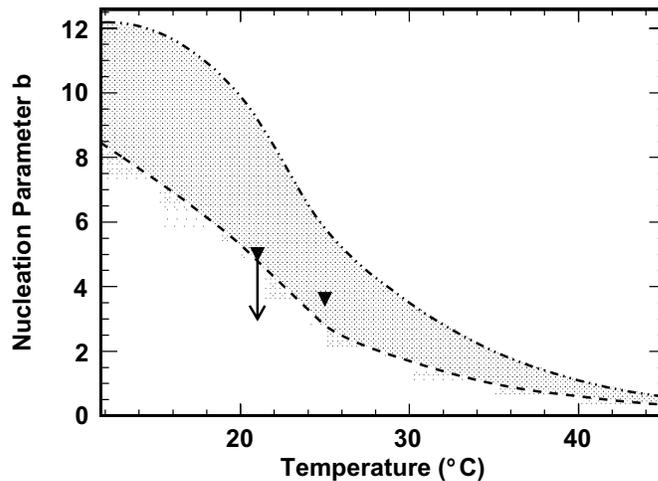


Figure 6. The nucleation parameter b as a function of temperature. This parameter uses $L_c = bR_c$ to relate the spatial extension of the energy deposition with the critical radius defined in relation (1). If carbon would trigger at the threshold, then only nucleation parameters above the upper line would be allowed. If fluorine recoils determine the threshold, then the shaded region between the two curves defines the allowed parameter space. The threshold data of the α -spiked detectors yield an additional upper limit at 21 °C and an additional prediction at 25 °C (triangles); the α data favour the lower part of the shaded parameter space.

values, together with the observed trend that b increases with temperature, agrees well with measurements on several other halocarbons discussed in [13].

9. Acoustic signals from particle-induced events in superheated liquids

It is known that energetic charged particles traversing non-stressed liquids or solids produce acoustic waves during their passage. This so-called thermo-acoustic effect was predicted and described by Askaryan *et al* [30] and is exploited in high-energy neutrino detection in the PeV range by the ANTARES and ICECUBE experiments [31, 32]. However, applied to the processes considered here, with energy depositions in the keV range, the emitted sound intensities predicted by the thermo-acoustic effect are undetectable. On the other hand, particle interactions in stressed or superheated liquids produce detectable acoustic signals that are related to the nature or the extension of the primary event; this suggests that the phase transition process in superheated liquids provides an intrinsic acoustic amplification mechanism with a gain of at least 10^5 [33].

9.1. Neutron-induced recoils

Calibration data with fast neutrons of AcBe, AmBe and Cf sources showed that the associated waveforms have a short rise time, reaching the maximum amplitude after 20–40 μ s, with slower oscillations following for several milliseconds. To characterize signals of different origins in

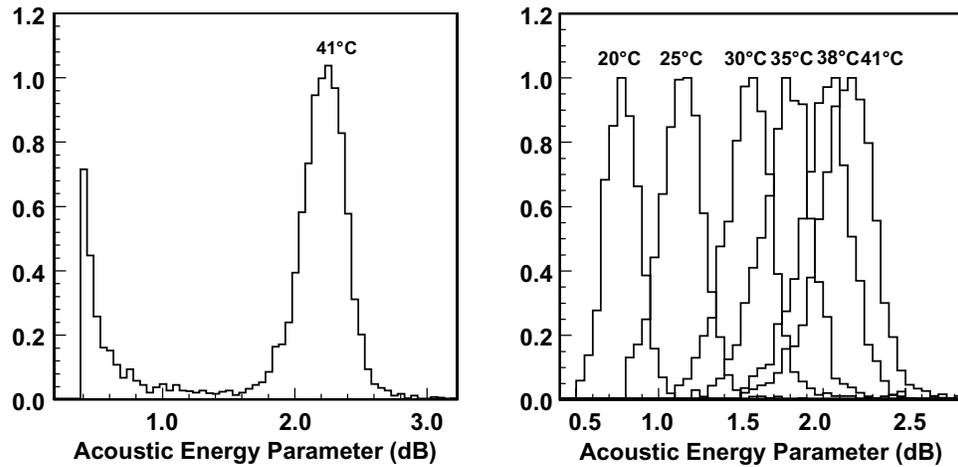


Figure 7. Distribution of the acoustic energy parameter recorded in calibrations with poly-energetic neutrons from an AmBe source. For a given event the signal energy is constructed by squaring the amplitudes and averaging over the waveforms of at least six transducers per detector. The logarithm of this quantity is used to define the acoustic energy parameter. Neutron-induced recoils show up in a peak (the same peak where WIMP-induced recoils are expected); this peak is well separated from acoustic and electronic noise (left) and shifts with increasing temperature to larger signal intensities (right).

the detector, a Bessel band-pass filter is applied to cut off frequencies below 18 kHz and then the waveform of each transducer is squared and integrated over the signal duration, starting from a fixed pre-trigger time. The resulting values are then averaged over all active transducers for each event in order to mitigate solid angle effects. The logarithm of this averaged acoustic energy is used to define the acoustic energy parameter, so called as it is a measure of the average energy contained in the transducer signals. The resolution at full-width at half-maximum of this distribution is around 20% for temperatures tested, while the centroid of this distribution increases smoothly with increasing temperature (figure 7). The noise peak at low values of the acoustic parameter is mostly due to electronic spikes and acoustic events occurring in neighbouring detectors; its width increases with temperature, but remains for all temperatures well separated from the signal peak¹⁸.

This property can be used to discriminate particle-induced recoil events from non-particle-related signals [5, 34]. Since WIMP-induced recoils are similar to neutron-induced recoils, this feature is of prime importance for dark matter searches with superheated liquids.

9.2. α -decays

α -decays in the PICASSO detectors also produce signals with well-defined acoustic energy, and if fully contained in a droplet, with larger acoustic energy than observed in neutron-induced events [6]. This can be explained by the fact that the ranges of neutron-induced recoils of keV

¹⁸ The values of the acoustic parameters in figures 7, 8, 10 and 11 differ from each other due to different experimental conditions such as amplifier gains and a steadily refining analysis; still in each graph the same definition is being used for both neutrons and α 's (γ 's) and for different temperatures.

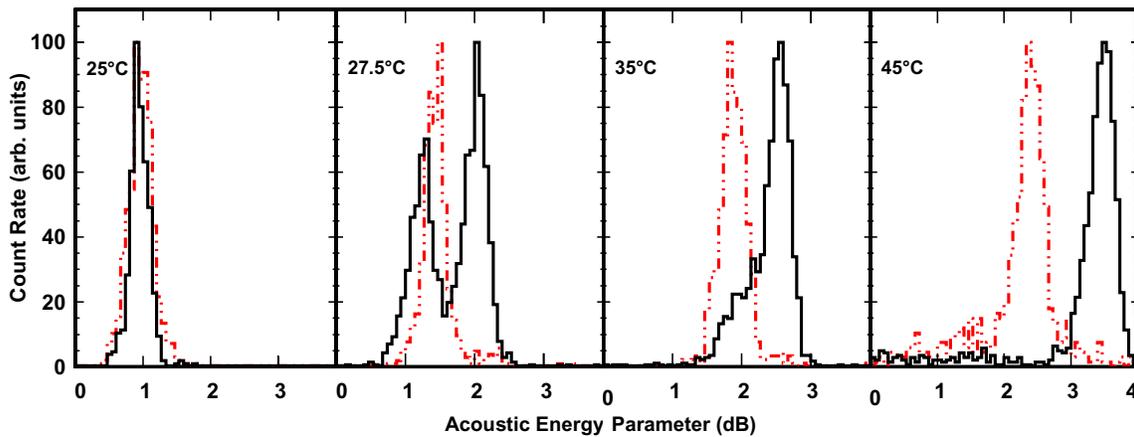


Figure 8. Distributions of the acoustic energy parameter observed as a function of temperature with α -contaminated detectors where the α -activity occurs inside the droplets. The dotted histograms indicate the location of recoil events produced during calibrations with an AcBe neutron source. Left (24°C): the signal strengths of recoil nuclei in α -decays coincide with those from neutron calibrations. Centre (27.5°C): a second peak appears on the high side, which is caused by the joint effect of recoil nuclei and the energy deposition by the α -track. There are still events where only recoils nucleate (neutron data were taken at 28°C and are therefore slightly shifted to the right). Right (45°C): at this temperature, α -particles and recoil nuclei contribute simultaneously to the signal.

energies are of sub- μm extension and therefore comparable in size to the critical length L_c . Therefore these events are able to trigger only one primary nucleation. However, α -emitters located within the superheated liquid can trigger at least two vapourizations: one from the recoiling nucleus and the second one or more on the α -particle track. In both the cases, the energy released during vapourization increases with increasing temperature, but stays well defined for a given temperature.

Data taken with the α -spiked detectors described in section 4 have been used to investigate this nucleation hypothesis further. To detect possible deviations from single bubble nucleations, most of the α -measurements at a given temperature were followed by an exposure to an AcBe neutron source.

For the ^{226}Ra -spiked detector and regular 4.5 litre PICASSO detectors with high intrinsic α -background rates, the following pattern arises when the distribution of the acoustic energy parameter is recorded as a function of temperature (figure 8): between the threshold at 21°C and below 25°C , only recoil nuclei create a peak, which coincides with the location of the neutron-induced recoils during exposure to an AcBe source. With further increasing of the temperature to above 25° , when the detector becomes sensitive to α -particles, a second peak arises at higher acoustic energy and the first peak gradually diminishes. This second peak corresponds to nucleations due to recoil nuclei plus nucleations caused on the α -track first by the Bragg peak and then, with increasing temperature, by subsequently lower dE/dx on the tracks. During this redistribution between the peaks, the sum of the count rates remains constant; the relative contributions to the total count rates are shown in figure 9. The apparent shift of $+2^\circ\text{C}$ between the threshold data shown in figure 2 and the data shown in figures 8 and 9 is due to an

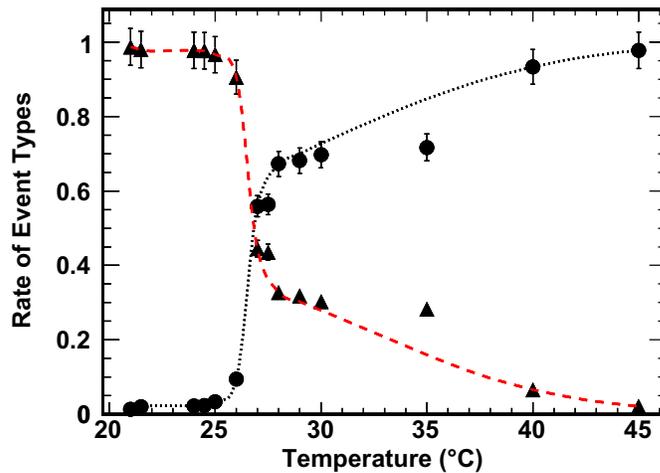


Figure 9. The two event types that contribute to the acoustic signal energy for α contaminations within the droplets: nuclear recoil-induced events corresponding to the first peak in figure 8 (triangles); joint contribution of nuclear recoils and α -particle-induced events corresponding to the second peak in figure 8 (dots). The first peak coincides with the acoustic energy parameter of neutron-induced recoils and dominates between 21 and 25 °C; above that temperature the detector becomes sensitive also to α -particles, which adds to the strength of the signal, but does not change the count rate, since the detector is already fully sensitive. Both contributions are constrained to sum to one and curves are drawn to guide the eye.

equivalent 0.2 bar difference in operating pressure: the spiked detectors (figure 2) were operated at 1 bar surface ambient pressure, whereas the data shown in figures 8 and 10 were taken at the SNOLAB underground site at 1.2 bar ambient pressure.

It was also noted that the degree of separation between recoils and α -particles depends on the temperature and the frequency content of the signals: at temperatures around 25 °C high-pass filters that accept frequencies above 10 kHz give the best result and the resolution tends to decrease with increasing cut-off frequency. The opposite happens at high temperatures—above 40 °C—where the best results are obtained with cut-offs above 100 kHz and discrimination worsens for lower cut-offs. These observations suggest that the fast component of the signal does not depend on the droplet size, but conveys information of the very first stage of bubble formation [8]. A plausible explanation of this effect will be given in section 10.

For the ^{241}Am -spiked detector described in section 4, where only α -particles originating from outside the droplets are able to trigger a phase transition, the signal energy distribution coincides with the distribution recorded during the neutron sessions over the considered temperature range, with a tendency towards larger acoustic energies, indicating an average probability slightly larger than one nucleation (figure 10). In contrast to the 27 °C data shown in figure 8, where the α -emitters were concentrated inside the droplets, the second peak is now absent.

From these observations with Am and Ra spikes, it can be expected that the limitation on the discrimination power will eventually come from the fraction of α -particles which only produce one bubble, just like nuclear recoils do. In this respect α -emitters located in the detector

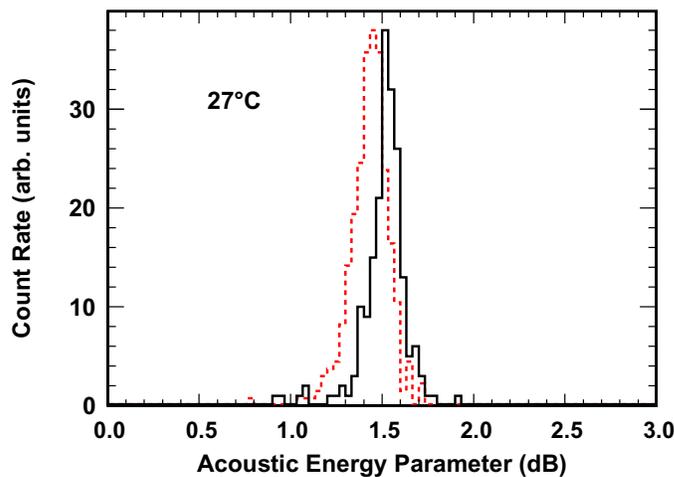


Figure 10. Distribution of the acoustic energy parameter observed at 27 °C with a detector spiked with the α -emitter ^{241}Am compared with the signals induced by fast neutrons from an AcBe source (dotted). Here the α -activity is located outside of the droplets. The α -peak is slightly displaced towards higher acoustic energy, but in contrast to the 27 °C data in figure 8, a second peak is absent.

matrix are of more serious concern in terms of unreducible background than contaminations within the droplets, provided the latter are large enough in diameter to contain most of the α -tracks.

9.3. δ -electrons from γ -ray-induced events

If detectors are operated at temperatures far below the plateau- γ sensitivity (i.e. 65 °C), then the clustered energy depositions from Auger- or δ -electrons on the tracks of Compton scattered electrons create events with small multiplicity within a droplet (section 6). Therefore, the acoustic signals are expected to reproduce those produced by single nucleations on the short tracks of nuclear recoils. In order to verify this hypothesis, data were taken with two different detectors in the presence of a ^{22}Na and a ^{137}Cs source, respectively, and compared with the signals induced by fast neutrons from a γ -shielded AcBe source. Measurements were carried out at 45, 46 and 50 °C, respectively, and the acoustic energies of the γ -induced signals coincided with those of the neutron-induced recoils (figure 11). It would be interesting in future to extend these measurements to higher temperatures, where also multiple nucleations might become observable on the Compton electron tracks traversing the droplets (the high temperature data in section 6 were taken without neutron reference measurements).

10. Dynamics of bubble growth and acoustic signal formation

The dynamics of bubble growth and the associated sound emission in superheated liquids is a complex phenomenon involving nonlinear thermodynamic processes, which are still the subject of ongoing research [35]. Particle-induced sound generation in superheated liquids was first discussed in [33], but until now only an approximative and qualitative description can

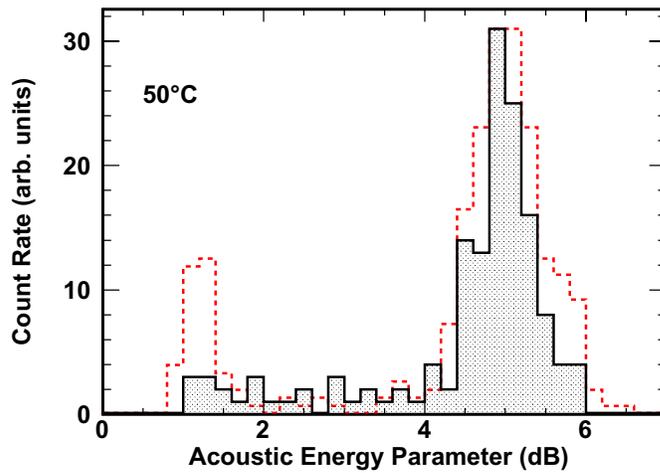


Figure 11. Acoustic energy parameter for γ -induced events. The data were taken in the presence of a ^{137}Cs source (shaded) and compared with the signals from a γ -shielded AcBe neutron source (dotted line). γ -induced events are caused by clustered energy depositions (Auger- or δ -electrons) on the track of Compton electrons traversing the droplets. The acoustic energy distribution of these events coincides with that of events with single nucleation. The peak to the left at small acoustic energy corresponds to noise.

be given of the processes leading to the recorded acoustic signals and the observed α -recoil discrimination. The early theoretical works of Rayleigh [36] and Plesset and Zwick [37] were based on an approximate solution of the Navier–Stokes equation, and postulated that the growth of a vapour bubble in a superheated liquid is controlled by three stages: (i) a surface tension controlled stage, (ii) followed by a stage where the growth is limited by the inertia of the liquid and where the bubble expands with constant velocity, and (iii) an asymptotic stage that is dominated by heat transfer and where the bubble growth is decelerating.

Stage 1. As soon as the bubble radius reaches $R > R_c$, the expansion is driven by the energy stored in the bubble itself and its vicinity. In the initial phase of this stage, the radial velocity of growth is impeded by the effect of the surface tension, but becomes less important with increasing bubble radius.

Stage 2. In the absence of viscous and surface tension effects the subsequent bubble growth is limited by the inertia of the liquid and is described by the Rayleigh–Plesset equation [36]. Its solution implies that the radius increases linearly with time and that the speed of growth is proportional to the square root of the superheat Δp defined in section 2:

$$R_{\text{in}}(t) = A(T) \times t, \quad A(T) = \left(\frac{2}{3\rho_l} \Delta p \right)^{1/2} \quad (10)$$

Since the superheat increases and the liquid density decreases with temperature, the speed of bubble growth also increases with temperature. In particular, we find for C_4F_{10} a prediction of the growth velocity of $A(30^\circ\text{C}) = 11.6 \mu\text{m} \mu\text{s}^{-1}$ and $A(46^\circ\text{C}) = 13.6 \mu\text{m} \mu\text{s}^{-1}$.

Stage 3. Due to the expansion of the bubble volume, the vapour within the bubble and also the liquid in the vicinity of the bubble walls cools down until it reaches the boiling temperature

and after a certain characteristic time τ , further growth is only possible if energy is supplied by heat transfer from more and more distant layers of the liquid. From there on, the growth rate becomes limited by thermal diffusion and it decreases continuously. This is described by the Plesset–Zwick equation [37], which in this regime predicts a much slower increase of the bubble radius proportional to the square root of time:

$$R_{\text{th}}(t) = B(T) \times t^{1/2}, \quad B(T) = \left(\frac{12}{\pi} \kappa \rho_l c_{pl} \right)^{1/2} \frac{T - T_b}{h_{lv} \rho_v}. \quad (11)$$

Here κ is the thermal conductivity of the liquid and c_{pl} is its specific heat; the other quantities are as defined in section 2. The growth parameter $B(T)$ can also be expressed as $B(T) = (3\kappa/2\pi)J_a(T)$, where J_a is the Jakob number, a dimensionless quantity that characterizes the speed of bubble growth. In particular, it was found that the $t^{1/2}$ law is only valid for $2 < J_a < 100$ [35, 38]. For C_4F_{10} and within the temperature range considered here, J_a follows a distribution with a broad peak around 35°C with $J_a = 18.5$ and this decreases slowly and asymmetrically to $J_a = 16.5$ at 20°C and $J_a = 18$ at 50°C , respectively. The growth rate $1 \mu\text{s}$ after nucleation is predicted by (11) to be $\approx 2.5 \mu\text{m} \mu\text{s}^{-1}$, which is already smaller than the speed of inertial growth. The time τ , which is the time at which the transition between the two asymptotic solutions occurs, is strongly model dependent and a scope of investigations [35].

The predictions of growth rates by the classical model are, however, idealizations, and measurements in superheated liquids showed linear growth rates, which were substantially slower than the predicted inertial growth, but still larger than thermal growth up to $100 \mu\text{s}$ after nucleation [39].

After complete phase transition of a droplet, a freely oscillating vapour bubble is formed. The resulting bubble is a harmonic oscillator, oscillating around its equilibrium radius R_b and the ambient equilibrium pressure p_0 with a resonance frequency calculated by Minnaert [40] as

$$\nu_R = \frac{1}{2\pi R_b} \sqrt{\frac{3\kappa p_0}{\rho_l}}, \quad (12)$$

where κ is now the polytropic coefficient of the gas and ρ_l the density of the surrounding liquid. For C_4F_{10} at 30°C the resonance frequency and the bubble radius are related by the simple relation $\nu_R(\text{kHz}) = 2.4/R(\text{mm})$. Typical droplets in PICASSO of $100 \mu\text{m}$ radius will eventually form bubbles of $R_b \approx 0.35 \text{ mm}$ radius and are expected to oscillate with a fundamental frequency of $\nu_R \approx 6 \text{ kHz}$. This frequency is below the 18 kHz high-pass cut-off used in the analysis of signals discussed in section 9. Moreover, no improvement in the α -recoil discrimination was observed by including frequencies below 10 kHz .

The pressure of the emitted sound, which is produced in the liquid by an expanding or oscillating spherical bubble of radius $R(t)$, is related to the acceleration of its volume $V(t)$:

$$\Delta P(r, t) = \frac{\rho_l}{4\pi} \frac{\ddot{V}(t - r/c)}{r} = \frac{\rho_l}{4\pi r} \left(\frac{4}{3}\pi \right) \frac{d^2 R^3}{dt^2} = \frac{\rho_l}{r} (2R\dot{R}^2 + R^2\ddot{R}), \quad (13)$$

where $\Delta P(t, r)$ is the pressure change produced in the liquid at a distance r from the source, c is the velocity of sound and ρ_l is the density of the liquid [41]. Inserting the solutions for inertial growth $R_{\text{in}}(t)$ and for thermal diffusion-limited growth $R_{\text{th}}(t)$ into (13), one finds the radiated pressure signals for the two modes of asymptotic bubble growth:

$$\Delta P_{\text{in}} \propto \rho_l A(T)^3 \times t \quad \text{and} \quad \Delta P_{\text{th}} \propto \rho_l B(T)^3 \times t^{-1/2}. \quad (14)$$

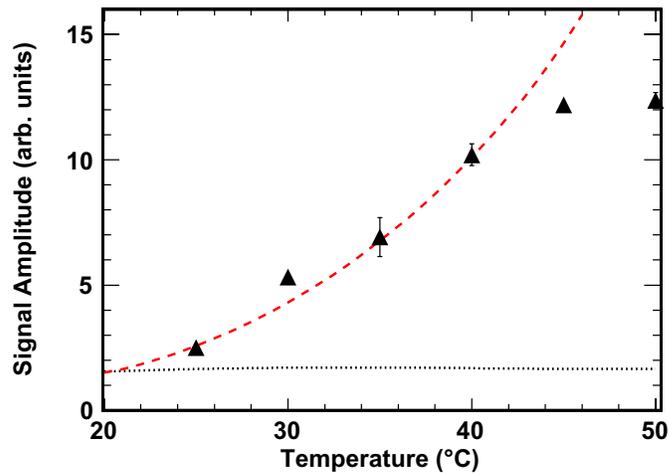


Figure 12. Amplitudes of the measured acoustic signals as a function of temperature compared to theoretical predictions. In the case where bubble growth is driven by thermal diffusion only, the observed signal amplitudes decrease slowly with temperature (dotted); inertial growth predicted by the Rayleigh–Plesset solution of the Navier–Stokes equation predicts a steady rise of the pressure signal with temperature and correspondingly also of the amplitudes (broken). The two theoretical predictions were set to a common value at 20 °C.

Piezoelectric transducers are sensitive to the instantaneous pressure ΔP , with sensitivities quoted in terms of $\mu\text{V } \mu\text{bar}^{-1}$ (section 3). Therefore an analysis of the waveform of the transducer signal allows one to obtain information about the emission process. However, given our present experimental conditions, our timing information is severely limited by the sampling frequency ($2.5 \mu\text{s}$ per sample) and is distorted especially for times larger than $80 \mu\text{s}$ by reflections and container effects, such as sound propagation in the acrylic. Recent laboratory measurements with sampling frequencies of 1 and 2 MHz indicate an improvement in α -recoil discrimination within the first $50 \mu\text{s}$ of the waveforms.

Nevertheless, some conclusions about the bubble growth and acoustic signal production can be inferred from the observed amplitudes and their dependence on temperature. Figure 12 compares the measured amplitudes as a function of temperature with those predicted by the two growth models. Apparently only the inertial growth scenario in which the amplitudes increase with temperature shows a trend similar to the data. Since the observed α -recoil discrimination implies a spatial resolution of two nucleation centres separated by about the length of an α -track, i.e. $L_\alpha \sim 40 \mu\text{m}$, it can be concluded that the inertial phase cannot last much longer than about $2L_\alpha/A(T)$: if inertial growth would continue beyond that time, the expanding bubble volumes would have merged completely and all information about multiple nucleation sites would have been washed out. Therefore, after that time, i.e. $t \geq 10 \mu\text{s}$, and according to the above estimates for $A(T)$, the decelerating thermal growth phase must have become the dominant effect in order to preserve the information about the spatial extension of the original nucleation volume.

At the moment our α -recoil discrimination data indicate the presence of two to three nucleation centres. However, within the scenario discussed above one would expect that with a better timing resolution of the acoustic read-out system, more nucleation centres or an extended

nucleation region could be resolved along the α -track at an earlier stage of formation, which would result in further improvement of the α -recoil discrimination.

11. Conclusions

The full sensitivity of superheated liquids to nuclear recoils in the absence of a significant sensitivity to γ -rays or minimum ionizing particles has stimulated interest in this technique for dosimetry, neutron detection in fusion research and recently, large-scale applications in dark matter searches. However, some grey areas exist in the detailed understanding of the underlying radiation detection processes: how precisely does radiation induce phase transitions at the nanometer scale, what are the precise dynamics of bubble growth and what time scales are involved, how are the observed acoustic signals produced, and how much information about the nature of the primary event do they contain?

Our recent studies were able to consolidate some known features and to shed new light on some of the open questions: (i) the energy thresholds predicted by the classic nucleation theory in C_4F_{10} are in good agreement with neutron and α -calibration data; only at the lowest neutron energy at 4.8 keV does a discrepancy exist which needs to be clarified; (ii) threshold measurements with detectors spiked with α -emitters allow one to differentiate between energy depositions by the recoiling nuclei and those caused by the Bragg peak of α -particles; (iii) recoil nuclei following α -decay have a higher energy threshold than α -particles; (iv) signals produced simultaneously by recoil nuclei and α -particles have more acoustic energy than signals produced by one or the other separately; (v) neutron and α -data deliver a consistent picture of how the critical interaction length L_c evolves in terms of the critical radius R_c and with temperature; (vi) signal amplitudes increase with temperature, which implies that inertial bubble growth contributes to acoustic signal formation; (vii) the observed α -recoil discrimination requires fine-tuning of the interplay between the inertial bubble growth mode and the asymptotic thermal growth. While our understanding of this interplay is rudimentary at this stage, it is expected that for events occurring entirely in the bulk of the liquid, better discrimination between particle species can be achieved by adapting the speed of the acoustic read-out chain to the timescale that carries most of the information about the primary nucleation process.

Acknowledgments

We acknowledge financial support from the National Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC), the Canada Foundation for Innovation (CFI) and the Czech Ministry of Education, Youth and Sports. This work was also supported by NSF grant no. PHY-0856273. We thank Andrea Vollrath, Andrea Palenchar and Brendan Sweeney at IUSB for their contributions. We especially thank SNOLAB and its staff for their hospitality and for providing help and competent advice whenever needed.

References

- [1] Glaser D A 1952 *Phys. Rev.* **87** 665
- [2] Zacek V 1994 *Nuovo Cimento A* **107** 1247
- [3] Ing H *et al* 1997 *Radiat. Meas.* **27** 1
- [4] Apfel R 1979 *Nucl. Instrum. Methods* **162** 603

- [5] Archambault S *et al* (PICASSO Collaboration) 2009 *Phys. Lett. B* **682** 185–92
- [6] Aubin F *et al* (PICASSO Collaboration) 2008 *New J. Phys.* **10** 103017
- [7] Giroux G 2008 Analyse des données et étude systématique de la réponse des détecteurs dans le cadre du projet PICASSO *MSc Thesis* Université de Montréal
- [8] Nadeau P 2009 Alpha-neutron discrimination and droplet size measurements in the PICASSO experiment *MSc Thesis* Laurentian University
- [9] Behnke E *et al* 2010 arXiv:1008.3518 [astro-ph.CO]
- [10] Felizardo M *et al* 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 211301
- [11] Seitz F 1958 *Phys. Fluids* **1** 2
- [12] Harper M J and Rich J C 1993 *Nucl. Instrum. Methods A* **336** 220
- [13] d’Errico F 1999 *Radiat. Prot. Dosim.* **84** 55
- [14] Norman A and Spiegler P 1963 *Nucl. Sci. Eng.* **16** 213
- [15] Poesposoetlipto F and Hugentobler E 1970 *Helv. Phys. Acta* **43** 203
- [16] Das M and Sawamura T 2004 *Nucl. Instrum. Methods A* **531** 578
- [17] Das M and Sawamura T 2005 *Nucl. Instrum. Methods A* **536** 123
- [18] Barnabé-Heider M *et al* 2005 (PICASSO Collaboration) *Nucl. Instrum. Methods A* **555** 184
- [19] Behnke E *et al* 2008 *Science* **319** 933
- [20] National Institute for Standards and Technology <http://webbook.nist.gov/>
- [21] SRIM J Ziegler <http://www.srim.org/>
- [22] Aubin F 2007 Caractérisation spatiale des événements dans le détecteur PICASSO *MSc Thesis* Université de Montréal
- [23] Hahn B 1961 *Il Nuovo Cimento* **22** 650
- [24] Gibbons J H, Macklin R L and Schmitt H W 1955 *Phys. Rev.* **100** 167
- [25] Auger M 2008 Caractérisation de la réponse des détecteurs aux neutrons de très basses énergies dans PICASSO *MSc Thesis* Université de Montréal
- [26] Genest M-H 2007 Recherche du neutralino avec les détecteurs ATLAS et PICASSO *PhD Thesis* Université de Montréal
- [27] Lévy C 2009 Gamma calibration using a new test apparatus at Queen’s University and optimization analyses for the PICASSO experiment *MSc Thesis* Queen’s University
- [28] Gornea R 2008 Détection de la matière sombre avec le détecteur à gouttelettes surchauffées dans le cadre du projet PICASSO *PhD Thesis* Université de Montréal
- [29] Faust R 2008 Études Monte Carlo des mesures d’étalonnage aux neutrons et aux particules alpha dans PICASSO *MSc Thesis* Université de Montréal
- [30] Askaryan G A *et al* 1979 *Nucl. Instrum. Methods* **164** 267
- [31] ANTARES <http://antares.in2p3.fr>
- [32] ICECUBE <http://icecube.wisc.edu>
- [33] Martynyuk Y N and Smirnova N S 1991 *Sov. Phys. Acoust.* **37** 76
- [34] Archambault S 2010 Discrimination d’événements par analyse des signaux enregistrés par le projet PICASSO *MSc Thesis* Université de Montréal
- [35] Robinson A J and Judd R L 2004 *Int. J. Heat Mass Trans.* **47** 5101
- [36] Rayleigh L 1917 *Phil. Mag.* **34** 94
- [37] Plesset M S and Zwick S A 1954 *J. Appl. Phys.* **25** 493
- [38] Cole R and Shulman H L 1966 *Int. J. Heat Mass Trans.* **9** 1377
- [39] Shepherd J E 1981 Dynamics of vapor explosions: rapid evaporation and instability of butane droplets exploding at the superheat limit *PhD Thesis* California Institute of Technology
- [40] Minnaert M 1933 *Phil. Mag.* **16** 235
- [41] Landau L D and Lifschitz E M *Fluid Mechanics* vol VI (Oxford: Butterworth-Heinemann)