

Direction des bibliothèques

AVIS

Ce document a été numérisé par la Division de la gestion des documents et des archives de l'Université de Montréal.

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

NOTICE

This document was digitized by the Records Management & Archives Division of Université de Montréal.

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal

Caractérisation spatiale des événements dans les détecteurs PICASSO

par
François Aubin

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

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

avril, 2007

© François Aubin, 2007.



Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Caractérisation spatiale des événements dans les détecteurs PICASSO

présenté par:

François Aubin

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

François Schiettekatte
président-rapporteur

Viktor Zacek
directeur de recherche

Claude Leroy
membre du jury

Mémoire accepté le

RÉSUMÉ

De nombreuses observations astronomiques montrent que l'univers est principalement composé d'énergie sombre et de matière sombre. Le projet PICASSO (Projet d'Identification des CAndidats Supersymétriques à la matière SOmbre) tente d'observer le candidat le plus plausible de matière sombre froide prédit par la supersymétrie : le neutralino (χ^0). PICASSO utilise à cette fin des détecteurs à gouttelettes surchauffées où un événement est caractérisé par une transition de phase d'une gouttelette de la phase liquide vers la phase gazeuse. Cette transition de phase produit un signal enregistré par plusieurs senseurs piézo-électriques. Ce mémoire développe un outil d'analyse des détecteurs PICASSO pour localiser chacun des événements qui se produisent dans les détecteurs afin d'en étudier le fonctionnement et d'éventuellement en définir un volume fiduciel.

Premièrement, deux combinaisons d'algorithmes permettant de déterminer le début des signaux et d'en localiser la provenance sont élaborés. La faisabilité de la localisation dans les détecteurs PICASSO est ensuite démontrée par une expérience où la position des événements est connue. La vitesse de propagation du son dans les détecteurs est aussi déterminée et elle vaut $(1386 \pm 15) \frac{m}{s}$ à une température de $(21 \pm 1)^\circ C$. Les détecteurs PICASSO sont ensuite étudiés selon la source des événements. Les événements causés par des particules α possèdent une distribution uniforme dans les détecteurs alors que la densité des événements causés par des neutrons émanant d'une source diminue avec le carré de la distance à la source dans les détecteurs comme il est prévu par les simulations. Les événements sont localisés, en moyenne, à l'intérieur d'un volume de $1cm^3$. Un effet de seuil dans les détecteurs qui se traduit par une concentration anormalement élevée d'événements dans le haut des détecteurs entre $(19,2 \pm 3,7)^\circ C$ et $(22,6 \pm 4,1)^\circ C$ a également été découvert pour les particules α .

Mots clés : Matière sombre, supersymétrie, WIMP, neutralino, PICASSO, détecteur à gouttelettes surchauffées, particule α , neutron, localisation, vitesse de propagation du son.

ABSTRACT

Astronomical observations indicates that the universe is mainly composed of dark energy and dark matter. The PICASSO project ("Projet d'Identification des CAn didats Supersymétriques à la matière SOMBRE") search for the most stable cold dark matter particle predicted by supersymmetry : the neutralino (χ^0). PICASSO's detectors are superheated droplet detectors where events occur as a phase transition of a droplet from liquid to gas. The emitted signal is recorded by piezo-electric sensors. This thesis elaborates an analysis tool to localize events in the PICASSO detectors to study their behaviour and to define, in the near future, a fiducial volume.

Two algorithm combinations to determine the beginning of the signals and to locate their source are exposed. Localization is established by an experiment where event positions are known. The speed of sound in the gel is measured and its value is $(1386 \pm 15) \frac{m}{s}$ at a temperature of $(21 \pm 1) ^\circ C$. PICASSO detectors are then studied according to the particle type causing the events. Events caused by α particles are uniformly distributed in the detectors and the neutron events density falls as one over the square of the distance to the source as expected from simulations. Events are localized within a $1cm^3$ mean volume. A threshold effect that is observed as an abnormally active region in the upper part of the detector between $(19, 2 \pm 3, 7) ^\circ C$ and $(22, 6 \pm 4, 1) ^\circ C$ has also been discovered in the detectors.

Keywords: Dark matter, supersymmetry, WIMP, neutralino, PICASSO, superheated droplet detector, α particle, neutron, localization, speed of sound.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	iv
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	ix
LISTE DES FIGURES	x
LISTE DES APPENDICES	xix
DÉDICACE	xx
REMERCIEMENTS	xxi
CONTRIBUTIONS PERSONNELLES	xxii
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : PICASSO ET LA MATIÈRE SOMBRE	3
1.1 Les évidences de la matière sombre	3
1.2 La matière sombre	8
1.2.1 Les MACHO	8
1.2.2 La matière sombre chaude	8
1.2.3 La matière sombre froide	9
1.2.4 Les théories MOND	9
1.3 Le modèle de matière sombre froide supersymétrique	9
1.4 PICASSO	11
1.4.1 Les détecteurs	12
1.4.2 Le projet	15

CHAPITRE 2 : ALGORITHMES DE LOCALISATION	19
2.1 Combinaison d'algorithmes I	19
2.1.1 Solution analytique de localisation avec quatre senseurs	21
2.1.2 Détermination du début des signaux générés par les événements : bruit électronique variable	23
2.2 Combinaison d'algorithmes II	25
2.2.1 Localisation par minimisation du χ^2	25
2.2.2 Détermination du début des signaux générés par les événements : bruit électronique constant	27
 CHAPITRE 3 : SIMULATION DE L'ALGORITHME DE LOCALISATION PAR MINIMISATION DU χ^2 ET DES DISTRIBUTIONS DES DIFFÉRENCES DE PARCOURS DES SIGNAUX ENTRE LES DIFFÉRENTS SENSEURS PIÉZO-ÉLECTRIQUES	 29
3.1 Le principe de la simulation	29
3.2 Distribution uniforme des événements dans les détecteurs PICASSO	30
3.3 Distribution des événements dans le détecteur PICASSO qui varie selon $\frac{1}{r^3}$	36
 CHAPITRE 4 : FAISABILITÉ DE LA LOCALISATION : EXPÉRIENCE AVEC LA POSITION DES ÉVÉNEMENTS DÉTERMINÉE	 39
4.1 Le montage	39
4.2 La localisation	40
4.3 Extrapolation aux détecteurs PICASSO	44
 CHAPITRE 5 : DÉTERMINATION DE LA VITESSE DE PROPAGATION DU SON DANS LES DÉTECTEURS PICASSO	 46

5.1	Mesure expérimentale directe de la vitesse de propagation du son dans les détecteurs PICASSO	46
5.1.1	Méthodologie	47
5.1.2	Analyse	48
5.2	Détermination de la vitesse de propagation du son dans les détecteurs PICASSO via l'algorithme de localisation par minimisation du χ^2	49
CHAPITRE 6 : CARACTÉRISATION SPATIALE DES ÉVÉNEMENTS		
DANS LES DÉTECTEURS PICASSO LORS DES		
MESURES DE BRUIT DE FOND 53		
6.1	Mesures de bruit de fond avec le détecteur PICASSO	53
6.1.1	L'efficacité de localisation	53
6.1.2	La distribution spatiale des événements dans le détecteur	57
6.1.3	La distribution des différences de temps de parcours des signaux entre différents couples de senseurs piézo-électriques	62
6.2	Mesures de bruit de fond avec un détecteur dopé à l'émetteur $\alpha^{226}Ra$	63
CHAPITRE 7 : CARACTÉRISATION SPATIALE DES ÉVÉNEMENTS		
LORS DES ÉTALONNAGES DES DÉTECTEURS		
PICASSO 69		
7.1	L'efficacité de localisation	69
7.2	La distribution spatiale des événements dans le détecteur	70
7.3	La distribution des différences de temps de parcours des signaux entre différents couples de senseurs piézo-électriques	72
CONCLUSION 75		
BIBLIOGRAPHIE 77		
I.1	Les contenants PICASSO	xxi
I.2	Les systèmes de coordonnées utilisés	xxii

II.1 Conventions pour nommer les détecteurs	xxv
---	-----

LISTE DES TABLEAUX

4.1	Valeurs des coefficients de l'équation paramétrisant v_{eau}	42
5.1	Caractéristiques des sessions de données analysées pour la détermination de la vitesse de propagation du son dans les détecteurs PICASSO	48
I.1	Position des senseurs piézo-électriques sur le contenant officiel PICASSO	xxiv
I.2	Position des senseurs piézo-électriques sur le contenant prototype PICASSO	xxiv

LISTE DES FIGURES

1.1	Courbe de la vitesse de rotation des étoiles dans la Galaxie M33 en fonction de la distance au centre de la galaxie. La courbe du haut est la courbe mesurée alors que la courbe du bas représente la courbe attendue selon la théorie newtonienne. [38]	4
1.2	Schéma de l'effet de lentille gravitationnelle où $d \gg D$. La lumière émise par une source est courbée par un objet massif.	5
1.3	Amas de galaxies 1E0657-56 composé d'une collision de deux amas de galaxies. L'image est dans le domaine du visible alors que les régions roses représentent l'émission de rayons-X par des nuages de gaz intergalactique et que les régions bleues représentent de la matière sombre observée via l'effet de lentille gravitationnelle. [40]	6
1.4	Distribution des galaxies à grande échelle dans l'univers à partir de la Terre obtenue par 2dF. [37]	7
1.5	La figure (a) montre un détecteur PICASSO de 4,5L. La figure (b) présente le montage PICASSO à SNOLAB. Le blindage de cubes d'eau est visible.	13
1.6	La figure (a) montre des senseurs piézo-électriques sous différents angles alors que la figure (b) montre une pièce d'acrylique collée sur les contenants afin de soutenir les senseurs.	14
1.7	Énergie de seuil produisant un recul de ^{19}F en fonction de la température à une pression de 1,23 bars (pression atmosphérique au laboratoire SNOLAB). La ligne pleine suppose une efficacité de détection de 80% alors que la ligne pointillée suppose une efficacité de détection de 50%. Les températures auxquelles différentes particules sont détectables sont identifiées. [21]	15

1.8	Courbes des taux de comptage attendus pour les détecteurs PICASSO. La ligne rouge représente la contribution des particules α (bruit de fond interne) dont l'amplitude a été réduite par un facteur 100, la ligne bleue représente la contribution des neutrons et les lignes noire, magenta et verte représentent la contribution des neutralinos en supposant une section efficace de $\sigma = 0,15pb$, $\sigma = 0,05pb$ et $\sigma = 0,02pb$. [22]	16
1.9	Courbes des limites supérieures de section efficace neutralino-proton établies et prévues par le projet PICASSO pour l'interaction dépendante du spin.	17
2.1	Vue de côté du contenant. Les carrés noirs représentent les senseurs positionnés sur la face avant du contenant et les carrés gris représentent les senseurs positionnés sur la face arrière du contenant. Les senseurs sont identifiés par un chiffre de 0 à 8.	20
2.2	Vue de dessus des trois étages de senseurs. Les carrés noirs représentent les senseurs qui sont identifiés par un chiffre de 0 à 8. Le schéma de gauche représente l'étage supérieur alors que le schéma de droite représente l'étage inférieur.	21
2.3	Exemple de détermination du début d'un signal : gros plan sur le début de l'événement. Le signal bleu est le signal brut normalisé par son amplitude maximale. Le signal rouge est un signal dont chaque point est la moyenne des $40\mu s$ précédentes du signal brut normalisé. Le signal vert est un signal dont chaque point est la moyenne du signal brut normalisé pour les $2\mu s$ précédant et suivant ce temps et il est superposé au signal brut normalisé. Le point rouge représente le début de l'événement.	24

- 2.4 Exemple de détermination du début d'un signal : gros plan sur le début de l'événement. Le signal est en bleu. La première étoile, chronologiquement, représente le début de l'événement alors que la deuxième représente le premier point à 10% de l'amplitude maximale. 28
- 3.1 Distribution spatiale des résultats de localisation d'événements simulés distribués uniformément dans le détecteur. Les lignes bleue et rouge représentent des simulations où $\sigma = 1.25\mu s$ et $\sigma = 5.00\mu s$ respectivement. La ligne verte représente une distribution uniforme réelle dans le détecteur. Les lignes noires représentent les limites physiques du détecteur. 31
- 3.2 Distribution des incertitudes positives et négatives en x, en y et en z sur la position des événements localisés. Les couleurs bleu, rouge, verte et noire représentent une distribution uniforme d'événements dans le détecteur où $\sigma = 1.25\mu s$, $\sigma = 2.50\mu s$, $\sigma = 3.75\mu s$ et $\sigma = 5.00\mu s$ respectivement. 32
- 3.3 Incertitudes positives et négatives en x, en y et en z sur la position des événements localisés en fonction de la position dans le détecteur. Les couleurs bleu, rouge, verte et noire représentent une distribution uniforme d'événements dans le détecteur où $\sigma = 1.25\mu s$, $\sigma = 2.50\mu s$, $\sigma = 3.75\mu s$ et $\sigma = 5.00\mu s$ respectivement. 33
- 3.4 Distributions simulées des différences de parcours entre huit couples de senseurs piézo-électriques pour une distribution uniforme des événements dans les détecteurs PICASSO. 34
- 3.5 Distribution spatiale des résultats de localisation d'événements simulés distribués en $\frac{1}{r_s^2}$ dans le détecteur par rapport à une source de neutrons. Les lignes bleue et rouge représentent des simulations où $\sigma = 1.25\mu s$ et $\sigma = 5.00\mu s$ respectivement. La ligne verte représente une distribution réelle dans le détecteur. Les lignes noires représentent les limites physiques du détecteur. 35

3.6	Positionnement du dixième des événements simulés qui ont été localisés avec succès. Les événements sont simulés selon une distribution qui varie selon $\frac{1}{r_s^2}$ par rapport à une source de neutrons avec $\sigma = 5.00\mu s$. Les événements sont représentés par des points bleus, le détecteur est délimité par des lignes rouges et la source de neutrons est identifiée par un point vert.	36
3.7	Distribution des différences de parcours entre huit couples de senseurs piézo-électriques pour une distribution d'événements simulés dans les détecteurs PICASSO qui varie selon $\frac{1}{r_s^2}$ par rapport à une source de neutrons.	37
4.1	Schéma du montage. Un détecteur de 12mL est attaché à une tige qui maintient le détecteur à l'intérieur d'un contenant de 4,5L rempli d'eau. Le contenant est placé dans un système de contrôle de température et une source de neutron AcBe est positionnée à proximité.	40
4.2	Exemple de signaux. Chaque canal est normalisé par son amplitude maximale. Le point rouge indique le début de l'événement. Ce signal provient de la même session de mesure que les résultats montrés à la figure 4.3.	41
4.3	Position des événements dans le détecteur pour une position de détecteur à $55^\circ C$. Le contenant de 4,5L est en rouge, le détecteur est en bleu, un volume huit fois plus grand que le détecteur centré sur ce dernier est en vert et les événements sont des points rouges.	42
4.4	Efficacité de la localisation ϵ_1 et ϵ_2 en fonction de l'angle incident maximal entre le détecteur et chacun des quatre senseurs piézo-électriques. Le détecteur est maintenu à $55^\circ C$ pour les points bleus et à $40^\circ C$ pour les points rouges.	43

4.5	Région non-accessible par au moins cinq senseurs avec un angle incident inférieur à 60° dans les détecteur PICASSO de 4,5L. Cette région est en bleu, le détecteur est délimité par des lignes rouges et les senseurs sont des points verts.	45
5.1	Schéma du montage utilisé pour la détermination de la vitesse de propagation du son dans les détecteurs PICASSO.	47
5.2	Distribution des temps de parcours des signaux considérés à l'intérieur du morceau de détecteur. La ligne rouge est une distribution gaussienne dont la moyenne et l'écart-type sont calculés à partir de la première distribution.	49
5.3	Distribution des vitesses de propagation des signaux obtenues en considérant v comme un paramètre pour les événements localisés selon deux méthodes à $35^\circ C$: avec v fixe ($v=1386\frac{m}{s}$) et en considérant v comme un paramètre. La ligne rouge représente la valeur la plus probable et les lignes vertes, les barres d'erreur.	50
5.4	Valeurs des vitesses de propagation du son dans les détecteurs PICASSO obtenues en considérant v comme un paramètre dans la localisation par minimisation du χ^2 en fonction de la température. Les points rouges représentent la vitesse obtenue pour chacun des événements considérés, les points bleus sont les valeurs les plus probables pour une température donnée, la ligne verte représente la vitesse de propagation du son dans l'eau et la ligne noire, la vitesse du son obtenue à la section précédente.	51

- 6.1 Le graphique du haut présente l'efficacité ϵ en fonction du numéro de la session alors que le graphique du bas présente la température d'opération en fonction du numéro de la session pour le détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB. Les lignes rouges délimitent différentes séries de mesures. Les points verts représentent les températures d'étalonnage des détecteurs dont il est question au chapitre 7 (l'efficacité correspondante n'est pas présentée sur cette figure). 54
- 6.2 L'efficacité ϵ en fonction de la température pour les sessions 69 à 89 et 122 à 181 du détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB. 56
- 6.3 La figure (a) présente la distribution des χ^2 pour les sessions 69 à 89 et 122 à 181 où $T \leq 48^\circ C$ du détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB. Les points bleus représentent cette distribution alors que la ligne verte représente la distribution attendue. La figure (b) présente la fraction des événements localisés en fonction du nombre de signaux p utilisés. 58
- 6.4 Positionnement des événements dans le détecteur Mb_A05_509_071 situé dans le montage PICASSO à SNOLAB pour les sessions de mesures 69 à 89 et 122 à 181 où $T \leq 48^\circ C$. Les événements sont représentés par des points bleus alors que le détecteur est délimité par des lignes rouges. 59
- 6.5 Distribution spatiale des résultats de localisation pour le détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB pour les sessions de mesures 69 à 89 et 122 à 181 où $T \leq 48^\circ C$. Les points bleus représentent la distribution obtenue via la localisation. Les lignes rouges représentent les distributions simulées correspondant aux incertitudes sur les temps utilisées et l'amplitude est normalisée par le nombre total d'événements. Les lignes noires représentent les limites physiques du détecteur. 60

- 6.6 Distribution des incertitudes positives et négatives selon les axes x , y et z sur la position des événements localisés pour le détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB pour les sessions de mesures 69 à 89 et 122 à 181 où $T \leq 48^\circ C$. Les barres bleues représentent la distribution des résultats obtenus via la localisation alors que les lignes rouges représentent les simulations correspondantes. 61
- 6.7 Distributions des différences de parcours entre huit couples de senseurs piézo-électriques pour le détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB pour les sessions de mesures 69 à 89 et 122 à 181 où $T \leq 48^\circ C$. Les barres bleues représentent la distribution des résultats obtenus via l'algorithme de détermination du début des signaux alors que les lignes rouges représentent les simulations correspondantes. 63
- 6.8 La figure (a) présente la distribution en hauteur des événements pour le détecteur MB_A05_603_074 à des températures de $19,5^\circ C$, $20,0^\circ C$, $20,5^\circ C$ et $21,5^\circ C$. La figure (b) présente la hauteur du détecteur à partir du haut où la concentration des événements est anormalement élevée en fonction de la température. La ligne rouge est un ajustement linéaire effectué à partir des valeurs non-nulles. 64
- 6.9 Taux de comptage du détecteur MB_A05_603_074 dopé de 30Bq de l'émetteur α ^{226}Ra . Les points rouges représentent les mesures effectuées avec le détecteur complet alors que les points verts représentent les mesures effectuées avec le même détecteur dont les trois quart ont été retirés du contenant. 66
- 6.10 Chaîne de désintégration de ^{238}U d'où le ^{226}Ra est produit. Le temps de demi-vie ainsi que l'énergie de la particule émise lors de la désintégration α et β sont présentés. 67

- 7.1 Le graphique du haut de la figure (a) présente l'efficacité ϵ en fonction du numéro de la session alors que le graphique du bas de la même figure présente la température en fonction du numéro de la session. Les lignes rouges délimitent la deuxième série de mesures de la figure 6.1. La figure (b) présente l'efficacité ϵ en fonction de la température pour les sessions 95 à 119. 70
- 7.2 La figure (a) présente la distribution des χ^2 pour les sessions d'étalonnage. Les points bleus représentent cette distribution alors que la ligne verte représente la distribution attendue. La figure (b) présente la fraction des événements localisés en fonction du nombre de signaux p utilisés. 71
- 7.3 Positionnement des événements dans le détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB pour la session de mesures d'étalonnage 95 où $T = 35^\circ C$. Les événements sont représentés par des points bleus alors que le détecteur est délimité par les lignes rouges. Les points verts représentent la source de neutrons. 72
- 7.4 Distribution spatiale des résultats de localisation pour le détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB pour les sessions de mesures 95 à 119. Les points bleus représentent la distribution obtenue via la localisation. Les lignes rouges représentent les distributions simulées correspondant aux incertitudes sur les temps utilisées et l'amplitude est normalisée par le nombre total d'événements. Les lignes noires représentent les limites physiques du détecteur. 73
- 7.5 Distributions des différences de parcours entre huit couples de senseurs piézo-électriques pour le détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB pour les sessions de mesures d'étalonnage 95 à 119. Les barres bleues représentent la distribution des résultats obtenus via la localisation alors que les lignes rouges sont les simulations correspondantes. 74

I.1	Dimensions des contenants prototypes et officiels des détecteurs utilisés par PICASSO : vue de dessus.	xxii
I.2	Dimensions des contenants prototypes et officiels des détecteurs utilisés par PICASSO : vue de côté.	xxiii

LISTE DES APPENDICES

Annexe I :	Dimensions des contenants PICASSO et systèmes de coordonnées	xxi
Annexe II :	Conventions pour nommer les détecteurs	xxv

À Mathieu Leblanc (1983-2006).

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier tout d'abord mon directeur de recherche prof. Viktor Zacek pour son support, pour sa confiance, pour les nombreuses discussions que j'ai eues avec lui qui ont permis à mon travail de progresser ainsi que pour le temps qu'il a pris pour lire et relire ce mémoire. Je remercie aussi prof. Louis Lessard pour m'avoir donné ma première chance en tant que membre du projet PICASSO comme étudiant d'été, prof. Georges Azuelos pour ses idées et ses suggestions dans l'élaboration des algorithmes de localisation de ce mémoire et prof. Claude Leroy pour ses conseils.

Merci aussi à tous les étudiants PICASSO que j'ai côtoyés. Merci à Razvan Gornea pour son expérience, ses nombreux conseils, son aide et son pouvoir de générer des histoires incroyables à partir de rien ; à Martin Auger, Guillaume Giroux, Marie-Cécile Piro, et Marie-Hélène Genest pour l'agrément dans le travail qu'ils m'ont apporté ainsi que pour leur aide à divers niveaux ; à Nick Starinsky pour son aide au niveau technique ; à Roxanne Guénette, Patrick Doane et Marik Barnabé-Heider qui m'ont bien intégré dans le projet et avec qui j'ai eu de nombreuses discussions et merci à Vincent Dorais pour son aide lors des premiers moments de ce projet de localisation. Merci également à toute la collaboration PICASSO, trop nombreuse pour être énumérée ici, qui a contribué à faire fonctionner l'expérience.

Merci finalement à mon père Yves pour son aide dans la correction de ce mémoire, à mes parents Yves et Léane pour leur support dans mes études et dans la vie en général et à tous mes amis, en particulier Étienne, qui m'ont permis de me distraire pendant ma maîtrise, ce qui a nourri ma motivation.

CONTRIBUTIONS PERSONNELLES

Ce mémoire présente le projet principal qui m'a été confié dans le cadre du projet PICASSO. J'ai effectué toute l'analyse et toutes les mesures présentées dans ce mémoire à l'exception de la courbe du taux de comptage en fonction de la température du détecteur dopé d'un émetteur α ^{226}Ra complet et la prise des mesures dans le montage PICASSO qui a été effectuée par différents membres du projet PICASSO. J'ai cependant participé à plusieurs autres tâches parallèlement au projet présenté dans ce mémoire qui ne sont pas directement reliées à ce projet, mais qui sont vitales dans un projet comme PICASSO.

L'installation de huit détecteurs qui ont séjourné dans le montage PICASSO à SNOLAB m'a été confiée et j'ai participé à différentes tâches lors de l'installation du montage, telle l'installation du système de recompression des détecteurs, le remplissage des cubes d'eau afin de blinder les détecteurs contre les neutrons environnants et l'entretien du montage et des détecteurs. J'ai également mis sur pied la première ébauche d'un système permettant de tester la qualité du couplage sonore entre les senseurs piézo-électriques et les contenants via l'envoi de pulses à travers les détecteurs par un senseur placé sur le dessus du détecteur. Le système est actuellement en phase de développement afin de l'automatiser. J'ai également effectué l'analyse de ces résultats.

Afin de solidifier les contenants qui sont taillés dans des cylindres d'acrylique auxquels certaines pièces doivent être collées, les contenants sont recuits avant et après le collage des pièces. Cette tâche, le nettoyage du four utilisé pour effectuer la cuisson ainsi que les tests de ce four m'ont été confiés. L'inventaire et l'étiquetage des contenants et des senseurs piézo-électriques ont également été sous ma responsabilité pendant ma maîtrise.

Finalement, une étude sommaire du temps de recompression nécessaire pour les détecteurs en fonction du temps de décompression et du nombre d'événements dans les détecteurs m'a été confiée afin de maximiser le temps de prise de mesures dans le montage PICASSO tout en maximisant la durée de vie des détecteurs.

INTRODUCTION

L'identification de la matière sombre représente un des défis actuels de la physique. Le projet PICASSO (Projet d'Identification des CAndidats Supersymétriques à la matière SOmbre) cherche à mesurer la matière sombre telle que décrite par la supersymétrie, dont le neutralino (χ^0) est la particule stable la plus légère : LSP ("Lightest Stable Particle"). Dans le cadre du projet PICASSO, ce mémoire consiste en l'élaboration d'un algorithme de localisation permettant de positionner les événements dans les détecteurs à gouttelettes surchauffées PICASSO et en l'étude de la distribution des événements à l'intérieur de ces détecteurs. Cet outil d'analyse a pour but d'aider à comprendre le comportement du détecteur tout en permettant de déterminer l'emplacement des événements. Une contamination localisée dans le détecteur ou des effets de gradient de température ou de pression dans le détecteur peuvent ainsi être détectés s'ils existent. À plus long terme, un volume fiduciel peut également être défini à l'intérieur des détecteurs afin d'enrayer tout effet de bord pouvant être causé par le contenant ou l'huile minérale reposant sur le dessus du détecteur.

Ce mémoire est divisé en sept chapitres. Le premier chapitre expose les principales motivations menant à l'élaboration de théories qui incluent des particules de matière sombre dont la théorie supersymétrique sur laquelle se base le projet PICASSO pour chercher le neutralino. Le projet PICASSO ainsi que le fonctionnement de ses détecteurs sont également présentés. Le deuxième chapitre présente deux combinaisons d'algorithmes de détermination des débuts de signaux (pour les signaux de bonne et de mauvaise qualité) et de localisation (un algorithme par solution analytique et un algorithme par minimisation du χ^2). Le troisième chapitre présente des simulations des données selon une distribution uniforme d'événements et selon une distribution qui varie selon l'inverse du carré de la distance par rapport à une source de neutrons (r_s) dans le détecteur afin de montrer le bon fonctionnement de l'algorithme par minimisation du χ^2 et de comprendre comment les événements sont positionnés par ce dernier. Les différences de parcours des signaux

dans le détecteur entre différents couples de senseurs piézo-électriques sont générées pour vérifier le bon fonctionnement de l'algorithme de détermination des débuts de signaux. Le quatrième chapitre démontre la faisabilité de la localisation dans les détecteurs PICASSO via la localisation d'événements dont la position est connue : un détecteur de 12mL est plongé dans un contenant de 4,5L rempli d'eau. Le cinquième chapitre détermine une valeur essentielle pour utiliser l'algorithme de localisation : la vitesse de propagation des signaux à l'intérieur des détecteurs. Le sixième chapitre étudie la distribution des événements dans les détecteurs PICASSO produits par des particules α alors que le septième et dernier chapitre étudie la distribution des événements lors de l'étalonnage des détecteurs par une source de neutrons ²⁵²Cf.

CHAPITRE 1

PICASSO ET LA MATIÈRE SOMBRE

La physique des particules recherche les différentes particules qui constituent notre univers. Les résultats des expériences basées sur des accélérateurs de particules sont complémentaires aux observations astronomiques. Ces dernières montrent à plusieurs échelles qu'une partie de la matière de l'univers n'est pas observée et, par conséquent, que l'univers n'est pas parfaitement compris. Ce chapitre expose différents indices menant à l'élaboration de théories de matière sombre. Le modèle de matière sombre supersymétrique sur lequel se base le projet PICASSO est ensuite présenté en plus du projet PICASSO.

1.1 Les évidences de la matière sombre

L'hypothèse de la matière sombre est motivée par de nombreuses observations qui sont indépendantes et qui sont effectuées à des échelles différentes. Les observations effectuées par le satellite WMAP ("Wilkinson Microwave Anisotropy Probe") sur le rayonnement cosmologique fossile anisotrope ont produit les valeurs les plus précises de la quantité de cette matière dans l'univers. Elles montrent que la matière baryonique visible ne représente que 4% des composantes de l'univers alors que 23% de l'univers est de la matière d'origine autre (matière sombre) et que les 73% restant sont de l'énergie sombre. [13, 25]

F. Zwicky a d'abord soulevé l'hypothèse de la matière sombre en observant la vitesse de galaxies à l'intérieur d'un amas de galaxies. Il a étudié la dispersion des vitesses de huit galaxies dans un amas en utilisant le théorème du viriel qui relie l'énergie gravitationnelle totale d'un système à la vitesse moyenne de ses parties. Afin d'expliquer la dispersion des vitesses observées, il doit supposer que la masse de l'amas est 400 fois supérieure à la masse mesurée. [50, 52] Cette valeur a été légèrement réduite depuis par des mesures plus précises, mais une fraction importante

de la masse de l'amas se doit d'être de la matière sombre.

L'observation de la vitesse de rotation des galaxies en fonction de la distance à son centre, initialement effectuée par V. Rubin, met également en évidence cette matière sombre. Selon la théorie newtonienne, l'équation régissant la vitesse de rotation d'une étoile dans la galaxie est donnée par $v_{rot}(R) = \sqrt{\frac{GM(R)}{R}}$ où G est la constante gravitationnelle, R est la distance entre le centre de la galaxie et l'étoile considérée et $M(R)$ est la masse de la galaxie comprise dans une sphère de rayon R centrée sur la galaxie. La vitesse de rotation des étoiles dans la galaxie en fonction de R doit donc varier comme $\frac{1}{\sqrt{R}}$ pour les étoiles assez éloignées du centre de la galaxie pour supposer $M(R) \approx M_{galaxie}$. La figure 1.1 montre un exemple de telle courbe pour la galaxie M33. La vitesse de rotation des étoiles continue d'augmenter même à grande distance, ce qui contredit fortement la courbe attendue. [50] Cette observation permet l'hypothèse qu'une grande partie de la matière n'est pas observée et qu'elle est présente même à grande distance du centre de la galaxie, contrairement à la matière visible.

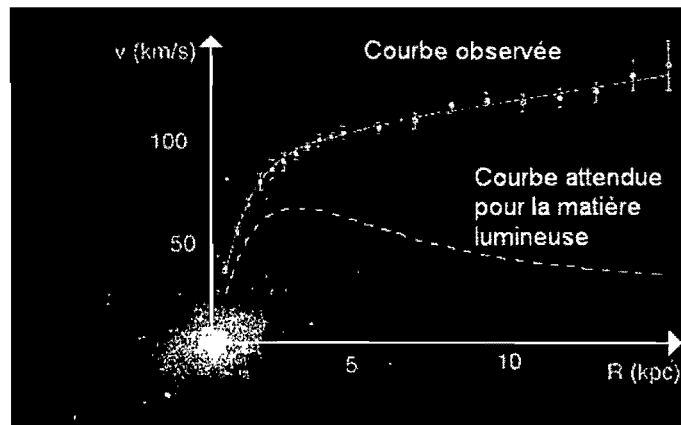


FIG. 1.1 – Courbe de la vitesse de rotation des étoiles dans la Galaxie M33 en fonction de la distance au centre de la galaxie. La courbe du haut est la courbe mesurée alors que la courbe du bas représente la courbe attendue selon la théorie newtonienne. [38]

Un autre effet astronomique montrant l'existence de la matière sombre est l'effet

de lentille gravitationnelle. Lorsque la lumière passe près d'un objet massif, la théorie de la relativité générale prédit que la trajectoire de la lumière est courbée vers cette masse. Par conséquent, un objet émettant de la lumière derrière un objet massif peut produire de multiples images qui sont observées autour de l'objet massif. Le paramètre d'impact de la lumière par rapport à l'objet massif est noté b et la distance entre l'objet massif et l'observateur est notée D . Le rapport de ces deux valeurs est donné par $\frac{b}{D} = \sqrt{\frac{4GM}{D}}$ (si $d \gg D$) où G est la constante gravitationnelle, M est la masse de l'objet massif et d est la distance entre l'objet massif et la source. [31] Cet effet est illustré à la figure 1.2. Connaissant la position de l'objet massif et celle de l'objet observé, la masse de l'objet massif peut être déterminée. Cependant, de telles observations montrent que, pour des galaxies et des amas de galaxies, la masse calculée par l'effet de lentille gravitationnelle est supérieure à la masse observée pour l'objet massif, ce qui montre qu'une partie de la matière n'est pas observée.

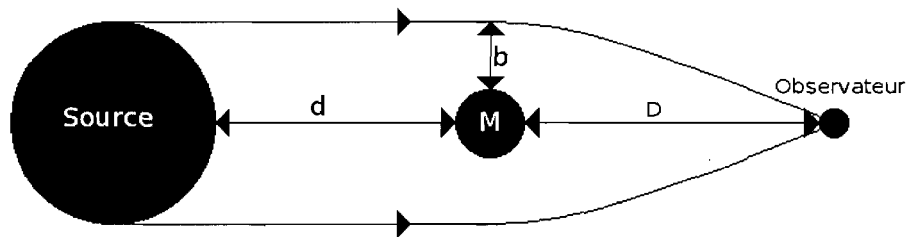


FIG. 1.2 – Schéma de l'effet de lentille gravitationnelle où $d \gg D$. La lumière émise par une source est courbée par un objet massif.

Les observations effectuées par le "Chandra X-ray Observatory", par le HST ("Hubble Space Telescope"), par l'observatoire ESO ("European Southern Observatory") et par les télescopes Magellan publiées en 2006 permettent également de valider l'hypothèse de la matière sombre. Une collision de deux amas de galaxies formant l'amas 1E0657-56, nommé "Bullet cluster", est observée. Chaque amas de galaxies est composé d'une grande quantité de galaxies éloignées les unes des autres ainsi que d'un nuage de gaz intergalactique. Lors de la collision, les galaxies

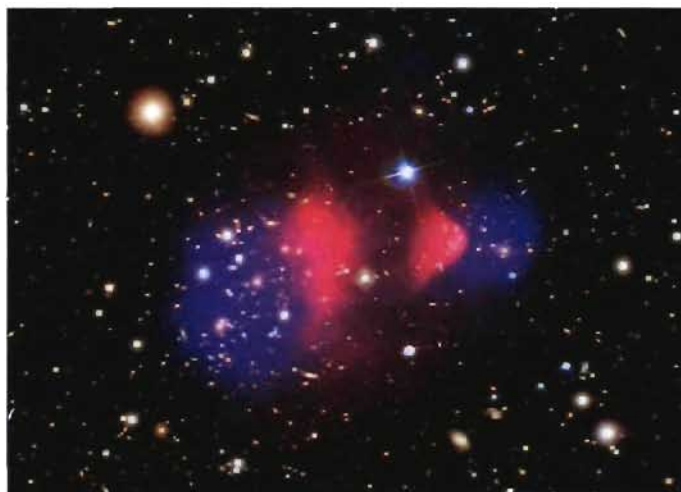


FIG. 1.3 – Amas de galaxies 1E0657-56 composé d’une collision de deux amas de galaxies. L’image est dans le domaine du visible alors que les régions roses représentent l’émission de rayons-X par des nuages de gaz intergalactique et que les régions bleues représentent de la matière sombre observée via l’effet de lentille gravitationnelle. [40]

se croisent sans interaction notable puisque la densité des galaxies est faible dans les amas. Ces galaxies sont détectées par des ondes électromagnétiques dans le domaine visible. À l’opposé, les gaz intergalactiques des deux amas interagissent fortement et ils prennent du retard dans l’espace par rapport aux galaxies. Ils possèdent une température de l’ordre de $10^8 K$ lorsque la collision crée l’onde de choc. Les gaz sont observés par leur émission de rayons-X. Un halo de matière sombre dans les amas se comporte exactement de la même façon que les galaxies à cause de sa faible interactivité électrofaible et ces halos doivent être observés via l’effet de lentille gravitationnelle. La figure 1.3 montre les trois différentes composantes de l’amas de galaxies 1E0657-56 pendant cette collision. La quantité de matière sombre nécessaire pour expliquer ces observations est de 49 fois la masse observée (gaz et galaxies). [14] Ces observations ne sont pas explicables par une théorie de la dynamique newtonienne modifiée (qui exclue la matière sombre), car une telle théorie prédit obligatoirement un effet de lentille gravitationnelle important pour

les nuages de gaz, puisque le gaz représente environ 10% de la matière non-sombre. Avec l'hypothèse de la matière sombre, l'effet de lentille pour ces nuages est négligeable par rapport au reste à cause de la grande masse du halo de matière sombre.

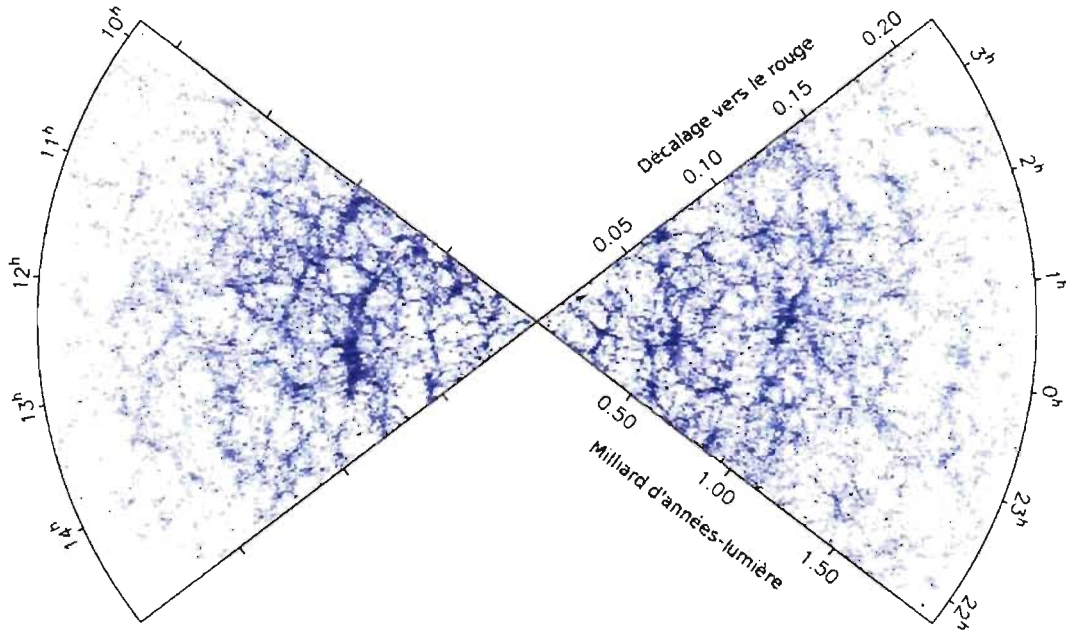


FIG. 1.4 – Distribution des galaxies à grande échelle dans l'univers à partir de la Terre obtenue par 2dF. [37]

La cosmologie permet également de décrire certaines caractéristiques de la matière sombre. Des simulations ont été effectuées selon les modèles actuels du Big Bang afin de tenter de reproduire un univers qui possède les structures à grande échelle actuelles de notre univers sur des distances de milliards d'années-lumière. La figure 1.4 présente la densité de galaxies dans l'univers en fonction de la direction par rapport à la Terre observée par 2dF ("Two Degree Field system"). [6] Des simulations qui supposent des particules de matière sombre de faible masse, mais de grande énergie, forment des structures stellaires beaucoup trop grandes par rapport aux structures actuelles et beaucoup trop tard dans l'histoire de l'univers. Le caractère relativiste de ces particules rend plus difficile la formation de petites structures. Les simulations qui supposent des particules plus massives, mais

possédant une vitesse beaucoup plus faible, reproduisent beaucoup mieux les structures de notre univers. [9] Ces particules, lorsqu'elles se découplent de la matière baryonique peu après le Big Bang, créent des puits gravitationnels à cause de leur inhomogénéité dans lesquels la matière ordinaire tombe prisonnière en formant des structures à grande échelle.

1.2 La matière sombre

La matière sombre est de la matière qui n'a pas été directement observée à ce jour. Seulement des effets de cette matière sont observés, comme il a été question à la section précédente. Trois types de matière ainsi que des théories alternatives qui tentent d'expliquer ces observations sont présentées dans cette section.

1.2.1 Les MACHO

La première possibilité est celle des MACHO ("Massive Astronomical Compact Halo Objects"). Ces objets massifs de grande dimension, tels les naines brunes et les trous noirs, sont composés de matière ordinaire et ils ne produisent pas de lumière, ce qui force leur détection via l'effet de lentille gravitationnelle. Une recherche méticuleuse de ces objets n'a pas permis de trouver suffisamment de MACHO permettant d'expliquer les effets de la courbe de rotation des galaxies, de vitesse des galaxies dans les amas et de lentille gravitationnelle. Ces objets ne peuvent également pas expliquer l'effet de l'amas de galaxies 1E0657-56. Bien que ces objets existent, ils ne peuvent compter que pour une fraction de la matière sombre. [3, 12, 35]

1.2.2 La matière sombre chaude

Une deuxième possibilité est celle de la matière sombre chaude. Ces objets sont des particules de faible masse possédant une grande vitesse comme les neutrinos massifs. Le rapport de la faible masse par rapport au nombre total de ces objets ne permet pas toutefois d'expliquer une grande partie de la matière sombre. Des

simulations supposant de la matière sombre chaude en grande quantité ne peuvent pas expliquer les structures à grande échelle de l'univers actuel. La matière sombre chaude ne peut donc pas être considérée comme principal candidat de matière sombre. [44]

1.2.3 La matière sombre froide

La troisième possibilité est celle de la matière sombre froide. Elle est composée de WIMP ("Weakly Interacting Massive Particles") qui interagissent très peu, qui ont une grande masse et qui possèdent une faible vitesse en contraste avec la matière sombre chaude. Selon les observations présentées à la section 1.1, la matière sombre froide représente la meilleure candidate pour combler le 23% de matière sombre de l'univers. La matière baryonique se rassemble dans les puits gravitationnels formés par les vastes halos de matière sombre froide selon plusieurs simulations.

1.2.4 Les théories MOND

La dernière possibilité est celle d'exclure l'existence de la matière sombre et d'élaborer une nouvelle théorie de la gravité. Ces théories se nomment MOND ("MOdified Newtonian Dynamics"). Ces théories modifient la loi de Newton afin d'expliquer les observations de la section 1.1. Elles s'adaptent facilement pour expliquer les courbes de rotation des galaxies [46], mais elles peuvent difficilement expliquer des observations comme l'amas de galaxies 1E0657-56 et les résultats obtenus par le satellite WMAP. [14] Ces théories ne peuvent donc pas écarter complètement l'existence de la matière sombre.

1.3 Le modèle de matière sombre froide supersymétrique

La matière sombre froide représente la principale candidate de matière sombre selon les observations effectuées. La supersymétrie (SUSY) est une théorie qui propose un candidat de choix pour la matière sombre froide et le projet PICASSO se base sur cette théorie. Le modèle supersymétrique est une extension du Modèle

Standard qui repose sur l'hypothèse que chaque particule de spin j connue possède un partenaire supersymétrique (sparticule) qui est une particule de spin $|j - \frac{1}{2}|$. Le partenaire supersymétrique d'un fermion est donc un boson et inversement. Les autres propriétés des partenaires sont les mêmes (masse, charge électrique, isospin faible et degrés de liberté de couleur). Cependant, la symétrie doit être brisée, car si la masse des partenaires était la même, ces sparticules seraient facilement détectables. Les sparticules sont donc beaucoup plus massives que leur particule associée. [27]

La sparticule la plus légère, et donc la plus stable, prédite par SUSY est le neutralino, un état propre de masse constitué de sparticules de charge nulle et de spin $\frac{1}{2}$: le photino ($\tilde{\gamma}$), le zino (\tilde{Z}) et le higgsino (\tilde{H}). Cette sparticule est donc de spin $\frac{1}{2}$, de charge neutre et elle interagit très peu de façon électrofaible avec la matière alors qu'elle n'interagit pas via l'interaction forte, ce qui explique la grande difficulté d'observer cette particule directement. Puisqu'elle possède une masse, un potentiel gravitationnel lui est associé. Les neutralinos font partie de la catégorie de particules WIMP et la masse prédite de cette particule est de l'ordre de 10GeV à 1TeV. [43]

À cause de leur grande masse, les neutralinos forment un halo autour des points massifs de l'univers, telles les galaxies. Lors du refroidissement de l'univers, la matière baryonique s'est rassemblée pour former des structures plus stables et de plus en plus grosses dans les puits gravitationnels formés par la matière sombre froide. Ces puits ont été causés par l'inhomogénéité de la matière sombre dans l'univers. La distribution de vitesses des neutralinos dans le halo de la Voie Lactée suit une distribution maxwellienne $f(v) = v^2 e^{-\frac{(v+v_E)^2}{v_0^2}}$ où v_E est la vitesse de la Terre par rapport au halo qui vaut $244 \frac{km}{s}$ et v_0 est la dispersion de vitesses des neutralinos dans le halo qui vaut $230 \frac{km}{s}$. La valeur v_E est la vitesse moyenne de la Terre par rapport au halo et une variation de $20 \frac{km}{s}$ peut être observée sur cette valeur pendant l'année. Une variation périodique annuelle dans le nombre d'interactions des neutralinos est ainsi prédite. La distribution $f(v)$ est cependant nulle pour $v > v_{lib}$, où la vitesse de libération des neutralinos par rapport à la galaxie

v_{lib} vaut $600 \frac{km}{s}$, puisque les neutralinos possédant de telles vitesses s'échappent de la galaxie. [18, 30] Vue la faible interactivité des neutralinos avec la matière, il est difficile d'observer le neutralino. Un principe de détection reposant sur les collisions élastiques des neutralinos avec la matière baryonique doit donc être avancé.

Le neutralino peut interagir de façon dépendante et indépendante du spin avec les noyaux atomiques. La section efficace du neutralino sur un noyau atomique possède la forme $\sigma_A = 4G_F^2 \left(\frac{M_\chi M_A}{M_\chi + M_A}\right)^2 C_A F(q^2)$ où G_F est la constante de Fermi, M_χ est la masse du neutralino, M_A est la masse du noyau considéré, $F(q^2)$ est le facteur de forme du noyau et C_A est un facteur mettant en valeur l'interaction dépendante ou indépendante du spin. Pour l'interaction indépendante du spin, ce facteur vaut $C_A^{SI} = \frac{1}{4\pi} [Z f_p + (A - Z) f_n]^2$ où f_p et f_n sont les constantes de couplage avec les protons et les neutrons pour l'interaction indépendante du spin. Le facteur C_A^{SI} est proportionnel à A^2 si $f_p = f_n$. Pour l'interaction dépendante du spin, ce facteur vaut $C_A^{SD} = \frac{8}{\pi} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2 (J + 1) J$ où $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ sont les valeurs moyennes de spin des protons et des neutrons dans le noyau et les valeurs a_p et a_n sont les constantes de couplage avec les protons et les neutrons pour l'interaction dépendante du spin. Le facteur C_A^{SD} est nul pour des noyaux de spin nul et est maximal pour le noyau ^{19}F qui est de spin $\frac{1}{2}$. [15, 19]

1.4 PICASSO

Le projet PICASSO cherche donc à mesurer de façon directe l'existence des WIMP. De façon plus précise, le neutralino est visé puisque cette particule représente la particule la plus stable prédite par la supersymétrie. Le projet PICASSO utilise du C_4F_{10} comme matière active. Les détecteurs sont donc plus sensibles à l'interaction dépendante du spin puisque le ^{19}F est plus sensible d'un facteur 10 par rapport aux autres éléments (et par un facteur 100 par rapport aux noyaux lourds comme le germanium) à cause du facteur C_A^{SD} . [30] L'interaction indépendante du spin privilégie des noyaux plus massifs. PICASSO obtient donc des limites très compétitives pour l'interaction dépendante du spin alors que des expériences

comme CDMS et EDELWEISS sont beaucoup plus sensibles que PICASSO pour l'interaction indépendante du spin, puisque ces expériences utilisent des noyaux beaucoup plus massifs comme le germanium [16, 17]. Le fonctionnement des détecteurs PICASSO, la méthodologie du projet afin de détecter le neutralino ainsi que les résultats obtenus et projetés sont présentés dans cette section.

1.4.1 Les détecteurs

Les détecteurs PICASSO cherchent à mesurer l'effet d'une collision élastique entre le neutralino et un noyau atomique via le recul de ce noyau. Ces détecteurs sont des détecteurs à gouttelettes surchauffées faits de gouttelettes de fréon (C_4F_{10}) métastable dispersées dans un gel polymérisé. À pression ambiante, le fréon est liquide, mais métastable. Lorsqu'une particule interagit dans la gouttelette et qu'un minimum d'énergie E_c est déposé dans la gouttelette à l'intérieur d'une distance R_c , une transition de phase vers la phase gazeuse se produit. L'énergie E_c est donnée par $E_c = \frac{16\pi}{3} \frac{\sigma(T)^3}{(p_v(T) - p_0)^2}$ où $p_v(T)$ est la pression de vapeur du fréon, p_0 est la pression d'opération du détecteur (généralement la pression atmosphérique) et $\sigma(T)$ est la tension de surface des gouttelettes de fréon donnée par $\sigma(T) = \sigma_0 \frac{(T_c - T)}{(T_c - T_0)}$ (σ_0 est la tension de surface du fréon à la température T_0 et T_c est la température critique du fréon). La valeur R_c est quant à elle donnée par $R_c = \frac{2\sigma(T)}{(p_v(T) - p_0)}$. [7, 22] La transition de phase de la gouttelette produit un signal qui est enregistré par neuf senseurs piézo-électriques situés sur le contenant du détecteur. La figure 1.5 (a) montre un détecteur PICASSO. Ces détecteurs sont opérés dans le montage PICASSO, tel que montré à la figure 1.5 (b), qui est présenté de façon plus approfondie à la section 1.4.2. La figure 1.6 (a) montre des senseurs piézo-électriques sous différents angles. Tout l'objet sera référé comme un senseur piézo-électrique dans ce mémoire, mais dans les faits, le senseur piézo-électrique est une petite pastille collée sur un cylindre de métal fermé. Le cylindre est placé dans la pièce d'acrylique présentée à la figure 1.6 (b) qui est collée sur le contenant des détecteurs. Le senseur vibre donc avec la paroi du contenant lorsque cette dernière vibre. Les détecteurs de la phase actuelle possèdent un volume de 4,5L, une masse active de 80 à 100g et ils sont

maintenus dans des contenants en acrylique. Le diamètre moyen des gouttelettes est de l'ordre de $100\mu m$. À température et pression données, plusieurs événements peuvent ainsi être enregistrés. Les détecteurs sont ensuite recomprimés avec une pression hydraulique de 6 bars. À cette pression, le fréon n'est plus métastable ; il est liquide. Le détecteur est donc remis à neuf au niveau de sa masse active après chaque période de recompression. Le détecteur peut être opéré à différentes combinaisons de température et de pression, mais la pression est toujours ambiante lors des mesures dans le montage PICASSO.

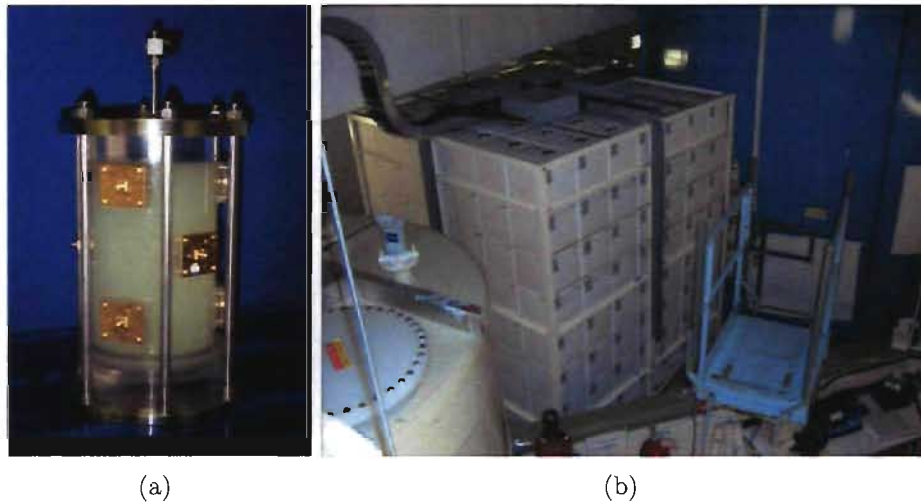


FIG. 1.5 – La figure (a) montre un détecteur PICASSO de 4,5L. La figure (b) présente le montage PICASSO à SNOLAB. Le blindage de cubes d'eau est visible.

La figure 1.7 montre l'énergie de seuil pour le recul de ^{19}F en fonction de la température pour différentes particules. Les particules α produites par la chaîne de désintégration U-Th peuvent être détectées à des températures supérieures à $15^\circ C$, les WIMP peuvent être détectées à des températures supérieures à $30^\circ C$ et à des températures supérieures à $55^\circ C$, les particules γ et les particules d'ionisation minimale créées par les rayons- δ et les électrons Auger peuvent aussi être détectées tout comme les particules μ et π . À $70^\circ C$, le détecteur devient instable et les gouttelettes subissent une transition de phase spontanément. La signature du neu-

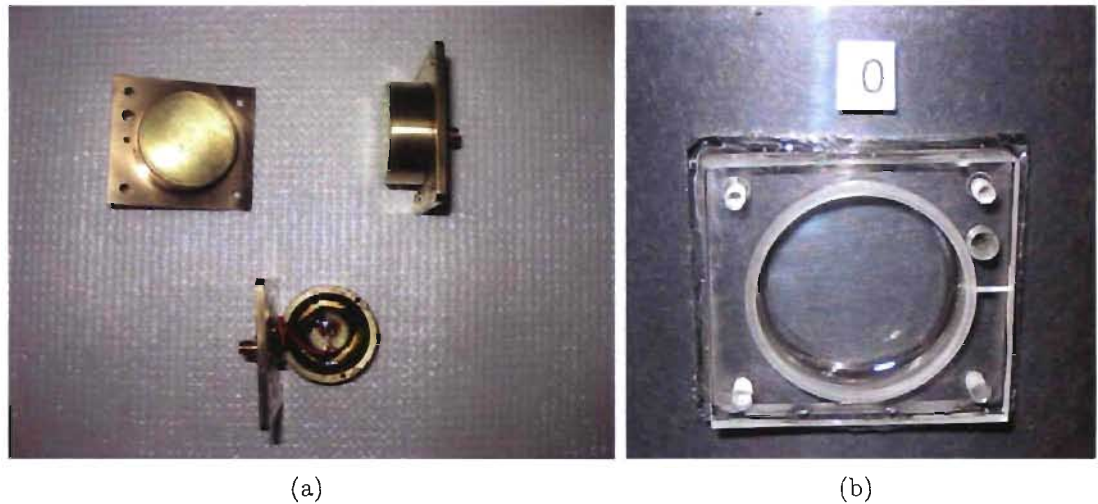


FIG. 1.6 – La figure (a) montre des senseurs piézo-électriques sous différents angles alors que la figure (b) montre une pièce d'acrylique collée sur les contenants afin de soutenir les senseurs.

tralino dans les détecteurs PICASSO est la superposition des courbes neutralino et α qui apparaît à partir de $30^\circ C$. Ces comportements différents des particules selon la température motivent l'exploration en température des détecteurs PICASSO.

La figure 1.8 présente les courbes attendues en fonction de la température pour les événements dans les détecteurs PICASSO causés par des particules α , par des neutrons ainsi que par des neutralinos en supposant diverses sections efficaces. La courbe mesurée par les détecteurs PICASSO est une superposition de toutes ces courbes. Les détecteurs sont opérés à des températures variant de $20^\circ C$ ($10^\circ C$ si le système de contrôle de température permet de refroidir, ce qui n'est pas le cas dans le montage PICASSO actuellement) à $55^\circ C$ et à pression ambiante. Une courbe du taux de comptage des détecteurs en fonction de la température est obtenue. Pour un détecteur dopé avec un émetteur α , la réponse des détecteurs à ces particules est étudiée [4]. La réponse aux neutralinos est calculée selon la théorie SUSY en fonction de la masse du neutralino. Une combinaison linéaire de la courbe de taux de comptage provenant des particules α et de la courbe anticipée de taux de comptage provenant des neutralinos est ajustée aux données. Une contribution

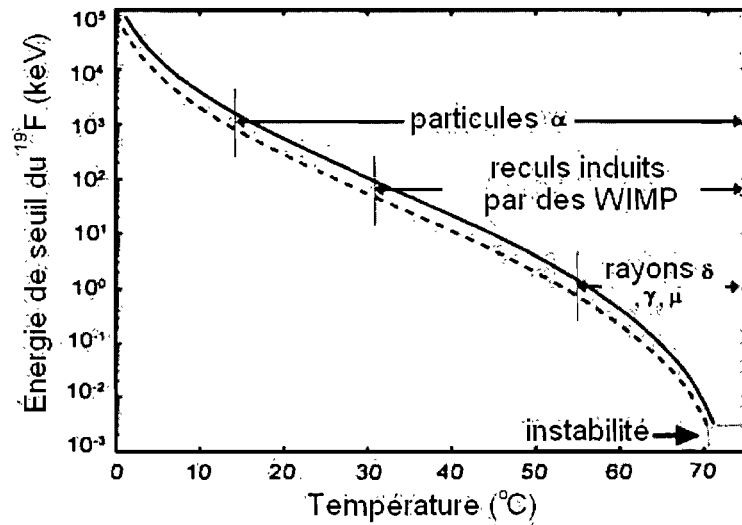


FIG. 1.7 – Énergie de seuil produisant un recul de ^{19}F en fonction de la température à une pression de 1,23 bars (pression atmosphérique au laboratoire SNOLAB). La ligne pleine suppose une efficacité de détection de 80% alors que la ligne pointillée suppose une efficacité de détection de 50%. Les températures auxquelles différentes particules sont détectables sont identifiées. [21]

neutralino non-nulle à la courbe serait la preuve de la mesure de cette particule alors qu'une limite supérieure sur la section efficace peut être extraite de cette courbe si la composante neutralino est compatible avec une composante nulle (c'est-à-dire que les événements causés par les neutralinos sont trop peu nombreux pour être observés).

1.4.2 Le projet

La phase actuelle du projet PICASSO qui est en développement¹ consiste en l'opération de 32 détecteurs de 4,5L, ce qui correspond à une masse active totale de l'ordre de 3kg. Les détecteurs sont fabriqués en salle propre à l'Université de Montréal et les ingrédients sont purifiés afin de minimiser la contamination aux

¹Quatre des 32 détecteurs sont actifs dans le montage PICASSO au moment de la rédaction de ce mémoire.

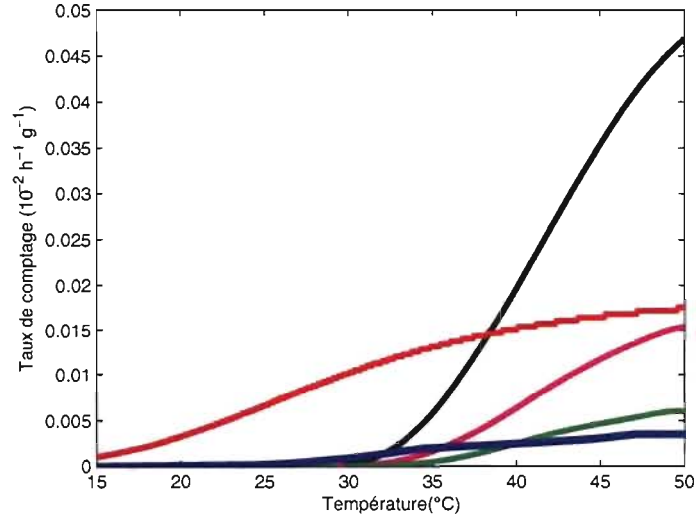


FIG. 1.8 – Courbes des taux de comptage attendus pour les détecteurs PICASSO. La ligne rouge représente la contribution des particules α (bruit de fond interne) dont l’amplitude a été réduite par un facteur 100, la ligne bleue représente la contribution des neutrons et les lignes noire, magenta et verte représentent la contribution des neutralinos en supposant une section efficace de $\sigma = 0,15pb$, $\sigma = 0,05pb$ et $\sigma = 0,02pb$. [22]

émetteurs de particules α qui représentent la principale source d’événements des détecteurs une fois que les détecteurs sont blindés des neutrons. À la surface de la Terre, les rayons cosmiques sont la principale source de neutrons. Les muons cosmiques produisent des neutrons en interagissant avec les rochers présents à la surface de la Terre. Le montage PICASSO est donc situé à l’intérieur du laboratoire SNOLAB dans la mine Creighton, près de Sudbury en Ontario, afin que les rayons cosmiques n’atteignent pas les détecteurs. SNOLAB est un laboratoire propre situé 2km sous Terre initialement construit pour l’expérience SNO. Ces 2km de rochers correspondent à un équivalent d’eau de 6010mwe². Le contre-coup d’opérer les détecteurs sous terre est que les rochers environnant le montage génèrent des neutrons par radioactivité naturelle. Le flux est cependant beaucoup plus faible que le flux

²”meter water equivalent”

de neutrons cosmiques. Le montage doit néanmoins être blindé avec de l'eau afin de thermaliser les neutrons pour que leur énergie déposée dans les gouttelettes soit inférieure à l'énergie critique. La figure 1.5 (b) montre le montage PICASSO dans SNOLAB. Le blindage de cubes d'eau est visible. Ce volume est séparé en huit compartiments pouvant chacun accueillir un système de contrôle de température qui peut contenir quatre détecteurs.

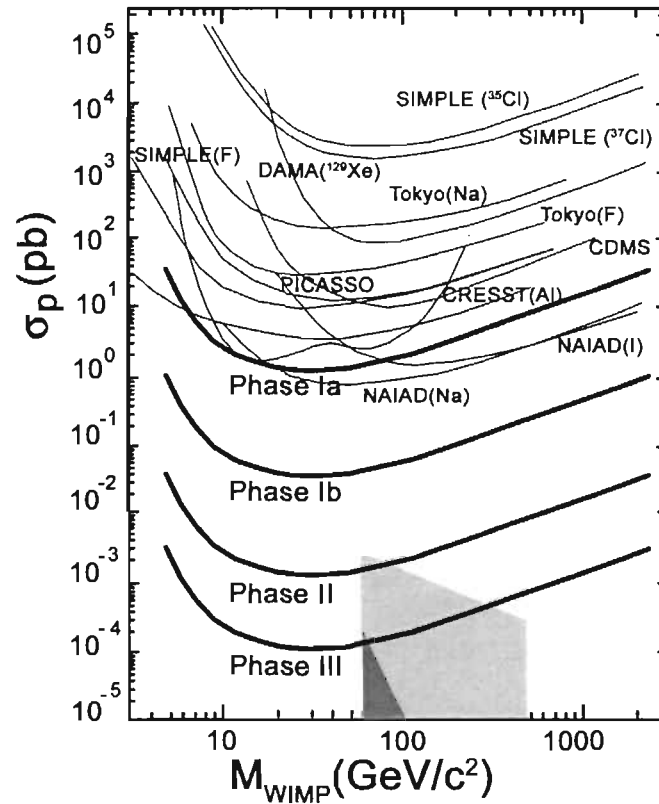


FIG. 1.9 – Courbes des limites supérieures de section efficace neutralino-proton établies et prévues par le projet PICASSO pour l'interaction dépendante du spin.

Les détecteurs PICASSO, dont la masse active est composée de C_4F_{10} , possèdent les atouts nécessaires pour détecter le neutralino via son interaction dépendante du spin. La figure 1.9 montre l'historique et les projections des courbes de limites

supérieures sur la section efficace neutralino-proton³ du projet PICASSO pour la composante dépendante du spin. La courbe de la phase Ia est la courbe publiée de la dernière phase PICASSO obtenue avec trois détecteurs de 1L chacun dont la taille des gouttelettes était de l'ordre de $10\mu m$ et qui possédaient une masse active totale de $(19,4 \pm 1,0)g$. [5, 42] La contamination de ces détecteurs était de $10^{-10} \frac{gU-Th}{g}$. Les résultats projetés de la phase actuelle comprenant 32 détecteurs de 4,5L et une masse active de 3kg est représentée par la phase Ib. Les détecteurs ont subi une purification "géométrique" par rapport aux détecteurs de la phase Ia puisque la taille des gouttelettes est plus grande dans les détecteurs actuels ($100\mu m$) et le nombre de particules α produites dans le gel pouvant pénétrer dans les gouttelettes diminue avec l'augmentation de la taille des gouttelettes pour une masse active donnée. Un effort de purification des ingrédients toujours non-chiffré est également effectué. Les courbes des phases II et III représentent les résultats projetés de deux phases subséquentes possédant une masse active de 25kg et de 100kg en supposant des contaminations de $10^{-13} \frac{gU-Th}{g}$ et $10^{-15} \frac{gU-Th}{g}$ respectivement. Pour ces phases, le développement de détecteurs de 30L possédant une masse active d'environ 400g chacun est prévu. La phase II prévoit l'utilisation de 64 de ces détecteurs alors que la phase III prévoit l'utilisation de 256 de ces détecteurs. La région ombragée présente la région où la section efficace du neutralino est attendue selon des considérations astronomiques et cosmologiques. Le taux de comptage prévu pour les neutralinos dans les détecteurs PICASSO est inférieur à $\frac{1}{kg \text{ jour}}$.

³La section efficace neutralino-noyau peut être convertie en section efficace neutralino-proton ou neutralino-neutron afin de comparer les résultats des différentes expériences qui n'utilisent pas toutes la même matière active.

CHAPITRE 2

ALGORITHMES DE LOCALISATION

Les détecteurs PICASSO sont disposés dans des contenants en acrylique permettant de contenir plus de 4,5L d'émulsion composée de gel et de C_4F_{10} . Une possibilité de neuf senseurs piézo-électriques peuvent y être installés. Les senseurs sont disposés à trois hauteurs différentes sur le contenant. Chacune de ces trois couches comporte trois senseurs séparés par des angles de $\frac{2\pi}{3}rad$ et chacune des couches subit une rotation de $\frac{\pi}{3}rad$ par rapport aux couches adjacentes. Les figures 2.1 et 2.2 présentent le contenant et les différentes positions des senseurs sous différents angles. Le senseur 0 est identifié de façon aléatoire sur la couche du haut. Les huit autres senseurs sont identifiés de façon croissante avec un nombre de 1 à 8 dans le sens anti-horaire pour un observateur situé au dessus du contenant à partir de la droite verticale imaginaire identifiée par le senseur 0, du haut vers le bas et en respectant les conditions explicitées ci-haut. Les dimensions précises du contenant sont présentées à l'annexe I.1 et le système de coordonnées utilisé tout au long de ce mémoire est présenté à l'annexe I.2.

Afin de positionner un événement, les seules données disponibles sont les signaux enregistrés par les senseurs dont le début de chaque signal peut être extrait. Sans connaître la position de la source du signal, un algorithme doit être utilisé afin d'identifier cette position. Deux combinaisons d'algorithmes sont présentées. Chaque combinaison est composée d'un algorithme permettant de trouver le début des signaux et d'un algorithme permettant de trouver la position correspondant aux temps des débuts de signaux extraits.

2.1 Combinaison d'algorithmes I

Cette première combinaison est élaborée dans l'optique où seulement quatre des neuf senseurs piézo-électriques sont disponibles, comme il est question au chapitre

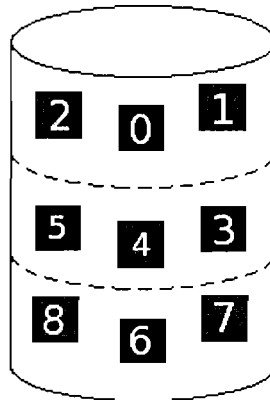


FIG. 2.1 – Vue de côté du contenant. Les carrés noirs représentent les senseurs positionnés sur la face avant du contenant et les carrés gris représentent les senseurs positionnés sur la face arrière du contenant. Les senseurs sont identifiés par un chiffre de 0 à 8.

4 de ce mémoire. La qualité des signaux n'étant pas optimale dans l'expérience menée au chapitre 4, un algorithme de détermination du début des signaux est élaboré spécifiquement pour cette expérience.

Étant donné que le temps réel où l'événement se produit est inconnu, trois valeurs indépendantes peuvent être extirpées des quatre temps obtenus (des différences de temps entre trois couples de senseurs donnés). Chaque différence de temps définit une surface hyperboloïde où l'événement est susceptible d'être positionné. L'intersection de deux de ces surfaces forme une courbe alors que l'intersection de cette courbe avec la troisième surface hyperboloïde laisse deux positions possibles pour l'événements. Quatre senseurs est donc le nombre de valeurs minimal pour permettre la localisation rudimentaire en trois dimensions d'un événement par une solution analytique en utilisant un élément extérieur pour choisir la solution parmi les deux solutions possibles. Un cinquième senseur permettrait de déterminer de façon unique la solution.

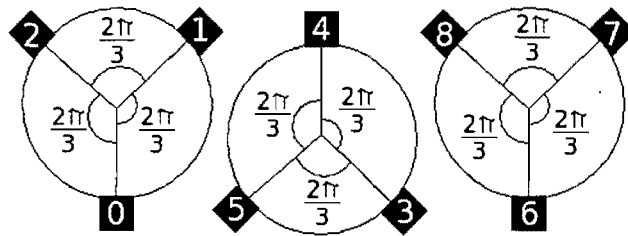


FIG. 2.2 – Vue de dessus des trois étages de senseurs. Les carrés noirs représentent les senseurs qui sont identifiés par un chiffre de 0 à 8. Le schéma de gauche représente l'étage supérieur alors que le schéma de droite représente l'étage inférieur.

2.1.1 Solution analytique de localisation avec quatre senseurs

La solution analytique est obtenue à partir du système d'équations 2.1, dont chaque équation donne le temps de parcours t_i entre un événement se produisant aux coordonnées (x,y,z) dans le détecteur et entre le i^e senseur positionné aux coordonnées (x_i, y_i, z_i) . La vitesse de propagation du signal dans le milieu est notée v . La solution est développée pour des senseurs placés aux positions 3, 4, 5 et 7 en référence aux figures 2.1 et 2.2, puisque ces senseurs sont utilisés au chapitre 4.

$$\begin{cases} vt_3 = \sqrt{(x_3 - x)^2 + (y_3 - y)^2 + (z_3 - z)^2} \\ vt_4 = \sqrt{(x_4 - x)^2 + (y_4 - y)^2 + (z_4 - z)^2} \\ vt_5 = \sqrt{(x_5 - x)^2 + (y_5 - y)^2 + (z_5 - z)^2} \\ vt_7 = \sqrt{(x_7 - x)^2 + (y_7 - y)^2 + (z_7 - z)^2} \end{cases} \quad (2.1)$$

La différence de temps entre le i^e et le j^e senseur est définie par $dt_{ij} = t_i - t_j$. Pour des raisons esthétiques vis-à-vis de la solution, cette dernière est développée en se basant sur les quantités dt_{47} , dt_{45} , dt_{57} et dt_{53} , malgré que seulement trois de ces quatre quantités soient indépendantes. La solution est obtenue en isolant les coordonnées (x,y,z) dans le système d'équations 2.1. Quoique la méthode est simple et linéaire, les résultats sont peu commodes à écrire. L'écriture de cette solution, donnée par le système d'équations 2.21, nécessite la définition de quantités définies par les équations 2.2 à 2.20.

$$A = \frac{vdt_{45}(x_7 - x_4) - vdt_{47}(x_5 - x_4)}{vdt_{47}(y_5 - y_4) - vdt_{45}(y_7 - y_4)} \quad (2.2)$$

$$B = \frac{vdt_{45}(z_7 - z_4) - vdt_{47}(z_5 - z_4)}{vdt_{47}(y_5 - y_4) - vdt_{45}(y_7 - y_4)} \quad (2.3)$$

$$C = vdt_{45}(vdt_{47}^2 + x_4^2 - x_7^2 + y_4^2 - y_7^2 + z_4^2 - z_7^2) \quad (2.4)$$

$$D = vdt_{47}(vdt_{45}^2 + x_4^2 - x_5^2 + y_4^2 - y_5^2 + z_4^2 - z_5^2) \quad (2.5)$$

$$E = \frac{C - D}{2(vdt_{47}(y_5 - y_4) - vdt_{45}(y_7 - y_4))} \quad (2.6)$$

$$F = \frac{vdt_{53}(x_7 - x_5) - vdt_{57}(x_3 - x_5)}{vdt_{57}(y_3 - y_5) - vdt_{53}(y_7 - y_5)} \quad (2.7)$$

$$G = \frac{vdt_{53}(z_7 - z_5) - vdt_{57}(z_3 - z_5)}{vdt_{57}(y_3 - y_5) - vdt_{53}(y_7 - y_5)} \quad (2.8)$$

$$H = vdt_{53}(vdt_{57}^2 + x_5^2 - x_7^2 + y_5^2 - y_7^2 + z_5^2 - z_7^2) \quad (2.9)$$

$$I = vdt_{57}(vdt_{53}^2 + x_5^2 - x_3^2 + y_5^2 - y_3^2 + z_5^2 - z_3^2) \quad (2.10)$$

$$J = \frac{H - I}{2(vdt_{57}(y_3 - y_5) - vdt_{53}(y_7 - y_5))} \quad (2.11)$$

$$K = \frac{G - B}{A - F} \quad (2.12)$$

$$L = \frac{J - E}{A - F} \quad (2.13)$$

$$M = AK + B \quad (2.14)$$

$$N = AL + E \quad (2.15)$$

$$O = vdt_{45}^2 + x_4^2 - x_5^2 + y_4^2 - y_5^2 + z_4^2 - z_5^2 + 2(x_5 - x_4)L + 2(y_5 - y_4)N \quad (2.16)$$

$$P = 2((x_5 - x_4)K + (y_5 - y_4)M + 2(z_5 - z_4)) \quad (2.17)$$

$$Q = 4vdt_{45}^2(K^2 + M^2 + 1) - P^2 \quad (2.18)$$

$$R = 8vdt_{45}^2(K(x_4 - L) + M(y_4 - N) + z_4) + 2PO \quad (2.19)$$

$$S = 4vdt_{45}^2((x_4 - L)^2 + (y_4 - N)^2 + z_4^2) - O^2 \quad (2.20)$$

$$\begin{cases} x = Kz + L \\ y = Mz + N \\ z = \frac{R}{2Q} \pm \sqrt{\left(\frac{R}{2Q}\right)^2 - \frac{S}{Q}} \end{cases} \quad (2.21)$$

Pour chaque événement, deux solutions existent. Pour discerner la bonne solution de la mauvaise, un cinquième élément de mesure est requis. Les positions des événements dans l'expérience qui utilise cet algorithme au chapitre 4 sont approximativement connues, puisqu'elles doivent se trouver à l'intérieur d'un détecteur de 12mL plongé dans un contenant de 4,5L. Par conséquent, la position la plus plausible des deux solutions sera considérée, c'est à dire la solution la plus près du détecteur. Si un cinquième senseur était disponible, il aurait pu être utilisé afin de discriminer une solutions.

Cet algorithme ne permet aucunement de discerner un bon événement d'un bruit acoustique généré hors du détecteur. Une position est calculée pour toute combinaison de quatre temps, à l'exception qu'une solution imaginaire peut être obtenue si les quatre temps ne sont pas cohérents entre eux. Une attention particulière à ne pas enregistrer de bruits externes doit donc être portée lors de l'utilisation de cet algorithme en s'assurant que le nombre d'événements enregistrés et le nombre d'événements visibles dans le détecteur concordent.

2.1.2 Détermination du début des signaux générés par les événements : bruit électronique variable

Un signal enregistré avec un système d'acquisition de données idéal serait précédé d'un signal constant avec une amplitude de 0 mV et le signal posséderait un début très franc, c'est à dire que l'amplitude varierait énormément dans un temps très court au début du signal. Le système utilisé pour récolter les données lorsque cette combinaison d'algorithmes est utilisée est très imparfait : la partie constante du signal idéal est remplacée par du bruit électronique caractérisé par une moyenne (pas nécessairement constante dans le temps) et par un écart-type non-nul. De plus,

le début du signal n'est pas nécessairement très franc.

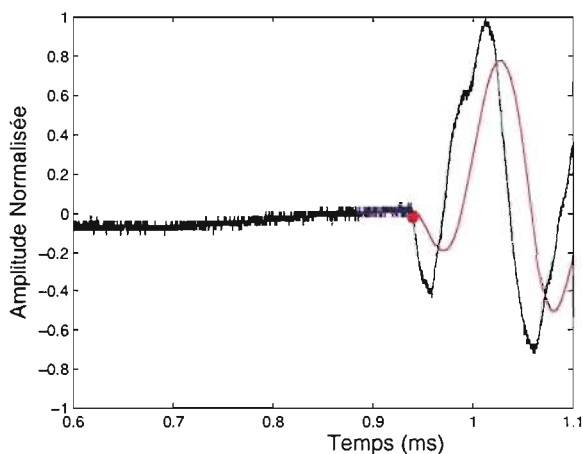


FIG. 2.3 – Exemple de détermination du début d'un signal : gros plan sur le début de l'événement. Le signal bleu est le signal brut normalisé par son amplitude maximale. Le signal rouge est un signal dont chaque point est la moyenne des $40\mu\text{s}$ précédentes du signal brut normalisé. Le signal vert est un signal dont chaque point est la moyenne du signal brut normalisé pour les $2\mu\text{s}$ précédant et suivant ce temps et il est superposé au signal brut normalisé. Le point rouge représente le début de l'événement.

Pour contrer ces problèmes, deux signaux secondaires sont extraits du signal brut afin d'en identifier le début. Le signal brut est d'abord normalisé par son amplitude maximale pour éliminer toute dépendance sur l'amplitude du signal. Un premier signal secondaire est calculé tel que, pour chaque temps, un point est généré comme la moyenne des points situés dans les $40\mu\text{s}$ précédentes du signal brut normalisé. Ce signal réagit très lentement par rapport aux fluctuations du vrai signal. Un second signal secondaire est calculé tel que, pour chaque temps, un point est généré comme la moyenne des points dans les $2\mu\text{s}$ précédant et suivant ce temps dans le signal brut normalisé. Ce signal équivaut au signal original à la différence qu'il est moins assujéti aux fluctuations accidentelles. La figure 2.3 montre un exemple de tels signaux. Pour du bruit électronique, les deux signaux secondaires se superposent, mais lorsqu'un changement brusque se produit dans

le signal, comme au début de ce dernier, le premier signal réagit peu alors que le second réagit violemment. La séparation de ces signaux est donc interprétée comme le début de l'événement. Les signaux sont considérés comme séparés lorsque l'écart entre les deux signaux atteint $(0.01+M)$, où M est la valeur maximale de l'écart entre les deux signaux parmi les premières $700\mu s$ du signal (région de bruit électronique). Cette définition tient compte de la qualité du signal (un signal avec du bruit électronique constant a un M plus petit et il est plus facile à traiter qu'un signal avec bruit électronique non-constant variant énormément) tout en imposant une valeur minimale. À la figure 2.3, le bruit électronique non-constant en moyenne dans le temps est présent, facteur qui complique énormément la tâche de détermination du début du signal et qui a forcé cette approche. Cet effet est en partie causé par le circuit électrique qui alimente le système (60Hz).

2.2 Combinaison d'algorithmes II

L'élaboration de cette deuxième combinaison d'algorithmes est le but premier de ce mémoire. Cette combinaison suppose l'utilisation de plus de quatre senseurs piézo-électriques. Le nombre de neuf senseurs sera couramment utilisé dans ce texte, puisque les détecteurs PICASSO peuvent être équipés de neuf senseurs. Cependant, l'algorithme fonctionne avec au moins cinq senseurs sans limite supérieure. L'avantage de cet algorithme de localisation par minimisation du χ^2 est de maximiser l'utilisation de tous les signaux supplémentaires afin de valider et de préciser la position d'un événement. Un algorithme adapté aux signaux récoltés avec le système d'acquisition de données PICASSO permettant de trouver le début de chacun des signaux est également élaboré, ce qui permet une plus grande rapidité de calcul et une plus grande précision que celui de la combinaison I.

2.2.1 Localisation par minimisation du χ^2

Pour un nombre de senseurs piézo-électriques $n > 4$, n valeurs de début de signaux sont disponibles, puisque chaque senseur récolte un signal. Cet algorithme

cherche à minimiser le χ^2 défini comme $\chi^2 = \sum_{i=0}^{n-1} \left(\frac{(t_i - \tilde{t}) - \frac{d_i}{v}}{\sigma_i} \right)^2$ où t_i est le temps de début du signal du i^e canal, \tilde{t} est un paramètre correspondant au temps réel où l'événement s'est produit, d_i est la distance entre le point spatial où l'événement s'est produit et le i^e senseur, v est la vitesse de propagation du signal dans le détecteur (qui peut être fixe ou traitée comme un paramètre) et σ_i est l'incertitude sur t_i . La distance d_i est définie comme $d_i = \sqrt{(\tilde{x} - x_i)^2 + (\tilde{y} - y_i)^2 + (\tilde{z} - z_i)^2}$ où les valeurs \tilde{x} , \tilde{y} et \tilde{z} sont les paramètres représentant les coordonnées spatiales de l'événement alors que x_i , y_i et z_i sont les coordonnées du i^e senseur piézo-électrique.

À l'aide de la librairie Minuit [29], les valeurs des paramètres $(\tilde{t}, \tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$ ou $(\tilde{t}, \tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}, v)$, selon le cas, qui minimisent le χ^2 sont trouvées. Des incertitudes non-symétriques sur les paramètres sont également extraites à l'aide de la librairie.

Suite à la minimisation, les senseurs ayant une contribution exagérée ($\chi_i^2 > 10$) peuvent être mis de côté et la minimisation réexécutée. Cette méthode peu contraignante permet de considérer le maximum de senseurs tout en omettant les senseurs pour lesquels le début du signal est mal déterminé, soit à cause de la mauvaise qualité d'un signal, soit à cause du mal fonctionnement de l'algorithme de détermination des débuts de signaux. Les signaux de faible amplitude ou dont le premier minimum du signal est mal défini ne sont considérés que dans les cas où le nombre de signaux de grande amplitude possédant un début franc n'est pas suffisant.

Cet algorithme, lorsque la vitesse de propagation du son dans le milieu est fixée, suppose que l'environnement est composé exclusivement de ce milieu. Par conséquent, un son acoustique émis à partir d'un point dans l'espace hors du détecteur ne peut être localisé puisque les propriétés du contenant en acrylique et celles de l'air ambiant ne sont pas considérées. Un tel bruit verra donc ses signaux rejetés un par un jusqu'à ce qu'il n'y ait plus suffisamment de signaux afin de poursuivre la localisation et il n'y aura donc pas de convergence de l'algorithme en un point pour ce bruit.

2.2.2 Détermination du début des signaux générés par les événements : bruit électronique constant

Cet algorithme permet de déterminer de façon précise le début d'un signal dont le bruit électronique est, en moyenne, constant dans le temps. Il a été observé que la forme du début du signal dépend de plusieurs variables dont l'amplitude du signal (qui peut être modifiée directement par la qualité du couplage entre le senseur et la paroi du contenant) et l'angle incident entre l'événement et le senseur. Un petit début d'événement pour un signal de grande amplitude peut, par conséquent, se noyer dans le bruit électronique pour un autre senseur de plus faible amplitude. La signature la plus fiable du début de l'événement est le premier minimum marquant du signal (puisque, par observation, la grande majorité des signaux débute par un minimum plutôt qu'un maximum). Ce minimum est la conséquence directe de l'expansion initiale de la gouttelette lors de la transition de phase qui se produit lorsqu'un événement est enregistré.

Une première tentative pour déterminer le début des événements a été d'imposer une translation des signaux de façon à superposer les signaux deux à deux, la translation dans le temps correspondant à la différence de temps de parcours entre les deux signaux. Cette approche fonctionne pour des signaux dans des conditions identiques (par exemple, pour des signaux enregistrés par des senseurs situés à la même hauteur par rapport à un événement qui se produit dans la région centrale du détecteur), mais elle est absolument inefficace pour la configuration de senseurs des détecteurs PICASSO. Le signal subit donc des modifications non-négligeables selon son parcours. L'approche utilisée pour déterminer le début d'un signal doit en tenir compte.

Afin de trouver le début d'un signal, la moyenne de ce dernier est d'abord calculée et chaque signal est modifié de façon à avoir une moyenne nulle. Ceci permet de corriger pour le niveau de bruit électronique constant, mais non-nul (causé par un courant continu dans le pré-amplificateur) et d'obtenir une amplitude plus fiable pour chaque signal. La moyenne et l'écart-type du bruit électronique sont aussi cal-

CHAPITRE 3

SIMULATION DE L'ALGORITHME DE LOCALISATION PAR MINIMISATION DU χ^2 ET DES DISTRIBUTIONS DES DIFFÉRENCES DE PARCOURS DES SIGNAUX ENTRE LES DIFFÉRENTS SENSEURS PIÉZO-ÉLECTRIQUES

Deux méthodologies peuvent être utilisées afin de tester un algorithme de localisation. La première possibilité est de produire des événements dans l'espace dont la position est bien connue, comme au chapitre 4, et de trouver cette position via l'algorithme. La deuxième possibilité est de connaître la distribution des événements, sans toutefois connaître la position individuelle de chacun des événements. Cette approche est celle utilisée aux chapitres 6 et 7. Dans le but de bien caractériser les résultats de l'algorithme de localisation par minimisation du χ^2 , une simulation Monte-Carlo doit être effectuée pour observer comment l'algorithme modifie les distributions dans la seconde approche.

3.1 Le principe de la simulation

La transition de la phase liquide à la phase gazeuse des gouttelettes qui produit un signal capté par les senseurs piézo-électriques est un processus extrêmement complexe et la simulation de ce processus est le travail d'un mémoire en soi. La procédure de génération d'un événement pour cette simulation consiste plus simplement en la génération de neuf temps, correspondant aux temps d'amorce des neuf senseurs. Pour ce faire, une position est choisie de façon aléatoire dans le détecteur et le temps de parcours du signal entre cette position et chacun des senseurs est calculé en supposant une vitesse de propagation du signal v dans le détecteur. Chacun des temps est modifié selon une distribution gaussienne d'écart-type σ : l'incertitude sur ces temps. Ces temps équivalent donc aux données récoltées expérimentalement dont le temps d'amorce a été extrait. L'algorithme de localisation

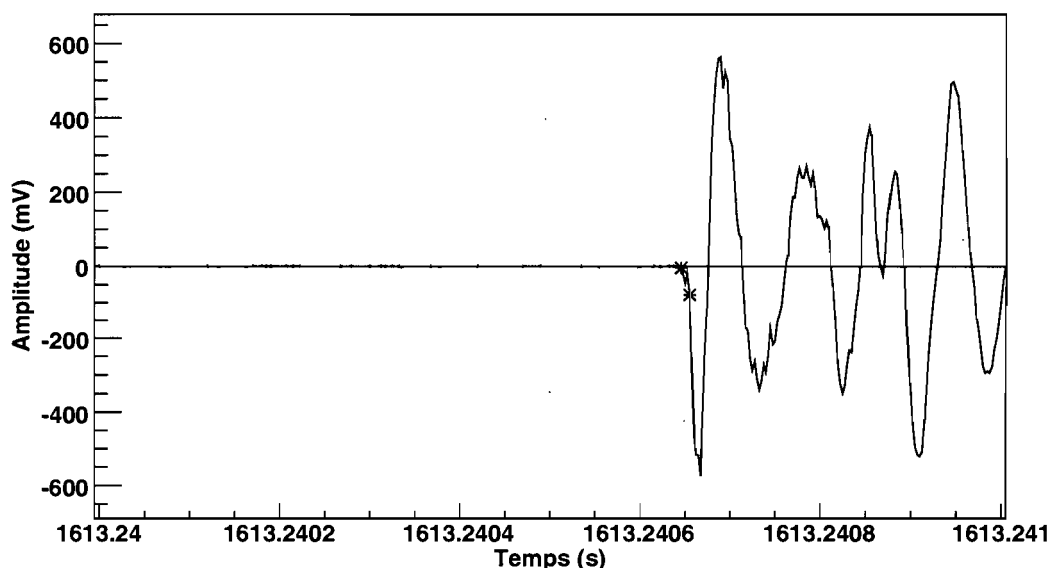


FIG. 2.4 – Exemple de détermination du début d'un signal : gros plan sur le début de l'événement. Le signal est en bleu. La première étoile, chronologiquement, représente le début de l'événement alors que la deuxième représente le premier point à 10% de l'amplitude maximale.

culés pour les premières $375\mu\text{s}$ du signal (dans la région de bruit électronique). Le premier point situé à 10% de l'amplitude maximale est identifié, puis l'intersection précédant ce point dans le temps entre la moyenne du bruit électronique moins quatre écart-types et le signal est déterminée. Ce point correspond au début du signal. Le facteur de 10% de l'amplitude maximale fonctionne bien pour une grande plage de température (la plage de données où l'essentiel des résultats physiques sont extraits dans l'expérience PICASSO). La figure 2.4 montre la région d'intérêt d'un signal avec les deux points décrits ci-haut identifiés. Le signal est de qualité grandement supérieure à celui présenté à la figure 2.3.

CHAPITRE 3

SIMULATION DE L'ALGORITHME DE LOCALISATION PAR MINIMISATION DU χ^2 ET DES DISTRIBUTIONS DES DIFFÉRENCES DE PARCOURS DES SIGNAUX ENTRE LES DIFFÉRENTS SENSEURS PIÉZO-ÉLECTRIQUES

Deux méthodologies peuvent être utilisées afin de tester un algorithme de localisation. La première possibilité est de produire des événements dans l'espace dont la position est bien connue, comme au chapitre 4, et de trouver cette position via l'algorithme. La deuxième possibilité est de connaître la distribution des événements, sans toutefois connaître la position individuelle de chacun des événements. Cette approche est celle utilisée aux chapitres 6 et 7. Dans le but de bien caractériser les résultats de l'algorithme de localisation par minimisation du χ^2 , une simulation Monte-Carlo doit être effectuée pour observer comment l'algorithme modifie les distributions dans la seconde approche.

3.1 Le principe de la simulation

La transition de la phase liquide à la phase gazeuse des gouttelettes qui produit un signal capté par les senseurs piézo-électriques est un processus extrêmement complexe et la simulation de ce processus est le travail d'un mémoire en soi. La procédure de génération d'un événement pour cette simulation consiste plus simplement en la génération de neuf temps, correspondant aux temps d'amorce des neuf senseurs. Pour ce faire, une position est choisie de façon aléatoire dans le détecteur et le temps de parcours du signal entre cette position et chacun des senseurs est calculé en supposant une vitesse de propagation du signal v dans le détecteur. Chacun des temps est modifié selon une distribution gaussienne d'écart-type σ : l'incertitude sur ces temps. Ces temps équivalent donc aux données récoltées expérimentalement dont le temps d'amorce a été extrait. L'algorithme de localisation

par minimisation du χ^2 est ensuite utilisé afin de trouver la position correspondant à ces temps. La distribution réelle et la distribution succédant à l'application de l'algorithme sont finalement comparées. Le système de coordonnées utilisé est présenté à l'annexe I.2.

3.2 Distribution uniforme des événements dans les détecteurs PICASSO

La distribution des gouttelettes à l'intérieur des détecteurs est uniforme, ce qui permet de supposer que la distribution des événements à l'intérieur des détecteurs PICASSO est aussi uniforme pour des mesures de bruit de fond¹, puisque la contamination α domine ces mesures. [36] Pour un détecteur situé dans le montage PICASSO à l'intérieur de SNOLAB, la fraction d'événements générée par les rayons cosmiques est négligeable vu les deux kilomètres de sol au dessus du laboratoire alors que la fraction d'événements générée par des neutrons provenant des parois rocheuses environnantes est elle aussi très faible à cause du blindage d'eau entourant les détecteurs. Les événements sont principalement générés par des particules α qui proviennent des contaminants présents dans les ingrédients du détecteur, ce qui justifie la distribution uniforme attendue des événements.

Un nombre de 20000 événements est généré uniformément dans le détecteur selon la méthodologie exposée précédemment et ces événements sont localisés par l'algorithme de minimisation du χ^2 décrit au chapitre 2. Les 20000 événements occupent tout le contenant, mais le détecteur n'occupe pas tout cet espace. Le contenant mesure 30cm de haut alors que le détecteur n'en mesure généralement qu'entre 25cm et 28cm. Les événements qui, pour un détecteur donné, sont générés au dessus du détecteur avant la localisation dans le contenant sont retirés avant la présentation des résultats de la simulation. De cette façon, la même simulation est utilisable pour tous les détecteurs en modifiant simplement le groupe d'événements considérés.

Pour un détecteur de hauteur de 28cm, la figure 3.1(a) présente la distribution

¹Mesure du détecteur à pression ambiante sans source de particules à proximité.

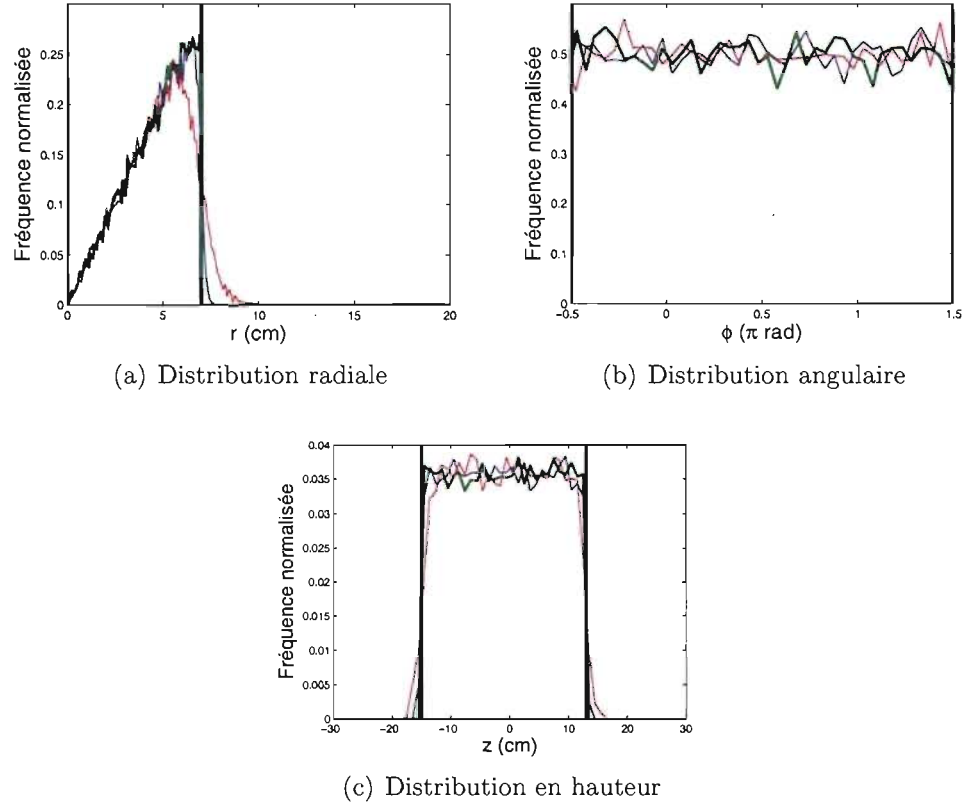


FIG. 3.1 – Distribution spatiale des résultats de localisation d'événements simulés distribués uniformément dans le détecteur. Les lignes bleue et rouge représentent des simulations où $\sigma = 1.25 \mu s$ et $\sigma = 5.00 \mu s$ respectivement. La ligne verte représente une distribution uniforme réelle dans le détecteur. Les lignes noires représentent les limites physiques du détecteur.

radiale des résultats de la simulation après localisation pour des incertitudes sur les temps de $1.25 \mu s$ et $5.00 \mu s$ en comparaison avec une distribution uniforme réelle. La distribution des événements simulés est en accord avec la distribution théorique pour $r \lesssim 6 \text{ cm}$ alors que les événements situés dans la région $6 \text{ cm} \lesssim r < 7 \text{ cm}$ sont en partie poussés hors du détecteur. La valeur de 6 cm varie en fait avec la valeur de σ : plus σ est petit, plus cette valeur est près de 7 cm (le rayon du contenant). Les événements qui sont localisés sont compatibles avec leur vraie position en considérant leur incertitude (cette présentation des résultats ne tient pas compte de cette

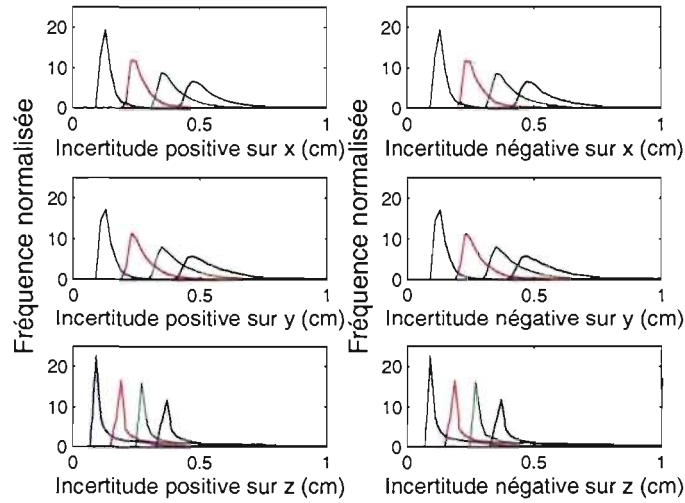


FIG. 3.2 – Distribution des incertitudes positives et négatives en x , en y et en z sur la position des événements localisés. Les couleurs bleu, rouge, verte et noire représentent une distribution uniforme d'événements dans le détecteur où $\sigma = 1.25\mu s$, $\sigma = 2.50\mu s$, $\sigma = 3.75\mu s$ et $\sigma = 5.00\mu s$ respectivement.

incertitude). Pour de petits rayons, certains événements sont localisés avec un rayon légèrement plus grand alors que certains sont localisés avec un rayon légèrement plus petit à cause de l'incertitude sur les temps. La perte d'événements localisés dans une classe de l'histogramme est compensée par les pertes des classes adjacentes pour $r \lesssim 6cm$ alors que pour $6cm \lesssim r < 7cm$, aucun événement ne contribue à la compensation de ces pertes à partir de l'extérieur du détecteur. Cette perte d'événements pour $6cm \lesssim r < 7cm$ augmente avec la valeur de σ , ce qui correspond à moins bien connaître les temps de début de signaux : moins la connaissance des temps est précise, moins la position de l'événement est précise (plus l'incertitude sur la position est grande) et plus les événements peuvent être positionnés légèrement à l'extérieur du détecteur. La figure 3.1(b) montre la distribution angulaire des mêmes résultats. Pour toutes les simulations, la distribution est cohérente avec une distribution uniforme dans le détecteur et elle est invariante par rapport à ϕ

tel que défini à l'annexe I.2. La figure 3.1(c) montre la distribution en hauteur des mêmes résultats. Le même effet de déportation des événements hors du détecteur que celui décrit pour la distribution radiale est présent ici pour 1,5cm dans le haut et le bas du détecteur.

Au total, 99,4% des événements sont localisés lors de cette simulation en prenant $\sigma = 5.00\mu s$, ce qui représente le pire scénario. Les neuf signaux sont utilisés par 99,6% de ces événements. La simulation permet donc de montrer le bon fonctionnement de l'algorithme de localisation par minimisation du χ^2 , puisqu'une distribution uniforme d'événements se trouve à toujours être uniforme lorsqu'elle est localisée à l'exception d'un artéfact de présentation des résultats près des parois qui expulse certains événements hors du détecteur sans considérer l'incertitude sur la position.

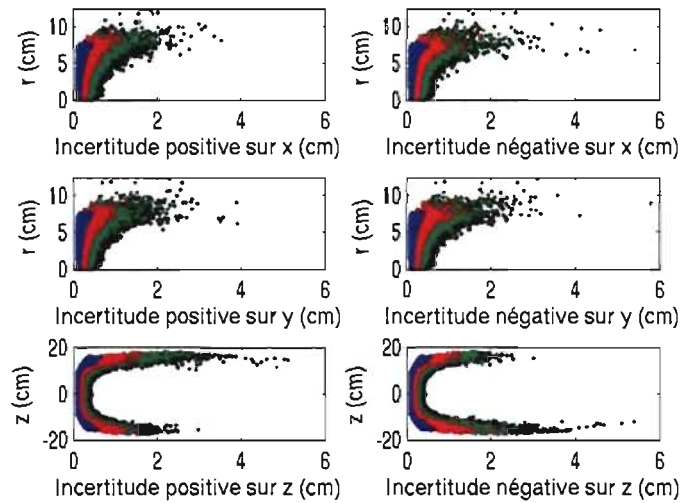


FIG. 3.3 – Incertitudes positives et négatives en x, en y et en z sur la position des événements localisés en fonction de la position dans le détecteur. Les couleurs bleu, rouge, verte et noire représentent une distribution uniforme d'événements dans le détecteur où $\sigma = 1.25\mu s$, $\sigma = 2.50\mu s$, $\sigma = 3.75\mu s$ et $\sigma = 5.00\mu s$ respectivement.

La figure 3.2 présente les distributions des différentes incertitudes sur les po-

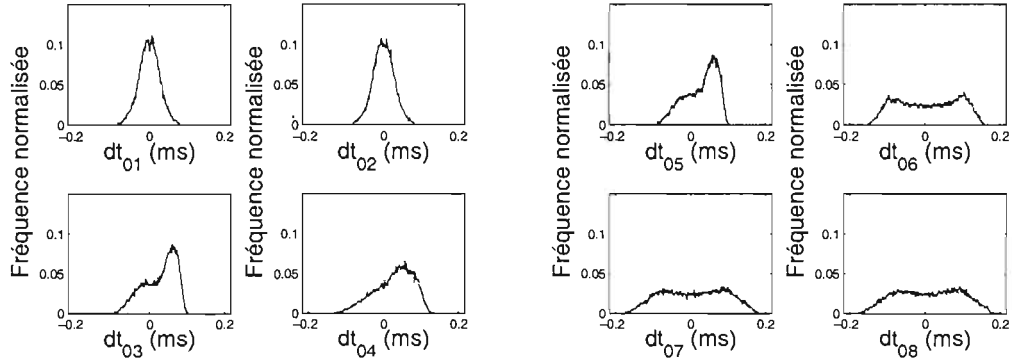


FIG. 3.4 – Distributions simulées des différences de parcours entre huit couples de senseurs piézo-électriques pour une distribution uniforme des événements dans les détecteurs PICASSO.

sitions des événements localisés. Les distributions pour les incertitudes en x et en y sont semblables alors que l'incertitude en z est plus petite que pour les deux autres coordonnées à cause de la disposition des senseurs. Même si les barres d'erreur sont asymétriques pour un événement, les distributions des erreurs positives et négatives sont pratiquement identiques. Les événements sont donc généralement compris dans un cube d'incertitude inférieur à $0,8\text{cm}^3$, soit un prisme de dimensions $1,0\text{cm} \times 1,0\text{cm} \times 0,8\text{cm}$, en supposant une efficacité de 100% pour l'algorithme de détermination des débuts des signaux si $\sigma \leq 5.00\mu\text{s}$. La figure 3.3 présente les incertitudes en fonction de la position dans le détecteur. Plus les événements sont près des parois du détecteur, plus les incertitudes sont grandes. Cet effet est causé par la géométrie des senseurs sur le contenant. Près des parois, le χ^2 varie peu pour des variations données sur les temps de début des signaux par rapport au centre. L'incertitude sur la position des événements étant reliée à la variation du χ^2 près de ce point, elle est donc plus grande près des parois. L'incertitude sur les positions des événements est également plus grande dans le bas du détecteur que dans le haut du détecteur à cause de l'asymétrie verticale du détecteur pour cette raison.

La distribution des différences de parcours pour le signal produit par un événe-

ment entre deux senseurs piézo-électriques correspondant à la distribution uniforme d'événements dans le détecteur est présentée à la figure 3.4 pour huit couples de senseurs indépendants. Ces distributions permettent de vérifier le bon fonctionnement de l'algorithme de détermination des débuts de signaux au chapitre 6. Le senseur 0 fait partie des huit couples de senseurs. Plus les senseurs sont éloignés les uns des autres, plus la distribution est étendue. Certaines asymétries apparaissent dans les distributions puisqu'il n'existe pas toujours un plan séparant le détecteur en deux volumes identiques par rapport aux deux senseurs considérés.

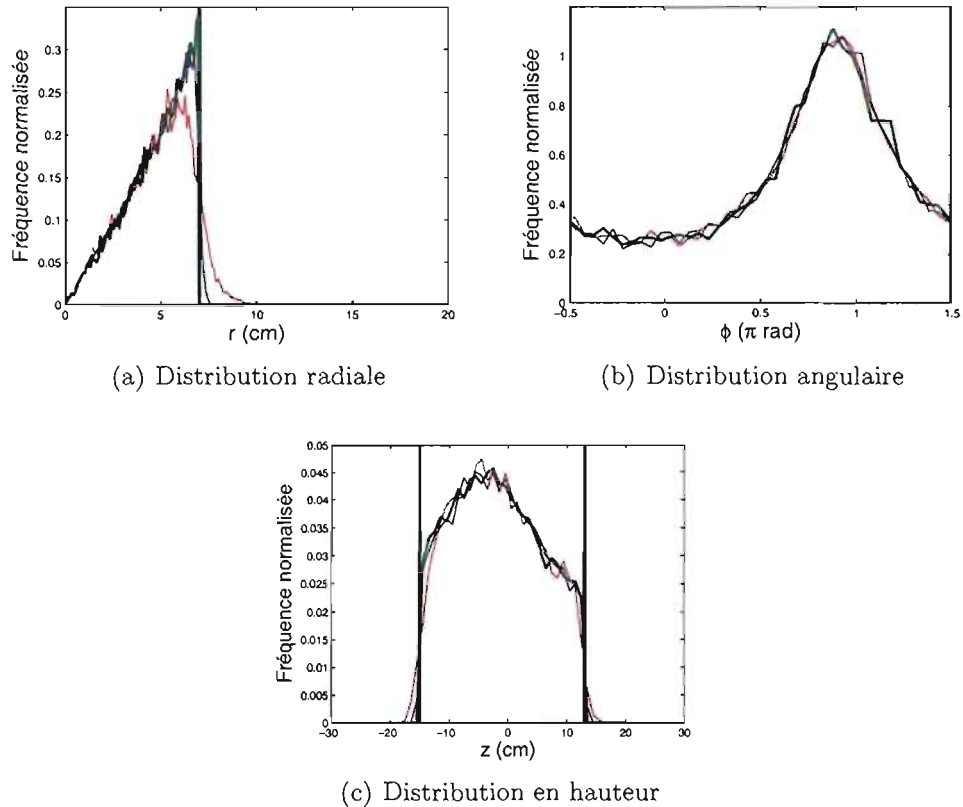


FIG. 3.5 – Distribution spatiale des résultats de localisation d'événements simulés distribués en $\frac{1}{r^2}$ dans le détecteur par rapport à une source de neutrons. Les lignes bleue et rouge représentent des simulations où $\sigma = 1.25\mu\text{s}$ et $\sigma = 5.00\mu\text{s}$ respectivement. La ligne verte représente une distribution réelle dans le détecteur. Les lignes noires représentent les limites physiques du détecteur.

3.3 Distribution des événements dans le détecteur PICASSO qui varie selon $\frac{1}{r_s^2}$

Une autre possibilité de distribution des événements en est une qui varie selon $\frac{1}{r_s^2}$ par rapport à un point dans l'espace hors du détecteur, où r_s est défini comme le rayon, en coordonnées sphériques, par rapport à une source de neutrons. Cette distribution est valide lors de l'étalonnage des détecteurs avec une source de neutrons. Cette source émet des neutrons de façon isotrope et le flux de neutrons varie selon la distance à la source selon $\Phi = \frac{n_0}{4\pi r_s^2}$ pour une source émettant $n_0 \frac{\text{neutrons}}{s}$.

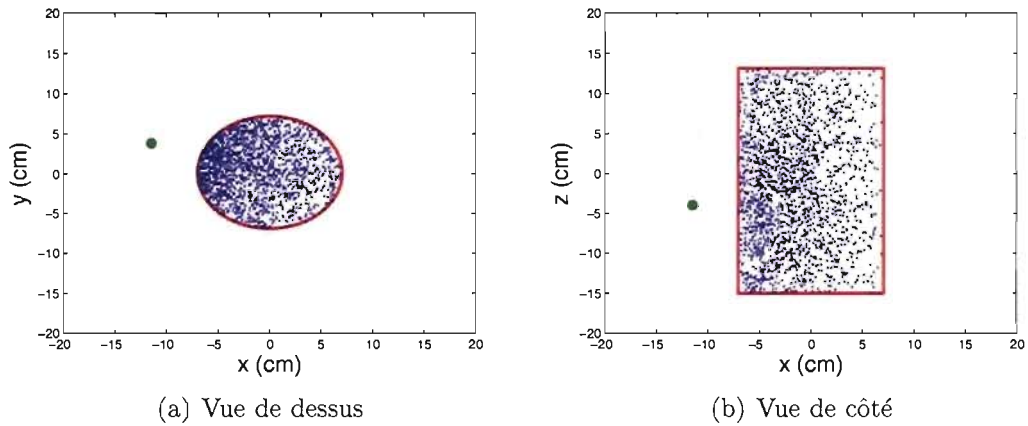


FIG. 3.6 – Positionnement du dixième des événements simulés qui ont été localisés avec succès. Les événements sont simulés selon une distribution qui varie selon $\frac{1}{r_s^2}$ par rapport à une source de neutrons avec $\sigma = 5.00\mu s$. Les événements sont représentés par des points bleus, le détecteur est délimité par des lignes rouges et la source de neutrons est identifiée par un point vert.

Par conséquent, vu la distribution uniforme des gouttelettes dans le détecteur, plus d'événements sont générés du côté du détecteur près de la source que du côté opposé. La figure 3.5(a) montre la distribution radiale des événements localisés par l'algorithme de minimisation du χ^2 pour une distribution qui varie selon $\frac{1}{r_s^2}$ pour une source de neutrons positionnée en $(-11,41; 3,71; -4,00)$ cm par rapport au

centre du détecteur² en comparaison avec la distribution originale. Cette distribution est conforme à la distribution réelle avec le même effet de bord près des parois du contenant présenté pour la distribution uniforme. La figure 3.5(b) montre la distribution angulaire des mêmes événements. Elle montre clairement que la partie du détecteur près de la source possède plus d'événements après un étalonnage, car la source est positionnée en un angle de $\phi = 0,90\pi$ par rapport au détecteur, ce qui correspond au maximum de la distribution radiale. La distribution des événements localisés est cohérente avec la distribution originale. La figure 3.5(c) montre la distribution en hauteur de ces mêmes événements. Elle possède une signature très particulière par rapport à la distribution uniforme : la majorité des événements se situe dans le détecteur à la hauteur de la source. La figure 3.6 montre le dixième des événements localisé pour une incertitude sur le début des temps de $\sigma = 5.00\mu s$ par rapport au détecteur vu de dessus et de côté. Au total, 99,5% des événements sont localisés en prenant $\sigma = 5.00\mu s$, ce qui représente le pire scénario. Les neuf signaux sont utilisés par 99,7% de ces événements.

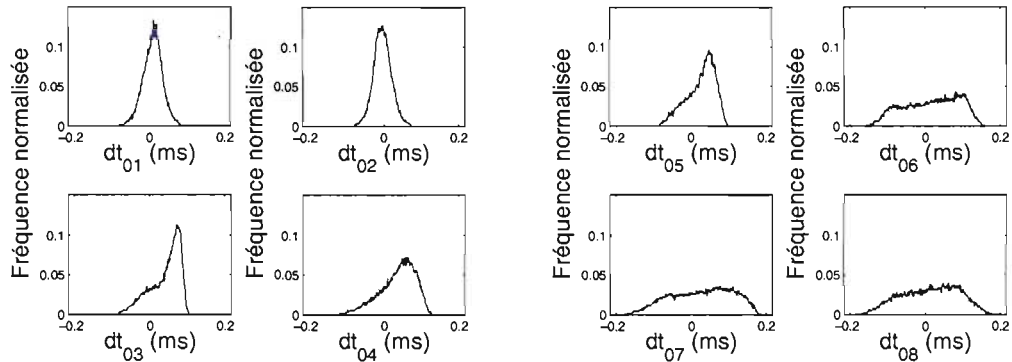


FIG. 3.7 – Distribution des différences de parcours entre huit couples de senseurs piézo-électriques pour une distribution d'événements simulés dans les détecteurs PICASSO qui varie selon $\frac{1}{r^2}$ par rapport à une source de neutrons.

La figure 3.7 montre la différence de parcours entre huit couples de senseurs

²Ces coordonnées sont valides dans le système de coordonnées présenté à l'annexe I.2.

piézo-électriques pour le signal produit lors d'un événement pour une distribution qui varie selon $\frac{1}{r^2}$ par rapport à la position de la source précédemment mentionnée. Les distributions sont modifiées par rapport à une distribution uniforme dans les détecteurs.

CHAPITRE 4

FAISABILITÉ DE LA LOCALISATION : EXPÉRIENCE AVEC LA POSITION DES ÉVÉNEMENTS DÉTERMINÉE

La première étape dans le processus de l'élaboration d'un algorithme de localisation des événements dans les détecteurs PICASSO est la démonstration de la faisabilité d'un tel algorithme. Des données provenant de gouttelettes dont la position est déterminée doivent être récoltées pour valider un tel algorithme. Cette situation est parfaitement opposée à celle des détecteurs PICASSO dont le volume est de 4,5L et où un ordre de grandeur de plusieurs millions de gouttelettes sont présentes. La vitesse du son dans le détecteur étant également une valeur à déterminer, un milieu dont les propriétés physiques sont mieux connues est préférable à cette étape de la vérification de l'algorithme.

4.1 Le montage

Pour ces raisons, le montage sélectionné pour démontrer la faisabilité de la localisation est un détecteur de 12mL (cylindre de 6cm de hauteur et de 1.6cm de diamètre) plongé dans un contenant de 4,5L, utilisé pour les détecteurs PICASSO, rempli d'eau. Malgré que la position exacte de chaque événement soit inconnue, le volume du détecteur est suffisamment petit pour valider l'algorithme sachant que tous les événements se produisent dans le détecteur. Le détecteur est également suffisamment petit pour considérer que la vitesse du son est uniforme partout dans le contenant, y compris dans le détecteur. L'ingrédient principal du détecteur étant de l'eau, cette approximation est doublement justifiée. Cette approche possède également l'avantage d'utiliser la même géométrie que les détecteurs PICASSO¹. Le détecteur est fixé à une tige par le dessus du contenant, comme le montre la

¹Le contenant prototype PICASSO est utilisé pour cette expérience. Les différences mineures avec le contenant officiel PICASSO sont présentées à l'annexe I.1.

figure 4.1, ce qui permet de déplacer le détecteur partout dans le contenant rempli d'eau. Pour contrer le faible taux de comptage du détecteur causé par sa faible quantité de masse active, le montage est placé dans un système de contrôle de température, ce qui permet de maintenir le détecteur à haute température (jusqu'à $55^{\circ}C$) et ainsi d'augmenter sa sensibilité. Une source de neutrons AcBe est aussi positionnée à une distance d'environ 30cm du centre du contenant, ce qui augmente le nombre de particules pouvant générer des événements. Le système d'acquisition de données en fonction pour cette expérience est un simple oscilloscope qui ne peut enregistrer que quatre canaux.

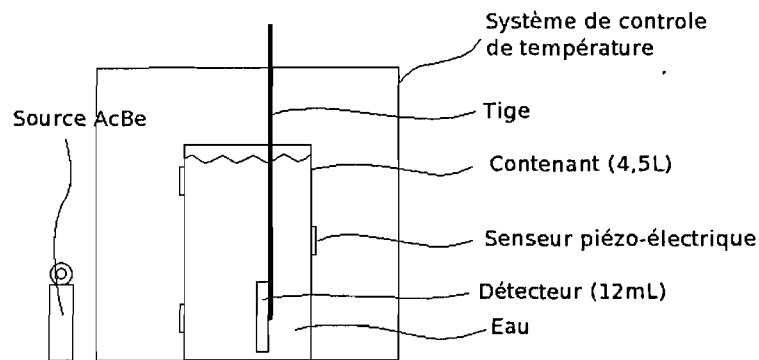


FIG. 4.1 – Schéma du montage. Un détecteur de 12mL est attaché à une tige qui maintient le détecteur à l'intérieur d'un contenant de 4,5L rempli d'eau. Le contenant est placé dans un système de contrôle de température et une source de neutron AcBe est positionnée à proximité.

4.2 La localisation

La combinaison d'algorithmes I décrite au chapitre 2 est utilisée afin de déterminer le temps de début des quatre signaux et d'en trouver la provenance via la solution analytique. Cette combinaison est utilisée puisque seulement quatre signaux peuvent être enregistrés simultanément. La figure 4.2 montre un exemple de signal récolté pour un événement pour chacun des quatre canaux. Chaque ca-

nal est normalisé par son amplitude maximale et le point rouge indique le début de l'événement avec une incertitude de $1\mu\text{s}$. Pour obtenir une incertitude sur la position, une simulation est effectuée. À partir des quatre temps de début des signaux obtenus pour un événement, 5000 combinaisons de quatre temps sont générées aléatoirement selon une distribution gaussienne ayant pour moyenne chacun des quatre temps déterminés et ayant un écart type de $1\mu\text{s}$. Par la suite, 5000 positions sont calculées à partir de ces combinaisons. L'incertitude est extraite de cette distribution de positions.

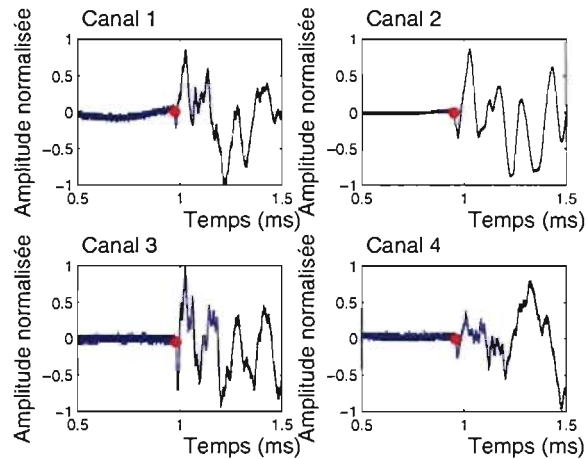


FIG. 4.2 – Exemple de signaux. Chaque canal est normalisé par son amplitude maximale. Le point rouge indique le début de l'événement. Ce signal provient de la même session de mesure que les résultats montrés à la figure 4.3.

Un total de 19 positions de détecteur ont été étudiées à des températures de 40°C ou 55°C . La vitesse du son dans l'eau utilisée est de $1529\frac{\text{m}}{\text{s}}$ à 40°C et de $1546\frac{\text{m}}{\text{s}}$ à 55°C . Ces valeurs sont déduites de l'équation $v_{\text{eau}} = \eta + \beta T + \gamma T^2 + \delta T^3 + \xi T^4 + \kappa T^5$ dont les coefficients sont tabulés au tableau 4.1. [26] Plusieurs des 19 positions donnent d'excellents résultats, comme le montre la figure 4.3, où les cinq événements ont été positionnés à l'intérieur du volume du détecteur pour la position de détecteur considérée. À l'opposé, quelques positions donnent lieu à des événements qui ne permettent pas d'obtenir une solution réelle pour la position de

l'événement (aucune valeur n'est donc disponible pour la position de l'événement) ou d'en obtenir une près du détecteur. Certaines positions donnent également droit à des solutions voisines du détecteur, mais à l'extérieur.

TAB. 4.1 – Valeurs des coefficients de l'équation paramétrisant v_{eau}

Nom du coefficient	Valeur du coefficient
η	$+1.40238744 \times 10^3$
β	$+5.03836171$
γ	$-5.81172916 \times 10^{-2}$
δ	$+3.34638117 \times 10^{-4}$
ξ	$-1.48259672 \times 10^{-6}$
κ	$+3.16585020 \times 10^{-9}$

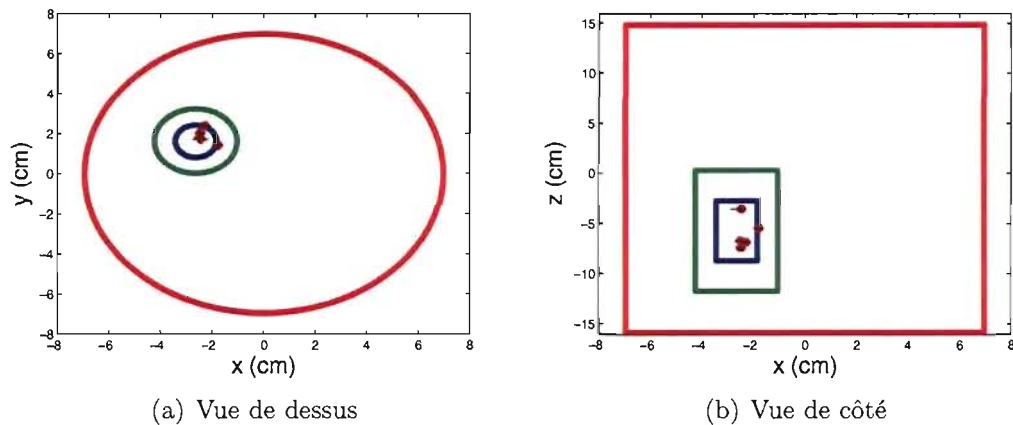


FIG. 4.3 – Position des événements dans le détecteur pour une position de détecteur à $55^\circ C$. Le contenant de 4,5L est en rouge, le détecteur est en bleu, un volume huit fois plus grand que le détecteur centré sur ce dernier est en vert et les événements sont des points rouges.

L'efficacité ϵ_1 est définie comme $\epsilon_1 = \frac{\text{Nombre d'événements dans le détecteur}}{\text{Nombre d'événements total}}$. Cette efficacité indique la capacité de l'algorithme à positionner les événements à l'intérieur du détecteur. L'efficacité de localisation dépend de la position du détecteur dans le contenant. La figure 4.4 montre l'efficacité de la localisation ϵ_1 en fonction de l'angle

incident maximal $\theta_{inc\ max}$. Pour chacune des positions de détecteur, l'angle incident θ_{inc} entre la droite reliant le milieu du détecteur à chacun des quatre senseurs piézo-électriques et entre la droite normale à la paroi du contenant vis-à-vis chacun des senseurs est calculé (cet angle est défini positivement). L'angle incident maximal est l'angle le plus grand parmi les quatre possibilités. La séance de mesures où l'angle incident maximal est de 45.8° a un signal de pauvre qualité sur le canal 4 causé par l'électronique, ce qui explique l'efficacité nulle pour cet angle. Une autre efficacité ϵ_2 est définie comme $\epsilon_2 = \frac{\text{Nombre d'événements dans huit fois le volume du détecteur}}{\text{Nombre d'événements total}}$ de façon à indiquer si des événements ont été positionnés près du détecteur, mais non à l'intérieur. Cette efficacité est définie comme ϵ_1 , mais le volume du détecteur est remplacé par un volume huit fois plus grand centré sur le détecteur. Ce volume est obtenu en agrandissant pas un facteur deux les dimensions du détecteur dans les trois dimensions. La figure 4.4 montre également cette efficacité en fonction de l'angle incident maximal.

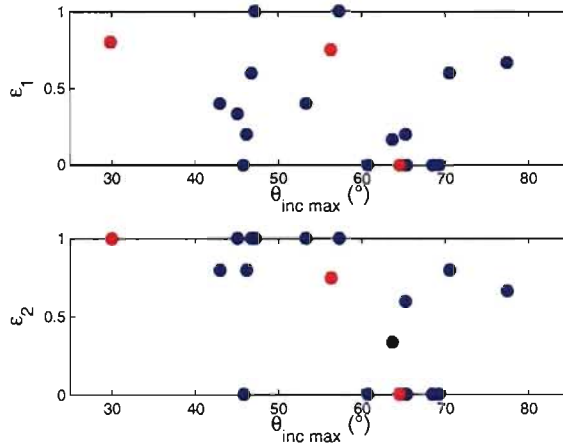


FIG. 4.4 – Efficacité de la localisation ϵ_1 et ϵ_2 en fonction de l'angle incident maximal entre le détecteur et chacun des quatre senseurs piézo-électriques. Le détecteur est maintenu à $55^\circ C$ pour les points bleus et à $40^\circ C$ pour les points rouges.

Puisque la solution analytique est utilisée et que seulement quatre senseurs sont en fonction, **il est impossible de résoudre la position dès qu'un signal est**

manquant. Par conséquent, un seul signal de mauvaise qualité fausse totalement la position obtenue : lorsqu'un des quatre temps est mal évalué pour un événement, l'algorithme donne une position qui est en accord avec les temps identifiés, mais qui est faussée par rapport à la vraie position. L'incertitude évaluée sur la position provient de l'incertitude sur le temps, mais elle ne tient nullement compte du fait que l'algorithme de détermination du temps est imparfait ou que le début du signal peut ne pas être enregistré. La qualité des signaux récoltés est aussi loin d'être optimale : le rapport du bruit électronique par rapport au signal est élevé. Dans l'optique où neuf senseurs seront utilisés pour les détecteurs PICASSO, où les signaux seront de meilleure qualité et où cet algorithme est beaucoup plus sensible à une légère erreur sur la détermination du temps que celui par minimisation du χ^2 qui sera utilisé ultérieurement, une plus grande flexibilité sur les résultats peut être tolérée ici, d'où la définition de ϵ_2 qui donne une meilleure indication de ce qui peut être attendu comme efficacité lorsque neuf senseurs piezo-électriques seront utilisés.

La figure 4.4 ne montre pas vraiment de corrélation entre l'angle incident maximal et l'efficacité ϵ_1 . L'efficacité ϵ_2 , quant-à elle, est excellente pour $\theta_{inc\ max} < 60^\circ$ alors qu'elle est mitigée pour $\theta_{inc\ max} > 60^\circ$. Il semble donc y avoir réflexion du signal pour de grands angles incidents, ce qui peut en affecter l'allure. Le début du signal a une amplitude généralement inférieure au reste du signal, ce qui permet d'observer facilement le signal même si le début est perdu dans le bruit électronique suite au phénomène de réflexion.

4.3 Extrapolation aux détecteurs PICASSO

La localisation des événements dans les détecteurs PICASSO est par conséquent possible malgré que certaines positions dans le détecteur peuvent être plus problématiques. Le détecteur PICASSO a été conçu pour accepter neuf senseurs piézo-électriques, ce qui permet de discriminer les signaux de piètre qualité. Le système d'acquisition de données ainsi que tout le système électronique traitant le

signal produiront également des signaux de meilleure qualité dans le montage PICASSO que le système utilisé ici. Finalement, 96.9% du détecteur² de 4,5L a accès à au moins cinq senseurs avec un angle incident de moins de 60° comme le montre la figure 4.5 sous trois différentes vues, ce qui permet l'utilisation de l'algorithme de minimisation du χ^2 sans problème.

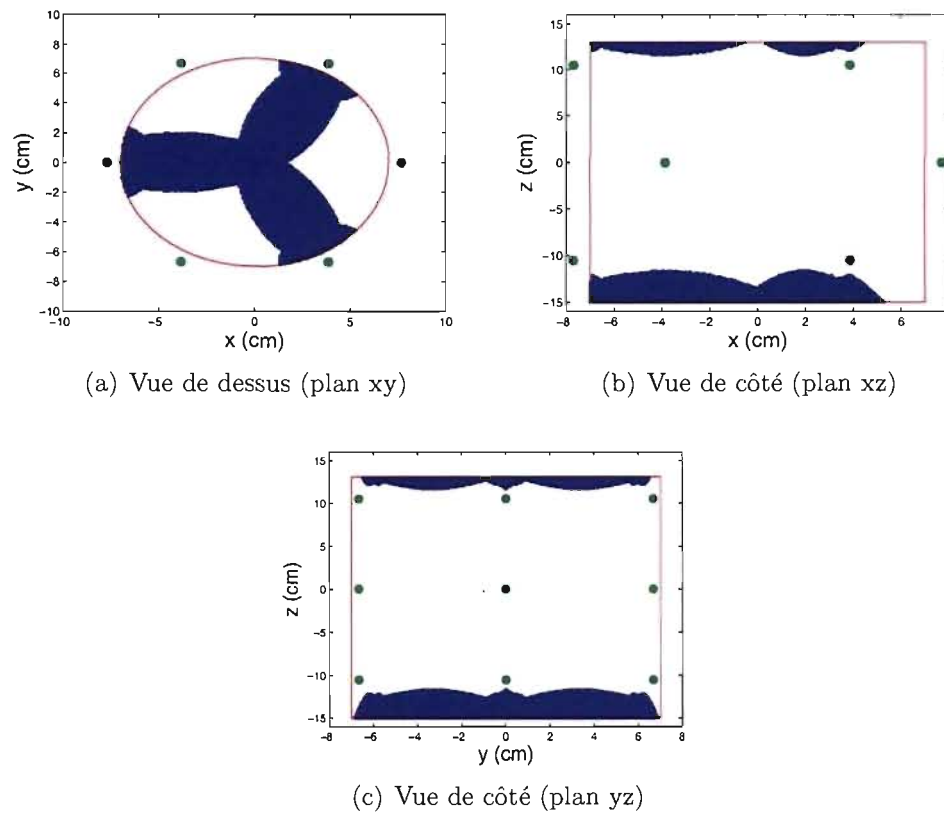


FIG. 4.5 – Région non-accessible par au moins cinq senseurs avec un angle incident inférieur à 60° dans les détecteur PICASSO de 4,5L. Cette région est en bleu, le détecteur est délimité par des lignes rouges et les senseurs sont des points verts.

²Ce calcul est basé sur la géométrie du contenant officiel PICASSO. Les différences avec le contenant prototype sont présentées à l'annexe I.2.

CHAPITRE 5

DÉTERMINATION DE LA VITESSE DE PROPAGATION DU SON DANS LES DÉTECTEURS PICASSO

Les deux algorithmes de localisation des événements décrits au chapitre 2 reposent sur une valeur essentielle : la vitesse de propagation du son v dans le milieu. Cette valeur est bien documentée dans la littérature dans le cas de l'eau, valeur qui a été utilisée au chapitre 4, mais elle est complètement inconnue dans le cas des détecteurs PICASSO, si ce n'est qu'elle doit être voisine de celle de l'eau puisque l'eau représente l'ingrédient principal de ces détecteurs. La vitesse de propagation du son dans les détecteurs PICASSO doit donc être déterminée avant de pouvoir utiliser l'algorithme de localisation dans ces détecteurs. Deux méthodes sont envisageables : la mesure expérimentale directe de cette valeur et l'utilisation de l'algorithme de minimisation du χ^2 décrit au chapitre 2 où la valeur de la vitesse du son v est considérée comme un paramètre.

5.1 Mesure expérimentale directe de la vitesse de propagation du son dans les détecteurs PICASSO

Le signal émis lors de la transition de la phase liquide à la phase gazeuse d'une gouttelette dans les détecteurs PICASSO est composé d'une grande variété de fréquences. Cette expérience consiste en l'envoi dans un morceau de détecteur de pulses d'amplitude de 2V, ce qui simule les signaux, afin de déterminer la vitesse de propagation des signaux à partir du temps de propagation et des dimensions du gel. Le détecteur est à température de la pièce au moment de l'expérience, ce qui correspond à $(21 \pm 1)^\circ C$. [2]

5.1.1 Méthodologie

Le détecteur Mb_A05_608_080¹ est disséqué et le plus long morceau de détecteur est sélectionné et déposé sur une table : $(20.40 \pm 0.21)cm$. Un capteur piézo-électrique est placé en contact avec chacune des deux extrémités du morceau de détecteur via un gel couplant afin d'obtenir la meilleure qualité de signal possible transférée du capteur au gel et vis-versa. Un générateur de fonctions est connecté au premier capteur qui génère un pulse dans le détecteur alors que le second réceptionne le signal. Le système d'acquisition de données PICASSO est utilisé pour enregistrer les données. Le signal à chacun des deux capteurs est enregistré. La figure 5.1 montre le schéma du montage.

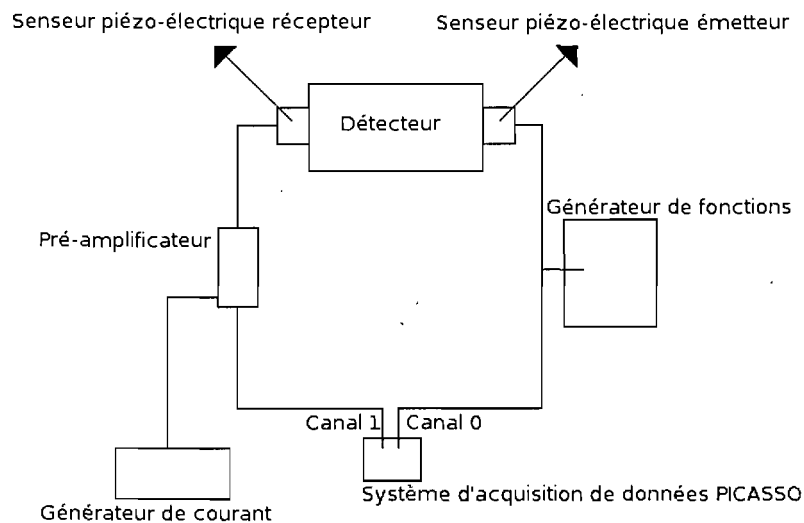


FIG. 5.1 – Schéma du montage utilisé pour la détermination de la vitesse de propagation du son dans les détecteurs PICASSO.

Le début de chacun des deux signaux est déterminé en définissant le début des signaux comme le premier point du signal, en valeur absolue, dont la valeur est plus grande que la moyenne du bruit électronique plus quatre écart-types. La sous-

¹Les conventions utilisées pour nommer les détecteurs sont présentées à l'annexe II.

traction de ces temps donne le temps de parcours du signal dans le détecteur. La distribution des temps de parcours étant gaussienne, la valeur et l'incertitude sur les temps de parcours sont extirpées de la distribution par le calcul de la moyenne et de l'écart-type. La vitesse de propagation du son dans le détecteur est ensuite facilement calculée via la division de la distance de parcours par le temps de parcours.

5.1.2 Analyse

Deux sessions de données sont analysées et combinées, la fréquence des pulses étant la seule différence entre les deux sessions. Le tableau 5.1 présente les caractéristiques des différentes sessions.

TAB. 5.1 – Caractéristiques des sessions de données analysées pour la détermination de la vitesse de propagation du son dans les détecteurs PICASSO

Session	Événements	Événements considérés	Fréquence des événements
3.182	1017	964	0.5Hz
3.183	1008	948	1.0Hz

Une distribution gaussienne importante des temps de parcours dans le détecteur est présente pour des temps entre $140\mu s$ et $150\mu s$ alors que des temps inférieurs aberrants existent. Ces temps aberrants sont causés par l'imperfection de l'algorithme de détermination du début des événements qui sélectionne parfois un point de bruit électronique comme début d'événement. Ces événements ne sont pas considérés et la figure 5.2 présente la région d'intérêt de la distribution avec une distribution gaussienne dont la moyenne et l'écart-type sont calculés à partir de la première distribution.

Le temps requis pour un pulse afin de parcourir $(20.40 \pm 0.21)cm$ de détecteur PICASSO est $(147.19 \pm 0.58)\mu s^2$. La vitesse de propagation du son dans les détecteurs PICASSO est donc de $(1386 \pm 15)\frac{m}{s}$ à une température de $(21 \pm 1)^\circ C$. Cette

²Ces valeurs sont utilisées pour tracer la distribution gaussienne de la figure 5.2.

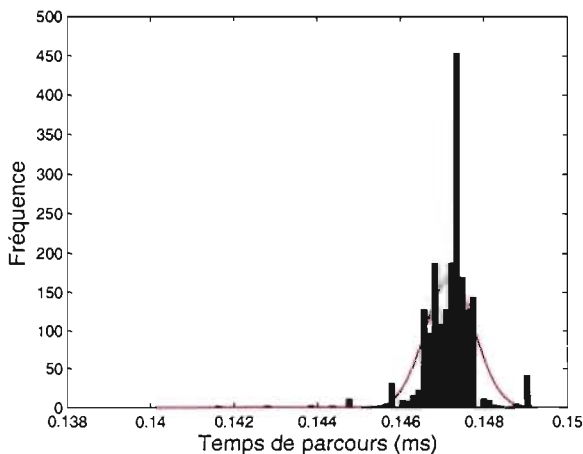


FIG. 5.2 – Distribution des temps de parcours des signaux considérés à l’intérieur du morceau de détecteur. La ligne rouge est une distribution gaussienne dont la moyenne et l’écart-type sont calculés à partir de la première distribution.

valeur est légèrement inférieure à la vitesse de propagation du son dans l’eau tout en y étant voisine.

5.2 Détermination de la vitesse de propagation du son dans les détecteurs PICASSO via l’algorithme de localisation par minimisation du χ^2 .

L’algorithme de localisation par minimisation du χ^2 décrit au chapitre 2 permet de considérer la vitesse de propagation du son dans les détecteurs PICASSO comme un paramètre en plus des paramètres $(\tilde{t}, \tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$. Puisque la vitesse est libre de varier à l’intérieur de cet algorithme, les résultats doivent être analysés de façon très critique puisque la vitesse du signal peut accommoder des temps de début de signaux afin de permettre la convergence de l’algorithme. Par exemple, un bruit acoustique enregistré par les senseurs peut être localisé à l’intérieur du détecteur avec une vitesse qui n’a rien de physique.

Les données obtenues à partir des détecteurs Mb_A05_509_071, Mb_A05_511_072,

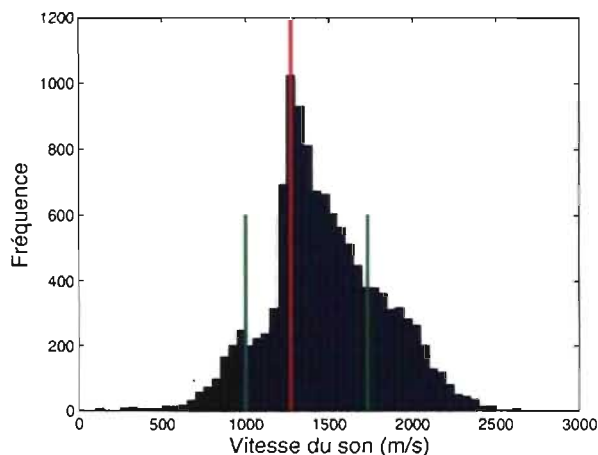


FIG. 5.3 – Distribution des vitesses de propagation des signaux obtenues en considérant v comme un paramètre pour les événements localisés selon deux méthodes à $35\text{ }^{\circ}\text{C}$: avec v fixe ($v=1386\frac{\text{m}}{\text{s}}$) et en considérant v comme un paramètre. La ligne rouge représente la valeur la plus probable et les lignes vertes, les barres d'erreur.

Mb_A05_606_075, Mb_A05_606_076 et Mb_A05_606_077 dans le montage PICASSO à SNOLAB sont analysées en considérant v comme un paramètre. Afin d'enrayer l'effet de flexibilité de la valeur de la vitesse dans l'algorithme qui peut permettre la localisation d'un bruit dans le détecteur avec une vitesse non physique, les mêmes données sont également analysées avec la vitesse de propagation du son fixe déterminée à la section précédente. Seuls les paramètres v des événements localisés avec les deux méthodes sont considérés pour déterminer la vitesse de propagation du son dans les détecteurs PICASSO. Pour chacune des températures ayant plus de 2000 événements, la vitesse la plus probable avec son incertitude sont extirpées de la distribution des vitesses tel que présenté pour $35\text{ }^{\circ}\text{C}$ à la figure 5.3. Les vitesses obtenues via l'algorithme sont ensuite tracées pour tous les événements en fonction de la température à la figure 5.4 en plus des valeurs les plus probables tirées des distributions de vitesses pour les températures rencontrant le critère des 2000 événements. La vitesse de propagation du son dans l'eau en fonction de la température, qui est paramétrisée à la section 4.2, et la valeur de la vitesse de propagation

dans le gel trouvée expérimentalement à la section précédente sont également tracées. Cette dernière valeur, même si elle n'est valide qu'à température ambiante, est tracée pour toutes les températures à titre de comparatif.

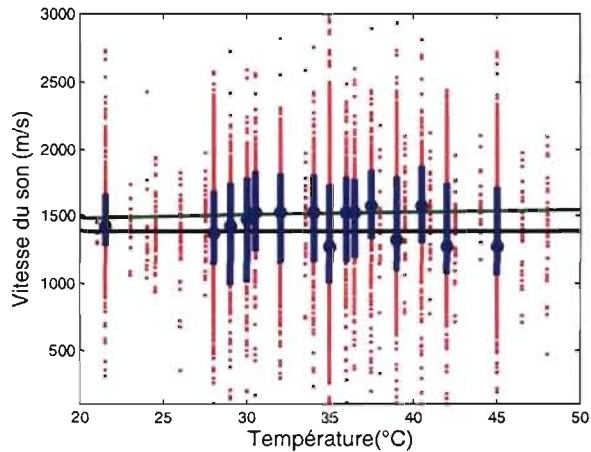


FIG. 5.4 – Valeurs des vitesses de propagation du son dans les détecteurs PICASSO obtenues en considérant v comme un paramètre dans la localisation par minimisation du χ^2 en fonction de la température. Les points rouges représentent la vitesse obtenue pour chacun des événements considérés, les points bleus sont les valeurs les plus probables pour une température donnée, la ligne verte représente la vitesse de propagation du son dans l'eau et la ligne noire, la vitesse du son obtenue à la section précédente.

Les valeurs obtenues sont cohérentes avec la vitesse obtenue à la section précédente et avec la vitesse de propagation du son dans l'eau. Vu les incertitudes très grandes obtenues sur les valeurs les plus probables de vitesse, il est impossible d'affirmer qu'une courbe est plus susceptible d'être valable que l'autre. La valeur de $1386 \frac{m}{s}$ sera donc la valeur utilisée dans l'algorithme de localisation dans les détecteurs PICASSO et ce, pour toutes les températures. Même si le détecteur est principalement composé d'eau, la densité du détecteur (environ $1,62 \frac{g}{mL}$) est différente de celle de l'eau ($1,0 \frac{g}{mL}$) et le détecteur est solide comparativement à l'eau qui est liquide. La vitesse de propagation du son est donnée par $v_{liquide} = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$ et $v_{solide} = \sqrt{\frac{Y}{\rho}}$, selon la phase, où K est le module de compressibilité du milieu, Y

est le module de Young du milieu et ρ est la densité du milieu. [34] Par conséquent, la vitesse du son dans le détecteur se doit d'être légèrement différente de celle de l'eau. Ces arguments rendent la valeur mesurée plus fiable, même si elle est extrapolée à toutes les températures, que la valeur pour l'eau que l'on appliquerait à un polymère composé principalement d'eau dont les propriétés physiques diffèrent de celles de l'eau.

Plusieurs autres facteurs influent sur la vitesse de propagation du son dans les détecteurs. La pression d'opération des détecteurs influe sur la vitesse de propagation du son. La mesure expérimentale effectuée dans ce chapitre est effectuée à une pression atmosphérique d'environ 1,00bar alors que les détecteurs sont opérés dans SNOLAB à une pression atmosphérique de 1,23bars. La différence n'est pas significative selon la figure 5.4 et l'effet de la pression sur la vitesse de propagation du son dans les détecteurs PICASSO est donc négligée pour les pressions d'opérations considérées. Le fait que le signal qui se propage dans le détecteur rencontre des bulles de C_4F_{10} gazeuses affecte certainement la vitesse de propagation du son, mais puisque le nombre d'événements produits dans un détecteur est faible (généralement inférieur à 50) lors d'une session de mesures, ce phénomène est aussi négligé. Les gouttelettes de C_4F_{10} liquides n'ont pas un effet important puisque la densité du gel dans les détecteurs est ajustée de façon à ce que sa densité soit la même que pour le C_4F_{10} liquide. Finalement, il a été observé qu'un signal produit à l'intérieur du détecteur ne peut se propager via le contenant en acrylique, puisque le signal n'est pas assez puissant. La vitesse de propagation du son dans l'acrylique étant de $2870 \frac{m}{s}$, un signal qui se propagerait par le contenant ne pourrait pas être localisé puisque cet effet n'est nullement pris en compte dans l'algorithme de localisation. Une grande dispersion des temps de début de signaux serait aussi observée, puisque certains canaux verraient certains signaux beaucoup plus tôt que les canaux dont le signal se propagerait dans le détecteur, ce qui n'est pas le cas.

CHAPITRE 6

CARACTÉRISATION SPATIALE DES ÉVÉNEMENTS DANS LES DÉTECTEURS PICASSO LORS DES MESURES DE BRUIT DE FOND

Ce chapitre présente les résultats de l'algorithme de localisation par minimisation du χ^2 décrit au chapitre 2 (combinaison d'algorithmes II) où $v=1386\frac{m}{s}$ pour l'utilisation première des détecteurs PICASSO : la mesure à pression atmosphérique des détecteurs sans source de particules à proximité, communément appelée bruit de fond. Les résultats obtenus d'un détecteur dopé de 30Bq de ^{226}Ra , un émetteur de particules α , sont également présentés.

6.1 Mesures de bruit de fond avec le détecteur PICASSO

Comme il est mentionné au chapitre 3, la distribution attendue des événements à l'intérieur des détecteurs PICASSO pour les mesures de bruit de fond est une distribution uniforme puisque la contamination des ingrédients produisant des particules α est uniformément répartie dans les détecteurs. La distribution des événements doit donc être conforme aux distributions présentées à la figure 3.1. Les données du détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB sont analysées dans cette section.

6.1.1 L'efficacité de localisation

Les données dans le montage PICASSO sont récoltées par session de généralement 30 à 40 heures qui sont individuellement caractérisées par une température d'opération et par un moment dans le temps (les numéros de session sont chronologiques dans le temps). Les données peuvent donc être analysées par session ou par température (ce qui correspond à rassembler toutes les sessions possédant la même température). La figure 6.1 montre l'efficacité ϵ définie par

$\epsilon = \frac{\text{nombre d'événements localisés}}{\text{nombre d'événements sélectionnés indépendamment}}$ en fonction du numéro de la session analysée ainsi que la température associée à chacune des sessions.

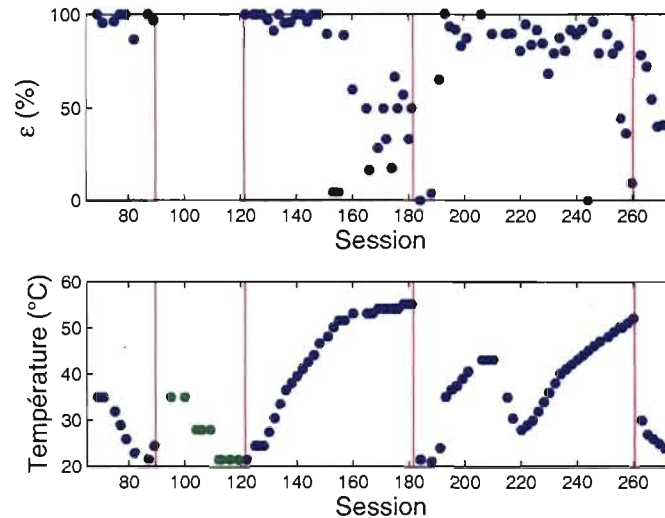


FIG. 6.1 – Le graphique du haut présente l'efficacité ϵ en fonction du numéro de la session alors que le graphique du bas présente la température d'opération en fonction du numéro de la session pour le détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB. Les lignes rouges délimitent différentes séries de mesures. Les points verts représentent les températures d'étalonnage des détecteurs dont il est question au chapitre 7 (l'efficacité correspondante n'est pas présentée sur cette figure).

L'installation des détecteurs a été effectuée tout juste avant la session 69. Lors de l'installation, un gel couplant permettant un meilleur transfert du signal sonore entre la paroi du contenant et le senseur piezo-électrique est inséré entre ces derniers. Le senseur est présenté à la figure 1.6 (a). Ces senseurs sont insérés dans des pièces d'acrylique collées au contenant représentant la partie femelle des senseurs. Un petit trou est percé dans le côté de ces pièces afin de permettre la fuite de l'excédent de gel hors des pièces. Une de ces pièces est présentée à la figure 1.6 (b) et le trou est visible sur son côté droit. L'installation se fait à température ambiante, ce qui représente la valeur de température minimale d'opération du système, puisque

le système de régulation de température ne possède pas de système de réfrigération (il ne peut qu'irradier de la chaleur). Lorsque la température augmente, le gel couplant prend de l'expansion et il fuit via le trou. Lors de la diminution de la température, la qualité du couplage sonore n'est plus la même puisque le gel se contracte et n'occupe plus tout l'espace entre le contenant et le senseur. Le gel s'évapore également avec le temps puisqu'il est essentiellement composé d'eau. Il a été observé visuellement que sur une période de cinq mois, où à deux reprises la température de $50^{\circ} C$ a été atteinte, le gel était encore présent, mais il n'occupait plus que la moitié du bas de l'espace entre le contenant des détecteurs et les senseurs piézo-électriques.

À la figure 6.1, les différentes sessions sont divisées en cinq séries de mesures distinctes. La première série de sessions, de 69 à 89, s'effectue à basse température. L'efficacité totale dans cette plage de températures est excellente, soit de 97,1%. La deuxième série de mesures, de la session 95 à la session 119, en est une d'étalonnage des détecteurs dont il est question au chapitre 7. La plage des températures couvertes est également basse : elle est essentiellement la même que pour la première série. La troisième série, entre les sessions 122 et 181, couvre une plage de températures de $21.5^{\circ} C$ à $54^{\circ} C$. L'efficacité totale est de 97,0% et elle ne dépend pas de la température pour des températures plus petites ou égales à $48^{\circ} C$, mais des problèmes apparaissent lors du premier passage à très haute température. La quatrième série de sessions, de 184 à 260, couvre sensiblement la même plage de températures que la série précédente. L'efficacité y est inférieure à celle de la série précédente (l'efficacité totale est de 80,5% pour des températures d'opération sous $48^{\circ} C$) et l'effet de mauvaise efficacité à haute température est également présent. Une dernière série de sessions, dont le numéro est plus grand que 260, se situant à basse température a une efficacité encore inférieure aux séries précédentes. Ces mesures ont été effectuées sur une période d'un peu plus de cinq mois. La qualité du couplage sonore semble donc se détériorer de façon importante lors des passages à très haute température, ce qui se répercute sur la qualité des signaux récoltés ainsi que sur l'efficacité de l'algorithme de détermination des débuts de signaux.

Une méthodologie évitant la perte du gel couplant se doit donc d'être élaborée afin d'obtenir des signaux de bonne qualité sur une longue période de temps. Une possibilité serait de remplacer le gel couplant à base d'eau par une substance moins susceptible de s'évaporer, comme de la graisse.

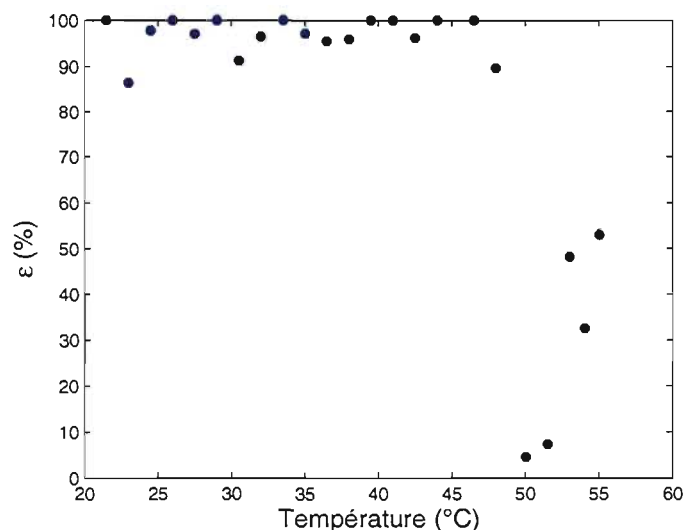


FIG. 6.2 – L'efficacité ϵ en fonction de la température pour les sessions 69 à 89 et 122 à 181 du détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB.

La figure 6.2 montre l'efficacité de localisation en fonction de la température pour les sessions 69 à 89 et 122 à 181. Dans ces conditions, l'efficacité totale est de 97.0% pour des températures inférieures ou égales à 48 °C et elle ne dépend pas de la température. Cependant, elle chute grandement sans structure bien définie pour des températures plus élevées. Puisqu'en moyenne, il n'y a qu'une trentaine d'événements par température, il est difficile de conclure sur la structure à haute température. Pour des raisons de fiabilité de la qualité des signaux, seules les sessions 69 à 89 et 122 à 181, où la température est inférieure ou égale à 48 °C, sont analysées dans ce chapitre en supposant que le problème du gel couplé sera réglé avant de pouvoir utiliser l'algorithme de localisation sur de longues périodes de temps sans entretenir les détecteurs.

La faible efficacité à haute température est explicable par la variation de la signature du signal en fonction de la température. [48] À haute température, le gel devient plus souple et les basses fréquences dominent les hautes fréquences, ce qui laisse planer la possibilité que le début des signaux peut être noyé dans le bruit électronique et peut donc ne pas être visible. L'algorithme de détermination des débuts de signaux est aussi beaucoup moins efficace pour ces types de signaux puisque l'algorithme requiert idéalement des signaux dont le début est très franc, ce qui est caractéristique des hautes fréquences. Les hautes fréquences sont également une des principales signatures recherchées pour identifier les signaux provenant d'un événement par rapport aux bruits acoustiques.

6.1.2 La distribution spatiale des événements dans le détecteur

Vu le faible nombre d'événements générés par ce détecteur, toutes les sessions considérées sont rassemblées afin d'obtenir suffisamment de statistiques pour les distributions spatiales. L'incertitude sur les temps des débuts de signaux est déterminée par la distribution des χ^2 associés à chacun des événements localisés. L'hypothèse que tous les canaux ont la même incertitude et que cette incertitude est constante pour une session donnée est avancée. La distribution du χ^2 attendue est donnée par $f_\nu(x) = \frac{x^{(\frac{\nu}{2}-1)} e^{-\frac{x}{2}}}{2^{\frac{\nu}{2}} \Gamma(\frac{\nu}{2})}$ où ν est le nombre de degrés de liberté de la distribution qui est donné par $\nu = p - m$, où p est le nombre de senseurs utilisés pour localiser un événement et m est le nombre de paramètres utilisés (normalement 4, 5 si la vitesse de propagation du son est considérée comme un paramètre). [24] La distribution des χ^2 totale est donc une combinaison linéaire de tous les degrés de liberté possibles causée par le rejet de certains signaux pour chacun des événements et elle est donnée par $f(x) = \sum_{i=1}^{n-m} a_i f_i(x)$ où a_i est la fraction des événements localisés avec un degré de liberté i . La valeur n représente le nombre total de senseurs sur le détecteur qui vaut généralement neuf. La distribution totale des χ^2 pour les sessions considérées est présentée à la figure 6.3 tout comme la distribution des a_i en fonction de p (et $i=p-4$). La somme des a_i donne 100%. Le senseur 4 n'étant

pas fonctionnel¹, aucun événement n'est localisé avec tous les neuf senseurs. Afin d'obtenir cette distribution qui est en accord avec la distribution théorique, une incertitude de $\sigma = 2.50\mu s$ est choisie pour les sessions 69 à 89 et une incertitude de $\sigma = 4.38\mu s$ est choisie pour les sessions 122 à 181. Puisque la fréquence d'échantillonnage est de 400kHz lors de l'enregistrement des signaux, le temps entre chacun des points dans les signaux est de $2.50\mu s$. L'incertitude est un multiple du quart de cette valeur (un pas d'incertitude inférieure ne serait pas significatif).

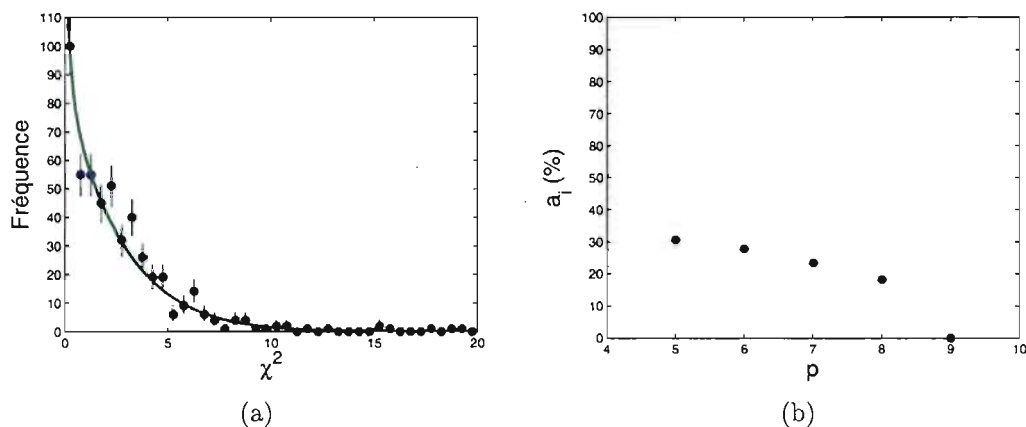


FIG. 6.3 – La figure (a) présente la distribution des χ^2 pour les sessions 69 à 89 et 122 à 181 où $T \leq 48^\circ C$ du détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB. Les points bleus représentent cette distribution alors que la ligne verte représente la distribution attendue. La figure (b) présente la fraction des événements localisés en fonction du nombre de signaux p utilisés.

La figure 6.4 présente les événements avec leur incertitude par rapport aux parois du détecteur. Les événements semblent uniformément répartis. Quelques événements sont hors du détecteur, mais ce nombre est faible vis-à-vis les 504 événements localisés. La figure 6.5 montre la distribution des événements dans l'espace. Les points bleus représentent la distribution obtenue via la localisation. Les lignes rouges sont des combinaisons linéaires des distributions simulées au chapitre 3 avec

¹Le pré-amplificateur relié à ce senseur ne pouvait amplifier le signal.

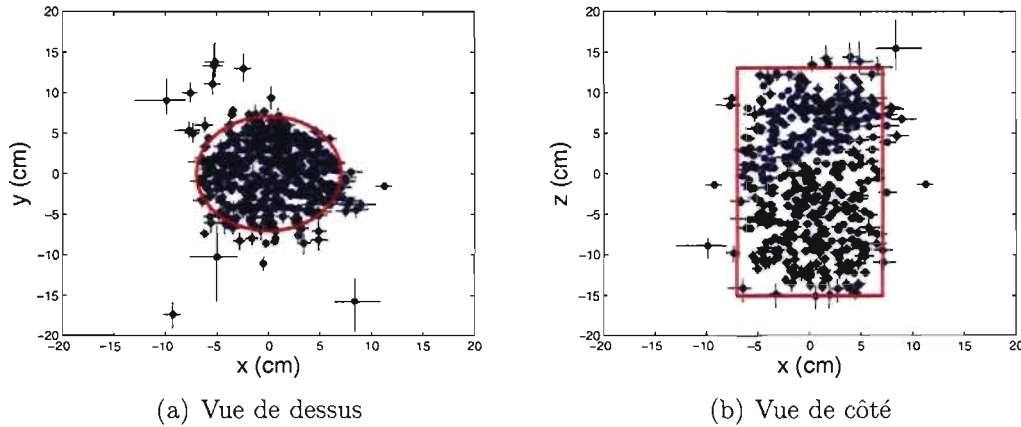


FIG. 6.4 – Positionnement des événements dans le détecteur Mb_A05_509_071 situé dans le montage PICASSO à SNOLAB pour les sessions de mesures 69 à 89 et 122 à 181 où $T \leq 48^\circ C$. Les événements sont représentés par des points bleus alors que le détecteur est délimité par des lignes rouges.

les différentes incertitudes utilisées pour localiser les événements et cette distribution globale est normalisée par le nombre de 504 événements localisés. Les lignes noires représentent les limites physiques du détecteur. La distribution angulaire et celle en hauteur sont cohérentes avec une distribution uniforme alors que quelques événements possèdent un rayon légèrement trop élevé par rapport à la distribution simulée. Comme il a été montré au chapitre 4, ce phénomène est causé par le fait que les événements près des parois produisent des signaux possédant une piètre qualité de début, ce qui rend la localisation de ces événements plus difficile. Quelques événements sont donc déportés légèrement hors du détecteur. Cet effet est causé par l'imperfection de l'algorithme de détermination des débuts de signaux, imperfection qui n'est pas tenue en compte par les simulations et qui accentue la déportation des événements par rapport aux simulations. Il existe pour une très faible fraction des événements.

La figure 6.6 montre les différentes incertitudes obtenues pour les 504 événements localisés avec une combinaison linéaire pondérée des simulations effectuées avec $\sigma = 2.50\mu s$ et $\sigma = 5.00\mu s$ présentées à la figure 3.2. Par conséquent, deux

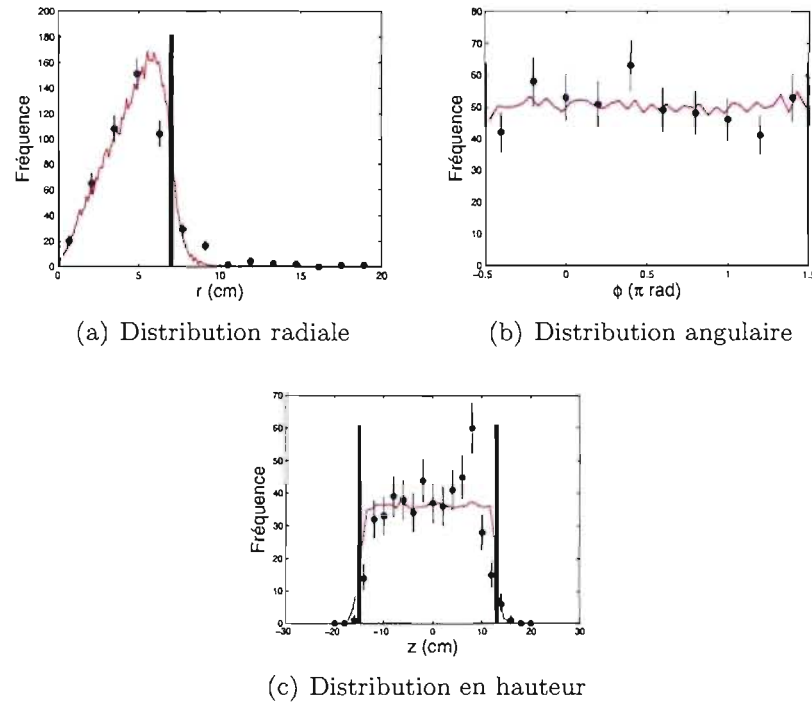


FIG. 6.5 – Distribution spatiale des résultats de localisation pour le détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB pour les sessions de mesures 69 à 89 et 122 à 181 où $T \leq 48^\circ C$. Les points bleus représentent la distribution obtenue via la localisation. Les lignes rouges représentent les distributions simulées correspondant aux incertitudes sur les temps utilisées et l'amplitude est normalisée par le nombre total d'événements. Les lignes noires représentent les limites physiques du détecteur.

valeurs maximales sont présentes dans chacune des distributions. Les valeurs obtenues ont tendance à être légèrement supérieures à celles attendues à cause de l'imperfection de l'algorithme de détermination de début des signaux, ce qui se traduit par un nombre généralement inférieur de signaux considérés pour localiser un événement par rapport à la simulation et, donc, par une perte de précision dans la détermination des positions. En moyenne, les événements sont localisés dans un cube d'incertitude de 1,0cm de côté et la grande majorité des événements sont localisés dans un cube d'incertitude de 2,0cm de côté.

Le nombre de neuf senseurs piézo-électriques semble satisfaisant pour localiser

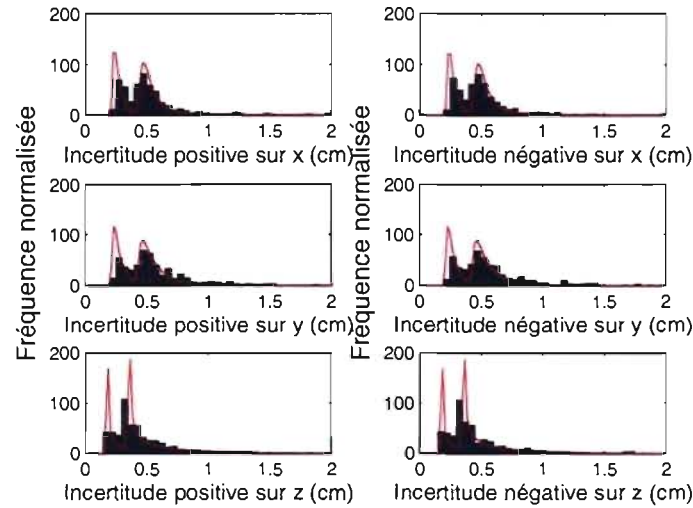


FIG. 6.6 – Distribution des incertitudes positives et négatives selon les axes x , y et z sur la position des événements localisés pour le détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB pour les sessions de mesures 69 à 89 et 122 à 181 où $T \leq 48^\circ C$. Les barres bleues représentent la distribution des résultats obtenus via la localisation alors que les lignes rouges représentent les simulations correspondantes.

les événements dans les détecteurs PICASSO de 4,5L. Idéalement, le pourcentage des événements localisés avec cinq senseurs devrait être nul ou très faible afin de montrer que suffisamment de senseurs sont présents (un nombre de senseurs plus élevé que le nombre minimal renforcé la validité des positions sélectionnées pour les événements). Le pourcentage des événements localisés possède encore une forme de plateau à cinq senseurs sur la figure 6.3 (b). Cependant, l'efficacité est excellente pour la localisation et un senseur n'est pas fonctionnel sur ce montage. Évidemment, plus il y a de senseurs, plus la localisation est précise, mais le nombre de neuf senseurs est suffisant pour ces détecteurs et un nombre de senseurs plus élevé n'apporterait pas énormément de bénéfices par rapport aux coûts. Un nombre inférieur de senseurs pourrait causer des problèmes lorsqu'un senseur cesserait de fonctionner et que moins de huit senseurs seraient fonctionnels. Le nombre de neuf senseurs

piézo-électriques semble donc être le nombre idéal minimal de senseurs requis.

6.1.3 La distribution des différences de temps de parcours des signaux entre différents couples de senseurs piézo-électriques

Pour tous ces événements, les distributions des différences des temps des débuts de signaux pour différents couples de senseurs piézo-électriques sont présentées à la figure 6.7 en comparaison avec les distributions simulées pour des événements uniformément répartis dans le détecteur, simulations présentées à la figure 3.4. Les distributions simulées sont normalisées par le nombre total d'événements. Les distributions obtenues via l'algorithme de détermination des temps de début des signaux sont conformes aux distributions attendues. Quelques événements sont hors des axes de ces graphiques, mais le nombre est limité et ces temps sont rejetés par l'algorithme de localisation par minimisation du χ^2 . Le graphique pour dt_{04} est cependant complètement non-cohérent avec la distribution attendue, mais cet effet n'est qu'un artéfact, puisque le canal 4 n'était pas fonctionnel (le signal récolté n'est que du bruit électronique pour le canal 4 et ce signal est systématiquement ignoré par l'algorithme de localisation). L'algorithme de détermination des débuts de signaux donne, pour du bruit électronique, un temps correspondant à un des premiers points du signal, temps qui est beaucoup trop tôt par rapport au temps réel de début de l'événement. Ceci explique la distribution pour dt_{04} qui est compacte, quoiqu'elle n'est pas cohérente avec la distribution simulée, et qui est déplacée grandement vers les différences de temps positives. La distribution pour dt_{06} est également moins bien respectée que les autres distributions, puisque le senseur 0 est directement au dessus du senseur 6. Cette disposition a pour effet que, pour une grande région du détecteur, un des deux angles incidents aux senseurs est très grand et il est plus difficile d'obtenir une valeur précise du temps de début des signaux pour ces deux senseurs à la fois. Il en serait de même pour dt_{17} et dt_{28} si ces distributions étaient présentées.

En définitive, une distribution spatialement uniforme dans le détecteur est localisée de façon uniforme. Le senseur ne fonctionnant pas sur ce détecteur nuit

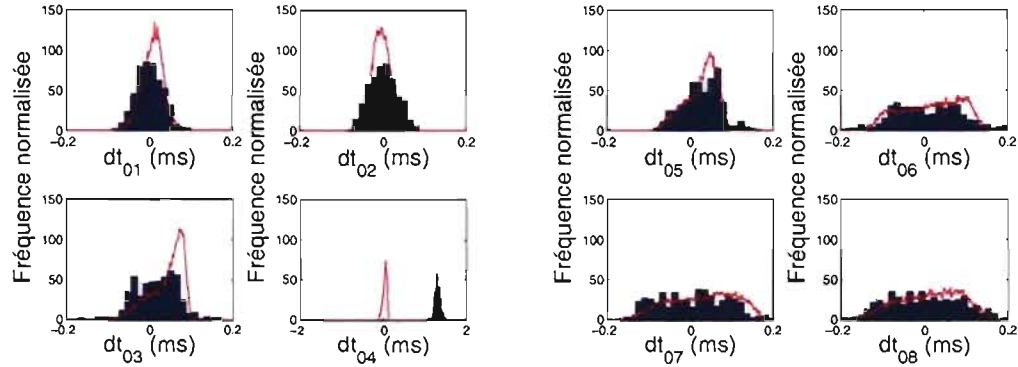


FIG. 6.7 – Distributions des différences de parcours entre huit couples de senseurs piézo-électriques pour le détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB pour les sessions de mesures 69 à 89 et 122 à 181 où $T \leq 48^\circ C$. Les barres bleues représentent la distribution des résultats obtenus via l’algorithme de détermination du début des signaux alors que les lignes rouges représentent les simulations correspondantes.

également à la localisation. Les événements situés hors du détecteur pourraient possiblement être localisés à l’intérieur du détecteur avec ce neuvième senseur disponible tout en obtenant des valeurs plus précises. Le nombre d’événements situés hors du détecteur est très faible par rapport au nombre total d’événements. Le bon fonctionnement des algorithmes est donc établi.

6.2 Mesures de bruit de fond avec un détecteur dopé à l’émetteur α ^{226}Ra

Afin de bien connaître la réponse des détecteurs PICASSO aux particules α , leur principale contamination, dans le but d’extraire le signal provenant du neutralino ou d’en extraire une limite supérieure sur sa section efficace, le détecteur MB_A05_603_074 est dopé avec 30Bq de ^{226}Ra . Le ^{226}Ra se désintègre en ^{222}Rn en émettant une particule α de 4,9MeV. Le système d’acquisition de données PICASSO étant limité quant au nombre d’événements par seconde pouvant être enregistré, les températures plus élevées que $21,5^\circ C$ n’ont pu être étudiées de façon

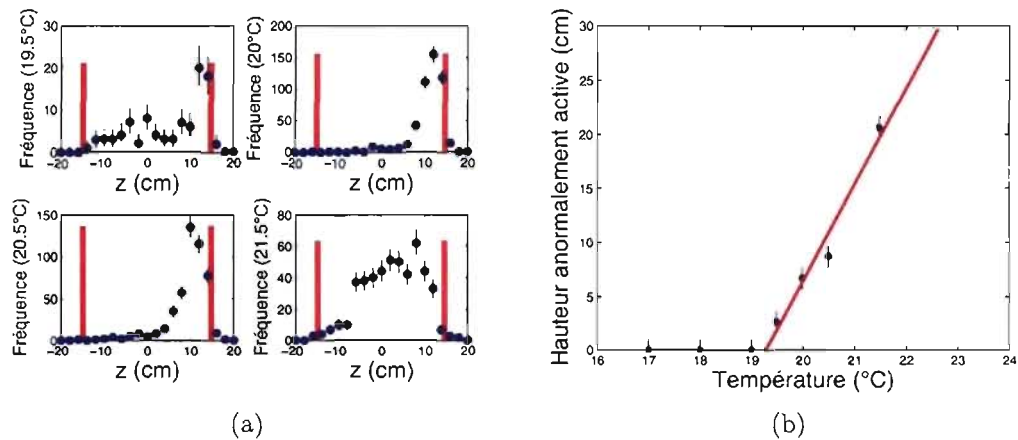


FIG. 6.8 – La figure (a) présente la distribution en hauteur des événements pour le détecteur MB_A05_603_074 à des températures de $19,5^{\circ}C$, $20,0^{\circ}C$, $20,5^{\circ}C$ et $21,5^{\circ}C$. La figure (b) présente la hauteur du détecteur à partir du haut où la concentration des événements est anormalement élevée en fonction de la température. La ligne rouge est un ajustement linéaire effectué à partir des valeurs non-nulles.

fiable. La figure 6.8 (a) montre les distributions des événements en hauteur dans le détecteur pour quatre températures comprises entre $19,5^{\circ}C$ et $21,5^{\circ}C$. Le dessus du détecteur est favorisé par rapport au bas et les événements sont de plus en plus bas dans le détecteur à mesure que la température augmente. La hauteur de détecteur où les événements sont concentrés à partir du haut du détecteur en fonction de la température est présentée à la figure 6.8 (b) avec un ajustement linéaire exécuté sur la région de température de $19,5^{\circ}C$ à $21,5^{\circ}C$. Cet ajustement est donné par $h[cm] = (8,9 \pm 1,2)T[^{\circ}C] - (171 \pm 24)$. La seule différence entre le haut et le bas du détecteur du point de vue physique est la pression hydrostatique qu'exerce le détecteur sur lui-même, puisqu'il a été vérifié qu'aucun gradient de température n'est présent entre le haut et le bas du détecteur dans le système de contrôle de température avec une marge d'erreur de $0,1^{\circ}C$. Cette pression hydrostatique est donnée par $P_h = \rho gh$ où ρ est la densité du détecteur, g est l'accélération gravitationnelle sur Terre et h est la hauteur de gel entre le haut du détecteur et le point

considéré dans le détecteur. Il existe par conséquent une variation de l'ordre de 4,7% au niveau de la pression entre le haut et le bas du détecteur par rapport à la pression atmosphérique. Cette variation est faible, mais elle semble suffisante pour générer une non-uniformité des événements dans le détecteur pour des températures entre $(19,2 \pm 3,7)^\circ C$ et $(22,6 \pm 4,1)^\circ C$. Ces valeurs de température sont extrapolées à partir de l'ajustement linéaire pour des hauteurs anormalement actives dans le détecteur de 0cm (température où l'effet apparaît) et de 29.7cm (température où tout le détecteur est actif). L'incertitude sur ces températures est énorme et semble même être cohérente avec un effet se produisant à une température unique. Cependant, l'effet est bel et bien présent puisqu'il a été observé directement sur le détecteur, ce qui prouve que l'effet n'est pas causé par un mal fonctionnement de l'algorithme de localisation. D'autres températures auraient dû être couvertes afin d'obtenir un ajustement linéaire de meilleure qualité et dont les incertitudes sont inférieures. La non-uniformité des événements dans le détecteur est donc causée par un effet de seuil du détecteur.

Le taux de comptage des détecteurs PICASSO de toute dernière génération² est anormalement élevé pour des températures plus élevées que $19^\circ C$, température où l'effet de seuil précédent apparaît. La figure 6.9 montre cet effet pour le détecteur MB_A05_603_074 dopé de 30Bq de l'émetteur α ^{226}Ra . Le taux de comptage est anormalement élevé pour le détecteur complet et le système d'acquisition de données ne pouvait enregistrer de façon fiable tous les événements. Les trois quarts du détecteur ont été enlevés du contenant et ils ont été remplacés par de l'huile minérale afin de réduire la masse active du détecteur et d'en permettre une lecture fiable. La masse active du détecteur amputé est très mal connue. La remontée du taux de comptage est associée à l'effet de seuil et elle n'est pas complètement comprise jusqu'à ce jour. L'énergie critique devant être déposée à l'intérieur d'une gouttelette est de 5,58keV à $19,2^\circ C$ selon l'équation mentionnée à la section 1.4.1. Une variation de 2,22keV sur l'énergie critique est donc observée entre $19,2^\circ C$ et

²Le détecteur Mb_A05_509_071 fait partie de la génération précédente.

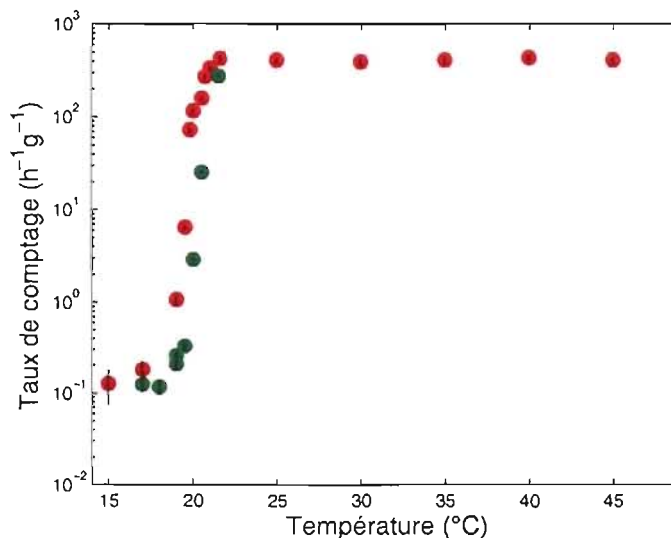


FIG. 6.9 – Taux de comptage du détecteur MB_A05_603_074 dopé de 30Bq de l'émetteur α ^{226}Ra . Les points rouges représentent les mesures effectuées avec le détecteur complet alors que les points verts représentent les mesures effectuées avec le même détecteur dont les trois quart ont été retirés du contenant.

22,6 °C alors qu'une variation de 0,21keV sur l'énergie critique est observée entre le haut et le bas du détecteur pour une température de 22,6 °C. L'effet de seuil se produit donc sur une très courte plage d'énergie. L'efficacité des particules α pour produire des événements, qui est de l'ordre de 1% pour une contamination dans le gel [32], ne peut expliquer le nombre élevé d'événements produits par la contamination³ au ^{226}Ra émettant des particules α de 4,9MeV. La contamination se doit donc d'exister directement dans les gouttelettes. La chaîne de désintégration de ^{238}U montrée à la figure 6.10 où le ^{226}Ra est présent [1] permet de croire que le ^{222}Rn provenant du ^{226}Ra qui est gazeux dans les conditions d'opération des détecteurs PICASSO migre dans les gouttelettes en étant ainsi beaucoup plus efficace que le radium distribué dans le gel. Cette hypothèse n'est toutefois pas encore démontrée expérimentalement, puisque même si le même effet est présent dans les

³Cet effet inattendu explique pourquoi le taux de comptage est trop élevé par rapport à ce qui était attendu et par rapport à ce que le système d'acquisition de données peut accepter.

détecteurs de dernière génération, la contamination n'a pas encore été isolée à ce jour.

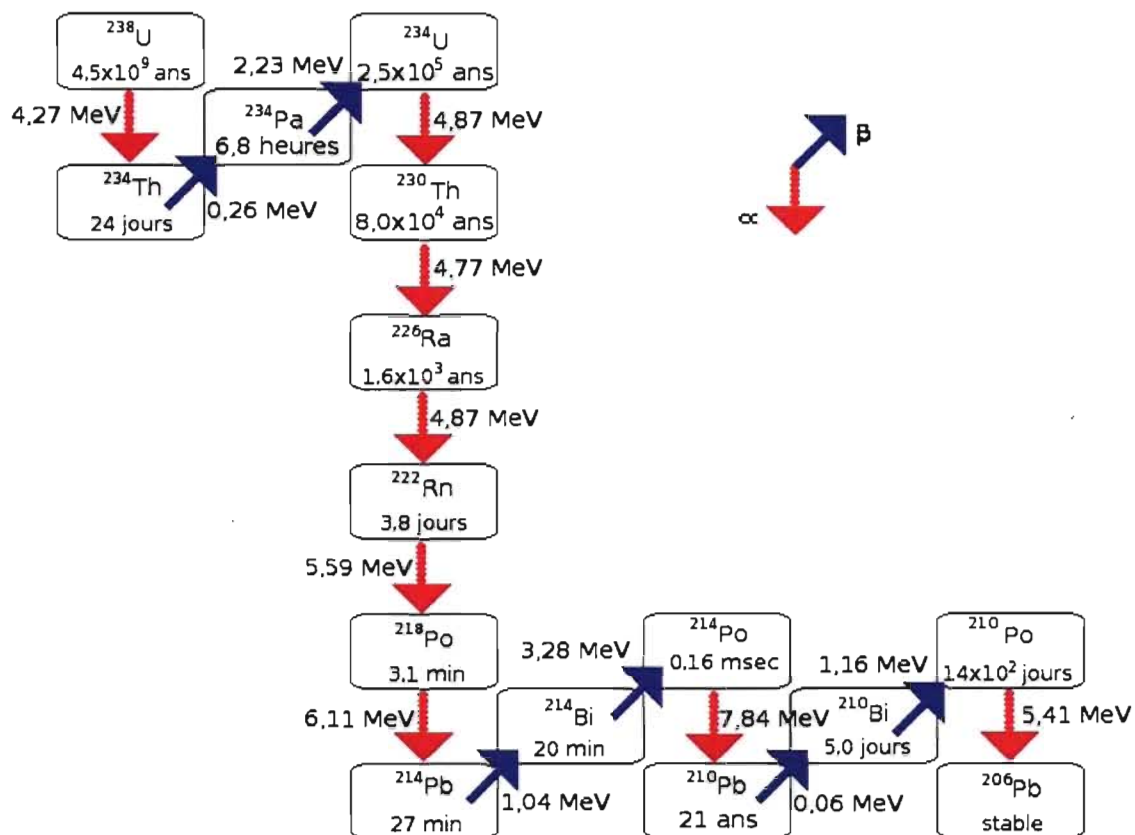


FIG. 6.10 – Chaîne de désintégration de ^{238}U d'où le ^{226}Ra est produit. Le temps de demi-vie ainsi que l'énergie de la particule émise lors de la désintégration α et β sont présentés.

L'hypothèse que le radon aurait migré vers le haut du détecteur sur une longue période de temps est à rejeter. Le détecteur a été couché sur le côté et dès la première mesure exécutée une journée plus tard, la concentration des événements s'est déplacée dans le nouveau haut du détecteur (le côté du détecteur lorsqu'il est debout). De plus, aucune raison ne permet de croire que le radon migre vers le haut du détecteur aussi rapidement. Le fait que la zone d'activité anormalement élevée grandit avec la température joue également contre cette hypothèse, puisque

cette observation implique une distribution uniforme du radon partout dans le détecteur ainsi que l'effet de seuil mentionné dans cette section pour permettre de supposer que le radon cause ces événements. Sinon, il faudrait que le nuage de radon augmente de façon notable de volume sur une plage de température de l'ordre de $3,4^{\circ}C$, ce qui est non plausible.

L'algorithme de localisation permet donc de caractériser la distribution des événements dans les détecteurs PICASSO et d'en améliorer la compréhension, puisque toutes les mesures des détecteurs PICASSO sont effectuées dans des systèmes de contrôle de température fermés et les détecteurs ne sont donc pas visibles. Cet effet, par conséquent, n'aurait pas été observé sans cet algorithme.

CHAPITRE 7

CARACTÉRISATION SPATIALE DES ÉVÉNEMENTS LORS DES ÉTALONNAGES DES DÉTECTEURS PICASSO

Les détecteurs PICASSO sont systématiquement soumis à une source de neutrons AcBe dans les installations PICASSO à Montréal afin de confirmer leur masse active. Le projet de pouvoir étalonner les détecteurs dans le montage PICASSO à SNOLAB est également en développement. Une source de ^{252}Cf peut être installée près des détecteurs dans ce but. La source de californium actuelle ne permet toutefois pas d'atteindre cet objectif, puisque la source est libre à l'intérieur d'une boîte métallique et la position de la source n'est donc pas connue avec suffisamment de précision. Ces mesures d'étalonnage fournissent cependant une excellente situation afin de tester l'algorithme de localisation puisque la densité des événements dans le détecteur se doit de diminuer comme l'inverse du carré de la distance à la source isotrope de neutrons et, à cause la proximité de la source vis-à-vis les détecteurs, cet effet est important. L'effet est plus difficile à détecter lors d'un étalonnage usuel avec la source AcBe puisque cette dernière doit être placée à 5m des détecteurs, car elle génère un flux beaucoup plus grand que la source de californium. Le taux de comptage lors des étalonnages est beaucoup plus grand que celui obtenu lors des bruits de fond. La partie uniforme dans la distribution spatiale des événements produite par des particules α est donc complètement négligée lors des étalonnages.

7.1 L'efficacité de localisation

La deuxième section de mesures de la figure 6.2 dans le montage PICASSO qui correspond aux étalonnages du détecteur Mb_A05_509_071 est donc analysée : les sessions 95 à 119. La figure 7.1(a) présente l'efficacité ϵ définie à la section 6.1.1 ainsi que la température d'opération du détecteur en fonction du numéro de la session. Les sessions ayant la même température sont rassemblées et la figure 7.1(b) présente

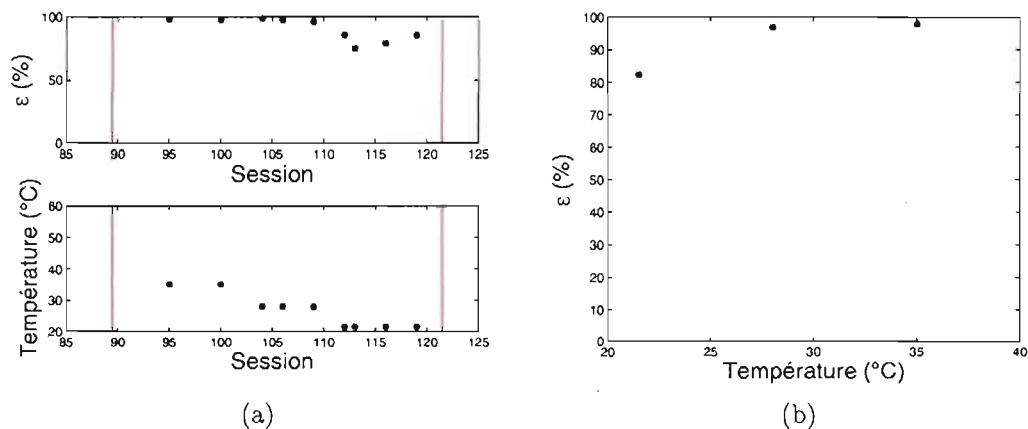


FIG. 7.1 – Le graphique du haut de la figure (a) présente l’efficacité ϵ en fonction du numéro de la session alors que le graphique du bas de la même figure présente la température en fonction du numéro de la session. Les lignes rouges délimitent la deuxième série de mesures de la figure 6.1. La figure (b) présente l’efficacité ϵ en fonction de la température pour les sessions 95 à 119.

l’efficacité de localisation en fonction de la température. L’efficacité est légèrement basse à $21,5^\circ C$, soit de 82,5%, mais elle est excellente pour les deux autres températures, soit de 96,8% et de 97,7% à $28,0^\circ C$ et à $35,0^\circ C$ respectivement. La faible amplitude des signaux à basse température explique ce phénomène. Il n’y a que 94 événements à $21,5^\circ C$ alors que plus de 1000 événements ont eu lieu à chacune des autres températures. L’efficacité est donc bonne lors de ces étalonnages.

7.2 La distribution spatiale des événements dans le détecteur

Le même exercice qu’au chapitre 6 est effectué ici afin de présenter les résultats de la localisation. La figure 7.2 présente la distribution des χ^2 pour tous les événements ainsi que la distribution des a_i en fonction de p ($i=p-4$). Le canal 4 ne fonctionnant toujours pas, aucun des événements n’utilise tous les neuf senseurs. Une incertitude sur les temps de $\sigma = 5,00\mu s$ pour les sessions à $35,0^\circ C$, de $\sigma = 3,75\mu s$ pour les sessions à $28,0^\circ C$ et de $\sigma = 2,50\mu s$ pour les sessions à $21,5^\circ C$ est nécessaire afin de reproduire la distribution théorique de χ^2 présentée

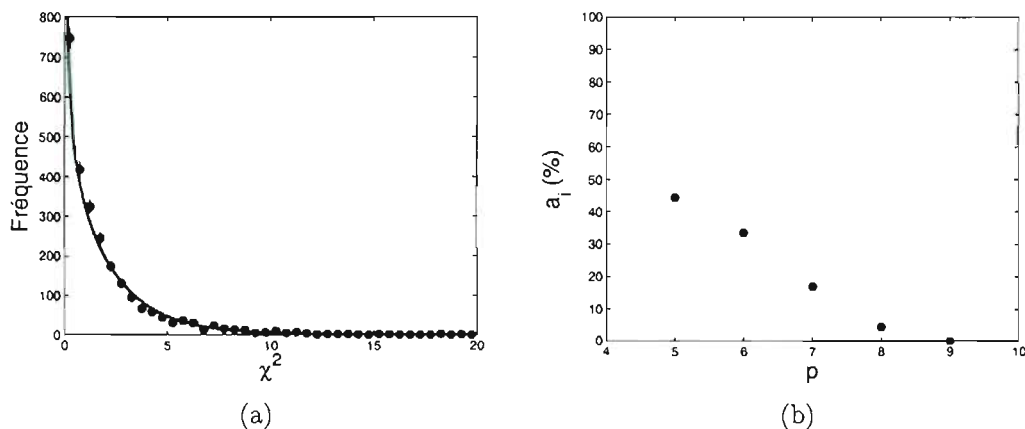


FIG. 7.2 – La figure (a) présente la distribution des χ^2 pour les sessions d'étalonnage. Les points bleus représentent cette distribution alors que la ligne verte représente la distribution attendue. La figure (b) présente la fraction des événements localisés en fonction du nombre de signaux p utilisés.

à la section 6.1.2. La qualité des signaux semble donc ne pas être la même lors des étalonnages et des mesures de bruit de fond en comparant les incertitudes sur les temps et la distribution des a_i . La forme de la distribution des a_i indique que la qualité des signaux est inférieure pour les étalonnages puisqu'en moyenne, plus de signaux sont rejetés par l'algorithme de localisation.

Puisque plus de 2000 événements sont analysées pour ces neuf sessions, les vues de dessus et de côté ne sont présentées que pour la session 95 à $35^\circ C$ à la figure 7.3. Les événements sont clairement concentrés près de la source dans le détecteur. La figure 7.4 présente la distribution spatiale des événements avec les distributions simulées qui sont présentées à la figure 3.5. La position de la source aux coordonnées $(-11,41 \text{ cm}; 3,71 \text{ cm}; -4,00 \text{ cm})$, à $5,00 \text{ cm}$ du détecteur, a été choisie de façon à ce que la simulation s'adapte le mieux possible à la distribution spatiale des événements localisés. La position de la source n'est pas connue avec certitude, mais cette position est conforme avec la position de la boîte métallique contenant la source. La distribution radiale des événements est conforme à celle simulée, mis à part certains événements qui sont portés hors du détecteur plus qu'à la normale.

Cependant, les incertitudes sur ces événements sont très grandes (jusqu'à 2cm) et les événements sont donc cohérents avec une position dans la couche extérieure du détecteur. La distribution angulaire ne s'adapte pas parfaitement à la simulation, mais la forme est excellente. La résolution permettant d'obtenir cette position de source est de 1cm, ce qui explique probablement la légère anomalie. La distribution en hauteur s'accorde parfaitement avec la distribution simulée. Ces résultats sont donc satisfaisants.

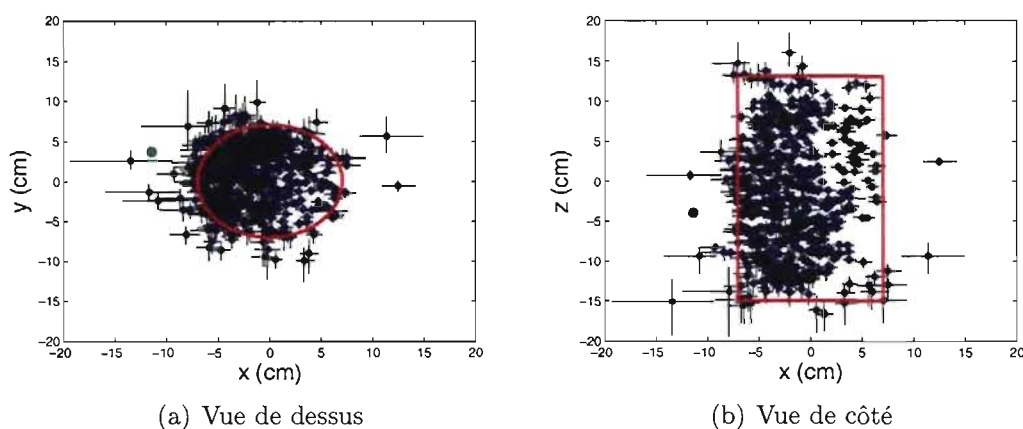


FIG. 7.3 – Positionnement des événements dans le détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB pour la session de mesures d'étalonnage 95 où $T = 35^\circ C$. Les événements sont représentés par des points bleus alors que le détecteur est délimité par les lignes rouges. Les points verts représentent la source de neutrons.

7.3 La distribution des différences de temps de parcours des signaux entre différents couples de senseurs piézo-électriques

La figure 7.5 présente la distribution des différences de parcours entre huit couples de senseurs piézo-électriques différents pour tous les événements localisés lors des étalonnages en comparaison avec les distributions simulées présentées à la figure 3.7. Plusieurs événements sont hors de ces graphiques à cause de l'imperfection de l'algorithme de détermination des débuts de signaux, principalement

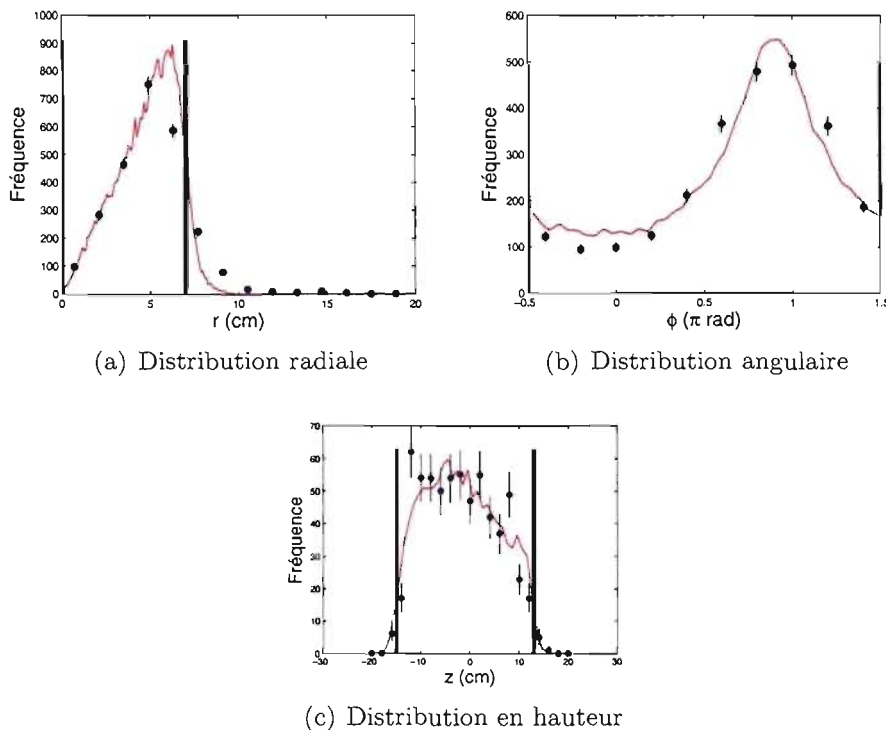


FIG. 7.4 – Distribution spatiale des résultats de localisation pour le détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB pour les sessions de mesures 95 à 119. Les points bleus représentent la distribution obtenue via la localisation. Les lignes rouges représentent les distributions simulées correspondant aux incertitudes sur les temps utilisées et l’amplitude est normalisée par le nombre total d’événements. Les lignes noires représentent les limites physiques du détecteur.

pour dt_{01} , dt_{02} et dt_{06} , mais cet effet est aussi présent lors des bruits de fond et les signaux sont de moindre qualité lors des étalonnages. Ces événements sont identifiables par la déficience en événements par rapport à la simulation, puisque cette dernière est normalisée par le nombre total d’événements. Le canal 4 ne fonctionnant pas, la distribution obtenue n’est qu’un artéfact. Les distributions simulées sont relativement bien respectées.

L’algorithme de localisation fonctionne donc bien lors des étalonnages même si la qualité des signaux semble varier avec la température. L’algorithme permet donc de bien caractériser le détecteur et d’en comprendre le fonctionnement en

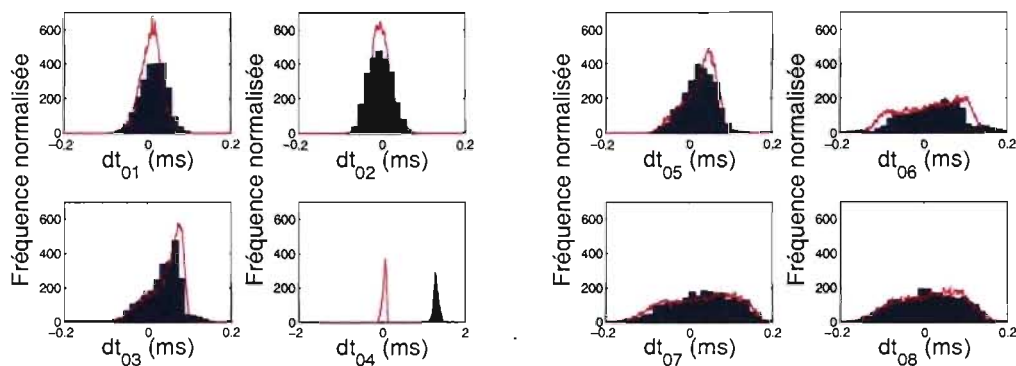


FIG. 7.5 – Distributions des différences de parcours entre huit couples de senseurs piézo-électriques pour le détecteur Mb_A05_509_071 dans le montage PICASSO à SNOLAB pour les sessions de mesures d'étalonnage 95 à 119. Les barres bleues représentent la distribution des résultats obtenus via la localisation alors que les lignes rouges sont les simulations correspondantes.

permettant d'en étudier le comportement, puisque différentes distributions spatiales d'événements peuvent être identifiées simplement à partir des signaux bruts récoltés par le système d'acquisition de données PICASSO.

CONCLUSION

En définitive, le bon fonctionnement d'une combinaison d'algorithmes qui détermine le début des événements et qui en trouve la source par minimisation du χ^2 dans les détecteurs PICASSO a été démontré. Les signaux dont le début ne peut être déterminé précisément sont rejetés par cette combinaison d'algorithmes. Le comportement des détecteurs PICASSO a été étudié avec cet outil par la comparaison entre les distributions d'événements localisés et les distributions attendues qui ont été simulées pour différentes situations. La distribution uniforme des événements créés par les particules α lors des mesures de bruit de fond et la distribution qui varie selon $\frac{1}{r^2}$ par rapport à une source de neutrons lors des étalonnages ont été validées. Un effet de seuil qui se produit à basse température a également été observé lors des mesures de bruit de fond. Cet effet se traduit par une concentration des événements très élevée dans le haut du détecteur qui s'étend de plus en plus vers le bas du détecteur lorsque la température d'opération augmente. Cet effet se produit sur une plage d'énergie de l'ordre de 0,2keV. Les événements sont localisés avec une précision de 1cm^3 en moyenne. Le bon fonctionnement de l'algorithme de détermination des débuts de signaux a également été vérifié via la distribution des temps des débuts de signaux. La vitesse de propagation du son dans les détecteurs a préalablement été déterminée et cette valeur vaut $(1386 \pm 15) \frac{\text{m}}{\text{s}}$ à une température de $(21 \pm 1)^\circ \text{C}$, mais elle est toutefois utilisée pour toutes les températures. Afin de valider la méthodologie qui a permis d'obtenir ces résultats, une combinaison d'algorithmes a d'abord été mise sur pied afin de déterminer le début des signaux de piètre qualité enregistrés par un système d'acquisition de données rudimentaire et de trouver la position de la source des signaux de façon analytique avec seulement quatre canaux afin de prouver hors de tout doute la faisabilité de la localisation des événements dans les détecteurs PICASSO. Les événements générés à l'intérieur d'un détecteur de 12mL positionné dans un contenant de 4,5L ont pu être localisés avec succès pour les positions où les angles incidents entre le détecteur et chacun des senseurs sont inférieurs à 60° .

L'algorithme de localisation a donc permis d'augmenter la compréhension du fonctionnement du détecteur PICASSO. L'application de cet algorithme dans le but de définir un volume fiduciel reste toutefois à être achevée, puisque l'effet systématique de la localisation doit être vérifié avant de pouvoir exclure des événements en fonction de leur position. Une version de l'algorithme de détermination des débuts de signaux plus efficace à haute température doit également être produite, mais une compréhension beaucoup plus profonde du signal doit précéder cette étape. Cette section de haute température est cependant moins importantes puisqu'une remontée du taux de comptage causée par les particules γ peut être observée et cette augmentation rend plus difficile la détection de neutralinos à très haute température. Cet algorithme a été spécifiquement développé pour les signaux enregistrés avec un certain système d'acquisition de données et un certain type de senseurs piézo-électriques. De légers changements dans les signaux pourraient créer des problèmes à cet algorithme qui n'est pas universel. Un algorithme qui dépend moins des caractéristiques des signaux aurait dû être élaboré afin de prévoir la modification possible du système d'acquisition de données et des senseurs piézo-électriques. Un détecteur PICASSO dont la région active serait limitée par rapport aux détecteurs actuels, dont tout le volume est actif, pourrait aussi être un test intéressant, quoique difficile à réaliser à cause de la grande fragilité des détecteurs dans les manipulations. L'efficacité de la localisation en fonction de la position des événements dans le détecteur, principalement près des parois, demeure essentielle afin de définir un volume fiduciel. Finalement, plus d'effort auraient dû être investis dans la détermination de la vitesse de propagation du son dans les détecteurs afin d'en connaître la valeur en fonction des divers paramètres négligés dans ce mémoire (température, pression et centres de diffusions : les bulles présentes dans les détecteurs). Quoique la valeur utilisée dans ce mémoire est adéquate, une valeur de vitesse de propagation du son plus précise permettrait d'obtenir des positions plus précises pour les événements localisés.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] *CRC handbook of chemistry and physics*. R. C. Weast, 61e edition, 1980.
- [2] F. Aubin. Measurement of the speed of sound in the picasso detectors. *PICASSO Scientific / Technical Report - PSTR_07_001*, Février 2007.
- [3] K. Freese, B. Fields et D. Graff. Death of Stellar Baryonic Dark Matter Candidates. *arXiv :astro-ph/0007444v1*, Juillet 2000.
- [4] M. Barnabé-Heider. Alpha response for SBD-1000. *PICASSO Scientific / Technical Report - PSTR_04_007*, Janvier 2004.
- [5] 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 des sciences, Université de Montréal*. 2005.
- [6] M. Colless. First results from the 2df galaxy redshift survey. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 357 :105–116, Janvier 1999.
- [7] F. d’Errico. Radiation dosimetry and spectrometry with superheated emulsions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 184 :229–254, Septembre 2001.
- [8] R.-G Cai et A. Wang. Cosmology with interaction between phantom dark energy and dark matter and the coincidence problem. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 03 :002, Mars 2005.
- [9] A. Klypin et al. Structure formation with cold + hot dark matter. *The Astrophysics Journal*, 416 :1–16, Août 1993.
- [10] A. Klypin et al. Constrained simulations of the real universe : The local supercluster. *The Astrophysical Journal*, 596 :19–33, 2003.
- [11] C. Alcock et al. The macho project : 45 candidate microlensing events from the first year galactic bulge data. *The Astrophysical Journal*, 479 :119–146, Avril 1997.

- [12] C. Alcock et al. The macho project : Microlensing results from 5.7 years of large magellanic cloud observations. *The Astrophysical Journal*, 542 :281–307, Octobre 2000.
- [13] C. L. Bennett et al. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Preliminary Maps and Basic Results. *Astrophysical Journal, Supplement Series*, 148 :1–27, Septembre 2003.
- [14] D. Clowe et al. A direct proof of the existence of dark matter. *arXiv :astro-ph/0608407*, Août 2006.
- [15] D. R. Tovey et al. A new model-independent method for extracting spin-dependent cross section limits from dark matter searches. *Physics Letters B*, 488 :17–26, 2003.
- [16] D. S. Akerib et al. First results from the cryogenic dark matter search in the soudan underground laboratory. *Physical Review Letters*, 93 :211301, 2004.
- [17] D. S. Akerib et al. Limits on spin-independent interactions of weakly interacting massive particles with nucleons from the two-tower run of the cryogenic dark matter search. *Physical Review Letters*, 96 :011302, 2006.
- [18] F. Aubin et al. Picasso : A direct dark matter search experiment. In *Como 2005, Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications, Proceedings of the 9th Conference*, pages 253–261, 2006.
- [19] F. Aubin et al. Picasso direct dark matter search experiment. In *Multiparticle Dynamics : XXXV International Symposium on Multiparticle Dynamics ; and Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy. AIP Conference Proceedings*, volume 828, pages 265–270, 2006.
- [20] J. Ellis et al. Update on the direct detection of supersymmetric dark matter. *Physical Review D*, 71 :095007, 2005.
- [21] M. Barnabé-Heider et al. Improved Spin Dependent Limits from the PICASSO Dark Matter Search Experiment. *Physics Letters B*, 624 :186–194, Septembre 2005.

- [22] M. Barnabé-Heider et al. Response of superheated droplet detectors of the picasso dark matter search experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 555 :184–204, 2005.
- [23] M. Barnabé-Heider et al. Status of the PICASSO project. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 138 :160–162, Juin 2005.
- [24] P. R. Bevington et D. K. Robinson. *Data Reduction and Error Analysis*. Mc Graw Hill, 3e edition, 2003.
- [25] A. B. Lahanas et D. V. Nanopoulos. Wmapping out supersymmetric dark matter and phenomenology. *Physics Letters B*, 568 :55–62, 2003.
- [26] N. Bilaniuk et G. S. K. Wong. Speed of sound in pure water as a function of temperature. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 93 :1609–1612, Mars 1993.
- [27] B. R. Martin et G. Shaw. *Particle Physics*. Wiley, 2e edition; 1997.
- [28] D. S. Graff et K. Freese. The Mass-Function of Low Mass Halo Stars : Limits on Baryonic Halo Dark Matter. *The Astrophysical Journal*, 467 :L65, 1996.
- [29] F. James et M. Roos. Minuit function minimization and error analysis. *CERN-D506*, 1992.
- [30] J. D. Lewin et P. F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astroparticle Physics*, 6 :87–112, Décembre 1996.
- [31] H. Ohanian et R. Ruffini. *Gravitation and Spacetime*. Norton, 2e edition, 1994.
- [32] M. Di Marco et T. Noble. Efficacité de détection des particule α . *PICASSO Scientific / Technical Report - PSTR_02_022*, Novembre 2003.
- [33] K. Freese. The dark side of the universe. *arXiv :astro-ph/0508279v1*, Août 2005.
- [34] A. P. French. *Vibration and Waves*. Norton, 1971.
- [35] D. Méra¹, G. Chabrier et R. Schaeffer. Substellär mass function and maximum baryonic mass in the halo of the galaxy. *Europhysic Letters*, 33 :327–332, 1996.

- [36] R. Guénette. *Étude et optimisation de l'utilisation de détecteurs à gouttelettes surchauffées pour la détection de la matière sombre. Mémoire de maîtrise, Département de physique, Faculté des arts et des sciences, Université de Montréal.* 2006.
- [37] <http://magnum.anu.edu.au/TDFgg/>.
- [38] <http://pppa.group.shef.ac.uk/dm/darkMatter.php>.
- [39] <http://root.cern.ch/>.
- [40] http://www.nasa.gov/vision/universe/starsgalaxies/dark_matter_proven.html.
- [41] A. Y. Ignatiev. Is Violation of Newton's Second Law Possible? *Physical Review Letter*, 98 :101101, Mars 2007.
- [42] M. Barnabé, M.-H. Genest et R. Guénette. Mesure de la distribution des gouttelettes dans cb_p01_205_204. *PICASSO Scientific / Technical Report, PSTR_03_005*, Août 2003.
- [43] S. P. Martin. A Supersymmetry Primer. *arXiv :hep-ph/9709356v4*, Juin 2006.
- [44] J. Primack. Whatever Happened to Hot Dark Matter? *arXiv :astro-ph/0112336v1*, Décembre 2001.
- [45] R. E. Apfel, S. C. Roy et Y.-C. Lo. Prediction of the minimum neutron energy to nucleate vapor bubbles in superheated liquids. *Physical Review A*, 31 :3194–3198, Mai 1985.
- [46] R. Scarpa. Modified Newtonian Dynamics, an Introductory Review. *arXiv :astro-ph/0601478v1*, Janvier 2006.
- [47] F. Seitz. On the theory of the bubble chamber. *Physics of Fluids*, 1 :2–13, Janvier 1958.
- [48] C. Storey. PICASSO : Frequency and Temperature. *PICASSO Scientific / Technical Report*, Mars 2007.
- [49] M. Tegmark. Cosmological parameters from sdss and wmap. *Physical Review D*, 69 :103501, 2004.

- [50] S. van den Bergh. The early history of dark matter. *arXiv :astro-ph/9904251v1*, Avril 1999.
- [51] S. Zaroubi. Unbiased reconstruction of the large-scale structure. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 331 :901–908, 2002.
- [52] F. Zwicky. *Helvetica Physic Acta*, 6 :110, 1933.

Annexe I

Dimensions des contenants PICASSO et systèmes de coordonnées

Dans le développement afin d'obtenir les contenants en acrylique des détecteurs actuels de 4,5L, quelques prototypes ont été produits. Les principaux paramètres qui ont été variés sont l'emplacement des senseurs piézo-électriques et le type de fond du contenant. Un fond plat a finalement été choisi afin de faciliter la fabrication des détecteurs. La position des senseurs a été fixée par la suite. Deux contenants sont utilisés dans ce mémoire : un contenant prototype utilisé au chapitre 4 et le contenant officiel utilisé aux chapitres 6 et 7. Cette annexe présente les dimensions des deux types de contenant en plus des systèmes de coordonnées utilisés dans ce mémoire.

I.1 Les contenants PICASSO

Les deux types de contenant ont la même géométrie. La seule différence est l'espacement vertical entre les senseurs. La figure I.1 présente une vue de dessus du contenant valide pour les contenants prototype et officiel. Le contenant est composé d'un cylindre d'acrylique de rayon intérieur de 7,00cm et de rayon extérieur de 8,25cm. Pour trois hauteurs différentes, trois portions du cylindre sont aplaties de 0,55cm par rapport à l'extérieur afin de coller les neuf pièces d'acrylique soutenant les neuf senseurs. Ces portions sont séparées par des angles de $\frac{2\pi}{3}rad$ et une hauteur donnée possède une géométrie tournée d'un angle $\frac{\pi}{3}rad$ par rapport aux géométries des hauteurs adjacentes. La géométrie des positions des senseurs est montrée à la figure 2.2.

La figure I.2 montre les dimensions des contenants vus de côté. Les senseurs sont positionnés dans des carrés de 5,00cm de côté. La différence entre les contenants est l'espacement vertical entre les différentes positions des senseurs. Les senseurs du contenant officiel PICASSO sont plus espacés que ceux du contenant prototype,

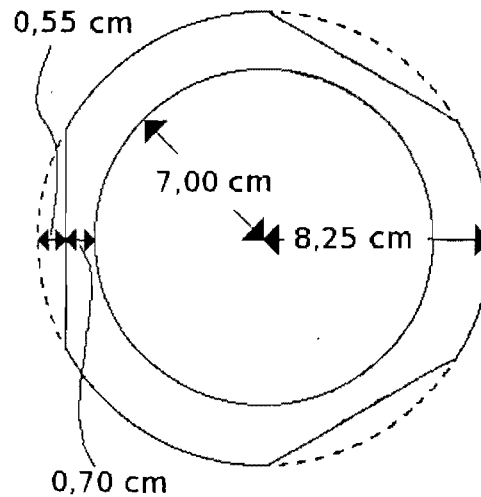


FIG. I.1 – Dimensions des contenants prototypes et officiels des détecteurs utilisés par PICASSO : vue de dessus.

ce qui permet d'obtenir une meilleure qualité de signaux pour les événements qui se produisent dans le haut et dans le bas du détecteur.

I.2 Les systèmes de coordonnées utilisés

Le système de coordonnées utilisé principalement dans ce mémoire est un système de coordonnées cartésiennes (x,y,z) afin de simplifier l'algorithme de minimisation du χ^2 par rapport à un système de coordonnées cylindriques, qui semble plus naturel. L'origine de ce système est choisie au centre du détecteur à la hauteur des senseurs piézo-électriques du milieu. L'axe des x pointe directement vers le senseur 5 (voir les figures 2.1 et 2.2) alors que l'axe des z pointe directement vers le haut. L'axe des y est positionné de façon à produire un trièdre droit avec les deux autres axes en pointant entre les senseurs 3 et 5. Les senseurs sont numérotés de 0 à 8 selon la méthodologie présentée au chapitre 2. Selon ce système de coordonnées, les positions des neuf senseurs sont présentées aux tableaux I.1 et I.2 pour le contenant officiel PICASSO et pour le contenant prototype PICASSO.

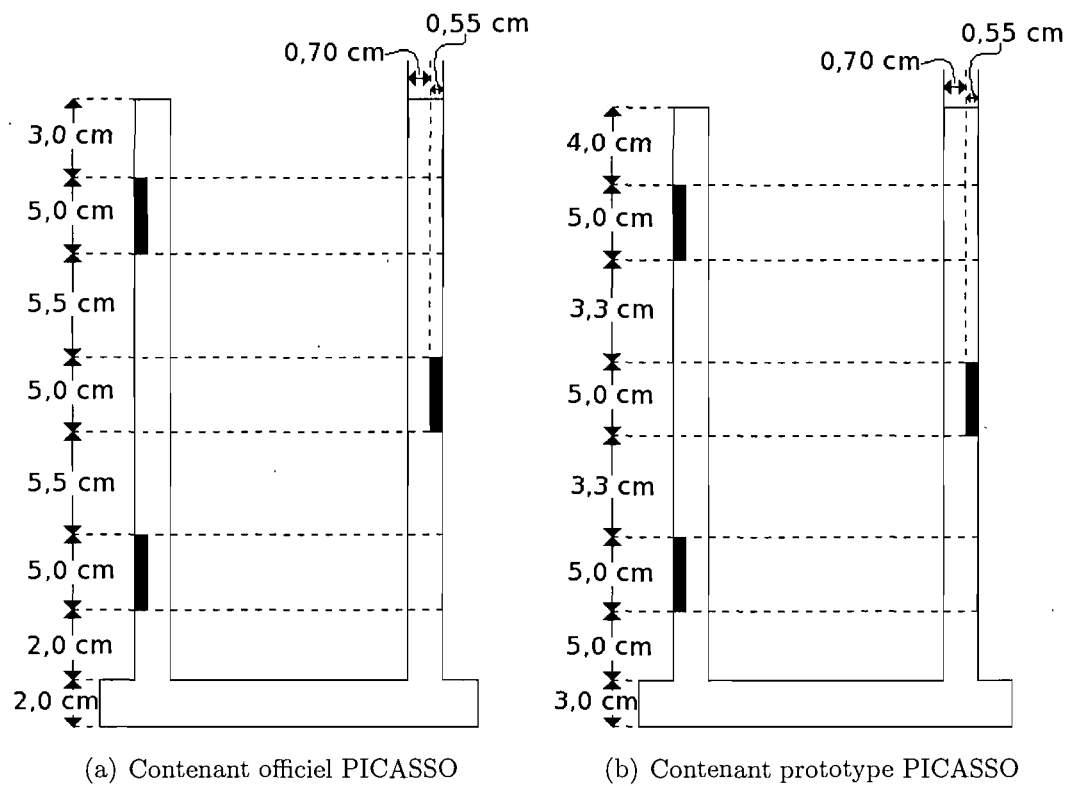


FIG. I.2 – Dimensions des contenants prototypes et officiels des détecteurs utilisés par PICASSO : vue de côté.

Le dernier système de coordonnées utilisé dans ce mémoire est un système de coordonnées sphériques par rapport à une source de neutrons. La source représente l'origine du système et le système de coordonnées est caractérisé par les coordonnées (r_s, ϕ, θ) . Ce système de coordonnées est utilisé aux chapitres 3 et 7 lorsqu'il est question de l'étalonnage des détecteurs et que la densité des événements produits dans les détecteurs doit varier en $\frac{1}{r_s^2}$ par rapport à la source de neutrons.

TAB. I.1 – Position des senseurs piézo-électriques sur le contenant officiel PICASSO

Senseur	x (cm)	y (cm)	z (cm)
0	3,850	6.668	10,500
1	-7,700	0,000	10,500
2	3,850	-6.668	10,500
3	-3,850	6.668	0,000
4	-3,850	-6.668	0,000
5	7,700	0,000	0,000
6	3,850	6.668	-10,500
7	-7,700	0,000	-10,500
8	3,850	-6.668	-10,500

TAB. I.2 -- Position des senseurs piézo-électriques sur le contenant prototype PICASSO

Senseur	x (cm)	y (cm)	z (cm)
0	3,850	6.668	8,300
1	-7,700	0,000	8,300
2	3,850	-6.668	8,300
3	-3,850	6.668	0,000
4	-3,850	-6.668	0,000
5	7,700	0,000	0,000
6	3,850	6.668	-8,300
7	-7,700	0,000	-8,300
8	3,850	-6.668	-8,300

Annexe II

Conventions pour nommer les détecteurs

Cette annexe explique les conventions utilisées afin de nommer les détecteurs PICASSO auxquels ce mémoire fait référence.

II.1 Conventions pour nommer les détecteurs

Les noms des détecteurs possèdent la forme PQ_RST_UVW_XYZ. La lettre P dans le nom correspond au type de détecteur et tous les détecteurs mentionnés dans ce mémoire sont de type BD-1000, c'est-à-dire qu'ils sont composés de C_4F_{10} (M). La lettre Q dans le nom correspond au type de gel dans lequel les gouttelettes sont distribuées. Deux types de gel sont utilisés pour les détecteurs mentionnés dans ce mémoire : un gel composés de CsCl (b) et un gel composé de CsCl dopé d'un émetteur α (B). La lettre R dans le nom correspond au type de contenant dans lequel le détecteur repose ainsi que les unités dans lequel le volume est indiqué. Le A présent à cette position pour tous les détecteurs mentionnés dans ce mémoire se traduit par un contenant en acrylique dont le volume est exprimé en litres. Ce volume est donné par le nombre ST dans le nom. Le U dans le nom correspond à l'année de fabrication (200U) alors que VW correspond au numéro du mois de la fabrication. Finalement, le nombre XYZ est un numéro de série qui est unique pour chacun des détecteurs.

Donc, par exemple, le détecteur Mb_A05_509_071 est un détecteur composé de gouttelettes de C_4F_{10} distribuées dans un gel de CsCl qui repose dans un contenant en acrylique de 5L. Il a été fabriqué en septembre 2005 et il est le 71e détecteur PICASSO a avoir été fabriqué.