

Mesures de la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B à basse énergie et implications dans le problème des neutrinos solaires

Fairouz Hammache

▶ **To cite this version:**

Fairouz Hammache. Mesures de la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B à basse énergie et implications dans le problème des neutrinos solaires. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Sud - Paris XI, 1999. Français. NNT : . tel-00002668

HAL Id: tel-00002668

https://theses.hal.science/tel-00002668

Submitted on 1 Apr 2003

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

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

Table des matières

*** Introduction** **5**

1 Le problème des neutrinos solaires **7**

1.1 Le soleil et les neutrinos solaires 7

1.1.1 Expériences de détection des neutrinos solaires sur terre 9

1.1.2 Le flux prédit des ν solaires et le problème des ν solaires 11

1.1.3 La réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B et le problème des neutrinos solaires . . 17

2 Description et résultats de l'expérience dite "à haute énergie" **22**

2.1 Méthode de la mesure 22

2.2 La cible radioactive de ^{7}Be 25

2.2.1 Fabrication de la cible de ^{7}Be 25

2.2.2 Activité globale de la cible 26

2.2.3 Homogénéité de la cible 27

2.2.4 Epaisseur de la cible et contaminants 28

2.3 Procédure expérimentale et résultats 29

2.3.1 Description du dispositif expérimental 29

2.3.2 Electronique et système d'acquisition 35

2.3.3 Mesure de charges 36

2.4 Analyse des données et résultats 37

2.4.1 Construction des spectres α 37

2.4.2 Détermination du nombre de particules α détectées 38

2.4.3 Analyse des charges 45

2.4.4 Energie effective 47

2.4.5 Détermination du produit $N_{^{7}Be}(t) \times \epsilon$ 51

2.4.6 $\beta(^{8}B)$, $\beta(^{8}Li)$ 57

2.4.7 Incertitudes expérimentales 58

2.4.8 Présentation des résultats 62

2.5 Phénomène d'échappement des ions de recul hors de la cible 65

2.5.1 Effet sur nos données de l'échappement du ^{8}B et du ^{8}Li hors de la cible 66

2.5.2 Effet de la rétrodiffusion du ^{8}B et du ^{8}Li sur les données antérieures 70

3 Description et résultats de l'expérience dite à basse énergie **75**
3.1 Principe de la mesure . . . 75
3.2 La cible de ^{7}Be . . . 79
3.3 Description du dispositif expérimental . . . 79
3.4 Analyse des résultats . . . 89
3.4.1 Démarche générale de l'analyse . . . 89
3.4.2 Reconstruction des spectres . . . 90
3.4.3 La mesure absolue à 217 keV . . . 91
3.5 Mesures en coïncidence. Détermination des sections efficaces de réaction à E_p=160 keV et E_p=130 keV . . . 103
3.5.1 Détermination du nombre de coïncidencees α (off) aux différentes énergies de mesure . . . 103
3.5.2 Sections efficaces relatives aux énergies 160 keV et 130 keV . . . 108
3.5.3 Incertitudes expérimentales sur les mesures relatives à 160 et 130 keV . . . 113
3.6 Présentation des résultats . . . 114

4 Facteur astrophysique à l'énergie solaire **116**
4.1 Description théorique de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B . . . 116
4.2 Extrapolation de nos données à énergie nulle . . . 122
4.2.1 La méthode . . . 122
4.2.2 Résultats obtenus avec différentes courbes théoriques . . . 124
4.2.3 Valeur finale pour $S_{17}(0)$ . . . 127
4.2.4 La valeur de S_{17}(E) aux énergies solaires . . . 127
4.3 Comparaison avec les autres mesures . . . 127
4.3.1 Extrapolation des données de Filippone et al. et Vaughn et al. . . . 127
4.3.2 $S_{17}(0)$ issu des mesures de dissociation coulombienne . . . 128
4.3.3 Valeurs de $S_{17}(0)$ issues des réactions de transfert . . . 129
4.3.4 Situation actuelle du $S_{17}(0)$ . . . 131
4.3.5 Le flux des ν solaires de haute énergie avec notre valeur de S_{17} . . . 134

*** Conclusion** **135**

A Détail des résultats obtenus **137**
A.1 Résultats de l'expérience effectuée en 1995 . . . 137
A.2 Résultats de l'expérience effectuée en 1996 . . . 138
A.3 Résultats de l'expérience effectuée en 1998 . . . 138

Liste des tableaux

1.1 Proportions prédites des différents types de neutrinos détectés dans les diverses expériences. 10

1.2 Flux des neutrinos mesurés dans les différentes expériences de détection des neutrinos solaires. Dans la seconde colonne est indiquée la réaction utilisée pour la détection, dans la troisième le seuil en énergie de chaque expérience et dans la dernière les années de prise des données. 11

1.3 Flux des neutrinos prédits par certains des modèles solaires standards BP(98) [13], BTM(98) [14]. Unités : SNU pour Homestake et Gallex, 10^{+6} cm^{-2} s^{-1} pour Kamiokande et Super-Kamiokande. 12

1.4 Rapport des flux des neutrinos solaires mesurés à ceux prédits par les modèles solaires standards de Bahcall et al. (BP98) [13] et Brun et al. (BTM98) [14]. 12

1.5 Contraintes observationnelles reproduites dans le modèle solaire de la référence [14] à $t_\odot = (4.57 \pm 0.02) \times 10^9$ ans. 14

2.1 Tableau illustrant les décalages en énergie déduits de l'ajustement de la courbe calculée par Warburton [42] aux données et les χ^2 réduits correspondants. Les résultats sont donnés selon l'ordre chronologique des runs. 43

2.2 Les χ^2 réduits correspondants aux ajustements aux données, sans et avec décalage en énergie, de la courbe calculée par Warburton convoluée en tenant compte de la perte d'énergie et du straggling des particules α émises dans la cible. 44

2.3 Tableau récapitulatif des résultats obtenus par les mesures (d,p), PIXE et RBS. Les pertes d'énergie en keV sont données pour des protons de 800 keV. 49

2.4 Facteurs d'inhomogénéité mesurés pour chaque énergie incidente 54

2.5 Temps d'irradiation, de transferts et de détection mesurés pendant l'expérience 58

2.6 Comparaison de diverses incertitudes estimées dans l'expérience de 96 et celles de 95. Dans la première colonne le label a) identifie les erreurs "relatives" et le label b) les erreurs "systématiques". 62

2.7 Taux de ^{8}B perdus correspondant aux mesures effectuées en 96, d'après les calculs avec le code TRIM 67

2.8 Idem tableau 2.7 pour les mesures effectuées en 95. 67

2.9 Taux de ^{8}Li perdus correspondant aux différentes mesures. 69

3.1 Incertitudes estimées sur tous les paramètres intervenant dans la détermination de l'erreur sur l'efficacité de détection 102

3.2 Incertitudes estimées sur tous les paramètres intervenant dans la détermination de la section efficace mesurée à 217 keV. 103

4.1 Valeurs absolues du $S_{17}(0)$ de la réaction $^{7}Be(p,\gamma)^{8}B$ déduites des différents modèles. Les forces utilisées sont indiquées entre parenthèses pour les références [65, 73] 121
4.2 Valeurs de $S_{17}(0)$ déduites de l'ajustement de la courbe calculée par Descouvemont et Baye à nos différentes séries de mesures (95, 96 et 98) corrigées de l'effet de l'échappement du ^{8}B. 124
4.3 Valeurs du $S_{17}(0)$ déduit de l'ajustement de la courbe de Descouvemont et al. à nos donnés non corrigées (nc) et à nos données corrigées (c). 125
4.4 Valeurs de $S_{17}(0)$ déduites de l'ajustement des différentes courbes théoriques à nos mesures corrigées de l'effet de l'échappement du ^{8}B. La valeur obtenue à partir du travail de Bennaceur et al. correspond à un ajustement dans la gamme 0-1 MeV. 125
4.5 Valeurs de $S_{17}(0)$ déduites de l'ajustement de la courbe de Descouvemont et al. aux données de Vaughn et al. et Filippone et al. 128
4.6 Valeurs de $S_{17}(0)$ déduites des différentes méthodes de mesures. 132

A.1 Résultats, en terme de facteurs astrophysiques. La première colonne correspond aux énergies de mesures exprimées dans le référentiel du centre de masse. Dans la seconde colonne, sont données les valeurs des facteurs astrophysiques corrigés de l'effet d'échappement du ^{8}B (voir paragraphe 2.5.1), dans la troisième les incertitudes globales correspondantes et dans la quatrième colonne, les incertitudes dites relatives (voir paragarphe 2.4.7) 137
A.2 Idem que tableau A.1 138
A.3 Idem que tableau A.1 138

Introduction

Un demi-siècle après la découverte expérimentale du neutrino, la véritable nature de cette particule élémentaire reste encore à ce jour insaisissable. Il se dérobe à notre entendement de par sa faculté à n'interagir que très faiblement avec nos détecteurs. En contrepartie, il nous offre la possibilité d'observer l'intérieur d'objets astrophysiques et en particulier de notre soleil. En effet, si la matière stellaire est opaque aux ondes électromagnétiques, elle est par contre quasiment transparente aux neutrinos produits au cours des réactions thermonucléaires dans le coeur du soleil. Initialement, on a donc voulu détecter les neutrinos solaires pour tester directement les théories de l'évolution stellaire et de la génération d'énergie nucléaire au sein des étoiles. Cependant, les quatre expériences les ayant détectés, trois radiochimiques et une électronique en temps réel, ont toutes mesuré un flux de neutrinos inférieur à celui prédit par les modèles solaires. Plusieurs explications ont alors été invoquées pour tenter de comprendre ce déficit et la plus en vogue actuellement est liée à la nature physique même du neutrino.

Quelle que soit la solution du "problème des neutrinos solaires", elle nécessite une connaissance précise de la valeur de la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B, puisque la décroissance de l'isotope ^{8}B est la source majeure, sinon unique, des neutrinos de hautes énergies détectés dans la plupart des expériences actuelles. La section efficace de cette réaction est aujourd'hui considérée comme étant le paramètre nucléaire le plus incertain dans les modèles solaires. Etant donnée sa très faible valeur (estimée de l'ordre du femtobarn), sa mesure directe à l'énergie solaire ($\simeq$ 18 keV) est inaccessible. On a donc recours à l'extrapolation à l'énergie solaire des sections efficaces mesurées à plus haute énergie, en utilisant des calculs théoriques. Cependant, les six déterminations expérimentales précédentes de la section efficace se divisaient en deux groupes bien distincts présentant des écarts de l'ordre de 30%, ce qui implique une incertitude du même ordre sur le flux des neutrinos de hautes énergies. D'autre part, les différents modèles théoriques développés pour décrire cette réaction sont en désaccord (jusqu'à 50%) quant à la valeur absolue de la section efficace à l'énergie solaire. Remesurer avec une meilleure précision la section efficace de cette réaction et comprendre l'origine de l'incompatibilité entre les deux groupes de données est donc apparu très important et constitue le sujet de ce travail.

Pour la mesure de la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B, nous avons choisi d'utiliser la méthode directe, celle qui consiste à bombarder une cible radioactive de ^{7}Be avec un faisceau de protons. Ces mesures ont été effectuées en deux phases. La première à des énergies comprises entre 0.350 et 1.4 MeV, auprès de l'accélérateur Van de Graaff

du CEN de Bordeaux et la deuxième à des énergies inférieures à 0.22 MeV, auprès du Petit Accélérateur Pour l'AstroPhysique du CSNSM d'Orsay : PAPAP, spécialement conçu pour ce type d'expérience. Nous avons utilisé deux principes de détection associés à deux dispositifs expérimentaux très différents. Des efforts considérables ont été fournis pour maîtriser les incertitudes systématiques de cette mesure, en employant différentes méthodes pour déterminer tous les paramètres de l'expérience.

Le problème des neutrinos solaires, ses solutions possibles, le rôle que joue la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B dans celui-ci et les motivations qui nous ont poussés à refaire les mesures de la section efficace de cette dernière font l'objet du premier chapitre de cette thèse. La description détaillée des expériences relatives à la première phase, leurs analyses et les résultats obtenus constituent le deuxième chapitre. Quant à l'expérience dite à basse énergie, elle sera décrite dans le troisième chapitre. Finalement, l'extrapolation de nos données à l'énergie solaire, la discussion des résultats obtenus et leur comparaison avec ceux issus des autres expériences constituent le dernier chapitre de cette thèse.

Chapitre 1

Le problème des neutrinos solaires

Dans ce chapitre, je présente le problème des neutrinos solaires et le rôle important qu'y joue la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B. Ensuite, je donne un aperçu des données concernant la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B, ce qui me conduit à montrer l'intérêt d'effectuer de nouvelles mesures.

1.1 Le soleil et les neutrinos solaires

Le coeur du soleil est un plasma en équilibre thermodynamique composé essentiellement d'hydrogène et d'hélium à une température de l'ordre de 15 millions de kelvins. La production de l'énergie y est assurée par les réactions nucléaires formant ce qu'on appelle les chaînes "p-p" qui transforment l'hydrogène en hélium. Ces chaînes p-p sont illustrées sur la figure 1.1.
Au cours de cette transformation, différents neutrinos électroniques sont émis, en premier lieu par la réaction p+p, puis par la réaction de capture d'électron par le ^{7}Be, ^{7}Be+e^{-} $\rightarrow$ ^{7}Li+ν_e et enfin par la décroissance β^{+} du ^{8}B qui suit la réaction ^{7}Be+p $\rightarrow$ ^{8}B+γ, pour n'en citer que trois. Le rythme de la combustion est fixé par celui de la réaction p+p. Puis les réactions suivantes interviennent très rapidement avec des probabilités fixées par les sections efficaces de ces dernières. Les probabilités associées à chaque réaction, calculées dans le cadre des modèles standards du soleil actuel [1, 2] sont indiquées sur la figure 1.1, ainsi que les énergies ou énergies maximum des neutrinos émis.

Ces neutrinos sont de bonnes sondes de l'intérieur du soleil puisqu'ils interagissent peu avec la matière et s'échappent donc du coeur du soleil sans altération sensible de l'information qu'ils véhiculent.

Par exemple, le flux des neutrinos ν_{pp} est directement lié à l'énergie libérée dans le coeur du soleil aujourd'hui. Par contre, le flux des neutrinos $\nu_{^{8}B}$, qui eux ne jouent pratiquement aucun rôle dans la production de l'énergie ($\sim$0.02%), dépend beaucoup de la température centrale du soleil puisqu'il varie comme T^{24} [3] et constitue donc une mesure sensible de cette température.

Initialement, Davis et Bahcall ont voulu détecter ces neutrinos pour tester les théories de l'évolution stellaire. Mais un autre enjeu est apparu par la suite et le soleil

est devenu un véritable laboratoire de physique des particules qui permet l'étude de la physique du neutrino.

Le diagramme représentant le flux prédit par les modèles solaires standards des différents neutrinos ainsi que leur spectre en énergie est donné sur la figure 1.2. On peut remarquer que les ν_{pp}, les plus abondants, présentent le spectre d'énergie maximale la plus basse (0.42 MeV) au contraire des $\nu_{^8B}$, de flux faible, mais d'énergie maximale élevée ($\leq$ 15 MeV). C'est cette dernière caractéristique qui fait leur importance car elle rend leur détection moins difficile sur terre, comme on va le voir dans le paragraphe suivant.

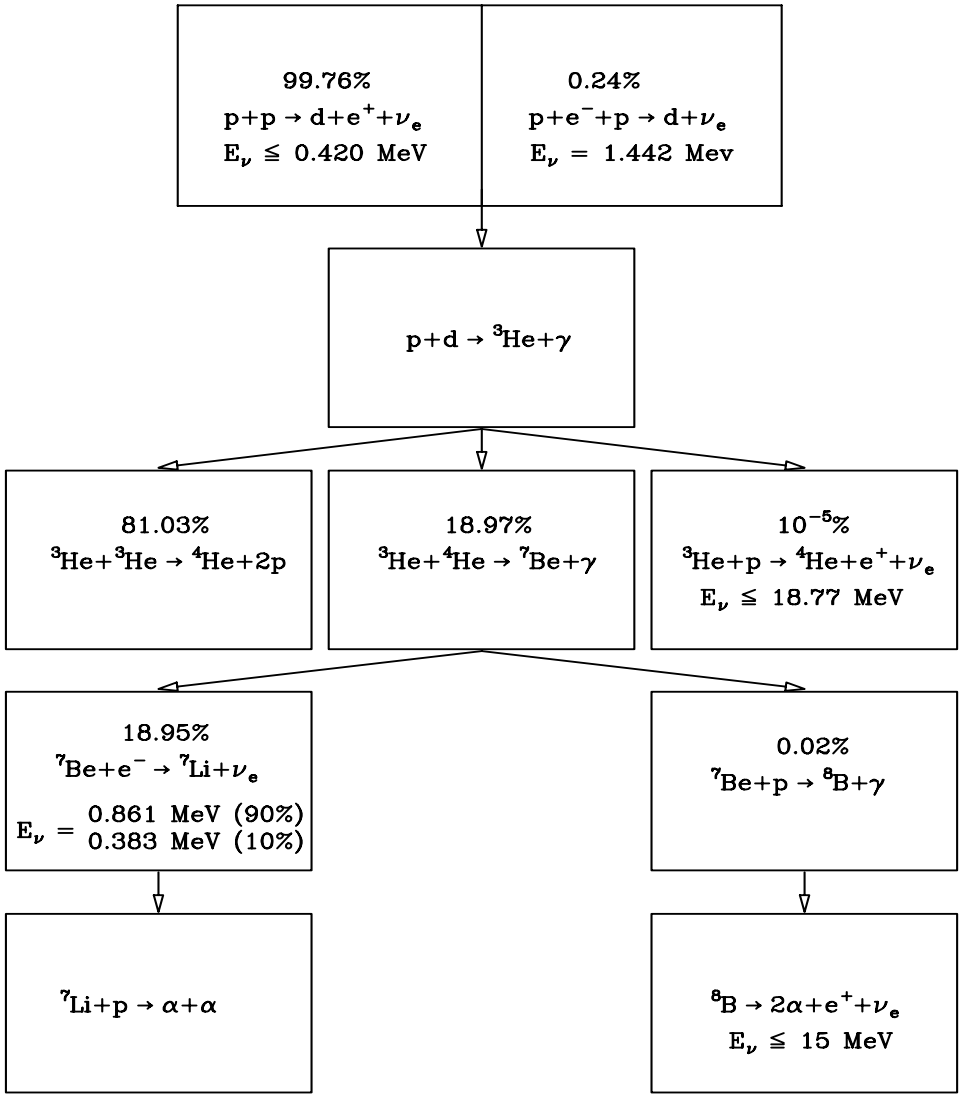


Fig 1

FIG. 1.1: Réactions nucléaires des chaînes pp se produisant dans le coeur du soleil et qui sont responsables de la production de l'énergie. Sur le schéma apparaît la probabilité de chaque réaction dans le soleil actuel.

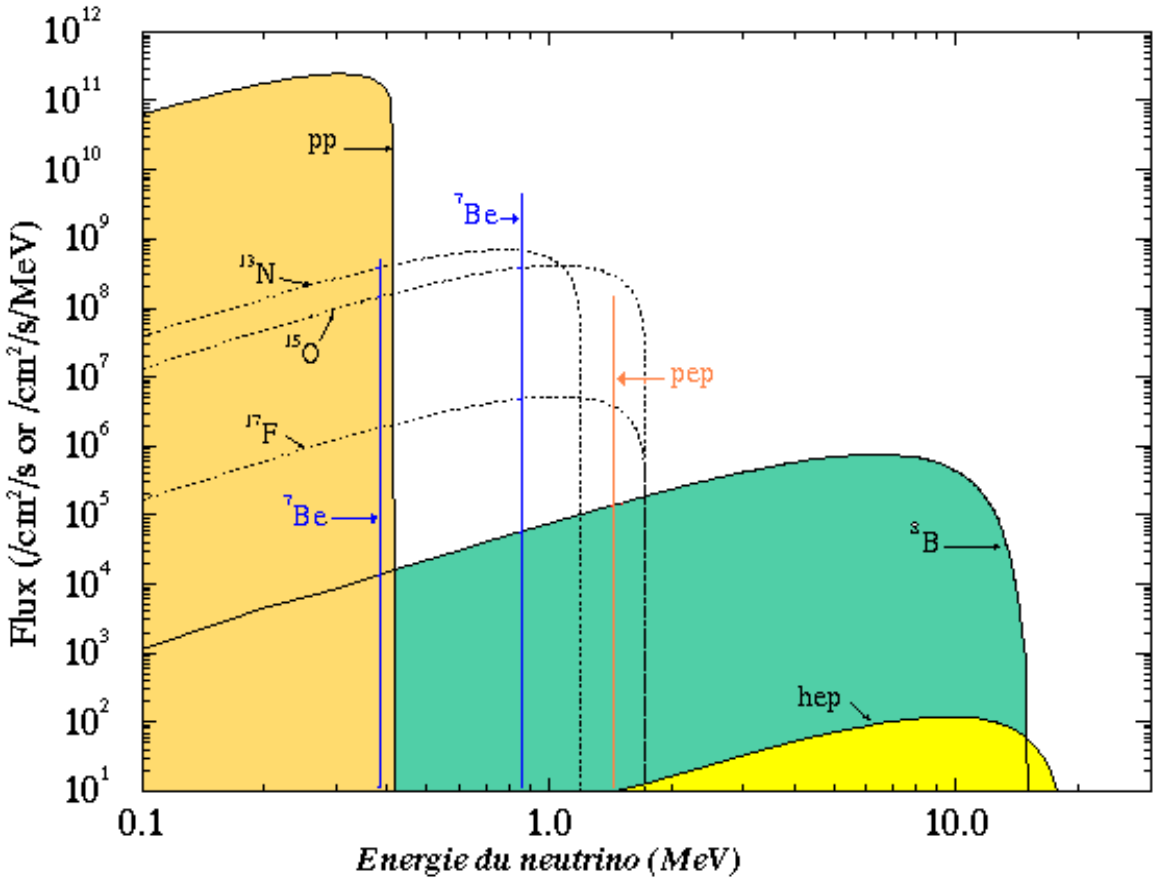


FIG. 1.2: Flux prédit par le modèle solaire standard [1] des neutrinos issus des différentes sources des chaînes pp et cycle CNO, en fonction de leur énergie.

1.1.1 Expériences de détection des neutrinos solaires sur terre

Depuis les années 70, quatre expériences ont détecté ces neutrinos et d'autres sont en cours de réalisation. Certaines de ces expériences sont de nature radiochimique, d'autres, électroniques détectent les neutrinos en temps réel évènement par évènement.

La première fut celle de Davis [4] qui se poursuit depuis 1970 dans la mine de Homestake au Dakota du Sud. Dans cette expérience radiochimique, 615 tonnes de tétrachloréthylène C_2Cl_4 sont utilisées pour détecter les neutrinos à travers la réaction $^{37}Cl(\nu_{e^-},e^-)^{37}Ar$. L'argon 37 est un noyau radioactif se désintégrant par capture électronique avec une période de 35 jours. Le flux de neutrinos incidents est déterminé en isolant par des méthodes radiochimiques les quelques dizaines d'atomes d'^{37}Ar formés tous les deux mois environ et en les détectant grâce au rayonnement X émis lors de leur désintégration radioactive. Le seuil de détection des neutrinos étant de 0.814 MeV, cette expérience est principalement sensible aux neutrinos du ^8B et partiellement à ceux du ^7Be (voir le tableau 1.1).

Deux expériences de même nature mais utilisant du gallium ont détecté les neutrinos solaires à travers la réaction ^{71}Ga(ν_{e^-},e$^-$)^{71}Ge où le ^{71}Ge est un noyau radioactif se désintégrant avec une période de 11.4 j par capture électronique. Ce sont l'expérience Gallex [5] qui eut lieu au Laboratoire National du Grand Sasso en Italie et l'expérience Sage [6] au Balkan Neutrino Observatory en Russie. La première a utilisé 30 tonnes de ^{71}Ga sous forme de $GaCl_3$ dans de l'acide chlorhydrique et la deuxième 55 tonnes de ^{71}Ga sous forme métallique. Le seuil de ces expériences était de 0.233 MeV et elles étaient donc sensibles à une partie des neutrinos ν_{pp} (voir tableau 1.1). Gallex a pris des données de 1991 à 1996 et Sage a débuté en 1990.

Ensuite, ont démarré au Japon des expériences en temps réel de type électronique, à savoir Kamiokande poursuivie actuellement par Super-Kamiokande [7]. Leurs seuils de détection, de 7.5 MeV et 5.0 MeV respectivement, les rendent sensibles essentiellement aux neutrinos du ^{8}B. La détection des neutrinos s'effectue grâce à la réaction de diffusion élastique neutrino-électron. Les cibles sont constituées de 680 tonnes d'eau pure pour Kamiokande et 50000 tonnes pour Super-Kamiokande. Dans cette dernière, la lumière Cherenkov émise par les électrons diffusés par les neutrinos est collectée grâce à 11000 photomultiplicateurs constituant les parois du détecteur. Contrairement aux expériences radiochimiques, ces expériences détectent les neutrinos évènement par évènement et peuvent fournir des informations supplémentaires concernant la direction de leur source et leur spectre en énergie. De plus, elles présentent une certaine sensibilité aux autres saveurs de neutrinos, les ν_μ et les ν_τ avec $\sigma(\nu_e)/\sigma(\nu_\mu) \sim 7$, $\sigma(\nu_e)$ et $\sigma(\nu_\mu)$ étant respectivement les sections efficaces de diffusion élastique des ν_e et des ν_μ dans l'eau.
Les proportions de neutrinos des différentes réactions détectés dans les différentes expériences sont données dans le tableau 1.1. Ce sont des valeurs indicatives correspondant au modèle solaire de la référence [1] et au modèle standard électrofaible.

Expérience	ν_{pp}	$\nu_{^7Be}$	$\nu_{^8B}$	ν_{CNO}, ν_{pep}
Homestake	0%	14%	78%	8%
GALLEX-SAGE	58%	26%	9%	7%
Kamiokande-SuperKamiokande	0%	0%	100%	0%

TAB. 1.1: Proportions prédites des différents types de neutrinos détectés dans les diverses expériences.

Les résultats les plus récents de ces différentes expériences sont donnés dans le tableau 1.2.

Expérience	Réaction	Seuil (MeV)	Résultats	Date de prise des données
Homestake[a)]	$^{37}\mathrm{Cl}(\nu_{e^-},\mathrm{e}^-)^{37}\mathrm{Ar}$	0.814	2.56±0.20 SNU	1970-1995
GALLEX[b)]	$^{71}\mathrm{Ga}(\nu_{e^-},\mathrm{e}^-)^{71}\mathrm{Ge}$	0.233	77±8(stat.) SNU	1991-1996
SAGE[c)]	$^{71}\mathrm{Ga}(\nu_{e^-},\mathrm{e}^-)^{71}\mathrm{Ge}$	0.233	67±7(stat.) SNU	1990-
Kamiokande[d)]	$\nu_x(\mathrm{e}^-,\mathrm{e}^-)\nu_x$	7.5	$2.80\pm0.19\pm0.33^{*)}$	1986-1995
Super-Kamiokande[e)]	$\nu_x(\mathrm{e}^-,\mathrm{e}^-)\nu_x$	5.0	$2.44\pm0.05^{+0.09*)}_{-0.07}$	1996-

.a) ref [8]. b) ref [9]. c) ref [10]. d) ref [11]. e) ref [12].
Les valeurs des expériences de chlore et de Gallium sont données en SNU "solar neutrino unit", unité qui équivaut à 10^{-36} captures par seconde et par atome cible.
*)Les résultats des expériences de diffusion d'électrons sont données en 10^6 coups/cm^2/s.
Les barres d'erreurs indiquées représentent les incertitudes statistiques (1^{er} nombre) et systématiques.

TAB. 1.2: Flux des neutrinos mesurés dans les différentes expériences de détection des neutrinos solaires. Dans la seconde colonne est indiquée la réaction utilisée pour la détection, dans la troisième le seuil en énergie de chaque expérience et dans la dernière les années de prise des données.

1.1.2 Le flux prédit des ν solaires et le problème des ν solaires

Divers modèles solaires standards, décrivant la structure du soleil et son évolution, ont prédit le flux des ν solaires que devrait détecter chacune des expériences décrites précédemment. Je donne dans le tableau 1.3 les prédictions théoriques de deux modèles récents, celui de Bahcall et Pinsonnault (1998) dit BP(98) [13] et celui de Brun, Turck-Chièze et Morel (1998) dit BTN(98) [14]. Les différences entre ces modèles seront brièvement discutées.

Expérience	BP(98)	BTM(98)
Homestake	$7.7^{+1.2}_{-1.0}$	7.42
Gallium	129^{+8}_{-6}	128.4
Kamiokande	$5.2^{+1.0}_{-0.7}$	5.00±1.1
Super-Kamiokande	$5.2^{+1.0}_{-0.7}$	5.00±1.1

TAB. 1.3: Flux des neutrinos prédits par certains des modèles solaires standards BP(98) [13], BTM(98) [14]. Unités : SNU pour Homestake et Gallex, 10^{+6} cm^{-2} s^{-1} pour Kamiokande et Super-Kamiokande.

C'est en comparant les flux des neutrinos prédits à ceux mesurés que le fameux débat appelé "problème des neutrinos solaires" est apparu. Il dure depuis 30 ans.

Expérience	Flux_{mes}/Flux(BP98)	Flux_{mes}/Flux(BTM98)
Homestake	0.33	0.34
Gallium	0.60	0.60
Kamiokande	$0.54\pm0.08^{+0.10}_{-0.07}$	0.56
Super-Kamiokande	0.470±0.008±0.013	0.49

TAB. 1.4: Rapport des flux des neutrinos solaires mesurés à ceux prédits par les modèles solaires standards de Bahcall et al. (BP98) [13] et Brun et al. (BTM98) [14].

En effet, comme le montre le tableau 1.4 où est donné le rapport du flux des ν mesuré à celui prédit par les deux modèles cités plus haut, un déficit de l'ordre de

50% du flux prédit a été observé dans le cas des expériences Kamiokande et Super-Kamiokande. Ce déficit est de 40% pour les expériences avec le gallium, de 67% à 66% pour l'expérience avec le chlore.

Par ailleurs, en regardant de plus près les flux mesurés, on remarque en fait qu'il n'y a pas un seul problème des neutrinos solaires mais plutôt trois. Le premier est le déficit mentionné plus haut. Le second résulte de l'incompatibilité apparente entre les résultats des expériences japonaises, uniquement sensibles aux neutrinos du ^{8}B, et ceux de l'expérience Homestake également sensible aux neutrinos du ^{7}Be (voir tableau 1.1). En effet, le calcul du taux partiel des neutrinos du ^{8}B détectés dans cette dernière, à partir de celui observé dans les expériences avec les détecteurs Cherenkov, implique un flux des ν du ^{8}B de 3.2±0.2 SNU, soit supérieur au flux global détecté par l'expérience en question, de 2.56±0.2 SNU. Il est délicat de trouver une solution à ce désaccord : sous-estimation des erreurs, biais systématiques dans des expériences très difficiles... ? Quant au troisième problème, il résulte des expériences avec le gallium. En effet, le résultat moyen obtenu par ces expériences, 70.5±7 SNU, est déjà atteint par le seul flux prédit pour les neutrinos ν_{pp}, 73 SNU, cette prédiction étant actuellement considérée comme très solide [15]. Or, on sait que les neutrinos du ^{8}B doivent, eux aussi, contribuer au flux global mesuré dans ces expériences à hauteur d'environ 7 SNU [16]. S'ajoute la contribution des ν du ^{7}Be qui, d'après les modèles standards, devrait être de 34% soit de 44 SNU (voir tableau 1.3).

Trois explications possibles ont été évoquées pour tenter d'expliquer le problème des neutrinos solaires. La première est de nature astrophysique et concerne les modèles solaires qui peuvent être insuffisants dans leur description de l'intérieur du soleil, la seconde est liée aux paramètres nucléaires inclus dans ces modèles qui peuvent être incorrects et enfin la troisième est liée à une nouvelle physique des neutrinos. Trouver une explication à ce déficit a été et demeure un grand débat de cette fin de siècle. Ce débat est d'autant plus important qu'il pourrait avoir des retombées très importantes dans le domaine de la physique des particules, comme on le verra dans la suite.

Modèles solaires standards

Les hypothèses de base des modèles solaires standards sont les suivantes :

- Il y a équilibre hydrostatique dans le coeur du soleil. Ceci signifie que les forces gravitationnelles sont exactement compensées par les forces dues au gradient de pression du gaz.
L'energie nécessaire pour chauffer ce gaz est fournie par les réactions nucléaires des chaînes p-p. Le cycle CNO, qui joue un rôle important dans l'évolution d'étoiles massives, est une source d'énergie négligeable dans le soleil.

- La composition solaire initiale est semblable à la composition photosphérique actuelle pour ce qui est des éléments lourds (c'est-à-dire au-delà de l'hélium !).

- Le soleil a une symétrie sphérique.

- Les effets de rotation ou de champ magnétique sont négligeables, ainsi que ceux de la diffusion gravitationnelle des éléments. Toutefois, les effets de cette dernière ont été introduits récemment dans tous les modèles standards. Ils sont pris en compte dans les résultats du tableau 1.3.

La description de l'évolution du soleil se fait ensuite par la résolution d'un système d'équations aux dérivées partielles non linéaires qui font appel à des données physiques : la densité et la composition chimique du coeur du soleil, les sections efficaces d'interaction des réactions nucléaires présentées sur la figure 1.1 et les opacités définissant l'interaction photon-matière, celles-ci dépendant fortement de la composition solaire notamment en éléments lourds. Le transport de l'énergie se fait par rayonnement dans le coeur solaire et par convection dans l'enveloppe.
Tous ces modèles simulent l'évolution du soleil le long de la séquence principale durant 4.57×10^9 ans et doivent reproduire un certain nombre d'observables qui sont la luminosité du soleil, sa masse et son rayon actuels. Ces contraintes sont données dans le tableau 1.5.

Contraintes	symboles	Valeurs
Luminosité	$L_\odot$	$(3.844 \pm 0.004) \times 10^{26}$ J s^{-1}
Masse	$M_\odot$	$(1.9891 \pm 0.0004) \times 10^{30}$ kg
Rayon	$R_\odot$	$(6.9599 \pm 0.0002) \times 10^8$ m

TAB. 1.5: Contraintes observationnelles reproduites dans le modèle solaire de la référence [14] à $t_\odot = (4.57 \pm 0.02) \times 10^9$ ans.

Il existe essentiellement deux paramètres libres dans les modèles : l'abondance d'hélium initiale, difficilement mesurable dans la photosphère et un paramètre caractérisant la convection dans les couches externes du soleil. Ces deux paramètres sont ajustés pour reproduire les contraintes observationnelles précédentes.

De nouvelles contraintes extrêmement importantes sont apparues récemment, grâce aux mesures d'héliosismologie [14]. Celles-ci offrent la possibilité de sonder l'intérieur du soleil. En effet, l'héliosismologie mesure les vibrations de faible amplitude à la surface du soleil qui résultent d'interférences d'ondes acoustiques à l'intérieur du soleil. L'étude de différents modes de ces ondes a permis d'extraire la dépendance

radiale de la vitesse du son. L'analyse de la différence entre le carré de la vitesse du son issue de l'observation des modes acoustiques et celle extraite des modèles solaires permet de conclure [14] qu'au premier ordre, la structure interne du soleil est bien décrite par les modèles solaires standards. Il apparaît d'autre part que des variations raisonnables des valeurs des paramètres d'entrée compatibles avec les données héliosismologiques ne peuvent résoudre le problème des neutrinos solaires si l'on tient pour sûr qu'aucune des expériences de détection des neutrinos n'est biaisée.

Les effets de la diffusion gravitationnelle d'hélium et des éléments lourds introduits récemment dans les modèles solaires standards [13, 14], conduisent à une légère augmentation de la température du coeur et donc à une production accrue des neutrinos du ^{8}B et du ^{7}Be qui augmente encore l'écart entre les mesures et les prédictions. Toutefois cet effet pourrait être compensé par celui de la rotation, négligée jusqu'à présent faute d'une théorie calculable.

Un effet conduisant à une baisse de température du coeur ne résoudrait pas non plus le problème. En effet, comme le flux des ν du ^{8}B varie en T^{24} et celui des ν du ^{7}Be varie en T^{10} [3], une baisse de température réduirait plus les neutrinos du ^{8}B que ceux du ^{7}Be, ce qui conduirait à une incompatibilité accrue entre les résultats de Super-Kamiokande et de Homestake.

En conclusion il semble qu'actuellement, aucune solution astrophysique ne soit capable de résoudre, à elle seule, le problème du déficit des neutrinos solaires si on considére les résultats des quatre différentes expériences de détection des neutrinos solaires [17].

Paramètres d'entrée nucléaires

Comme je l'ai dit précédemment, parmi les paramètres d'entrée des modèles solaires influant fortement sur les flux prédits de neutrinos, se trouvent les sections efficaces des réactions nucléaires des chaînes pp.

L'une des réactions essentielles est la réaction primaire de fusion p+p qui met en jeu l'interaction faible. Sa section efficace très faible n'est obtenue que théoriquement mais avec une incertitude estimée actuellement à 2.2% [14]. De même, la section efficace de capture d'électron par le ^{7}Be n'est pas déterminée expérimentalement mais son estimation théorique est supposée connue avec une précision de 8%.
Pour les réactions faisant intervenir ^{3}He : ^{3}He(^{3}He,2p)^{4}He et ^{3}He(^{4}He,γ)^{7}Be, les incertitudes sur les sections efficaces sont estimées à moins de 5% dans la compilation européenne NACRE [19].

Reste la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B qui, pour les raisons que j'évoquerai dans le paragraphe 1.1.3, était jusqu'ici considérée comme le paramètre nucléaire le plus incertain dans les modèles solaires, avec une incertitude pouvant aller jusqu'à 30%. Il est vrai que son effet sur la structure du soleil est strictement

négligeable mais elle est d'une importance capitale dans l'interprétation des expériences telles Homestake, Kamiokande et Super-Kamiokande qui détectent principalement ou uniquement les neutrinos de hautes énergies du ^{8}B.

Nouvelle physique des neutrinos

Une troisième solution à l'énigme est la possibilité que les neutrinos oscillent entre les trois différentes saveurs, électronique, muonique et tauique. Ces oscillations n'apparaissent que si les neutrinos ont une masse, ce qui nécessite une extension de la théorie électrofaible standard [20]. Elles pourraient avoir lieu dans le vide [21] et/ou être amplifiées dans le soleil par leur interaction avec les électrons qui s'y trouvent. C'est ce qui est appelé effet MSW du nom des physiciens qui l'ont proposé, Mikheiv, Smirnov et Wolfstein [22]. D'après ces scénarios, les neutrinos électroniques créés dans le coeur du soleil pourraient se transformer durant leur trajet entre le coeur du soleil et la terre en un autre type de neutrinos, ν_μ et/ou ν_τ non détectables par les expériences radiochimiques ou très faiblement détectés par Super-Kamiokande et Kamiokande, d'où le déficit observé.

Les deux paramètres décrivant ces oscillations sont le carré de la différence de masse Δm^2 entre un neutrino électronique et un neutrino muonique ou tauique et l'angle de mélange $\sin^2 2\theta$ [21, 22]. Pour chaque paire de valeurs de ces paramètres, la probabilité de survie des neutrinos électroniques, émis par le soleil, peut être calculée, en invoquant l'effet MSW et/ou les oscillations dans le vide. La figure 1.3 montre la probabilité de survie d'un neutrino ν_e en fonction de son énergie, calculée dans le cadre de la théorie MSW avec le couple de paramètres $\Delta m^2 = 7.10^{-6}$ eV^2 et $\sin^2 2\theta = 0.006$.

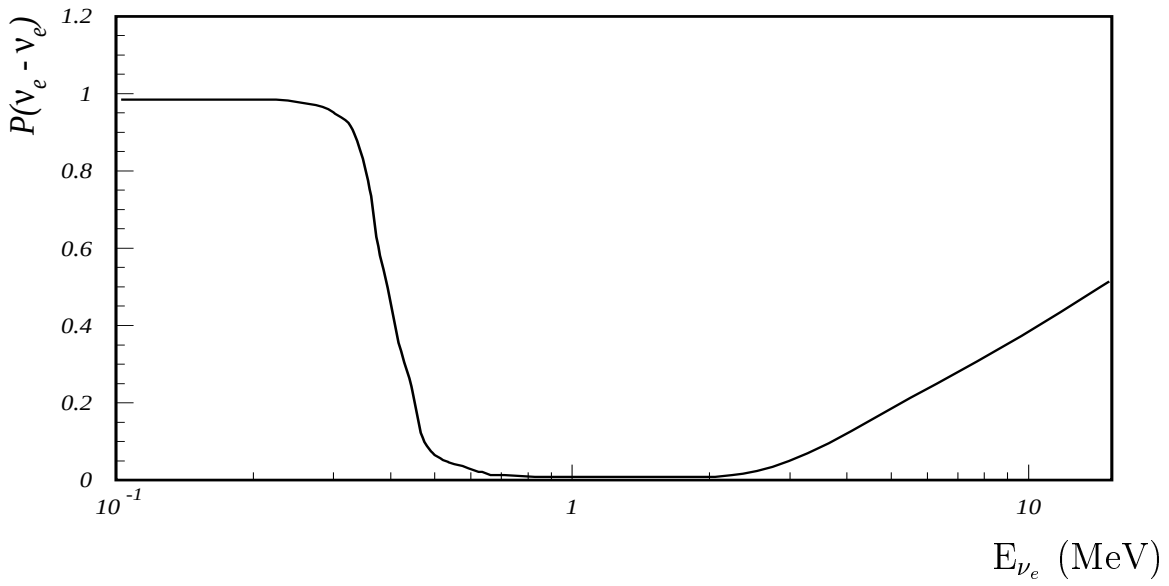


FIG. 1.3: Probabilité de survie des neutrinos électroniques en fonction de leur énergie dans le cas d'une solution MSW à petit angle de mélange ($\Delta m^2 = 7.10^{-6}$ eV^2 et $\sin^2 2\theta = 0.006$) [23].

On peut y voir que le spectre des $\nu_{^8B}$ est grandement distordu, que le flux des neutrinos du ^{7}Be est pratiquement supprimé alors que le flux des ν_{pp} demeure inchangé.

Une telle solution fournirait un bon accord avec les résultats des quatre différentes expériences de détection des neutrinos solaires et peut apparaître comme une solution très élégante à l'énigme des neutrinos solaires.

Pour confirmer ou infirmer ces oscillations, une nouvelle génération d'expériences, caractérisées par leurs hautes statistiques par rapport aux expériences précédentes, est donc apparue (Super-Kamiokande déjà mentionnée précédemment) ou est en cours de réalisation (SNO [24]...). Avec Super-Kamiokande, la mesure d'une distortion éventuelle du spectre en énergie des neutrinos pourrait contraindre fortement les modèles d'oscillation des neutrinos. Les effets jour-nuit (oscillations de type MSW dans la traversée de la terre) ainsi que ceux des variations saisonnières sur le flux des neutrinos, sont aussi mesurés et pourraient être une indication de l'effet MSW dans le premier cas ou de l'oscillation dans le vide dans le second cas.

L'expérience SNO, à Sudbury au Canada, doit commencer ses prises de données très prochainement. C'est une expérience en temps réel, utilisant le même principe de détection des neutrinos que Super-Kamiokande mais la détection se fera dans de l'eau lourde. Son seuil de détection est de 6 MeV et ne sont donc détectés que les neutrinos du ^{8}B. Elle sera sensible aussi bien aux neutrinos électroniques, à travers la réaction $\nu_e + {}^2\mathrm{H} \rightarrow \mathrm{p+p+e^-}$ (courants chargés), qu'aux neutrinos de toutes saveurs à travers la réaction $\nu_x + {}^2\mathrm{H} \rightarrow \mathrm{n+p+}\nu_x$ (courants neutre). Du rapport des évènements mesurés en courants chargés à ceux mesurés en courants neutres, on espère déduire des indications très fortes sur la présence ou non d'oscillations.

Le soleil apparaît donc comme une source incomparable de neutrinos qui, détectés sur terre, pourraient révéler leurs propriétés fondamentales. Mais l'importance même des enjeux implique de confronter la solution oscillation des neutrinos à d'autres hypothèses et de la contraindre le plus fortement possible par les données de nouvelles expériences, dont des mesures précises de sections efficaces nucléaires.

1.1.3 La réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B et le problème des neutrinos solaires

L'importance de la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B réside dans le fait que l'analyse des résultats de Kamiokande et Super-Kamiokande concernant les flux intégrés est directement reliée au taux de ^{7}Be(p,γ)^{8}B puisque le flux de neutrinos solaires du ^{8}B sortant du soleil (dans le cadre de la theorie éléctrofaible standard) est strictement égal au nombre de réactions ^{7}Be+p intervenant dans le coeur. Dans une région donnée du coeur, ce nombre de réaction est proportionnel à l'abondance de ^{7}Be, à celle des protons, et au taux de réaction par paire de particules en présence.
Par ailleurs, si l'interprétation du déficit des neutrinos solaires est donnée en termes d'oscillations dans la matière ou dans le vide, les valeurs permises de $\Delta\mathrm{m}^2$ et $\sin^2 2\theta$ dépendent de la valeur de la section efficace de ^{7}Be(p,γ)^{8}B [25].
Les mesures de distortions du spectre du ^{8}B (voir figure 1.3) sont, elles, indépendantes des modèles solaires mais leurs résultats sont corrélés à ceux obtenus pour les flux

intégrés et une analyse globale rendant compte à la fois de la dépendance en énergie et des valeurs de flux est souhaitable.

Une interprétation détaillée et globale des nouvelles expériences demande donc une valeur précise de la section efficace de ^{7}Be(p,γ)^{8}B et la précision requise est de l'ordre de 5%.

Le taux de réaction par paire de particules est obtenu en intégrant la section efficace de réaction sur la distribution des énergies des particules dans le plasma. Celle ci est bien décrite par la distribution de Maxwell Boltzman. On obtient alors :

$$R \propto \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E exp(-\frac{E}{kT}) dE \tag{1.1}$$

où T est la température du plasma.

En fait l'intégrande dans l'équation (1.1) ne prend des valeurs significatives que dans une zone étroite appelée pic de Gamow (nous sommes dans le cas d'une réaction non résonante). Cette zone est centrée autour de 18 keV dans le cas de la réaction ^{7}Be+p et pour une température de 15×10^6 K. C'est donc aux alentours de 18 keV que la section efficace doit être déterminée.

La figure 1.4 montre le comportement de la section efficace en fonction de l'énergie. Les points expérimentaux sont ceux de Filippone et al. [26]. La courbe en pointillés résulte d'un calcul théorique normalisé en valeur absolue après ajustement aux valeurs expérimentales. On voit que la section efficace est extrêmement faible à l'énergie de 18 keV, à laquelle la réaction a lieu dans le coeur du soleil. En effet, à cette énergie, étant donnée la très faible probabilité de pénétration de la barrière coulombienne dont la hauteur est de 1.4 MeV dans le cas de ^{7}Be+p, la section efficace est estimée de l'ordre de 1.4×10^{-39} cm^2, ce qui est impossible à mesurer en laboratoire. Pour contourner cette difficulté, les sections efficaces sont mesurées à plus haute énergie puis extrapolées à l'énergie solaire en utilisant des modèles théoriques.

Toutefois, c'est un écart de 6 à 7 ordres de grandeur qui sépare, comme on peut le voir sur la figure 1.4, la section efficace estimée à l'énergie solaire de celle mesurée à 117 keV (CM) qui est jusqu'à présent l'énergie la plus basse pour laquelle des mesures ont eut lieu [26]. La forte décroissance de la section efficace au-dessous de 100 keV est donnée avec une bonne approximation par la seule variation de la pénétration de la barrière coulombienne.

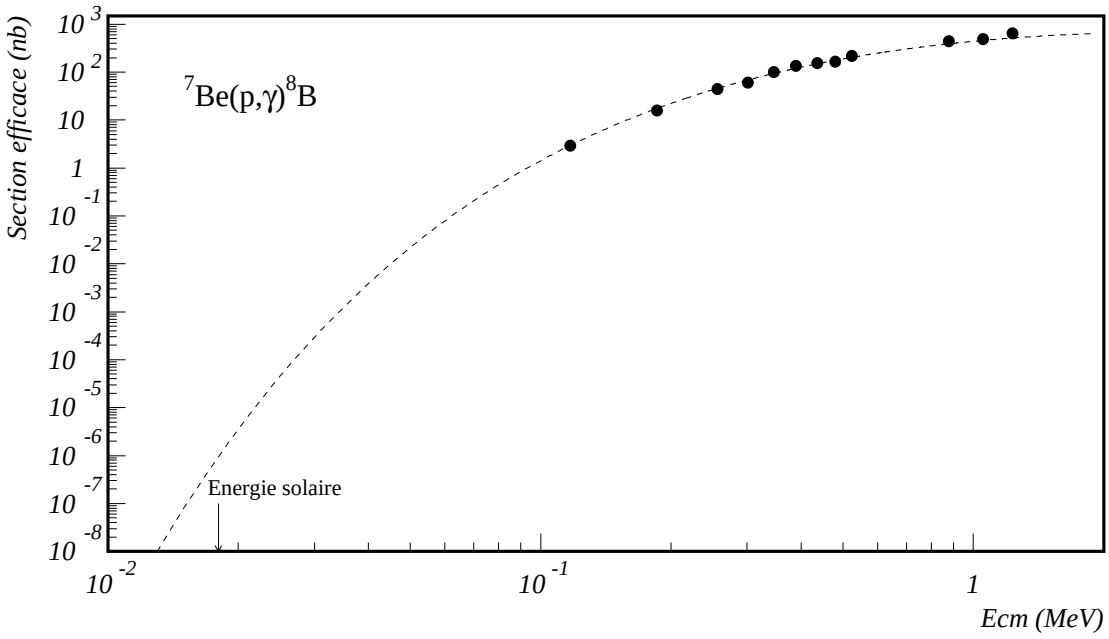


FIG. 1.4: Dépendance en énergie de la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B. Les données sont extraites de la référence [26].

Etat des données concernant la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B avant nos mesures

Plusieurs mesures de la section efficace de cette réaction ont été effectuées avant nos expériences. Les mesures directes ont consisté à bombarder une cible radioactive de ^{7}Be (de période 53 jours) avec un faisceau de protons et à détecter ensuite soit les β^+ émis par la désexcitation du ^{8}B produit, soit les α issus de la désintégration du niveau à 3.04 MeV du ^{8}Be vers lequel le ^{8}B décroît (voir le schéma de la figure 2.1 du chapitre 2).

La première expérience en mesure directe fut réalisée en 1960 par Kavanagh et al [27]. Dans cette expérience les sections efficaces ont été mesurées à deux énergies, 0.7 et 1.22 MeV, en détectant les β^+. A cause du bruit de fond très important lié au choix de la particule détectée, des incertitudes de l'ordre de 40% entachent les mesures. Toutes les mesures effectuées par la suite ont détecté les particules α retardées. Il y eut celle de Parker et al. en 1968 [28] dans le domaine d'énergie compris entre 0.422 et 1.69 MeV, Kavanagh et al en 1969 [29] dans la gamme 0.144 MeV à 8.75 MeV, Vaughn et al en 1970 [30] à des énergies comprises entre 0.833 MeV et 2.87 MeV, la mesure unique à 0.315 MeV de Wiezorek et al. [31] en 1977 et enfin l'expérience de 1983 de Filippone [26] qui a couvert toute la gamme d'énergie allant de 0.117 MeV à 1.23 MeV. Notons que toutes ces énergies sont exprimées dans le référentiel du centre de masse.

Dans toutes les expériences détectant les particules α, la cible était fixée à un système de roue qui la déplaçait de la chambre à réaction à la chambre de détection, afin de mettre les détecteurs hors de portée du flux intense des protons rétrodiffusés lors du bombardement de la cible.

La figure 1.5 présente les résultats des mesures directes en fonction de l'énergie relative p-^{7}Be, en termes de facteur astrophysique. Cette quantité est reliée à la section efficace à travers la relation :

$$S(E_{c.m}) = \sigma(E_{c.m}) \times E_{c.m} \times e^{2\pi\eta} \tag{1.2}$$

où $2\pi\eta = 2\pi\alpha Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{\mu c^2}{2E_{c.m}}}$ est le paramètre de Sommerfeld avec Z_1 et Z_2 désignant les charges respectives du projectile et du noyau cible, α la constante de structure fine, μ la masse réduite et $E_{c.m}$ l'énergie dans le centre de masse.

Le facteur $e^{2\pi\eta}$ rend compte de manière approchée de la pénétrabilité de la barrière coulombienne et réduit donc la forte dépendance en énergie des sections efficaces. Ceci conduit à une variation lente du facteur astrophysique S(E) dans la gamme des faibles énergies non résonantes et fournit donc une représentation plus commode des données.

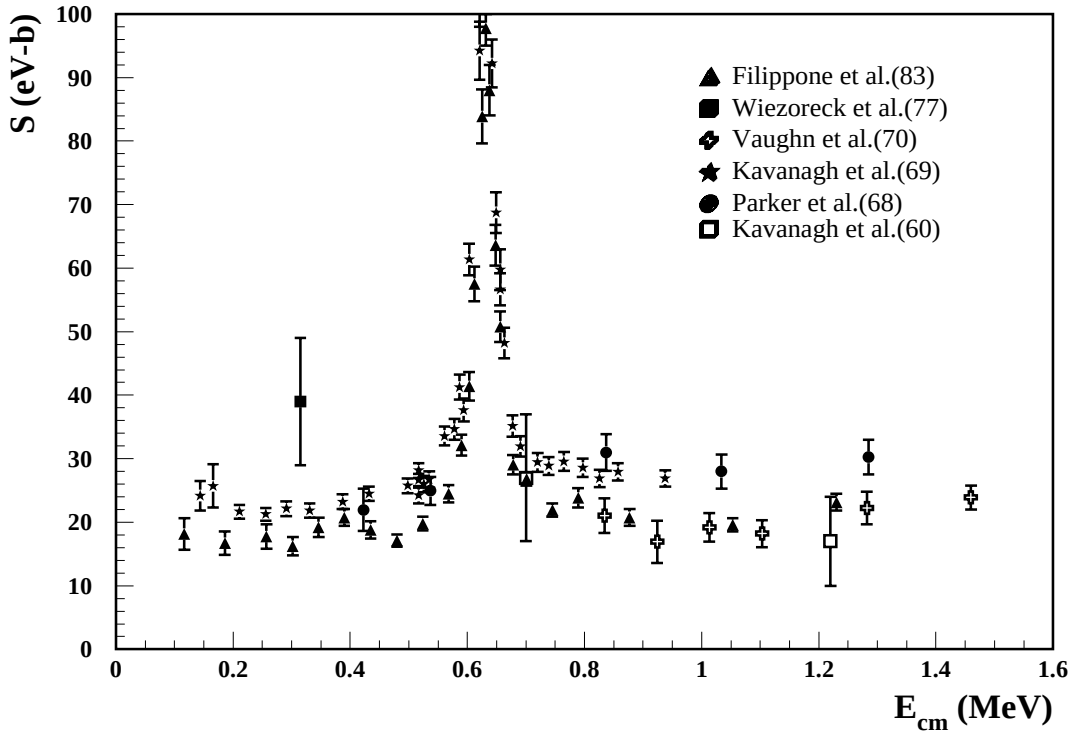


FIG. 1.5: Résultats des différentes mesures directes du facteur astrophysique en fonction de l'énergie exprimée dans le référentiel du centre de masse. Les données sont normalisées à la section efficace de la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li qui est de 147±11 mb [18] sauf pour la mesure de Wiezorek qui est une mesure absolue.

On constate immédiatement sur la figure une dispersion importante des données et leur répartition en deux ensembles bien distincts ayant la même dépendance en énergie mais s'écartant l'un de l'autre en valeur absolue d'environ 30%. Ceci a induit

une incertitude du même ordre sur le facteur astrophysique de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B à l'énergie solaire et donc sur le flux des neutrinos du ^{8}B [1]. Notons qu'avant la conférence de Seattle sur les sections efficaces des réaction nucléaires dans le coeur du soleil "Solar fusion reaction rates" (avril 1997), la valeur du facteur astrophysique à l'énergie zéro, $S_{17}(0)$, adoptée dans la majorité des modèles solaires était celle recommandée par Johnson et al. [73], 22.4±2.2 eV-b. Celle-ci a été déduite de la moyenne sur les $S_{17}(0)$ extraits des données de Kavanagh et al., Parker et al., Vaughn et al. et Filippone et al, données à priori incompatibles entre elles.
Notons également que les données issues des mesures directes ont été renormalisées par nos soins en tenant compte d'une valeur récente de la section efficace de la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li [18] (la raison de cette renormalisation sera explicitée dans le deuxième chapitre). La valeur adoptée par Johnson et al. pour la section efficace de cette réaction était de 157±10 mb, elle est de 147±11 mb aujourd'hui.

A cause de toutes ces incertitudes entourant la valeur du $S_{17}(0)$, il est apparu important depuis longtemps aux spécialistes du domaine (voir par exemple les références [1, 2]) et depuis quelques années à nous-mêmes de répéter ces mesures afin de tenter d'aboutir à une valeur à la fois plus précise et plus juste.

Les mesures que nous avons effectuées ont été réalisées en deux phases. La première phase consistait à faire des mesures entre 350 keV et 1.4 MeV (dans le référentiel du centre de masse) et la deuxième phase, des mesures au-dessous de 220 keV. Ces deux phases ont été réalisées auprès d'accélérateurs différents et avec des dispositifs expérimentaux basés sur des méthodes très différentes et seront décrites successivement dans les chapitres 2 et 3.

Chapitre 2

Description et résultats de l'expérience dite "à haute énergie"

Dans ce chapitre, je décrirai la première phase de l'expérience qui a consisté à mesurer la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B dans le domaine d'énergie compris entre 0.35 et 1.4 MeV dans le centre de masse. Cette première phase a été réalisée en 2 étapes, à l'automne 1995 et à l'automne 1996, auprès de l'accélérateur Van De Graaff du CEN de Bordeaux. J'exposerai d'abord la méthode de mesure, puis les problèmes liés à la cible radioactive ^{7}Be, qui est un maillon très important et difficile de l'expérience. Ensuite, je décrirai le dispositif expérimental utilisé et l'électronique associée à ce dernier et je présenterai pour finir la méthode d'analyse des données et les résultats obtenus.

2.1 Méthode de la mesure

Plusieurs méthodes de mesures, certaines directes, d'autres indirectes, sont envisageables pour déterminer la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B.
Il existe deux méthodes directes : l'une consiste à bombarder une cible radioactive de ^{7}Be avec un faisceau de protons et l'autre à envoyer un faisceau radioactif d'ions de ^{7}Be sur une cible d'hydrogène. La première méthode, utilisée jusqu'à présent, permet de travailler avec des faisceaux intenses de protons (plusieurs dizaines de μA) alors que les faisceaux de ^{7}Be sont difficiles à obtenir et limités en intensité (beaucoup moins que le nanoampère). Il sera très intéressant de voir apparaître les résultats obtenus avec des faisceaux de ^{7}Be, même à énergie relativement élevée car les biais systématiques éventuels sont évidemment différents dans les deux méthodes.

Pour avoir une statistique suffisante aux basses énergies où la section efficace de la réaction est faible, comme nous l'avons vu au chapitre I, nous avons choisi de mesurer la section efficace de ^{7}Be(p,γ)^{8}B en utilisant la première méthode, celle qui consiste donc à envoyer un faisceau de protons sur une cible de ^{7}Be.

Comme nous pouvons le voir sur le schéma de la figure 2.1.a, la capture radiative du proton par le ^{7}Be, se fait d'une part, à travers une résonance M1 à l'énergie 630 keV CM et d'autre part, par un processus de capture directe E1 via les ondes partielles s

et d en dehors de la résonance. Le ^{8}B décroît ensuite par émission β^+ avec une période de 0.77 s vers l'état excité du ^{8}Be à 3.04 MeV, de largeur naturelle 1.5 MeV. Celui-ci se désintègre en 2 α dont l'énergie s'étend sur un spectre large de 0.1 à 8 MeV.

Le noyau ^{7}Be est radioactif, avec une période de 53.3 jours. Il décroît par capture électronique vers le ^{7}Li, avec un embranchement de 10% vers le premier état excité (voir figure 2.1.b). Le flux intense du rayonnement γ de 478 keV , provenant de la décroissance, rend impossible la détection des γ créés par la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B. Pour mesurer la section efficace de cette dernière, nous avons donc choisi, comme dans la plupart des expériences précédentes (voir chapitre I), de détecter les particules α retardées consécutives à la désintégration du ^{8}B. Celles-ci, nous donnent la possibilité d'utiliser, pour leur détection, des siliciums très minces et donc faiblement sensibles au rayonnement γ de 478 keV. L'autre possibilité, détecter les β^+ du ^{8}B, implique un bruit de fond plus important provenant du rayonnement γ émis par la cible.

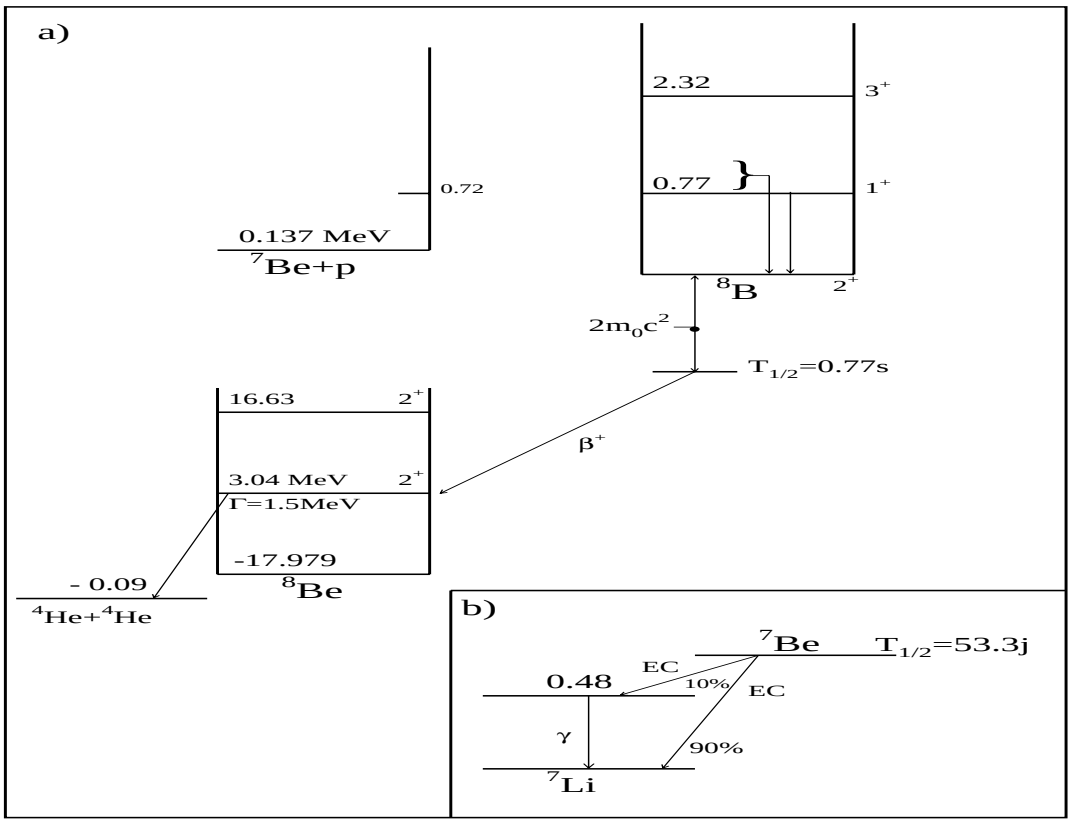


FIG. 2.1: Schéma de niveaux des noyaux impliqués dans la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B [37]

La période de décroissance du ^{8}B qui est de 0.77 s offre la possibilité de séparer le temps d'irradiation du temps de détection. Cette séparation des temps d'irradiation et de détection est essentielle pour 2 raisons : la première tient au fait qu'il faut protéger les détecteurs du flux important de protons rétrodiffusés lors de l'irradiation et qu'on ne peut alors mettre les détecteurs en vue directe de la cible ; la deuxième raison

est liée au fait que l'irradiation du ^{7}Li, issu de la décroissance du ^{7}Be dans la cible, produit à travers la réaction ^{7}Li(p,γ)^{8}Be des α identiques à ceux recherchés. Le même niveau du ^{8}Be à E_x=3.04 MeV est en effet peuplé dans les deux cas. La seule différence tient à l'émission instantanée des α pour ^{7}Li(p,γ)^{8}Be (voir la figure 2.2). Comme la section efficace de la réaction ^{7}Li(p,γ)^{8}Be est plus grande que celle de la réaction qui nous intéresse, d'un facteur ≥ 100, il serait rapidement impossible de discerner les α que nous voulons détecter de ceux de la réaction ^{7}Li(p,γ)^{8}Be dans une détection sous faisceau si l'on ne différait pas le temps de détection.

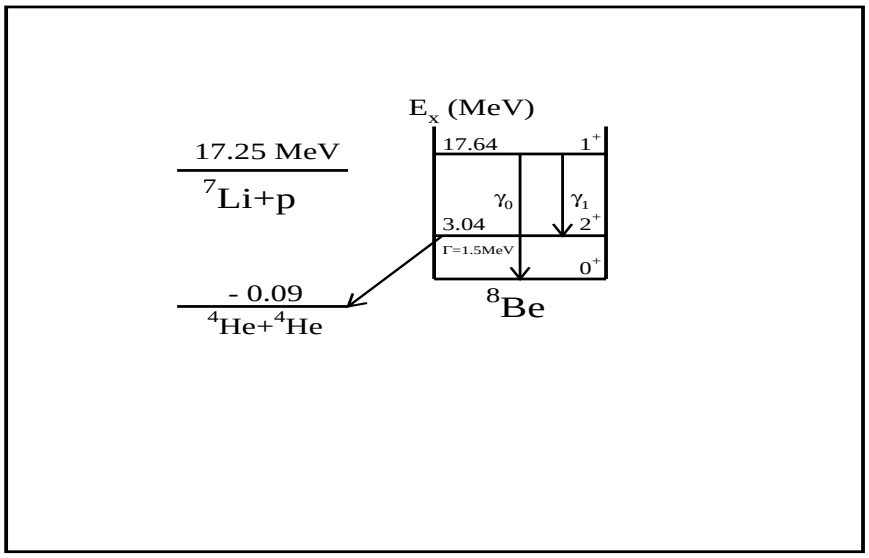


FIG. 2.2: Schéma de niveaux des noyaux impliqués dans la réaction ^{7}Li(p,γ)^{8}Be [37].

La méthode utilisée consistait, donc, à irradier la cible tout en protégeant les détecteurs puis à arrêter l'irradiation en déviant le faisceau et en déclenchant le système de détection. Ce cycle irradiation-détection, de période 1.5 s environ, est répété, selon le chronogramme de la figure 2.3, pendant toute la durée de l'expérience.

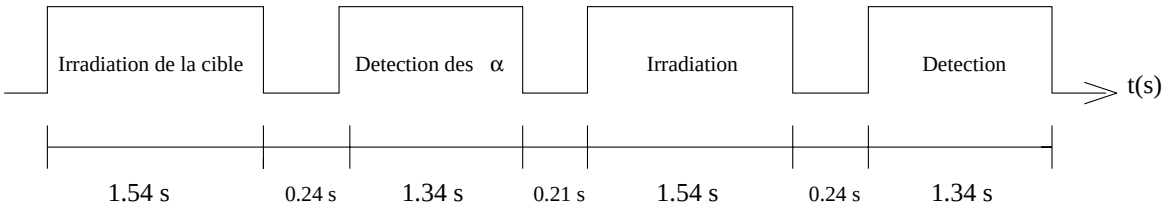


FIG. 2.3: Chronogramme du cycle irradiation-détection de la mesure

A une énergie de bombardement donnée, la section efficace de la réaction est alors donnée par la relation suivante :

$$\sigma(\overline{E_p}) = \frac{Y_\alpha(E_i) \times \beta(^8B)}{2 \times N_p \times N_{^7Be}(t) \times R \times \epsilon} \tag{2.1}$$

où $\overline{E_p}$ est l'énergie effective, Y_α est le nombre de particules α détectées à l'énergie incidente des protons E_i, N_p le nombre de protons incidents total, $N_{^7Be}(t)$ le nombre moyen d'atomes par cm^2 de ^{7}Be à l'instant t, ϵ l'efficacité de détection, R un facteur tenant compte de l'inhomogénéité de la cible sous l'impact du faisceau (on verra en effet plus loin que le ^{7}Be qui est électrodéposé sur du platine n'est pas uniformément réparti sur toute la surface du dépôt), $\overline{E_p}$ l'énergie effective du faisceau dans la cible et β le paramètre qui tient compte de l'effet des temps d'irradiation, de transfert et de détection vis à vis de la période radioactive du ^{8}B.

La nature radioactive de la cible difficile à produire et à manipuler et dont le nombre d'atomes par cm^2 est forcément relativement petit, la faible section efficace de la réaction dans le domaine d'énergie où on fait les mesures et sa décroissance rapide quand l'énergie diminue, font de certaines des quantités intervenant dans la formule 2.1 des points très sensibles qui doivent être déterminés avec beaucoup de précautions. C'est le cas de la densité surfacique du ^{7}Be sous l'impact du faisceau (le facteur d'inhomogénéité R), de l'efficacité de détection et de l'énergie effective $\overline{E_p}$.

2.2 La cible radioactive de ^{7}Be

2.2.1 Fabrication de la cible de ^{7}Be

Nous avons choisi de produire le ^{7}Be grâce à la réaction ^{7}Li(p,n)^{7}Be dont le seuil est à 1.88 MeV. La section efficace de cette réaction varie entre 274 mb et 290 mb dans la gamme d'énergie comprise entre 2.0 et 3.2 MeV [38]. La production de ^{7}Be a été réalisée auprès de l'accélérateur de type Van De Graaff (VDG) de 4 MV du CENBG avec une cible de ^{7}Li dont l'épaisseur était de 7 mg/cm^2. Le ^{7}Li enrichi à 99%, sous forme métallique, était déposé sur une rondelle en cuivre de 2.3 mm d'épaisseur et de diamètre 16 mm. L'irradiation par le faisceau de protons dont l'intensité a varié de 15 μA à 20 μA, a été effectuée à l'énergie 3.2 MeV.

Pour dissiper la chaleur générée par le faisceau et éviter que la cible ne se dégrade, nous avons refroidi son support par un système de circulation d'eau. Le vide dans la ligne de l'ordre de $7x10^{-7}$ mbar et un piège à azote liquide, très proche de la cible, permettaient de limiter au maximum les dépôts de carbone sur la cible. Durant l'irradiation, l'état de la cible était constamment contrôlé en détectant les neutrons issus de la réaction ^{7}Li(p,n). Le taux de production du ^{7}Be, en fonction du nombre total de protons incidents, était périodiquement contrôlé en détectant les γ de 478 keV, provenant de la décroissance du ^{7}Be, avec un germanium dont l'efficacité de détection a été mesurée avec des sources calibrées de ^{137}Cs et de ^{22}Na. Une dizaine de jours d'irradiation a été nécessaire pour produire 35 mCi de ^{7}Be.

La cible de lithium contenant le ^{7}Be produit a été conservée sous vide jusqu'au début des opérations de chimie. Les atomes de ^{7}Be ont été ensuite séparés du ^{7}Li par une procédure chimique complexe [39]. Ces opérations essentielles pour le succès de l'expérience ont été effectuées au service de Radiochimie de l'IPN Orsay par L. Brillard et M. Hussonois ainsi que C. Lenaour pour la cible de l'expérience à basse énergie. Il a d'abord été procédé à une première dissolution du lithium et du béryllium dans du méthanol pur puis à une évaporation de l'alcool et à la dissolution du résidu dans une solution nitrique HNO_3. Cette dernière a été injectée par la suite dans une colonne chromatographique et grâce à la différence des pouvoirs d'extraction du ^{7}Li et du ^{7}Be, le lithium a été éliminé. Le ^{7}Be était récupéré ensuite grâce à plusieurs lavages progressifs suivis de purifications, évaporations, dissolutions jusqu'à élimination complète d'impuretés telles le fer. Notons que l'appareillage, ainsi que tous les récipients utilisés durant ces procédures de séparation chimique et purification, étaient en teflon ou en quartz. Le teflon, quand il est parfaitement nettoyé, a la propriété de ne pas être contaminé par des éléments alcalins et terreux comme la calcium et le barium, qui sont très difficiles à séparer.

Le ^{7}Be séparé a ensuite été électrodéposé sur une rondelle de platine de 2 cm de diamètre et 200 μm d'épaisseur. Le diamètre du dépôt était de 8 mm. De faibles quantités de ^{9}Be (~ 0.83 μg/cm^2) ont été introduites dans la solution avant l'électrodéposition pour faciliter celle-ci. La rondelle de platine a été ensuite flammée au rouge pour obtenir de l'oxyde de beryllium réfractaire. Ce flammage permettait, en particulier, d'enlever certains contaminants organiques volatils. Le rendement global de toute l'opération était de l'ordre de 77%.

Notons que la mise au point de la procédure de fabrication de la cible, afin d'obtenir une cible suffisamment homogène ne contenant qu'une très faible proportion d'éléments lourds, a été un travail de longue haleine qui a duré plusieurs années. Il a nécessité plusieurs fabrications de cibles préliminaires et diverses analyses de celles-ci. Ces analyses décrites au paragraphe 2.2.4 permettaient de mesurer le degré d'inhomogénéité de la cible, son épaisseur ainsi que la nature et la quantité des contaminants qu'elle contenait.

2.2.2 Activité globale de la cible

L'activité globale de la cible de ^{7}Be a été déterminée grâce à la détection des γ de 478 keV émis par le premier état excité du ^{7}Li, avec un germanium dit 40% placé dans une géométrie reproductible à 1.5 m de la cible. La désintégration du ^{7}Be vers cet état a lieu dans 10.25% des cas [40]. L'efficacité de détection absolue du Ge a été déterminée en utilisant des sources γ calibrées, de ^{137}Cs, ^{22}Na et ^{60}Co placées dans les mêmes conditions géométriques que celles de la cible de ^{7}Be. De plus, une courbe d'efficacité relative en fonction de l'énergie a été établie en utilisant une source d'^{152}Eu qui émet des γ de différentes énergies d'intensité bien connue notamment dans la gamme 122 keV à 1408 keV qui nous intéresse ici. La mesure de l'activité de la cible a été effectuée 12 fois, avant, pendant et après l'expérience, sur un intervalle de

temps allant jusqu'à 70 jours après la fabrication de la cible. Les résultats des diverses mesures seront présentées dans la quatrième partie.

2.2.3 Homogénéité de la cible

La fabrication de la cible par électrodéposition conduit à certaines inhomogénéités pouvant poser probléme. En effet, la détermination de la densité surfacique du ^{7}Be sous l'impact du faisceau peut alors être entachée d'une erreur systématique gênante par rapport à la précision que nous recherchons ($\leq 10\%$). Mesurer le degré d'inhomogénéité de la cible était donc un élément indispensable de l'expérience. Ce degré d'inhomogénéité a été obtenu grâce à la mesure du nombre de γ de 478 keV émis en chaque "point" de la surface de la cible. Point signifie ici une surface élémentaire de 0.5 mm^2. Ce "scanning" de l'activité de la cible utilisait un détecteur Ge collimaté par un absorbant en plomb de 15 cm d'épaisseur percé en son centre et sur toute sa longueur d'un trou. Grâce au dispositif mécanique présenté sur la figure 2.4, la cible était déplacée devant l'orifice dans deux directions perpendiculaires par pas de 0.5 mm. Nous avons obtenu ainsi, comme on le verra dans la quatrième partie, une cartographie γ très précise de notre cible.

La mesure de la position et de la forme de l'impact du faisceau sur la cible a alors permis d'effectuer une correction due à l'inhomogénéité (voir la discussion au paragraphe 2.4.5)

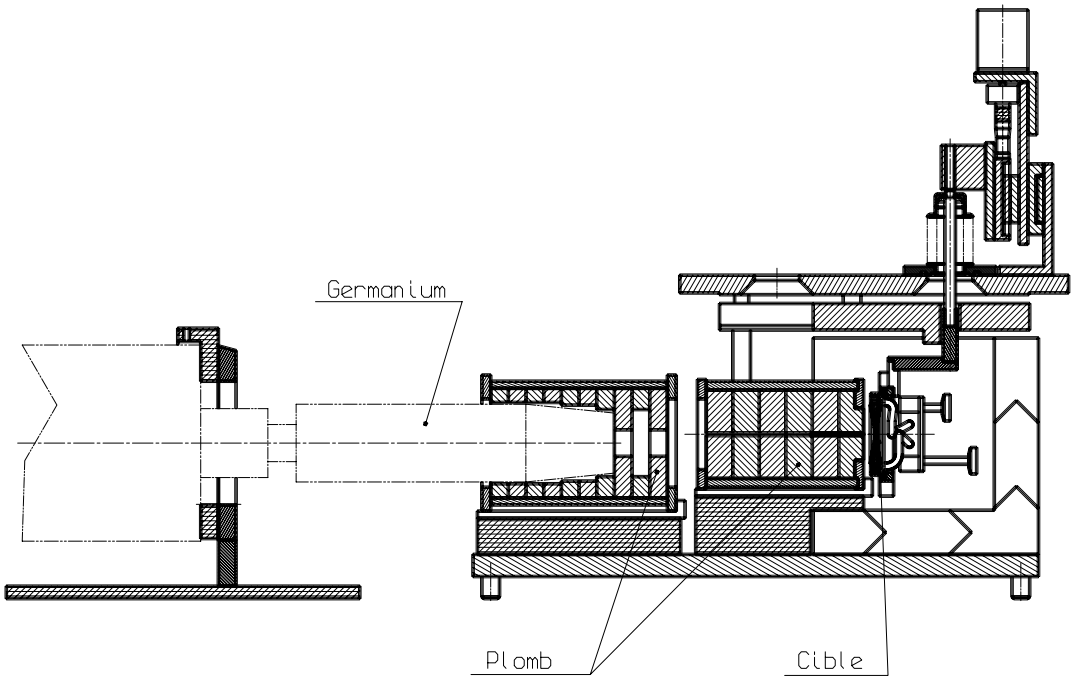


FIG. 2.4: Dispositif de mesure de l'inhomogénéité de la cible.

2.2.4 Epaisseur de la cible et contaminants

Nous avons vu au chapitre I que la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B varie relativement rapidement, surtout aux plus basses énergies. Il était donc important de bien connaître l'énergie effective de la réaction et donc la perte d'énergie des protons incidents dans la cible. Or, le calcul de la perte d'énergie exige une connaissance précise de l'épaisseur de la cible et de sa composition. C'est la raison pour laquelle des analyses approfondies de la cible ont été effectuées avant le début de l'expérience, mais aussi durant et à la fin de celle-ci. Ceci nous a permis de suivre, tout au long de l'expérience, l'évolution de l'état de la cible.

La mesure de la composition et de l'épaisseur de la cible a été faite auprès du VDG du CEN Bordeaux, sur une ligne proche de la ligne d'expérience, grâce à trois méthodes : la première utilise la rétrodiffusion coulombienne (RBS), la seconde les réactions nucléaires de type (d,p) et la dernière l'émission de rayonnements X induite par protons (PIXE).

La méthode de rétrodiffusion de Rutherford nous a permis de déterminer l'épaisseur "globale" (tous noyaux confondus) de la cible ainsi que sa répartition "globale" spatiale. Le faisceau de protons de 800 keV était alternativement envoyé sur une cible de platine puis sur le dépôt de ^{7}Be qui était déplacé grâce à un balayage horizontal et vertical par pas de 1 mm. Le faisceau était collimaté jusqu'à un diamètre d'environ 1 mm. Pour déplacer la cible, nous avons utilisé le mécanisme expérimental de déplacement présenté sur la figure 2.4, conçu de manière à s'adapter sur la chambre ´ réaction où les diverses analyses devaient être effectuées.

Nous avons également dosé les éléments ^{12}C, ^{16}O et ^{9}Be par des réactions nucléaires de type ^{12}C(d,p), ^{16}O(d,p) et ^{9}Be(d,p) dont les sections efficaces sont bien connues [41]. Ces analyses (d,p) ont été effectuées à l'énergie de 960 keV et le faisceau de deutérium utilisé avait une intensité de 30 nA. Nous détections les protons avec une jonction de silicium protégée par une feuille de mylar de 18 μm d'épaisseur destinée à arrêter les deutons rétrodiffusés. Ici aussi, la cible était déplacée dans les 2 directions perpendiculaires.

Quant aux éléments plus lourds tel le calcium, nous en avons mesuré le taux par la méthode PIXE (proton induced X-ray emission). Un faisceau de protons d'énergie 1 MeV est envoyé sur la cible pour ioniser les atomes présents. Ces atomes émettent, alors, un rayonnement X caractéristique de chaque élément présent dans la cible. Nous avons détecté ces rayons X avec un semi-conducteur Si(Li) ou Ge. L'intégration des différents pics du spectre mesuré et la mesure des courants cible permet alors de remonter à la composition de la cible en éléments plus lourds que le carbone. Dans certaines mesures, nous avons utilisé un détecteur Si(Li) doté d'une fenêtre d'entrée extrêmement mince qui permettait la détection des raies de l'oxygène malgré leur faible énergie. Par une mesure de l'efficacité relative du détecteur Si(Li), nous avons ainsi pu vérifier la cohérence des résultats obtenus par la méthode PIXE avec ceux utilisant les réactions

(d,p) qui permettaient le dosage en ^{16}O avec une grande précision.
Les résultats obtenus par ces diverses analyses seront donnés dans le paragraphe 2.4.4.

2.3 Procédure expérimentale et résultats

Avant de décrire le dispositif expérimental de mesure de la section efficace $^{7}Be(p,\gamma)^{8}B$, je voudrais souligner une différence importante entre notre dispositif expérimental et ceux des expériences précédentes décrites au chapitre I.

Nous avons vu au paragraphe 2.1 qu'il était nécessaire de séparer les phases d'irradiation et de détection. A cette fin, les expériences précédentes utilisaient un système de roue sur laquelle était fixée la cible qui pouvait ainsi être déplacée de la chambre à réaction à la chambre de détection. Nous avons au contraire opté pour un système fixe composé d'un obturateur à iris et d'un déviateur de faisceau. L'obturateur, similaire dans son principe aux iris d'appareils photographiques, était alternativement ouvert et fermé par un système de roues dentées mues par un moteur pas à pas rapide. En position fermée, les pétales de l'iris venaient au contact du collimateur (voir figure 2.8, p.34) de façon à masquer totalement la cible aux détecteurs. En position ouverte, elles formaient un cercle de 2 mm de rayon offrant une vue totale des détecteurs à la cible. Pendant l'irradiation, l'obturateur laissait donc passer le faisceau tout en protégeant les détecteurs des protons rétrodiffusés. Dans la phase de détection, l'obturateur était entièrement ouvert tandis qu'un déviateur électrostatique doublé d'un rideau empêchait le faisceau de parvenir sur la cible.
Le premier avantage de notre système était que la cible occupait une position fixe et qu'il était donc possible de la refroidir facilement avec un système de circulation d'eau. Ceci nous a permis d'utiliser des faisceaux plus intenses que ceux utilisés dans les précédentes expériences sans dégradation de la cible. Le second avantage venait des temps de transfert qui étaient plus courts dans le cas de notre système ce qui conduisait à un meilleur rendement pour la détection des α. Enfin, la distance cible-détecteur, paramètre critique, était ainsi fixée et ne risquait pas d'être modifiée lors des manipulations, ce qui aurait entrainé une variation incontrôlable et dangereuse de l'efficacité de détection.

2.3.1 Description du dispositif expérimental

Ligne de transport

Le faisceau de protons incident avait une intensité de l'ordre de 25 μA et était focalisé sur la cible grâce à divers éléments optiques présents sur la ligne de transport. Ce faisceau était conduit à travers un vide de $6x10^{-7}$ mbar obtenu au moyen de plusieurs pompes et pièges à azote mis à différents endroits sur la ligne (voir figure 2.5). Le faisceau était réduit à une tâche de dimensions approximatives 4x4 mm^2 au niveau de la cible grâce à deux diaphragmes de 8 et 6 mm de diamètre, respectivement, situés à une distance de 1.5 m l'un de l'autre et à 20 cm de la cible. De plus, un troisième collimateur de 7 mm de diamètre était placé à un centimètre de la cible. Durant l'expérience, des

courants négligeables ont été mesurés sur les divers collimateurs et notamment sur celui le plus proche de la cible. Ceci illustre la grande stabilité du faisceau durant les runs et a garanti la constance de son point d'impact sur la cible.

A un mètre du premier diaphragme de 8 mm de diamètre se trouvait le déflecteur électrostatique qui avait pour fonction de dévier le faisceau. Ce déflecteur était constitué de deux plaques parallèles de longueur 20 cm séparées de 2 cm l'une de l'autre et au milieu desquelles passait le faisceau de protons. Pendant l'irradiation, les plaques étaient au même potentiel (1500 à 2500 V). Pour dévier le faisceau et donc arrêter l'irradiation, une des plaques était mise à la masse. La tension appliquée était ajustée à l'énergie des protons accélérés. Le faisceau était dévié sur le premier diaphragme placé dans une boîte isolée afin de mesurer le courant faisceau. Pour empêcher le faisceau résiduel d'hydrogène neutre d'atteindre la cible pendant la prise de données, un rideau mécanique venait s'interposer, entre la boîte de déviation et la chambre à réaction, quand le faisceau était dévié. Diverses tensions étaient appliquées sur les diaphragmes pour rendre négligeable l'échappement des électrons.

La chambre à réaction

C'était une enceinte cylindrique de 50 cm de diamètre, maintenue sous un vide de l'ordre de 7 10^{-7} mbar par une pompe turbomoléculaire et un piège à azote liquide. Sur sa paroi face à l'arrivée du faisceau, était fixé le support de la cible, refroidi par un système de circulation d'eau très turbulente. Ainsi, nous avons pu utiliser des faisceaux atteignant des intensités de 25 μA sans observer de dégradation de la cible. Une plaque de cuivre, reliée au piège à azote, était placée tout près de la cible afin de réduire les dépôts de carbone sur cette dernière. Une tension de -300V était appliquée sur cette même plaque et sur le collimateur le plus proche de la cible pour supprimer l'émission d'électrons secondaires qui auraient pu fausser la mesure du courant sur celle-ci. Face à cette dernière, se trouvait le détecteur quadripartite (voir figure 2.6). Comme décrit plus haut, ce dernier était protégé des protons rétrodiffusés pendant l'irradiation par un diaphragme à iris dont l'ouverture et la fermeture étaient synchronisées avec la fermeture et l'ouverture du rideau mécanique. Ces éléments mécaniques étaient mus par des moteurs électriques placés sous vide.

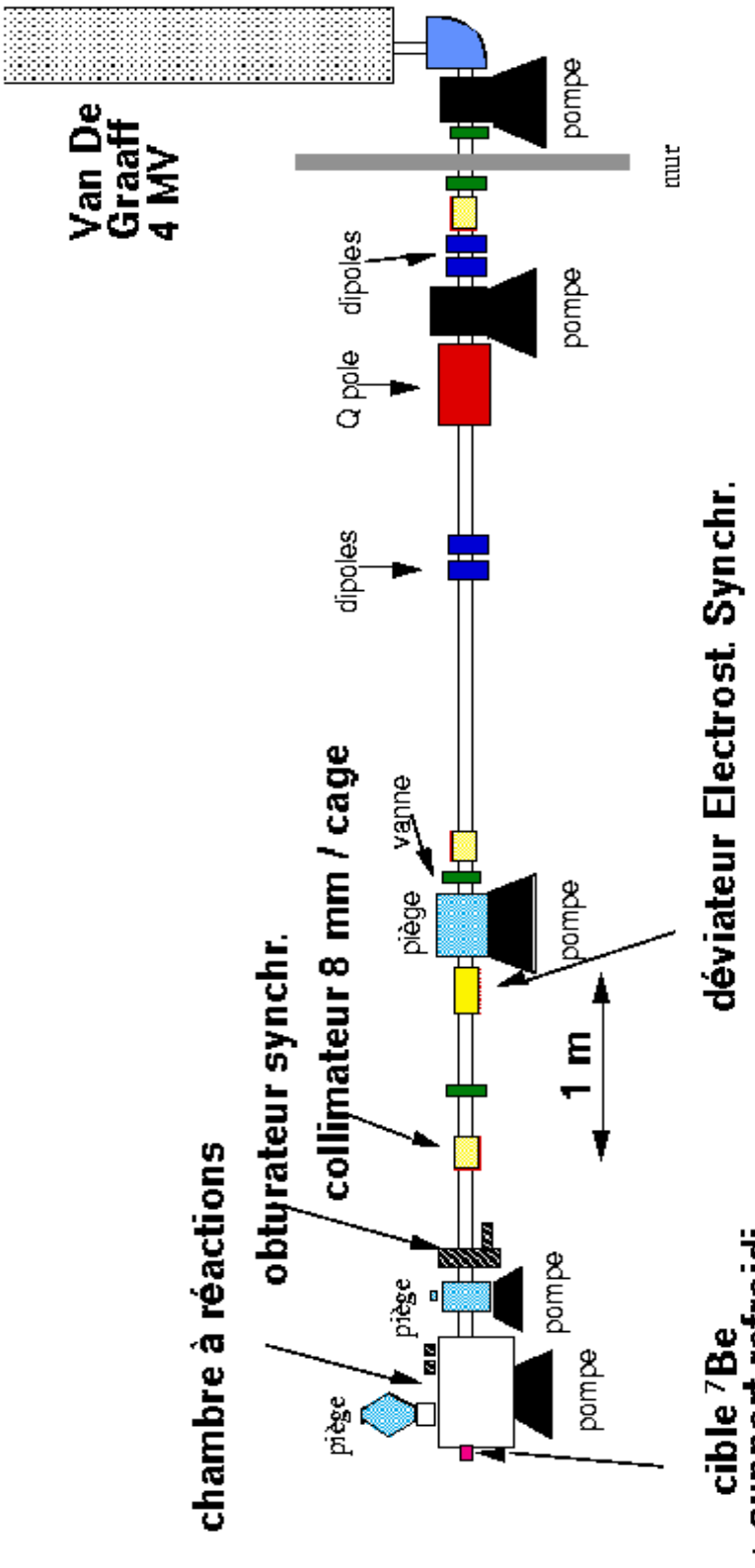


FIG. 2.5: Aperçu de la ligne de transport et la chambre à réaction.

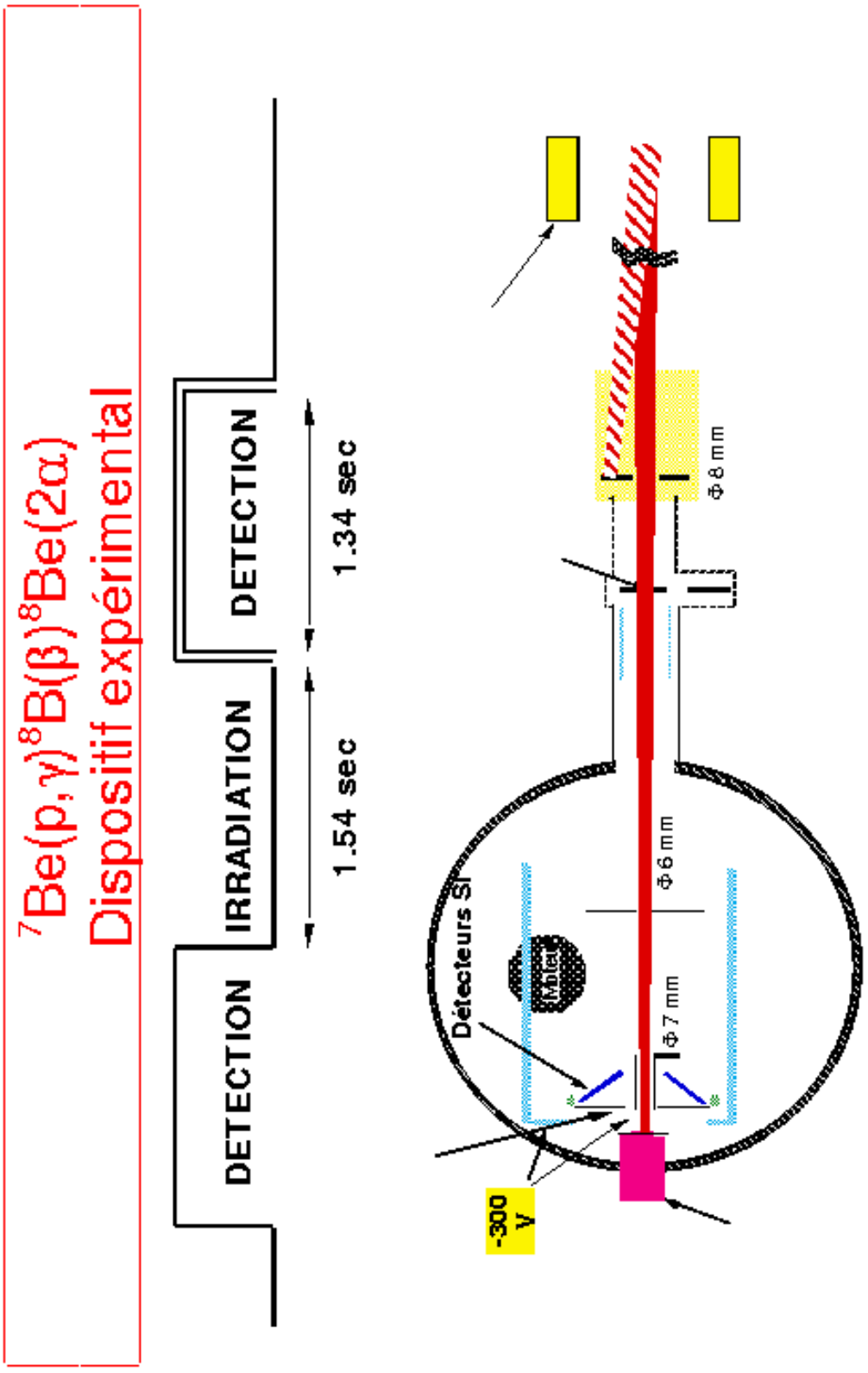


FIG. 2.6: Aperçu de la chambre à réaction.

Les détecteurs

Le choix de la géométrie et de l'épaisseur des détecteurs utilisés était régi par plusieurs contraintes liées à la nature radioactive de la cible ainsi qu'à la faible valeur de la section efficace à mesurer. En effet, comme déjà mentionné, la cible radioactive de ^{7}Be est source d'un bruit de fond à basse énergie extrêmement gênant. Ce dernier est dû à l'empilement de signaux provenant des photoéléctrons créés dans le milieu environnant la cible et en particulier le support de platine, par le flux intense du rayonnement γ de 478 keV issu de la décroissance du ^{7}Be (environ 10^8 γ/s pour une cible de 35 mCi) . Les électrons créés par effet photoélectrique sur la couche K du platine ont une énergie maximale de 400 keV. Les impulsions correspondantes dans les détecteurs subissent un empilement qui conduit à une présence de coups gênante jusqu'à 760 keV (voir figure 2.7). Ce problème est aggravé par le faible taux de comptage pour les α et la nature continue de leur spectre. Un exemple typique de spectre α mesuré durant l'expérience est montré dans la figure 2.7.

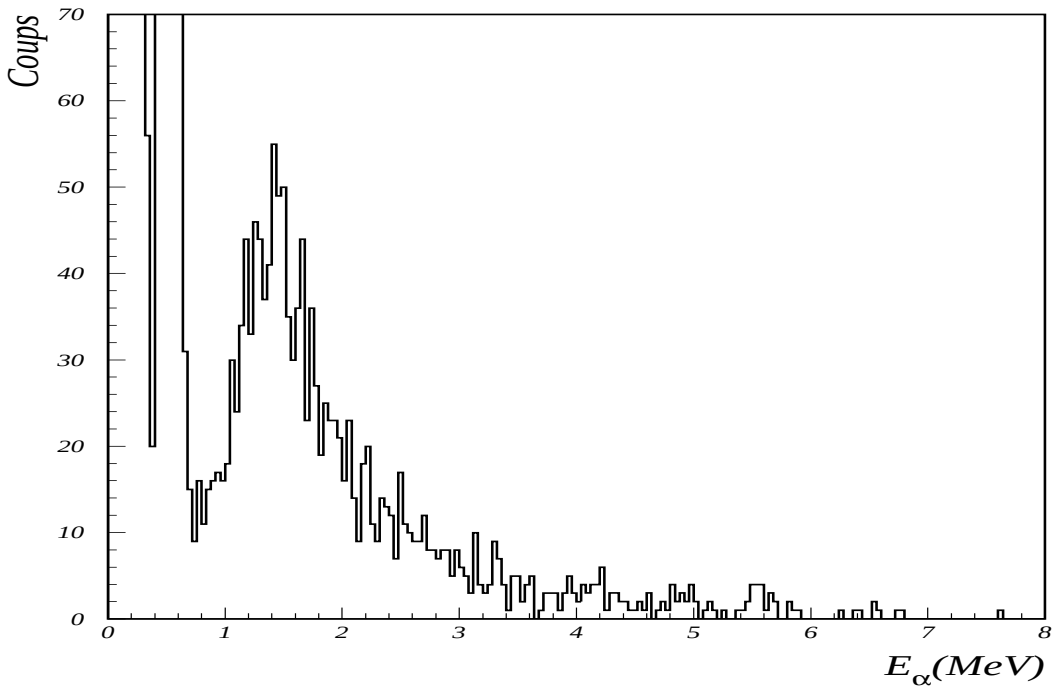


FIG. 2.7: Spectre des α retardés émis par la réaction ^{7}Be(p,γ)^8(ν_ee$^+$)^{8}Be(2α).

L'amélioration du rapport signal/bruit, nécessaire pour que le spectre α détecté à basse énergie (E_α<1MeV) ne soit pas noyé dans la queue du bruit de fond, impliquait donc une optimisation de l'efficacité de détection et une réduction de l'empilement des signaux dus aux γ. Cet objectif a été atteint par l'utilisation d'un détecteur très mince à quatre éléments. Chaque élément de forme trapézoidale, de surface active totale de 12 cm^2 était positionné à trois centimètres de la cible selon la géométrie de la figure

2.8. Une telle géométrie présentait l'avantage de couvrir un grand angle solide tout en réduisant beaucoup le taux d'empilement des signaux grâce à la segmentation du détecteur. L'angle entre les détecteurs et la cible était de 45^0. Ainsi, les trajectoires des particules α pénétrant dans le détecteur étaient proches de l'incidence normale, ce qui minimisait la perte d'énergie de ces particules dans la fenêtre d'entrée des détecteurs.

Dans la première expérience en 1995, nous avons utilisé des détecteurs de silicium implanté qui avaient une épaisseur de déplétion de 100 μm. Dans la deuxième, nous avons utilisé des détecteurs à barrière de surface très minces, fabriqués par le service détecteurs de l'IPN d'Orsay. Leur épaisseur de 30 μm a permis de réduire de manière importante le bruit de fond observé aux basses énergies, comme nous le verrons plus loin.

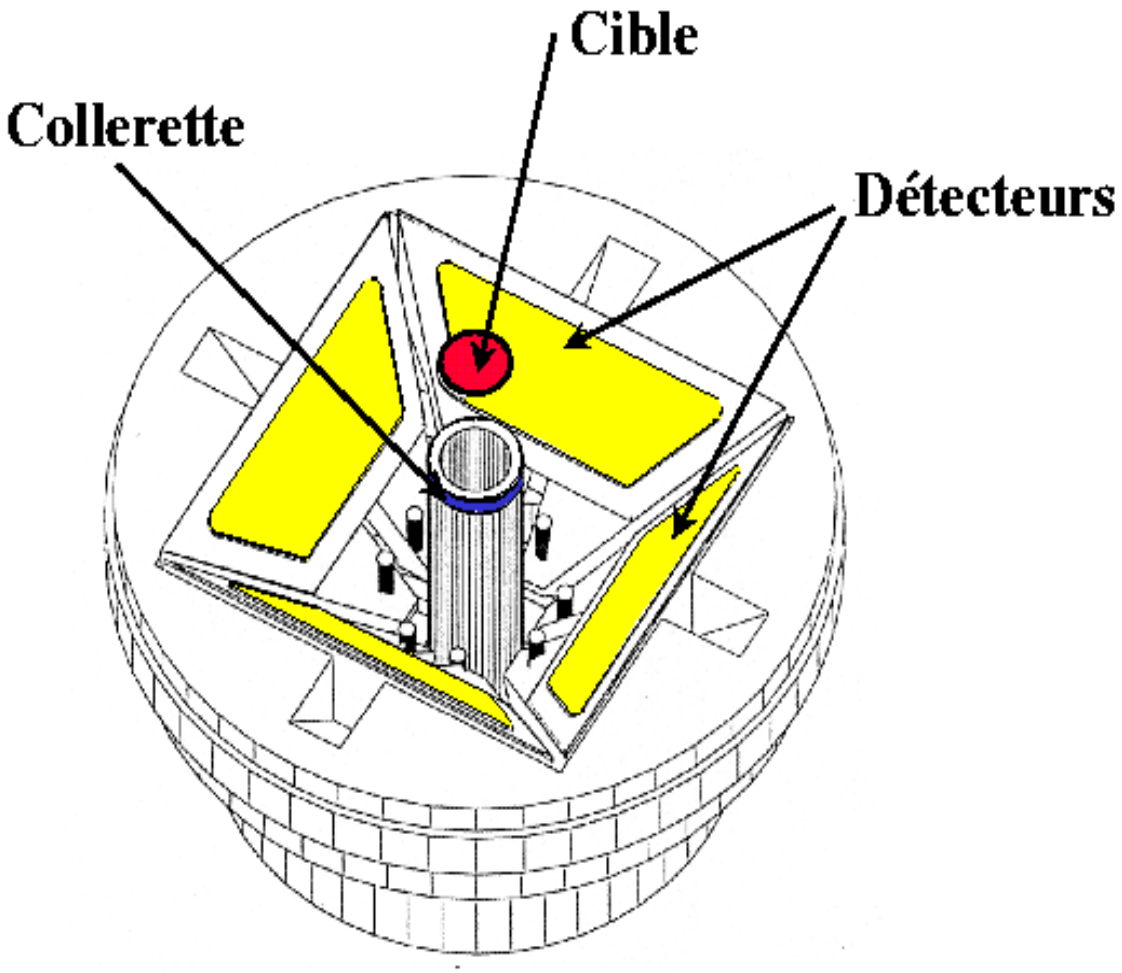


FIG. 2.8: Schéma représentant les détecteurs, la cible et la collerette.

2.3.2 Electronique et système d'acquisition

L'électronique utilisée dans l'expérience est montrée schématiquement sur la figure 2.9.

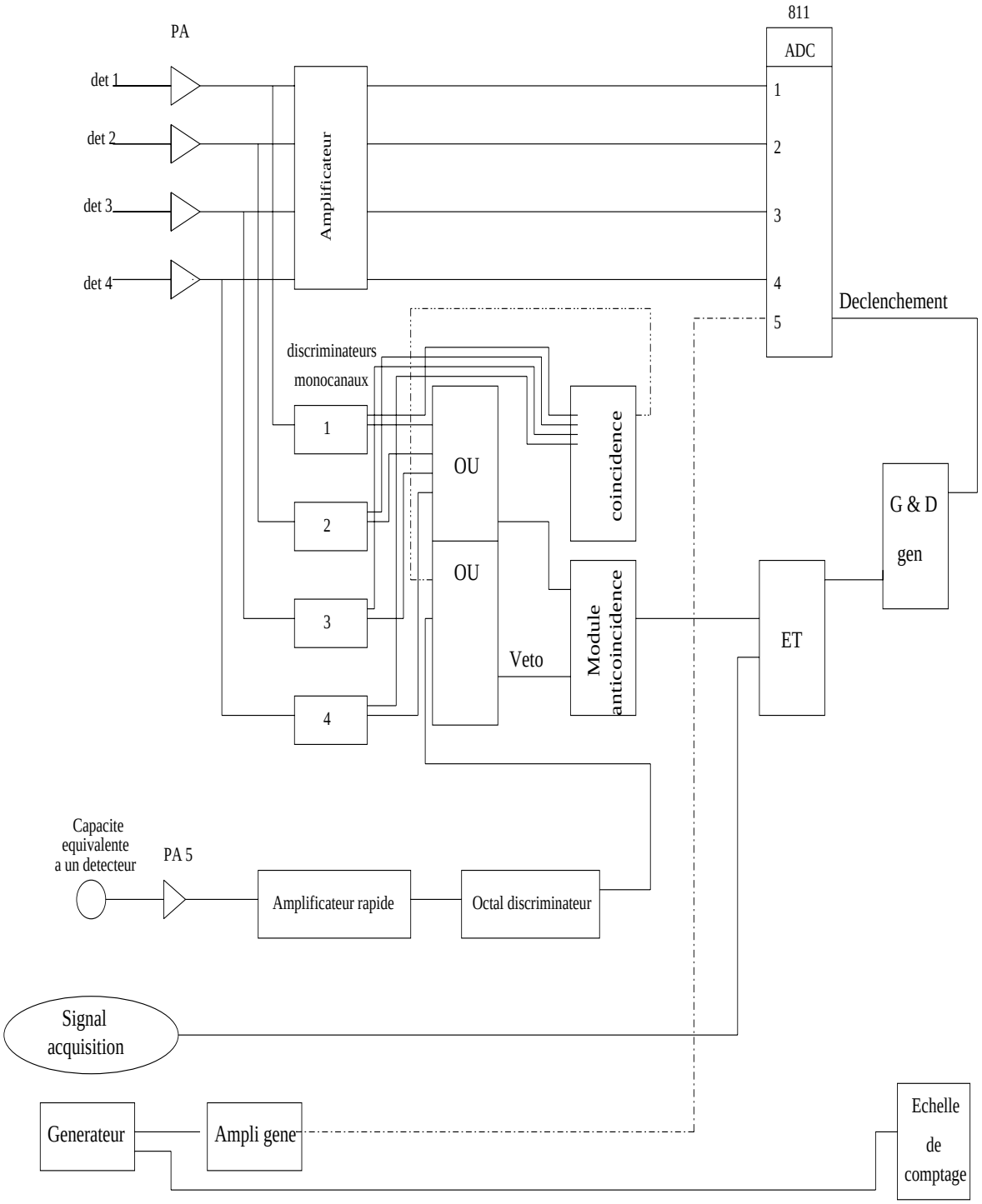


FIG. 2.9: Synopsis de l'électronique utilisée.

Chaque détecteur était connecté à une des entrées d'un convertisseur analogique digital (ADC) CAMAC de type AD811 via un préamplificateur et un amplificateur à quatre voies délivrant le signal énergie. La sortie de chaque préamplificateur était également reliée à un discriminateur dont le seuil était réglé de manière à éliminer un maximum d'impulsions de basse énergie provenant des photoélectrons crées par les γ de 478 keV. Les discriminateurs délivraient ensuite un signal logique qui autorisait l'acquisition du signal énergie sous certaines conditions. En effet, nous avons constaté, durant la préparation de l'expérience, que survenaient de manière aléatoire des évènements parasites provenant de diverses sources de bruit électrique comme l'allumage d'un éclairage à tube néons ou le démarrage d'un moteur électrique près de la salle d'expérience. Ces évènements, malgré leur rareté, étaient extrêmement gênants car ils se manifestaient par l'apparition de coups dans la zone d'intérêt où le taux de comptage des particules α attendues était faible. Plusieurs précautions ont donc été prises pour éviter ces évènements parasites. Un système de blocage de l'acquisition a ainsi été conçu (voir figure 2.9). Celui-ci était relié à une capacité équivalente à celle des détecteurs qui servait d'antenne pour capter les parasites. Chaque fois qu'une impulsion était détectée à la fois par les détecteurs et l'antenne, un signal véto venait bloquer l'acquisition au niveau d'un module d'anti-coïncidence. Les évènements détéctés dans plus d'un détecteur étaient eux aussi rejetés. Notons que le signal logique de déclenchement de l'ADC, élargi par un générateur de porte de manière à encadrer tout le signal énergie, était mis en coïncidence avec le signal logique identifiant l'état "faisceau dévié, rideau fermé et iris ouvert".
Un système d'acquisition permettait d'enregistrer évènement par évènement les données délivrées par l'électronique, et ce pour chacune des voies.
Un générateur d'impulsions connecté d'un côté à une voie de l'AD811 via un amplificateur et de l'autre à une échelle de comptage permettait de mesurer le temps mort du système d'acquisition des données.

2.3.3 Mesure de charges

La détermination de la charge totale accumulée sur la cible et donc du nombre de protons incidents est nécessaire au calcul de la section efficace (voir formule 2.1). Or mesurer la charge sur la cible, de manière précise, était délicat en raison de la présence de métaux, à proximité immédiate de la cible, desquels les électrons auraient pu s'echapper. Nous avons choisi de ne pas polariser la cible, ce qui nous aurait obligé à installer un système de désionisation de l'eau de refroidissement pour rendre négligeable la fuite des charges. Nous avons opté pour la solution consistant à polariser négativement :
1) le collerette sur laquel se referme l'iris, de diamètre 8 mm suffisant pour que le faisceau ne le touche pas - ce qui aurait provoquer l'échappement d'électrons vers la cible.
2) les surfaces froides situées près de la cible.
Pour avoir la certitude que la charge mesurée sur la cible était précise, nous avons pris la précaution de contrôler en permanence que la somme de charges laissée par le faisceau dans les deux collimateurs et sur la cible était égale à la charge mesurée quand le faisceau était dévié. En effet, pendant la phase de déviation du faisceau, la charge

était mesurée sur le diaphragme où le faisceau était défléchi et pendant l'irradiation, sur le collimateur se trouvant avant la cible et sur la collerette traversant les détecteurs. Le bilan de ces mesures permettait de déduire indirectement la charge accumulée sur la cible. A cette occasion, des efforts considérables et inhabituels ont été fournis pour développer un système de surveillance et d'enregistrement de tous les courants mesurés pendant l'expérience et ce, grâce à l'utilisation pour l'acquisition des charges, d'intégrateurs numériques dont les mémoires étaient continuellement transférées dans un ordinateur. Ceci nous a permis, au cours de l'expérience, de visualiser le tracé des histogrammes des charges accumulées et de faire une analyse ultérieure "hors ligne" des courants enregistrés. Pour vérifier la fiabilité de nos mesures de charges, le courant du faisceau a d'autre part été mesuré d'une manière supplémentaire, dans une cage de Faraday installée à la place de la cible au début et à la fin d'un certain nombre de runs. Notons que les intégrateurs de courant ont été soigneusement calibrés à l'aide de sources de courant étalon de grande précision.

2.4 Analyse des données et résultats

Une fois l'expérience finie, les diverses données enregistrées ont été traitées pour extraire les valeurs des différentes quantités intervenant dans la formule 2.1 qui nous permet de déduire la section efficace expérimentale. Cette formule est rappelée ci-dessous :

$$\sigma(\overline{E_p}) = \frac{Y_\alpha(E_i) \times \beta(^8B)}{(2 \times N_p \times N_{^7Be}(t) \times R \times \epsilon)}$$

L'analyse de l'expérience faite en 1995 étant similaire à celle de 96, je ne discuterai ici que l'analyse de cette dernière et je présenterai pour finir une comparaison entre les résultats obtenus en 95 et ceux obtenus en 1996.

2.4.1 Construction des spectres α

Le traitement évènement par évènement des données brutes enregistrées sur bande a consisté d'abord à rejeter tous les évènements parasites ayant pu passer au travers du filtre constitué par le système ci-dessus et à ajuster les gains des 4 détecteurs afin de reconstruire le spectre global en énergie des α détectés.

L'élaboration d'un programme de rejets de parasites s'est révélé nécessaire car pendant l'acquisition des données et malgré les précautions prises par voie électronique, certains coups parasites ont quelquefois été détectés dans la zone d'intérêt comprise entre 0.76 et 5 MeV. Cette zone d'intérêt a été définie de la façon suivante : au-dessous de 760 keV, les coups utiles étaient noyés, comme nous pouvons le voir sur la figure 2.7, par la queue du bruit de fond de basse énergie dont il a déjà été question. Au-dessus de 5 MeV, une faible pollution du spectre par les α de l'^{241}Am utilisé pour l'étalonnage, a été observée. Cette pollution ne s'est pas révélée gênante puisque la coupure du spectre à 5 MeV n'élimine que 1.8% du nombre de coups global (ce chiffre

est extrait des travaux de Warburton et al. [42] où le spectre α a été déterminé avec une grande précision). Elle a permis au contraire un autoétalonnage en énergie permanent de l'expérience grâce aux α de l'^{241}Am.

L'élimination des évènements parasites s'est faite de la façon suivante :
un générateur d'impulsions a servi d'horloge pour définir des intervalles équitemporels Δt. Le nombre de coups α détectés, N_α, a été compté dans chacun de ces intervalles et ce pour chaque détecteur. Il ne devait pas dépasser une certaine valeur critique, N_{cr}, déterminée par la loi de probabilité de Poisson qui régit les fluctuations des faibles statistiques. Pour chaque intervalle où $N_\alpha > N_{cr}$, les évènements considérés comme faux étaient annulés. Pour ne pas prendre le risque d'éliminer de bons évènements, nous avons choisi des intervalles de temps courts de manière à ce que le seuil critique ne dépasse pas 2 évènements par détecteur. Comme le nombre moyen de coups α attendu dans chaque détecteur pendant cet intervalle de temps n'excédait pas 0.3, la probabilité, pour une distribution de Poisson, d'éliminer de bons évènements pendant cet intervalle de temps, c'est à dire d'avoir plus que 2 évènements, était inférieure à 0.4%. Un nombre non négligeable d'évènements n'a été supprimé que sur un seul des quatre détecteurs, plus sensible que les autres aux parasites électromagnétiques. Il a été vérifié, après élimination des évènements parasites, que les taux de comptage sur chacun des quatre détecteurs étaient compatibles avec les efficacités mesurées.

La reconstruction, à partir des évènements "vrais", des spectres en énergie des particules détectées a nécessité l'ajustement des gains des quatre détecteurs. Cet ajustement s'est fait sur le pic α de 5.48 MeV émis par la source d'^{241}Am que nous avons utilisée au début de l'expérience pour faire la calibration en énergie des détecteurs. Cette calibration a été complétée par des mesures avec une source "triple α" et par l'utilisation d'un générateur de précision calibré. De plus, comme je l'ai dit précédemment, la faible pollution du spectre par les α de l'^{241}Am nous a permis un autoétalonnage permanent en énergie de l'expérience et une surveillance continuelle de la dérive des spectres, dérive qui n'a pas été observée. Les spectres étaient en même temps comprimés de manière à obtenir un étalonnage de 40 keV par canal. Tous les spectres mesurés aux différentes énergies de bombardement sont présentés dans la figure 2.12.

2.4.2 Détermination du nombre de particules α détectées

A partir des spectres α construits comme nous venons de l'indiquer, nous avons extrait le nombre de particules α détectées $Y^0_\alpha(E_i)$ dans la zone d'énergie comprise entre 0.76 et 5 MeV (voir paragraphe précédent). Ce nombre a été obtenu par une simple intégration du nombre de coups corrigé du temps mort de l'acquisition τ_m :

$$Y^1_\alpha(E_i) = \frac{Y^0_\alpha(E_i)}{(1-\tau_m)} \tag{2.2}$$

Le coefficient τ_m inclut un facteur correctif faible (<0.81%) tenant compte de l'élimination des évènements parasites.

L'étape suivante a consisté à soustraire les évènements de bruit de fond détectés dans la même gamme d'énergie, 0.76 à 5 MeV.

Bruit de fond

Plusieurs mesures de bruit de fond sans faisceau et avec la cible de ^{7}Be en place ont été effectuées. Elles ont duré 46, 72 et 232 h à la fin de l'expérience. D'autres mesures ont été effectuées avec le faisceau à pleine intensité ($\sim$25 μA) frappant un support de cible de platine. Si l'on excepte la zone de basse énergie ($\leq$0.76 MeV), les mesures avec et sans faisceau ont donné les mêmes résultats.

Une procédure de rejet de parasites similaire à celle décrite précédemment, a été également appliquée pour traiter les évènements de bruit de fond.
Deux exemples de spectres de bruit de fond mesurés durant 46 h et 232 h respectivement sont représentés sur la figure 2.10.

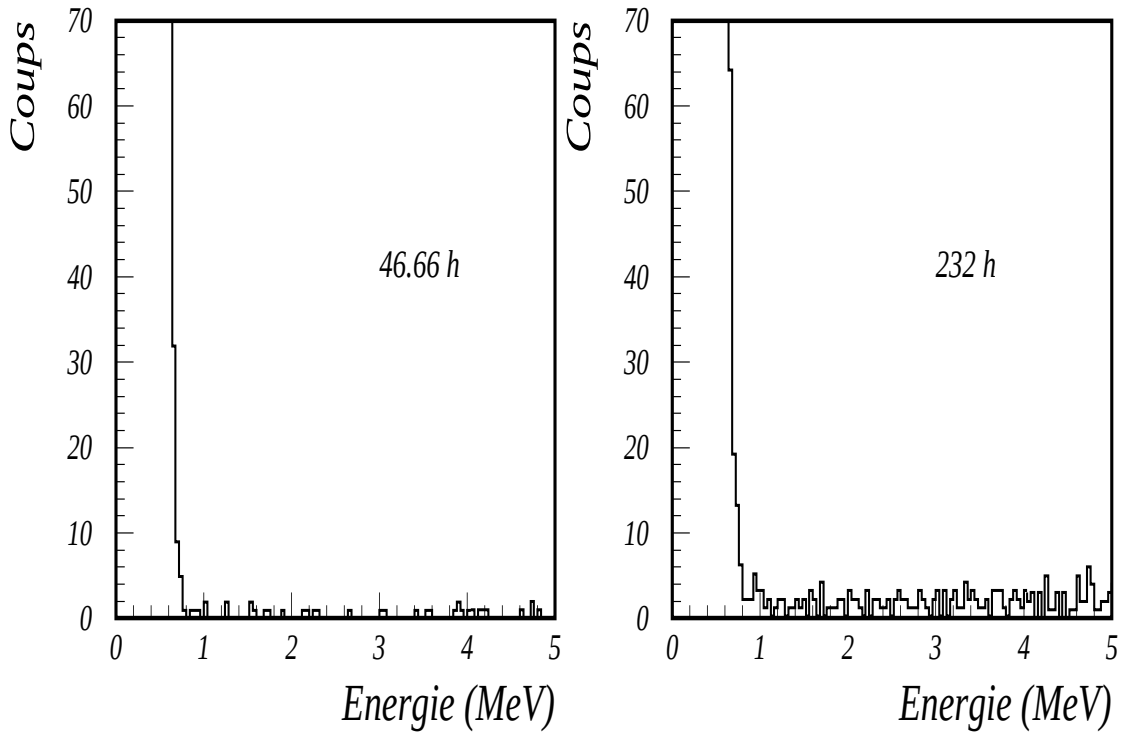


FIG. 2.10: Spectres de bruit de fond mesurés en 46 h et 232 h

Les diverses mesures de bruit de fond ayant donné des résultats compatibles entre elles, nous avons calculé une moyenne sur toutes les mesures après correction du temps mort (τ_m=1%)et abouti à la valeur 0.88 coups par heure pour le taux de bruit de fond dans la gamme d'énergie 0.76 à 5 MeV. La contribution du bruit de fond au

nombre de coups α détectés était ainsi $\leq 2\%$ pour les énergies incidentes supérieures à 550 keV. Elle était de l'ordre de 7% aux plus basses énergies. Cette contribution a simplement été soustraite du nombre de coups $Y^1_\alpha(E_i)$ mesuré entre 0.76 et 5 MeV.

Une mesure avec le même dispositif expérimental mais cette fois avec un faisceau de protons sur une cible de lithium a été effectuée pour évaluer le taux de contamination du faisceau de protons par les deutons. En effet, l'interaction de deutons avec le ^{7}Li issu dans notre cible de la désintégration du ^{7}Be conduirait à l'emission de particules α retardées, de mêmes caractéristiques que celles issues de ^{7}Be(p,γ)^{8}B. Comme le montre la figure 2.11, la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li conduit en effet à l'alimentation du niveau 3.04 MeV du ^{8}Be par désintégration β^- du ^{8}Li. Or la section efficace de la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li est 10^2 à 10^5 fois plus grande que celle de la réaction qui nous intéresse dans le domaine d'énergie où sont faites les mesures. Par ailleurs, les périodes du ^{8}B et du ^{8}Li sont proches, 0.770 s et 0.842 s respectivement.

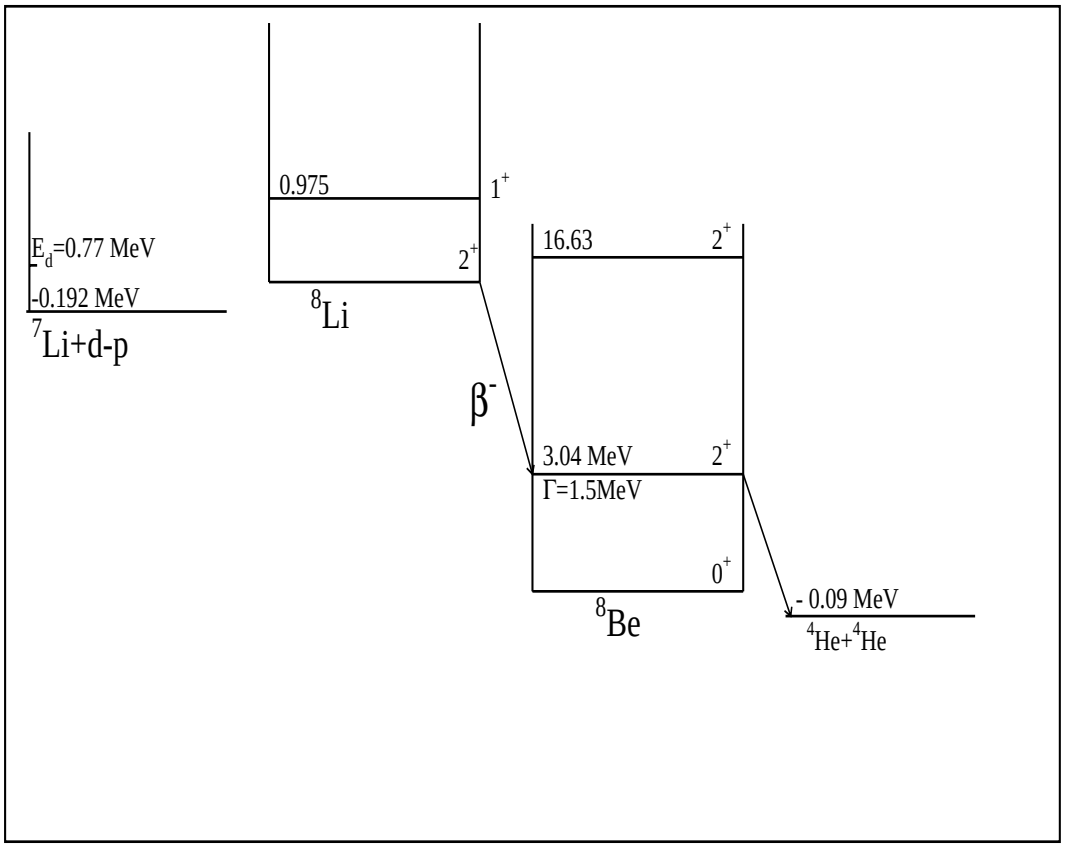


FIG. 2.11: Schéma de niveaux des noyaux impliqués dans la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li [37]. Les énergies indiquées pour ^{7}Li+d-p et ^{4}He+^{4}He sont référencées respectivement par rapport au fondamental de ^{8}Li et ^{8}Be.

La mesure effectuée a donné un nombre de coups détectés egal à 0.77 coups par heure entre 0.76 MeV et 5 MeV ce qui correspond au bruit de fond habituel. Le bruit de fond dû à une possible contamination du faisceau de protons par des deutons a finalement été trouvé inférieur à 0.1% du nombre de coups α détectés, pour toutes les énergies de bombardement.

Correction due aux coupures en énergie du spectre α

Comme le spectre des α émis par la désintégration du ^{8}Be s'étend de 0.1 à 8 MeV et que seul les coups détectés entre 0.76 MeV et 5 MeV étaient enregistrés pour les raisons données plus haut, une correction due à ces coupures en énergie était nécessaire pour déduire le nombre total de particules α détectées.

Pour déduire ce facteur correctif, nous avons utilisé deux méthodes. Dans la première, nous avons ajusté la courbe décrivant le spectre des α émis déduite du travail de Warburton [42] à nos données expérimentales et ceci sans introduire de distortion relative du spectre due à la perte d'énergie des α dans la cible. L'ajustement était effectué avec deux paramètres libres, le facteur de normalisation en intensité et l'énergie correspondant au sommet du spectre. Le décalage en énergie ΔE par rapport au spectre de Warburton, supposé constant, était donc déduit du processus de minimisation. Ce décalage provient essentiellement de la perte d'énergie des α dans la cible avec une contribution faible due à la fenêtre d'entrée des détecteurs. La perte d'énergie des α dans la cible est due au recul des ions du ^{8}B lors de la réaction et donc à leur implantation en profondeur dans le support de platine .
Les spectres mesurés aux différentes énergies incidentes ainsi que les courbes ajustées sont représentés sur les figures 2.12 et les décalages en énergie ΔE et les χ^2 obtenus sont indiqués dans le tableau 2.1.

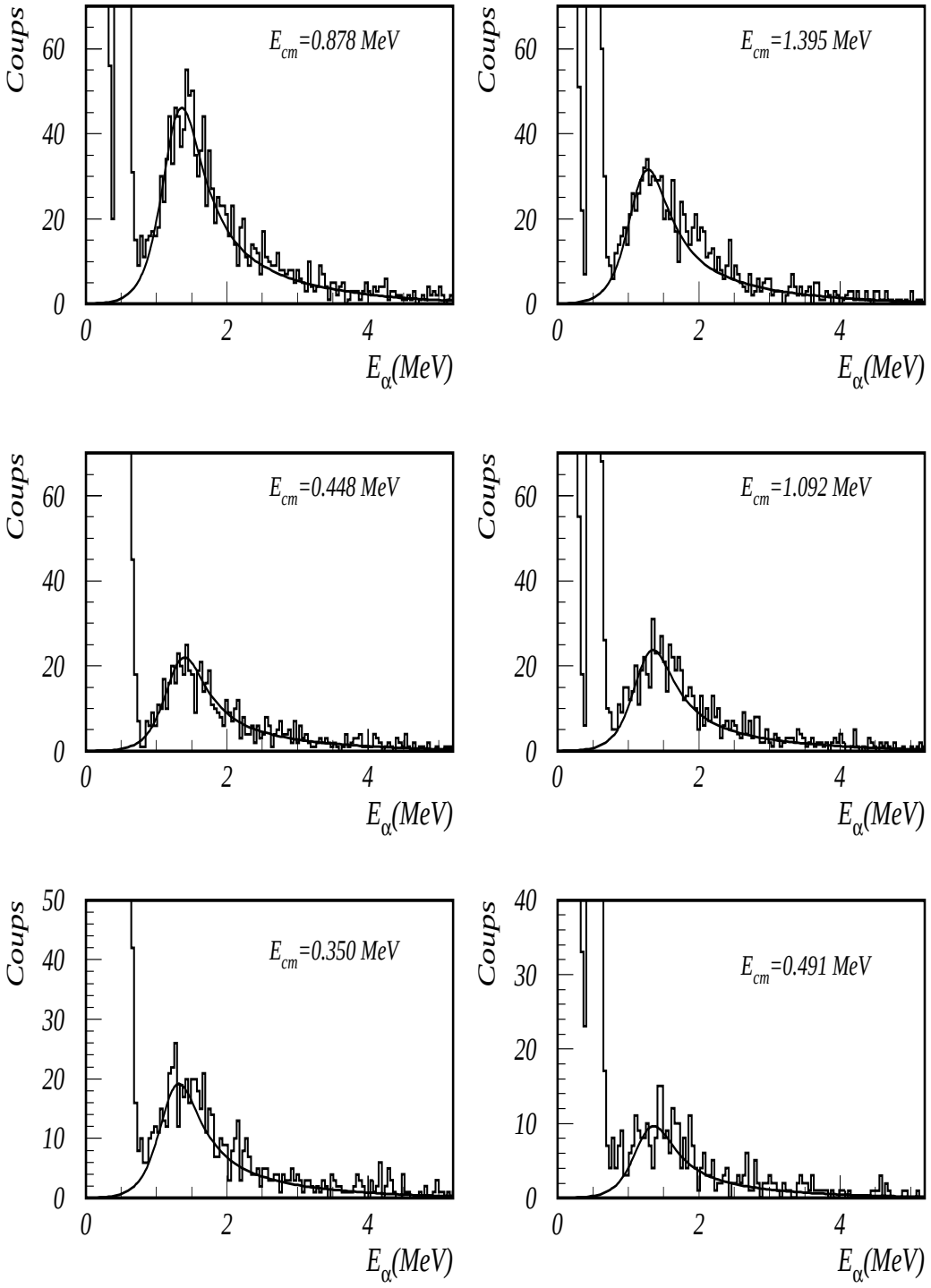


FIG. 2.12: Spectres en énergie des α retardés issus de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B, mesurés aux différentes énergies incidentes. La courbe en trait plein représente l'ajustement aux données tel qu'il est expliqué dans le texte.

Malgré l'approximation consistant à supposer ΔE constant dans toute la gamme d'énergie, on constate que la qualité des ajustements est bonne. Les décalages obtenus ainsi que les valeurs de χ^2_{min} réduits sont donnés dans la table 2.1. Les valeurs des décalages (de 200 à 300 keV) sont en excellent accord avec celles calculées pour la perte d'énergie des α dans la cible. Les facteurs correctifs η(Ei) ont ensuite été calculés pour chaque énergie de bombardement en évaluant sur les spectres α théoriques de la référence [42] la proportion des coups situés dans les zones de coupure au spectre total. Un résultat semblable est obtenu en effectuant les mêmes calculs avec la forme du spectre α donné dans la référence [43].

Le facteur de correction en énergie que nous avons déduit avec cette première méthode est : η(Ei)=1.05$\pm$0.01. Cette valeur est la même pour toutes les énergies incidentes.

Energie incidente (MeV)	Décalage en keV	$\chi^2{}_\nu$
1.000	190	0.94
1.250	200	1.15
1.600	270	0.96
0.514	200	0.87
0.400	230	0.82
1.000	210	0.57
1.000	240	1.38
0.580	230	1.45
0.480	250	1.03

TAB. 2.1: Tableau illustrant les décalages en énergie déduits de l'ajustement de la courbe calculée par Warburton [42] aux données et les χ^2 réduits correspondants. Les résultats sont donnés selon l'ordre chronologique des runs.

La deuxième méthode, plus rigoureuse, que nous avons utilisée pour déterminer η(Ei) a été de convoluer le spectre théorique de la référence [42] en tenant compte de la perte d'énergie et du straggling des particules α émises dans la cible compte tenu de la profondeur d'implantation du ^{8}B. Ce spectre convolué était ensuite ajusté à nos données avec toujours deux paramètres libres correspondant à l'intensité du spectre et à un décalage en énergie. Le décalage a été trouvé ici compatible avec 0, avec cependant un χ^2 réduit légèrement meilleur pour des décalages de l'ordre de 30 keV correspondant à la perte d'énergie des α dans la mince couche d'or de la fenêtre d'entrée des détecteurs. On peut voir sur les spectres de la figure 2.13 et sur le tableau 2.2 qu'ici aussi les ajustements sont très bons. Le facteur correctif η(Ei) déduit de ce calcul est en très bon accord avec celui obtenu précédemment (l'écart entre les deux est inférieur à 0.3%) et nous avons donc adopté la valeur η=1.05$\pm$0.01.

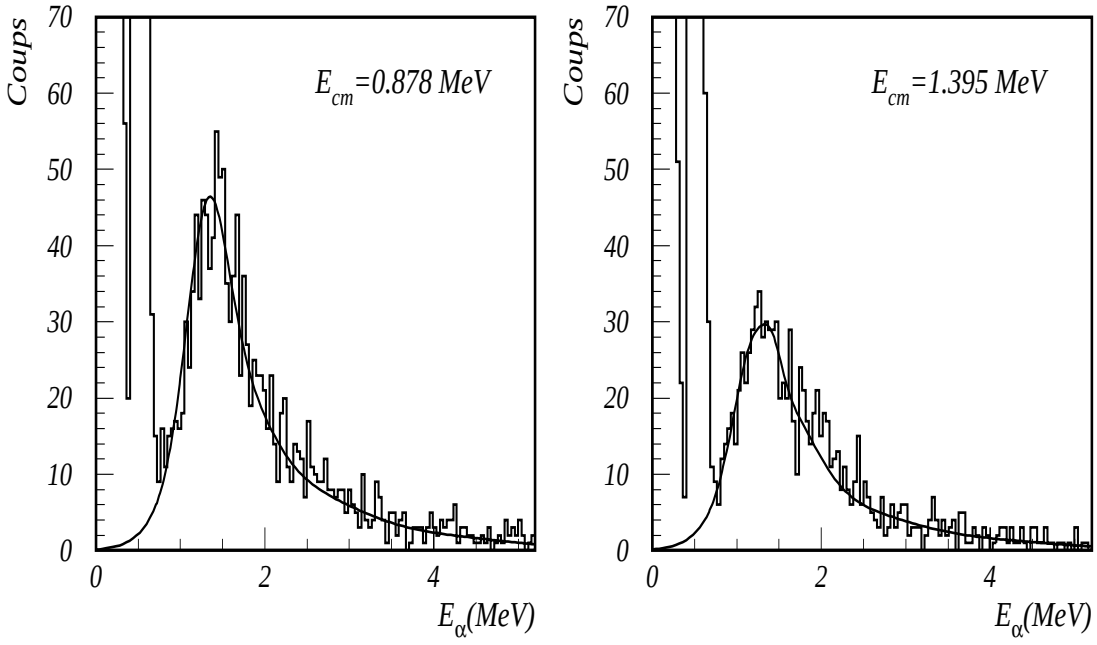


FIG. 2.13: Spectres des α détectés issus de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B à deux énergies incidentes différentes. La courbe en trait plein représente l'ajustement aux données avec un décalage en énergie nul.

Energie incidente (MeV)	Décalage en keV	χ^2
1.000	0	0.97
	30	0.90
1.600	0	0.92
	30	0.88
1.250	0	0.95
	30	0.90
0.514	0	0.91
	30	0.86
0.400	0	0.97
	30	0.91
0.580	0	0.95
	30	0.89
0.480	0	0.93
	30	0.87

TAB. 2.2: Les χ^2 réduits correspondants aux ajustements aux données, sans et avec décalage en énergie, de la courbe calculée par Warburton convoluée en tenant compte de la perte d'énergie et du straggling des particules α émises dans la cible.

Finalement, en combinant les trois étapes décrites ci-dessus, nous avons déduit le nombre corrigé de coups α détectés correspondant à chaque énergie incidente :

$$Y_\alpha(E_i) = \frac{\sum_{0.76MeV}^{5MeV} Y_\alpha^0(E_i) - \sum_{0.76MeV}^{5MeV} Fond}{(1-\tau_m)} \times \eta(E_i) \tag{2.3}$$

Un point intéressant à noter est l'amélioration observée au niveau de la coupure à basse énergie des spectres mesurés en 96 par rapport à ceux de 95 (voir figure 2.14). La coupure en énergie de l'expérience 96 est, comme on peut le voir sur la figure, située à plus basse énergie (0.76 MeV) que celle de 95 (1.2 MeV) car la queue du bruit de fond de basse énergie s'étend moins loin en énergie. Cette amélioration est due à l'utilisation de détecteurs plus minces, 30 μm en 1996, par rapport à 100 μm en 1995. De ce fait, les corrections dues aux coupures en énergie étaient plus grandes dans la première expérience, soit $\eta(E_i)$=1.16$\pm$0.03.

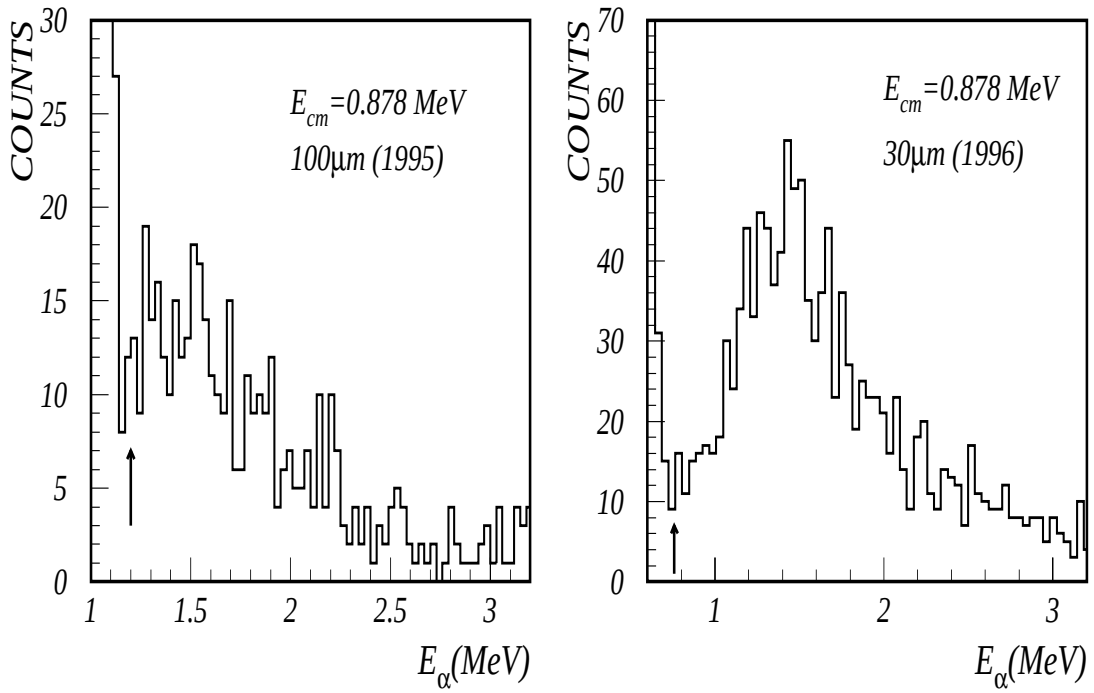


FIG. 2.14: Comparaison des spectres des α issus de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B, mesurés à l'énergie incidente 0.878 MeV dans le centre de masse dans les deux expériences 95 et 96. Les flèches indiquent les coupures à basse énergie.

2.4.3 Analyse des charges

Rappelons qu'un programme de monitorage et d'enregistr ement permanent de toutes les charges mesurées a été développé et mis en oeuvre pour l'expérience.

L'analyse "hors ligne" a permis de vérifier cycle par cycle la permanence du faisceau sur la cible durant les phases d'acquisition de données et qu'aucune anomalie du système de mesure des charges ne s'etait produite durant l'expérience.
Les charges enregistrées ont été corrigées finement, cycle par cycle, à l'aide des calibrations des intégrateurs effectuées en dehors des mesures ($Q_{exact} = Q_{mesuré} \times$ a+b).
En plaçant une cage de Faraday à la place de la cible à différents moments, nous avons pu vérifier que la somme des courants laissés par le faisceau sur les collimateurs et la cage égalait l'intensité mesurée sur la boite de déviation (à une correction de temps près), en utilisant l'expression suivante :

$$r = \frac{Q_{cage}^{mes} + Q_{ch} + Q_{coll}}{\frac{t_{irr}}{t_{dev}} \times Q_{BD}} \tag{2.4}$$

où t_{irr} et t_{dev} sont respectivement les temps d'irradiation et de déviation et $Q_c{}^{cage}$, Q_{ch}, Q_{coll} et Q_{BD} les charges mesurées respectivement sur la cage, le collimateur chambre, la collerette et la boite de déviation.
Les résultats de ce rapport des charges, présentés sur la figure 2.15, indiquent un rapport moyen égal à 1.01 avec un écart maximum de 2.5%.

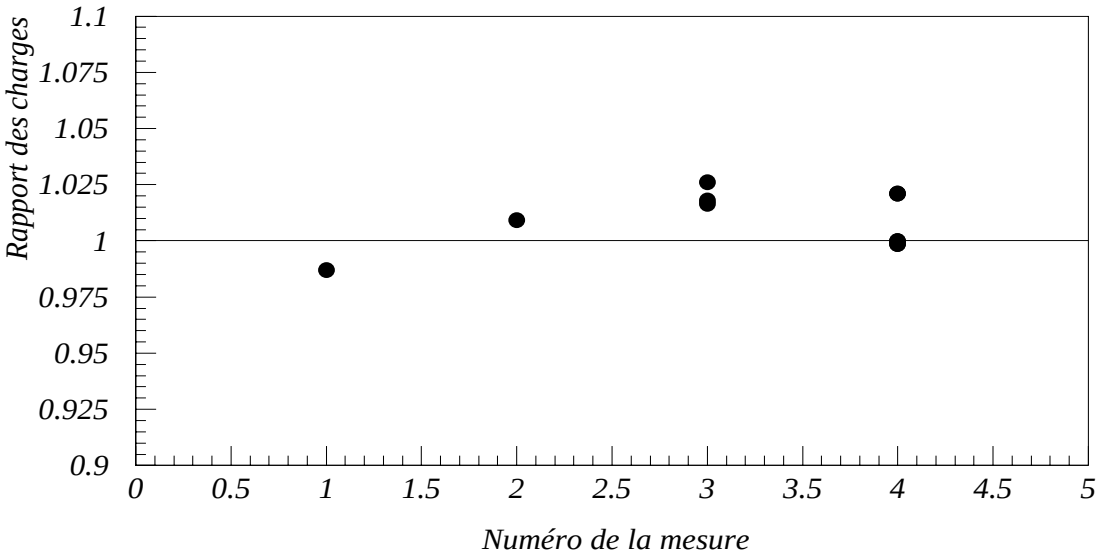


FIG. 2.15: Rapport des charges déduit de la relation 2.4 pour les différentes mesures effectuées avec la cage de Faraday.

Les petits écarts constatés peuvent provenir à la fois des incertitudes sommées sur les calibrations des intégrateurs ($\simeq 1\%$ sur chaque intégrateur) et d'un éventuel échappement d'électrons sur un collimateur non polarisé. Mais comme le courant collimateur était toujours faible, de l'ordre ou très inférieur à 2% du courant total, une erreur sur cette mesure n'a qu'un effet très faible sur la somme des mesures.

L'analyse du rapport (relation 2.4) pour chaque run de l'expérience et plusieurs valeurs intermédiaires à l'intérieur de chaque run, a conduit au résultat suivant :

$$r = \langle 0.998 \rangle \pm 0.002$$

ce qui confirme la qualité de la mesure des courants sur la cible.
L'erreur sur la mesure de charge cible a été prise égale à 2.5%. Cette valeur correspond à l'écart maximum constaté avec la cage de Faraday.

2.4.4 Energie effective

La détermination de l'énergie effective de la réaction nécessite la connaissance précise de l'énergie du faisceau incident, de l'épaisseur de la cible et de sa composition. La valeur de l'énergie du faisceau incident a été déduite de la valeur du champ de l'aimant au travers de la relation E=B^2/k où k est établi à partir de la calibration en énergie de l'accélérateur. Cette calibration a été effectuée à la fin de l'expérience en mesurant, avec des cibles épaisses, les énergies de résonance des réactions ^{19}F(p,$\alpha\gamma$)^{16}O et ^{27}Al(p,γ)^{28}Si aux énergies incidentes 340.46 et 871.11 keV pour la première réaction et 632.6 et 991.8 keV pour la seconde réaction. La détection des rayonnements γ était assurée par un scintillateur NaI et par un Germanium dit 40%.

Quant à l'épaisseur et la composition de la cible, celles-ci ont été déduites de mesures systématiques de rétrodiffusion Rutherford (RBS), de dosage (d,p) et de PIXE effectuées sur la cible.
Des exemples de spectres mesurés avec ces trois méthodes d'analyse sont représentés sur les figures 2.16, 2.17 et 2.18.

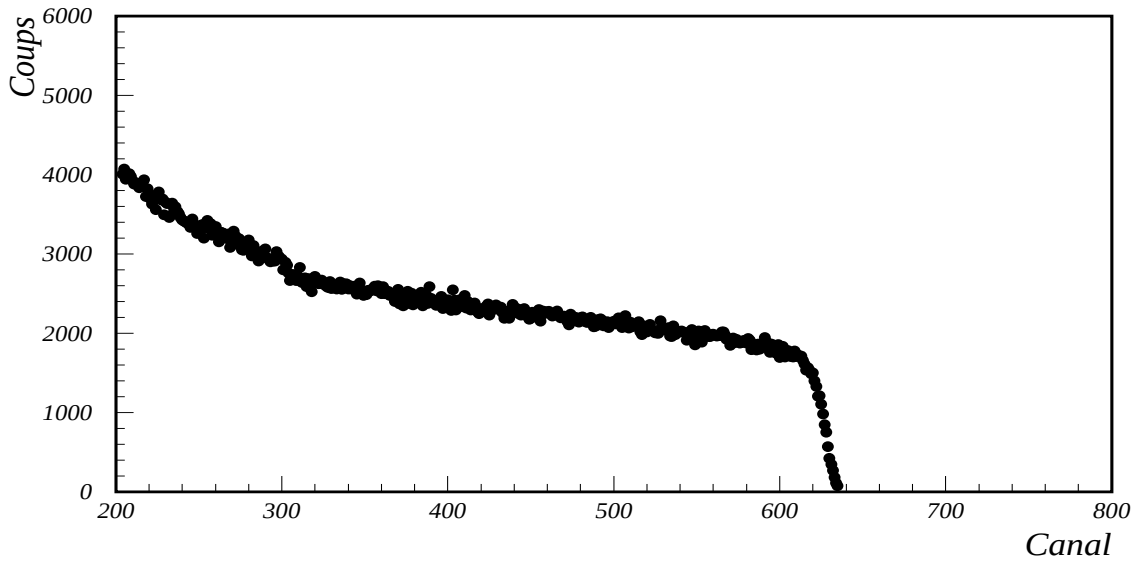


FIG. 2.16: Exemple de spectre RBS obtenu durant les diverses analyses de la cible.

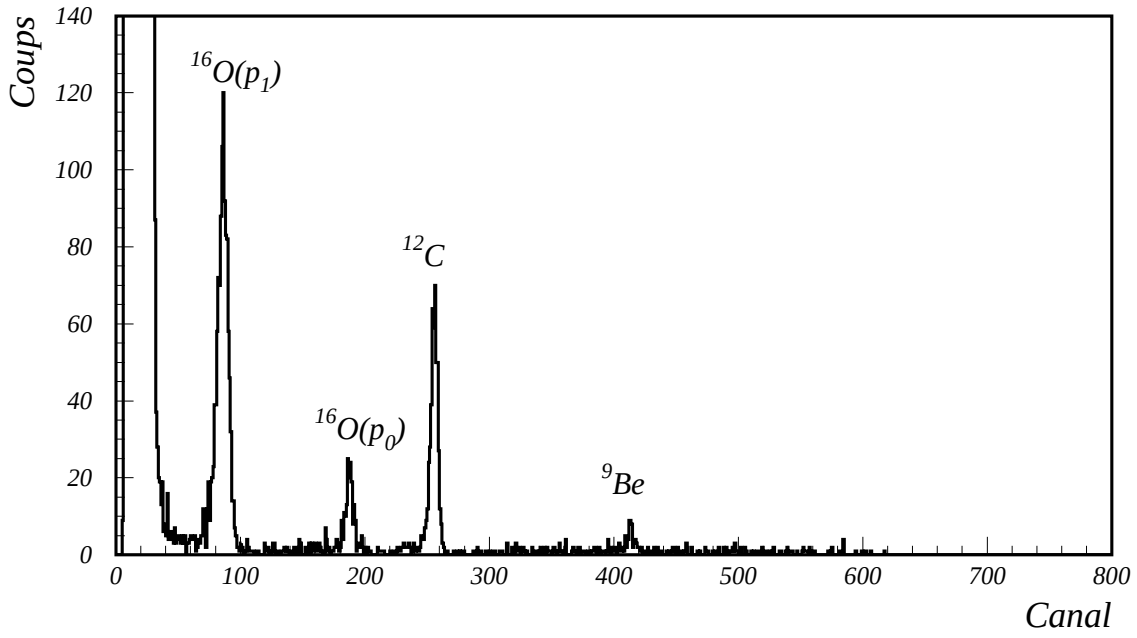


FIG. 2.17: Spectre obtenu lors des analyses (d,p) effectuées sur la cible.

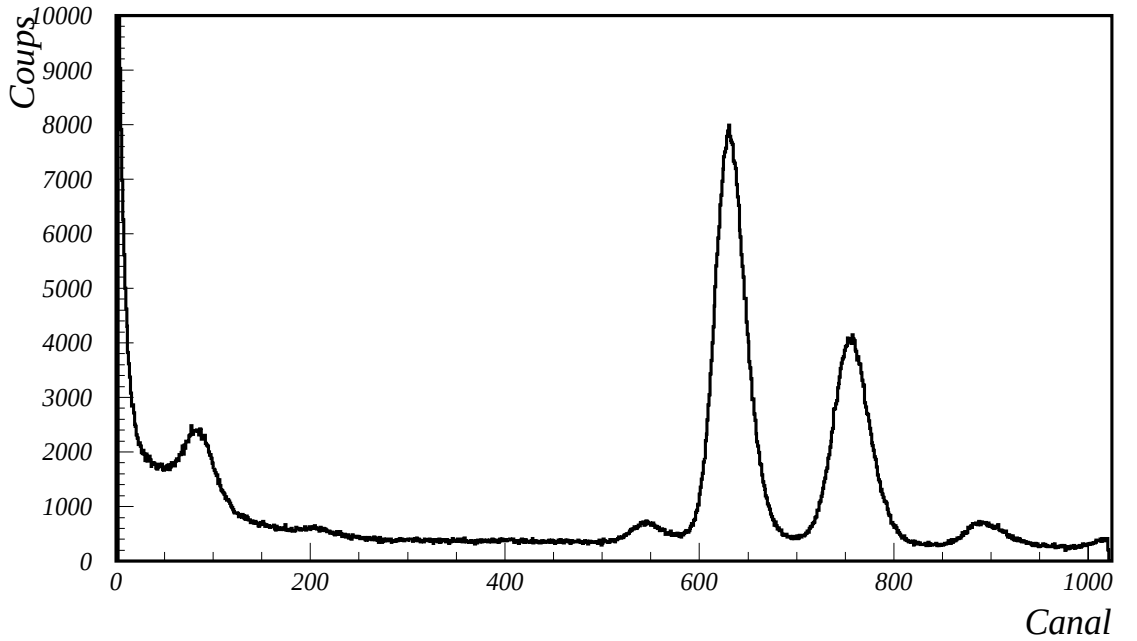


FIG. 2.18: Spectre des rayon X obtenu par la méthode PIXE.

L'épaisseur globale de la cible (en keV) a été déterminée à partir des mesures de RBS. L'analyse simple consistant à extraire la différence en énergie ΔE des fronts de descente à mi-hauteur des spectres RBS pour les mesures avec platine nu et avec

la cible de ^{7}Be a donné les mêmes résultats que des analyses utilisant des codes plus raffinés [44]. L'épaisseur de la cible pour des protons de 800 keV est déduite alors de la relation simple :

$$\Delta E_{cible} = \frac{\Delta E}{1 + \frac{1}{cos\theta}} \tag{2.5}$$

où θ est l'angle de détection.

Une épaisseur ΔE était mesurée pour chaque élément de 1 mm × 1 mm de la cible grâce au dispositif décrit en 2.2.4.

La composition de la cible a été déterminée par des dosages utilisant les réactions (d,p) et la méthode PIXE. Les réactions de type (d,p) ont permis un dosage très précis des contaminants principaux ^{12}C et ^{16}O et du ^{9}Be présent dans la cible pour des raisons liées à sa fabrication (voir 2.2.1). En effet, les sections efficaces différentielles des réactions ^{12}C(d,p$_0$)^{13}C, ^{16}O(d,p$_1$)^{17}O et ^{9}Be(d,p$_0$)^{10}Be sont très bien connues à l'énergie incidente E$_d$=960 keV où nous avons travaillé : elles sont de 29.5 mb/sr, 12.2 mb/sr et 1.1 mb/sr respectivement pour un angle de détection de 150° [41]. A partir du nombre de coups dans les pics protons issus de chaque réaction, de l'efficacité de détection (mesurée avec des sources étalons d'^{241}Am) et de la charge totale envoyée sur la cible, nous avons déduit les quantités de ^{12}C, ^{16}O et ^{9}Be, présentes dans la cible à divers moments de l'expérience.

L'analyse des mesures de PIXE a quant à elle démontré l'absence en quantités significatives de contaminants lourds tels que Fe, Cu... L'élément de Z le plus élevé identifié dans ces mesures a été le calcium, difficile à éliminer lors de la fabrication de la cible à cause de sa similitude chimique avec le beryllium. Un dosage simultané de calcium et oxygène a été possible grâce à l'utilisation d'un détecteur de rayonnements X au Si(Li) possédant une fenêtre d'entrée très mince. Les résultats pour l'oxygène étaient en bon accord avec ceux obtenus par la méthode (d,p).

Les résultats obtenus dans ces diverses mesures sont résumés dans le tableau 2.3. Lorsqu'elles sont données en keV, les valeurs de l'épaisseur de la cible correspondent à des pertes d'énergie de protons de 800 keV.

Méthode	(d,p)	(d,p)	(d,p)	PIXE	RBS
Mesure	$\Delta E_{^{12}C}$ (keV)	$\Delta E_{^{16}O}$ (keV)	$\Delta E_{^{9}Be}$ (keV)	ΔE_{Ca} (keV)	ΔE_{total} (keV)
1	0.14	1.11	0.21	1.28	2.75
2	8.1	1.7	0.20	-	10.3
3	-	-	-	-	20.1
4	15.7	2.0	0.2	-	20.3

TAB. 2.3: Tableau récapitulatif des résultats obtenus par les mesures (d,p), PIXE et RBS. Les pertes d'énergie en keV sont données pour des protons de 800 keV.

Dans ce tableau la mesure 1 a été effectuée avant exposition de la cible au faisceau, les mesures 2 et 3 en cours d'expérience et la mesure 4 après l'expérience. On peut remarquer à partir de la mesure 2 une évolution de l'épaisseur de cible et de la contamination en ^{12}C. Ceci était dû à un dépôt de carbone à la surface de la cible provoqué par un dysfonctionnement momentané du piège à azote liquide. Néanmoins, ceci n'a pas réellement posé de problème, car aussi bien la quantité de carbone déposée en surface que son homogénéité ont été suffisamment bien maîtrisées par les analyses RBS et (d,p) pour ne pas induire d'erreur significative sur la mesure de la section efficace ou de l'énergie effective. Il est intéressant de noter la bonne compatibilité trouvée entre l'épaisseur de cible mesurée par RBS et celle déduite en sommant la perte d'énergie des protons dans les divers contaminants, ^{12}C, ^{16}O, ^{9}Be et Ca, mesurés dans la cible.

A partir de l'épaisseur de la cible mesurée par RBS à 800 keV, nous avons calculé l'épaisseur de cible $\Delta(E_p)$ correspondant aux diverses énergies incidentes E_i pour lesquelles les sections efficaces de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B ont été mesurées. Nous avons également tenu compte de la perte d'énergie des protons dans le dépôt de carbone $\Delta E_c(E_i)$.

$$\Delta(E_p) = \sum_j \frac{\Delta E^j(800keV) \times \frac{dE}{dx}(E_p)^j}{\frac{dE}{dx}(800keV)^j} \qquad avec \qquad E_p = E_i - \Delta E_c \tag{2.6}$$

j étant le type du contaminant.

L'énergie effective correspondant à chaque énergie incidente est ensuite déterminée en supposant une variation linéaire de la section efficace entre E_p et E_p-$\Delta(E_p)$, ce qui est une bonne approximation, puisque nous avons effectué des mesures dans les régions non-résonantes. Cette hypothèse conduit à la formule suivante [45] permettant d'évaluer la correction due à l'épaisseur cible dans l'évaluation des sections efficaces :

$$\overline{E_p} = E_p - \Delta(E_p) + \Delta(E_p) \times \{-\frac{\sigma_2}{\sigma_1 - \sigma_2} + [\frac{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}{2 \times (\sigma_1 - \sigma_2)^2}]^{1/2}\} \tag{2.7}$$

où σ_1 est la section efficace à l'énergie E_p et σ_2 la section efficace à l'énergie E_p-$\Delta(E_p)$. A partir de l'énergie effective $\overline{E_p}$, nous déduisions l'énergie dans le centre de masse E_{CM},

$$E_{CM} = \overline{E_p} \times \frac{A_c}{A_c + A_p} \tag{2.8}$$

A_c et A_p étant respectivement la masse du noyau cible et du projectile.

2.4.5 Détermination du produit $\mathbf{N}_{^7Be}(\mathbf{t}) \times \epsilon$

La détermination du produit densité surfacique du ^{7}Be sous l'impact du faisceau par l' efficacité de détection constitue une étape indispensable de cette expérience du fait d'une certaine inhomogénéité de la cible. Il existe deux méthodes possibles pour déterminer ce produit, l'une directe et l'autre indirecte.

1.Méthode directe

Dans cette méthode, on détermine séparément la densité surfacique du ^{7}Be sous l'impact du faisceau et l'efficacité de détection.

a. La densité surfacique sous l'impact du faisceau, $\mathbf{N}_{^7Be}(\mathbf{t}) \times \mathbf{R}_{inh}$

Pour déterminer le nombre d'atomes de ^{7}Be par cm^2 sous l'impact du faisceau, nous avons eu besoin de mesurer trois quantités, l'activité initiale de la cible A(0), sa surface S et le facteur d'inhomogénéité dans la zone d'impact du faisceau R_{inh} :

$$N_{^7Be}(t) \times R_{inh} = \{\frac{\frac{A(0)}{\lambda(^7Be)} \times e^{-\lambda(^7Be)t}}{S}\} \times R_{inh} \tag{2.9}$$

où $\lambda(^7\text{Be})$ est la constante de désintégration du ^{7}Be.

- **A(0) :**

Nous avons déduit l'activité initiale de la cible A(0) de l'ajustement de la fonction de décroissance

$$A(t) = A(0)e^{\frac{-ln2t}{T}} \tag{2.10}$$

aux différentes mesures de l'activité de la cible effectuées au cours de l'expérience. T est la période de désintégration du ^{7}Be que nous avons considérée elle aussi comme un paramètre libre.

Les diverses mesures de l'activité de la cible décrites en 2.2.2 ainsi que l'ajustement obtenu par la fonction de décroissance sont représentés sur la figure 2.19.

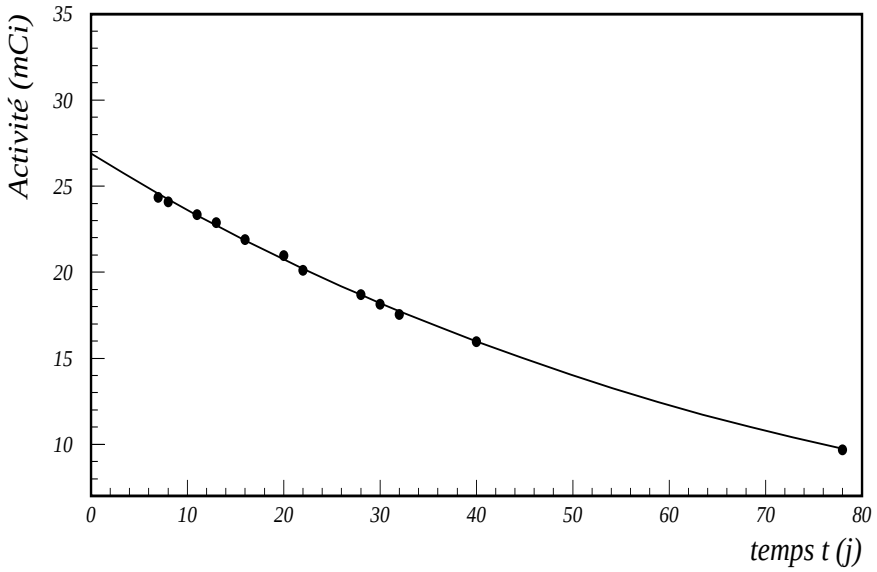


FIG. 2.19: Variation de l'activité de la cible avec le temps. La courbe en trait plein est l'ajustement de la fonction de décroissance aux diverses mesures.

L'excellent ajustement obtenu (χ^2=0.43) prouve qu'il n'y a pas eu de perte d'activité sous l'impact du faisceau pendant l'irradiation de la cible et prouve aussi que nous n'avons pas sous-estimé les incertitudes sur les diverses mesures de l'activité.

L'activité initiale déduite de l'ajustement est A(0)=26.9±0.5 mCi. Quant à la période, nous avons trouvé T=53.3±0.6 j, ce qui est en parfait accord avec la valeur recommandée dans la littérature [40], qui est de 53.29±0.07 j.

• **Surface de la cible S :**

Nous avons déterminé la surface de la cible à partir d'une part du contour de la cartographie γ réalisée grâce au dispositif de balayage (voir paragraphe suivant) et d'autre part de la numérisation par ordinateur d'un cliché agrandi de la cible sur lequel était parfaitement identifié le contour du dépôt de ^{7}Be.
Les deux méthodes ont donné le même résultat, soit S=0.47±0.02 cm^2.

• **Résultats de la cartographie γ et facteur d'inhomogénéité R_{inh} :**

Un schéma de la cartographie γ mesurée avant le début de l'expérience avec le dispositif décrit en 2.2.3 est donnée sur la figure 2.20. La dimension des carrés représente l'activité mesurée sur chaque point de la cible de dimension 0.5 × 0.5 mm^2 environ.
Les résultats obtenus indiquent que le degré d'inhomogénéité global de la répartition du ^{7}Be sur toute la surface de la cible pouvait atteindre jusqu'à 30% sur le pourtour de la cible. Toutefois, il est réduit à moins de 10% sous l'impact du faisceau et c'est cette dernière valeur qui intervient dans la formule 2.1 sous l'appelation de facteur d'inhomogénéité R_{inh}.

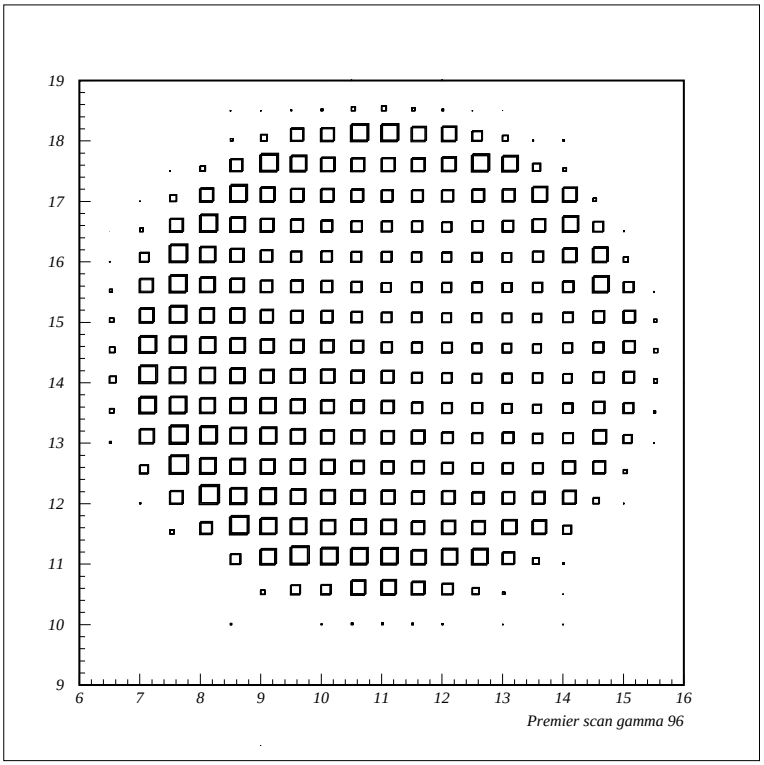


FIG. 2.20: Cartographie γ de la cible ^{7}Be.

Il est déduit de la somme des activités ponctuelles en ^{7}Be ("pixels" γ), résultant du balayage γ dans la zone d'impact du faisceau, normalisé à l'activité totale de la cible par unité de surface,

$$R_{inh} = \frac{\langle \sum_{S_i} activité(\gamma) \rangle}{\langle \sum_{S_t} activité(\gamma) \rangle}, \tag{2.11}$$

où S_i et S_t sont respectivement la surface sous l'impact du faisceau et la surface total de la cible.

Le facteur d'inhomogénéité a été mesuré à chaque run. Sa détermination impliquait une mesure suffisamment précise de la taille et de la position du faisceau sur la cible, ainsi que de la stabilité du faisceau sur la cible durant chaque run.

La localisation de la position du faisceau sur la cible a été effectuée grâce à des cibles de papier cartonnées avec repérage topographique, placées à la position de la cible ^{7}Be au début et à la fin de chaque run et sur lesquelles on envoyait le faisceau pendant un temps très court. On déduisait de la trace laissée par le faisceau sur la cible cartonnée la position de l'impact du faisceau sur la cible et ses dimensions. On projetait ensuite le contour, défini par l'impact, sur la cartographie γ de la cible puis on calculait l'intégrale des pixels γ présents à l'intérieur de ce contour. Cette intégrale était ensuite normalisée à la somme totale des pixels γ de la cible et on déduisait ainsi le facteur R_{inh} correspondant à chaque run.

Cette méthode de localisation de la position du faisceau peut apparaître comme assez artisanale mais elle a en fait permis un repérage précis du faisceau avant et après chaque run. La stabilité du faisceau à sa position initiale pendant la durée du run était ensuite assurée par le système de collimation très strict et contraignant imposé au dit faisceau. Cette stabilité était d'autre part contrôlée en permanence par la mesure et l'enregistrement de tous les courants sur les divers collimateurs. Les points d'impact au début et à la fin des runs ont toujours été trouvés identiques.
Les facteurs d'inhomogénéité mesurés pour chaque run sont donnés dans le tableau 2.4.

Energie incidente (MeV)	R_{inh}
1.000	0.92
1.250	0.92
1.600	0.92
0.514	0.92
0.400	0.90
1.000	0.94
1.000	0.94
0.580	1.00
0.480	1.00

TAB. 2.4: Facteurs d'inhomogénéité mesurés pour chaque énergie incidente

1.b. Efficacité de détection ϵ

L'efficacité du système de détection a été déterminée en utilisant des sources α calibrées d'^{241}Am déposées sur des supports de platine identiques au support de la cible. Elles étaient mises à la place de la cible, exactement dans la même position et avec le même débit de circulation d'eau de refroidissement. Pour étudier l'effet sur l'efficacité de détection d'une variation de la position du faisceau sur la cible, nous avons utilisé un jeu de sources centrées et décentrées. Cet effet a été trouvé négligeable : il n'excédait pas 1%, ce qui est en accord avec les résultats d'une simulation.

En faisant la moyenne des six mesures effectuées, toutes concordantes, nous avons obtenu une efficacité de détection ϵ de (10.7±0.2)%.

2. Méthode indirecte

Par cette méthode, initiée par Kavanagh et al. [27], on détermine le produit $N_{^7Be}(0) \times \epsilon$ à partir du nombre de coups α retardés issus de la réaction

^{7}Li(d,p)^{8}Li($\beta^-\overline{\nu}$)^{8}Be(2α) qu'on mesure avec le même dispositif expérimental et la même cible que ceux utilisés pour la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B. On a déjà dit que le spectre α correspondant est le même que celui de ^{7}Be(p,γ)^{8}B($\beta^+\nu$)^{8}Be(2α) (voir le schéma de niveaux de la figure 2.11). Le ^{7}Li est issu de la désintégration du ^{7}Be et est donc exactement relié à $N_{^7Be}$(t). La cible est donc irradiée avec des deutons de 800 keV. Connaissant la section efficace de la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li à l'énergie correspondante, 147±11 mb [18], on en déduit le produit du nombre d'atomes de ^{7}Li par cm^2 par l'efficacité de détection, $N_{^7Li}(t) \times \epsilon$,

$$N_{^7Li}(t) \times \epsilon = \frac{Y_\alpha^{^8Li}(t) \times \beta(^8Li)}{\sigma_{dp} \times 2 \times N_d \times R'} \tag{2.12}$$

où N_d est le nombre de deutons incidents, $Y_\alpha{}^{^8Li}$ est le nombre de coups α détectés, en fonction du temps, à l'énergie de bombardement 0.61 MeV (CM), $\beta(^8$Li) le paramètre qui tient compte de la désexcitation du ^{8}Li, des temps de transfert, d'irradiation et de détection, N_d le nombre de deutons incidents, R' le facteur d'inhomogénéité dans cette expérience et σ_{dp} la section efficace de la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li à l'énergie de résonance 0.61 MeV.

Comme,

$$N_{^7Li}(t) = N_{^7Be}(0) \times (1 - e^{-\lambda t}) + N_{^7Li}(0) \tag{2.13}$$

on peut remonter au produit $N_{^7Be}(0) \times \epsilon$ ($N_{^7Li}(0)$ tient compte d'un éventuel résidu de ^{7}Li après la fabrication de la cible)

$$N_{^7Be}(0) \times \epsilon = \frac{(Y_\alpha^{^8Li}(t) - Y_\alpha^{^8Li}(0)) \times \beta(^8Li)}{\sigma_{dp} \times 2 \times N_d \times (1 - e^{-\lambda t}) \times R'} \tag{2.14}$$

Nous avons effectué plusieurs mesures du ^{7}Li présent dans la cible de ^{7}Be et ceci à plusieurs semaines d'intervalles . L'analyse de ces mesures s'est faite avec un programme similaire à celui utilisé pour ^{7}Be(p,γ)^{8}B mais sans l'option de rejet de parasites, le taux de comptage étant très élevé ici. Quant à la détermination de $Y_\alpha{}^{^8Li}$, nous avons appliqué la même procédure que celle décrite au paragraphe 2.4.2 : ajustement de la forme du spectre α de Warburton [42] correspondant au ^{8}Li, au spectre α mesuré (voir figure 2.21), correction du temps mort, soustraction du bruit de fond et introduction d'une correction liée aux coupures en énergie sur le spectre mesuré, la limite inférieure appliquée ici étant de seulement 0.52 MeV car le rapport signal sur bruit était meilleur dans le cas de cette réaction que dans celui de ^{7}Be(p,γ)^{8}B .

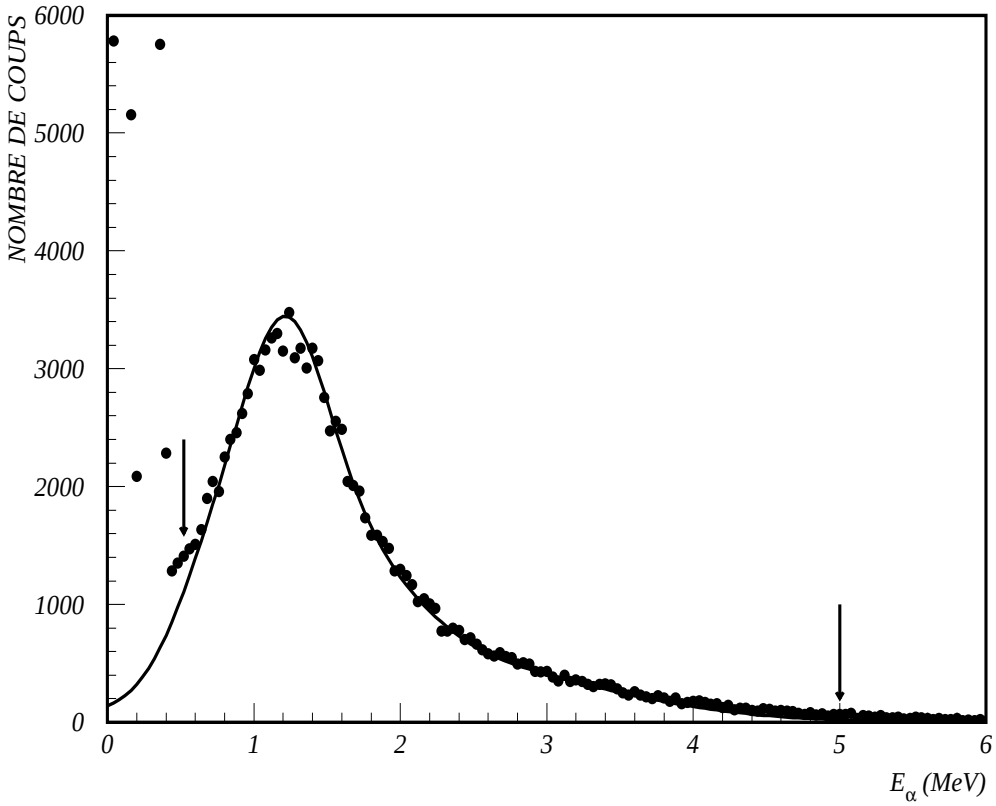


FIG. 2.21: Spectre en énergie des α retardés émis par la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li. La courbe en trait plein représente l'ajustement de la courbe calculée de Warburton au spectre mesuré. Les flèches indiquent les coupures en énergie dans le spectre.

Les différentes mesures du nombre de coups α détectés, normalisées à la charge sont représentées sur la figure 2.22a en fonction de (1-e$^{-\lambda t}$). Un ajustement linéaire en χ^2 des données montre qu'il n'y avait pratiquement pas de ^{7}Li à l'instant t=0 de l'expérience (celui correspondant à la fin de l'électrodéposition du ^{7}Be sur le platine).

Après avoir déterminé le nombre de deutons incidents N_d et le facteur d'inhomogénéité R' comme indiqué au paragraphe 2.4.5 et en appliquant la formule (2.14), nous avons déduit le produit $N_{^7Be}(0) \times \epsilon$ correspondant aux 5 mesures différentes effectuées. La valeur déduite en moyennant les 5 valeurs de $(N_{^7Be}(0) \times \epsilon)_{^7Li}$ obtenues par cette méthode, est en très bon accord avec celle déduite de la méthode directe. Le rapport moyen obtenu entre les deux est : $\langle \frac{(N_{^7Be}(0)\times\epsilon)_{^7Li}}{(N_{^7Be}(0)\times\epsilon)_{^7Be}} \rangle = 1.01 \pm 0.08$. L'incertitude donnée inclut une erreur de 5% sur la section efficace de la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li. Ce rapport sera rediscuté plus loin lors de l'introduction d'une correction liée à un phénomène d'échappement des ions de recul hors de la cible (voir paragraphe 2.4.9). Sur la figure 2.22b, sont représentés les résultats obtenus dans les 5 mesures différentes.

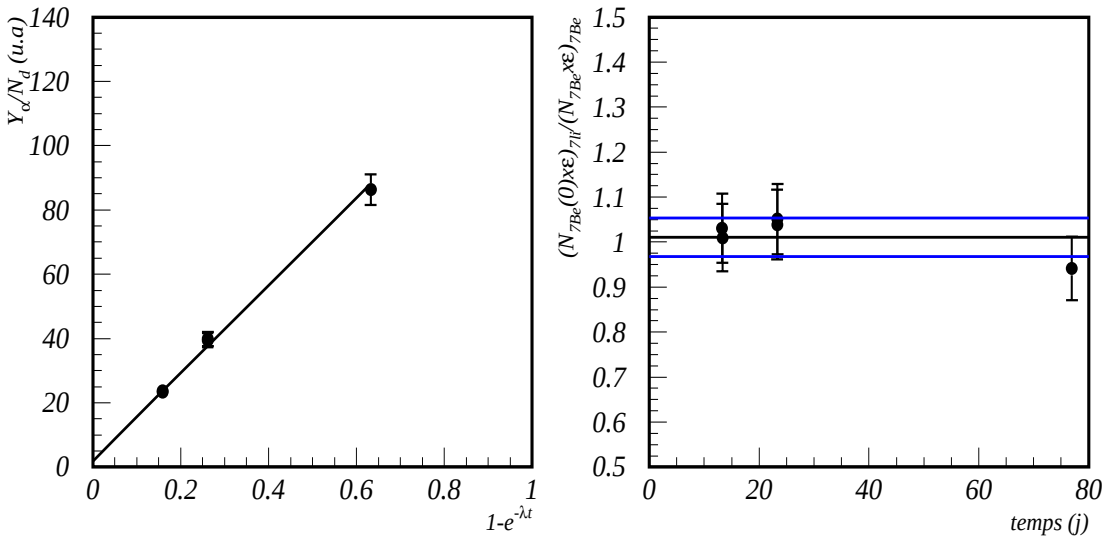


FIG. 2.22: a).Variation du nombre de coups α issus de la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li normalisé à la charge en fonction du temps. b). Rapport du produit $(N_{^7Be}(0) \times \epsilon)_{^7Li}$ déduit des mesures de dosage en ^{7}Li de la cible à celui déduit de la méthode directe (l'erreur est ici simplement l'erreur statistique).

Le calcul de la section efficace (2.1) devient avec l'expression (2.14) :

$$\sigma(\overline{E_p}) = \frac{Y_\alpha(E_i) \times \beta(^8B)}{(2 \times N_p \times \frac{Y_\alpha^{^8Li} \times \beta(^8Li) \times e^{-\lambda t}}{\sigma_{dp} \times 2 \times N_d \times (1-e^{-\lambda t})} \times (\frac{R}{R'}))} \tag{2.15}$$

L'intérêt de calculer le produit $N_{^7Be}(0) \times \epsilon$ par cette méthode est de se soustraire plus ou moins des problèmes provenant de l'inhomogénéité puisque les deux facteurs R et R' qui interviennent dans la formule 2.15 peuvent être considérés comme égaux en première approximation. En réalité cette méthode n'est pas vraiment indépendante de l'inhomogénéité de la cible car la position de l'impact du faisceau de deutons sur la cible n'est pas nécessairement identique à celle obtenue avec le faisceau de protons, ce qui implique que R/R' n'est pas nécessairement égal à 1. mais a été obtenu pour nos mesures par la méthode décrite au 2.4.5.

2.4.6 $\beta(^8\mathbf{B})$, $\beta(^8\mathbf{Li})$

Les derniers éléments à déterminer avant de calculer les sections efficaces de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B sont les paramètres qui tiennent compte des temps de transferts, d'irradiation et de détection vis à vis de la période de décroissance du ^{8}B pour la méthode directe et de celle du ^{8}Li pour la méthode indirecte, soientt $\beta(^8$B) et $\beta(^8$Li).

Leurs valeurs sont données par la formule suivante :

$$\beta = \frac{\lambda' t_1 \times \{1 - e^{-\lambda'(t_1+t_2+t_3+t_4)}\}}{(1 - e^{-\lambda' t_1})(e^{-\lambda' t_2} - e^{-\lambda'(t_2+t_3)})} \tag{2.16}$$

où λ' est la constante de décroissance du ^{8}B (ou du ^{8}Li) et t_1,t_2,t_3 et t_4, les temps d'irradiation, de premier transfert, de détection et de second transfert respectivement (voir figure 2.3). Ces temps sont donnés dans le tableau ci-dessous. Ils ont été mesurés de manière répétée grâce à un oscilloscope numérique à mémoire et se sont révélés très stables.

Temps	Valeurs (s)
t1(irradiation)	1.54
t2(transfert1)	0.24
t3(détection)	1.34
t4(transfert2)	0.21

TAB. 2.5: Temps d'irradiation, de transferts et de détection mesurés pendant l'expérience

2.4.7 Incertitudes expérimentales

Ainsi que nous l'avons déjà signalé, la détermination de la précision de l'expérience et la "chasse" aux éventuels biais systématiques sont des éléments déterminants dans la mesure envisagée. Nous avons donc apporté une attention particulière au traitement des erreurs.

Pour chaque run, l'erreur sur la section efficace s'écrit, compte tenu de la formule 2.1 et de la loi de propagation des erreurs indépendantes :

$$\frac{\sigma(\sigma(\overline{E_p}))}{\sigma(\overline{E_p})} = \sqrt{(\frac{\sigma(Y_\alpha)}{Y_\alpha})^2 + (\frac{\sigma(N_p)}{N_p})^2 + (\frac{\sigma(R_{inh})}{R_{inh}})^2 + (\frac{\sigma(N_{^7Be})}{N_{^7Be}})^2 + (\frac{\sigma(\epsilon)}{\epsilon})^2 + (\frac{\sigma(\beta)}{\beta})^2}$$

Pour le processus d'extrapolation du facteur astrophysique à l'énergie solaire, il est impératif de bien distinguer deux types d'erreur : celles que nous appelons les erreurs "relatives" c'est-à-dire qui interviennent de manière non corrélée d'une mesure à l'autre et qui sont donc propres à chaque point de mesure et les erreurs "systématiques" qui interviennent de la même façon sur toutes les mesures. Par exemple, les erreurs sur le nombre de coups α détectés, le nombre de protons incidents et le facteur d'inhomogénéité sont des erreurs relatives car les grandeurs correspondantes sont des variables indépendantes déterminées à chaque run. Les erreurs sur le facteur β, le nombre global

d'atomes de ^{7}Be par cm^2 de la cible et l'efficacité de détection seront dites quant à elles "systématiques". Ces vocables "relatives" et "systématiques" n'ont pas ici leur sens habituel de la théorie des mesures.
La nécessité de distinguer entre les deux types d'erreur apparaîtra plus clairement au chapitre 4 sur l'extrapolation des mesures permettant d'obtenir une valeur $S_{17}(0)$.

1. Erreur statistique sur le nombre de coups détectés

Dans la formule (2.3) donnant le nombre d'α détectés, les différentes quantités sont des variables indépendantes du point de vue des erreurs, et il vient donc :

$$\frac{\sigma(Y_\alpha)}{Y_\alpha} = \sqrt{\frac{\sigma^2(Y_\alpha^0) + \sigma^2(fond)}{(Y_\alpha^0 + fond)^2} + \frac{\sigma^2(\eta)}{\eta^2} + \frac{\sigma^2(\tau_m)}{\tau_m^2}}$$

avec $\sigma(Y_\alpha^0)= \sqrt{Y_\alpha^0}$ et $\sigma(\text{fond})=\sqrt{fond}$ correspondant à une déviation standard.
L'erreur sur le temps mort est négligeable et a été prise nulle. Quant à l'erreur sur le facteur de correction en énergie η, nous avons estimé à $\pm$ 20 keV l'incertitude sur le décalage en énergie introduit au paragraphe 2.4.2. Nous en avons déduit une erreur sur ce facteur variant entre 0.3% et 1% selon les runs d'après le spectre α donné dans la référence [42]. Les erreurs purement statistiques (1^{er} terme sous la racine carrée) sont comprises entre un maximum de 5.5% à la plus basse énergie (E_{cm}= 350 keV) à 2.6% (pour l'énergie de 877 keV).

2. Erreur sur N_p

Comme indiqué au paragraphe 2.4.3 une erreur maximale de 2.5% a été attribuée aux mesures de charge. Cette quantité correspond à la déviation maximale observée entre les mesures avec la cage de Faraday et la somme pondérée des courants mesurés sur les différents diaphragmes (voir paragraphe 2.4.3).

3. Erreur sur R_{inh}

Pour estimer l'erreur sur le facteur d'inhomogénéité, nous avons fait varier les dimensions du contour mesuré de l'impact du faisceau, projeté sur la cartographie γ, de $\pm$1.5 mm de chaque côté et avons calculé les nouvelles valeurs de R_{inh}. Des valeurs extrêmes, nous avons déduit l'écart maximum qu'on peut avoir sur ce facteur par rapport à la moyenne, $\frac{\sigma(R_{inh})}{R_{inh}}$=5%.
La variation de $\pm$1.5 mm de la dimension du faisceau comparée à celle mesurée surestime à notre avis l'erreur attendue pour la mesure correspondante et pour les variations de position du faisceau durant chaque run dont on a vu qu'elles étaient forcément très limitées (voir paragraphe 2.4.5).

4. Erreur sur $N_{^7Be}$

L'incertitude sur le nombre global d'atomes de ^{7}Be par cm^2 dépend des erreurs indépendantes sur l'activité mesurée ramenée au temps t=0 et sur la surface de la

cible :

$$\frac{\sigma(N_{^7Be})}{N_{^7Be}} = \sqrt{(\frac{\sigma(A(0))}{A(0)})^2 + (\frac{\sigma(Surf)}{surf})^2}$$

L'erreur sur l'activité initiale $\frac{\sigma(A(0))}{A(0)}$ déduite de l'ajustement de la fonction de décroissance aux diverses mesures de l'activité est de 2%. Signalons que les différentes mesures étaient entachées d'une incertitude de 1% qui correspond à l'erreur estimée sur l'efficacité de détection du Germanium à 478 keV. L'erreur statistique proprement dite est ici nulle à cause de la très grande activité de la cible qui permettait une mesure avec un très grand nombre de coups pour des distances grandes et très reproductibles entre la cible et le détecteur.
L'erreur sur la constante de décroissance du ^{7}Be, $\lambda_{^7Be}$, qui intervient dans l'estimation de l'erreur globale sur $N_{^7Be}$(t), est négligeable, de l'ordre de 0.13% d'après la référence [40].

Quant à l'erreur sur la surface, on a estimé une incertitude de 2 pixels sur la détermination du contour de la surface de la cible à partir de l'image agrandie et numérisée de cette dernière, ce qui impliquait une erreur de 4% sur cette grandeur.

5. Erreur sur l'efficacité de détection α

L'ensemble des six mesures concordantes effectuées avec différentes sources étalonnées, centrées ou non (voir paragraphe 2.4.5), conduit à une erreur estimée de 2% sur ce paramètre.

6. Erreur sur β

L'incertitude sur le facteur β est liée à la variation possible des différents temps de transfert, d'irradiation et de détection au cours d'un même run. Ces derniers ont été très souvent mesurés et à partir des écarts observés, l'erreur a été estimée égale à 0.95%, ce qui est négligeable devant les autres erreurs "systématiques".

7. Erreur sur l'énergie effective

L'erreur sur l'énergie effective et donc l'erreur sur l'énergie de la réaction dans le centre de masse intervient quant à elle dans la détermination de l'incertitude sur le facteur astrophysique S(E_{cm}) relié à la section efficace à travers la formule (1.2) citée dans le premier chapitre. L'incertitude sur le facteur astrophysique s'écrit alors :

$$\sigma^2(S(E_{cm})) = \left[E_{cm} \times exp\left(\sqrt{\frac{E_G}{E_{cm}}}\right)\right] \times \sigma^2(\sigma(\overline{E_p})) + \left[exp\left(\sqrt{\frac{E_G}{E_{cm}}}\right)\left(-\frac{E_{cm}}{2}\sqrt{\frac{E_G}{E_{cm}^3}} + 1\right)\right]^2$$

$$\times \sigma^2(\overline{E_p})$$

où $E_G=(2\pi\alpha Z_1 Z_2)^2\mu c^2/2$ est l'énergie du pic de Gamow et α la constante de structure fine.

L'erreur sur E_G est négligeable. L'erreur absolue sur l'énergie effective est liée aux incertitudes sur l'énergie du faisceau incident, la perte d'énergie dans le dépôt de carbone et l'épaisseur de la cible. L'erreur sur l'énergie du faisceau incident déduite des mesures de calibration en énergie de l'accélérateur décrite en 2.4.4 était inférieure à 0.1% (1 keV à 1 MeV). L'incertitude sur la perte d'énergie dans le carbone est liée à l'erreur sur le nombre d'évènements détectés dans la réaction $^{12}C(d,p)^{13}C$, la section efficace de cette dernière, le nombre de deutons incidents total et l'efficacité de détection. En combinant quadratiquement toutes les erreurs dont sont entâchées ces différentes quantités, nous avons déduit une erreur de 9.5% pour les cinq premiers runs et 15% pour les derniers runs. Enfin, l'erreur sur l'épaisseur de la cible a été évaluée à 10% à partir des divers spectres mesurés en RBS.

En combinant toutes ces erreurs, nous avons trouvé les incertitudes données dans le tableau 2.6 sur l'énergie effective. Aux autres énergies non présentées dans le tableau, les erreurs étaient encore plus petites.

Comparaison des erreurs estimées dans l'expérience 96 à celle de 95

Une récapitulation des différentes incertitudes expérimentales évaluées dans l'expérience effectuée en 96 et celle faite en 95 est donnée dans le tableau (2.6). Dans ce tableau, on indique aussi par les labels a) et b) la nature "relative" ou "systématique" de ces incertitudes (au sens défini dans le début du paragraphe 2.4.7)

On peut voir sur le tableau que la précision sur certaines quantités a été largement améliorée dans l'expérience 96 par rapport à celle de 95, soit par la multiplication de certaines mesures (efficacité de détection, mesure de l'activité totale de la cible), soit grâce à l'emploi de détecteurs plus minces (coupure en énergie). La cible de 1995 présentait en revanche une meilleure homogénéïté que celle de 96.

On verra dans le paragraphe suivant que la cohérence observée des résultats de runs indépendants effectués aux mêmes énergies donne confiance quant au caractère réaliste de l'estimation des erreurs qui vient d'être présentée. Il en est de même pour la qualité des fits obtenus avec ces données, concernant la dépendance en énergie des facteurs astrophysiques (voir paragraphe 4.2).

Incertitudes	Mesures (96)	Mesures (95)
1. Coupure en énergie [b)]	$\leq 1\%$	$\leq 3\%$
2. E_{cm} [a)]	$\pm$ 0.4 keV à 360 keV (CM)	$\pm$ 0.3 keV à 497 keV(CM)
	$\pm$ 1.2 keV à 350 keV (CM)	
	$\pm$ 3.4 keV à 400 keV (CM)	
3. Courant [a)]	1.5% pour les runs 1,2,3 et 4	5%
	2.0% pour les runs 6,7 et 9	
	3.0% pour le run 8	
4. Précisions statistiques [a)]	2.6% - 5.5%	4.9% - 5.1%
5. Surface [b)]	4%	4%
6. Efficacité de détection [b)]	1.9%	2.5%
7. Activité totale [b)]	2%	3.6%
5. Inhomogéneïté [a)]	5%	4.2%

TAB. 2.6: Comparaison de diverses incertitudes estimées dans l'expérience de 96 et celles de 95. Dans la première colonne le label a) identifie les erreurs "relatives" et le label b) les erreurs "systématiques".

2.4.8 Présentation des résultats

A ce stade, nous sommes en mesure de calculer à partir des divers paramètres déterminés plus haut, les sections efficaces de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B et leurs incertitudes aux diverses énergies où les mesures ont été effectuées.

Sur la figure (2.23) sont présentées les différentes valeurs mesurées de la section efficace en fonction de l'énergie effective dans le centre de masse $E_{c.m}$ et les incertitudes globales dont elles sont entachées. Les résultats présentés correspondent au cas où la densité de ^{7}Be par unité de surface et l'efficacité du détecteur α sont mesurées séparément. Les mêmes résultats sont obtenus à 1% près par la méthode de normalisation sur le ^{7}Li.

Dix mesures ont été effectuées en 96 et quatre en 95 dans la gamme d'énergie comprise entre 0.350 MeV et 1.4 MeV (CM). On peut observer la décroissance rapide de la section efficace quand l'énergie diminue, d'où la commodité de l'introduction du facteur astrophysique nucléaire S(E) déjà mentionné dans le premier chapitre :

$$S(E) = \sigma(E_{c.m}) \times E_{c.m} \times e^{2\pi\eta}$$

Celui-ci rend compte d'une manière approchée de la pénétrabilité de la barrière coulombienne et réduit donc la forte dépendance en énergie des sections efficaces. La figure 2.24 présente en fonction de l'énergie effective $E_{c.m}$ les résultats des mesures de ce facteur astrophysique.

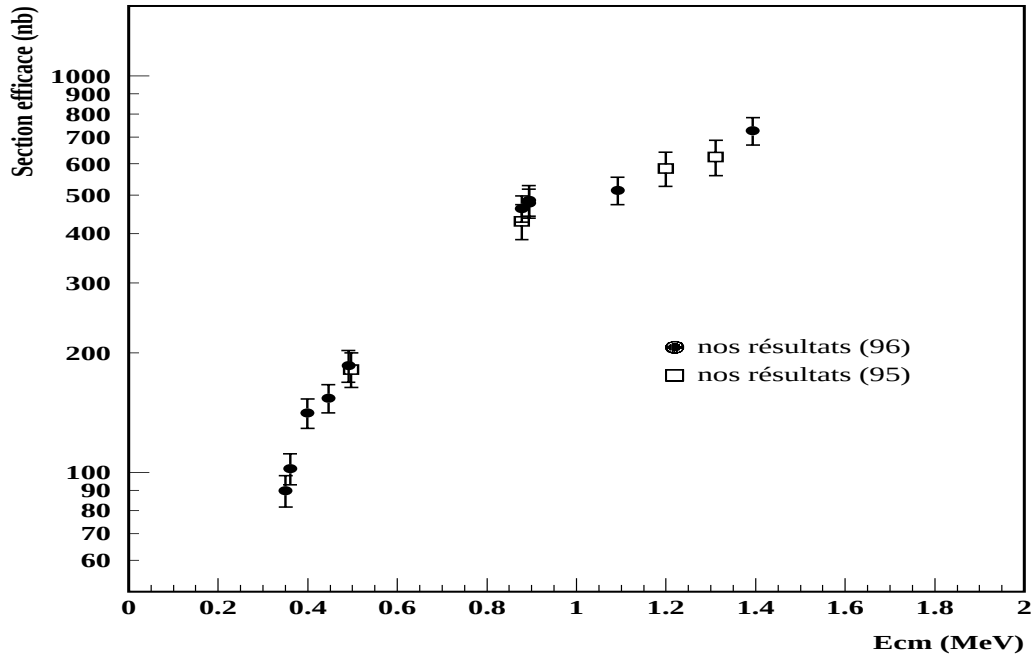


FIG. 2.23: Sections efficaces mesurées, en 1996 et en 1995, en fonction de l'énergie effective exprimée dans le référentiel du centre de masse du système ^{7}Be+p. Les erreurs indiquées sont globales.

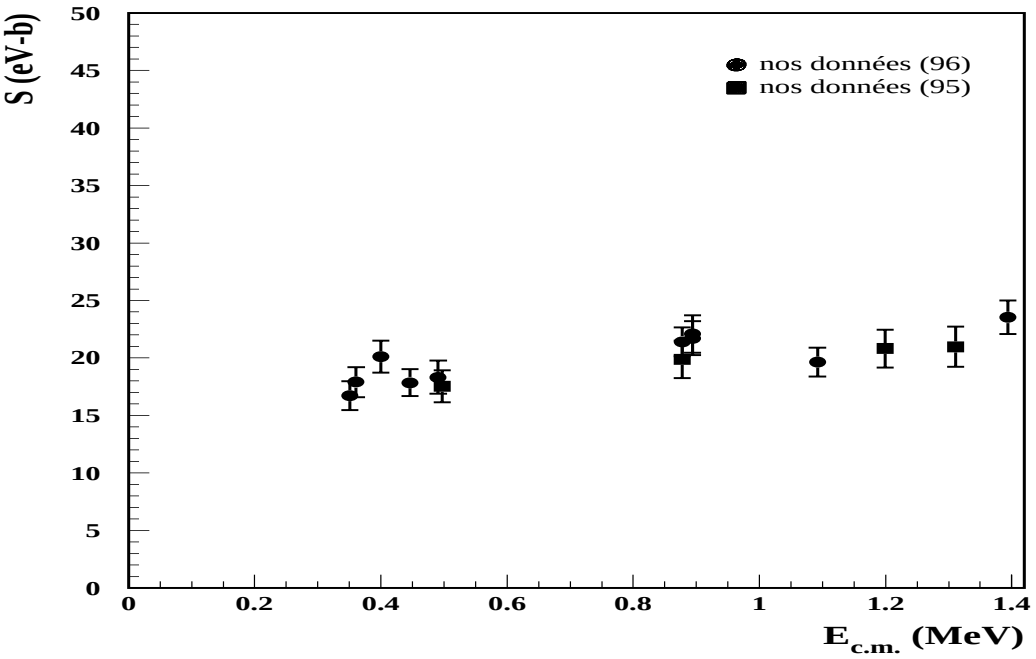


FIG. 2.24: Facteurs astrophysiques de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B obtenus dans les deux séries de mesures indépendantes. Les incertitudes reportées sur la figure sont uniquement les erreurs relatives.

Discussion des résultats

Un point important est l'excellente compatibilité existant entre les quatre mesures différentes effectuées à l'énergie $E_{c.m}$=0.880 MeV. Trois d'entre elles ont eu lieu en 96 mais à des moments quelconques du déroulement de l'expérience et avec des conditions de faisceau différentes. L'autre s'est déroulée en 95, et donc avec des détecteurs et une cible différents. Un test en χ^2 sur ces quatre mesures largement indépendantes fournit la valeur χ^2=1.1. Le même excellent accord a été observé pour les deux mesures également indépendantes (1 en 95 et 1 en 96) effectuées à $E_{c.m}$=0.497 MeV. Tout ceci est une indication forte de la fiabilité des mesures et de l'absence apparente de biais expérimentaux importants vis à vis des erreurs indiquées.

On peut remarquer que nous n'avons pas effectué de mesure entre 0.5 MeV et 0.85 MeV, zone où la section efficace présente un aspect résonant correspondant au niveau de moment angulaire total $J^{\pi}=1^{+}$ et d'énergie d'excitation E_x=0.77 MeV du ^{8}B ($E_{c.m}$=0.66 MeV). Cette résonance correspond à une capture d'onde p avec émission d'un rayonnement γ de multipolarité M1. Elle n'interfère pas avec les ondes s et d correspondant à la capture radiative directe E1. Sa contribution aux énergies $E_{c.m}$=0.490 MeV et $E_{c.m}$=0.880 MeV est de 2% et 3% respectivement (avec les paramètres de la résonance issus des mesures de la référence [26]) et est évidemment inférieure aux autres énergies utlisées. Cette contribution à partir de la référence [26] a été soustraite des données présentées sur la figure 2.24.
Deux raisons nous ont poussés à ne pas effectuer de mesures dans cette région d'énergie et à soustraire la contribution résonante : la première est que la seule quantité importante à mesurer est le facteur astrophysique à l'énergie solaire, qui est finalement atteint par une extrapolation où seule la composante de capture directe doit être considérée (ce point sera précisé au chapitre 4), la deuxième tient à la difficulté d'obtenir des mesures très précises dans des zones où la variation de la section efficace est extrêmement rapide.

Comparaison avec les résultats antérieurs

Une comparaison de nos données avec celles qui existaient auparavant est présentée sur la figure 2.25. Les contributions résonantes ont été soustraites de chacune des séries de données à partir des paramètres de la référence [26].

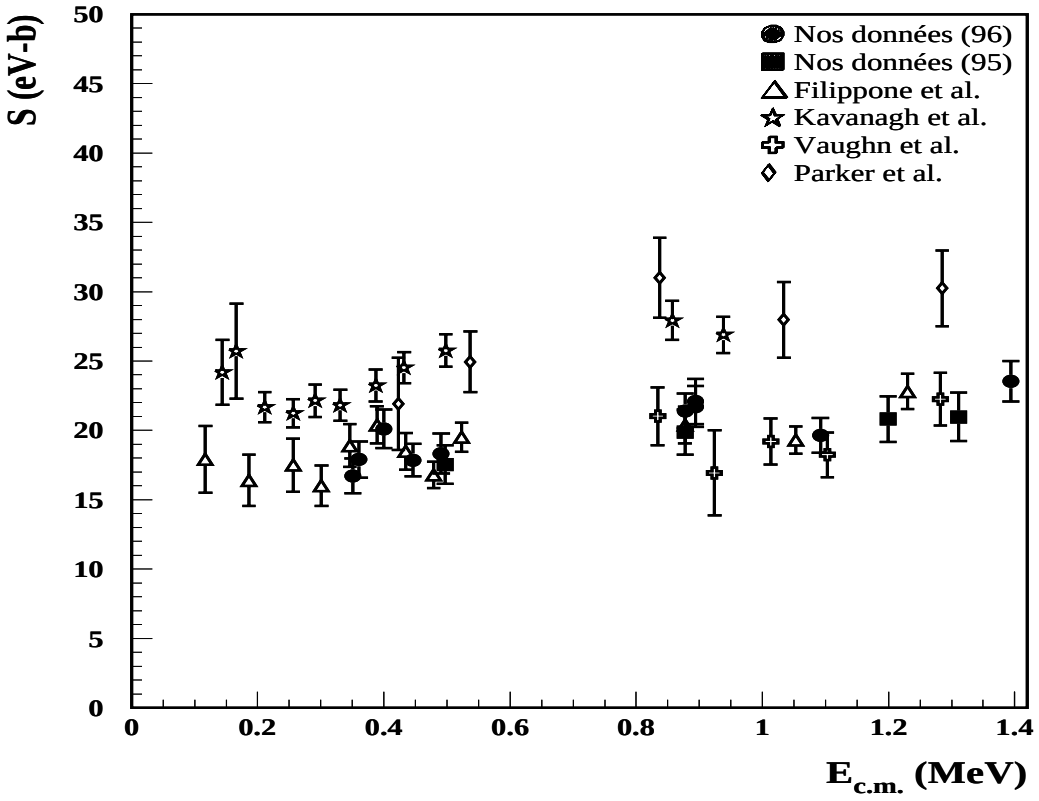


FIG. 2.25: Comparaison de nos mesures des facteurs astrophysiques de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B avec les mesures antérieures de Filippone et al. [26], Vaughn et al. [30], Kavanagh et al. [29] et Parker et al. [28]. Les incertitudes reportées sur la figure sont uniquement les erreurs relatives.

On voit que nos données sont compatibles avec celles de Filippone [26] et celles de Vaughn et al. [30] et paraissent être en désaccord avec celles de Kavanagh [29] et celles de Parker et al [28].

Une discussion plus approfondie et détaillée de ces diverses données sera donnée plus loin après l'introduction dans le paragraphe suivant d'un phénomène qui peut induire certaines corrections aux données présentées jusqu'ici.

2.5 Phénomène d'échappement des ions de recul hors de la cible

Une expérience de mesure de la section efficace ^{7}Li(d,p)^{8}Li effectuée récemment par Weissman et al. [46] a trouvé des valeurs de sections efficaces différentes selon les supports et l'épaisseur de cible utilisés. Le principe de la mesure était le même que celui utilisé ici, c'est-à-dire la détection retardée des particules alphas émises après la

désintégration β^- du ^{8}Li ($T_{1/2}$=0.842 s). Les auteurs ont trouvé que plus le numéro atomique Z du support était élevé plus la section efficace déduite était basse, pour une même épaisseur de cible. Avec un support de cible identique, la section efficace trouvée était plus grande quand l'épaisseur de cible augmentait. Cette observation les a amenés à penser qu'une certaine proportion des noyaux de ^{8}Li, issus de la réaction, subissaient un phénomène de rétrodiffusion sur les noyaux des atomes du support de la cible et s'échappaient complètement de cette dernière. Ceci impliquait donc une diminution du taux de comptage des α et par là de la section efficace mesurée. Weissman et al. ont fait remarquer que le même phénomène de rétrodiffusion hors de la cible devait se produire pour les noyaux de ^{8}B issus de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B, et ce d'autant plus que toutes les expériences de mesures directes de la section efficace de cette réaction ont utilisé un support de cible ayant un Z élevé, le platine (Z=78). Ils en ont déduit qu'une erreur, éventuellement non négligeable, pouvait en découler pour les mesures directes de la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B.

2.5.1 Effet sur nos données de l'échappement du ^{8}B et du ^{8}Li hors de la cible

Nous avons effectué une estimation quantitative de cet effet grâce à un programme de calcul simulant le parcours des ions dans la matière. Pour ce travail, nous avons utilisé la dernière version TRIM97 du code de calcul TRIM conçu par Ziegler et al. [47].

La composition et l'épaisseur de la cible que nous avons entrées dans le code sont celles déduites des diverses analyses de la cible que nous avons effectuées tout au long de l'expérience. La direction des noyaux de ^{8}B était perpendiculaire à la cible puisqu'ils sont émis dans la direction du faisceau dans la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B, et avec l'énergie de recul associées aux énergies des protons incidents des différentes mesures.

Il est important de noter que le nombre de ^{8}B rétrodiffusés hors de la cible dépend fortement, non seulement de la nature du support, mais aussi de l'épaisseur et de la composition de la cible. Une évaluation précise de cet effet (dans la limite de validité des calculs de TRIM) n'est possible que grâce à la connaissance précise de ces deux derniers paramètres, et de leur évolution au cours de l'expérience. Comme il a été dit plus haut, c'était bien le cas dans notre expérience.

Les corrections en pourcentage, correspondant à la fraction des ^{8}B rétrodiffusés hors de la cible, sont données dans les tableaux 2.7 et 2.8 en fonction de l'énergie effective de la réaction exprimée dans le référentiel du centre de masse.

N°de la mesure	$E_{c.m}$ (MeV)	$N_{^8B}$ perdus % (96)
1	0.877	8.5
2	1.092	6.0
3	1.394	5.6
4	0.446	9.0
5	0.360	7.7
6	0.350	0.2
7	0.894	0.5
8	0.894	0.5
9	0.491	0.0
10	0.399	0.0

TAB. 2.7: Taux de ^{8}B perdus correspondant aux mesures effectuées en 96, d'après les calculs avec le code TRIM

N^0 de la mesure	$E_{C.M}$ (MeV)	$N_{^8B}$ perdus % (95)
1	0.877	4.5
2	1.199	4.3
3	1.311	4.0
4	0.497	3.0

TAB. 2.8: Idem tableau 2.7 pour les mesures effectuées en 95.

Ces corrections s'appliquent directement aux valeurs des sections efficaces déduites de nos mesures par la méthode d'analyse n'utilisant pas le ^{7}Li ainsi que sur les facteurs astrophysiques :

$$\sigma_{corr} = \sigma_{mes} \times \frac{1}{1 - N_{^8B}^{rétrodiffusés}(\%)} \quad , \quad S_{corr} = S_{mes} \times \frac{1}{1 - N_{^8B}^{rétrodiffusés}(\%)}$$

Ces corrections, comme on peut le voir sur le tableau ainsi que sur la figure 2.26, sont plus faibles aux basses énergies. Elles sont plus importantes pour les premières mesures de l'expérience 96 que pour les dernières de la même expérience. Ceci est lié à l'évolution du dépôt de carbone sur la cible de ^{7}Be qui est devenu plus important dans les dernières mesures et arrêtait les ^{8}B rétrodiffusés. Comme indiqué plus haut, ce dépôt de carbone est consécutif à un mauvais fonctionnement momentané du piège à azote liquide proche de la cible et ceci à deux occasions. Son épaisseur (qui a varié

de 1300$\mathring{A}$ à 2600 $\mathring{A}$) et son homogénéité ont été mesurées avec précision plusieurs fois sur la ligne d'analyse du Van De Graaff de Bordeaux durant l'expérience.
On peut aussi remarquer que la fraction des ^{8}B perdus dans les mesures de l'expérience de 1995 est moins importante que celle de 1996 pour les mêmes énergies incidentes car la cible de 95 était plus épaisse que celle de 96. Ceci montre de nouveau que cet effet de rétrodiffusion hors de la cible dépend fortement de sa composition et de son épaisseur.

Finalement les valeurs corrigées, que nous adopterons dans la suite de ce travail comme valeurs de l'expérience sont montrées sur la figure 2.26 et comparées aux valeurs non corrigées.

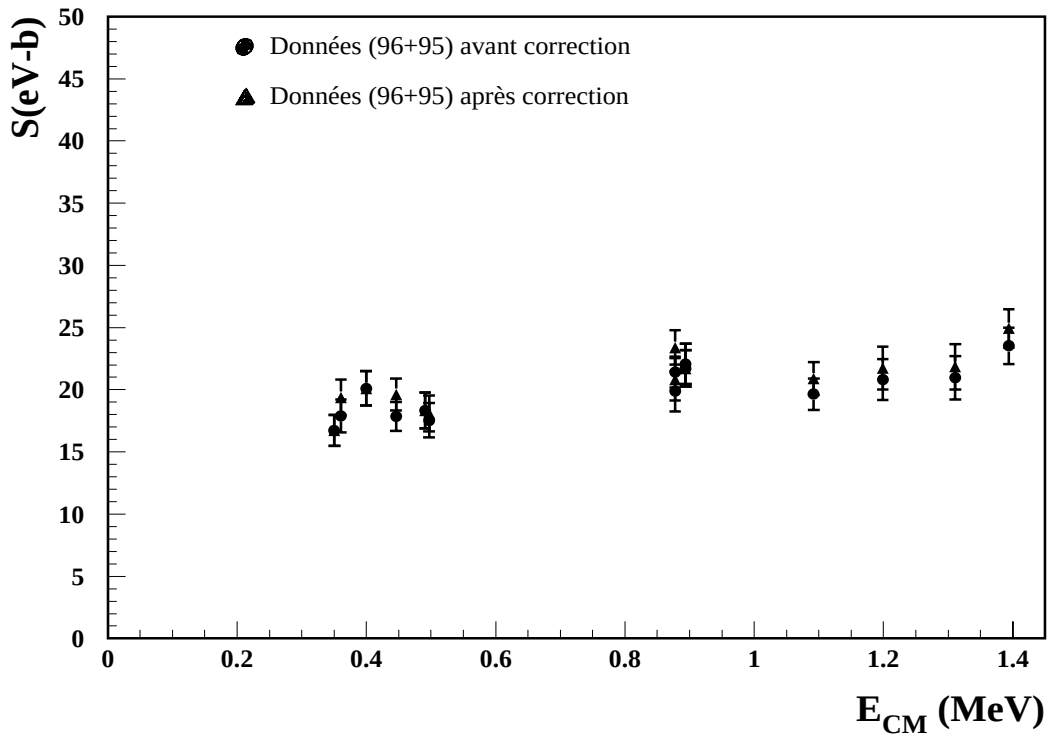


FIG. 2.26: Comparaison de nos données corrigées de l'effet de la rétrodiffusion du ^{8}B à celles non corrigées.

Les observations faites plus haut sur la compatibilité des mesures indépendantes effectuées à la même énergie demeurent pleinement valables après les corrections : par exemple, un test en χ^2 fournit χ^2=0.95 pour les quatre mesures à 0.878 MeV.

Les corrections des tableaux 2.7 et 2.8 ne s'appliquent pas directement lorsqu'une normalisation de l'expérience s'effectue à travers la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li (voir paragraphe 2.4.5, méthode indirecte). Au contraire, une compensation de l'effet d'échappement intervient alors puisqu'une certaine proportion des ions ^{8}Li formés lors de l'irradiation de la cible par les deutons s'échappe également de la cible. Nous avons

donc fait les mêmes calculs pour estimer la correction qu'on doit apporter aux sections efficaces calculées avec la seconde méthode de détermination du produit $N_{^7Be} \times \epsilon \times R_{inh}$. La cinématique de la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li étant plus complexe que celle de ^{7}Be(p,γ)^{8}B, nous avons d'abord calculé l'énergie de recul du ^{8}Li en fonction de son angle de recul dans le centre de masse, $\theta_{^8Li}$. Nous avons ensuite utilisé ces valeurs comme données dans le code de calcul TRIM.
La fraction moyenne de ^{8}Li rétrodiffusés, $n_{^8Li}$ en % est alors donnée par :

$$n_{^8Li}(\%) = \int_{\theta=0}^{180^0} n_{^8Li}(\theta_{^8Li}) \times \frac{dP}{d\theta_{^8Li}} d\theta_{^8Li} \qquad avec \qquad \frac{dP}{d\theta_{^8Li}} = \frac{2\pi sin\theta_{^8Li}\sigma(\theta_{^8Li})}{\sigma_{tot}}$$

où $\sigma(\theta_{^8Li})$ et σ_{tot} sont respectivement les sections efficaces différentielle et totale de la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li, tirées de la référence [49].

Sur le tableau 2.9, je donne les trois valeurs différentes de $n_{^8Li}$ déduites des calculs avec le code TRIM correspondant aux cinq mesures effectuées en ^{7}Li(d,p)^{8}Li durant notre expérience (voir paragraphe 2.4.5).

Numéro du run	$n_{^8Li}$ %
1	9.5
2	9.5
3	4.0
4	4.0
5	1.3

TAB. 2.9: Taux de ^{8}Li perdus correspondant aux différentes mesures.

On voit là aussi que la proportion de ^{8}Li perdus varie en fonction des dépôts de carbone dont il a été question plus haut.

Nous avons appliqué ces corrections pour reévaluer le produit $N_{^7Be}(0) \times \epsilon$ déduit des cinq mesures de la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li effectuées (voir paragraphe 2.4.5, méthode indirecte). La valeur trouvée pour celui-ci ne différait que de 5.2% par rapport à celle déduite sans correction. Le rapport moyen obtenu alors entre le produit $N_{^7Be}(0) \times \epsilon$ déduit de cette méthode indirecte à celui déduit de la méthode directe est de : $\langle \frac{(N_{^7Be}(0)\times\epsilon)_{^7Li}}{(N_{^7Be}(0)\times\epsilon)_{^7Be}} \rangle = 1.066 \pm 0.087$, au lieu de 1.010 ± 0.087 sans correction.
Le bon accord entre les deux méthodes de détermination du produit $N_{^7Be}(0) \times \epsilon$ persiste donc même après la correction de l'effet de la rétrodiffusion du ^{8}Li.
Il est intéressant de noter que les valeurs de sections efficaces normalisées à la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li obtenues après correction de l'effet de la rétrodiffusion du ^{8}B et du ^{8}Li sont plus faibles que celles qu'on avait précédemment sans correction, contrairement aux valeurs corrigées obtenues directement.

L'effet d'échappement des ions de recul hors la cible apparaît donc comme une correction relativement mineure dans notre expérience. Cette correction a pu être calculée exactement grâce aux nombreuses mesures, concernant la cible, que nous avons effectuées. La précision de cette correction dépend évidemment de la validité des calculs effectués avec le code TRIM. Si l'on considère que l'effet considéré n'est qu'une diffusion coulombienne multiple, il semble qu'on puisse accorder une bonne confiance au code, qui a d'ailleurs donné des résultats en accord avec les mesures des références [46] et [48].

2.5.2 Effet de la rétrodiffusion du ^{8}B et du ^{8}Li sur les données antérieures

Estimer l'effet de la rétrodiffusion du ^{8}B et du ^{8}Li sur les données expérimentales précédentes est intéressant dans la mesure où cet effet pourrait fournir un début d'explication aux écarts observés entre les différentes mesures.
Mais, étant donné le manque d'informations précises sur la composition des cibles utilisées par les précédents auteurs, il est difficile d'évaluer avec précision l'effet de la rétrodiffusion hors de la cible sur les données antérieures. Toutefois, à partir de l'épaisseur de cible et moyennant quelques hypothèses en ce qui concerne leur composition, nous nous sommes amusés à évaluer un ordre de grandeur du taux de ^{8}B et de ^{8}Li rétrodiffusés lors de leur mesures.

Données de Vaughn et al. [30]

L'épaisseur de la cible utilisée par Vaughn et al. était de $400\mu g/cm^2$. Elle était donc plus épaisse d'un facteur 30 que notre cible de 1996. Nous avons supposé que cette cible contenait les mêmes proportions de contaminants (en atomes $/cm^2$) que la nôtre, c'est à dire 46% d'^{16}O, 8% de ^{12}C, 28% de Ca et 18% de ^{9}Be+^{7}Be.
Pour ces conditions, la fraction de ^{8}B et de ^{8}Li rétrodiffusés hors de la cible a été trouvée négligeable ($\leq 0.3\%$) et ce quelle que soit l'énergie de recul des ^{8}B et des ^{8}Li. Nous avons ensuite ajouté un élément lourd, du fer, dans la composition de la cible et ce jusqu'à une proportion extrême de 78%. Même dans ce dernier cas, qui surestime grandement l'effet, la proportion de ^{8}B et de ^{8}Li rétrodiffusés a été trouvée négligeable ($\leq$1%).
Ceci nous amène donc à dire qu'aucune correction significative ne doit être appliquée aux données de Vaughn en raison de la grande épaisseur de la cible utilisée.

Données de Parker et al. [28]

La même procédure que pour Vaughn et al. a été appliquée quant aux proportions des différents contaminants de la cible, de manière à retrouver l'épaisseur totale de la cible donnée par les auteurs, soit 12 keV de perte d'énergie pour des protons de 440 keV. Puis, nous avons ajouté des quantités variables de fer, de façon à toujours retrouver les 12 keV de perte d'énergie dans la cible pour des protons de 440 keV. D'après les simulations, le taux de ^{8}Li rétrodiffusés varie entre 7% et 8.5% selon la quantité de fer

dans la cible. Quant à la proportion de noyaux de ^{8}B rétrodiffusés, celle-ci ne dépassait pas les 2% et ce pour toutes les énergies de recul de ces noyaux correspondant aux énergies incidentes où les mesures ont été effectuées.

Finalement, le taux maximum de ^{8}Li et de ^{8}B éjectés de la cible étant de 8.5% et 2% respectivement, le facteur correctif des sections efficaces mesurées

$$f_{corr} = \frac{1 - N_{^8Li}^{rétrodiffusés}(\%)}{1 - N_{^8B}^{rétrodiffusés}(\%)} \tag{2.17}$$

est au minimum de 0.933, ce qui correspond à une diminution maximale des sections efficaces de 6.7%.

Cependant, d'après l'article de Parker et al. [28], un dépôt de carbone important sur la cible, de 77 keV d'épaisseur pour des protons de 440 keV, a été observé, après huit jours d'irradiation. Une telle épaisseur de carbone arrête les ^{8}B et les ^{8}Li rétrodiffusés et les empêche de sortir de la cible. Si on suppose que le carbone s'est déposé de façon continue durant l'expérience, le taux de carbone déposé serait alors de 9.6 keV par jour. Avec une telle épaisseur de carbone, la fraction de ^{8}Li et ^{8}B rétrodiffusés serait déjà réduite d'un facteur 2 après une journée de faisceau. Or, les mesures de dosage en ^{7}Li ont été effectuées par les auteurs à des moments (voir figure 3 de la référence [28]) où il y avait déjà eu d'importants dépôts de carbone. Tout ceci nous amène à penser que la correction réelle à appliquer sur les sections efficaces de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B mesurées par Parker et al., quand on tient compte des dépôts de carbone, devrait être au plus de 2%. Cependant beaucoup d'hypothèses doivent être formulées pour arriver à cette conclusion, et il nous paraît sage de considérer simplement qu'à ces données devraient être attribuées des incertitudes supplémentaires de l'ordre de 10%.

Données de Kavanagh et al. [29]

L'effet de la rétrodiffusion du ^{8}Li et du ^{8}B hors de la cible est beaucoup plus difficile à estimer dans ce cas, étant donnée l'abscence totale d'informations concernant la cible utilisée. Ni son épaisseur ni sa composition ne sont connues. Estimer donc cet effet relève du domaine de la spéculation. En effet, la première hypothèse qu'on a faite concernant cette cible est qu'elle avait la même épaisseur que celle utilisée en 1960, c'est-à-dire 1.68 keV pour des protons de 1 MeV. Ceci est également semblable à l'épaisseur de la cible que nous avons utilisée dans l'expérience de 95. La deuxième hypothèse est qu'elle a les mêmes contaminants et dans les mêmes proportions en atomes par cm^2 que notre cible de 95, soit 61% d'^{16}O, 8.07% de ^{9}Be+^{7}Be, 14.4% de ^{12}C et 15% de Ca.

Avec une telle cible, la fraction de ^{8}Li rétrodiffusés hors de la cible, d'après les simulations avec TRIM, serait en moyenne de 10.5%. Quant à la fraction de ^{8}B rétrodiffusés, celle-ci variait selon l'énergie de recul du ^{8}B, négligeable aux faibles énergies de recul correspondant aux faibles énergies incidentes des protons et plus importante aux énergies plus élevées.

La variation du taux de ^{8}B rétrodiffusés en fonction de l'énergie incidente exprimée dans le référentiel du centre de masse et celle du facteur correctif (équation

2.16) à appliquer sur les mesures sont respectivement représentées sur les figures 2.27.a et 2.27.b.

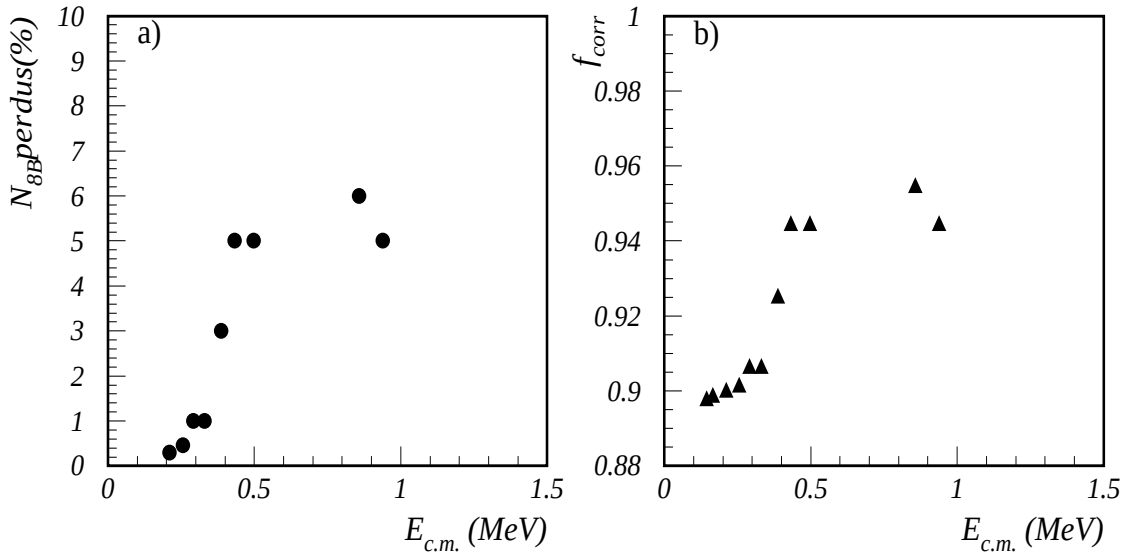


FIG. 2.27: a). Variation du taux de ^{8}B rétrodiffusés en fonction de l'énergie incidente exprimée dans le référentiel du centre de masse en MeV. b). Variation du facteur correctif en fonction de $E_{c.m}$

Données de Filippone et al. [26]

Dans l'expérience de Filippone, la composition précise de la cible n'a pas été mesurée. Les auteurs précisent cependant qu'elle contenait environ 36 μg/cm^2 de solides dont 11% de ^{7}BeO, le reste étant constitué d'oxydes et de nitrates de métaux légers et de carbone avec un Z moyen inférieur à 20. Nous avons donc fait des simulations en supposant que la cible de Filippone avait les mêmes contaminants que notre cible de 1996. Comme les auteurs extraient les valeurs de section efficace par une moyenne sur les résultats obtenus pour $N_{^7Be} \times \epsilon$ par les deux méthodes possibles, nous avons calculé ces corrections pour ^{8}B et ^{8}Li.

Les résultats obtenus, correspondant à la correction due à la fraction de ^{8}B rétrodiffusés hors de la cible qu'on doit appliquer sur les sections efficaces non normalisées à la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li, sont représentés sur la figure 2.28a en fonction de l'énergie effective.
Quant à la proportion de ^{8}Li perdus, elle est 7.1%. Les facteurs correctifs (équation 2.16) qui en découlent et qu'on doit appliquer sur les sections efficaces normalisées à la section efficace de ^{7}Li(d,p)^{8}Li sont représentés sur la figure 2.28b.
Comme l'effet de la rétrodiffusion du ^{8}B et celui du ^{8}Li vont dans deux directions opposées (la section efficace normalisée à ^{7}Li(d,p)^{8}Li diminue, l'autre augmente) les

deux effets se compensent largement et on obtient finalement une diminution du facteur astrophysique de seulement 2.6% à 3.7% dans la gamme d'énergie au-dessous de 600 keV et une diminution inférieure à 1% pour les énergies au-dessus de 800 keV. Il est intéressant de noter par ailleurs que le rapport $\langle \frac{(N_{^7Be}(0)\times\epsilon)_{^7Li}}{(N_{^7Be}(0)\times\epsilon)_{^7Be}} \rangle$ passe de 0.99±0.12 sans correction à 1.06±0.12 après correction et reste donc parfaitement compatible avec 1.

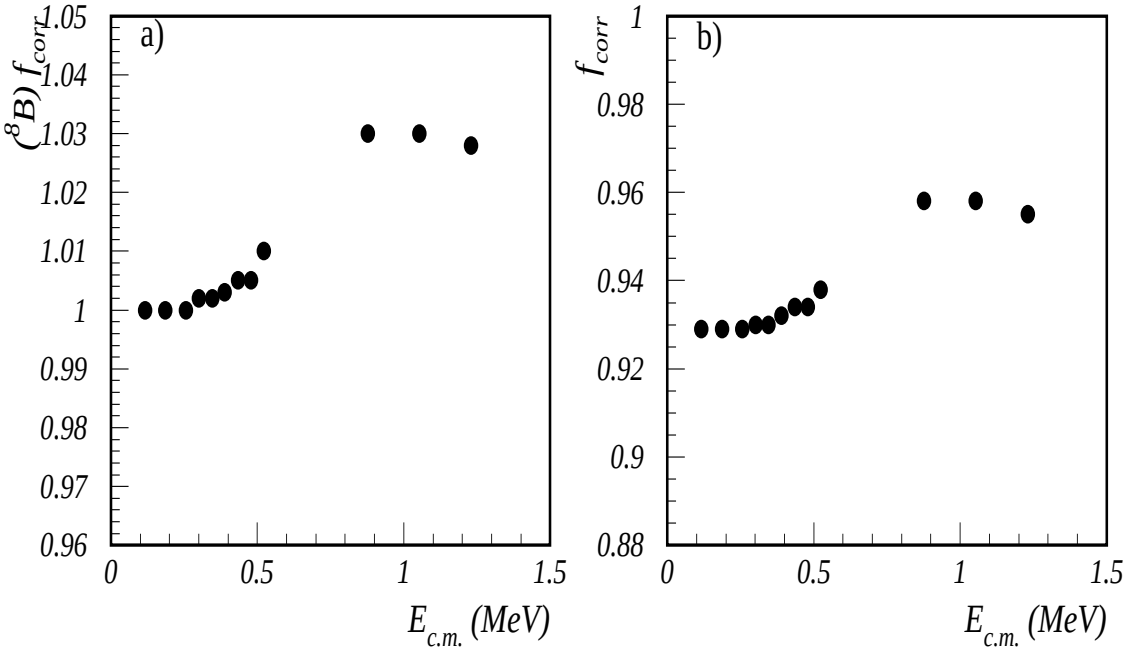


FIG. 2.28: a)Variation du facteur correctif, due à la proportion estimée de ^{8}B perdus, qu'on doit appliquer sur les sections efficaces ne dépendant pas du ^{7}Li, en fonction de l'énergie incidente dans le centre de masse. b) Variation du facteur correctif estimé, qu'on doit appliquer sur les sections efficaces normalisées à ^{7}Li(d,p)^{8}Li, en fonction de l'énergie incidente exprimée dans le référentiel du centre de masse.

Comparaison des différentes données après correction de l'effet d'échappement du ^{8}B et du ^{8}Li

En nous basant sur les différentes hypothèses émises concernant les cibles utilisées dans les expériences précédentes, nous avons pensé qu'il serait intéressant de voir comment se situeraient toutes les données si on leur appliquait les corrections, dues à l'effet de la rétrodiffusion, que nous avons estimées grâce au code de calcul TRIM (voir figure 2.29). Toutefois, il faut garder en mémoire que ces corrections sont hypothétiques sauf évidemment celles qui concernent nos mesures puisque les compositions des cibles correspondantes sont les seules à être très bien connues.

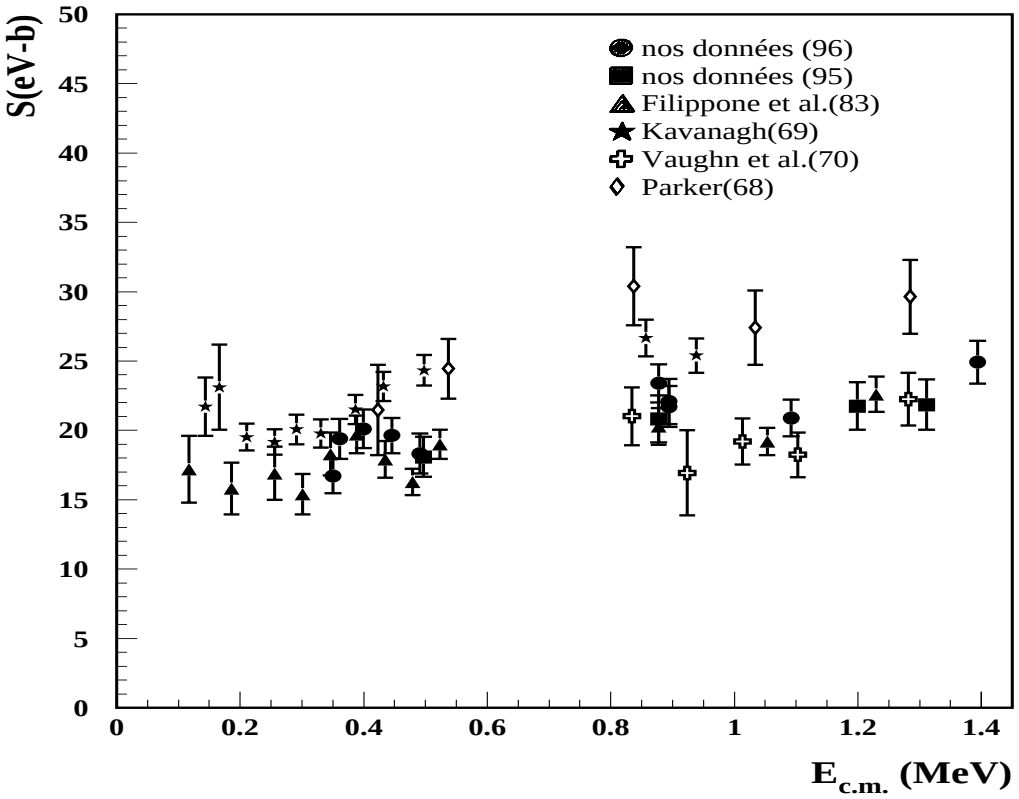


FIG. 2.29: Comparaison des différentes données corrigées de l'effet de la rétrodiffusion du ^{8}B et du ^{8}Li.

On remarque sur la figure 2.29 que les données de Kavanagh et al. [29] au-dessous de 500 keV qui étaient auparavant incompatibles avec les nôtres et celles de Filippone, tendent à se rapprocher de ces dernières, ce qui pourrait indiquer que la différence entre ces données et les nôtres pourrait provenir au moins pour partie de ce phénomène de rétrodiffusion qui n'a pas été pris en compte auparavant. Rappelons que jusqu'à présent, les raisons de l'écart entre les données étaient complètement obscures.

Chapitre 3

Description et résultats de l'expérience dite à basse énergie

Dans ce chapitre, je parlerai d'abord des problèmes que posent les mesures à basses énergies, au-dessous de 240 keV, et des solutions adoptées pour les résoudre. Je décrirai par la suite le dispositif expérimental utilisé puis je présenterai la méthode d'analyse et les résultats.

3.1 Principe de la mesure

Nous avons vu aux chapitres 1 et 2 que la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B décroît rapidement quand l'énergie diminue et devient très faible en dessous de 200 keV ($\sigma < 30$ nb). Faire des mesures en-dessous de 200 keV avec le même dispositif expérimental que celui décrit au chapitre 2 aurait impliqué des taux de comptage extrêmement faibles (≤ 1 coup par heure) et un rapport signal sur bruit très mauvais qui ne nous aurait pas permis d'extraire les bons évènements du bruit de fond.

Pour réduire le bruit de fond de manière significative , nous avons donc choisi de faire des mesures de coïncidences entre les β^+ issus de la décroissance du ^{8}B et les α issus de la désintégration du ^{8}Be : ^{7}Be(p,γ)^{8}B(β^+ ν)^{8}Be(2α). Ces mesures en coïncidence ont pour but de supprimer le bruit de fond et d'obtenir des spectres en énergie très propres des α signant la réaction. Cependant, cette méthode peut impliquer une réduction trop importante des taux de comptage.
Pour pallier cette réduction de l'efficacité de détection, nous avons défini la procédure expérimentale suivante :
- les mesures de coïncidences ont été effectuées dans un solénoïde à champ axial fournissant un champ de 3 Teslas. La cible était placée au centre du solénoïde. Grâce aux propriétés focalisantes du champ magnétique, les positrons émis vers l'avant étaient guidés par les lignes du champ vers des détecteurs β tandis que les particules α émises vers l'arrière étaient guidées vers un multidétecteur α. Une bonne efficacité de détection de coïncidence a pu ainsi être obtenue tout en réduisant le bruit de fond.
D'autre part, cette efficacité raisonnable est obtenue en éloignant les détecteurs du flux intense des γ issus du ^{7}Be, ce qui limite d'autant les problèmes de bruit de fond à basse

énergie (voir chapitre 2).
- un faisceau de protons intense (~ 50 μA) et une cible de ^{7}Be très active ($\sim$ 120mCi) ont été utilisés pour augmenter la statistique.

Pour l'aimant, nous avons eu recours au solénoïde supraconducteur "SOLENO" développé à l'IPN d'Orsay [50]. Nous l'avons couplé au petit accélérateur pour l'astrophysique "PAPAP" du CSNSM d'Orsay, spécialement conçu pour ce type d'expérience. Ce dernier est un accélérateur de 240 kV qui délivre des faisceaux de protons intenses, pouvant aller jusqu'à 1 mA [51].

Quant aux détecteurs utilisés, leur géométrie ainsi que leur emplacement dans le solénoïde ont été optimisés grâce à des simulations effectuées à l'aide du code de calcul du CERN, GEANT [52], de manière à obtenir la meilleure efficacité de détection et la réduction maximale du bruit de fond.
Un schéma de principe illustrant la position des multidétecteurs α et β par rapport à la cible ainsi que les trajectoires des α et β dans dans le solénoïde est donné sur la figure 3.1.

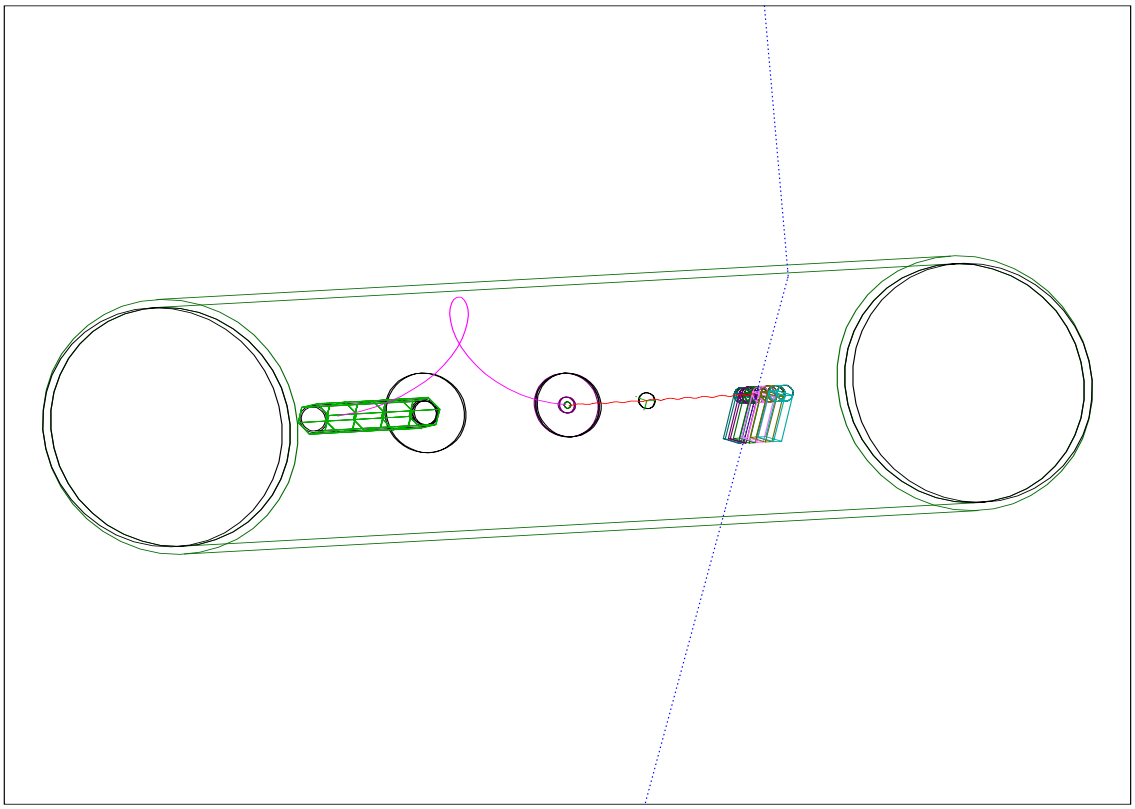


FIG. 3.1: Schéma de principe du dispositif de détection des particules α et β ainsi que de la cible dans l'enceinte de SOLENO et exemples de trajectoire des α et β simulés à l'aide du code GEANT.

Je ne parlerai pas ici du code GEANT qui a été largement décrit dans plusieurs

ouvrages [53]. Il a servi dans notre expérience, à simuler les trajectoires des positrons et des α dans le champ magnétique du solénoï, de ainsi que leur interactions et celles des rayonnements γ avec les matériaux dans l'enceinte (cible, détecteurs,...). La carte du champ magnétique de SOLENO fournie au code GEANT, a été calculée à l'aide du code Poisson [54]. Une représentation du champ calculé par ce code selon l'axe de SOLENO est donnée sur la figure 3.2.

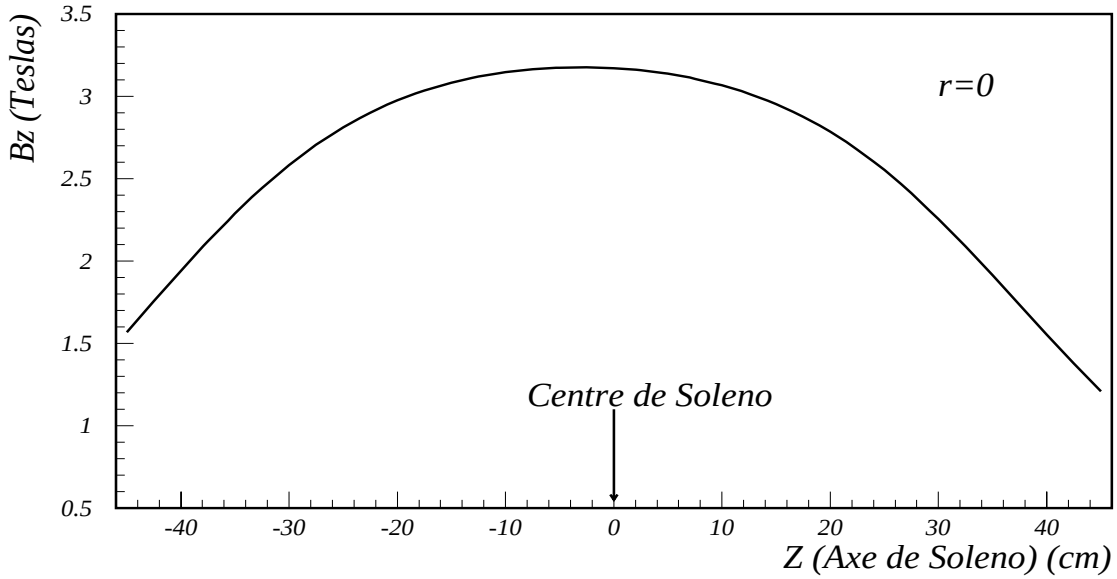


FIG. 3.2: Dépendance longitudinale du champ magnétique dans SOLENO, pour une position radiale nulle.

Pulsation du faisceau

La pulsation du faisceau était indispensable dans l'expérience décrite au chapitre 2 à cause de l'effet sur les détecteurs des protons rétrodiffusés par le support de cible. Dans cette nouvelle expérience, la présence du champ magnétique et d'un anneau de protection (voir figure 3.1) empêchait les protons rétrodiffusés de parvenir sur les détecteurs. On aurait pu ainsi espérer augmenter le rendement de détection en utilisant un faisceau continu. Malheureusement, la réaction ^{7}Li(p,γ)^{8}Be*(3.04 MeV) induite sur le ^{7}Li, produit dans la cible par la désintégration du ^{7}Be, conduit à la production d'évènements non distinguables des évènements recherchés : les γ de 14.6 MeV émis dans la réaction ^{7}Li(p,γ)^{8}Be (voir figure 2.3) créent dans le platine des paires électron-positron de spectre en énergie assez semblable au spectre β^+ du ^{8}B. Ces paires sont détectées dans les scintillateurs β en coïncidence avec les α issus du niveau de 3.04 MeV du ^{8}Be, le même qui est alimenté par la désintégration β^+ du ^{8}B. Les simulations avec GEANT ont montré que, très tôt après la fabrication de la cible, ces évènements parasites deviennent aussi nombreux que les évènements recherchés : un rapport proche de 1 entre le nombre de β^+ détectés et celui des photo-électrons a été déduit des simulations et ceci pour une cible ayant décru d'une journée seulement (voir figure 3.3).

Discerner en coïncidence les évènements provenant de la réaction qui nous intéresse de ceux provenant de la réaction ^{7}Li(p,γ)^{8}Be était impossible. Ceci nous a amenés à la conclusion que la pulsation du faisceau était indispensable ici aussi.

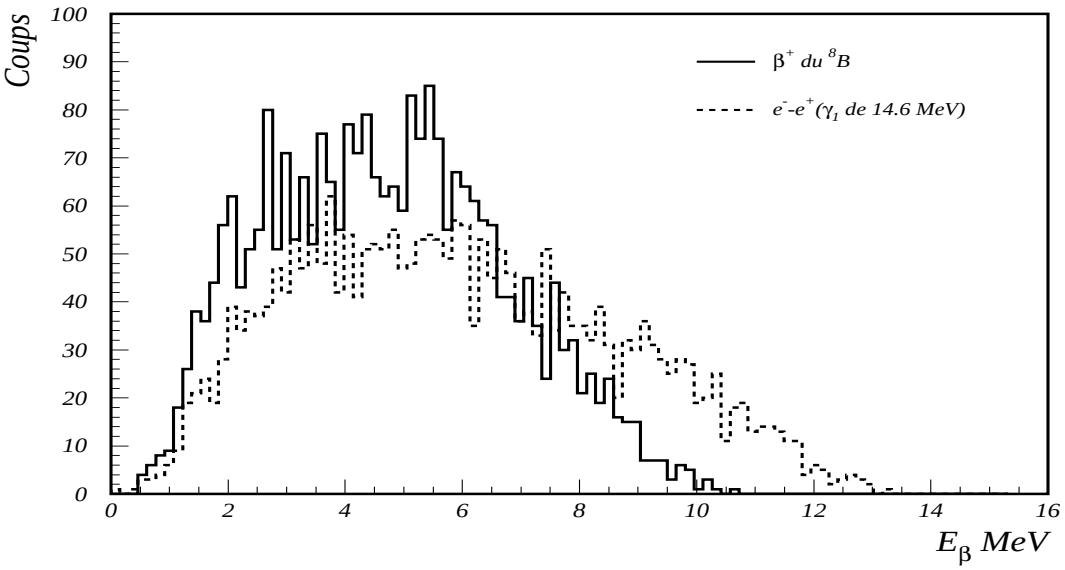


FIG. 3.3: Comparaison entre les spectres détectés des β^+ provenant de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B et des paires électrons-positrons créés par les γ_1 de 14.6 MeV dans le platine du support de cible, simulés avec le code GEANT.

Quand le faisceau était dévié, on enregistrait donc les évènements provenant de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B. Lorsque le faisceau était sur la cible, nous avons pu cette fois enregistrer les spectres directs provenant des réactions ^{9}Be(p,d)^{8}Be et ^{9}Be(p,α)^{6}Li. Contrairement à la première expérience décrite au chapitre 2, la présence du champ magnétique permettait en effet de focaliser les particules émises par ces réactions sur les détecteurs α tout en protégeant ces derniers des protons de rétrodiffusion élastique vers l'arrière avec l'apport d'un anneau mentionné précédemment.

Le ^{9}Be était intentionnellement ajouté sous forme de solution avant l'électrodéposition de la cible. Les évènements provenant de la réaction ^{9}Be(p,α)^{6}Li nous ont permis de procéder à une normalisation des données relatives aux différentes énergies, comme on le verra plus loin.

Pendant la déviation du faisceau, nous enregistrions aussi bien les évènements α en coïncidence avec les β que ceux directs provenant de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B. Ceci nous a permis d'obtenir une mesure absolue de la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B, tout au moins à l'énergie incidente de 217 keV, indépendante de l'efficacité du compteur β.

3.2 La cible de ^{7}Be

La cible radioactive utilisée pour cette expérience avait un diamètre de 8 mm et une activité beaucoup plus grande que celle utilisée lors de l'expérience à plus haute énergie. Son activité initiale était de 120 mCi, ce qui a nécessité pour la produire environ un mois d'irradiation d'une cible de ^{7}Li selon la même procédure que celle décrite au paragraphe 2.2.1.
Nous avons effectué sur cette cible les mêmes analyses (scan γ, analyse (d,p), RBS et PIXE) que celles décrites dans le chapitre 2.
Pendant la fabrication de la cible, du ^{9}Be a volontairement été introduit selon la même procédure que celle décrite précédemment afin de servir de référence durant l'expérience. En effet, le comportement chimique identique de ^{7}Be et de ^{9}Be, associé aux études de cible au cours des différentes expériences réalisées, permet de comparer au cours du temps et pendant la durée de l'expérience l'évolution de la quantité de ^{7}Be sous l'impact du faisceau à celle du ^{9}Be (voir § 3.5.2)

3.3 Description du dispositif expérimental

La ligne de transport

Sur la ligne de transport du faisceau de PAPAP se trouvent divers éléments optiques (voir figure 3.4) :
- une lentille Glaser, mobile longitudinalement sur une distance de 0.88 m à 1.30 m par rapport au point focal du déflecteur magnétique.
- et deux aimants centreurs (steerers). L'ensemble de ces éléments permettait de guider le faisceau et de régler sa position sur la cible.

Entre les deux, se trouvait une chambre où était placé le déflecteur électrostatique, qui servait à dévier le faisceau, et un diaphragme constitué de deux lèvres horizontales et deux lèvres verticales mobiles avec un déplacement maximum de $\pm$15 mm. Ce diaphragme était placé au point focal de la lentille Glaser. Le faisceau était dévié sur ces lèvres refroidies par un système de circulation d'eau. Pour une mesure de courant correcte sur les lèvres du diaphragme, la chambre où se trouvaient ces dernières a été isolée électriquement.
On peut remarquer sur la figure 3.4 que la ligne est inclinée de 4° par rapport aux plans horizontal et vertical après le premier steerer. Le but de cette inclinaison était d'empêcher les hydrogènes neutres d'atteindre la cible pendant la déviation du faisceau.

Le vide

Obtenir un très bon vide était particulièrement important dans cette expérience car aux énergies où les mesures ont été effectuées ($E_p \leq 217$ keV), les dépôts de carbone peuvent rapidement être extrêmement gênants, à cause de la décroissance rapide de la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B avec l'énergie. Nous avons donc utilisé plusieurs pompes à vide et pièges à azote :

- Une pompe turbomoléculaire en début de ligne et quatre autres pompes servaient à faire le vide dans la chambre à réaction : deux pompes turbomoléculaires, l'une à l'entrée et l'autre à la sortie de SOLENO, une pompe ionique et une pompe cryogénique placées à la sortie de SOLENO. Les pompes turbomoléculaires étaient protégées par du μ-métal contre le champ de fuite du solénoïde.
- Un piège à azote a été mis sur la ligne en aval du déviateur et un autre au niveau de la chambre se trouvant à l'entrée de SOLENO. Ce dernier piège était relié à une plaque en cuivre de grande surface, se prolongeant jusqu'au centre de SOLENO près de la cible (voir figure 3.6).
Les vides obtenus pendant l'expérience ont été typiquement de $2\times\ 10^{-7}$ mbar dans la ligne et $4\ \times\ 10^{-7}$ mbar dans la chambre à réaction.

Un système de sécurité a été mis en oeuvre pour prévenir les remontées de vide soudaines. Ce système était constitué de vannes qui se refermaient automatiquement dés que le vide se dégradait. Elles empêchaient les remontées d'huiles des pompes primaires et coupaient le faisceau afin d'éviter le dépôt de carbone sur la cible. La température du piège à azote se trouvant à l'entrée de SOLENO était constamment mesurée pour prévenir un éventuel mauvais fonctionnement de ce dernier qui aurait conduit à des dégazages.

SOLENO (chambre à réaction)

SOLENO est un solénoïde supraconducteur constitué de deux bobines coaxiales formées de fils supraconducteurs refroidis à la température de l'hélium liquide et s'enroulant sur une surface cylindrique formant la chambre à réaction de rayon interne 18 cm et de longueur de 150 cm. Un courant électrique circulant dans la bobine crée un champ magnétique possédant une symétrie cylindrique d'axe parallèle à l'axe de la bobine. Pour plus de détails sur SOLENO, imaginé et mis en oeuvre à l'IPN d'Orsay, on pourra voir la thèse de Faïçal Azaïez [55]. Le champ maximum qu'on peut obtenir avec cet aimant est de 3.17 T au centre pour un courant de 375 A. Dans notre expérience, nous avons utilisé un courant de 360A qui créait un champ de 3.04 T au centre. La formule de la rigidité magnétique, $B\rho = \sqrt{2mE}/q$ permet de calculer une énergie maximale de 4.7 MeV au-delà de laquelle les particules α ne pouvaient plus être courbées dans la chambre de SOLENO. La proportion correspondante de particules α dans le spectre total provenant du ^{8}B est supérieure à 95%.
Dans le champ de 3.04 T, le diamètre des hélices parcourues par les β^+ variait de 1.3 cm pour des particules d'énergie de 6 MeV à 2.2 cm pour des énergies de 10 MeV.

Notons que malgré le blindage en acier doux constituant la partie externe de SOLENO, il existe un champ de fuite non négligeable. Il a donc fallu éloigner et protéger les pompes tubomoléculaires avec du μ-métal ainsi que les photomultiplicateurs du multidétecteur β (voir le paragraphe décrivant le multidétecteur β).

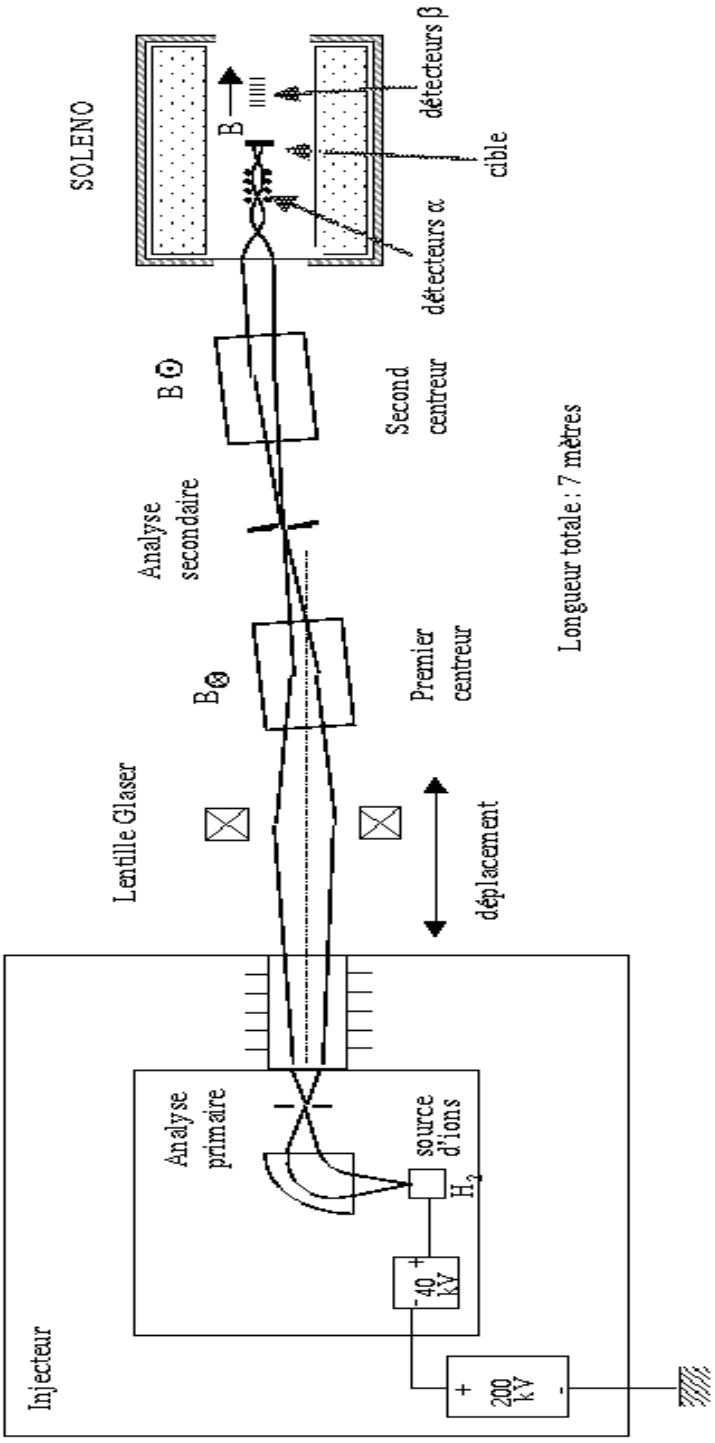


FIG. 3.4: Vue schématique de l'accélérateur PAPAP, la ligne de transport et SOLENO

Dispositif de détection et porte-cible

Le système mécanique portant les détecteurs α et β et le porte-cible formaient un ensemble mobile. Les différents éléments de cet ensemble étaient fixés les uns par rapport aux autres de façon à garder toujours la même configuration spatiale entre les détecteurs et la cible et à avoir ainsi la même efficacité de détection indépendante de l'énergie du faisceau.

La conception d'un système mobile a été motivée par la raison suivante :
le faisceau injecté sur l'axe spirale dans SOLENO et son enveloppe prend une forme particulière dans le champ magnétique : elle présente des ventres et des noeuds tout au long de l'axe logitudinal de SOLENO comme le montre la figure 3.5.

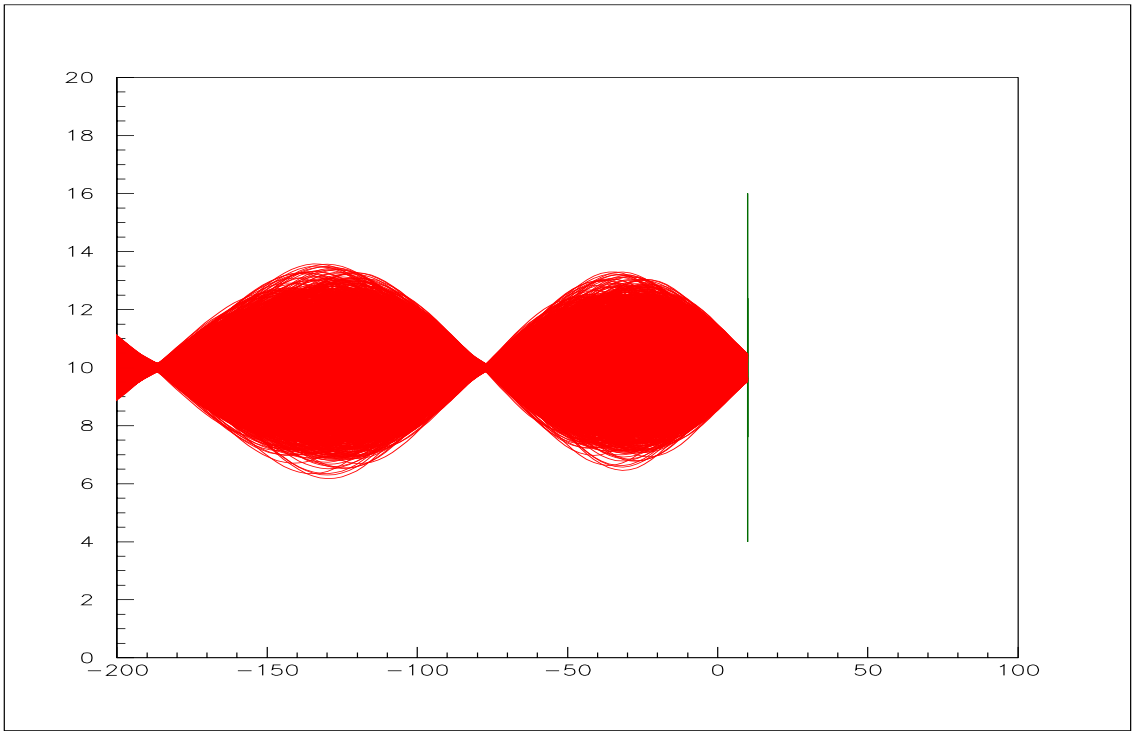


FIG. 3.5: Trajectoire du faisceau de protons dans le champ magnétique de SOLENO, simulé par GEANT.

Le diamètre des ventres et leurs positions ainsi que celles des noeuds dépendent de l'énergie des protons, de l'émittance et de l'ouverture angulaire du faisceau, ce qui veut dire qu'à une position donnée et à une énergie donnée, l'impact du faisceau sur la cible peut coïncider avec un ventre et à une autre énergie avec un noeud. Dans ce dernier cas le diamètre du faisceau peut être inférieur à 0.5 mm. La densité d'énergie (l'intensité du faisceau étant de l'ordre de 50 μA) sur la cible est alors trop importante et peut détruire cette dernière. La mobilité du porte-cible mobile a donc permis de choisir la dimension de l'impact du faisceau sur la cible. Le choix de cette position était effectué grâce à une alumine escamotable se positionnant juste devant la cible.

Toute la mécanique à l'intérieur de SOLENO pouvait être déplacée grâce à un système de soufflets se trouvant à l'extérieur de ce dernier.
La cible refroidie à l'eau se trouvait approximativement au centre de SOLENO.
Tous les matériaux placés à l'intérieur du champ étaient amagnétiques.

Le multidétecteur β

Pour optimiser la détection des β^+, nous avons fait des simulations avec des détecteurs de différents matériaux, de géométries différentes et positionnés à différentes distances par rapport à la cible (voir le schéma de pricipe sur la figure 3.1). Pour le choix du matériau, nous avons finalement opté pour un plastique scintillant de type NE102A pour sa sensibilité relativement faible aux γ de 478 keV issus du ^{7}Be.

Selon les résultats de GEANT, le compteur a été subdivisé en six éléments de forme cylindrique et d'épaisseur faible afin de limiter les taux de comptage dus aux rayonnements γ de 478 keV de la cible, tout en conservant une grande efficacité de détection pour les β^+ et la possibilité de reconstituer leur énergie. Leur diamètre était de 2 cm et leur épaisseur étaient respectivement de 3, 3, 8, 8, 8 et 10 mm. Ils étaient disposés dans cet ordre par rapport à la cible et étaient séparés l'un de l'autre de 2 à 3 mm. Un détecteur de conception similaire a précédemment été utilisé à Louvain La Neuve pour la détection de β^+ signant la réaction ^{19}Ne(p,γ)^{20}Na [56]. Dans ces conditions, la majorité des positrons traversaient au moins trois scintillateurs en déposant une énergie supérieure à 500 keV dans chacun d'eux. Le premier détecteur était à 22 cm de la cible. A cette distance, l'angle solide de détection des γ était réduit sans que l'inhomogénéité du champ dans SOLENO (3 Teslas au centre $\rightarrow$ 1.94 Teslas à 40 cm du centre, voir figure 3.2) n'affecte sensiblement l'efficacité de détection β^+.

Les plastiques scintillants étaient collés par la tranche à des guides de lumière positionnés dans SOLENO selon la figure 3.6. La tranche libre des détecteurs était recouverte d'une feuille d'aluminium de 0.5 μm d'épaisseur. Cette dernière réfléchissait les photons créés dans le plastique scintillant par la particule détectée, ce qui améliorait l'efficacité de leur collection et donc la résolution en énergie.
Dans la chambre sous vide, les guides de lumière avaient une longueur de 1.50 m. Ils étaient raccordés à d'autres guides de 10 cm de longueur se trouvant dans l'air à travers une fenêtre en quartz, transparente à la lumière. Ces petits guides étaient couplés à des photomultiplicateurs (PM) de type XP2982. Ces derniers, à 50 cm de la sortie de SOLENO, étaient blindés par des enceintes cylindriques en acier doux de 1.5 cm d'épaisseur, tapissées de μ-métal, servant à éliminer les effets du champ de fuite du solénoïde. Le couplage entre les guides et la fenêtre en quartz d'une part, et les guides et les PM d'autre part, était amélioré par de la graisse optique.
Tout le système de détection β (scintillateurs+guides+PM) était isolé de la lumière, à l'intérieur de la chambre à réaction par SOLENO lui-même et à l'extérieur par des cylindres en plastique noir entourants guides et PM.

L'identification d'un évènement β^+ était assurée par une condition de coïncidence

entre au moins deux des six plastiques scintillants.

Une constatation faite durant les simulations, et par ailleurs attendue, est que les γ de 478 keV créent énormément d'électrons par effet photoélectrique et Compton, dans le support de cible en platine . Pour supprimer l'effet de ces électrons dans le premier scintillateur, nous avons placé entre le détecteur et la cible un absorbant en aluminium de 500 μm. Avec une telle épaisseur, cet absorbant arrêtait complètement les photo-électrons mais perturbait peu la trajectoire des β^+ du ^{8}B d'énergie beaucoup plus élevée. D'autre part, nous avons constaté qu'un support de platine de 200μm, comme celui utilisé dans l'expérience précédente, réduisait d'un facteur non négligeable la transmission des β^+ issus de la réaction, ce qui nous a amené à choisir un support de 100μm, encore capable de supporter la pression de l'eau de refroidissement.

Le multidétecteur α

Les simulations ainsi que des tests préalables ont montré que le bruit de fond était moindre lorsque la face active des détecteurs alphas était orientée vers les parois de SOLENO et non vers la cible : cette configuration permettait de réduire la détection d'atomes d'hydrogène rétrodiffusés par la cible et neutralisés dans le gaz résiduel.
24 détecteurs en silicium épitaxial de surface active 45×20 mm^2 et d'épaisseur 100μm ont été utilisés pour détecter les particules α. Ils ont été fournis par la société Canberra. Ils étaient supportés par un tube en aluminium de forme extérieure hexagonale et intérieure circulaire de diamètre interne 3.4 cm et de longueur 20 cm à l'intérieur duquel passait le faisceau. La surface totale utile des détecteurs était de 216 cm^2.

Sur la face avant du multidétecteur placé à une distance de 18 cm de la cible était posé un écran en aluminium en forme d'anneau de 10 cm de rayon externe, 1.7 cm de rayon interne et d'épaisseur 1 mm (voir figure 3.6). Comme indiqué par les simulations avec GEANT, un tel écran empêchait totalement les protons rétrodiffusés de venir bombarder les détecteurs de la première couronne comme cela aurait été le cas en son abscence.
Les simulations ont montré que l'influence de la distance détecteur-cible sur l'efficacité de détection était très faible malgré l'inhomogénéité du champ.

Le porte-cible

Le support de la cible, constitué de platine, avait une épaisseur de 100 μm et un diamètre de 2 cm. L'eau pour refroidir la cible pendant l'irradiation circulait en régime turbulent entre le support de platine et une plaque arrière de 0.5 mm de dural. L'épaisseur de la plaque arrière a été choisie de manière à ce que l'ensemble cible-eau-plaque arrière laisse passer les positrons détectés dans les détecteurs β sans que leur énergie et leur trajectoire ne soient sensiblement dégradées. L'épaisseur d'eau était typiquement de 2 mm environ.

Faisceaulogie

Une des difficultés de cette expérience a été de régler la position du faisceau et surtout sa taille sur la cible dans le champ de 3 Teslas, avec une mécanique du système détecteurs-cible assez complexe : la principale raison en était la difficulté à faire coïncider l'axe géométrique du dipositif expérimental et l'axe magnétique de SOLENO.

Nous avons conçu un système qui nous permettait de faire la faisceaulogie en présence du dispositif expérimental. Ce système était constitué d'alumines mobiles, quadrillées avec des fils métalliques. Une des alumines qui se trouvait à l'entrée de SOLENO, après le deuxième diaphragme, nous permettait de visualiser le faisceau entrant. L'autre venait se positionner à 1 cm en amont de la cible et nous permettait donc de voir et mesurer la position et la taille du faisceau sur celle-ci. Pendant les réglages, cette dernière était positionnée à la position finale de la cible.

La position et la taille de l'impact du faisceau sur la cible étaient réglables à l'aide de la lentille Glaser, des deux aimants centreurs et du déplacement du système cible-détecteur dans SOLENO. Le réglage des deux composantes du champ magnétique, horizontale et verticale, du deuxième aimant centreur nous permettait de faire passer le faisceau correctement à travers le second diaphragme mobile se trouvant à l'entrée de SOLENO. L'optimisation de ces paramètres nous a conduit à utiliser trois énergies de protons : 217, 160 et 130 keV dans le laboratoire.

Une représentation globale des multidétecteurs α et β, du porte-cible ainsi que de la mécanique les maintenant dans SOLENO, est donnée sur la figure 3.6.

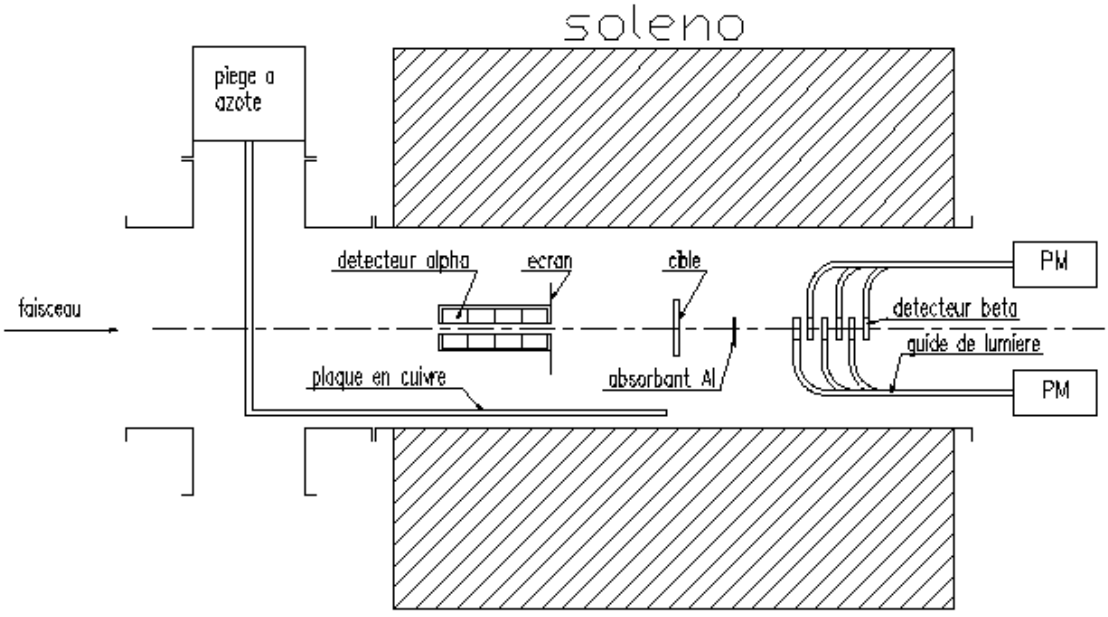


FIG. 3.6: Vue shématique de l'intérieur de SOLENO.

Dispositif electronique

Les informations enregistrées pendant l'expérience étaient les suivantes :
- identification des détecteurs α et β touchés.
- identification de la phase de détection (irradiation de la cible ou déviation du faisceau).
- mesure de l'énergie des α et β^+ détectés.
- mesure du temps de vol entre les α et les β^+ détectés en coïncidence.
- mesure du temps de vol des β^+ entre les différents scintillateurs du détecteur β.

Pour obtenir ces informations, nous avons associé à nos détecteurs une chaîne de détection multivoies dont je ne décrirai ci-dessous que les parties essentielles. Un schéma de principe de cette chaîne est donné sur la figure 3.7.

Electronique des détecteurs α (voir fig 3.7)

Les 24 voies énergie des détecteurs α étaient connectées,via des préamplificateurs et des amplificateurs lents, à deux convertisseurs analogiques numériques comprenant chacun 16 voies énergies. Ces codeurs au standard CAMAC ont été mis au point et fabriqués par le service électronique du CSNSM. Les préamplificateurs et amplificateurs ont été étudiés pour résister au champ de SOLENO. Les signaux temps issus des préamplificateurs étaient envoyés, à travers des amplificateurs rapides, vers des discriminateurs à fraction constante fonctionnant au standard CAMAC et dont les paramètres étaient réglables par programmation. Le temps de vol entre les α et les β détectés en coïncidence était fourni par un convertisseur temps digital (TDC) déclenché par le "ou" des voies α et les six "stops" étaient les signaux retardés β provenant des six scintillateurs.

Electronique des détecteurs β (voir fig 3.7)

Les impulsions de chaque photomultiplicateur (PM) étaient envoyées d'un côté vers les voies d'entrée des convertisseurs analogique digital CAMAC via des amplificateurs lents et de l'autre vers des discriminateurs à fraction constante à huit voies (Ortec CF8000) à travers des amplificateurs rapides. Les seuils de ces discriminateurs ont été réglés de manière à éliminer les impulsions de très basse énergie (<300 keV) sans avoir d'influence sur les impulsions utiles correspondant à des énergies > 600 keV. Les signaux rapides délivrés par ces discriminateurs étaient envoyés vers un TDC à 8 voies, déclenché par le "ou" des six voies β, les six stops étaient les signaux de chacune des voies β. Ce TDC mesurait le temps de vol des β entre chacun des scintillateurs. La voie multiplicité (nombre de voies touchées) du discriminateur a été réglée de manière à imposer que deux scintillateurs au moins soient touchés pour valider le traitement de l'évènement.

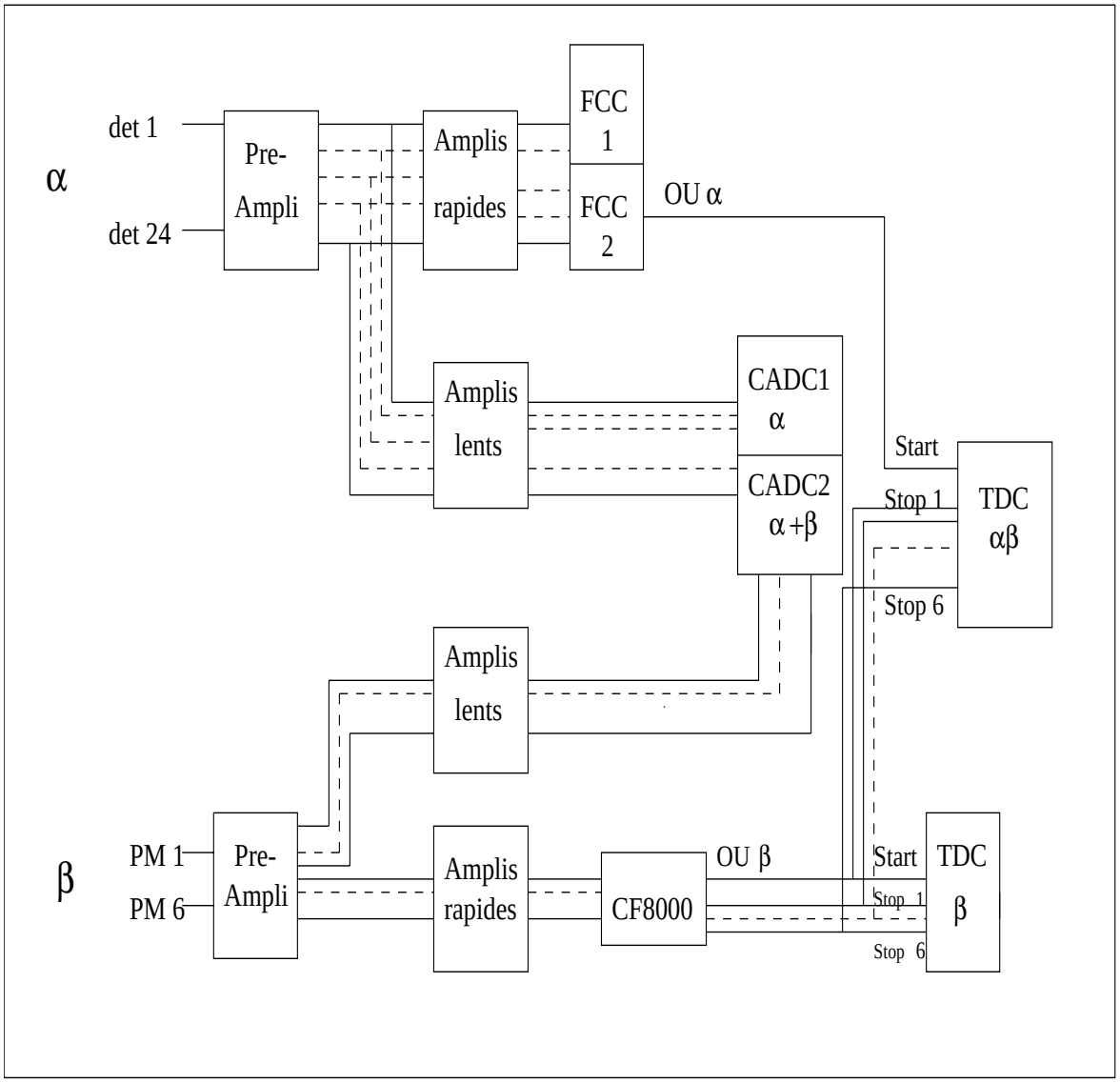


FIG. 3.7: Schéma de principe de la chaîne électronique utilisée pour l'expérience.

CALI (coïncidence avec logique incorporée)

Pour gérer simultanément les différents signaux logiques générés par notre chaîne électronique de détection, choisir et identifier les évènements intéressants, nous avons fait appel au système de coïncidence avec logique incorporée CALI de l'IPN d'Orsay [57]. Le déclenchement du système était effectué soit par le signal "ou" des voies α, soit par le signal validation β(multiplicité$\geq$2). Les signaux logiques identifiant la présence ou l'abscence du faisceau sur la cible, étaient envoyés sur deux autres entrées CALI fonctionnant en mode non-déclenchement.
Après son déclenchement, le système CALI assurait l'acceptation ou le rejet de l'évènement selon les critères de selection imposés ("coïncidences" α-β, "directs" α et "directs" β en présence et en abscence du faisceau). Les évènements acceptés étaient codés selon leurs caractéristiques et le mot d'identification correspondant était enre-

gistré.

A cause du trop grand nombre d'évènements détectés quand le faisceau était sur la cible, évènements provenant principalement des réactions ^{9}Be(p,α)^{6}Li et ^{9}Be(p,d)^{8}Be, nous en avons réduit l'enregistrement grâce à un diviseur (réduisant le taux d'enregistrement d'un facteur 200 à 1000 selon les cas).

Un système anti-parasite, conçu de la même façon que celui de l'expérience à haute énergie, venait mettre à zéro les signaux logiques correspondants au faisceau "on" et "off" chaque fois que l'antenne détectait des parasites provenant de diverses sources radio-électriques.

Pour la mesure du temps mort, un générateur d'impulsions était relié d'un côté à la chaîne de détection à travers CALI et de l'autre à une échelle de comptage.

Acquisition des données

Les données provenant des détecteurs β et α étaient acquises évènement par évènement. Le transfert des données était géré par un système VME constitué d'un processeur temps réel et d'une mémoire connectée au système informatique UNIX par l'intermédiaire d'un réseau ethernet. Les évènements de taille variable qui y étaient formés, étaient stockés temporairement dans la mémoire VME et rangés par bloc de 1024 octets. Quand un bloc était rempli, il était écrit sur une cassette exabyte, ce qui permettait de faire ultérieurement l'analyse des données évènement par évènement. Le VME était par ailleurs programmé pour construire en temps réel des spectres de contrôle qui étaient régulièrement transférés par réseau à une station SUN. Le programme OASIS (IPN Orsay) [58] permettait alors de visualiser les spectres en ligne et de vérifier le bon déroulement de l'expérience.

Mesure des charges

La mesure du nombre de protons incidents sur la cible était obtenue par la mesure de la charge sur cette dernière. Pour que cette mesure soit correcte il faut, d'une part que les électrons émis lors de l'impact du faisceau sur la cible ne puissent s'échapper, et d'autre part que celle-ci ne collecte pas les électrons émis par l'impact du faisceau sur les pièces métalliques environnantes. Comme la cible était plongée dans le champ magnétique intense de SOLENO, ce dernier risque était nul car le gradient du champ magnétique empêchait ces électrons, dont l'énergie ne dépassait guère quelques centaines d'eV, d'atteindre la cible. Les électrons issus de l'impact éventuel d'un halo de faisceau sur le tube portant les détecteurs α n'étaient pas à craindre non plus : à cause de leur énergie ($\sim$100 eV) et donc de leur B$\rho \sim 3.4 \times 10^{-5}$ T.m, ils étaient aussitôt captés par le tuyau lui-même. Pour collecter les électrons éjectés de la cible par le faisceau, cette dernière a été polarisée avec une tension de 300 V. Les électrons émis par la cible et dont l'énergie ne dépassait pas 300 eV, s'enroulaient autour des lignes de champ parallèles à l'axe de SOLENO et parallèles au champ électrique créé par la tension de 300 V. Sous l'effet de ces deux champs, les électrons étaient renvoyés

vers la cible : en effet, le long de l'axe, la composante radiale du champ magnétique est quasi-nulle et à proximité de l'axe, elle n'atteint pas des valeurs suffisantes pour contrecarrer l'effet de rappel du champ électrique.
De plus, comme dans l'expérience à haute énergie, une vérification de la charge mesurée était obtenue par la mesure de la charge dans la chambre de déflection.

3.4 Analyse des résultats

3.4.1 Démarche générale de l'analyse

La démarche générale pour analyser les données a été la suivante :

1) Nous avons déterminé, à partir des données enregistrées pendant l'expérience, la valeur de la section efficace absolue de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B à l'énergie 217 keV grâce à la mesure du spectre α direct consécutif à la désintégration du ^{8}B, du nombre de protons incidents (donné par le courant intégré sur la cible), du nombre d'atomes par cm^2 de ^{7}Be sous l'impact du faisceau, du paramètre β défini au § 2.4.6 et de l'efficacité de détection ϵ_α.
Comme au chapitre 2, la section efficace est alors donnée par :

$$\sigma(\overline{E_p}) = \frac{Y_\alpha(E_i) \times \beta(^8B)}{2 \times N_p \times N_{^7Be}(t) \times R \times \epsilon_\alpha},$$

Cette procédure a été possible car le bruit de fond dans le spectre α direct restait raisonnable par rapport au nombre d'évènements détectés (voir le § 3.4.4) à cette énergie (217 keV laboratoire).

2) Nous avons déterminé les sections efficaces aux énergies, 160 keV et 130 keV par rapport à la section efficace absolue mesurée à 217 keV. Le flux relatif des particules α aux trois énergies provenant de la désintégration du ^{8}B était extrait des spectres mesurés en coïncidence avec les β^+ du ^{8}B.
Dans ce cas, la normalisation entre les trois mesures n'a pas été effectuée en utilisant la charge intégrée déposée par le faisceau sur la cible durant les différents runs. Nous avons préféré, nous servant de la présence de ^{9}Be dans la cible, utiliser le flux des particules α produites par la réaction ^{9}Be(p,α)^{6}Li, flux qui a été mesuré en permanence pendant l'expérience. La section efficace de cette réaction est connue [59], sa valeur relative aux différentes énergies utilisées (217, 160 et 130 keV) maîtrisée avec encore plus de précision a permis une normalisation très efficace à la mesure à 217 keV. L'intérêt majeur de cette normalisation réside dans le fait que lors de la fabrication de la cible, le ^{9}Be et le ^{7}Be sont déposés par électrolyse de manière identique sur le platine. Par conséquent, une perte éventuelle de noyaux de ^{7}Be sous l'impact du faisceau, qui a en effet été observé de manière significative à 130 keV, doit s'accompagner d'une perte de ^{9}Be dans le même rapport. Ceci a été vérifié par des analyses de la cible comme on le verra plus loin. La normalisation sur la réaction ^{9}Be(p,α)^{6}Li a donc permis de s'affranchir des problèmes d'érosion et d'inhomogénéité de cible.

3.4.2 Reconstruction des spectres

La reconstruction des spectres en énergie et en temps des particules détectées a été faite à partir des données enregistrées évènement par évènement sur les cassettes exabytes.

L'ajustement en énergie des spectres α a été effectué grâce aux trois pics observés dans les réactions ^{9}Be(p,α)^{6}Li et ^{9}Be(p,d)^{8}Be (voir figure 3.8). Le pic de plus basse énergie correspond à la voie d_0 peuplant l'état fondamental du ^{8}Be, le $2^{ième}$ pic à la voie ^{6}Li dans son état fondamental et le $3^{ième}$ pic à la voie α de la réaction ^{9}Be(p,α)^{6}Li. Les α résultant de la décroissance de l'état fondamental du ^{8}Be sont supprimés par la transmission du champ magnétique de SOLENO. L'énergie de ces trois pics a été déterminée par des calculs de cinématique des réactions ^{9}Be(p,α)^{6}Li et ^{9}Be(p,d)^{8}Be couplés à des simulations avec GEANT pour déterminer les angles d'émission correspondant à la détection dans les différentes couronnes de détecteurs. A partir d'un ajustement par moindre carré (voir figure 3.9), on a déduit la courbe d'étalonnage en énergie correspondant à chaque détecteur et à chaque comptage partiel.

Les spectres ont ensuite été ajustés en énergie de manière continue pendant toute l'expérience pour corriger les dérives éventuelles, puis comprimés de façon à obtenir un étalonnage de 40 keV par canal.

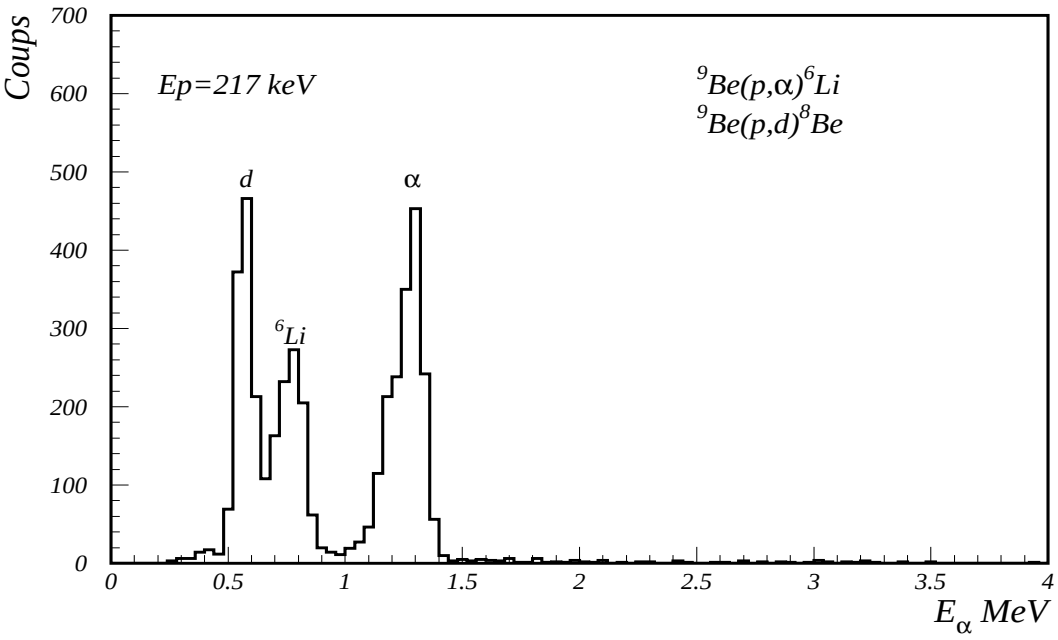


FIG. 3.8: Spectre en énergie des particules α, ^{6}Li et deutons, issus des réactions ^{9}Be(p,α)^{6}Li et ^{9}Be(p,d)^{8}Be, mesuré pendant l'irradiation de la cible. L'élargissement des pics s'explique par la distribution large des angles d'émission.

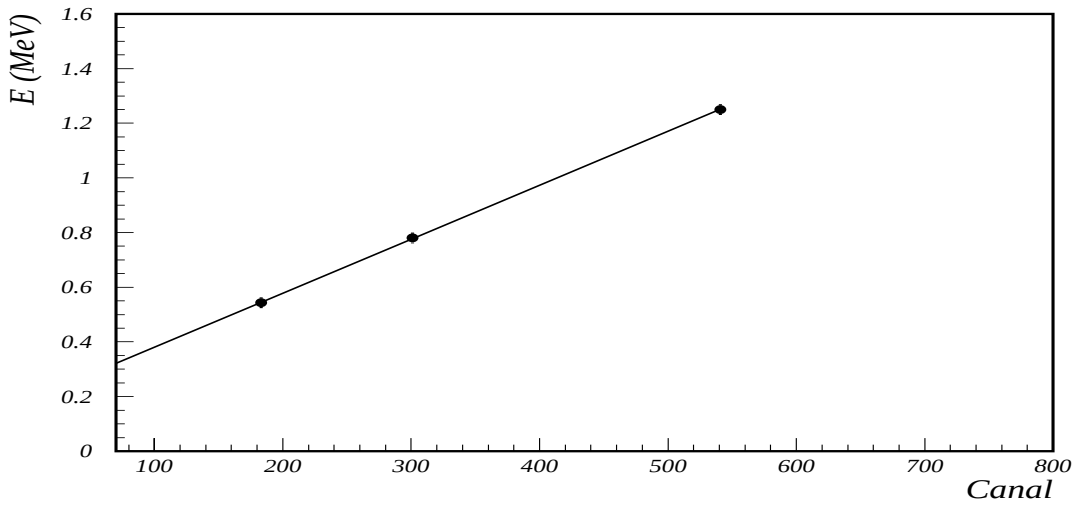


FIG. 3.9: Exemple de courbe d'étalonnage en énergie des détecteurs α.

3.4.3 La mesure absolue à 217 keV

1.Extraction du spectre α direct à 217 keV

Pour la construction du spectre α direct à 217 keV issu des évènements détectés hors faisceau, donc provenant de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B, nous avons appliqué une procédure d'élimination des parasites électromécaniques, semblable à celle décrite dans le chapitre 2. Le taux de parasites détectés s'est avéré cette fois pratiquement nul.
La contribution du bruit de fond au spectre α direct a été déterminée avec soin. Des mesures ont été effectuées avec le faisceau sur une cible de platine et sans faisceau avec la cible de ^{7}Be. Au-dessus de 1.6 MeV, les résultats étaient identiques. A plus basse énergie, les mesures avec la cible de ^{7}Be ont montré un bruit de fond (voir figure 3.10) provenant des photo-électrons produits par le rayonnement γ de 478 keV résultant de la décroissance du ^{7}Be.

Pour soustraire le bruit de fond, on a finalement additionné plusieurs spectres issus de mesures sans faisceau mais avec la cible de ^{7}Be et le champ magnétique de 3.04 T dans SOLENO, le dispositif de déflection du faisceau continuant à fonctionner même en l'absence de faisceau. Le spectre résultant a ensuite été normalisé sur le temps d'acquisition des données du spectre α direct mesuré à 217 keV. Il est montré sur la figure 3.10 en même temps qu'une courbe correspondant à un ajustement aux données par la méthode des moindres carrés, en utilisant une fonction exponentielle en-dessous de 1.6 MeV et une droite à plus haute énergie. C'est cette courbe qui a été soustraite du spectra α enregistré avec le faisceau dévié.

Une mesure de bruit de fond, avec faisceau dévié, a également été effectuée pour vérifier l'efficacité de la ligne de transport de faisceau dans l'élimination des hydrogènes neutres. Les spectres obtenus lors de ces mesures ont été trouvés semblables à ceux mesurés sans faisceau.

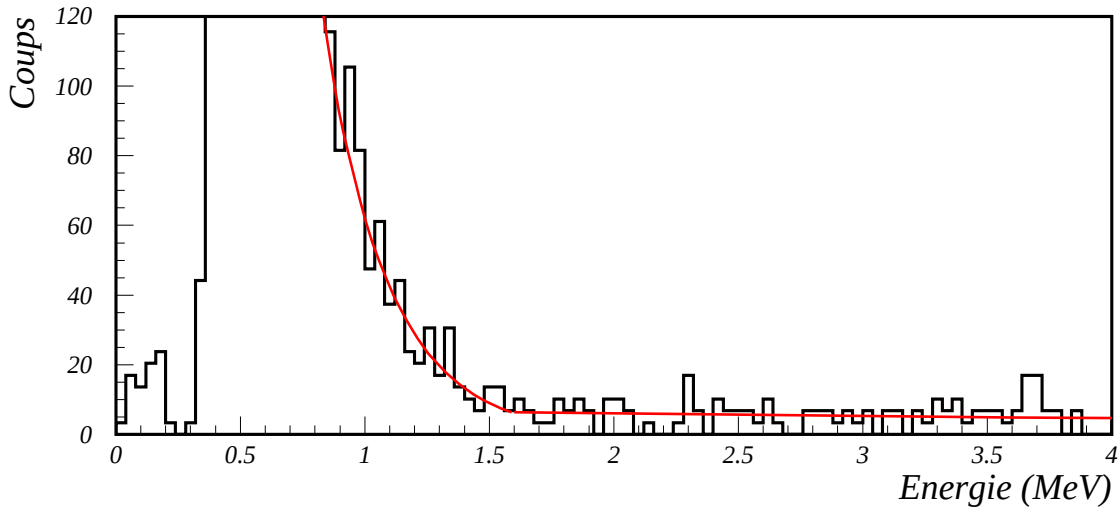


FIG. 3.10: Spectre de bruit de fond mesuré et normalisé au temps d'acquisition de la mesure à 217 keV . La courbe en trait plein représente l'ajustement à ce dernier par une exponentielle à basse énergie et une droite au-delà de 1.6 MeV.

Les spectres α directs mesurés à l'énergie incidente 217 keV, avant et après soustraction du bruit de fond sont montrés sur la figure 3.11. Rappelons qu'aucune normalisation du bruit de fond autre que celle concernant les temps d'acquisition n'a été effectuée dans le processus de soustraction du bruit de fond.

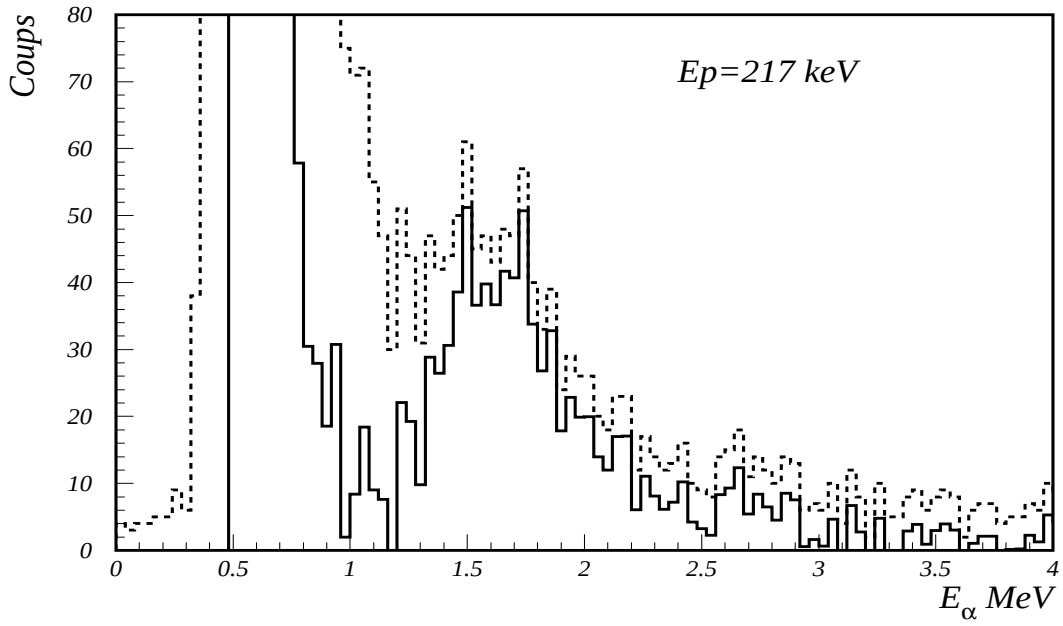


FIG. 3.11: Spectres en énergie des α détectés en direct et issus de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B, avant soustraction du bruit de fond (trait discontinu) et après soustraction du bruit de fond (trait plein).

Comme le bruit de fond n'est pas négligeable dans la partie basse énergie du spectre, nous avons vérifié que sa soustraction n'entraînait pas de distorsion du spectre. Nous avons comparé le spectre direct obtenu au spectre mesuré en coïncidence avec les β^+ du ^{8}B. En coïncidence, aucun évènement de bruit de fond n'était observable. Cette comparaison est montrée sur la figure 3.12. Une fonction lorentzienne a été ajustée aux données de coïncidence puis normalisée au spectre direct avec comme seul paramètre libre la hauteur du spectre. La figure 3.12 montre l'excellence du fit ainsi obtenu (χ^2= 1.05) et ceci, sans avoir introduit de décalage en énergie entre la courbe lorentzienne et le spectre direct. La forme lorentzienne choisie pour le "fit" ne découlait pas d'une analyse de la fonction de réponse du solénoïde. Elle a seulement été choisie car elle reproduisait correctement le spectre coïncidence. Le but du "fit" était seulement de faciliter la comparaison des deux spectres direct et en coïncidence.

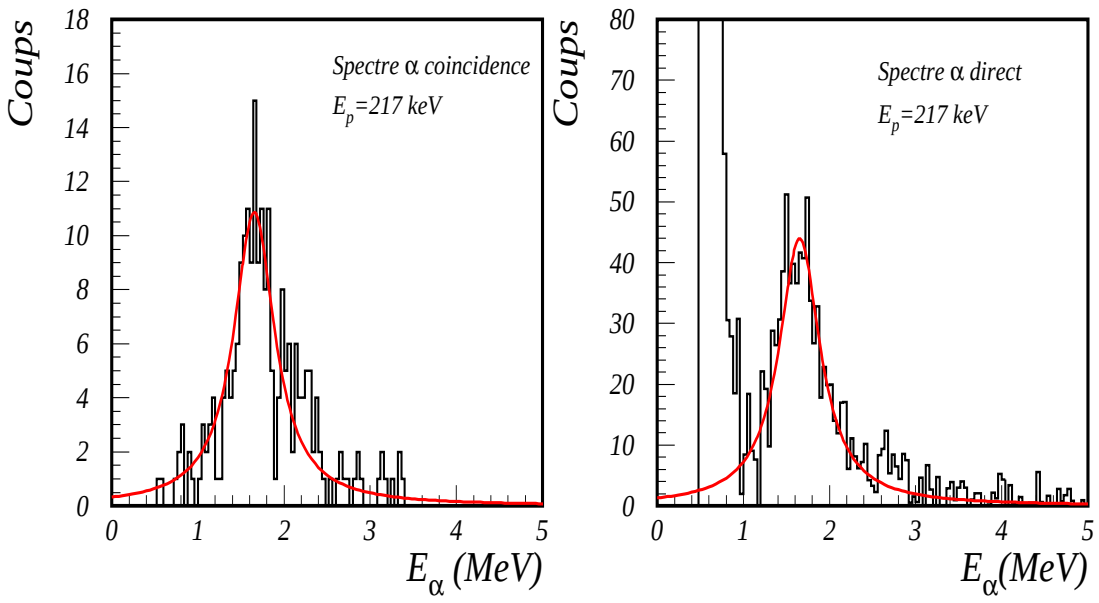


FIG. 3.12: a). Spectre en énergie des α détectés en coïncidence. b). Spectre en énergie des α détectés en direct. La courbe en trait plein dans les deux figures représente l'ajustement par une fonction lorentzienne du spectre coïncidence, normalisé ensuite au spectre direct avec comme seul paramètre libre la hauteur du spectre.

La formule (2.1) du chapitre 2 s'applique de nouveau au cas de l'expérience à 217 keV. Le nombre d'évènements α, Y_α, a été obtenu en sommant le nombre de coups du spectre α, une fois le bruit de fond soustrait, entre 1 MeV et 3.36 MeV. Nous n'avons pas tenu compte des évènements au-dessous d'1 MeV car la queue du bruit de fond de basse énergie s'étendait jusqu'à cette énergie, comme on peut le voir sur la figure 3.11. La coupure à haute énergie a été choisie à 3.36 MeV car, au-delà, les évènements du spectre direct correspondent essentiellement à des fluctuations autour de zéro dues au processus de soustraction de bruit de fond. Le spectre α mesuré est décalé vers les hautes énergies par rapport à ceux mesurés à plus haute énergie. Ceci provient d'une

implantation moins profonde des ^{8}B de recul, et donc à une perte moindre d'énergie des particules α émises.
Ce nombre de coups, intégré entre 1 et 3.36 MeV, a été ensuite corrigé du temps mort déduit du rapport du nombre d'impulsions du générateur mesuré par le système d'acquisition au nombre de coups compté sur l'échelle. Ce temps mort était faible, de l'ordre de 3%.

Nous n'avons pas extrait de spectre α direct aux énergies de bombardement de 160 et 130 keV car le nombre de coups dû au bruit de fond prédominait alors sur le nombre de coups α issus de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B avec un rapport signal/bruit trop défavorable.

2. Efficacité de détection et coupure en énergie

Dans la formule 2.1 qui permet de remonter à la valeur de la section efficace, l'efficacité et le nombre de coups détectés doivent être déterminés dans la même gamme d'énergie des α. En effet, l'efficacité est fonction de l'énergie des particules à cause de la variation de l'angle solide de détection en fonction de la rigidité magnétique Bρ.
La correction due aux coupures en énergie et l'efficacité de détection sont donc corrélées, contrairement à l'expérience à plus haute énergie. Nous définirons donc d'abord une efficacité de détection globale pour l'ensemble du spectre α, soit ϵ^0_α. C'est l'efficacité qui intervient dans l'analyse des spectres de coïncidence où aucune coupure n'est introduite puisque le bruit de fond est nul (fig 3.12.a). Dans l'analyse du spectre direct (fig 3.12.b) intervient au contraire une coupure à 1 MeV car les données ne sont exploitables qu'au-delà de cette énergie, et une coupure à 3.36 MeV, et donc un facteur correctif η avec $\epsilon = \epsilon^0_\alpha \times \eta$. Ce facteur η a été déduit en intégrant, dans le spectre coïncidence, la proportion de coups situés dans la zone d'intérêt (1 MeV-3.36 MeV) par rapport au nombre total de coïncidences détectées. La valeur trouvée a été η=0.951$\pm$0.015 dans la gamme d'énergie comprise entre 1 MeV et 3.36 MeV. Reste à mesurer ϵ^0_α.

Pour déterminer cette quantité, nous avons eu recours à la réaction ^{7}Li(p,γ)^{8}Be en utilisant le même dispositif expérimental avec une cible de ^{7}Li positionnée à la place de la cible de ^{7}Be dans SOLENO. Les supports de cible étaient rigoureusement identiques.

J'ai dit précédemment que la réaction ^{7}Li(p,γ)^{8}Be fournit le même spectre α que celui de ^{7}Be(p,γ)^{8}B (voir le schéma de la figure 2.2) et que les γ_1 de 14.35 MeV créent dans le platine support de cible des paires e^--e^+ qui présentent un spectre en énergie continu semblable à celui des β^+ provenant de la décroissance du ^{8}B, paires détectées dans les scintillateurs en coïncidence avec les α. Il a donc été possible de déduire l'efficacité de détection du système α en mesurant le rapport du nombre de coïncidences au nombre d'évènements directs détectés dans les scintillateurs. Pour les évènements directs, il faut soustraire la contribution du bruit de fond ainsi que la proportion d'évènements provenant des γ_0 de 17.40 MeV : en effet ces derniers créent, eux aussi, des paires e^--e^+ détectées dans les scintillateurs mais qui ne sont en coïncidence

qu'avec des α de trop basse énergie (< 92 keV dans le centre de masse) pour être détectés. Ces γ_0 constituent 32% du nombre total de γ issus de la réaction ^{7}Li(p,γ)^{8}Be d'après la référence [60]. Les simulations avec le code GEANT ont montré que les efficacités de détection des paires électron-positron créées par les γ de 14.35 MeV et celles créées par les γ de 17.40 MeV sont les mêmes à moins d'1% près. L'efficacité de détection est alors donnée par :

$$\epsilon_\alpha^{0'} = \frac{Y_\beta^{coin}}{(Y_\beta^{direct} - Y_{fond}) \times 0.68}$$

Un exemple typique de spectres β mesurés en direct et en coïncidence, est donné sur les figures (3.13). On peut observer sur le spectre direct que la contribution du bruit de fond est négligeable au-dessus de 1 MeV. Sur la figure 3.14 est montré un exemple de spectre α mesuré en coïncidence.

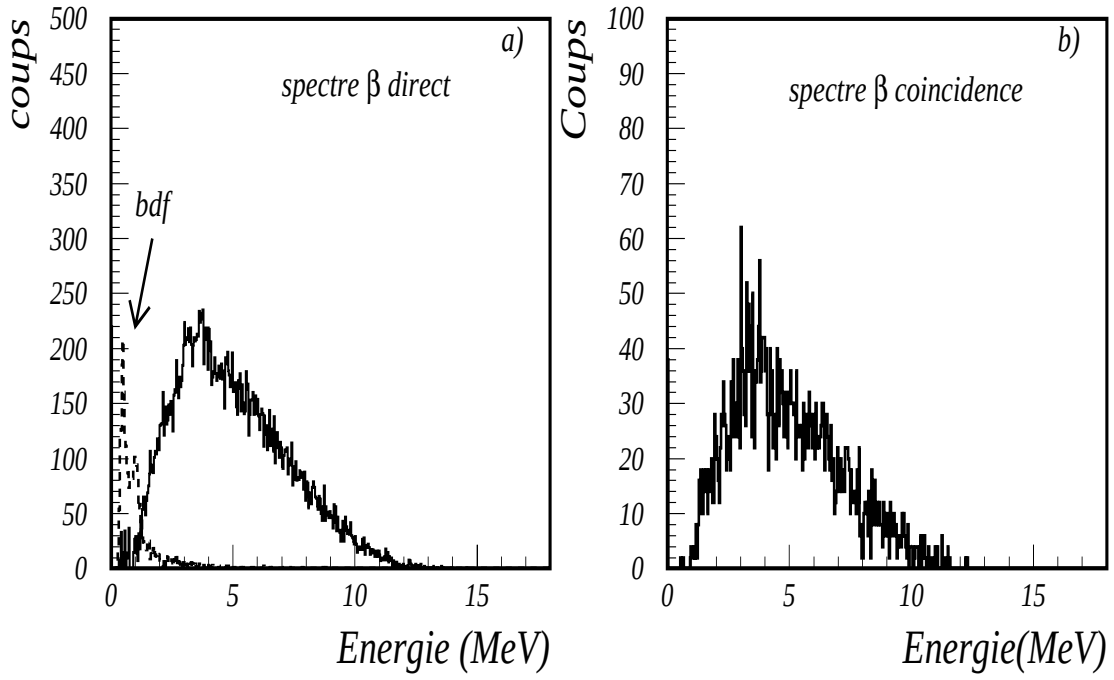


FIG. 3.13: Spectres en énergie, non ajustés, des électrons et positrons détectés dans les scintillateurs et issus de l'interaction dans le platine des γ provenant de la réaction ^{7}Li(p,γ)^{8}Be. a). spectre détecté en direct après soustraction du bruit de fond indiqué par le label bdf. b). spectre détecté en coïncidence

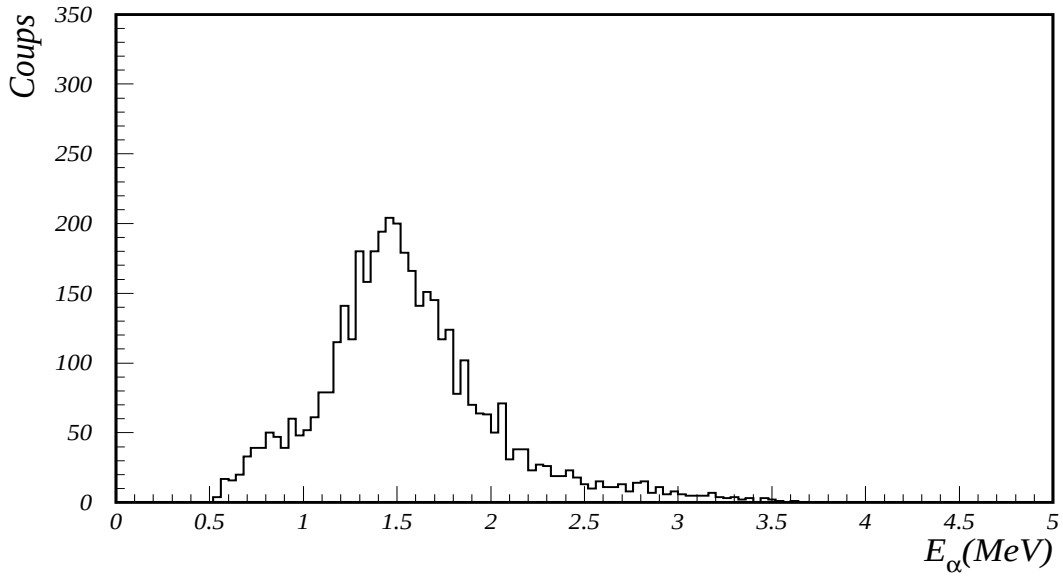


FIG. 3.14: Spectre en énergie des α détectés en coïncidence avec les β^+, issus de la réaction ^{7}Li(p,γ)^{8}Be

Toutefois, une correction doit être appliquée à l'efficacité de détection déterminée à partir de ^{7}Li(p,γ)^{8}Be pour connaître celle correspondant à ^{7}Be(p,γ)^{8}Be. En effet, dans ^{7}Be(p,γ)^{8}B, les α sont émis par un ^{8}Be à l'arrêt, ce qui n'est pas le cas dans la réaction ^{7}Li(p,γ)^{8}Be à cause de l'émission instantanée des α. Ceci se manifeste d'une part, par un décalage en énergie du spectre α (la différence d'énergie observée sur les centroïdes, soit 215 keV, est en bon accord avec le calcul) et d'autre part, par une petite variation de l'angle solide de détection dans le référentiel du laboratoire. Cette correction se déduit du Jacobien de transformation des angles solides centre de masse-laboratoire que nous avons moyenné sur la distribution angulaire des α parvenant sur les détecteurs. Celle-ci était déduite des simulations avec le code GEANT. Le jacobien de la transformation est donné dans la référence [61] :

$$\frac{d\Omega^{c.m}(\theta)}{d\Omega^{lab}(\theta)} = \frac{[(1-k^2 sin^2\theta)^{1/2} + kcos\theta]^2}{(1-k^2 sin^2\theta)^{1/2}} \tag{3.1}$$

avec k=$\sqrt{\frac{E(^8Be)}{Q}}$, Q étant le bilan d'énergie de la réaction ^{8}Be*(Ex=3.04 MeV) $\rightarrow$ 2 α , E(^{8}Be) l'énergie de recul du ^{8}Be, θ l'angle d'émission des α dans le laboratoire et $d\Omega^{c.m}(\theta)$ et $d\Omega^{lab}(\theta)$ respectivement les angles solides dans le centre de masse et dans le laboratoire. La distribution du bilan d'énergie Q entre 1.6 MeV et 7 MeV est une fonction de type Breit et Wigner centrée sur l'énergie 3.13 MeV et de largeur Γ=1.5 MeV qui est celle du premier état excité du ^{8}Be à 3.04 MeV [37].
La valeur ainsi calculée du facteur correctif est de 0.912 et l'efficacité de détection α globale correspondant à la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B est alors donnée par : ϵ^0_α=$\epsilon^{0'}_\alpha$/0.912 où

$\epsilon_\alpha^{0'}$ est l'efficacité non corrigée.

Nous avons également calculé dans le cas de la réaction ^{7}Li(p,γ)^{8}Be la corrélation angulaire p-γ-α car si celle-ci venait à être importante, elle aurait un impact sur la mesure de l'efficacité de détection. La corrélation est trouvée isotrope dans le cas où on néglige les contributions d'ondes autres que s dans la voie d'entrée, ce qui est une bonne approximation à l'énergie faible de 0.160 MeV où nous avons travaillé.

On peut remarquer que même en présence d'une corrélation faiblement anisotrope, l'effet final serait quasi-nul à cause d'une forte atténuation de la corrélation due à l'intégration sur une plage angulaire importante du processus de création de paires e^--e^+ par les γ dans le support de cible.

Finalement, nous avons mesuré une efficacité globale de détection $\epsilon_\alpha^0 = 0.120$ pour la gamme totale des énergies des α détectées par le système, soit de 0.5 MeV à 3.6 MeV (voir figure 3.14).

Pour déduire l'efficacité de détection des α dans la gamme d'énergie comprise entre 1.0 et 3.36 MeV qui est celle retenue dans l'analyse du spectre direct α de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B, il faut, comme indiqué précédemment, corriger ϵ_α^0 du facteur η. Nous avons remesuré ce facteur η en déterminant la proportion de coups détectés dans cette gamme d'énergie par rapport au nombre total de coups mesuré dans le spectre coïncidence des α émis par la réaction ^{7}Li(p,γ)^{8}Be. Une correction tenant compte du décalage en énergie entre les spectres α de ^{7}Li(p,γ)^{8}Be et de ^{7}Be(p,γ)^{8}B (voir remarque ci-dessus) a été appliquée dans cette procédure. La correction due à cette coupure en énergie a été trouvée égale à 0.958 en excellent accord avec la valeur η=0.951 discutée plus haut et obtenue directement à partir des spectres α de coïncidence de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B à 217 keV.

Finalement, dans la gamme d'énergie 1.0 à 3.36 MeV, l'efficacité de détection a été trouvée égale à 0.115. Les incertitudes associées à cette mesure seront discutées plus loin.

3. Densité surfacique du ^{7}Be sous l'impact du faisceau

La détermination du nombre d'atomes de ^{7}Be par cm^2 sous l'impact du faisceau a été effectuée grâce à des mesures de l'activité globale de la cible de ^{7}Be, de sa surface et du facteur d'inhomogénéité sous l'impact du faisceau.

Activité de la cible :

Les différentes mesures d'activité de la cible que nous avons effectuées sont identiques dans leur principe à celles décrites dans le paragraphe 2.2.2. Les résultats sont montrés sur la figure 3.15 en même temps qu'un ajustement aux données de la courbe de décroissance du ^{7}Be n'utilisant que les deux premiers points de mesure.

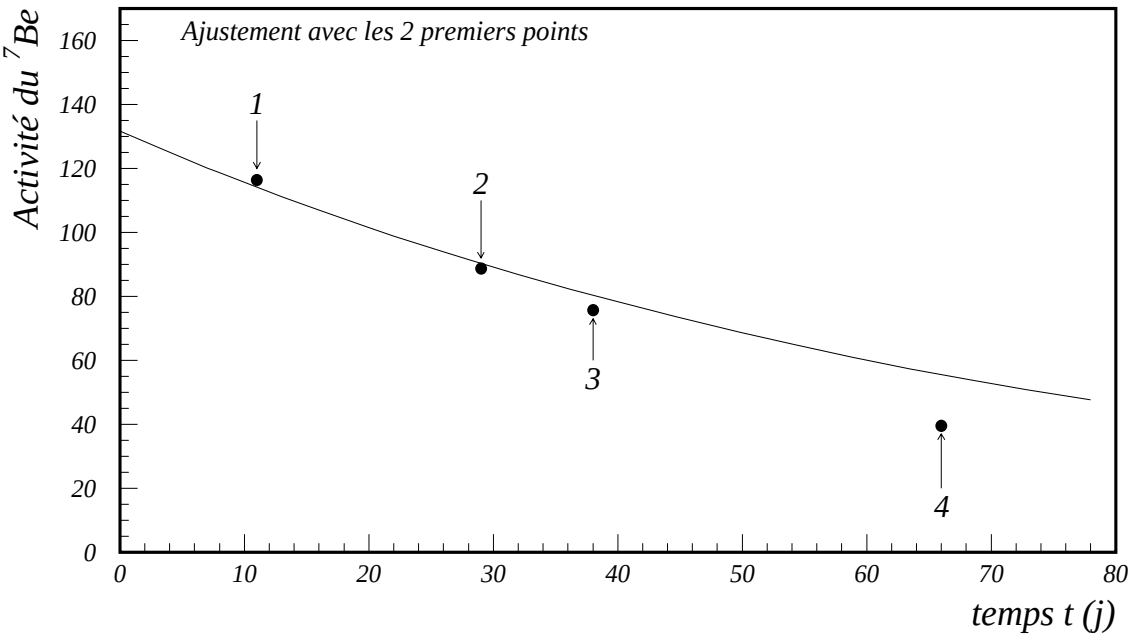


FIG. 3.15: Variation de l'activité de la cible en fonction du temps. Les labels 1, 2, 3 et 4 correspondent respectivement aux mesures avant et après la mesure à 217 keV, après celle à 160 keV et après celle à 130 keV.

Une des constatations qu'on peut faire est que contrairement à l'expérience à haute énergie, la cible s'est dégradée au cours de l'expérience. Cette perte de ^{7}Be est insignifiante au cours des mesures à 217 keV mais est devenue plus importante pour les énergies d'irradiation plus basses : elle était globalement de l'ordre de 6% durant les mesures à 160 keV et de l'ordre de 30% lors des mesures à 130 keV. Cette dégradation était due essentiellement à des phénomènes atomiques "sputtering" et/ou "blistering" de pulvérisation et/ou d'éclatement de bulles gazeuses[62]. Très brièvement, dans la pulvérisation, les atomes se trouvant à la surface d'un solide, le dépôt de ^{7}Be sur le platine dans notre cas, sont éjectés hors de la cible par les particules incidentes d'énergie faible par suite de collisions coulombiennes. Cette éjection devient de plus en plus importante au fur et à mesure que l'énergie du faisceau incident diminue. Elle est aggravée par des angles d'incidence plus petits que 90° dans la collision, ce qui était le cas dans notre expérience à cause du champ magnétique (voir figure 3.5).

Comme il était impossible d'ajuster la fonction de décroissance aux diverses mesures de l'activité de la cible, à cause des pertes observées du ^{7}Be, nous avons considéré comme activité initiale pour le calcul de la section efficace absolue à 217 keV, celle mesurée onze jours après la fabrication de la cible qui était de 116.3±2.4 mCi.

Surface de la cible :

Pour déterminer la surface de la cible, nous avons procédé de la même façon que dans l'expérience à haute énergie. La surface déduite était identique, soit 0.47±0.02 cm^2. Le même dispositif mécanique avait d'ailleurs été utilisé pour l'électrodéposition des deux cibles de ^{7}Be.

Facteur d'inhomogénéité, R_{inh} :

Comme auparavant, le facteur d'inhomogénéité a été déterminé à partir de la combinaison des résultats du balayage γ et de la position et la forme du faisceau sur la cible (voir paragraphe 2.4.5 du chapitre 2).
Cependant dans cette expérience, notre façon de localiser la position du faisceau sur la cible était différente. Comme dit précédemment, elle a été effectuée grâce à une alumine quadrillée qu'on venait interposer à un centimètre en amont de la cible et à la même position dans l'axe longitudinal. Le repérage du centre de la cible par rapport à celui de l'alumine a été fait grâce à une lunette d'alignement opérant à travers des miroirs. A partir de clichés agrandis, on déduisait la taille du faisceau et sa position sur la cible. Les positions de faisceau ainsi déterminées correspondaient aux marques observables sur la cible, créées par l'impact du faisceau.
Le facteur d'inhomogénéité mesuré durant le run à 217 keV est de 0.88±0.08.

4. Analyse des charges

L'analyse des charges apportées par le faisceau s'est effectuée avec le même programme que celui utilisé dans l'expérience précédente.
Nous avons déterminé les charges mesurées d'une part, sur la cible, le premier et le second diaphragme et le tube des détecteurs pendant l'irradiation de la cible et d'autre part, dans la cage de Faraday et le premier diaphragme quand le faisceau était dévié. L'écart entre les mesures de charge "ON" et les mesures de charge "OFF" a été trouvé inférieur à 2%. Cet écart de 2% a été considéré par la suite comme l'incertitude dont est entachée la charge mesurée.

5. Le paramètre $\beta(^8B)$

La détermination du paramètre β a été effectuée en utilisant la formule 2.16 du chapitre 2. Les temps d'irradiation, d'acquisition et de transfert respectivement 1.476 s et 0.024 s ont été mesurés à plusieurs reprises pendant le run à 217 keV et leurs valeurs étaient très stables.

6. Section efficace absolue et facteur astrophysique à 217 keV

Une fois toutes les données précédentes réunies, nous avons calculé la section efficace absolue à l'énergie du faisceau en utilisant la formule 2.1. Nous avons trouvé la valeur σ=16.4±2.1 nb.
Elle est obtenue pour une coupure en énergie dans le spectre α à 1 MeV. La même analyse faite en considérant une coupure à 1.4 MeV conduit à la valeur σ=15.7±2 nb,

en excellent accord avec la valeur précédente (l'efficacité de détection est alors de 0.10). Une coupure à 1.4 MeV minimise en principe l'effet du bruit de fond de basse énergie. Le bon accord observé renforce la conviction que la soustraction de ce bruit de fond n'apporte pas de biais appréciable à la mesure, conviction déjà étayée par l'identité du spectre direct obtenu avec le spectre mesuré en coincidence (voir figure 3.12).
La valeur donnée pour la section efficace a subi une correction de 1% due à l'effet de l'échappement des ions de recul hors de la cible. Cette correction a été calculée avec le code TRIM97 en suivant la même procédure que celle décrite au chapitre 2.

Pour remonter à la valeur du facteur astrophysique, il faut ensuite déterminer l'énergie effective des protons incidents dans la cible. Ceci implique la connaissance précise de l'énergie du faisceau incident, de l'épaisseur et de la composition de la cible. L'énergie absolue du faisceau incident a été déduite des calibrations en énergie très précises effectuées sur l'accélérateur PAPAP [51]. Elle est égale à 217.00 $\pm$0.05 keV. Quant à l'épaisseur de la cible et sa composition, elles ont été déterminées, comme dans l'expérience à plus haute énergie (voir paragraphe 2.4.4), par l'analyse de diverses mesures de RBS, (d,p) et PIXE effectuées sur la cible au cours de l'expérience. Ces mesures ont été moins nombreuses que lors des expériences de 95 et 96 car elles nécessitaient des manipulations lourdes pour le démontage et le transport de la cible très active vers le Van de Graaff de Bordeaux. Elles ont été effectuées avant le début de l'expérience, après le comptage à 160 keV et à la fin de l'expérience. Au début de l'expérience, la cible avait, sous l'impact du faisceau, une épaisseur moyenne de 9.6 keV pour des protons de 217 keV. L'énergie effective est, dans ces conditions, trouvée égale à 212.4 keV en utilisant la même formule approchée qu'au paragraphe 2.4.4. Dans le référentiel du centre de masse, l'énergie de la réaction est finalement de 185.8 keV.
Le facteur astrophysique est alors : S(185.8)= 16.9 $\pm$ 2.1 eV-b.
Nous discutons maintenant la procédure qui a été suivie pour calculer l'incertitude sur cette valeur.

7. Incertitudes expérimentales sur la mesure absolue à 217 keV

Les incertitudes correspondant à la mesure absolue de la section efficace à 217 keV sont du même type que celles mentionnées au chapitre 2 (voir paragraphe 2.4.7), à savoir, les erreurs statistiques sur le nombre de coups, les erreurs sur la charge, l'efficacité de détection, l'inhomogénéité, le nombre d'atomes par cm^2 et le facteur β.

a. Erreurs statistiques

L'erreur sur le nombre de coups α directs détectés est donnée comme au paragraphe 2.4.7.1 par :

$$\frac{\sigma(Y_\alpha)}{Y_\alpha} = \sqrt{\frac{\sigma^2(Y_\alpha^0) + \sigma^2(fond)}{(Y_\alpha^0 + fond)^2} + \frac{\sigma^2(\tau_m)}{\tau_m^2}}$$

avec $\sigma(Y_\alpha^0)= \sqrt{Y_\alpha^0}$ et $\sigma(\text{fond})=\sqrt{fond}$, Y_α^0 étant le nombre de coups α directs mesurés avant la soustraction du bruit de fond dans la gamme d'énergie considérée [1.0 MeV -

3.36 MeV] et $\frac{\sigma(\tau_m)}{\tau_m}$, l'erreur sur le temps mort qui est négligeable. L'erreur statistique (premier terme) est de 2.7 %.

b. Erreur sur N_p

L'erreur sur le nombre de protons incidents a été estimée, comme déjà dit, à 2%.

c. Erreur sur R_{inh}

La procédure d'estimation de l'erreur sur le facteur d'inhomogénéité a été la même qu'au chapitre 2 (voir paragraphe 2.4.7.3) en y ajoutant cependant une variation supplémentaire de la position du contour de ± 1 mm par rapport à sa position initiale observée au début de l'expérience. L'écart maximal observé sur R_{inh} est alors de 9%, valeur qui a été retenue comme estimation, sans doute surestimée, de l'erreur sur ce paramètre.

d. Erreur sur $N_{^7Be}/cm^2$

Cette dernière dépend, comme dans le chapitre 2, des incertitudes sur l'activité totale de la cible mesurée au début de l'expérience et sur sa surface. L'erreur sur la surface a été estimée à 4% comme précédemment. Quant à l'incertitude sur l'activité, elle correspond à celle estimée sur l'efficacité de détection absolue d'un germanium hyperpur 80% pour des γ d'énergie 477.6 keV. Cette efficacité de détection a été déduite, comme pour l'expérience à hautes énergies, de la combinaison des mesures d'efficacité relatives obtenues avec la source ^{152}Eu avec les mesures d'efficacité absolue obtenues avec des sources γ calibrées de ^{22}Na et de ^{137}Cs placées dans les mêmes conditions géométriques que la cible de ^{7}Be. L' erreur sur l'efficacité de détection à l'énergie 477.6 keV et donc sur l'activité mesurée au début de l'expérience est finalement de 1.6%.
La combinaison de toutes ces erreurs nous amène donc à une incertitude de 4.3% sur le nombre d'atomes de ^{7}Be par cm^2.

e. Erreur sur l'efficacité de détection

L'erreur sur l'efficacité de détection dépend des incertitudes attachées aux différentes variables à partir desquelles nous l'avons déduite et qui sont explicitées au paragraphe 3.4.3. Comme ces dernieres sont indépendantes, l'erreur sur l'efficacité de détection est donnée par la formule suivante :

$$\frac{\sigma(\epsilon_\alpha)}{\epsilon_\alpha} = \sqrt{\frac{\sigma^2(Y_\beta^{coinc})}{(Y_\beta^{coinc})^2} + \frac{\sigma^2(Y_\beta^{dir}) + \sigma^2(fond)}{(Y_\beta^{dir} + fond)^2} + \frac{\sigma^2(R)}{R^2} + \frac{\sigma^2(f)}{f^2} + \frac{\sigma^2(\eta)}{\eta^2}}$$

où $\frac{\sigma(Y_\beta^{coinc})}{(Y_\beta^{coinc})}$ et $\frac{\sqrt{\sigma^2(Y_\beta^{dir}) + \sigma^2(fond)}}{(Y_\beta^{dir} + fond)}$ sont les erreurs statistiques sur le nombre de coïncidences β détectées et le nombre de β directs détectés respectivement, $\frac{\sigma(R)}{R}$ l'erreur sur le rapport d'embranchement γ_0 versus γ_1 à l'énergie de mesure 160 keV, erreur extraite de la référence [60], $\frac{\sigma(f)}{f}$ l'erreur sur le facteur correctif tenant compte du fait

que les α dans la réaction ^{7}Li(p,γ)^{8}Be sont émis par un ^{8}Be en vol contrairement à ceux de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B et $\frac{\sigma(\eta)}{\eta}$ l'erreur due au fait que l'efficacité de détection est déterminée dans une gamme d'énergie donnée. L'estimation de ces dernières incertitudes est donnée dans le tableau 3.1.
L'erreur $\frac{\sigma(\eta)}{\eta}$ provient d'un calcul simple tenant compte des fluctuations statistiques dans les spectres α de coïncidence mesurés dans les réactions ^{7}Be(p,γ)^{8}B et ^{7}Li(p,γ)^{8}Be. Soulignons que les valeurs obtenues pour η à partir des spectres α mesurés avec la cible de ^{7}Be et de ^{7}Li respectivement sont en très bon accord entre elles compte tenu des barres d'erreur calculées.
Notons que l'erreur sur f, très faible, a été considérée comme nulle.

Incertitudes	Estimations
$\frac{\sigma(Y_\beta^{coinc})}{(Y_\beta^{coinc})}$	1.5%
$\sqrt{\frac{\sigma^2(Y_\beta^{dir})+\sigma^2(fond)}{(Y_\beta^{dir}+fond)^2}}$	0.6%
$\frac{\sigma(R)}{R}$	6.3% [60]
$\frac{\sigma(f)}{f}$	~ 0
$\frac{\sigma(\eta)}{\eta}$	2.8%
$\frac{\sigma(\epsilon)}{\epsilon}$	7.0%

TAB. 3.1: Incertitudes estimées sur tous les paramètres intervenant dans la détermination de l'erreur sur l'efficacité de détection

La combinaison de toutes ces erreurs conduit à une incertitude de 7.0% sur l'efficacité de détection, dont l'essentiel provient du rapport γ_0/γ_1. Nous effectuerons prochainement une mesure pour réduire de façon substantielle cette barre d'erreur.

f. Erreur sur le paramètre β

L'erreur sur le facteur β qui tient compte des temps d'irradiation, de transfert et de détection a été estimée d'après les diverses mesures de ce dernier à 1.3% (pendant le comptage à 217 keV).

g. Erreur finale sur la section efficace mesurée à 217 keV

Les différentes estimations des erreurs qui viennent d'être discutées sont présentées dans le tableau 3.2.
Leur combinaison quadratique nous donne une incertitude globale de 12.7% sur la section efficace mesurée à 217 keV. Cette incertitude pourra être réduite sensiblement quand le rapport d'embranchement ^{7}Li(p,γ_1)^{8}Be sur ^{7}Li(p,γ_0)^{8}Be aura été précisé.

Incertitudes	Estimations
$\frac{\sigma(Y_\alpha)}{Y_\alpha}$	2.7%
$\frac{\sigma(R_{inh})}{R_{inh}}$	9%
$\frac{\sigma(N_{^7Be})}{N_{^7Be}}$	4.3%
$\frac{\sigma(\epsilon_\alpha)}{\epsilon_\alpha}$	7%
$\frac{\sigma(\beta)}{\beta}$	1.3%
$\frac{\sigma(N_p)}{N_p}$	2%

TAB. 3.2: Incertitudes estimées sur tous les paramètres intervenant dans la détermination de la section efficace mesurée à 217 keV.

h. Erreur sur le facteur astrophysique à 217 keV

L'évaluation de l'incertitude sur le facteur astrophysique nécessitait la détermination de l'erreur sur l'énergie effective dans le centre de masse en plus de celle sur la section efficace (voir la formule du paragraphe 2.4.7.7 du chapitre 2). L'erreur sur l'énergie du faisceau incident est négligeable (voir [51]). Quant à l'erreur sur la perte d'énergie dans la cible, liée directement à celle sur l'épaisseur de cette dernière, elle a été estimée à 9.6% d'après la précision des mesures en RBS effectuées avant le début de l'expérience. Ceci conduit à une incertitude de 0.4 keV sur l'énergie effective 185.8 keV (CM).
L'incertitude globale sur le facteur astrophysique à l'énergie 217 keV est finalement de 12.7% : S(E_{cm}=185.8 keV)=16.9±2.1 eV-b.

3.5 Mesures en coïncidence. Détermination des sections efficaces de réaction à E_p=160 keV et E_p=130 keV

Comme il a été dit plus haut, nous avons utilisé les mesures de coïncidence α-β et une normalisation par la réaction ^{9}Be(p,α)^{6}Li pour évaluer les sections efficaces de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B aux énergies nominales 160 keV et 130 keV, relativement à la mesure qui vient d'être décrite à 217 keV. Nous commençons par présenter les données de coïncidence avant de préciser la méthode de normalisation.

3.5.1 Détermination du nombre de coïncidencees α (off) aux différentes énergies de mesure

Le traitement des données relatives aux coïncidences entre les α et les β s'est déroulé comme suit :

1. Quand la multiplicité β correspondant au nombre de scintillateurs successifs touchés était inférieure à deux, l'évènement était éliminé.

2. Un évènement dans le spectre en énergie α est retenu si son signal dans le spectre temps α-β se trouve dans une des fenêtres en temps compatibles avec le temps de vol des α.

Spectres temps coïncidence ($\alpha\beta$)

Un exemple de spectre temps mesuré entre les α et les β détectés dans le premier scintillateur, est donné sur la figure 3.16. Sur cette figure, il y a trois pics temps distincts, le pic le plus intense correspondant à des différences de temps mesurées entre les α et les β élevées. Comme le "start" du TDC était donné par le "OU" des voies α et le "stop" par les signaux β retardés, ce pic correspond à de courtes différences de temps physiques entre les α et les β et donc à des temps de vol des α également courts.

Les spectres temps simulés avec le code GEANT sont montrés sur la figure 3.17. On y observe également trois pics temps correspondant à trois trajectoires distinctes dans le champ magnétique de SOLENO, correspondant à des parcours en une, deux ou trois hélices (voir la figure 3.18 issue de la simulation). Les intensités relatives des trois pics dans les simulations et les spectres mesurés sont très similaires.

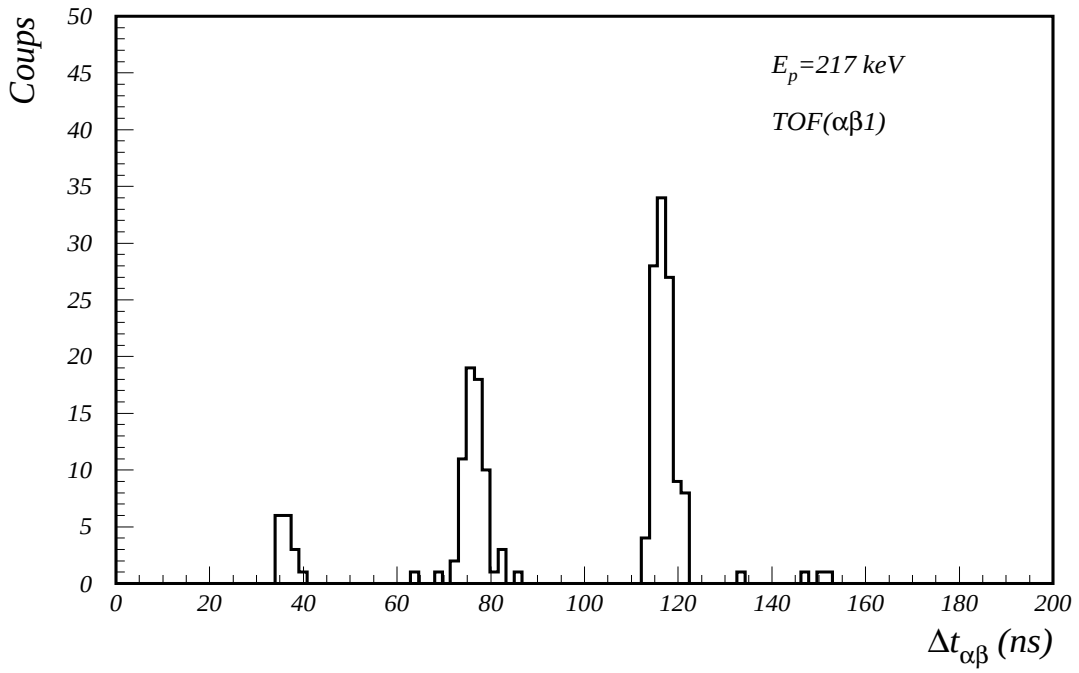


FIG. 3.16: Spectre en temps correspondant aux coïncidences entre un α et un β détecté dans le premier scintillateur.

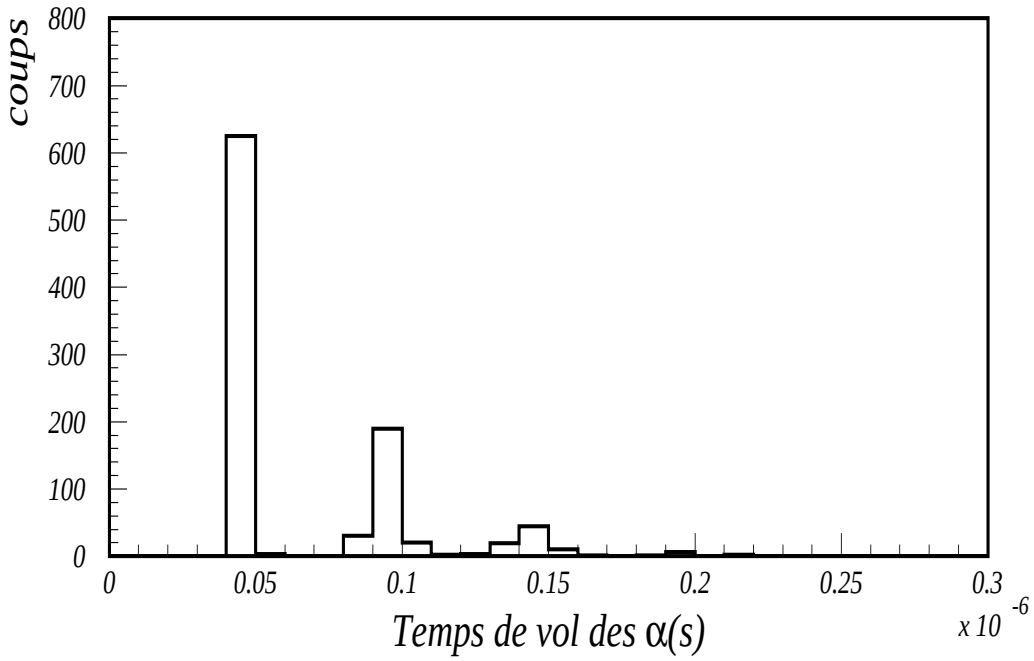


FIG. 3.17: Spectre des temps de vol α simulés avec le code GEANT.

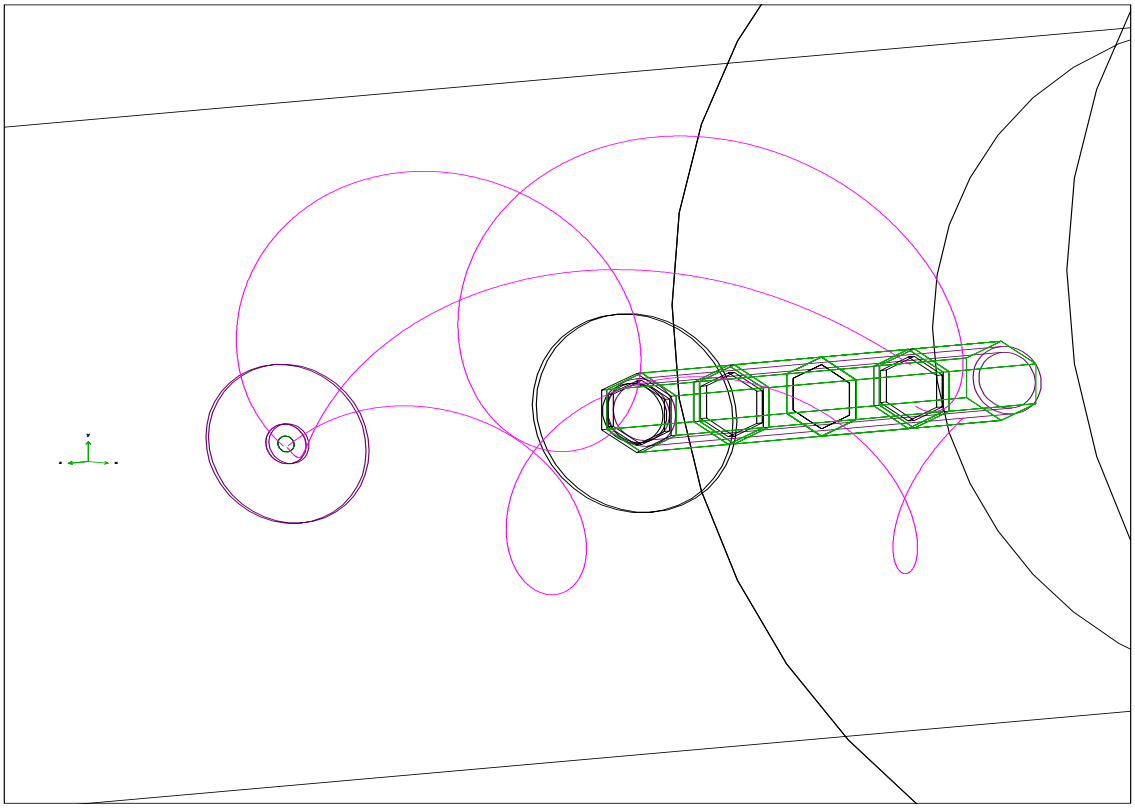


FIG. 3.18: Vue schématique de trois trajectoires typiques des α dans le champ magnétique de SOLENO.

Les mêmes caractéristiques apparaissent sur les figures 3.19a et 3.19b où sont représentés les spectres biparamétriques simulés des temps de vol des α corrélés à l'angle d'émission et à l'énergie respectivement. On peut aussi y observer la présence d'une coupure en énergie au-delà de 4.3 MeV, coupure due également à la transmission du champ magnétique dans SOLENO.

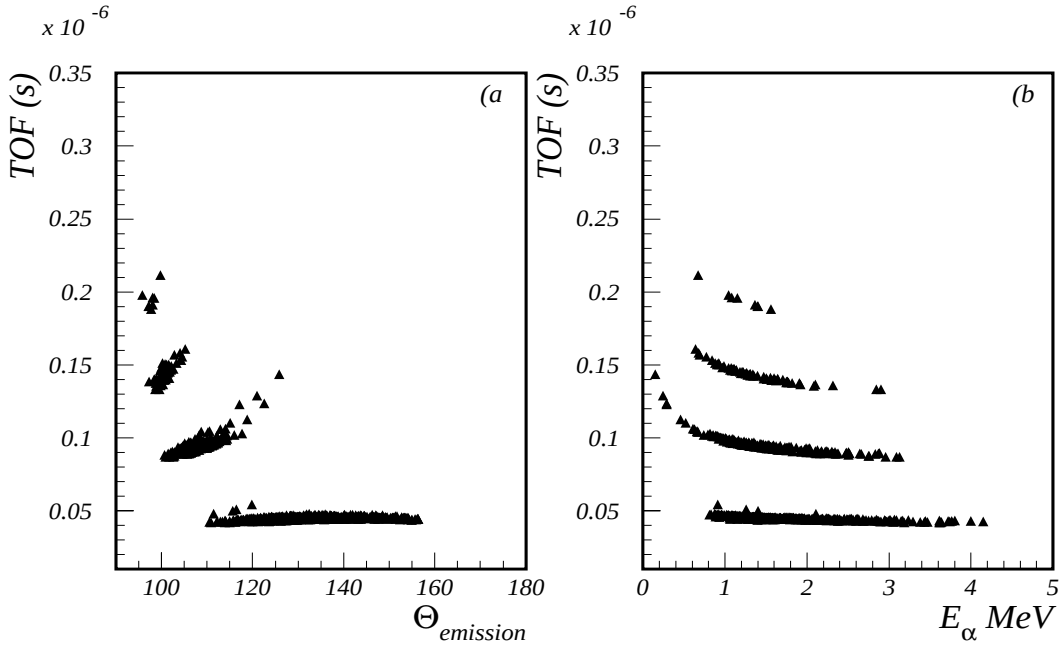


FIG. 3.19: Spectres biparamétriques simulés, des temps de vol des α détectés. a) en fonction de leur angle d'émission. b) en fonction de leur énergie.

Les simulations indiquent la présence d'un quatrième groupe correspondant à des temps de vol alphas très longs, groupe qui n'a pas été observé à cause de son intensité très faible (<0.5 %).

Le spectre temps mesuré de la figure 3.16 montre l'absence d'évènements entre les pics. Ceci reflète l'élimination quasi-totale des évènements de bruit de fond par la technique des coïncidences. Des mesures sans faisceau ont ainsi indiqué moins de 0.01 coups par jour pour ce bruit de fond. Ces rares évènements, dus aux rayonnements cosmiques correspondent à de faibles différences de temps physiques entre les α et les β (et donc à des différences de temps mesurées élevées). Nous les avons supprimés en imposant une limite supérieure aux différences de temps mesurées de 184 ns (voir figure 3.16).
Avec les évènements ainsi sélectionnés, nous avons reconstruit les spectres en énergie des α en coïncidence avec les β, mesurés aux différentes énergies incidentes. Ceux-ci sont représentés, avec les spectres en temps correspondants, sur la figure 3.20.

Pour l'expérience à 130 keV, on peut observer (figure 3.20) sur les spectres temps une petite accumulation de coups au-delà de la différence de temps 190 ns. Ceci cor-

respond à des évènements dus au rayonnements cosmiques, comme indiqué plus haut. Ils n'apparaissent significativement qu'à cette énergie, car l'expérience correspondante a duré plus d'une quinzaine de jours, c'est-à-dire sensiblement plus longtemps que les autres expériences.

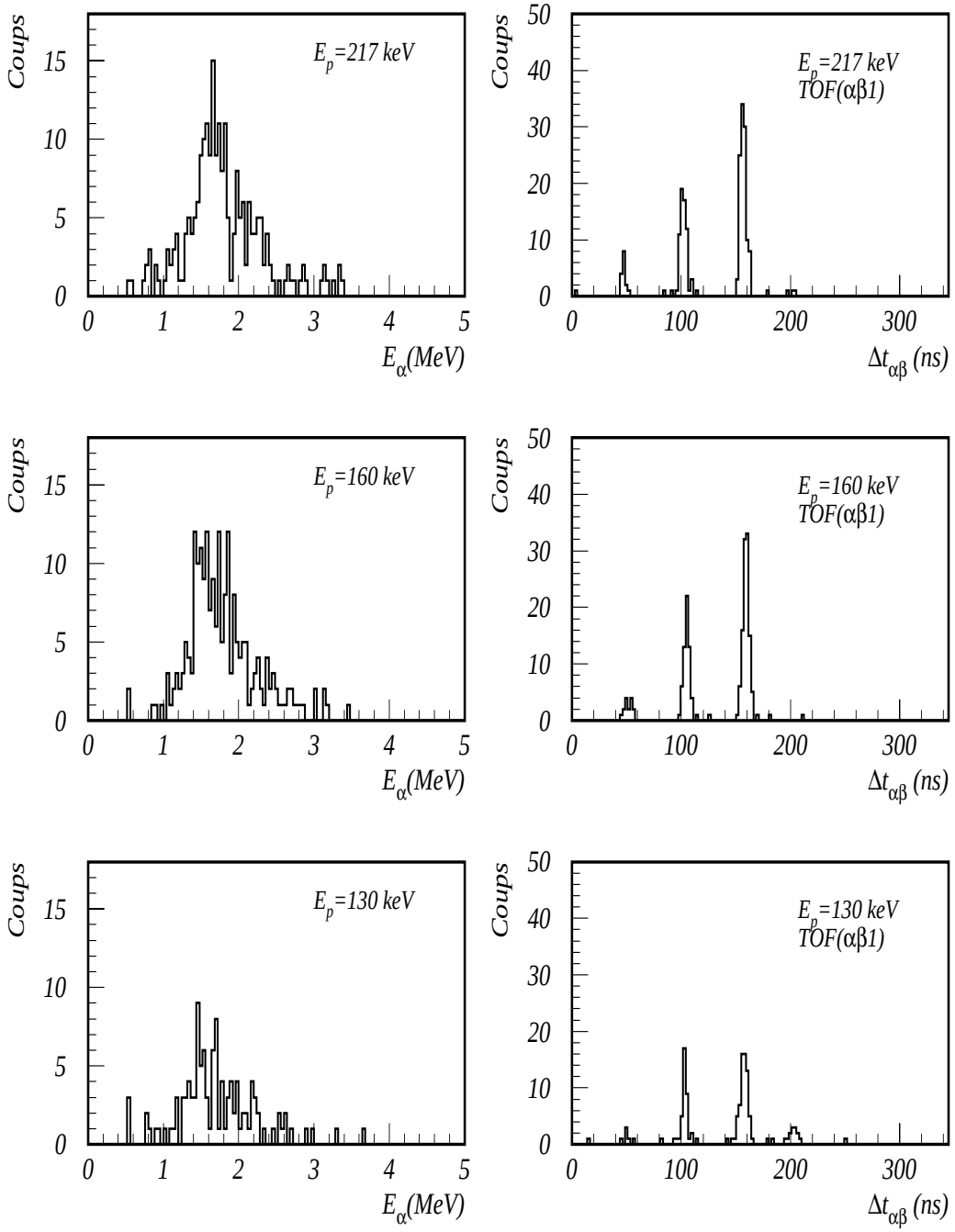


FIG. 3.20: Spectres en énergie des α détectés en coïncidence aux différentes énergies incidentes et leur spectre en temps correspondant. $\alpha\beta 1 \equiv$ coïncidence entre un α et un β détecté dans le premier scintillateur.

3.5.2 Sections efficaces relatives aux énergies 160 keV et 130 keV

a. Méthode de normalisation

La détermination des sections efficaces à 160 et 130 keV relativement à celle à 217 keV s'est effectuée comme suit :

Nous avons d'abord déterminé les rapports du nombre de coïncidences α issues de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B au nombre d'évènements directs α provenant de la réaction ^{9}Be(p,α)^{6}Li, mesurés à chaque énergie proton incidente :

$$R(E_i)^{(7)/(9)} = \frac{Y_{\alpha\beta}^{(7)}(E_i)}{Y_{\alpha}^{(9)}(E_i)} \tag{3.2}$$

Les indices (7) et (9) correspondent aux réactions ^{7}Be(p,γ)^{8}B et ^{9}Be(p,α)^{6}Li respectivement et E_i est l'énergie effective du faisceau incident de protons.

Les quantités $Y^{(7)}{}_{\alpha\beta}(E_i)$ et $Y^{(9)}{}_{\alpha}(E_i)$ sont reliées aux sections efficaces des réactions, à travers les relations suivantes :

$$Y_{\alpha\beta}^{(7)}(E_i) = \frac{\sigma^{(7)}(E_i) \times 2 \times N^{^7Be}(t, E_i) \times N_p(E_i) \times \epsilon_{\alpha}^{(7)}(E_i) \times \epsilon_{\beta}^{(7)}(E_i) \times \tau_m^7(E_i)}{\beta^{(7)}(E_i)} \tag{3.3}$$

et

$$Y_{\alpha}^{(9)}(E_i) = \sigma^{(9)}(E_i) \times N^{^9Be}(E_i) \times N_p(E_i) \times \epsilon_{\alpha}^{(9)}(E_i) \times \tau_m^9(E_i) \times W(E_i) \tag{3.4}$$

où $\sigma^{(7)}(E_i)$, $N^{^7Be}(t,E_i)$, $\epsilon^{7}{}_{\alpha}(E_i)$, $\epsilon^{7}{}_{\beta}(E_i)$,$\tau_m^{(7)}$ et $\beta^{(7)}(E_i)$ sont respectivement, la section efficace, le nombre d'atomes par cm^2 à l'instant t, l'efficacité de détection des α, l'efficacité de détection des β, le temps mort et le facteur tenant compte des temps d'irradiation, d'acquisition et de transfert pour la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B à l'énergie E_i, $\sigma^{(9)}(E_i)$, $N^{^9Be}(E_i)$, $\epsilon^{9}{}_{\alpha}(E_i)$, $\tau_m{}^{(9)}$ les quantités correspondantes pour ^{9}Be(p,α)^{6}Li et $W(E_i)$ un terme décrivant la distribution angulaire des α pour la réaction ^{9}Be(p,α)^{6}Li à l'énergie E_i ; $N_p(E_i)$ est le nombre de protons incidents à l'énergie E_i, qui est le même pour les deux réactions.
De la combinaison des relations (3.2), (3.3), (3.4) et la relation (1.2) reliant le facteur astrophysique à la section efficace, on déduit :

$$\frac{S^{(7)}(E_{cm_i}^{(7)})}{S^{(9)}(E_{cm_i}^{(9)})} = R(E_i)^{(7)/(9)} \times \Re \tag{3.5}$$

avec

$$\Re = \frac{N^{9Be}(E_i) \times E^{(9)}_{cm_i} \times exp(-\sqrt{\frac{E^{(9)}_G}{E^{(9)}_{cm_i}}}) \times \tau^9_m(E_i) \times \epsilon^{(9)}_\alpha(E_i) \times W(E_i) \times \beta(E_i)}{N^{7Be}(E_i,t) \times E^{(7)}_{cm_i} \times exp(-\sqrt{\frac{E^{(7)}_G}{E^{(7)}_{cm_i}}}) \times \tau^7_m(E_i) \times \epsilon^{(7)}_\alpha(E_i) \times \epsilon^{(7)}_\beta(E_i)},$$

Le rapport des facteurs astrophysiques de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B aux énergies 160 keV et 130 keV à celui à 217 keV est donné alors par :

$$\frac{S^{(7)}(E^{(7)}_{cm_{2,3}})}{S^{(7)}(E^{(7)}_{cm_1})} = \frac{R(E_{2,3})^{(7)/(9)}}{R(E_1)^{(7)/(9)}} \frac{N^{7Be}(E_1,t)}{N^{7Be}(E_{2,3},t)} \frac{N^{9Be}(E_{2,3})}{N^{9Be}(E_1)} \frac{S^{(9)}(E^{(9)}_{cm_{2,3}})}{S^{(9)}(E^{(9)}_{cm_1})} \frac{\tau^7_m(E_1)}{\tau^7_m(E_{2,3})} \times \frac{\tau^9_m(E_{2,3})}{\tau^9_m(E_1)} \frac{W(E_{2,3})}{W(E_1)} \frac{\beta(E_{2,3})}{\beta(E_1)} \frac{\epsilon^{(7)}_\alpha(E_1)\epsilon^{(7)}_\beta(E_1)}{\epsilon^{(7)}_\alpha(E_{2,3})\epsilon^{(7)}_\beta(E_{2,3})} \frac{\epsilon^{(9)}_\alpha(E_{2,3})}{\epsilon^{(9)}_\alpha(E_1)} \frac{E^{(9)}_{cm_{2,3}}}{E^{(7)}_{cm_{2,3}}} \frac{E^{(7)}_{cm_1}}{E^{(9)}_{cm_1}} \times \frac{exp(-\sqrt{\frac{E^{(9)}_G}{E^{(9)}_{cm_{2,3}}}}) \times exp(-\sqrt{\frac{E^{(7)}_G}{E^{(7)}_{cm_1}}})}{exp(-\sqrt{\frac{E^{(9)}_G}{E^{(9)}_{cm_1}}}) \times exp(-\sqrt{\frac{E^{(7)}_G}{E^{(7)}_{cm_{2,3}}}})} \quad (3.6)$$

où les énergies indicées par 1,2 et 3 correspondent aux trois énergies où les mesures ont été effectuées, 217 keV, 160 keV et 130 keV (laboratoire) respectivement.

Par ailleurs, on vérifie que les rapports $\frac{exp(-\sqrt{\frac{E^{(9)}_G}{E^{(9)}_{cm_{2,3}}}}) \times exp(-\sqrt{\frac{E^{(7)}_G}{E^{(7)}_{cm_1}}})}{exp(-\sqrt{\frac{E^{(9)}_G}{E^{(9)}_{cm_1}}}) \times exp(-\sqrt{\frac{E^{(7)}_G}{E^{(7)}_{cm_{2,3}}}})}$ et $\frac{E^{(9)}_{cm_{2,3}}}{E^{(7)}_{cm_{2,3}}} \times \frac{E^{(7)}_{cm_1}}{E^{(9)}_{cm_1}}$ sont égaux à 1 et que donc la relation (3.6) se simplifie et devient :

$$\frac{S^{(7)}(E^{(7)}_{cm_{2,3}})}{S^{(7)}(E^{(7)}_{cm_1})} = \frac{R(E_{2,3})^{(7)/(9)}}{R(E_1)^{(7)/(9)}} \frac{S^{(9)}(E^{(9)}_{cm_{2,3}})}{S^{(9)}(E^{(9)}_{cm_1})} \frac{\tau^{(7)}_m(E_1)}{\tau^{(7)}_m(E_{2,3})} \frac{\tau^{(9)}_m(E_{2,3})}{\tau^{(9)}_m(E_1)} \frac{W(E_{2,3})}{W(E_1)} \frac{\beta(E_{2,3})}{\beta(E_1)} \times e^{-\lambda^{7Be} \times (\Delta t_1 - \Delta t_{2,3})} \quad (3.7)$$

L'expression (3.7) suppose implicitement que les efficacités de détection α et β sont restées constantes pendant toute la durée de l'expérience et qu'elles s'éliminent donc dans l'équation (3.7). Cette non variation n'a pas été vérifiée pendant l'expérience à cause des manipulations lourdes qu'elle aurait imposées notamment vis à vis de la cible de ^{7}Be extrêmement active. Cette hypothèse n'apparaît cependant pas très dangereuse car les simulations effectuées avec le code GEANT ont montré que les

déplacements longitudinaux de la cible par rapport au centre géométrique de SOLENO ont un effet négligeable sur l'efficacité de détection, de même d'ailleurs que les déplacements du faisceau sur la cible dont l'effet se compense dans les différents détecteurs. Les différents seuils électroniques étaient quant à eux réglés suffisamment bas pour ne pas induire d'effet significatif par leur variation éventuelle.

L'autre hypothèse sous-tendant la méthode est que le rapport du nombre d'atomes par cm^2 de ^{7}Be à celui de ^{9}Be est resté constant pendant toute la durée de l'expérience une fois tenu compte de la désintégration du ^{7}Be :

$$\frac{N^{^7Be}(E_i,t)}{N^{^9Be}(E_i)} = e^{-\lambda^{^7Be}\times\Delta t_i} \times k \qquad où \quad k \quad est \quad une \quad constante$$

et Δt_i le temps moyen de désintégration du ^{7}Be pendant la mesure à l'énergie E_i. Ce temps est calculé par rapport à un temps zéro choisi de façon arbitraire mais le même pour les trois énergies de mesure différentes.
Cette dernière hypothèse a été vérifiée et confirmée par la comparaison des différentes mesures d'analyse (d,p) et de balayage γ effectuées à plusieurs reprises au cours de l'expérience.
Nous soulignons de nouveau que cette normalisation au ^{9}Be permet, dans les mesures relatives, d'éliminer les effets d'inhomogénéité de cible, de variation de position de faisceau et d'érosion de la cible par pulvérisation.

Certaines des quantités intervenant dans la formule 3.7 sont déduites des mesures que nous avons effectuées, comme les rapports $R(E_i)^{(7)/(9)}$ (voir formule 3.2), les temps morts, les $\beta(E_i)$ et les Δt_i et d'autres sont issues de la littérature [59] comme les facteurs astrophysiques de la réaction ^{9}Be(p,α)^{6}Li, $S^{(9)}(E_{cm_i})$, aux énergies effectives où les mesures ont été effectuées et les distributions angulaires moyenne $W(E_i)$ des α issus de cette dernière.

b. Discussion des différentes quantités mesurées

$\mathbf{R(E_1)^{(7)/(9)}}$, $\mathbf{R(E_{2,3})^{(7)/(9)}}$

Pour obtenir les rapports, nous avons directement sommé le nombre de coups des spectres alphas de coïncidence globaux montrés sur la figure 3.19 alors que le flux d'α de ^{9}Be(p,α)^{6}Li provient d'une décomposition simple de spectres identiques à ceux montrés sur la figure 3.8

$\beta(\mathbf{E}_i)$

Les valeurs des temps de transfert et d'irradiation ont été mesurées à plusieurs reprises. Elles étaient très stables. Dans le comptage à 130 keV, les temps d'irradiation et de comptage (égaux) ont été ramenés de 1.5 s environ à 1 s environ pour améliorer légèrement le rendement.

$\mathbf{S^{(9)}(E_{cm_i})}$

Les facteurs astrophysiques se rapportant à la réaction ^{9}Be(p,α)^{6}Li utilisés dans nos calculs sont ceux déduits des travaux récents (1997) de Zahnow et al. [59]. Ces derniers ont mesuré les sections efficaces de cette réaction dans la gamme d'énergie comprise entre 16 keV et 330 keV. Un ajustement en moindres carrés utilisant ces mesures a été effectué pour extraire les $S^{(9)}(E_{cm_i})$ correspondant aux énergies effectives où nos mesures ont été réalisées.
Une illustration des mesures de Zahnow et al., en terme de section efficace et de facteur astrophysique en fonction de l'énergie effective des protons incidents est donnée sur la figure 3.21, dans la gamme d'énergie comprise entre 80 et 240 keV. Seules les valeurs relatives concernant ces mesures nous intéressent ici, ce qui devrait assurer une bonne précision sur ce terme.

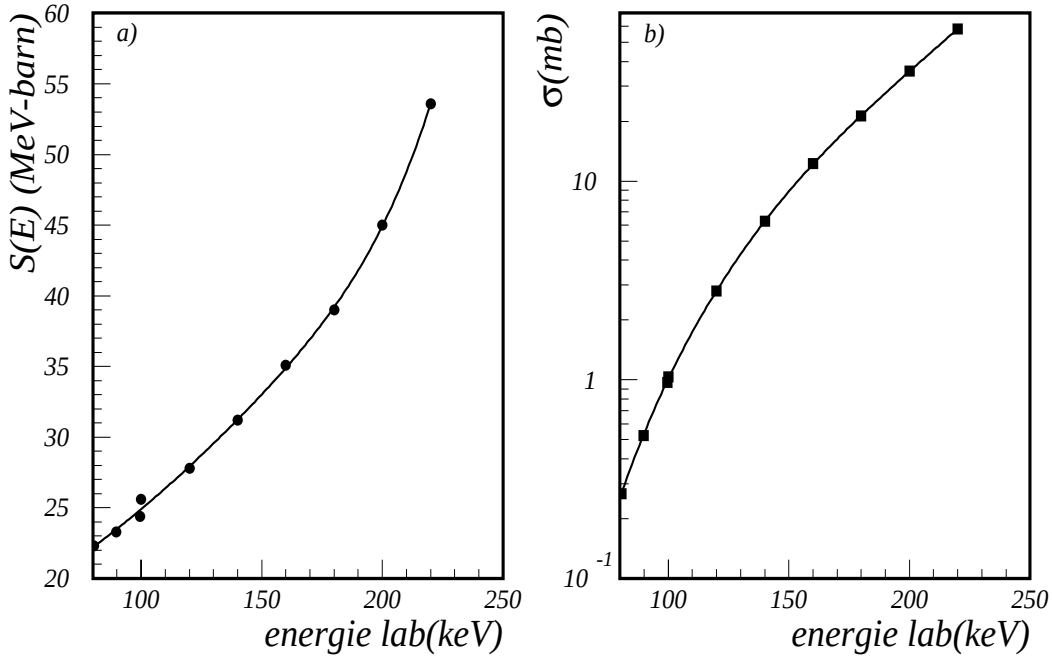


FIG. 3.21: Données issues des travaux de Zahnow et al. [59] concernant la réaction ^{9}Be(p,α)^{6}Li, en termes de facteurs astrophysiques (a) et sections efficaces (b) en fonction de l'énergie effective exprimée dans le référentiel du laboratoire. La courbe en trait plein est le meilleur ajustement à ces données d'une courbe de type polynomial.

c. Résultats

Finalement, après avoir déterminé toutes les quantités intervenant dans la relation 3.7, nous avons calculé les facteurs astrophysiques aux énergies 160 et 130 keV rapportés à celui à 217 keV.

Connaissant l'énergie effective correspondant au comptage à 217 keV, soit 212.4 keV (voir paragraphe 3.3.7), nous avons d'abord calculé, à partir de la courbe ajustée

aux donnés de Zahnow et al, le facteur astrophysique de la réaction ^{9}Be(p,α)^{6}Li à cette énergie. En revanche, nous ne connaissions pas, de façon précise, l'évolution de l'épaisseur de la cible et donc l'énergie effective pendant les mesures à 160 et 130 keV à cause de deux effets : celui de la pulvérisation du ^{7}Be qui est devenu important à ces énergies et celui des variations des positions du faisceau sur la cible. Nous avons donc calculé le facteur astrophysique S$^{(7)}$ pour des énergies allant de 160 à 154 keV pour la première mesure et de 130 à 124 keV pour la deuxième ; 160 et 130 keV sont les limites supérieures correspondant aux énergies incidentes elles-mêmes ; 154 et 124 keV, les limites inférieures correspondant aux énergies effectives calculées en supposant que l'épaisseur de cible lors des mesures à 160 et 130 keV était la même que celle à 217 keV compte tenu d'une correction sur la variation des pouvoirs d'arrêt des protons aux énergies en question. Les facteurs astrophysiques pour les comptages à 160 et 130 keV rapportés au facteur astrophysique à 212.4 keV sont reportés sur la figure 3.22 en fonction de l'énergie effective de la réaction.

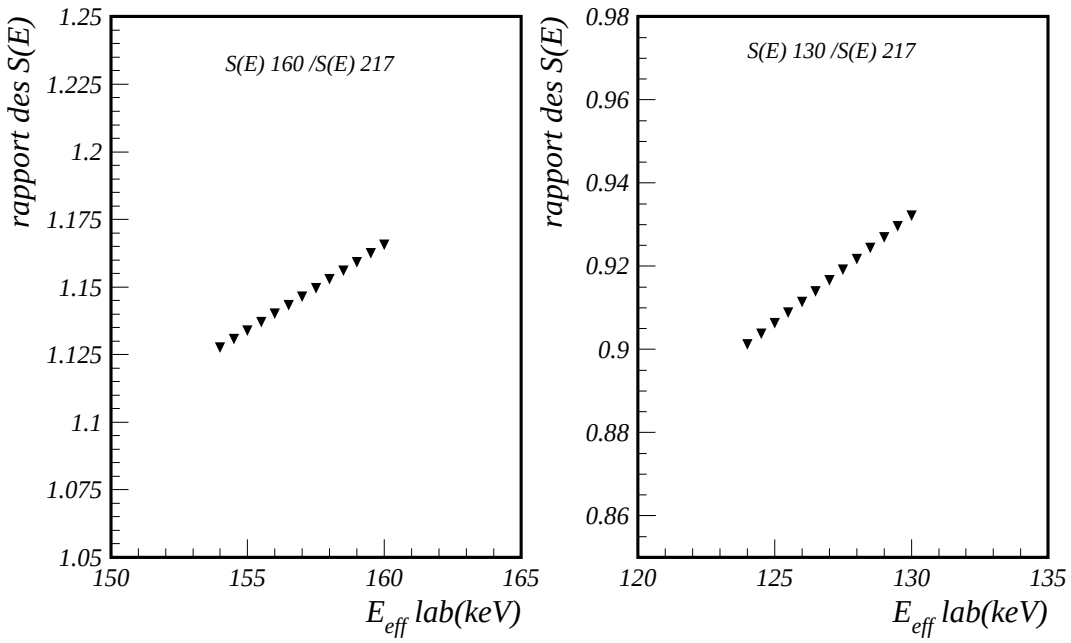


FIG. 3.22: Rapports mesurés des facteurs astrophysiques de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B, pour E$_i$=160 et 130 keV à celui à 217 keV.

Ces figures montrent que la variation du rapport des S(E) en fonction de l'énergie effective est faible, soit d'environ 4% au maximum entre les deux énergies limites. Ceci illustre le grand intérêt de la normalisation au ^{9}Be, à travers la réaction ^{9}Be(p,α)^{6}Li : l'erreur liée à l'inhomogénéité de la cible et à son érosion sous l'impact du faisceau devient minime (<4%) grâce à une compensation presque complète pour les réactions ^{7}Be(p,γ)^{8}B et ^{9}Be(p,α)^{6}Li.

La valeur des épaisseurs de cible et donc des énergies effectives de réaction à 160 et 130 keV a ensuite été déterminée à partir des nombres de coups de particules α issus

de la réaction ^{9}Be(p,α)^{6}Li, cette fois normalisés à la charge déposée par le faisceau. Ce nombre, soit $\frac{N_\alpha}{Q}$, a ensuite été normalisé à sa valeur à 217 keV en utilisant les valeurs des sections efficaces de la référence [59]. Nous avons trouvé pour les trois mesures à 217, 160 et 130 keV, les valeurs $\frac{N_\alpha}{Q}$=1, 0.90 et 0.38 respectivement. La valeur $\frac{N_\alpha}{Q}$=0.38 pour la mesure à 130 keV s'explique essentiellement par le phénomène de pulvérisation déjà mentionné plus haut. Elle est corroborée par la perte d'activité globale de la cible mesurée à cette énergie, soit 40% comme indiqué plus haut. Les deux chiffres ne sont pas directement comparables puisqu'il s'agit d'une perte des noyaux de ^{7}Be soit global, soit directement sous l'impact du faisceau donc portant sur une partie de la cible seulement.
Nous avons finalement trouvé des valeurs d'énergies effectives égales respectivement à 154.0 et 127.7 keV (labo). Les rapports des facteurs astrophysiques correspondants sont alors respectivement 1.13 et 0.92 comme on peut le voir sur la figure 3.23.
Finalement :

S(134.7 keV)=19.1±3.1 eV-b et S(111.7 keV)=15.5±2.7 eV-b

où les énergies sont données dans le référentiel du centre de masse.
Ces valeurs ont été, elles aussi, corrigées de l'effet d'échappement du ^{8}B hors de la cible qui dans le cas de ces mesures ne dépasse guère les 1%, d'après les simulations que nous avons effectuées avec le code de calcul TRIM97.

L'évaluation de l'erreur est discutée dans le paragraphe suivant.

3.5.3 Incertitudes expérimentales sur les mesures relatives à 160 et 130 keV

L'incertitude globale sur les facteurs astrophysiques à 160 et 130 keV, déduits de l'expression 3.7, dérive de la formule suivante :

$$\frac{\sigma(S_{2,3})}{S_{2,3}} = \sqrt{\frac{\sigma^2(S_1^{(7)})}{(S_1^{(7)})^2} + \frac{\sigma^2(Y_{\alpha\beta}^{1,(7)})}{(Y_{\alpha\beta}^{1,(7)})^2} + \frac{\sigma^2(Y_{\alpha\beta}^{2,3,(7)})}{(Y_{\alpha\beta}^{2,3,(7)})^2} + \frac{\sigma^2(Y_{\alpha}^{1,(9)})}{(Y_{\alpha}^{1,(9)})^2} + \frac{\sigma^2(Y_{\alpha}^{2,3,(9)})}{(Y_{\alpha}^{2,3,(9)})^2} + \frac{\sigma^2(H)}{(H^2)}}$$

avec

$$\frac{\sigma^2(H)}{(H^2)} = \frac{\sigma^2(\tau_m^{(7)})}{(\tau_m^{(7)})^2} + \frac{\sigma^2(\tau_m^{(9)})}{(\tau_m^{(9)})^2} + \frac{\sigma^2(\beta_1)}{\beta_1^2} + \frac{\sigma^2(\beta_{2,3})}{\beta_{2,3}^2} + \frac{\sigma^2(W_1)}{W_1^2} + \frac{\sigma^2(W_{2,3})}{W_{2,3}^2} + \frac{\sigma^2(RS_{1,(2,3)}^{(9)})}{(RS_{1,(2,3)}^{(9)})^2}$$

les indices (1),(2) et (3) renvoient aux énergies 217 keV, 160 keV et 130 keV respectivement et les indices (7) et (9) aux réactions ^{7}Be(p,γ)^{8}B et ^{9}Be(p,α)^{6}Li.

Les quantités intervenant dans ce calcul sont respectivement :

- l'incertitude sur le facteur astrophysique de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B mesuré de façon absolue à 217 keV. Elle est de 12.7% comme indiqué au paragraphe 3.4.7. C'est une erreur qui intervient de façon systématique sur les deux mesures à 160 et 130 keV.

- les erreurs statistiques sur le nombre de coïncidences mesurées à 217 keV (6.6%), à 160 keV (6.8%) et à 130 keV (9.4%) pour la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B (7).

-l'erreur statistique sur le nombre de coups α directs détectés pour la réaction ^{9}Be(p,α)^{6}Li (9) aux énergies 217 keV, 160 et 130 keV, totalement négligeable.

- l'erreur sur les temps morts mesurés pendant la déviation (7) ($\leq 0.1\%$) et l'irradiation (9) ($\leq 0.3\%$), l'erreur sur les facteurs β mesurés aux différentes énergies, toutes négligeables.

- l'erreur sur la correction de distribution angulaire évaluée aux différentes énergies mesurées, également négligeable.

- enfin l'erreur sur le rapport du facteur astrophysique à 217 keV à celui à 160 ou 130 keV pour la réaction ^{9}Be(p,α)^{6}Li. Une estimation de cette dernière erreur peut être donnée par la somme quadratique des erreurs sur les facteurs astrophysiques à ces énergies déduites de l'ajustement des données de Zahnow et al. [59] entre 80 keV et 240 keV. L'erreur trouvée ainsi est de 2% pour les deux énergies. Un fit similaire effectué sur des données plus anciennes [63] conduit à des écarts de 2% et 3% respectivement entre les rapports des facteurs astrophysiques issus des références [59] et [63] pour les énergies 160 et 130 keV. Nous avons finalement adopté la valeur 2% pour le terme $\frac{\sigma(RS)}{RS}$.

3.6 Présentation des résultats

Sur la figure 3.23, je présente les résultats des mesures obtenues dans cette expérience ainsi que les données mesurées à plus hautes énergies : les résultats sont donnés sous la forme du facteur astrophysique en fonction de l'énergie exprimée dans le référentiel du centre de masse.

Les erreurs, pour les trois points à plus basse énergie correspondent aux erreurs totales, "systématiques" et "relatives".

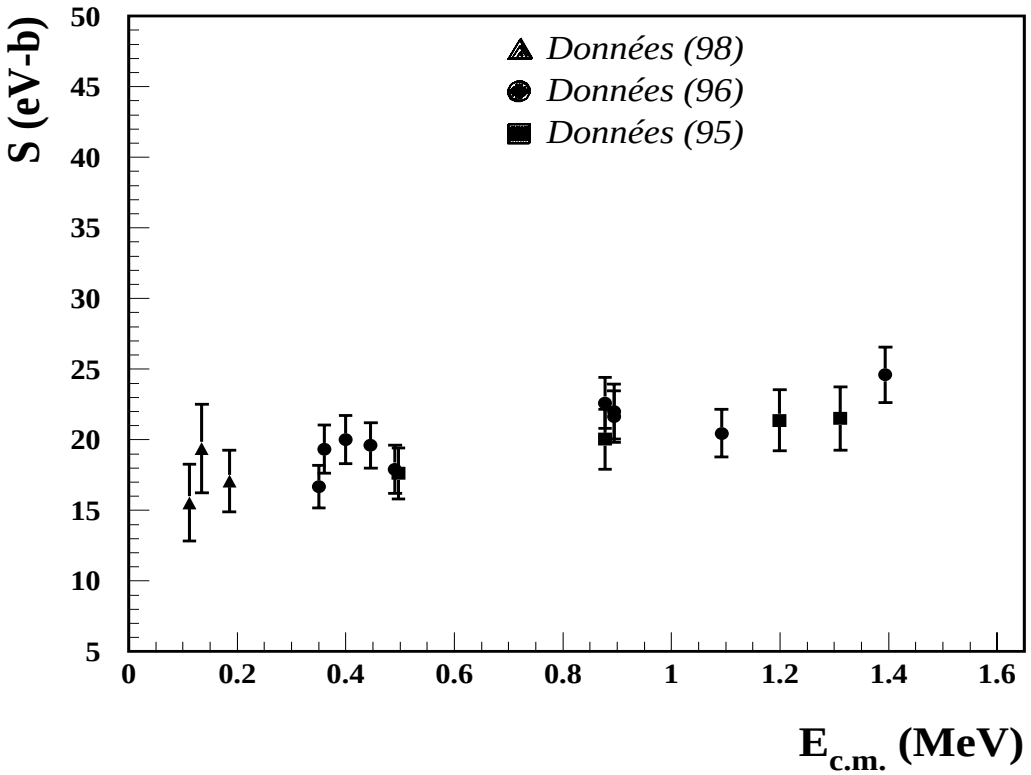


FIG. 3.23: Facteurs astrophysiques de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B obtenus dans nos trois séries de mesures indépendantes.

On remarque sur la figure que les données provenant des mesures à basse énergie sont en très bon accord avec celles issues des mesures à haute énergie, ce qui est rassurant quant à l'exactitude et la fiabilité de l'ensemble des données. En effet, n'oublions pas que l'expérience à basse énergie a été effectuée avec un dispositif expérimental différent, une technique différente et donc nécessairement des erreurs systématiques différentes.
Il est vrai que les erreurs dont sont entachés les résultats de cette dernière sont grandes mais nous espérons, dans un proche avenir, les réduire en remesurant de façon plus précise l'efficacité de détection α.

Chapitre 4

Facteur astrophysique à l'énergie solaire

Dans ce chapitre, je décrirai d'abord brièvement les différents modèles théoriques utilisés pour étudier la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B à basse énergie. Je présenterai ensuite les différentes courbes obtenues par ces modèles pour décrire la dépendance en énergie du facteur astrophysique de la réaction. Je donnerai ensuite les résultats obtenus pour le facteur astrophysique à l'énergie nulle $S_{17}(0)$ en normalisant les diverses courbes théoriques à nos données et à celles de Filippone et al. [26] et Vaughn et al. [30].

4.1 Description théorique de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B

Le but des mesures de la section efficace de ^{7}Be(p,γ)^{8}B est de déduire la valeur du facteur astrophysique à l'énergie E=18 keV, énergie à laquelle se produit la réaction dans le coeur du soleil (voir chapitre I). Pour ceci, nous devons extrapoler jusqu'à l'énergie zéro les mesures effectuées à plus haute énergie, en utilisant une courbe théorique décrivant la dépendance en énergie de la réaction.

Dans la zone d'énergie qui nous intéresse, la capture radiative ^{7}Be(p,γ)^{8}B comporte deux composantes : une composante directe et une composante résonante $E_{C.M}$= 0.63 MeV à travers l'état 1^+ à E_x=0.77 MeV du ^{8}B. Des considérations simples de conservation du moment angulaire et de la parité (voir figure 2.1) conduisent aux possibilités suivantes :
- capture d'ondes s et d dans la voie d'entrée, suivie de l'émission d'un rayonnement E1 ou capture d'ondes p et émission de rayonnement M1 et E2 pour la composante directe.

- capture d'ondes p et émission de rayonnement M1 et E2 pour la composante résonante.
Dans la zone d'énergie où ont été effectuées nos mesures[0-0.5,0.85-1.4 MeV], la contribution très largement dominante à la section efficace totale de capture radiative est fournie par la composante non résonante E1. Les composantes M1 et E2 non résonantes peuvent être négligées dans cette gamme d'énergie (voir référence [68]. La section efficace de la capture radiative directe E1 est donnée par [64] :

$$\sigma(E_{CM}) = \sum_{J_i} \frac{1}{(2I_7+1)(2s+1)} \frac{16\pi}{3\hbar}(\frac{E_\gamma}{\hbar c})^3 \times \sum_{l_\omega, I_\omega} (2l_\omega+1)^{-1} |\langle \psi^{J_f} | O_1^E | \phi^{J_i}_{l_\omega, J_\omega} \rangle|^2 \quad (4.1)$$

où I_7 et s sont respectivement les spins du noyau cible ^{7}Be et du proton, ${O_1}^E$ est l'opérateur de transition dipolaire électrique(E1), ω caractérise les voies d'entrées, $E_\gamma = E_{CM} + 0.137$ MeV est l'énergie du photon et J_f, J_i sont respectivement les spins de l'état final et initial. ψ^{J_F} et ${\phi^{J_i}}_{l_\omega, I_\omega}$ sont les fonctions d'ondes décrivant respectivement l'état fondamental du ^{8}B et les états de diffusion ^{7}Be+p.

Tout le problème du calcul de la section efficace de capture radiative E1 réside dans le calcul de l'élément de matrice de transition intervenant dans la formule (4.1) et donc dans la description précise de la fonction d'onde de l'état fondamental du ^{8}B et des fonctions d'ondes décrivant les états de diffusion ^{7}Be+p.

Remarquons que, l'état fondamental du ^{8}B étant très peu lié ($E_L = 0.137$ MeV), sa fonction d'onde ψ^{J_F} a une grande extension spatiale en dehors du rayon nucléaire R $\simeq$ 2-3 fm . Aux basses énergies, la section efficace du processus de capture directe dépend essentiellement de l'amplitude de la fonction d'onde de l'état lié à grande distance et, donc, de la partie asymptotique de la fonction d'onde radiale. Celle-ci, dans une région où l'interaction nucléaire est supposée ne plus agir, est proportionnelle à la fonction de Whittaker avec une constante de normalisation asymptotique $C_{^8B}$:

$$\psi^{J_F} = C_{^8B} \frac{W_{\eta,l}(k,r)}{r} \quad (4.2)$$

Aux énergies les plus basses, les différents modèles devraient donc donner des résultats similaires pour la forme de la courbe σ(E).

Plusieurs approches théoriques ont été utilisées pour calculer l'élément de matrice de transition E1 : des modèles de type potentiel, des modèles microscopiques, un modèle couplant l'approche en matrice R au modèle en couches et une approche de type modèle en couches couplé au continuum. Je ne donnerai, ici, que les points essentiels caractérisant chacun de ces modèles.

Modèles de type potentiel

Dans les divers calculs utilisant les modèles de type potentiel [66, 67, 68, 69, 70], les états initiaux et finals du système ^{7}Be(p,γ)^{8}B sont décrits par le modèle simple à une particule avec un proton se déplaçant dans un potentiel optique (potentiel de Woods-Saxon) représentant l'interaction de celui-ci avec l'état fondamental du ^{7}Be. L'utilisation des modèles de type potentiel est justifiée par le fait que le recouvrement de l'état fondamental du ^{8}B avec l'état fondamental du ^{7}Be est proche de 1 comme

l'indiquent les mesures de facteurs spectroscopiques [67] et les calculs microscopiques [71].

Les paramètres du potentiel utilisé (la diffusivité, le rayon et la profondeur du puits) sont ajustés de manière à reproduire l'énergie de liaison de l'état fondamental du ^{8}B. Le premier calcul fut celui de Tombrello [66] où n'étaient considérées que les ondes s, ce qui est une approximation peu correcte puisqu'il a été montré par la suite que la contribution des ondes d n'est pas négligeable : 12% à 100 keV et 48% à 1 MeV d'après la référence [65]. Par la suite tous les autres calculs, ceux de Krauss et al. [69], Kim et al. [68], Barker et al. [67] et Nunes et al. [70], ont tenu compte des ondes d. Nunes et al. ont par ailleurs tenu compte de l'effet de la déformation du ^{7}Be (et de son couplage avec les mouvements du proton de valence) sur la dépendance en énergie du facteur astrophysique. Cet effet a finalement été trouvé négligeable.

Dans ces modèles, la valeur théorique déduite pour $S_{17}(0)$ est très sensible aux valeurs des paramètres du potentiel [67, 68]. Par exemple, Barker et al. [67] ont montré qu'une modification modérée de ces derniers conduisait à des variations importantes du facteur astrophysique, pouvant aller du simple au double. Les implications sur la forme de la courbe S(E) sont, elles, beaucoup plus faibles.

Modèles microscopiques

Les fonctions d'ondes des états de diffusion ^{7}Be+p et de l'état fondamental du ^{8}B sont décrites, ici, comme étant des fonctions d'ondes à 8 nucléons totalement anti-symétriques et ayant une structure à trois clusters, ^{3}He+α+p par exemple. Plusieurs calculs de la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B ont été faits avec ce modèle à trois clusters, certains utilisant la méthode RGM (resonating group method), Kolbe et al. [72], Johnson et al. [73] et Csòtó et al. [64], d'autres, Descouvemont et Baye [65], la méthode de la coordonnée génératrice GCM.

Kolbe et al.[72] n'ont considéré dans leur calcul que l'état fondamental $3/2^-$ du ^{7}Be et une seule configuration pour ^{7}Be+p :^{3}He+α+p. L'interaction nucléon-nucléon utilisée était la force Hasegawa-Nagata. La valeur théorique de $S_{17}(0)$ déduite de leur calcul est de 25.4 eV-b.

Johnson [73] a fait un calcul similaire mais jusqu'à 430 keV seulement, c'est-à-dire dans le domaine d'énergie où la voie inélastique faisant intervenir le niveau $1/2^-$ du ^{7}Be n'est pas ouverte. Le calcul a été fait avec deux forces effectives, Hasegawa-Nagata et Minnesota et les valeurs de $S_{17}(0)$ déduites avec ces deux forces étaient proches, respectivement 23.8 eV-b et 25.1 eV-b.

Dans les travaux de Descouvemont et Baye [65], l'espace de configuration considéré a été élargi à 2 voies, ^{3}He+α+p et ^{5}Li($3/2^-$,$1/2^-$) +^{3}He et tous les états excités du ^{7}Be, $1/2^-$,$5/2^-$ et $7/2^-$, ont été pris en compte. Les calculs ont été effectués avec quatre interactions effectives différentes, les forces de Volkov V_1, V_2, V_3 et V_4. Les forces de Volkov ont été ajustées de manière à reproduire l'énergie de liaison de l'état fondamental du ^{8}B. Les calculs décrivaient aussi bien la région non-résonante

correspondant à la transition E1 que la région résonante (E_{CM}=0.630 MeV) correspondant à la transition M1. Les $S_{17}(0)$ théoriques déduits de leur calculs varient entre 27 et 30 eV-b.

Dans les calculs de Csòtó et al. [64], la méthode RGM est aussi utilisée mais avec un espace de configuration plus large pour ^{7}Be+p. La force effective utilisée est celle de Minnesota et il est tenu compte des effets hors-couches dans les calculs : déformations du coeur de ^{7}Be, excitation de ce dernier par le proton incident et effets d'échange du proton incident avec un proton de ^{7}Be. Ces effets, d'après Csòtó [64], ne devraient pas être négligés car leur impact sur les fonctions d'ondes internes peut être important et la contribution de celles-ci à la section efficace devient de plus en plus importante au fur et à mesure que l'énergie augmente. Cela peut avoir une influence sur la dépendance en énergie du facteur astrophysique.

Notons que dans ces modèles, les sections efficaces absolues de capture peuvent dépendre assez fortement de l'interaction effective nucléon-nucléon adoptée dans le calcul de la fonction d'onde interne des clusters. Toutefois, l'ensemble de ces calculs microscopiques fournit des valeurs de $S_{17}(0)$ élevées, au-dessus de $\sim$ 24 eV-b.

Approche par la matrice R couplée au modèle en couches

Barker et al. [74] a utilisé dans le calcul de la section efficace de ^{7}Be(p,γ)^{8}B, la théorie de la matrice R couplée au modèle en couches pour décrire les états impliqués dans la réaction. Les paramètres de matrice R utilisés dans le calcul proviennent de l'analyse de la réaction miroir ^{7}Li(n,γ)^{8}Li à partir d'un ajustement aux données expérimentales [76]. Le $S_{17}(0)$ trouvé par son calcul est de 17$\pm$3 eV-b.

Modèle en couches couplé au continuum

Récemment, Bennaceur et al. [77] ont fait remarquer que la description des états (quasi) liés d'une part et des états de diffusion d'autre part dans deux sous-espaces arbitrairement séparés pouvait être dangereuse dans des noyaux proches de la "drip-line" comme le ^{8}B. Ils décrivent donc la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B en considérant un couplage entre ces deux sous-espaces en terme d'interaction nucléon-nucléon résiduelle. Le modèle en couches "réaliste" est utilisé pour générer dans ce cadre les fonctions d'onde à N particules. Les résultats ne dépendent d'une manière sensible que d'un petit nombre de paramètres, le point essentiel étant que l'énergie de l'orbite proton $1p_{3/2}$ soit ajustée à la valeur expérimentale. Ce point est d'ailleurs valable pour toutes les approches théoriques. La valeur obtenue pour $S_{17}(0)$ avec les paramètres les plus raisonnables est de 19.5 eV-b.

Comparaison des différentes courbes théoriques

Une comparaison des différentes courbes S(E) calculées dans les modèles est présentée sur la figure 4.1.a. La figure 4.1.b présente les mêmes courbes théoriques

mais normalisées à la même valeur à l'énergie zéro pour donner un meilleur aperçu du comportement en énergie du facteur astrophysique.

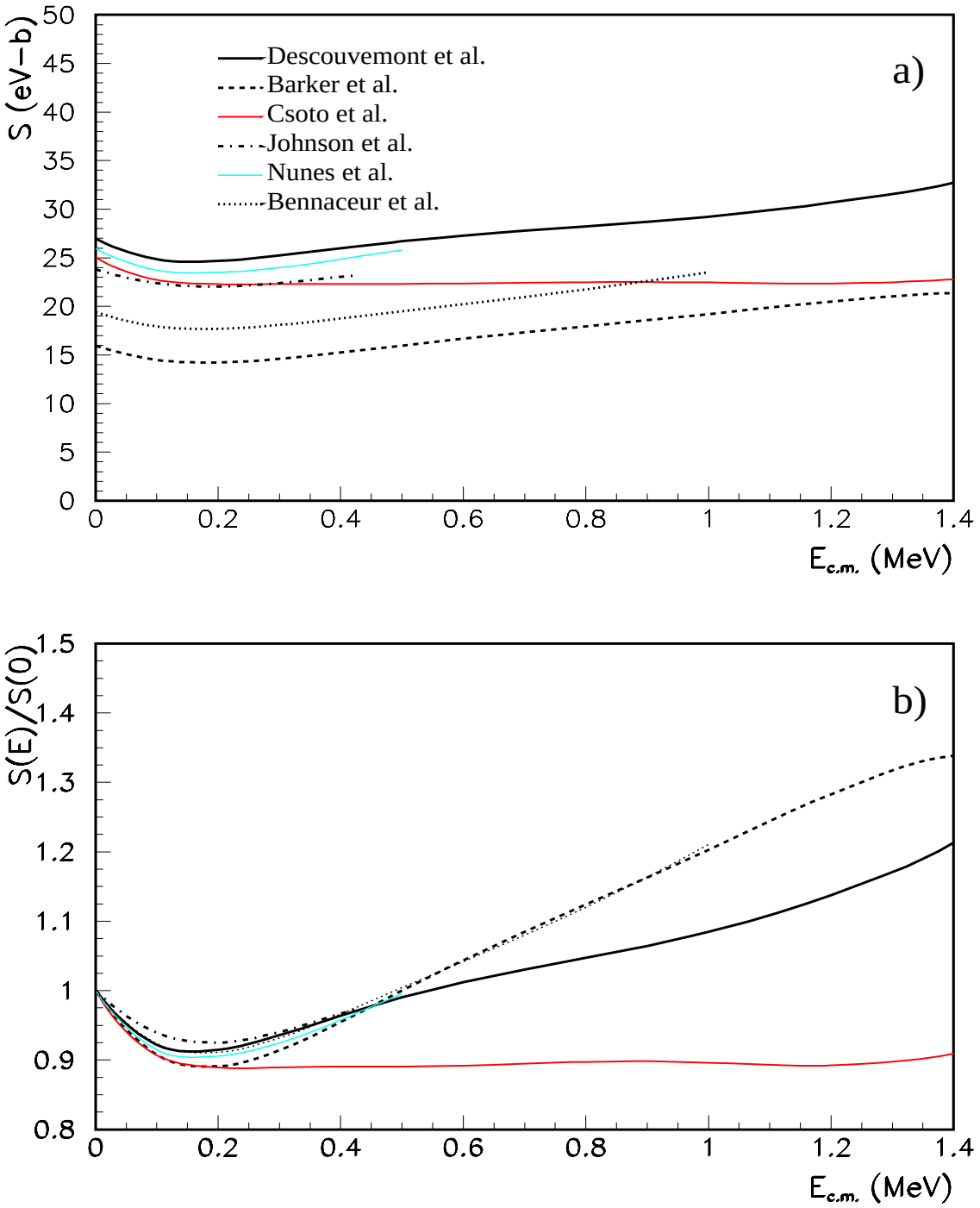


FIG. 4.1: Comparaison des différentes courbes théoriques décrivant la dépendance en énergie du facteur astrophysique de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B. a) résultats des différents calculs cités. b) les calculs ont été normalisés à l'énergie E=0.

Sur la figure 4.1.a, on constate une assez grande dispersion sur les valeurs absolues du facteur astrophysique. Sur la figure 4.1.b, on remarque qu'en dessous de 200 keV, tous les modèles donnent la même dépendance en énergie à quelques pour-cent près. Cette constatation est plus ou moins attendue, comme indiqué plus haut, puisque la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B à très basses énergies est une capture directe externe (très périphérique), donc peu sensible aux fonctions d'ondes internes. Mais à plus haute énergie, la capture devient plus sensible à la structure interne du coeur du ^{7}Be et des différences peuvent apparaître selon les approximations des modèles. En particulier, les calculs multi-clusters de Csòtó et al. [64] prédisent un facteur astrophysique essentiellement constant au-dessus de 0.2 MeV. La différence entre les calculs de Barker et al. et ceux de Descouvemont et Baye ou de Bennaceur et al. est inférieure, quant à elle à 10%, pour ce qui est de la forme de la courbe S(E) dans la gamme d'énergie allant jusqu'à 1.4 MeV.
On peut remarquer sur ces figures une remontée de la courbe quand l'énergie tend vers zéro. Cette remontée provient simplement du comportement des fonctions de Coulomb des ondes s quand l'énergie tend vers zéro.

L'importante dispersion des valeurs théoriques de $S_{17}(0)$ prédites par ces différents modèles apparaît clairement dans le tableau 4.1. Comme déjà indiqué, cette dispersion est moindre quand on considère seulement l'allure de la dépendance en énergie de S(E). Nous avons donc choisi, après d'autres, de normaliser les courbes S(E) théoriques à nos données expérimentales pour déduire la quantité $S_{17}(0)$. Les ajustements correspondants seront effectués soit sur toute la gamme d'énergie, soit seulement en dessous de 429 keV. Dans cette zone, les modèles sont supposés être plus fiables puisque l'effet du niveau de 429 keV du ^{7}Be sur les fonctions d'ondes est alors nul et puisque l'effet de la partie interne des fonctions d'ondes devient plus faible.

Modèle théorique	$S_{17}(0)$ eV-b
Descouvemont et al. [65]	27.0 (V2)
Barker et al. [74]	16.0
Johnson et al. [73]	23.8 (HN)
	25.1 (M)
Nunes et al. [70]	26.0
Csòtó et al. [64]	25.2
Bennaceur et al. [77]	19.5

TAB. 4.1: Valeurs absolues du $S_{17}(0)$ de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B déduites des différents modèles. Les forces utilisées sont indiquées entre parenthèses pour les références [65, 73]

4.2 Extrapolation de nos données à énergie nulle

4.2.1 La méthode

La procédure d'extrapolation de nos données à l'énergie zéro a été faite séparément sur nos trois groupes de données correspondant aux mesures effectuées à haute énergie en 95 et 96 et aux dernières mesures à basse énergie. Cette extrapolation séparée des données est rendue nécessaire par le fait que les erreurs systématiques se rapportant à chacune d'elles ne sont pas les mêmes. Nous avons ensuite effectué la moyenne des trois valeurs pour déduire le $S_{17}(0)$ final correspondant à toutes nos données.

Pour les données mesurées à "haute énergie", les résultats adoptés sont ceux pour lesquels le produit $N_{^7Be}(\text{atome/cm}^2)\times\epsilon$ est déterminé de façon directe. Ce sont en effet des mesures absolues totalement indépendantes de la valeur de la section efficace de la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li dont la valeur recommandée a beaucoup varié au cours du temps, passant de la valeur moyenne de 193±10 mb [27, 28] à 157±10 mb [26] et finalement à 147±11 mb lors de la dernière analyse critique des données disponibles [18]. Ces valeurs ont été corrigées de l'effet de l'échappement des ions de recul hors de la cible comme indiqué aux paragraphes 2.5 et 3.6. Nous présenterons cependant les résultats de l'extrapolation sur les valeurs non corrigées pour bien montrer que cet effet est faible.

Nous avons donc ajusté à nos trois ensembles de données la courbe calculée par les différents auteurs grâce à une technique standard de moindres carrés avec comme seul paramètre libre le facteur astrophysique à l'énergie zéro, $S_{17}(0)$. Les incertitudes considérées lors de ces ajustements sont uniquement les erreurs dites relatives. L'erreur sur $S_{17}(0)$ déduite alors de l'ajustement a été ensuite combinée quadratiquement avec les erreurs systématiques, c'est-à-dire celles qui interviennent de la même façon sur chaque point de mesure faisant partie de la même série de données :

$$\frac{\Delta S_{17}(0)_{global}}{S_{17}(0)} = \sqrt{(\frac{\Delta S_{17}(0)^{Fit}}{S_{17}(0)})^2 + (Erreurs \quad systématiques)_i^2} \tag{4.3}$$

Pour les mesures au-dessus de 0.350 MeV, les erreurs relatives et systématiques sont identifiées par les labels a) et b) respectivement dans le tableau 2.6. Pour les mesures à basse énergie, l'ajustement a été contraint à passer par la valeur S=16.9 eV-b à 217 keV et les erreurs à 160 keV et 130 keV étaient une combinaison quadratique des erreurs statistiques concernant les spectres de coincidence et des erreurs sur les rapports des sections efficaces de la réaction ^{9}Be(p,α)^{6}Li. L'erreur globale sur la mesure absolue du facteur astrophysique à 217 keV, soit ±2.1 eV-b, a ensuite été considérée comme une erreur "systématique" puisqu'elle intervient de la même manière sur les deux points de mesures à 160 et 130 keV. Elle est ajoutée quadratiquement à l'erreur tirée du fit.

Sur la figure 4.2, est présenté un exemple de courbe ajustée à nos données de 96 corrigées de l'effet de la rétrodiffusion. Cette courbe est celle calculée par Descouvemont et Baye pour la partie capture radiative non résonante (la contribution de la résonance M1, telle qu'elle est calculée par ces auteurs, a été soustraite). Rappelons qu'une soustraction de la très faible contribution de la résonance aux différents résultats, toujours inférieure à 4.4 %, a été également effectuée sur nos données à partir des paramètres expérimentaux de la résonance issus des travaux de Filippone et al. [26].

Il a souvent été dit [73] que l'ajustement avec les courbes calculées serait plus sûr pour les données en dessous de 429 keV car au-dessus de cette énergie la voie inélastique faisant intervenir l'état excité $1/2^-$ du ^{7}Be est ouverte et sa contribution est soit calculée de manière approchée soit négligée dans les modèles. Nous avons donc effectué en plus de l'ajustement jusqu'à 1.4 MeV, un ajustement restreint aux données au-dessous de 430 keV.

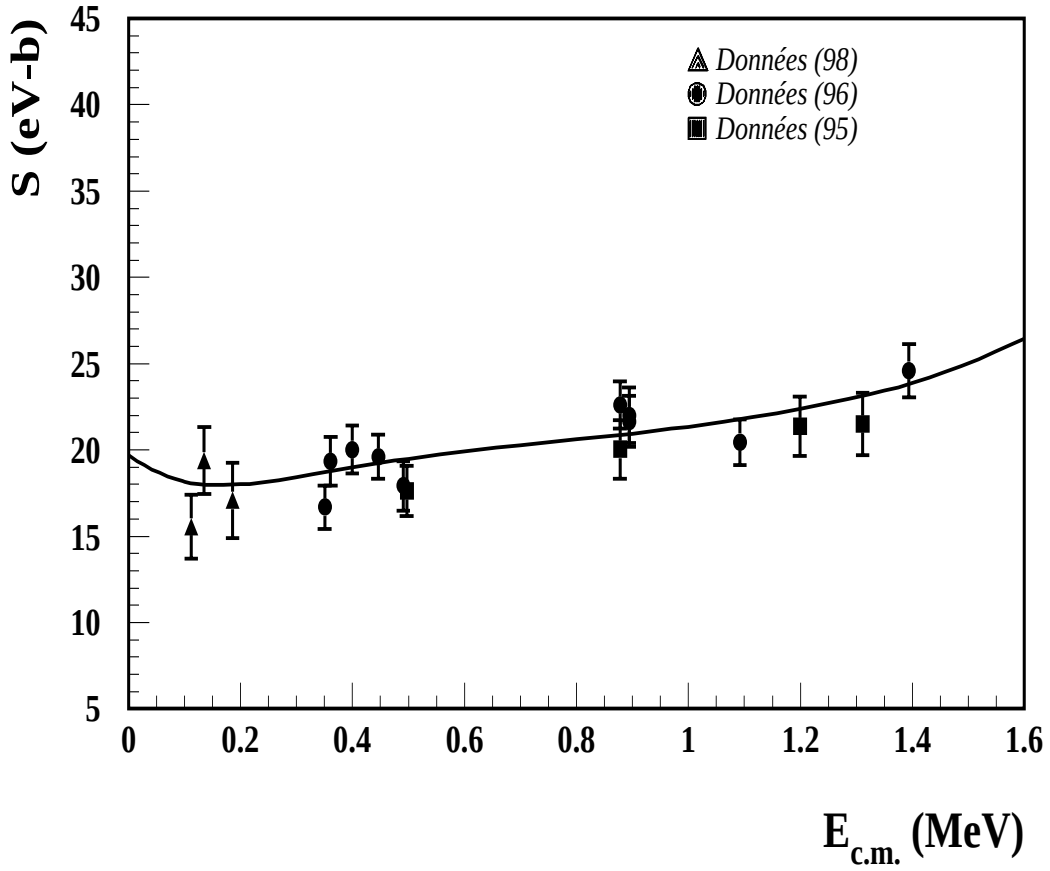


FIG. 4.2: Ajustement de la courbe calculée de Descouvement et al. [65] à nos données expérimentales. L'ajustement est effectué sur les données 96.

4.2.2 Résultats obtenus avec différentes courbes théoriques

Les $S_{17}(0)$, déduits de l'ajustement de la courbe de Descouvemont et Baye aux trois ensembles de mesures, sont donnés dans le tableau 4.2 ainsi que les χ^2 réduits correspondants et ce dans les deux gammes d'énergie [0-1.40MeV] et [0-0.43 MeV].

On peut remarquer sur le tableau 4.2 que les $S_{17}(0)$ déduits des trois ensembles de données sont en excellent accord et ce quelle que soit la gamme d'énergie considérée. Les χ^2 réduits obtenus dans les ajustements sont toujours excellents et un test en χ^2 effectué sur les trois valeurs obtenues de $S_{17}(0)$ dans la gamme d'énergie 0.1-1.4 MeV fournit une valeur de 0.73.

La valeur moyenne obtenue pour $S_{17}(0)$ à partir des trois séries de mesures précédentes est alors de 19.1±0.8 eV-b dans la gamme d'énergie allant jusqu'à 1.4 MeV et de 19.2±1.1 eV-b dans la gamme au-dessous de 0.43 MeV. Ces valeurs sont données dans le tableau 4.3 où nous avons également fait figurer les valeurs obtenues en utilisant les données non corrigées de l'effet de l'échappement des ions ^{8}B hors de la cible. On peut y voir que les facteurs $S_{17}(0)^{(nc)}$ non corrigés et les $S_{17}(0)^{(c)}$ corrigés, déduits de l'ajustement de la courbe de Descouvement et al. aux données non corrigées et corrigées respectivement, diffèrent de 4% dans le cas où l'ajustement est effectué jusqu'à l'énergie 1.4 MeV et de moins que 2.0% quand ce dernier est restreint à 0.5 MeV. L'effet de l'échappement du ^{8}B hors de la cible sur $S_{17}(0)$ est donc faible dans le cas de notre expérience.

Expérience	$S_{17}(0)\pm\delta S_{17}(0)$ eV-b	$\chi^2{}_\nu$
(96)	19.7±1.1 [a)]	0.75
	19.4±1.3 [b)]	0.77
(95)	18.4±1.3 [a)]	0.82
(98)	18.5±2.4	0.63

a) Ajustement effectué dans la gamme d'énergie [0-1.40 MeV]
b) Ajustement restreint à la gamme d'énergie [0-0.43 MeV]

TAB. 4.2: Valeurs de $S_{17}(0)$ déduites de l'ajustement de la courbe calculée par Descouvemont et Baye à nos différentes séries de mesures (95, 96 et 98) corrigées de l'effet de l'échappement du ^{8}B.

Modèle théorique	$S_{17}(0)\pm\delta S_{17}(0)^{(nc)}$ eV-b	$S_{17}(0)\pm\delta S_{17}(0)^{(c)}$ eV-b
Descouvemont et al. [65]	18.4 ± 0.8^a 18.9 ± 1.1^b	19.1 ± 0.8^a 19.2 ± 1.2^b

a) Ajustement effectué dans la gamme d'énergie [0-1.4 MeV]
b) Ajustement restreint à la gamme d'énergie [0-0.43 MeV]

TAB. 4.3: Valeurs du $S_{17}(0)$ déduit de l'ajustement de la courbe de Descouvemont et al. à nos donnés non corrigées (nc) et à nos données corrigées (c).

Notons que l'incertitude donnée sur le $S_{17}(0)$, dans les tableaux 4.2 et 4.3, est expérimentale et n'inclut aucune composante provenant d'une erreur sur les calculs fournissant la dépendance en énergie du facteur astrophysique. Celle-ci est difficile à estimer. Toutefois pour cerner cette incertitude, nous avons ajusté à nos différentes séries de données les courbes théoriques issues des autres travaux cités précédemment. Les valeurs moyennes de $S_{17}(0)$, déduites comme on vient de le décrire, sont données dans le tableau 4.4 pour les deux gammes d'énergie. Dans ce tableau sont également répétées les valeurs correspondantes obtenues d'après les calculs de Descouvemont et Baye.

Modèle théorique	$S_{17}(0)\pm\delta S_{17}(0)$ eV-b gamme [0-1.4 MeV]	$S_{17}(0)\pm\delta S_{17}(0)$ eV-b gamme [0-0.43 MeV]
Descouvemont et Baye [65]	19.1 ± 0.8	19.2 ± 1.2
Barker et al. [74]	18.7 ± 0.8	19.6 ± 1.2
Johnson et al. [73]	-	19.2 ± 1.1
Nunes et al. [70]	-	19.4 ± 1.2
Csòtó et al. [64]	22.1 ± 0.9	20.5 ± 1.2
Bennaceur et al. [77]	18.5 ± 0.9	19.2 ± 1.1

TAB. 4.4: Valeurs de $S_{17}(0)$ déduites de l'ajustement des différentes courbes théoriques à nos mesures corrigées de l'effet de l'échappement du ^{8}B. La valeur obtenue à partir du travail de Bennaceur et al. correspond à un ajustement dans la gamme 0-1 MeV.

On remarque immédiatement que les valeurs du $S_{17}(0)$ sont très similaires pour la majorité des modèles théoriques [73, 65, 74, 70] et tout particulièrement quand l'ajustement est restreint aux énergies inférieures à 0.43 MeV. Signalons toutefois que les valeurs obtenues à partir des travaux de Csòtó et al. (22.1 ± 0.9 eV-b et 20.5 ± 1.2)

sont les seules à présenter des écarts non négligeables, respectivement 14% et 6% par rapport à celles obtenues en ajustant aux données la courbe de Descouvemont et Baye. Ceci est dû au fait qu'aux énergies supérieures à 200 keV, l'allure de la courbe de Csòtó et al. diffère, comme on peut le voir sur la figure 4.3, de celles des autres courbes calculées [65, 74, 77]. Le χ^2 réduit correspondant obtenu dans le cas de l'ajustement jusqu'à 1.4 MeV est moins bon que pour les autres courbes, avec χ^2=1.45. Toutefois cette valeur n'est pas assez mauvaise pour pouvoir éliminer le calcul de Csòtó et al.

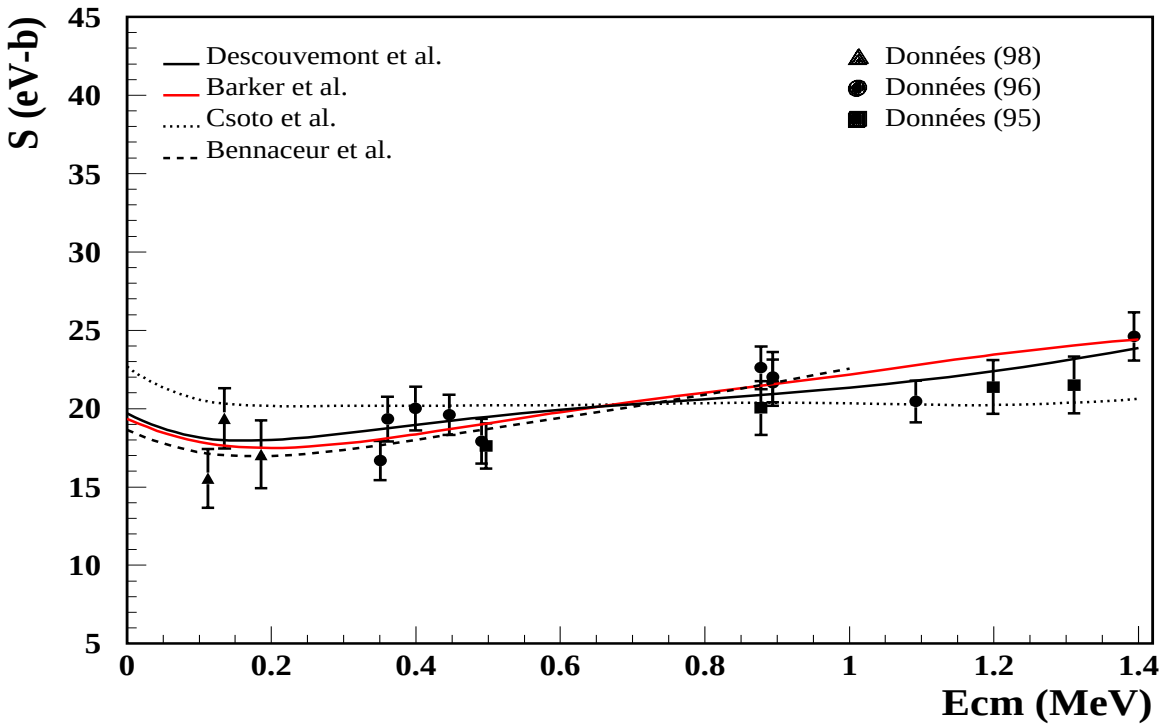


FIG. 4.3: Ajustement des courbes calculées de Descouvement et al. [65], Barker et al. [74], Csòtó et al. [64] et Bennaceur et al. [77] à nos données expérimentales. L'ajustement est effectué sur les données 96.

Nous avons estimé l'erreur pouvant provenir des calculs de la dépendance en énergie à partir des écarts entre les valeurs de S(0) déduites des ajustements aux données des six courbes différentes. Si l'on considère les S(0) déduits de l'ajustement aux données au-dessous de 0.43 MeV, on trouve un écart-type de 2.2% qui est rajouté de façon quadratique aux incertitudes "expérimentales" pour donner une erreur de $\pm$1.3 eV-b. Par contre, si l'on considère les S(0) déduits des ajustements sur toute la gamme d'énergie entre 0 et 1.4 MeV (en tenant compte aussi de la valeur issue de l'ajustement avec la courbe de Csòtó et al.), l'écart-type est de 9.7%, ce qui donne une erreur globale de $\pm$1.8 eV-b.

4.2.3 Valeur finale pour $S_{17}(0)$

Etant données "l'homogénéité" et l'excellente compatibilité observée entre les différents $S_{17}(0)$ déduits quand l'ajustement est restreint aux énergies inférieures à 0.430 MeV, nous retenons finalement comme valeur pour le $S_{17}(0)$ celle déduite de l'ajustement aux données correspondantes de la courbe de Descouvemont et Baye : $S_{17}(0)$=19.2±1.3 eV-b. L'incertitude donnée ici provient de la combinaison quadratique de l'erreur expérimentale (voir le tableau 4.4) et de l'erreur "théorique" estimée à 2.2%. Cette valeur que nous retenons est par ailleurs en excellent accord avec celle recommandée par les journées de travail de Seattle [18] qui est de 19.0^{+4}_{-2} eV-b. Les raisons concernant les grandes incertitudes dont est entachée cette dernière valaeur seront évoquées plus loin.

4.2.4 La valeur de $S_{17}(E)$ aux énergies solaires

A partir de la valeur de $S_{17}(0)$ discutée dans le paragraphe précédent et de la dépendance en énergie donnée par Descouvemont et Baye, nous avons calculé les paramètres α et β de la formule analytique simple, $S_{17}(E) = S_{17}(0)\exp(\alpha E + \beta E^2)$ permettant de calculer avec une bonne approximation les valeurs du facteur astrophysique jusqu'à des énergies d'une cinquantaine de keV [75]. Il vient :
$S_{17}(E_{cm}) = 19.2\exp(-1.355\ E_{cm} + 5.876\ E_{cm}^2)$ où E_{cm} est en MeV.

A l'énergie solaire de 18 keV, il vient par exemple S_{17}=18.8 eV-b.

4.3 Comparaison avec les autres mesures

4.3.1 Extrapolation des données de Filippone et al. et Vaughn et al.

Nous avons appliqué la même procédure d'extrapolation que celle décrite plus haut aux données de Filippone et al. [26] et de Vaughn et al. [30]. Comme on l'a vu dans la dernière partie du chapitre II, l'effet de la rétrodiffusion hors de la cible du ^{8}B et du ^{8}Li devrait être faible pour le premier et négligeable pour le second et nous avons donc corrigé de manière approchée ces données comme indiqué dans le paragraphe 2.5.2.

Notons qu'ici aussi, la très faible contribution de la résonance aux données a été soustraite avant de faire l'extrapolation. Celle-ci a été effectuée avec la courbe théorique de Descouvemont et Baye et jusqu'à une énergie de 1.4 MeV.

Les différentes valeurs de $S_{17}(0)$ déduites pour les expériences de Filippone et al et Vaughn et al., de l'ajustement jusqu'à 1.4 MeV, leurs incertitudes absolues et les χ^2 correspondants sont donnés dans le tableau 4.5.

Expérience	$S_{17}(0)\pm\delta S_{17}(0)$	$\chi^2{}_\nu$
Vaughn et al. [30]	17.4 ± 1.6	0.75
Filippone et al. [26] a)	18.6±2.4	1.2

a) Données de Filippone normalisées à la mesure de l'activité du ^{7}Be et corrigées de l'effet de la rétrodiffusion du ^{8}B d'après les hypothèses mentionnées dans le paragraphe 2.5.2 du chapitre 2.

TAB. 4.5: Valeurs de $S_{17}(0)$ déduites de l'ajustement de la courbe de Descouvemont et al. aux données de Vaughn et al. et Filippone et al.

Pour l'expérience de Vaughn et al. [30] où les mesures étaient normalisées à la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li, les erreurs systématiques intervenant dans le calcul de l'erreur expérimentale globale sur le $S_{17}(0)$ sont l'erreur $\frac{\Delta\sigma_{dp}}{\sigma_{dp}}$ sur la section efficace de la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li, qui est de 7.5%, ($\sigma_{dp} = 147 \pm 11$ mb) et l'erreur provenant de l'incertitude sur l'épaisseur de la cible et sa composition qui est évaluée à 1%.
En ce qui concerne les mesures absolues de Filippone et al. [26], les erreurs systématiques sont celles que j'ai citées dans le paragraphe 4.2.1.

Il est intéressant de noter que la compatibilité entre les $S_{17}(0)$ issus des trois groupes de données, Filippone et al., Vaughn et al. et les nôtres, persiste même après correction de l'effet de rétrodiffusion du ^{8}B. Les valeurs données pour les mesures de Filippone et al. et Vaughn et al. ne sont cependant qu'indicatives en l'absence de données rigoureuses de la composition des cibles dans ces deux expériences. Nous estimons toutefois, d'après l'analyse donnée au paragraphe 2.5.2, et compte tenu de la compensation observée sur l'effet d'échappement dans le cas de la normalisation sur ^{7}Li(d,p)^{8}Li, que les valeurs données dans le tableau 4.5 méritent d'être prises en considération et que les biais systématiques dont elles pourraient être entachées, sont inférieurs aux erreurs indiquées.

4.3.2 $S_{17}(0)$ issu des mesures de dissociation coulombienne

Des mesures indirectes ont été effectuées plus récemment à Riken par Motobayashi et al. en 1997 [33] et à Darmstadt en 1998 par Sümmerer et al. [34, 79]. Les sections efficaces de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B étaient mesurées par la méthode de la dissociation coulombienne du ^{8}B dans le champ d'un noyau cible lourd, le ^{208}Pb. Cette réaction ^{208}Pb(^{8}B,^{7}Be+p)^{208}Pb est directement reliée au processus inverse de la réaction directe de capture radiative : le processus de photodissociation du ^{8}B. En effet, le passage à grande vitesse (E=50MeV/A $\rightarrow$ 250 MeV/A) des noyaux de ^{8}B dans le champ coulombien intense du ^{208}Pb crée des photons virtuels qui sont absorbés par les ^{8}B. Ce dernier se désintègre alors en deux fragments, ^{7}Be et proton. Connaissant avec précision par le calcul le flux de photons virtuels créés, on peut déterminer la section efficace de photodésintégration du projectile en détectant en coïncidence les fragments de ^{7}Be et de proton. Ensuite, grâce au principe d'invariance par renversement du temps, on en

déduit la section efficace du processus de capture radiavtive. L'intérêt de cette méthode est lié au facteur multiplicatif induit par le nombre important de photons virtuels.
Les données de Motobayashi et al. sont présentées sur la figure 4.4, en comparaison avec celles que nous avons obtenues. Elles sont, comme on peut le voir sur la figure, en très bon accord avec les nôtres. Les mesures de dissociation coulombienne obtenues à GSI ne sont pas

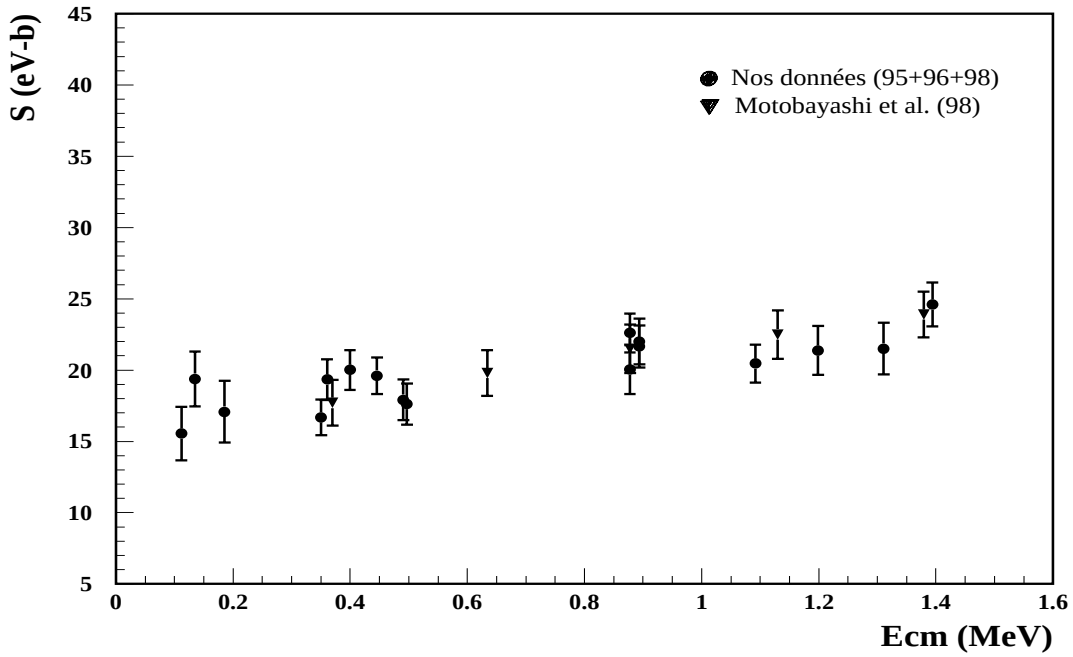


FIG. 4.4: Comparaison des données de Motobayashi et al. avec les nôtres.

Motobayashi et al. [33] ont appliqué la même procédure d'extrapolation à leur données, avec la courbe de Descouvemont et al. [65] et ont trouvé une valeur pour le $S_{17}(0)$ de 19.6±1.9 eV-b qui en très bon accord avec les valeurs déduites de nos données et celles de Filippone et al. et Vaughn et al.

Les mesures très récentes et préliminaires effectuées à Darmstadt par Sümmerer et al. [34, 79] fournissent par ailleurs une valeur proche de 20.6 eV-b à partir des deux points de mesure en dessous de 500 keV.

4.3.3 Valeurs de $S_{17}(0)$ issues des réactions de transfert

a. Description brève de la méthode

Rappelons qu'aux énergies solaires, la contribution à l'intégrale radiale permettant de calculer la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B provient exclusivement des régions nucléaires externes (r>10 fm). A de telles distances, les déphasages de diffusion intervenant dans l'élément de matrice de la formule 4.1 coïncident avec ceux d'une sphère dure, facilement calculables [80]. Quant à la fonction d'onde de l'état

fondamental du ^{8}B, elle est donnée par la fonction de Whittaker multipliée par une constante de normalisation asymptotique (voir formule 4.2). Donc le seul paramètre inconnu gouvernant la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B à l'énergie solaire est précisément cette constante de normalisation asymptotique C [81, 82] et toute mesure de cette constante permet de remonter à la valeur du facteur astrophysique à l'énergie solaire[71] suivant l'expression :

$$S_{17}(18keV) \propto C_{^8B}^2 \times |\langle \frac{W_{\eta,l}(k,r)}{r} | O_1^E | \phi_{l_\omega, J_\omega}^{J_i} \rangle|^2 \quad eV - b$$

Le moyen proposé par certains auteurs [83, 84] pour déterminer expérimentalement cette constante C est de mesurer les sections efficaces différentielles de réactions périphériques de transfert de proton de type ^{7}Be(a,b)^{8}B.

En effet, la section efficace différentielle calculée selon l'approximation de Born en ondes distordues (DWBA), est donnée par la formule (4.4) [85] où l'on intègre de zéro à l'infini la fonction d'onde radiale du proton :

$$(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega})_{DWBA} = \sum | \int_{r=0}^{\infty} dr \Psi_f^{(-)} \frac{U(r)}{r} Y_{lm} \Psi_i^{(+)} |^2 \tag{4.4}$$

où $\Psi_f^{(-)}$ et $\Psi_i^{(+)}$ sont respectivement les fonctions d'onde de diffusion distordues de l'état final et initial, $\frac{U(r)}{r}$ la fonction d'onde radiale du proton, Y_{lm} la fonction harmonique sphérique.

Or pour des états faiblement ou non liés (c'est le cas pour l'état fondamental du ^{8}B, E_l=137 keV), l'expression (4.4) peut être approchée par une intégrale de la partie externe non nucléaire où U(r) est donnée par la fonction de Whittaker multipliée par une constante de normalisation asymptotique définie par le produit de deux constantes de normalisation, l'une déjà définie correspondant à la désintégration du ^{8}B en ^{7}Be+p et l'autre à celle du noyau a en b+p (voir les références [83, 84]) :

$$(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega})_{(DWBA)_{approx}} = \lambda \sum | \int_{r>R_n} dr \Psi_f^{(-)} C_{(I,l,S)} \frac{W_{\eta,l}^{(k,r)}}{r} Y_{lm} \Psi_i^{(+)} |^2 \tag{4.5}$$

où $C_{(I,l,S)}$ est la constante de normalisation asymptotique, $W_{\eta,l}^{(k,r)}$ la fonction de Whittaker, η le paramètre de Sommerfeld déjà défini précédemment et λ le facteur cinématique.

Du rapport des sections efficaces différentielles expérimentales aux sections efficaces différentielles calculées par l'expression (4.5), on déduit le carré de la constante de normalisation et on remonte ainsi à la valeur du facteur astrophysique de ^{7}Be(p,γ)^{8}B à l'énergie solaire.

Une des difficultés des réactions de transfert est liée au choix des paramètres du potentiel optique. En effet, celui-ci peut induire des incertitudes de l'ordre de 15 à

30% sur les sections efficaces théoriques si les paramètres ne sont pas connus [84]. Ceci rend nécessaire des mesures précises des sections efficaces de diffusion élastique. Même dans ce cas, il est bien connu que des ambiguïtés peuvent demeurer dans le choix des paramètres du potentiel.

L'autre difficulté est liée à la validité de l'approximation d'intégrale dans les régions externes, donnée par la formule (4.5), approximation valable uniquement si l'interaction est très périphérique. D'après Mukhamedzanov et al. [84], cette approximation dans les régions externes non nucléaires est valable avec une précision de 10% pour des angles inférieurs à 10° pour la réaction ^{7}Be(^{3}He,d)^{8}B.

b. Expériences effectuées par cette méthode

Parmi les mesures effectuées en utilisant cette méthode, j'ai déjà cité, dans le chapitre 1, celle de Liu et al. [35]. Ces auteurs ont trouvé une valeur de $S_{17}(0)$ de 27.4±4.4 eV-b à partir de la réaction de transfert de proton ^{2}H(^{7}Be,n)^{8}B mesurée à l'énergie 5.8 MeV (CM) avec un faisceau de ^{7}Be. Cependant, on peut penser que cette valeur souffre d'une grande incertitude à cause d'une part du choix du potentiel optique qui ne provenait pas d'une mesure de diffusion élastique ^{7}Be - d et d'autre part de l'énergie incidente faible à laquelle elle a été effectuée, ce qui pourrait conduire à des contributions de type noyau composé non négligeables.

Certains auteurs [36] ont, d'ailleurs, reévalué la valeur du $S_{17}(0)$ correspondant aux mesures de Liu et al. en utilisant d'autres paramètres pour le potentiel optique. Ils ont trouvé une valeur plus faible pour le $S_{17}(0)$ mais aussi une incertitude associée à la détermination de C_{s_B} à partir de la réaction ^{7}Be(d,n)^{8}B plus grande que celle donnée initialement : 23.5±6.7 eV-b.

Une autre mesure de la constante de normalisation C_{s_B} à partir de la réaction de transfert ^{10}B(^{7}Be,^{8}B)^{9}Be a été effectuée récemment par Azhari et al. [86]. La valeur trouvée par ces auteurs est $S_{17}(0)$=17.8±2.8 eV-b.

4.3.4 Situation actuelle du $S_{17}(0)$

Une récapitulation de toutes les valeurs publiées de $S_{17}(0)$ et de leurs incertitudes, obtenues par les différentes méthodes de mesure, à savoir, la mesure directe de la section efficace de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B, la dissociation coulombienne du ^{8}B et les réactions de transfert, est donnée dans le tableau 4.6.

Pour les mesures directes, je n'ai considéré que les $S_{17}(0)$ issus de nos données corrigées de l'effet de la rétrodiffusion du ^{8}B et celles où nous pensons fortement que cet effet doit être faible, c'est-à-dire les données de Filippone et al. [26] et Vaughn et al. [30]. Pour les mesures de dissociation coulombienne, je ne donne ici que le $S_{17}(0)$ issu des données récentes de Motobayashi et al. [33] puisque les mesures obtenues à Darmstadt ne sont pas encore publiées. Enfin sont présentées, les deux mesures du

facteur astrophysique à énergie nulle provenant des réactions de transfert ^{7}Be(d,n)^{8}B [35] et ^{10}B(^{7}Be,^{8}B)^{9}Be [86].

Expérience	Méthode	$S_{17}(0)\pm\delta S_{17}(0)$ eV-b
Nos données. [(95+96)$^{a)}$+98]	Directe	19.2 ± 1.3
Filippone et al. [26]$^{a)}$	Directe	18.6 ± 2.4
Vaughn et al. [30]	Directe	17.4 ± 1.6
Motobayashi et al. [33]	Dissociation	19.7 ± 1.8
Liu et al. [35]$^{b)}$	Transfert	23.5 ± 6.7
Azhari et al. [86]	Transfert	17.8 ± 2.8

a) Données normalisées à la mesure de l'activité du ^{7}Be et corrigées de l'effet de l'échappement du ^{8}B.
b) données de la ref [35] réanalysées dans la ref [36]

TAB. 4.6: Valeurs de $S_{17}(0)$ déduites des différentes méthodes de mesures.

On peut constater sur ce tableau que la plupart des valeurs de $S_{17}(0)$, mis à part celle provenant indirectement des mesures de la réaction de transfert ^{7}Be(d,n)^{8}B [35, 36], tournent autour d'une valeur de 19 eV-b. Ceci renforce l'idée d'exclure les valeurs élevées de $S_{17}(0)$ obtenues dans les refs [29, 28].

Recemment (mars 1997), et alors que nos mesures étaient en cours, se sont tenues des journées de travail à Seattle [18] pour établir un bilan et une analyse critique des mesures concernant les différentes réactions nucléaires intervenant dans le coeur du soleil. Pour ^{7}Be(p,γ)^{8}B, il a été recommandé de ne tenir compte que des mesures directes postérieures à 1970, ce qui excluait toutes les expériences sauf celles de Filippone et al. L'ajustement de la courbe de dépendance en énergie de Johnson et al. [73] aux données correspondantes prises à des énergies inférieures à 430 keV conduit alors à une valeur recommandée de 19.0 eV-b pour $S_{17}(0)$. La barre d'erreur recommandée 19.0^{+4}_{-2} repose sur des bases très subjectives qui consistent à retenir une valeur qui, au moins à travers les barres d'erreur, reste compatible avec les mesures des références [28] et [29], même si celles-ci sont exclues du calcul de la valeur moyenne.

Une autre valeur, $S_{17}(0)=21\pm2$ eV-b a été récemment proposée par la collaboration européenne NACRE (acronyme de Nuclear Astrophysical ...) [19]. Cette valeur provient de l'ajustement de la courbe de Descouvemont et Baye [65] à toutes les données provenant des mesures directes, y compris celles de ce travail au-dessus de 350 keV, non corrigées de l'effet de la rétrodiffusion du ^{8}B hors la cible. Le même poids a été attribué à toutes les données et la barre d'erreur obtenue est une barre d'erreur externe évaluée à partir des écarts entre les mesures.

Ces valeurs ainsi que celles recommandées précédemment par Johnson et al. [73] en 92 et Caughlan et Fowler [87] en 88 dite CF88 sont données sur la figure 4.5. Elles découlent, pour Johnson, d'une moyenne sur le $S_{17}(0)$ provenant de toutes les mesures directes antérieures [28, 29, 30, 26] avec une dépendance en énergie calculée par l'auteur et pour CF88 d'une moyenne sur les données des refs [28] et [29] en utilisant la dépendance en énergie de Tombrello et al. [66]. Rappelons que la section efficace de la réaction ^{7}Li(d,p)^{8}Li utilisée à ce moment-là pour la normalisation était de 157±10 mb et rappelons aussi, qu'avant le début de nos expériences, la valeur recommandée par Johnson et al. était celle adoptée dans beaucoup de modèles solaires pour prédire le flux des neutrinos de haute énergie du ^{8}B.

Dans un souci de rendre plus objective la méthode permettant d'obtenir le "meilleur" $S_{17}(0)$ compte tenu des différentes mesures, nous avons effectué un test en χ^2 sur la compatibilité du $S_{17}(0)$ déduit de nos mesures corrigées de l'effet d'échappement avec les $S_{17}(0)$ extraits des mesures (non corrigées) des refs [28, 29] et [30, 26].
La même dépendance en énergie a évidemment été utilisée pour ces calculs, en l'occurence celle de Descouvemont et Baye mais les résultats sont identiques si l'on utilise d'autres courbes théoriques. Le χ^2 réduit obtenu est de 15.06, ce qui implique que nos mesures sont incompatibles avec celles des références [28, 29], avec un coefficient de confiance de 99.9%. Au contraire, le même test pratiqué avec les mesures de Vaughn et Filippone (corrigées de manière approchée) conduit à une valeur $\chi^2 = 0.5$ qui indique un excellent accord avec nos mesures.

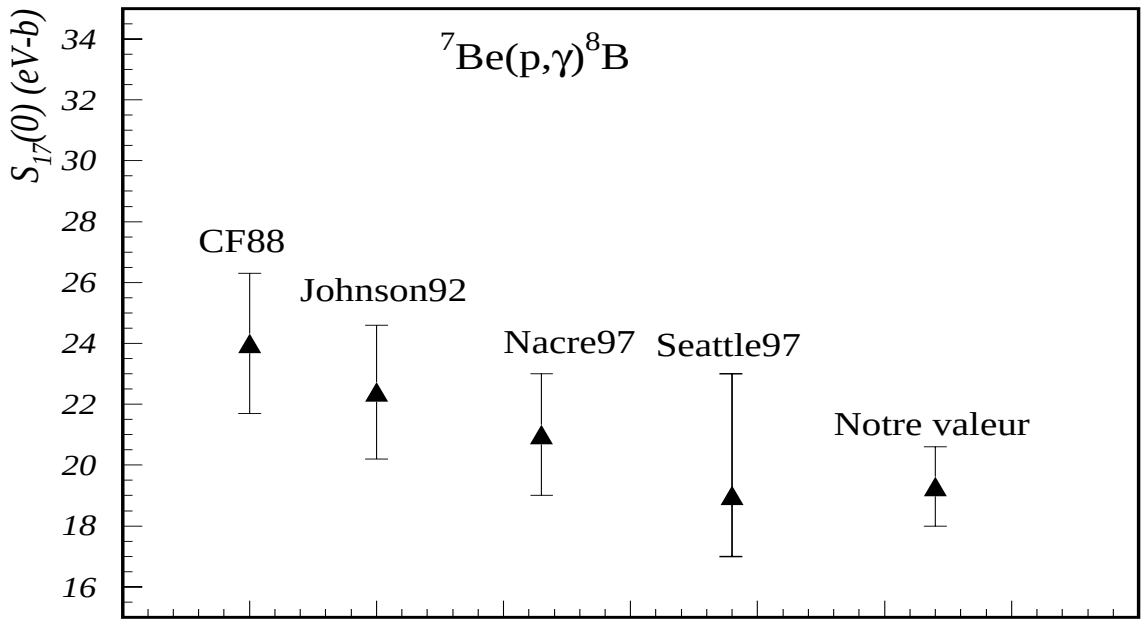


FIG. 4.5: Variation de la valeur du $S_{17}(0)$ au cours de ces dix dernières années.

Il est intéressant de voir sur cette figure comment a évolué la valeur du $S_{17}(0)$ au cours

du temps, celle-ci tendant à baisser et à se stabiliser autour de la valeur de 19 eV-b. Par ailleurs, la considération des mesures non directes donnant des valeurs de $S_{17}(0)$ proches de cette dernière, renforce encore la crédibilité de celle-ci, puisque les erreurs systématiques impliquées par ces mesures sont différentes.

Même si d'autres mesures, d'ailleurs en cours, sont évidemment toujours souhaitables, nous retiendrons pour notre part la valeur $S_{17}(0)$=19.2±1.3 eV-b. Il faut remarquer que, pour les réactions dans le coeur du soleil, la section efficace de la réaction doit être multipliée par un facteur correctif lié à l'effet d'écrantage du champ coulombien ressenti par les partenaires de la réaction. Cet effet d'écrantage est dû à la présence d'électrons libres dans le plasma solaire avec des densités plus importantes à des distances ion-électron égales au rayon de Debye-Hükel. Plusieurs calculs ont rendu compte de cet effet [13, 14] et les différentes valeurs obtenues pour le facteur correctif oscillent entre 1.17 et 1.21 suivant les prescriptions retenues. L'écart relatif correspondant, de l'ordre de 4%, devrait être rajouté à l'erreur indiquée plus haut sur $S_{17}(0)$. Remarquons que l'effet d'écrantage du même type, mais dû aux électrons liés, présent lors de notre mesure est lui totalement négligeable (< 0.8 % à plus basse énergie de mesure).

4.3.5 Le flux des ν solaires de haute énergie avec notre valeur de S_{17}

Le flux calculé des ν du ^{8}B en utilisant notre valeur de S_{17}, soit 19.2±1.3 eV-b, est $5.3 \times 10^{+6}$ cm^2 s^{-1}, ce qui est est très similaire à celui prédit par Bahcall et al. [13] et Brun et al. [14] (voir tableau 1.3) puisque ces derniers ont utilisé dans leur calcul la valeur de S_{17} recommandée dans le Workshop de Seattle [18], 19 eV-b très proche de notre valeur. Toutefois l'incertitude sur le S_{17}, considérée dans ces travaux, est beaucoup plus grande, respectivement $(^{+4}_{-2})$ eV-b et $(^{+8}_{-4})$ eV-b. L'incertitude sur le flux des neutrinos du ^{8}B sera donc grandement diminuée si on utilise l'erreur estimée sur notre valeur, ce qui conduit à des contraintes plus fortes sur les paramètres d'oscillations.

Rappelons qu'avant le Workshop de Seattle qui eut lieu au moment où nos données étaient encore préliminaires, la valeur adoptée pour S_{17} dans le modèle de Bahchall et al. [1] et Turck-Chièze et al. [2] était différente. En effet, Bahcall et al. avaient pris comme valeur pour le S_{17}, celle recommandée par Johnson et al. [73], soit 22.4±2.2 eV-b tandis que Turck-Chièze et al. avaient considéré plusieurs valeurs de S_{17}, entre autres celle recommandée par Johnson et al. et celle déduite des données seules de Filippone et al. [26], soit 19.5±2.3 eV-b.

Si nous avions eu le temps d'étudier plus avant l'influence de S_{17} sur les oscillations des neutrinos, nous aurions utilisé la valeur $S_{17}(0)$=19.2±1.3 eV-b.

Conclusion

Nous nous sommes intéressés dans ce travail à la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B, qui est très importante dans le probléme des neutrinos solaires. La décroissance du ^{8}B ainsi produit est responsable de l'émission dans le coeur du soleil des neutrinos de haute énergie, détectés dans les expériences telles que Kamiokande [11] et Super-Kamiokande [12]. Cette section efficace contraint l'éventuelle solution du problème du déficit des neutrinos solaires en termes d'oscillations des neutrinos : la détermination par l'analyse des observations des neutrinos solaires des deux paramètres d'oscillations, à savoir l'angle de mélange et le carré de la différence de masse des états propres du neutrino, repose fortement sur la valeur de cette section efficace à l'énergie solaire de 18 keV.

Dans un premier temps, nous avons effectué des mesures directes de la section efficace de cette réaction dans la gamme d'énergie comprise entre 0.35 et 1.4 MeV (CM). Ces expériences ont fait l'objet d'une mesure précise de chacun des paramètres intervenant dans la détermination de la section efficace. En particulier, la composition des cibles de ^{7}Be que nous avons utilisées a été mesurée, ce qui n'était pas le cas dans les expériences précédentes. Or connaître la composition des cibles s'est avéré très important pour estimer de façon précise l'effet sur les résultats de l'échappement du ^{8}B hors de la cible. Cet effet a été trouvé faible dans le cas de nos expériences.

Dans un second temps, nous avons entrepris des mesures de la section efficace auprès de l'accélérateur PAPAP, à 185.8 keV, 134.7 keV et 111.7 keV, l'énergie dans le centre de masse la plus basse jamais atteinte à ce jour. Les résultats sont en excellent accord avec ceux obtenus à plus hautes énergies. Soulignons une nouvelle fois que nous avons utilisé des dispositifs expérimentaux très différents dans les deux cas. Cet accord entre les deux expériences alimente notre confiance en nos résultats.

La valeur trouvée pour le facteur astrophysique $S_{17}(0)$, par l'extrapolation de nos données dans la gamme d'énergie inférieure à 0.43 MeV, est 19.2$\pm$1.3 eV-b. L'incertitude donnée ici sur le $S_{17}(0)$ inclut une erreur "théorique" de 2.2%. Celle-ci a été estimée à partir des écarts entre les valeurs de $S_{17}(0)$ déduites des ajustements de nos données par les différentes calculs théoriques existants.

Notre valeur de $S_{17}(0)$ est en bon accord avec la valeur recommandée à la suite de la conférence de Seattle d'avril 1997, $S_{17}(0)=19^{+4}_{-2}$ eV-b. Mais l'incertitude est, de manière significative, plus petite dans notre cas puisqu'elle provient de nos deux seuls ensembles de mesures plus précises, qui sont par ailleurs en excellent accord.

Notre résultat et ceux obtenus dans les mesures précédentes pour lesquelles l'effet d'échappement du ^{8}B est supposé négligeable, ainsi que celles récentes de dissociation coulombienne, renforcent l'idée d'exclure les valeurs élevées de $S_{17}(0)$. D'autre part, des expériences utilisant un faisceau de ^{7}Be et des réactions de transfert sont en cours actuellement respectivement à Louvain la Neuve et à Orsay. L'intérêt de ces expériences réside dans le fait que les erreurs systématiques impliquées sont complètement différentes.

Un des apports importants de ce travail concerne la précision des résultats obtenus. Celle-ci entraîne une diminution de l'incertitude liée au facteur astrophysique de la réaction ^{7}Be(p,γ)^{8}B à l'énergie solaire et réduit proportionnellement celle sur le flux des neutrinos de haute énergie du ^{8}B. En complément de ce travail, il serait intéressant d'étudier les contraintes qu'apporte cette nouvelle valeur du facteur astrophysique $S_{17}(0)$ sur les solutions possibles des oscillations des neutrinos.

Annexe A

Détail des résultats obtenus

A.1 Résultats de l'expérience effectuée en 1995

E_{cm} (MeV)	S_{17} (eV-b)	$\Delta^{Glob}S_{17}$ (eV-b)	$\Delta^{rel}S_{17}$ (eV-b)
0.497	18.1	1.8	1.4
0.878	20.8	2.1	1.7
1.199	21.7	2.2	1.7
1.311	21.8	2.2	1.8

TAB. A.1: Résultats, en terme de facteurs astrophysiques. La première colonne correspond aux énergies de mesures exprimées dans le référentiel du centre de masse. Dans la seconde colonne, sont données les valeurs des facteurs astrophysiques corrigés de l'effet d'échappement du ^{8}B (voir paragraphe 2.5.1), dans la troisième les incertitudes globales correspondantes et dans la quatrième colonne, les incertitudes dites relatives (voir paragarphe 2.4.7)

A.2 Résultats de l'expérience effectuée en 1996

E_{cm} (MeV)	S_{17} (eV-b)	$\Delta^{Glob}S_{17}$ (eV-b)	$\Delta^{rel}S_{17}$ (eV-b)
0.350	16.7	1.5	1.3
0.361	19.4	1.7	1.4
0.399	20.1	1.7	1.4
0.446	19.6	1.6	1.3
0.491	18.3	1.7	1.4
0.878	23.4	1.8	1.4
0.894	21.7	1.8	1.5
0.894	22.1	1.9	1.6
1.092	20.9	1.7	1.3
1.395	24.9	2.0	1.5

TAB. A.2: Idem que tableau A.1

A.3 Résultats de l'expérience effectuée en 1998

E_{cm} (MeV)	S_{17} (eV-b)	$\Delta^{Glob}S_{17}$ (eV-b)	$\Delta^{rel}S_{17}$ (eV-b)
0.112	15.6	2.7	1.9
0.135	19.4	3.1	1.9
0.186	17.1	2.2	2.2

TAB. A.3: Idem que tableau A.1

Bibliographie

[1] J.N. Bahcall, M.H. Pinsonneault, Review of Modern Physics 67(1995)781

[2] S. Turck-Chièze and I. Lopez, Astrophysical Journal 408 (1993) 347

[3] J.N. Bahcall and A. Ulmer, Physical Review D53(1996) 4202

[4] R. Davis, D.S. Harmer, K.C. Hoffman, Physical Review Letters 20(1968) 1205

[5] Gallex Collaboration, Physics Letters B327(1994)377

[6] J.N. Abdurashitov et al., SAGE Collaboration, Physics Letters B328(1994) 234

[7] K.S. Hirata et al., Kamiokande Collaboration, Physical Review D44(1991) 2241

[8] R. Davis, (Proceedings TAUP95) Nuclear Physics B48(1996) 284

[9] Gallex Collaboration, Physics Letters B447(1999)127

[10] S.R. Elliot et al., (Proceedings TAUP95) Nuclear Physics B48(1996) 370

[11] Y. Fukuda et al. Physical Review Letters 77(1996) 1683

[12] Y. Fukuda et al. Physical Review Letters 81(1998) 1158

[13] J.N. Bahcall, S. Basu, and M.H. Pinsonneault, Physics Letters B in press (1998)

[14] A.S. Brun, S. Turck-Chièze and P. Morel, The Astrophysical Journal 506(1998) 913

[15] J.N. Bahcall et al., Physics Today 49(7) (1996)30

[16] J.N. Bahcall, *Unsolved Problems in Astrophysics*, proceedings of the conference *Some Unsolved Problems in Astrophysics*, Institute for Advanced Study, Princeton, April 27-29, 1995, eds, John N. Bahcall and Jeremiah P. Ostriker (Princeton : Princeton University Press, 1997), p.195

[17] N. Hata and P. Langacker, Physical Review D56 (1997) 6107

[18] E.C. Adelberger et al., Review of Modern Physics, 70(1998) 1265

[19] C. Angulo et al., NACRE Collaboration, Nuclear Physics in press (1999)

[20] S.L. Glashow, Nuclear Physics. 22(1961)4202

[21] M. Bilenky and B. Pontecorvo, Physics Report 41(1978)225

[22] S.P. Mikheyev and Y. Smirnov, Soviet Journal 42(1985) 913 and Nuovo Cimento 9C (1986) 17

[23] J.N. Bahcall http ://www.sns.ias.edu/ jnb/SNviewgraphs/smokinggun.htmlsurvivalMSW

[24] A.B. Mc Donald, in *Proceedings of the 9^{th} Lake Louise Winter Institute*, (1994), eds, A. Astbury et al., World Scintific, p.1.

[25] N. Hata, in *Solar modeling*, eds, A.B. Balantekin and J.N. Bahcall (World Scientific, Singapore, 1994), p.63

[26] B.W. Filippone et al., Physical Review C28 (1983) 2222

[27] R.W. Kavanagh et al., Nuclear Physics 15(1960) 411

[28] P.D. Parker et al., Physical Review 150(1966) 851

[29] R.W. Kavanagh et al., Bulletin of the American Physical Society 14(1969) 1209

[30] F.J. Vaughn et al., Physical Review C2 (1970) 1657

[31] C. Wiezoreck et al., Zeitschrift fur Physics A282 (1977) 121

[32] T. Motobayashi et al., Physical Review Letters 73 (1994) 2680

[33] T. Motobayashi et al., European Physics Journal A3 (1198) 213

[34] K. Sümmerer et al., *Proceedings in nuclear astrophysiscs*, Volos98

[35] W. Liu et al., Physical Review Letters 77 (1996) 611

[36] C.A. Gagliardi et al., Physical Review Letters 80(1998) 421

[37] F. Ajzenberg-Selove et al., Nuclear Physics A490 (1988) 1

[38] K.K. Sekharan et al., Nuclear Instruments and Methods 133 (1976) 253

[39] M. Hussonois and L. Brillard, à paraître

[40] R. B. Firestone, *Table of Isotopes*, edited by V.S. Shirley (Wiley, New York, 1996), Vol. 1

[41] V. Quilletet al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B83 (1993) 47

[42] E.K. Warburton, Physical Review C33 (1986) 303

[43] F.C. Barker, Australian Journal Physics 22 (1969) 293

[44] L.Doolittle, RUMP User's guide, 1985

[45] C.E. Rolfs and W.S. Rodney, *Cauldrons in the cosmos*, The University of Chicago Press

[46] L. Weissman et al., Nuclear Physics A630 (1998) 678

[47] J.F. Ziegler, TRIM, http ://www.research.ibm.com/ionbeams/

[48] F. Strieder et al., *Proceedings in nuclear astrophysiscs*, Volos98

[49] F. Strieder et al., Zeitschrift fur Physics A355 (1996) 209

[50] J.P. Schapira et al., Nuclear Instrument and Methods 224 (1984) 337

[51] G. Bogaert et al., Nuclear Instrument and Methods B89 (1994) 8

[52] Brun et al., GEANT3.16 *User's Guide*, CERN Program Library Office, 1993

[53] Cours de l'école Joliot Curie 1994

[54] Menzel et Stokes, *Users Guide for the POISSON/SUPERFISH Group of Codes*, Los Alamos National Laboratory 1987, New Mexico, LA-UR-878-115

[55] F. Azaiez, Thèse de doctorat, Orsay 1989 , non publiée

[56] C. Michotte, Thèse de doctorat, UCL 1995, non publiée

[57] J. Pouthas, Thèse de doctorat, Orsay 1983, non publiée

[58] Oasis, programme d'acquisition, IPN Orsay

[59] D. Zahnow et al., Zeitschrift fur Physics A359 (1997) 211

[60] D. Zahnow et al., Zeitschrift fur Physics A351 (1995) 229

[61] A. Michalowicz, *Cinématique des réactions nucléaires*, DUNOD Paris. 1964

[62] *Sputtering by Particle Bombardment I*, eds, R. Behrisch, Springer-Verlag Berlin Heidelger New York 1981

[63] A.J. Sierk and T.A. Tombrello, Nuclear Physics A210 (1973) 341

[64] A. Csòtó, Physics Letters B394 (1997) 247

[65] P. Descouvement and D. Baye, Nuclear Physics A567 (1994) 341

[66] T.A. Tombrello, Nuclear Physics 71 (1965) 177

[67] F.C. Barker, Australian Journal of Physics 33 (1980) 177

[68] K.H.Kim et al., Physical Review C35 (1987) 363

[69] H. Krauss et al., Annalen der Physik 2(1993) 258

[70] F.M. Nunes et al., Nuclear Physics A634 (1998) 527

[71] B.A. Brown et al., Nuclear physics A597(1996)66

[72] E. Kolbe and K. Langanke, Physics Letters B214 (1988) 169

[73] C.W. Johnson et al., The Astrophysical Journal 392 (1992) 320

[74] F.C. Barker, Nuclear Physics A588 (1995) 693

[75] P. Descouvemont, Nuclear Physics A487 (1988) 420

[76] W.L. Imhof et al., Physical Review 114 (1959) 1037

[77] K. Bennaceur et al., Journal of Physics G24 (1998) 1631

[78] A. Csòtó et al., Physical Review C52 (1995) 1130

[79] F. Boue, Thèse de Doctorat, Bordeaux 99, non publiée

[80] B.K. Jennings et al., Physical Review C28 (1998) 3711

[81] R.F. Christy et al, Nuclear Physics 24(1961)89

[82] R.D. Williams and S.E. Koonin, Physical Review C23(1981)2773

[83] H.M. XU et al., Physical Review Letters 80 (1994) 2027

[84] A. M. Mukhamedzanov et al., Physical Review C51 (1995) 3472

[85] A. Messiah. Mécanique Quantique, Tome I et II, Dunod 1965

[86] A. Azhari et al. Physical Review Letters 82 (1999) 3960

[87] G. Caughlan et W.A. Fowler, Atomic Data Nuclei Data Tables 40 (1988)

Publications afférentes à cette thèse

• F. Hammache, G. Bogaert, P. Aguer, C. Angulo, S. Barhoumi, L. Brillard, J.F.Chemin, G. Claverie, A. Coc, M. Hussonnois, M.Jacotin, J. Kiener, A. Lefebvre, J.N. Scheurer, J.P. Thibaud, E. Virassamynaïken

New Measurements and Analysis of the ^{7}Be(p,γ)^{8}B Cross Section
Phys.Rev.Lett, 80(1998) 928

• F. Hammache, G. Bogaert, P. Aguer, C. Angulo, S. Barhoumi, L. Brillard, J.F.Chemin, G. Claverie, A. Coc, M. Hussonnois, M.Jacotin, J. Kiener, A. Lefebvre, J.N. Scheurer, J.P. Thibaud, E. Virassamynaïken

New Measurements and Analysis of the ^{7}Be(p,γ)^{8}B Cross Section
Nuclei in the Cosmos V, Fifth International Symposium On Nuclear Astrophysics, Volos, Greece, July 6-11 1998, eds : N.Prantzos, S. Harissopulos, (Paris :Editions Frontieres), p 373.

• G. Bogaert, F. Hammache, P. Aguer, C. Angulo, S. Barhoumi, L. Brillard, J.F.Chemin, G. Claverie, A. Coc, M. Hussonnois, M.Jacotin, J. Kiener, A. Lefebvre, J.N. Scheurer, J.P. Thibaud, E. Virassamynaïken

The ^{7}Be(p,γ)^{8}B cross section
Fourth International Solar Neutrino Conference, Heidelberg, Germany, April 8-11, 1997