



**HAL**  
open science

# Recherche de l'existence éventuelle du Tetraneutron via la réaction de transfert d'alpha $8\text{He}(d,6\text{Li})4n$

Emilie Rich

► **To cite this version:**

Emilie Rich. Recherche de l'existence éventuelle du Tetraneutron via la réaction de transfert d'alpha  $8\text{He}(d,6\text{Li})4n$ . Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2005. Français. NNT: . tel-00404488

**HAL Id: tel-00404488**

**<https://theses.hal.science/tel-00404488>**

Submitted on 16 Jul 2009

**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.

N° d'ordre : 3042

**THESE**

présentée à

**L'UNIVERSITE BORDEAUX 1**

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

**par Emilie RICH**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

**DOCTEUR**

SPECIALITE : Physique Nucléaire

Sujet : Recherche de l'existence éventuelle du  
Tetraneutron via la réaction de transfert d'alpha  
 ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n$

Soutenue le : 24/10/2005

Après avis de :

M. Nicolas Alamanos, Ingénieur de recherche CEA	Rapporteur
M. Francis Hanappe, Professeur U.L.Bruxelles	Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

M. Jaume Carbonell, directeur de recherche CNRS	Président
Mme. Simone Fortier, directrice de recherche CNRS	Directrice
M. Bertram Blank, Directeur de recherche CNRS	Directeur
M. Philippe Quentin, Professeur U.Bordeaux I	Examineur







# Remerciements

Cette thèse a été effectuée à l'Institut de Physique Nucléaire (IPN) d'Orsay, et je tiens donc à remercier les deux directeurs successifs, Sydney Galès et Dominique Guillemaud-Mueller pour m'y avoir accueillie durant ces trois années, ainsi que Nimet Frascaria et Bernard Berthier qui se sont succédés à la direction de la division de recherche.

D'autre part, cette thèse a été l'objet d'une co-direction entre le Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux Gradignan et l'IPN d'Orsay. Je remercie vivement les deux directeurs successifs de l'Ecole Doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur de l'Université de Bordeaux I, Daniel GUITARD et Nathalie LABAT qui m'ont permis de poursuivre mon doctorat sur le campus d'Orsay.

Je tiens ensuite à adresser tous mes remerciements à Simone Fortier et Bertram Blank qui ont accepté de codiriger cette thèse, me témoignant ainsi leur soutien, et leur confiance. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma sincère gratitude. Chère Simone, ces trois années passées en ta compagnie m'ont non seulement permis de bénéficier d'un encadrement efficace et rigoureux, mais elles m'auront également beaucoup appris sur moi-même. Merci pour ta grande disponibilité et ta gentillesse.

J'aimerais remercier Jaume Carbonell pour avoir accepté de présider le jury de ma thèse, Nicolas Alamanos et Francis Hanappe pour avoir bien voulu en être les rapporteurs, et enfin Philippe Quentin pour avoir accepté de faire partie de ce jury. Leurs différentes remarques m'ont permis d'apporter des corrections pertinentes à mon travail.

Bien qu'étant la principale actrice de ce travail de thèse de doctorat, je ne peux ignorer que la réalisation de celle-ci doit beaucoup à la contribution de plusieurs autres personnes, qu'elles en soient ici remerciées :

En premier lieu, j'exprime toute mon amitié à Didier Beaumel. Merci Did, non seulement pour avoir toujours pris du temps pour répondre à mes interrogations, mais également pour ta constante bonne humeur lors de ces trois années.

J'ai également beaucoup apprécié discuter avec Roman Wolski (INP-Cracow, JINR Dubna) sur le Tetraneutron et sur bien d'autres choses encore. Je tiens à le remercier chaleureusement pour son soutien et ses encouragements.

Merci également à tous les membres du groupe NESTER (IPN) qui m'ont aidé dans cette aventure, que ce soit pour réaliser les différentes expériences, ou pour en comprendre les résultats : j'adresse donc mes chaleureux remerciements à Yorick Blumenfeld, Serge Franchoo, Nimet Frascaria, Sydney Galès, Jacques Guillot, Fairouz Hammache, Elias Khan, Jean-Antoine Scarpaci et Olivier Sorlin, ainsi qu'à tous les étudiants Laurent, Emilia, Franck, Victor, Julien, Charlotte, Erik et Baptiste.

J'adresse tous mes vœux de bonheur à Emilia qui est une jeune femme remarquable à mes yeux. Je pense également que les étudiants de Victor ont beaucoup de chance, et je lui souhaite bonne continuation. Bonne route également à Gib' ! Quant à Gaudefro le Carelie-Pontois, je pense que nous hanterons les couloirs de l'IPN encore longtemps... Bon courage pour la suite ! J'ai également beaucoup apprécié de partager ces derniers mois avec Aurélie, à qui je souhaite plein de belles choses...

Je n'oublie pas les membres du SPhN (CEA Saclay) qui ont également participé activement à la réalisation de ce travail : Emmanuel Pollacco, Valérie Lapoux, Flore Skaza, Alain Gillibert, Alexandre Obertelli et Laurent Nalpas. Je remercie tout particulièrement Flore pour toutes ses petites attentions lors de la dernière ligne droite !

Merci également à Patricia Roussel CHOMAZ du GANIL pour son aide précieuse lors des deux expériences.

Que seraient d'ailleurs devenues ces deux expériences sans la contribution avisée des techniciens ! Un grand Merci donc à Mathieu Vilmy (IPN) pour son travail efficace, ainsi qu'à messieurs P. Gangnant et J.F. Libin (GANIL) pour leur grande disponibilité et leur assistance inestimable.

Une pensée pour mes pauses café avec Yorick Blumenfeld! Le petit Ganesh m'aura finalement porté chance, tu avais raison !!! Quant à tes remarques sur mon travail, elles m'auront souvent permis de prendre un peu de recul et d'envisager les choses sous un autre angle...

Je n'oublierai pas non plus les grandes discussions avec Jacques Guillot, dont le soutien a toujours été sans faille. Merci de m'avoir entraîné sur les routes de Hollande pour aller participer aux expériences menées à KVI, ce fut également très enrichissant pour moi.

Il me reste maintenant à souhaiter Bonne Route aux Docteurs en devenir que sont Charlotte et Albert ! Bonne continuation à vous !

Merci à Stéphanie Pitre pour sa gentillesse et sa disponibilité.

J'ai également beaucoup apprécié de participer à la conférence EXON2004 à Saint-Pétersbourg avec Stéphane Grévy, Hervé Savajols et François Maréchal ! Merci pour votre Bonne humeur !

Mais attention, ces remerciements ne seraient pas complets sans une pensée amicale pour Marion Mac Cormick ! Que l'Ecoisaise venue des Highlands où les saumons sauvages frétilent encore, se voit ici sincèrement remerciée pour son amitié. J'emporte avec moi le souvenir de nos nombreuses discussions. Merci d'avoir su m'écouter et me rassurer tout au long de cette aventure ! Je te souhaite beaucoup de bonheur.

Que David et Fanny soient également remerciés pour leur gentillesse et leur bonne humeur ! Longue et heureuse vie à tous les deux !

Bonne continuation également à Luc Petizon. Non, ton parrainage n'aura pas été vain ! patience !

Ah ! Mais non ! Je ne t'ai pas oublié ma Céline ! Il est parfois des moments dans la vie où il faut savoir se laisser surprendre. Je venais à Orsay pour obtenir mon doctorat, je repars riche d'une belle amitié. Il est sans doute inutile de chercher à en dire plus, d'autant que tous ces souvenirs, je suis sûre que nous aurons encore longtemps l'occasion de nous les rappeler ensemble, et d'en vivre d'autres ! En tous cas merci déjà pour ces belles années ...

Mais le bon déroulement de cette thèse doit aussi beaucoup à des personnes complètement étrangères au monde de la physique qui ont su m'apporter énormément et qui, je l'espère continueront à être présentes dans ma vie. Certains ont fait le déplacement de parfois bien loin pour venir assister à ma soutenance, ce dont je suis extrêmement touchée. Que tous ceux qui ont participé à l'organisation du pot soient d'ailleurs largement remerciés, notamment Pascale Pichot !

Je souhaite donc adresser à mes amis qui m'ont accompagné durant cette période, toute ma reconnaissance pour leur soutien et leur amitié. Je veux bien sûr parler de l'équipe Nantaise : Perrine, Bertrand, Gwen, Nical, Greg, Paola et Stéphane. Mais aussi Les (ex)Bordelais Nat, Yannick, Marc, Franck et Alex. Sans oublier la fine équipe ! Dovilé, Bastien, Céline, Fred,

Taomasz et Julie. Une pensée chaleureuse pour les Amigos et leurs soirées incomparables, et pour mon Gros Tof et la belle Caprine.

Ces remerciements ne seraient pas complets sans mentionner ici la famille. Je remercie tout d'abord ma belle-famille : Alain, Françoise, Dominique, Olivier, Marie-Christine et Stéphane pour leur soutien et leurs encouragements. J'adresse ici une pensée toute particulière à Viviane et Patrick qui m'ont accueillie à Orsay durant les premiers mois avec beaucoup de générosité et de simplicité. Merci à vous et à vos enfants Benjamin et Elsa.

Enfin, je remercie du fond du cœur ma sœur Clélia et son compagnon Jean-Luc pour leurs attentions et leur réconfort tout au long de cette période. Je tiens également à remercier mes cousines Bénédicte et Frédérique ainsi que ma tante préférée Michèle pour leur soutien. J'ai une pensée émue pour mes grands parents qui ont toujours fait preuve envers moi d'une affection et d'une confiance sans faille. Qu'ils soient ici remerciés pour leur soutien qui m'accompagne encore aujourd'hui.

Je voudrais à présent remercier mes parents pour m'avoir permis de m'épanouir et d'étudier dans les meilleures conditions possibles. Je garderai entre autres un souvenir impérissable du « Plan Orsay ». Merci pour tout. Un deuxième docteur entre donc à présent dans la famille ( non sans avoir eu un bel exemple ! ).

Pour finir, je dédie cette thèse à Emmanuel, tout simplement.



# SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION</b>	13
<b>I Motivations</b>	15
<b>I. Considérations théoriques sur les multineutrons</b>	
I.a. Quelques idées de base sur l'existence éventuelle de Multineutrons	16
I.b. Quelques mots sur l'interaction Nucléon-Nucléon	17
I.c. Les calculs <i>Ab Initio</i>	18
I.d. Les calculs <i>Ab Initio</i> et le Tetraneutron	21
<b>II. Expériences sur les multineutrons</b>	22
II.a. Historique	22
II.b. Expériences utilisant des faisceaux radioactifs	27
<b>III. Choix de la méthode : réaction de transfert <math>{}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n</math></b>	28
III.a. Structure de l' ${}^8\text{He}$	29
III.b. Etudes de réactions directes induites par faisceaux radioactifs avec le détecteur MUST	30
III.c. Réaction ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n$	31
<b>II Méthode Expérimentale</b>	35
<b>I.Généralités</b>	
I.a. Méthode de la masse manquante	36
I.b. Contraintes cinématiques	37
I.c. Simulations préalables : le programme SEMILI	42
<b>II. Production du Faisceau</b>	43
II.a. Ensemble GANIL/SPIRAL	43
II.b. Faisceau secondaire d' ${}^8\text{He}$	45
II.c. Faisceaux de ${}^{12}\text{C}^{3+}$ et ${}^{16}\text{O}^{4+}$	45

<b>III. L'ensemble de détection</b>	45
<b>III.a. Détecteurs de faisceau : CATS</b>	47
<b>III.b. Détection des particules chargées : Télescopes MUST</b>	48
<i>III.b.1. Détecteurs Silicium a pistes</i>	49
<i>III.b.2. Détecteurs Silicium Lithium</i>	49
<i>III.b.3. Détecteurs Silicium « Dubna »</i>	50
<i>III.b.4. Disposition géométrique des détecteurs</i>	50
<b>III.c. Détection des neutrons : Détecteurs Plastiques</b>	52
<b>III.d. Mesures précises de positionnement des différents détecteurs</b>	54
<b>IV. Nature et épaisseur des cibles</b>	54
<b>V. Electronique et logique d'acquisition</b>	56
<b>V.a. Electronique</b>	56
<b>V.b. Logique de décision</b>	57
<b>V.c. Acquisition et contrôle</b>	58
<b>III Extraction des données de Novembre 2002</b>	59
<b>I. Etalonnages préalables</b>	59
<b>I.a. Les Détecteurs de particules chargées</b>	59
<i>I.a.1. Détecteurs MUST à pistes</i>	59
<i>I.a.2. Détecteurs Silicium « Dubna »</i>	60
<i>I.a.3. Détecteurs MUST Silicium Lithium</i>	61
<b>I.b. Les Détecteurs de neutrons</b>	61
<b>I.c. Etalonnages en temps et recalages</b>	61
<b>I.d. Les Détecteurs de faisceau</b>	63
<i>I.d.1. Calibration des pistes</i>	63
<i>I.d.2. Méthode de reconstruction de la position</i>	64
<i>I.d.3. Etalonnage avec la grille</i>	65
<i>I.d.4. Profils des faisceaux de l'expérience</i>	67
<b>II. Traitement des données</b>	68
<b>II.a. Phase I : Traitement de l'événement détecteur par détecteur</b>	68
<b>II.b. Phase II : Construction d'un fichier NDIM brut</b>	69
<b>II.c. Phase III : Sélection des événements d'intérêt</b>	69
<b>II.d. Phase IV : Traitement de l'événement dans sa globalité</b>	71
<i>II.d.1. Détermination de l'énergie cinétique totale</i>	71
<i>II.d.2. Détermination de l'angle d'émission</i>	71
<i>II.d.3. Détermination de l'énergie d'excitation du système et de son angle d'émission dans le centre de masse</i>	73

<b>III. Contrôle de la méthode : étude de différentes voies de réaction</b>	74
<b>III.a. Etats peuplés dans le <math>^{11}\text{C}</math></b>	75
<i>II.a.1. Spectres en énergie d'excitation</i>	75
<i>II.a.2. Lignes cinématiques</i>	77
<i>II.a.3. Résolutions</i>	78
<b>III.b. Etats peuplés dans le <math>^{11}\text{B}</math></b>	78
<i>II.b.1. Lignes cinématiques</i>	78
<i>II.b.2. Spectres en énergie d'excitation</i>	79
<i>II.b.3. Résolutions</i>	79
<b>III.c. Etats peuplés dans le <math>^8\text{Be}</math></b>	80
<i>II.c.1. Lignes cinématiques</i>	80
<i>II.c.2. Spectres en énergie d'excitation</i>	81
<i>II.c.3. Résolutions</i>	82
<i>II.c.4. Fond</i>	82
<b>III.d. <math>^8\text{He}</math> élastiques</b>	83
<b>IV. Spectre en énergie d'excitation du Tetraneutron</b>	84
<b>V. Autre voie de réaction : production de <math>^6\text{Li}</math> dans un état excité</b>	87
V.a. réaction $^{12}\text{C}(d, ^6\text{Li})^8\text{Be}$	87
V.b. réaction $^8\text{He}(d, ^6\text{Li}) 4n$	89
<b>IV Expérience de 2004</b>	91
<b>I. Dispositif expérimental</b>	92
I.a. Configuration des télescopes MUST	93
I.b. Détection des neutrons	93
I.c. Test d'un module du futur détecteur MUST II	94
I.d. Etalonnages	94
<b>II. Faisceaux et cibles de 2004</b>	94
II.a. Cibles	94
II.b. Faisceaux auxiliaires	94
II.c. Faisceau d'Hélium 8	97
II.d. Comparaison avec l'expérience précédente	99
<b>III. Spectres de calibrations</b>	100

<b>III.a. Diffusions élastiques</b>	100
<i>III.a.1. Détermination des décalages des détecteurs de faisceau</i>	100
<i>III.a.2. Spectres de diffusion élastique</i>	101
<i>III.a.3. Détermination des épaisseurs relatives des cibles de CD<sub>2</sub> et de Carbone</i>	103
<b>III.b. réactions (d,t)</b>	104
<b>III.c. réactions (d,<sup>6</sup>Li)</b>	105
<b>III.d. réactions (d,<sup>7</sup>Li)</b>	106
<b>V Analyse des résultats</b>	111
<b>I. <sup>8</sup>He(d,<sup>6</sup>Li)4n</b>	111
<b>I.a. Spectres inclusifs</b>	111
<i>I.a.1 Comparaison des spectres « Tetraneutrons » 2002 et 2004</i>	111
<i>I.a.2 Evaluation du fond du au Carbone</i>	113
<i>I.a.3 Evaluation des sections efficaces</i>	114
<b>I.b. Coïncidences <sup>6</sup>Li-neutrons</b>	117
<i>I.b.1 Spectres en coïncidence avec les neutrons</i>	117
<i>I.b.2 Recherche de corrélations géométriques entre le <sup>6</sup>Li et les neutrons</i>	119
<b>I.c. Sommation des deux expériences</b>	121
<b>I.d. Espaces de phase</b>	121
<b>I.e. Transfert évaporation</b>	121
<b>I.f. Interaction dans l'état final</b>	127
<b>II. <sup>8</sup>He(d,<sup>6</sup>Li*)4n</b>	131
<b>III. Autres multineutrons</b>	133
<b>III.a. réaction <sup>8</sup>He(d,<sup>7</sup>Li) 3n</b>	133
<b>III.b. réaction <sup>8</sup>He(d,<sup>8</sup>Li) 2n</b>	135
<b>CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES</b>	139
<b>APPENDICE : Calcul des efficacités et des espaces de phases</b>	143
<b>Références</b>	147

## INTRODUCTION

L'un des enjeux ultimes de la physique nucléaire est d'expliquer la structure des différentes espèces nucléaires, à partir des interactions entre les nucléons qui les composent. Ce problème à N-corps est extrêmement difficile à aborder en raison d'une part de sa complexité mathématique croissante avec le nombre de nucléons et d'autre part, de notre connaissance imparfaite des interactions en jeu. Les données expérimentales sur la structure des noyaux très légers constituent donc un test crucial des modèles théoriques développés actuellement et qui utilisent comme ingrédients de base les paramètres des interactions  $NN$  issus de l'analyse des données de diffusion proton-proton et proton-neutron.

Sur le plan expérimental, le développement de nouvelles technologies telles que les faisceaux radioactifs intenses et leurs systèmes de détection associés permet maintenant d'aborder l'étude de noyaux légers extrêmement excédentaires en neutrons ( $N/Z \gg 2$ ) se situant aux frontières de la stabilité. Ce déséquilibre entre le nombre de protons et celui de neutrons engendre des phénomènes inattendus, tels que la remise en cause des « nombres magiques » lorsqu'on s'éloigne de la vallée de stabilité et l'existence de « halos » de neutrons autour du cœur de certains noyaux ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$ , etc...). L'étude de ces halos devrait en principe donner des informations sur l'interaction neutron-neutron, pour laquelle n'existe aucune mesure expérimentale directe.

Pourrait-il exister par ailleurs des systèmes nucléaires liés composés uniquement de neutrons? Cette question est à la base de ce travail de thèse sur la recherche expérimentale d'une résonance éventuelle dans le continuum d'un système de quatre neutrons, ou bien d'un hypothétique noyau lié  $4n$  : le « Tetra neutron ».



# Chapitre 1

## MOTIVATIONS

Tous les noyaux atomiques connus de masse  $A \geq 2$  sont des assemblages des deux types de nucléons, neutrons et protons, dont la cohésion est assurée par l'équilibre entre les forces attractives nucléon-nucléon et les forces répulsives électromagnétiques entre les protons chargés positivement. Pourrait-il exister également des systèmes nucléaires stables composés uniquement de neutrons ? Cette question essentielle est débattue depuis le milieu des années 50. De multiples efforts tant expérimentaux que théoriques ont été déployés pendant ces quelques dizaines d'années de recherche pour tenter de répondre à cette question, mais sans qu'apparaisse aucun indice positif sur l'existence possible de systèmes multineutrons.

Le débat a été relancé récemment par la découverte de quelques événements étranges lors de l'analyse d'une expérience de fragmentation de noyaux de  $^{14}\text{Be}$ , noyaux très exotiques comportant quatre neutrons de plus que l'isotope stable le plus lourd de Béryllium, produits par l'accélérateur Ganil à Caen [Mar02]. Une interprétation séduisante de l'origine de ces données expérimentales pourrait être la détection de systèmes nucléaires stables composés de quatre neutrons : des « Tetraneutrons »  $^4\text{n}$ . L'existence éventuelle de multineutrons stables étant susceptible de remettre en cause un certain nombre de certitudes maintenant bien établies sur l'interaction nucléon-nucléon, il nous est apparu essentiel de tenter de mettre en évidence l'existence du Tetraneutron par une autre méthode : l'étude de la réaction  $^8\text{He}(d, ^6\text{Li})4\text{n}$  induite par le faisceau secondaire de  $^8\text{He}$  disponible au Ganil.

Dans ce premier chapitre, nous évoquerons l'état des connaissances actuelles sur l'interaction nucléon-nucléon et le foisonnement de travaux récents menés sur les noyaux très légers, dont la structure peut maintenant se calculer avec des méthodes de résolution très sophistiquées du « problème à quelques corps ». Les applications de ces méthodes aux recherches théoriques sur les multineutrons et d'une manière plus générale les arguments « pour » ou « contre » l'éventualité de leur existence seront mentionnés dans un second temps.

Nous terminerons ce chapitre d'introduction par une revue rapide des différentes expériences menées sur le sujet lors des années passées et présenterons les avantages de la méthode expérimentale proposée, qui fait l'objet de ce mémoire de thèse. Cette thèse a été effectuée au sein du laboratoire de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, et financée par l'Université de Bordeaux I.

# I. CONSIDERATIONS THEORIQUES SUR LES MULTINEUTRONS

## I.a. Quelques idées de base sur l'existence éventuelle de Multineutrons

Avant de débiter ce chapitre, nous citerons ici certaines considérations sur l'existence éventuelle du Tetraneutron résumées par Tilley dans sa compilation  $A=4$  [Til92]:

- la stabilité de  ${}^8\text{He}$  vis-à-vis de la décroissance alpha ( ${}^8\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 4n$ ) donne une limite supérieure à l'énergie de liaison totale du système de quatre neutrons vu que cette décroissance n'a pas lieu ( $B({}^4n) \leq 3.1 \text{ MeV}$ ) [Gol64]. De plus, si le  ${}^4n$  était lié par plus de 1 MeV,  $\alpha+{}^4n$  serait le premier seuil d'émission de particule de  ${}^8\text{He}$ . Or, c'est le canal de  ${}^6\text{He}$  qui domine dans le break up de  ${}^8\text{He}$  [War00]. Le  ${}^4n$  s'il est lié, ne peut donc pas l'être par plus de 1 MeV.
- Le fait que  ${}^8\text{He}$  et  ${}^6\text{He}$  soient liés [Bat68][Ajz88], alors que  ${}^7\text{He}(\alpha+{}^3n)$  ne l'est pas, renforce l'idée que le Trineutron n'est probablement pas lié.
- Si le Tetraneutron existe, un état  $T = 2$  devrait être observable dans  ${}^4\text{He}$  entre 26 et 29 MeV, ainsi qu'une résonance dans  $n+t$  entre 6 et 9 MeV. On trouve effectivement une résonance dans ce dernier système [Arg63], mais pas associée à  $T=2$ . Quant à  ${}^4\text{He}$ , aucun état  $T=2$  n'a été vu entre 26 et 29 MeV.
- D'autre part, même s'il est vrai que deux neutrons ne forment pas un ensemble lié, et que les neutrons sont des fermions, il existe en physique atomique, un cas semblable, qui éveille le doute : Les gouttes d' ${}^3\text{He}$  liquides. Les atomes d' ${}^3\text{He}$  sont eux aussi des fermions, mais leur attraction est trop faible pour lier deux d'entre eux. Cependant, au-delà d'un certain nombre (établi par la théorie autour de  $\sim 35$  [Bar97][Gua00]), ces atomes forment une goutte liquide ! Se pourrait-il qu'il existe de la même façon un nombre critique de neutrons au-delà duquel le système serait lié ? Le même genre de calculs n'existe pas encore au niveau nucléaire, dû au fait que le potentiel  $nn$  est très complexe. Ce dernier point a été discuté récemment par R. Lazauskas [Laz03] qui présente l'argumentation suivante : « des systèmes fermioniques avec une prédominance des fonctions d'onde  $S$  (comme les neutrons), même forcés à se maintenir liés (en les confinant par exemple dans un champ externe) vont toujours avoir tendance à se diviser en agrégats de deux-particules. Si le système difermion n'est pas lié, un agrégat de plusieurs de ces fermions se scindera finalement en particules isolées. Par contre, si l'interaction effective est attractive même dans les ondes partielles plus élevées, la condensation en multifermions est possible, montrant ainsi quelques similarités avec un système bosonique, ce qui est apparemment le cas des atomes d' ${}^3\text{He}$ . »

De plus, lorsque l'on dit que la cohésion d'un noyau est assurée par l'équilibre entre les forces attractives nucléon-nucléon et les forces répulsives électromagnétiques entre les protons cela implique que les multineutrons devraient exister. Or, même s'il suffit de multiplier les potentiels NN par 1.08 pour lier le dineutron, si l'on ajoute un troisième neutron

- et alors que l'interaction nn est attractive - ce facteur augmente énormément et devient de l'ordre de 3! Il diminue un peu pour n=4 mais reste grand (les valeurs précises sont données dans la thèse de R. Lazauskas [Laz03]). Cette "répulsion" est due entièrement au principe d'exclusion de Pauli qui joue donc un rôle essentiel.

## I.b. Quelques mots sur l'interaction Nucléon-Nucléon

L'un des enjeux majeurs de la Physique Nucléaire est d'expliquer la structure des différentes espèces nucléaires connues à partir des interactions entre nucléons. Ceci représente un problème à « N-corps » d'une extrême complexité, dont la solution n'était envisageable jusqu'à récemment que pour des noyaux de masse A=3 ou 4. Pour des noyaux plus lourds, on peut faire appel à des modèles considérant chaque nucléon comme baignant dans le « champ moyen » généré par l'interaction avec les autres nucléons du noyau, et d'utiliser pour ces calculs des interactions effectives. Ces dernières années ont vu cependant le développement de méthodes numériques Monte-Carlo permettant d'entreprendre des calculs « *ab initio* » résolvant le problème à N-corps jusqu'à la masse A=10. Avant de faire une brève revue des différents types de calculs, il peut être utile de dire quelques mots sur les interactions NN phénoménologiques qu'ils utilisent.

Yukawa en 1935 a décrit l'interaction *NN* par un échange de particules massives : les mésons. Cette théorie devait par la suite être développée et améliorée et les potentiels d'interaction sophistiqués actuellement utilisés (Paris [Cot73], Bonn [Mac87] et [Mac96], Nijmegen [Nag78] et [Sto94], et Argonne v14 [Wir84] et v18 [Wir95]), sont basés de près ou de loin sur ce modèle d'échange de pions (OBE : « one-boson-exchange »). Ils comprennent un nombre élevé de paramètres (~40) et reproduisent très bien les données existantes.

La principale source d'information sur l'interaction nucléon-nucléon (NN) est l'ensemble des données de diffusion élastique p+p et n+p mesurées sur une très large gamme d'énergies incidentes. Cependant, les valeurs des énergies de liaison des noyaux atomiques de masse  $\leq 4$  (deutérium, triton,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ) apportent des contraintes supplémentaires sur les paramètres de l'interaction *NN* et montrent qu'il est nécessaire de prendre en compte l'existence de forces à 3 corps.

Il faut cependant signaler qu'à l'exception notable de calculs récents, tels que ceux de S.C Pieper [Pie03], ces interactions utilisent le principe de l'indépendance de charge pour pouvoir déduire les paramètres de l'interaction neutron-neutron, non mesurable directement, de ceux déterminés pour l'interaction proton-proton. Or ceci peut représenter une source d'incertitude importante dans les calculs de structure de noyaux très excédentaires en neutrons. En effet les seules données –indirectes – dont nous disposons pour l'interaction neutron-neutron indiquent une violation de l'indépendance de charge. La valeur de la longueur de diffusion  $a_{nn}$  qui caractérise l'interaction à énergie relative nulle a été déterminée dans ces deux réactions :



avec les résultats suivants :

$$a_{nn} = -18.6 \pm 0.4 \text{ fm} \quad [\text{Gab79}][\text{Sch87}][\text{How98}]$$

$$a_{nn} = -16.7 \pm 0.5 \text{ fm} \quad [\text{Sla89}]$$

$$a_{nn} = -18.7 \pm 0.6 \text{ fm} \quad [\text{Gon99}]$$

On peut voir en effet que celle-ci diffère sensiblement des valeurs déterminées directement pour les longueurs de diffusion  $a_{pp}$  et  $a_{pn}$  [Gon99] :

$$a_{np} = -23.5 \pm 0.8 \text{ fm}$$

$$a_{pp} = -17.1 \pm 0.2 \text{ fm}$$

Toutes ces incertitudes sur l'interaction n-n peuvent évidemment affecter la fiabilité des prédictions effectuées sur les noyaux légers avec un fort excédent de neutrons, et à plus forte raison celles concernant les multineutrons.

### I.c. Les calculs *Ab initio*

Les approximations « champ moyen » du problème à N corps donnent de bons résultats en ce qui concerne la description des propriétés des noyaux lourds, dans lesquels chaque nucléon « voit » le champ moyen créé par les autres. Cependant, il existe un autre type de calculs, dit *Ab initio*, qui consiste à chercher une résolution exacte du problème à quelques corps et se trouve ainsi bien mieux adapté à l'étude des propriétés des noyaux légers.

Ces calculs sont possibles de façon exacte jusqu'à  $A=4$ , au-delà, il est nécessaire d'utiliser des méthodes numériques Monte-Carlo. Pour l'instant, étant donné la puissance actuelle des calculateurs et la propagation des erreurs statistiques, il n'est actuellement possible de résoudre le problème à N corps que jusqu'à  $A=12$ . Les résultats ainsi obtenus pouvant être considérés comme tout à fait satisfaisants.

L'ingrédient essentiel de ces modèles *Ab initio* est l'interaction Nucléon-Nucléon : les calculs utilisent des modèles phénoménologiques de l'interaction nucléaire, car une compréhension quantitative de la force nucléaire basée sur la Chromodynamique Quantique n'est envisageable que dans un futur lointain...

Les interactions à deux corps utilisées dans ces modèles sont donc en fait ajustées sur les données par 15 à 60 paramètres, qui donnent un très bon accord avec un volume important de données expérimentales connues de diffusion  $NN$ . D'autre part, un certain nombre de calculs menés pour les systèmes à trois ou quatre nucléons, révèlent que les forces  $NN$  seules ne suffisent pas à expliquer les propriétés des états liés, ni de certaines données de diffusion  $Nd$  et  $Nt$ . Il est donc nécessaire d'ajouter dans ces modèles *Ab initio* des forces à trois ou quatre corps. Toutefois, les potentiels 4N apparaissent suffisamment faibles pour être négligés la plupart du temps. Quant aux interactions à trois corps, elles incluent les processus d'échange de deux pions entre trois nucléons. Il en existe un certain nombre, développées depuis les années 50. Toutefois, remarquons que la nature de ces forces à trois corps est bien moins connue que celle de l'interaction à deux corps. Il existe différents modèles de forces à trois corps [Fuj57][Coo79][Coe83][Pud95], généralement ajustées de façon à reproduire l'énergie de liaison du tritium.

Il s'agit donc de calculs complètement microscopiques, dans lesquels tous les nucléons interagissent par le biais de forces nucléaires réalistes (potentiels) à deux ou trois corps. Il existe plusieurs types d'approches pour résoudre le problème à N-corps dans les noyaux légers, nous en évoquerons donc quelques unes dans ce chapitre. Ces dix dernières années ont vu le développement de certains d'entre eux, comme le *No-Core Shell Model* (NCSM), la

méthode *Coupled Cluster Expansion* (CCE) ou encore l'algorithme *Green's Function Monte Carlo* (GFMC) basé sur la méthode variationnelle Monte Carlo (VMC).

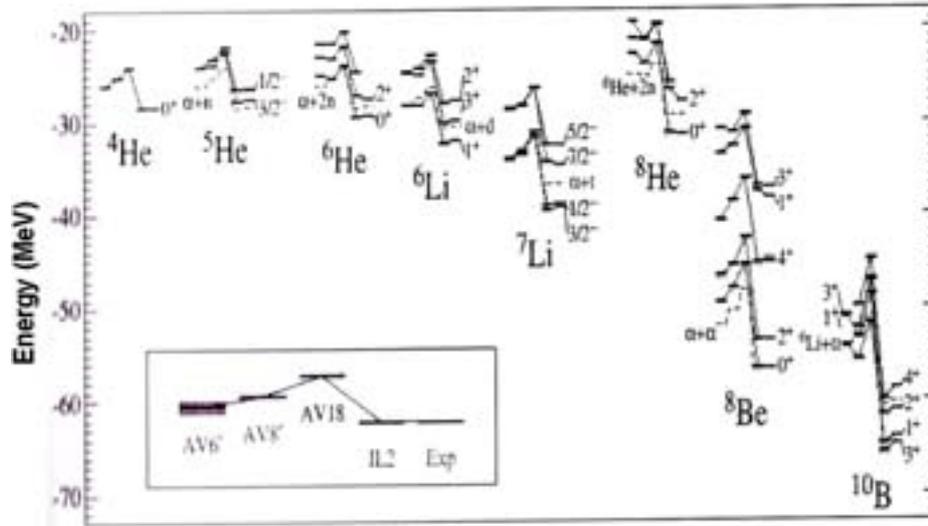
Le *No-Core Shell Model*, contrairement au *Shell Model* (modèle en couches) utilisé pour la description des propriétés des noyaux plus lourds, et supposant une configuration {cœur inerte + nucléons de valence}, considère comme actifs tous les nucléons du noyau [Bar03].

Le modèle CCE a lui été initié par Coester, Kümmel et Zabolitsky dans les années 60 et 70 [Coe58][Coe60][Küm78], et repris 25 ans plus tard, motivé par l'apparition de nouveaux modèles plus sophistiqués de l'interaction *NN* et par l'accroissement très important de la puissance de calcul.

Les méthodes Monte Carlo sont très utiles dans l'étude de systèmes de petit nombre de nucléons, car elles prennent notamment le relais de méthodes plus explicites comme celle de Fadeev, qui rencontrent quelques difficultés au-delà d'une certaine dimension du problème. Deux principaux schémas Monte Carlo ont été développés : La méthode variationnelle (Variational Monte Carlo), et la méthode des Fonctions de Green (Green's Function Method). La méthode Variationnelle Monte Carlo est une méthode approximée qui utilise les techniques Monte Carlo. Le premier calcul utilisant une méthode de ce type et des potentiels réalistes pour décrire l'interaction *NN* a été effectué par Pandharipande et collaborateurs en 1981 [Lom81], puis d'autres ont suivi : [Car83] [Wir91] [Arr95].

La méthode des Fonctions de Green utilise généralement les fonctions d'onde de la méthode variationnelle comme point de départ, et les « refroidit » dans le but de mesurer les observables des états fondamentaux. La méthode GFMC [Car87][Pud95][Pud97][Wir00][Pie02] est dite « exacte » dans le sens où les énergies de liaison et les niveaux d'énergie peuvent être calculées avec une précision d'environ 2%. Elle a été utilisée pour étudier les états fondamentaux et les premiers états excités des noyaux jusqu'à  $A=10$  [Pie02][Wir02]. On peut effectivement constater sur la **figure 1.2** le très bon accord avec les données expérimentales connues, lorsque l'interaction *IL2* est utilisée. Cependant, cette méthode n'est adaptée qu'au calcul des états liés.

Une autre remarque qui a ici une importance non négligeable : Ces modèles théoriques (notamment ceux du groupe d'Argonne) rencontrent des difficultés croissantes, pour décrire les noyaux riches en neutrons. Ceci est probablement relié à l'incertitude sur la force *nn*, discutée en I.b.



**Figure 1. 2 :** Niveaux d'énergie obtenus avec différents potentiels réalistes à partir de calculs QMC [Wir02].

La décomposition Fadeev-Yakubovsky du problème à trois (et maintenant quatre) corps a montré qu'elle était un outil de calcul très intéressant pour l'étude des noyaux légers. Le cadre formel pour  $N=3$  a été établi par Fadeev, sur la base des équations Lippmann-Schwinger, et c'est ensuite Yakubovsky qui l'a étendu au cas  $N$  quelconque [Laz03]. Il s'agit d'une formulation mathématique exacte. Le principe de cette décomposition est de réécrire l'équation de Schrödinger comme la somme de trois équations (pour une interaction à deux corps, au moins) dans lesquelles une seule paire interagit à la fois [Car98]. Les équations qui en découlent sont résolues dans l'espace des moments ou dans celui des coordonnées. Bien que la décomposition soit la même dans les deux cas, en pratique, ces méthodes sont assez différentes. La méthode de l'espace des coordonnées consiste à résoudre une équation intégral-différentielle, dont l'une des difficultés majeures consiste à implémenter proprement les conditions aux limites. La méthode de calcul dans l'espace des moments, utilise quant à elle les fonctions de Green. Même si la précision obtenue sur l'énergie des états liés est en deçà des performances des méthodes variationnelles, cela semble être pour R. Lazauskas « le seul formalisme qui représente un degré de souplesse permettant de décrire une grande variété de situations physiques, et ceci quel que soit le type d'interaction » [Laz03].

En fait la seule "perte d'analyticité" de GFMC par rapport à Fadeev est que dans GFMC il faut calculer des intégrales de dimension 100 ou 1000 ou 10000 et que l'on utilise pour cela des méthodes de Montecarlo. Alors qu'avec FY on a tout au plus des intégrales doubles et on les calcule par la méthode de Gauss.

Une autre méthode appelée « Méthode variationnelle des harmoniques hypersphériques corrélées » a également été utilisée ces dernières années pour décrire les états liés des noyaux de  $A=3$  et 4. La précision de ces calculs est comparable aux résultats obtenus avec les méthodes Fadeev et GFMC [Car98].

En conclusion, les résultats actuels donnés par l'ensemble de ces calculs *Ab initio* sont très encourageants. Ils semblent ainsi démontrer que la structure nucléaire peut être prédite en se basant sur les forces nucléaires élémentaires.

## I.d. Les calculs *Ab initio* et le Tetraneutron

Un travail récent, de N. Timofeyuk *et al.* [Tim02] [Tim03], basé sur la méthode HSFM (Hyperspherical Functions Method)], montre que d'un point de vue théorique, la force nucléon-nucléon ne peut pas lier quatre neutrons ensemble, même si l'on contraint cette même force à maintenir le Dineutron lié. En effet, ces calculs ont été menés pour trois potentiels nucléaires *NN* différents (Reichstein et Tang (RT), Volkov V1, et Argonne v4), et aucun n'aboutit à la possibilité de l'existence d'un état lié dans le système de quatre neutrons, ni même à la présence d'une éventuelle résonance.

Une force phénoménologique à quatre corps (4N) colossale doit être appliquée pour réussir à lier un Tetraneutron. Malheureusement, cette même force à quatre corps (si tant est qu'elle existe), provoquerait la liaison de l' $^4\text{He}$ , par plus de 100 MeV d'énergie !!

D'autres calculs ont également été menés en développant une idée d'après laquelle le Tetraneutron pourrait être envisagé comme une molécule Dineutron-Dineutron [Ber03]. Dans ce modèle, le Dineutron est considéré comme légèrement lié, du fait d'un mécanisme de polarisation induit par la présence du second Dineutron. En effet, bien que le fait que le Dineutron ne soit pas lié semble être une chose bien établie, il existe malgré tout des indications théoriques [Mig73][Pud96][Sme97] et expérimentales [Sim99] qui tendraient à montrer qu'il peut devenir lié en présence d'un autre système nucléaire. Le modèle développé ici pour le Tetraneutron utilise un calcul variationnel, et prend en compte le Principe d'exclusion de Pauli pour conduire à une équation de Schrödinger effective pour le mouvement relatif des Dineutrons. Un potentiel effectif pour le mouvement relatif de ces deux Dineutrons est ainsi obtenu. Il ne possède pas de minimum local, et amène ainsi l'auteur à la conclusion suivante qui est que le Tetraneutron perçu comme une paire de Dineutrons n'a aucune chance de se retrouver lié ou même dans un quelconque état résonant. Toujours d'après l'auteur, si le Tetraneutron devait être lié, il le devrait probablement plutôt à une force attractive à quatre corps propre aux états  $T=2$ , ou à un réglage très fin de l'interaction nucléon-nucléon qui n'est pas mise en évidence à ce jour dans les modèles nucléaires théoriques.

Le modèle utilisé par S.C Pieper [Pie03] pour l'étude du Tetraneutron utilise le potentiel local *NN Argonne v18* [Wir95], et l'Hamiltonien *Illinois-2*. Notons que les modèles de potentiels réalistes de ce groupe d'Argonne sont les plus phénoménologiques. Seul l'échange d'un pion  $y$  est explicitement considéré, les autres contributions étant décrites par  $\sim 40$  paramètres ajustables. Aucune indication en faveur d'un Tetraneutron lié, ni aucune stabilisation autour d'une énergie positive laissant supposer l'existence d'une résonance, n'est mise en évidence lors de ce calcul. Il est toutefois suggéré qu'une résonance très large puisse apparaître vers 2 MeV, au vu des résultats obtenus en ajoutant un puits externe de forme Woods-Saxon.

Au vu des nouveaux résultats expérimentaux obtenus par F.M. Marques et al. [Mar02], un certain nombre de modifications a été testé sur le modèle *AV18/IL2*. Dans chaque cas, la modification a été ajustée de façon à lier le système de quatre neutrons par 0.5 MeV, et les conséquences sur les autres noyaux légers connus ont été répertoriées. Mais aucune des situations n'est consistante avec ce que l'on sait déjà des noyaux légers appartenant à la même région de masse.

Jusqu'en 2005, la seule étude rigoureuse concernant une éventuelle résonance dans le Tetraneutron avait été menée par Sofianos *et al.* [Sof97]. Aucune résonance n'avait été alors

mise en évidence, et seule l'existence de quelques structures larges sous le seuil avait été mise en avant, les positions de ces structures dépendant beaucoup des détails de l'interaction  $nn$ .

R. Lazauskas *et al.* [Laz05] proposent une méthode qui semble ici mieux appropriée pour étudier le Tetraneutron et ses éventuelles résonances. En effet, nombre d'états excités nucléaires sont des résonances, mais l'énorme difficulté technique qui consiste à résoudre les états du continuum pour le problème à N corps, fait qu'ils sont la plupart du temps traités comme des états liés. Ceci est une approximation valable pour des résonances très étroites, mais le Tetraneutron, s'il existe, est plutôt attendu avec une largeur non négligeable [Pie03]. C'est pourquoi ce calcul représente un véritable défi : il s'agit non seulement d'un problème à quatre corps, mais en plus, comme l'état appartient au continuum, la fonction d'onde diverge. Dans cet article est exposé le formalisme des équations Fadeev-Yakubovsky (résolues dans l'espace de configuration), avec un potentiel  $NN$  réaliste. En fait Laz05 ne propose pas un modèle réaliste  $NN$  mais prend plutôt les modèles  $NN$  réalistes existants et calcule pour la première fois la position des résonances  $3n$  et  $4n$ . Pour ce faire il lie artificiellement ces systèmes avec une interaction "inventée" dans ce seul but. Puis il élimine graduellement cette interaction et voit comment le système s'en va loin de la région physique et devient donc inobservable. Il en ressort finalement qu'aucune résonance dans le système de quatre neutrons ne devrait être expérimentalement observable.

## II. EXPERIENCES SUR LES MULTINEUTRONS

### II.a. Historique

Comme nous l'avons vu jusqu'ici, il existe de nombreuses études théoriques sur les systèmes multineutrons, mais les idées ne sont pas encore bien fixées, probablement à cause de l'incertitude qui persiste aujourd'hui sur l'interaction  $nn$ .

Sur le plan expérimental, de nombreuses tentatives ont également été menées pendant ces quatre dernières décennies pour la recherche des multineutrons, mais en dépit de tous les efforts consentis à cette quête, seules des limites supérieures sur les différentes sections efficaces de production ont pu être estimées, ainsi que des limites sur l'énergie de liaison de tels systèmes.

Dans un récapitulatif des niveaux d'énergie des noyaux légers  $A=4$ , donné dans la référence [Til92] sont exposées plusieurs types d'expériences liées à la recherche des multineutrons :

#### a) Les réactions en deux étapes :

L'hypothèse suivante a été examinée dans les années 60 : si le Tetraneutron était produit dans la fission induite par neutron  $^{235}\text{U}(n,4n)$  ou par un faisceau de deutérium  $^{235}\text{U}(d,4n)$  il pourrait induire les réactions suivantes sur des noyaux d'azote 14 et d'aluminium 27 :  $^{14}\text{N}(4n,n)^{17}\text{N}$  et  $^{27}\text{Al}(4n,t)^{28}\text{Mg}$  [Sch63]. La détection de la radioactivité caractéristique de  $^{17}\text{N}$  ou  $^{28}\text{Mg}$  signifierait donc l'existence du Tetraneutron. Cependant, aucune mise en évidence

d'un état lié ou d'une résonance n'est à signaler de ce côté-ci, seulement des limites supérieures de production d'environ  $10^{-8}$ - $10^{-9}$   $^4\text{n}$  par fission.

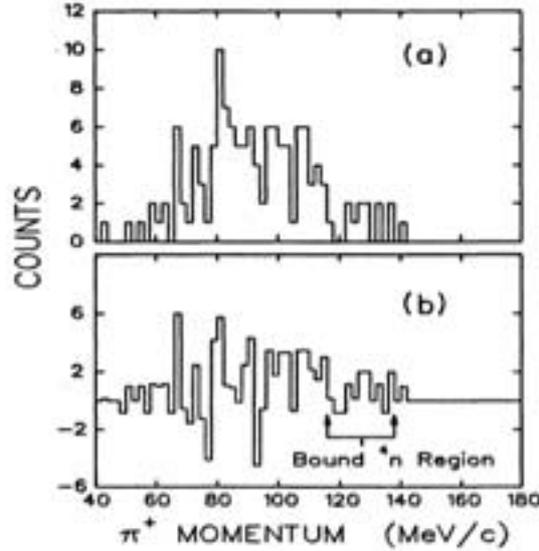
**b) Les mesures de masse manquante dans des réactions nucléaires produisant plusieurs neutrons en voie de sortie :**

La mesure de l'énergie de l'éjectile chargé émis lors de la réaction de transfert permet de rechercher si le système multineutron peut exister dans un état stable et de mesurer sa masse, ou bien de définir les paramètres d'un éventuel état résonant (comme nous le verrons dans le chapitre II.1). Les réactions utilisées étaient induites soit par des pions, soit par des ions lourds.

- Les réactions de double échange de charge sur de l'Hélium  $^4\text{He}(\pi^-, \pi^+)^4\text{n}$  ont été expérimentées depuis les années 60 jusqu'à la fin des années 80, à différentes énergies incidentes  $E_{\pi^-}$ .

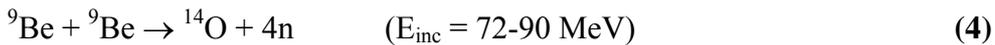
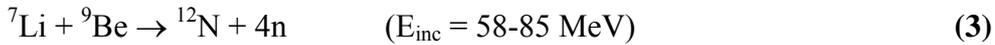
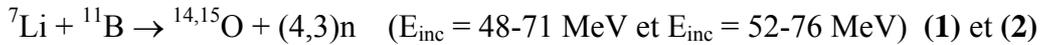
La première vague de ces expériences d'échange de charge, menée entre 1964 et 1968 pour des énergies incidentes de 100 à 215 MeV est résumée dans la référence [Fia73]. Les limites supérieures des sections efficaces extraites de ces premières expériences étaient de l'ordre du  $\mu\text{b/sr}$ . Une deuxième campagne expérimentale de double échange de charge a eu lieu dans les années 80 et est reportée dans la référence [Til92]. En 1984, une limite supérieure de 22nb/sr a été donnée par l'expérience de Ungar et al. [Ung84] menée à  $E_{\pi^-} = 165$  MeV. Mais il est important de noter qu'une étude théorique ultérieure [Kez86] a démontré qu'il n'aurait pas été possible d'observer un Tetraneutron dans le domaine cinématique couvert par [Ung84]. En 1986, Kinney et al. [Kin86] ont expérimenté cette méthode à  $E_{\pi^-} = 180$  et 240 MeV sans succès.

C'est en 1989 que Goringe et al. ont repris cette expérience à  $E_{\pi^-} = 80$  MeV [Gor89]. Dans les conditions de cette nouvelle expérience, un Tetraneutron lié (s'il existe) doit être signé par un pic à 50 MeV (128 MeV/c), l'énergie maximum  $\pi^+$  étant limité à 53 MeV (133 MeV/c) (en raison de la limite supérieure de 3 MeV pour l'énergie de liaison du  $^4\text{n}$  exposée plus haut). Le fait d'atteindre une énergie incidente plus basse que précédemment (80 MeV), représente ici un avantage certain pour s'affranchir en grande partie de l'espace de phase associé au continuum du double échange de charge. Le spectre en énergie  $\pi^+$  est montré sur la **figure 1.3** Les 6 événements observés dans la région du  $4\text{n}$  lié ont donné une limite supérieure de 13nb/sr pour la section efficace de production du Tetraneutron.



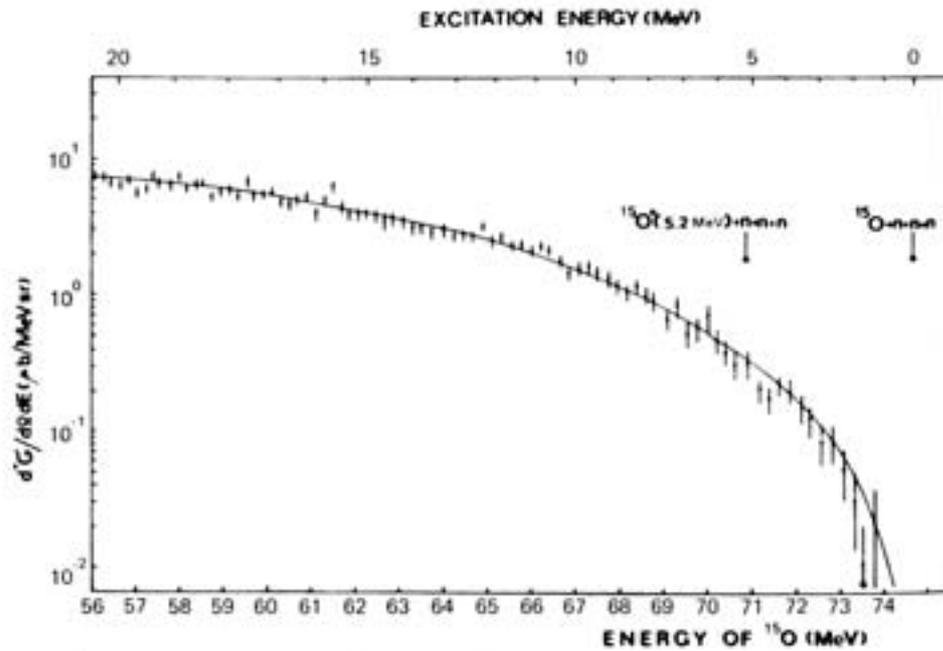
**Figure 1.3 :** (a) Spectre obtenu pour le moment  $\pi^+$  pour la réaction  ${}^4\text{He}(\pi^-, \pi^+)$  à  $E_{\text{inc}} = 80$  MeV et  $\theta = 50^\circ$ - $130^\circ$ , après coupures dans l'analyse. La région correspondant à la production de Tetraneutrons liés (indiquée par les flèches) contient 12 évènements. (b) Le même spectre après soustraction au fond obtenu avec la cible vide. La région correspondant à la production de Tetraneutrons liés contient 6 évènements.[Gor89].

- Les transferts de plusieurs nucléons (des années 60 aux années 90) [Bel86], [Bor87], [Ale88] et [Bel88], dont voici quelques exemples :

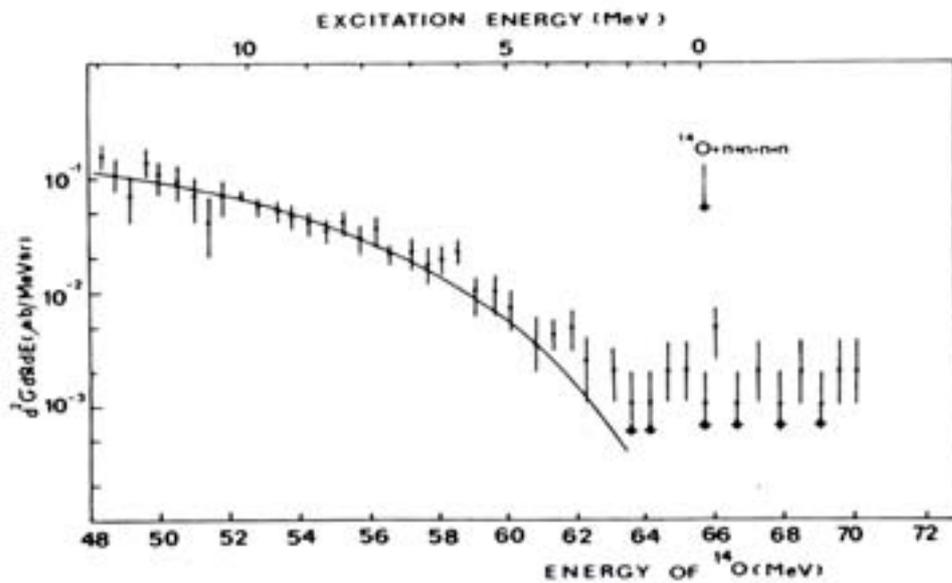


Ci-dessous sont présentés les spectres obtenus dans le cas des réactions (1), (2), (3) et (4) réalisées à Dubna par les auteurs de la référence [Bel88] (**figures 1.4, 1.5, 1.6 et 1.7**). Aucune mise en évidence de la production d'un Trineutron ( ${}^3\text{n}$ ) lors de la réaction (2) n'a pu être effectuée, ni même celle d'un état résonant. De la même façon, aucun état lié ou résonant pour le Tetraneutron ( ${}^4\text{n}$ ) n'est révélé par les trois autres réactions. L'analyse des espaces de phase associés à ces différentes réactions reproduit assez bien l'allure des spectres étudiés, et n'apporte aucune indication quant à un groupement des neutrons dans la voie de sortie.

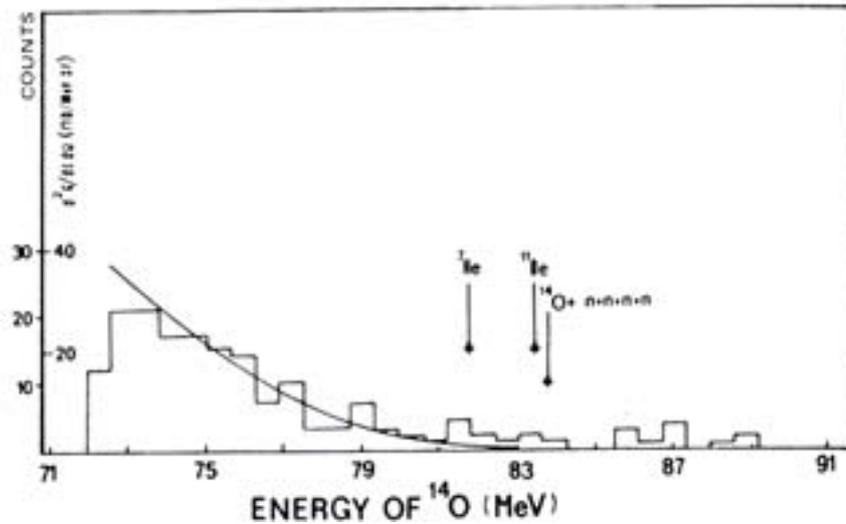
Seules des limites supérieures de section efficace de formation de ces multineutrons ont pu être extraites de l'analyse de ces données (10nb/MeV.sr pour le  ${}^3\text{n}$  et 1nb/MeV.sr pour le  ${}^4\text{n}$ ). Cependant, les auteurs de la référence [Bel88] reconnaissent que ces résultats ne sauraient être des preuves quant à la non-existence de ces multineutrons  ${}^3\text{n}$  et  ${}^4\text{n}$ . En effet les réactions utilisées ne présentent a priori aucune sélectivité pour la production d'éventuels multineutrons liés.



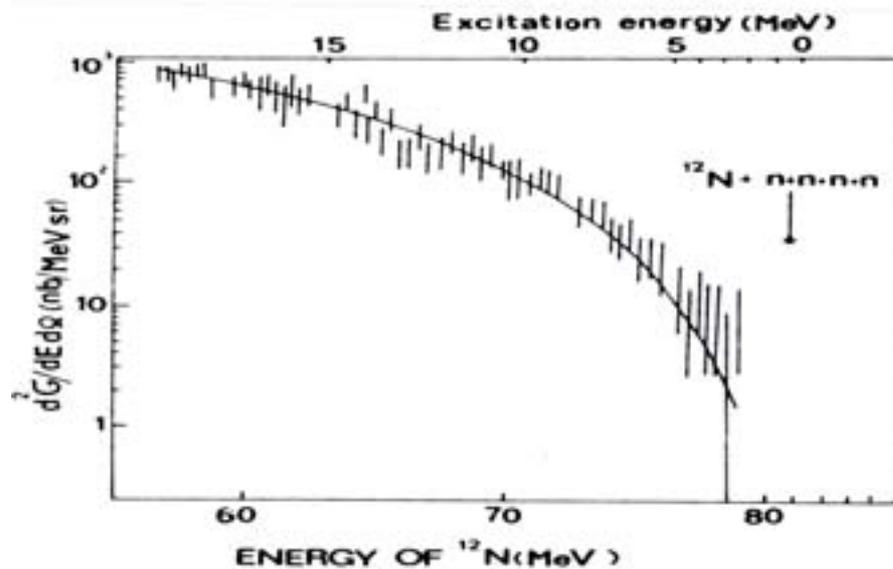
**Figure 1.4 :** Spectre de l' $^{15}\text{O}$  obtenu pour la réaction  ${}^7\text{Li}({}^{11}\text{B}, {}^{15}\text{O})3n$ . La courbe en trait plein représente un calcul d'espace de phase à 4 corps ( ${}^{15}\text{O} + n + n + n$ ), prenant en compte l'état fondamental et l'état excité à 5.183 MeV de l' ${}^{15}\text{O}$ . [Bel88].



**Figure 1.5 :** Spectre de l' ${}^{14}\text{O}$  obtenu pour la réaction  ${}^7\text{Li}({}^{11}\text{B}, {}^{14}\text{O})4n$ . La courbe en trait plein représente un calcul d'espace de phase à 5 corps ( ${}^{14}\text{O} + n + n + n + n$ ). [Bel88].



**Figure 1.6 :** Spectre de l' $^{14}\text{O}$  obtenu pour la réaction  $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^{14}\text{O})4n$ . La courbe en trait plein représente un calcul d'espace de phase à 5 corps ( $^{14}\text{O} + n + n + n + n$ ). Les flèches indiquent la position des pics dus aux réactions sur les impuretés de  $^{12}\text{C}$  et d' $^{16}\text{O}$  présentes dans la cible. [Bel88].



**Figure 1.7 :** Spectre de l' $^{12}\text{N}$  obtenu pour la réaction  $^7\text{Li}(^9\text{Be}, ^{12}\text{N})4n$ . La courbe en trait plein représente un calcul d'espace de phase à 5 corps ( $^{12}\text{N} + n + n + n + n$ ) [Bel88].

D'autres expériences ont également été menées durant ces dernières décennies afin de tenter de mettre en évidence l'existence de multineutrons de  $A$  plus élevé, tel que l'Hexaneutron ( $^6n$ ), l'Octoneutron ( $^8n$ ) ou encore le Decaneutron ( $^{10}n$ ). En 1977, la fragmentation de noyaux lourds par des protons de haute énergie au Cern ( $E_p=24$  GeV sur une cible de tungstène) [Det77] et au Fermi Lab ( $E_p=400$  GeV sur une cible d'uranium) [Tur77] a été utilisée pour rechercher les multineutrons par des méthodes d'activation. Les résultats de la première expérience recherchant la formation de  $^{72}\text{Zn}$  par une réaction ( $^A n, x n$ ) sur du zinc se sont révélés compatibles avec l'existence de systèmes neutres liés de masse

( $4 < A < 9$ ) [Det77]. La seconde expérience, recherchant si des multineutrons de masse  $A \geq 6$  interagissant avec une cible de Plomb auraient pu induire la formation de  $^{212}\text{Pb}$ , a par contre donné des résultats négatifs [Tur77]. Il est intéressant de souligner la conclusion de cet article [Tur77], qui indique que ces deux résultats sont compatibles si le Tetraneutron  $^4\text{n}$  existe effectivement dans un état lié !

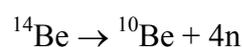
Notons également les travaux d'Alexandrov et Novatsky [Ale90] qui ont étudié l'existence d'éventuels multineutrons, produits lors de la fission ternaire du  $^{252}\text{Cf}$  en utilisant une méthode d'activation. L'étude d'un système de six neutrons a également été entreprise par Alexandrov et Novatsky [Ale90] *via* la réaction  $^{14}\text{C}(^7\text{Li}, ^6\text{n})$  à une énergie  $E_{7\text{Li}} = 82$  MeV. Aucune de ces expériences n'a conduit à un résultat positif.

## II.b. Expériences utilisant des faisceaux radioactifs

Le développement des faisceaux radioactifs depuis quelques années, a permis d'élargir les possibilités de réaction. C'est ainsi que grâce à ces nouveaux faisceaux, la recherche du Tetraneutron a récemment pris une nouvelle dimension.

C'est dans ce cadre que récemment une expérience a été conduite à Dubna [Wol01] pour l'étude du transfert d'un agrégat de quatre neutrons, lors de la diffusion élastique d'un faisceau d' $^8\text{He}$  sur une cible gazeuse d'hélium. Le but de cette expérience était de rechercher un éventuel accroissement de la section efficace  $\alpha + ^8\text{He}$  aux angles arrières, qui pourrait correspondre à la réaction de transfert d'alpha :  $^8\text{He} + \alpha \rightarrow \alpha + ^8\text{He}$ . Mais là non plus, aucun résultat positif n'a été rapporté.

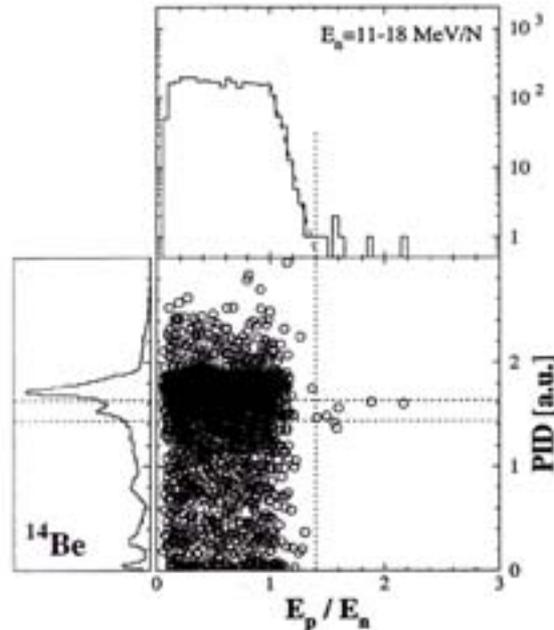
Cependant, l'expérience qui a véritablement relancé le débat sur ce sujet très exotique qu'est la recherche de l'existence des multineutrons, est celle de F.M. Marques [Mar02]. En effet, lors d'une expérience menée au GANIL en 2000 et dédiée initialement à l'étude de la cassure (« break up ») d'un faisceau SISSI/GANIL de  $^{14}\text{Be}$  sur une cible de Carbone, six événements ont pu être identifiés comme pouvant provenir de la formation de Tetraneutrons dans la voie de réaction :



Les détails du dispositif expérimental, basé principalement sur l'utilisation du multidétecteur de neutrons DEMON et utilisé par cette équipe sont donnés dans les références [Mar00][Lab01][Lab99][Mar00bis]. Cette voie de réaction est particulièrement adaptée dans la recherche du Tetraneutron, car le  $^{10}\text{Be}$  est fortement lié, et que l'énergie de séparation des quatre neutrons dans le  $^{14}\text{Be}$  n'est que de  $\sim 5$  MeV. En faisant l'hypothèse que dans un puits de potentiel externe, les neutrons puissent s'assembler en formant des gouttes liquides [Pud96][Pie01], un Tetraneutron pourrait être préformé à l'intérieur du noyau de  $^{14}\text{Be}$ . Lors d'une collision, ce Tetraneutron faiblement lié serait alors libéré.

La **figure 1.8** présente le spectre bidimensionnel obtenu dans cette expérience avec en ordonnée la masse de l'éjectile et en abscisse le rapport  $E_p/E_n$ . Ici  $E_n$  représente l'énergie d'un neutron détecté dans un scintillateur, déduite de la mesure de son temps de vol, tandis que  $E_p$  est l'énergie du proton de recul mesurée dans le scintillateur. Pour un neutron seul, et un détecteur idéal, ce rapport  $E_p/E_n$  devrait être inférieur ou égal à 1. Toutefois, pour un détecteur réel, les résolutions finies donnent une limite supérieure qui se trouve être de 1.4 dans le cas de DEMON. L'origine d'un rapport plus élevé pourrait correspondre soit à la détection de

plusieurs neutrons de même temps de vol dans un même détecteur, soit à la détection d'un multineutron. On observe sur la figure la présence de 6 évènements présentant un rapport  $E_p/E_n > 1.4$ , qui se trouvent tous en coïncidence avec des  $^{10}\text{Be}$ . Cette coïncidence avec les noyaux de  $^{10}\text{Be}$ , pourtant minoritaires parmi les éjectiles chargés émis dans cette réaction (voir **figure 1.8**) permet de privilégier la seconde explication : Ces 6 évènements anormaux pourraient correspondre à la détection d'un Tetraneutron libéré dans la fragmentation de  $^{14}\text{Be}$ .



**Figure 1.8 :** *Plot bidimensionnel représentant le paramètre d'identification PID en fonction du paramètre  $E_p/E_n$  pour la réaction ( $^{14}\text{Be}, X+n$ ). Les lignes en pointilles correspondent à  $E_p/E_n = 1.4$  et au pic du  $^{10}\text{Be}$ . On peut également observer à gauche et au dessus les projections de ce plot suivant l'un ou l'autre des deux paramètres.[Mar02]*

Une grande attention a été portée à l'étude des sources éventuelles d'évènements donnant une réponse similaire des détecteurs, mais qui n'impliqueraient pas la formation de multineutrons, telles que les empilements (« pile-up » neutron dans les détecteurs), ou encore le « pile-up » de neutron avec des rayons gamma...

Une étude sérieuse des contraintes cinématiques complète également cette étude, et renforce l'idée qu'il pourrait bien s'agir là de la première mise en évidence expérimentale du Tetraneutron.

### III. CHOIX DE LA METHODE : REACTION DE TRANSFERT D'ALPHA $^8\text{He}(d, ^6\text{Li})4n$

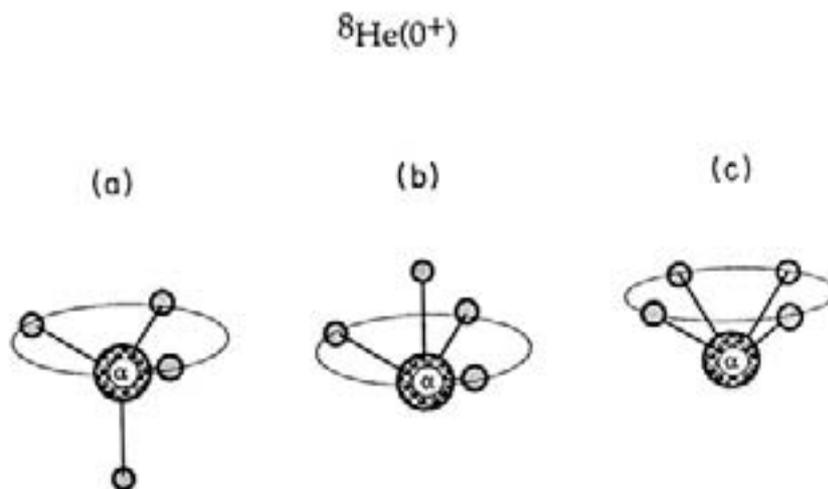
Comme la découverte du Tetraneutron conduirait à une révision profonde des modèles actuels de l'interaction nucléon-nucléon, il est extrêmement important de confirmer ou de rejeter ce dernier résultat obtenu par [Mar02]. C'est pourquoi nous avons proposé une méthode expérimentale alternative pour tenter d'apporter une réponse à ce sujet. L'idée de

base est la même que celle exploitée dans les réactions de double échange de charge et de transfert de trois protons citées plus haut : nous allons tenter de déterminer les caractéristiques du système  $4n$  en détectant le noyau partenaire émis lors d'une réaction nucléaire, ici, une réaction de transfert d'alpha. Pour cela, nous allons choisir dans la voie d'entrée un noyau particulièrement adapté à cette recherche : le noyau d' $^8\text{He}$  (faisceau radioactif délivré aujourd'hui par l'ensemble SPIRAL au GANIL) qui agit ici comme un véritable « réservoir » de neutrons.

### III.a. Structure de l' $^8\text{He}$

Le choix de ce faisceau particulièrement riche en neutrons ( $N/Z = 3$ ), est également motivé par sa configuration en une particule  $\alpha + 4$  neutrons de valence.

En effet, les isotopes d'hélium riches en neutrons tels que l' $^6\text{He}$  et l' $^8\text{He}$  sont connus pour avoir des distributions étendues de leur neutrons de valence, sous forme de « halo » ou de « peau de neutron » [Tan92]. Nous montrons sur la **figure 1.9** un schéma des principales configurations attendues pour l' $^8\text{He}$ , tirées d'un article de Zhukov [Zhu94]. Il généralise dans son article l'approximation du modèle en couches « Cluster Orbital Shell Model Approximation » (COSMA) de trois corps à cinq corps dans le but de décrire la fonction d'onde de l'état fondamental de l' $^8\text{He}$ .



**Figure 1.9** : Trois configurations ayant un maximum de probabilité d'après la fonction de corrélation neutron-halo pour l' $^8\text{He}$ . [Zhu94].

La configuration reportée sur la figure 1.9.a correspond à l'arrangement le plus symétrique des quatre neutrons de valence dans l'espace. Sur la figure 1.9.b, les quatre neutrons seraient quasi-liés, et sur la figure 1.9.c, les quatre neutrons se réarrangent en une paire de « dineutrons ». En dépit de sa simplicité (le modèle ne possède qu'un paramètre libre qui est fixé de façon à reproduire le rayon du noyau), cette approximation COSMA est un calcul analytique qui possède toutes les caractéristiques nécessaires d'une description microscopique. Un autre auteur, S.D. Kurgalin [Kur92], a calculé le recouvrement  $\langle ^8\text{He} | ^4\text{He} \otimes 4n \rangle$  et donne un facteur spectroscopique  $S_\alpha$  élevé ( $\sim 0.7$ ).

### **III.b. Etudes de réactions directes induites par faisceaux radioactifs avec le détecteur MUST**

Lors de la collision de deux noyaux, deux grands types de réaction peuvent se produire : celles dites « du noyau composé », et les autres appelées « réactions directes ». Le type de réaction (noyau composé ou réaction directe) dépend en réalité essentiellement du paramètre d'impact, et de l'énergie cinétique du noyau incident. Plus l'énergie de bombardement augmente, plus la contribution du processus de noyau composé (dominante à basse énergie) diminue face à l'augmentation du nombre de voies de sortie. Dans le même temps, les réactions directes voient leur rôle augmenter et finissent par dominer à des énergies de l'ordre de quelques dizaines de MeV par nucléon [Sat80]. Mais il ne s'agit en fait que d'une distinction qualitative des phénomènes, car il existe en fait toute une gamme continue de processus entre ces deux extrêmes : diffusion profondément inélastique, fusion incomplète,....

Les réactions de noyau composé ont lieu le plus souvent pour un paramètre d'impact faible. Les deux noyaux mis en jeu lors de la collision fusionnent alors un instant, répartissant ainsi leur énergie d'excitation entre les différents nucléons, puis se produit l'éjection d'un ou plusieurs nucléons hors de ce noyau composé, emportant ainsi une part du surplus d'énergie disponible. D'autres émissions de particules peuvent suivre si le noyau composé possède encore suffisamment d'énergie. Il peut également décroître par radioactivité  $\beta$  ou désexcitation  $\gamma$ . Etant donné le temps qui s'écoule entre la collision et la désintégration du noyau composé formé lors de cette collision, on estime qu'il n'est pas possible de garder la mémoire de la voie d'entrée, et ainsi d'établir un lien entre celle-ci, et les désintégrations du noyau composé qui conduiront aux entités finales.

Pour un paramètre d'impact plus élevé, les deux noyaux ne peuvent se heurter que périphériquement lors du choc, avant de se séparer quasi-instantanément. Lors de cette brève interaction, il peut se produire différents types de réactions : les états propres à chaque noyau restent inchangés (diffusion élastique), ou bien ils sont excités (diffusion inélastique), ou bien encore un ou plusieurs nucléons sont à cette occasion transférés d'un noyau à l'autre (réactions de transfert). Ces réactions ayant lieu sur une durée très courte, elles ne donnent généralement pas lieu à un état intermédiaire, c'est pourquoi on les appelle « réactions directes ».

Les réactions directes, telles que les réactions de transfert par exemple sont très intéressantes pour l'étude de la structure nucléaire, car elles donnent des informations sur le recouvrement entre l'état fondamental du noyau cible, et les états du noyau final. En effet, lorsqu'il existe un recouvrement important entre la voie d'entrée et une des voies de sortie, cette réaction peut avoir lieu rapidement, et avec un minimum de réarrangement, et est donc considérée comme directe.

Les réactions de transfert avec des faisceaux stables ont été largement utilisées pour l'étude de la spectroscopie des noyaux stables et proches de la vallée de stabilité (qui sont environ au nombre de 300). Cependant, le développement des faisceaux radioactifs depuis maintenant un peu plus d'une vingtaine d'années permet d'explorer la carte des noyaux bien au-delà de ces noyaux stables, et ainsi d'approfondir notre compréhension du noyau atomique et des forces qui s'y exercent.

Nous disposons aujourd'hui d'un détecteur de particules légères chargées (MUST), composé de détecteurs silicium à pistes XY, et spécialement dédié aux études de réactions directes induites par faisceau radioactif [Blu99]. Les expériences menées ces dernières années auprès du GANIL nous ont permis en particulier d'étudier (à l'aide de réaction de transfert

d'un nucléon) la structure des noyaux légers très riches en neutrons comme l' $^8\text{He}$  [Ska04], l' $^9\text{He}$ , le  $^{10}\text{Li}$  et le  $^{11}\text{Be}$  [Pit00], l' $^{22}\text{O}$  [Bec04], ou encore les  $^{45,47}\text{Ar}$  [Gau05] (etc,...).

### III.c. Réaction $^8\text{He}(d,^6\text{Li})4n$

La réaction que nous allons utiliser dans cette expérience pour étudier le système de quatre neutrons est :  $^8\text{He}(d,^6\text{Li})4n$ . La méthode utilisée sera détaillée au début du Chapitre 2, mais ce que nous pouvons d'ores et déjà en dire est qu'elle nous permet d'accéder au spectre en énergie d'excitation du système de quatre neutrons par la mesure des caractéristiques du  $^6\text{Li}$ , et ainsi d'étudier lors d'une même expérience, d'éventuels états liés ou résonances, ou encore le continuum de quatre neutrons.

Les réactions  $(d,^6\text{Li})$  ont été très utilisées par le passé pour l'étude des agrégats d'alphas dans les noyaux légers stables [Gut71]. Elles sont donc bien connues, et possèdent des sections efficaces relativement élevées.

La **figure 1.10** nous montre le schéma de niveaux du  $^6\text{Li}$ . Tous ses niveaux excités étant situés au-dessus du seuil d'émission alpha décroissent par émission de particules, à l'exception notable de l'état  $0^+, T=1$  à 3.562 MeV dont la désexcitation par émission alpha est interdite à cause de son isospin. La réaction de transfert d'alpha  $(d,^6\text{Li})$  peuple donc seulement l'état fondamental  $1^+$ , dont la fonction d'onde présente une configuration dominante  $(\alpha+d)$ . Il faut cependant noter que l'existence de mécanismes de réaction différents de celui d'un transfert direct d'une particule alpha (processus en plusieurs étapes, noyau composé,...) pourrait alors induire une pollution éventuelle du spectre de  $^6\text{Li}$  par l'excitation de cet état à 3.56 MeV.

Le premier état excité du  $^6\text{Li}$  est une résonance étroite à 2.186 MeV ( $J^\pi=3^+$ ) qui a une configuration dominante  $(\alpha+d)$ . Il peut donc être peuplé dans une réaction de transfert d'alpha, mais il faut alors détecter en coïncidence les particules  $\alpha$  et  $d$ .

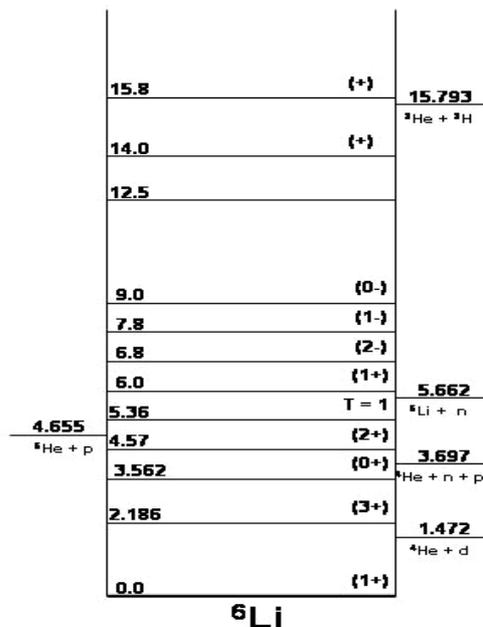
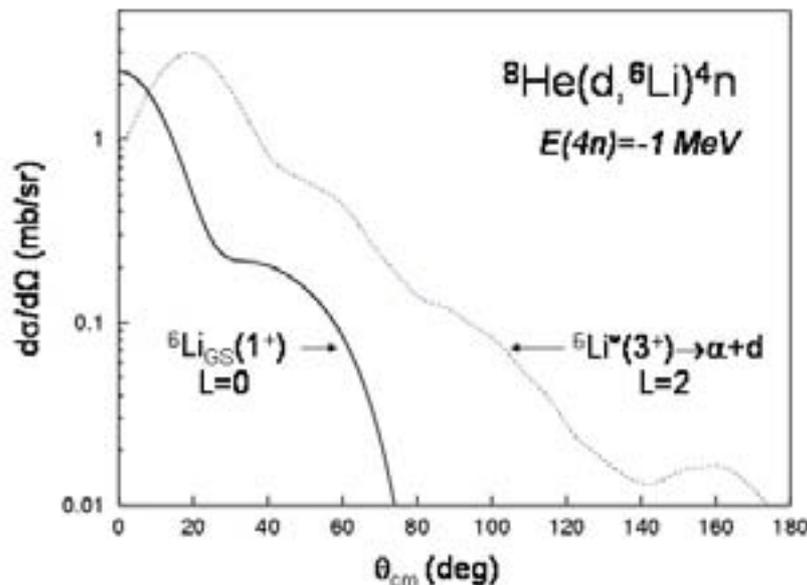


Figure 1.10 : Schéma des niveaux du  $^6\text{Li}$ .

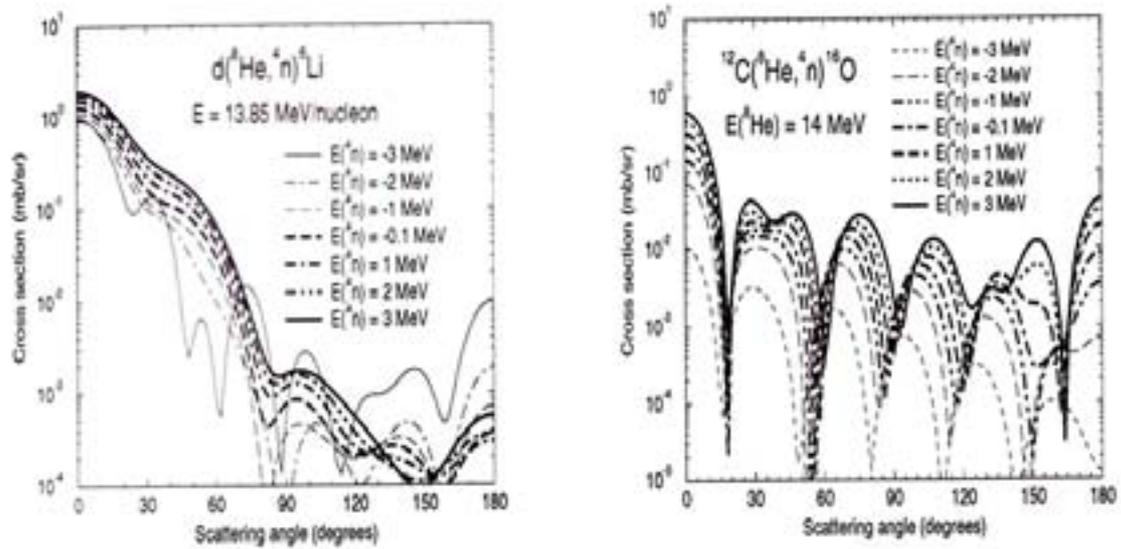
La **figure 1.11** présente le résultat d'une estimation de la section efficace de transfert d'alpha produisant un Tetraneutron lié de 1 MeV par la réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n$ . Ces calculs utilisant la méthode DWBA ont été réalisés avec le code FRESCO dans l'hypothèse d'un facteur spectroscopique  $S_\alpha({}^8\text{He})=1$ . La courbe en trait plein est associée à l'état fondamental  $1^+$  du  ${}^6\text{Li}$ . La courbe en pointillé montre le résultat du calcul dans le cas de l'excitation de l'état résonant  $3^+$  de  ${}^6\text{Li}^*$  à 2.186 MeV par la réaction de transfert d'alpha  ${}^8\text{He}(d, \alpha)$ .

Nous constatons tout d'abord que ces sections efficaces sont élevées aux petits angles c.m., ( $\theta_{\text{cm}} < 40^\circ$ ). Mais nous observons également que la section efficace attendue pour l'état excité  $3^+$  est plus élevée que celle associée au fondamental (particulièrement dans la région des petits angles  $\theta_{\text{cm}}$ ). Nous tâcherons donc de tirer avantage de cet état des choses lors de la conception de notre expérience. Il faut cependant remarquer que les ingrédients de ce calcul pour un noyau aussi exotique sont mal connus : les potentiels optiques sont extrapolés et la fonction d'onde de l'alpha dans l' ${}^8\text{He}$  est approximée, pouvant ainsi induire une grosse incertitude sur le degré d'exactitude d'un tel calcul.



**Figure 1.11** : Calcul DWBA (code FRESCO) des sections efficaces de transfert d'un alpha de l' ${}^8\text{He}$  vers l'état fondamental du  ${}^6\text{Li}(1^+)$  et sa résonance étroite ( $3^+$ ).

Ce type de calcul a été repris dans la référence [Tim02] et les résultats comparés à ceux attendus dans le cas de la réaction de transfert d'alpha  ${}^8\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{16}\text{O})4n$ . La **figure 1.12** extraite de cette même référence montre les résultats obtenus en fonction de l'hypothétique énergie de liaison du système de quatre neutrons. On constate que la réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n$  est la plus adaptée à la recherche du Tetraneutron, car non seulement les sections efficaces obtenues sont plus élevées que dans le cas d'une cible de  ${}^{12}\text{C}$ , mais en plus, elles sont moins dépendantes de l'énergie de liaison du système  $4n$ , évidemment inconnue.



**Figure 1.12:** (a) Section efficace DWBA de transfert d'alpha pour la réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^4\text{Li})n$ , pour différentes énergies de liaison du système de quatre neutrons. (b) Section efficace DWBA de transfert d'alpha pour la réaction  ${}^8\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{16}\text{O})n$ , pour différentes énergies de liaison du système de quatre neutrons [Tim02].

Nous avons donc utilisé un faisceau radioactif d' ${}^8\text{He}$  (délivré par l'ensemble SPIRAL au GANIL(Caen)) avec une cible de deutérium (suffisamment épaisse pour que la probabilité d'interaction du faisceau avec les noyaux cible soit élevée, et aussi suffisamment mince pour que les éjectiles puissent en sortir et être ainsi détectables par notre dispositif).

Les contraintes cinématiques et la méthode de la masse manquante seront exposées au Chapitre 2, ainsi que les choix que nous avons fait pour notre dispositif de détection. Au Chapitre 3, après avoir expliqué la façon dont nous avons réalisé les étalonnages de nos différents détecteurs, nous insisterons sur la validation de notre méthode et de nos programmes d'analyse grâce à des réactions connues. Puis nous exposerons les résultats obtenus pour le Tetraneutron lors de cette expérience.

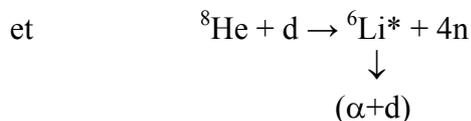
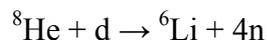
Cette expérience de Novembre 2002 ayant donné des résultats très intéressants, mais souffrant malheureusement d'un défaut de statistique, nous avons décidé de proposer de nouveau cette expérience en 2003 avec quelques améliorations apportées à notre dispositif. Le Comité ayant alors accepté de nous attribuer du temps de faisceau d' ${}^8\text{He}$ , nous avons renouvelé notre tentative à l'automne 2004. Cette seconde expérience est présentée dans le Chapitre 4 (une attention toute particulière est alors portée sur les améliorations apportées au dispositif). Nous exposons les derniers résultats obtenus pour le Tetraneutron dans un dernier Chapitre (5), qui est consacré à l'analyse de l'ensemble des résultats des deux expériences.



# Chapitre 2

## METHODE EXPERIMENTALE

Si l'on considère une réaction nucléaire à deux corps  $\{A+a\}$ , les observables qui lui sont associées sont le plus souvent exprimées dans le référentiel du centre de masse des particules de la voie d'entrée. Il est en principe équivalent d'étudier la réaction  $\{A+a\}$ , soit en envoyant un faisceau d'ions légers  $a$  d'énergie  $E$  sur une cible composée de noyaux plus lourds  $A$  (c'est la méthode classique dite de cinématique directe), soit en bombardant une cible de noyaux légers  $a$  avec un faisceau d'ions  $A$ , d'énergie  $(A/a)*E$ . On parle alors de cinématique inverse. Dans ce cas, la vitesse du centre de masse du système (dans le laboratoire) est du même ordre de grandeur que celle du faisceau. Les réactions que nous souhaitons étudier ici sont :



Or, l' ${}^8\text{He}$  étant radioactif avec une période de seulement 119ms, il ne nous est pas possible d'en faire une cible. Nous allons donc utiliser un faisceau secondaire radioactif d' ${}^8\text{He}$  (aujourd'hui disponible auprès du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds à Caen) et une cible de  $\text{CD}_2$ , afin d'étudier ces réactions en cinématique inverse.

Nous démarrerons ce chapitre en rappelant les contraintes cinématiques imposées par ces réactions (I), et donc les raisons du choix du système de détection, puis, nous passerons à l'explication du processus de production du faisceau radioactif d' ${}^8\text{He}$  (II). Pour la mesure des trajectoires des ions incidents, nous avons utilisé les détecteurs CATS (Chambres à Trajectoire de Saclay) que nous décrirons en III.a, ainsi que la méthode de reconstruction du parcours des ions. Les éjectiles chargés ( ${}^6\text{Li}$ , alphas, deutons...) ont été détectés par l'ensemble MUST, précédé de 4 détecteurs silicium minces ; ces télescopes seront décrits en III.b. Les neutrons issus de ces réactions ont quant à eux été détectés par quatre scintillateurs plastiques installés derrière le dispositif de détection des particules légères, ce dont nous discuterons en III.c. Une mesure précise des positions des détecteurs à été réalisée par un géomètre, et est reportée en III.d. Enfin, le choix des cibles utilisées fera l'objet du paragraphe IV et l'ensemble de l'électronique et du système d'acquisition utilisés sera exposé en V .

# I. Généralités

## I.a. Méthode de la masse manquante

Nous avons utilisé cette méthode pour obtenir les informations sur le système de quatre neutrons à partir de la mesure des caractéristiques cinématiques des particules chargées en sortie (ici  ${}^6\text{Li}$  et  $\alpha+d$ ).

Nous rappelons ici quelques formules de cinématique relativiste dans le cas général d'une réaction nucléaire  $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ . La méthode de la masse manquante permet de déduire le spectre de masse du système nucléaire « 4 » des caractéristiques cinématiques mesurées pour la particule « 3 ». Connaissant l'énergie cinétique  $T_1$  du faisceau, la masse  $M_1$  des particules incidentes qui le constituent, et la masse  $M_2$  des éléments de la cible, on peut aisément déduire l'énergie totale  $W_{\text{tot}}$  disponible pour les produits de la réaction (en prenant  $c^2 = 1$ ) :

$$W_{\text{tot}} = M_1 + M_2 + T_1 \quad (1)$$

De l'énergie cinétique  $T_3$  de la particule détectée et de sa masse au repos  $M_3$ , nous pouvons déduire son impulsion  $P_3$  et son énergie totale  $W_3$ :

$$P_3^2 = T_3^2 - 2M_3T_3 \quad (2)$$

$$W_3 = \sqrt{P_3^2 + M_3^2} \quad (3)$$

Compte tenu du principe de conservation de l'énergie et de l'impulsion, la mesure de son angle d'émission  $\theta_3$  nous permet de déterminer la quantité de mouvement  $P_4$  et l'énergie totale  $W_4$ :

$$P_4^2 = P_1^2 + P_3^2 - 2P_1P_3 \cos(\theta_3) \quad (4)$$

$$W_4 = W_{\text{tot}} - W_3 \quad (5)$$

Et finalement, la masse au repos  $M_4$  (« Masse manquante ») du système nucléaire 4 dans le repère du centre de masse :

$$M_4 = \sqrt{W_4^2 - P_4^2} \quad (6)$$

L'angle d'émission  $\theta_{\text{cm}}$  dans le système du centre de masse est quant à lui calculé par la formule :

$$\text{tg}(\theta_{\text{cm}}) = \sin(\theta_3) / (\Gamma(\cos\theta_3 - B/\beta_3)) \quad (7)$$

où  $\beta_3 = P_3 / W_3 \quad (8)$

Si le système nucléaire « 4 » est formé dans un état stable, sa masse  $M_4$  est inférieure à la somme des masses de ses constituants  $\sum M_i$  et son énergie de liaison (négative) a pour valeur :

$$E_{\text{cm}} = M_4 - \sum M_i \quad (9)$$

La méthode de la masse manquante permettra donc de mesurer l'énergie de liaison d'un hypothétique tetraneutron lié  ${}^4\text{n}$  :

$$E_{\text{cm}} ({}^4\text{n}) = M_4 - 4 * M_n \quad (10)$$

et de déterminer en même temps le spectre d'énergie positive  $E_{cm}$  du système de quatre neutrons dans le continuum, pour y rechercher l'existence d'éventuelles résonances.

Les formules (4) à (10) sont également applicables dans le cas où la particule 3 est non liée ( ${}^6\text{Li}^*$ ) et décroît par émission des particules 6 et 7 (ici  $\alpha$  et  $d$ ). De la mesure des énergies cinétiques  $T_6$  et  $T_7$ , et des angles d'émission  $\theta_6$  et  $\theta_7$ , on déduit les impulsions  $P_6$  et  $P_7$ , et les énergies totales  $W_6$  et  $W_7$ , ce qui donne :

$$\mathbf{P}_3 = \mathbf{P}_6 + \mathbf{P}_7 \quad (11)$$

$$W_3 = W_6 + W_7 \quad (12)$$

Ainsi que l'angle  $\theta_3$  :

$$\text{tg}(\theta_3) = \sqrt{(P_{3X}^2 + P_{3Y}^2)} / P_{3Z} \quad (13)$$

nous permettant ainsi de déterminer la masse de la particule 4.

L'angle relatif des particules 6 et 7 est donné quant à lui par la formule :

$$\cos(\theta_{67}) = \mathbf{P}_6 \cdot \mathbf{P}_7 / P_6 P_7 \quad (14)$$

L'énergie centre de masse de la particule 3 non liée est reconstituée grâce à la formule suivante :

$$E_{cm3} = \sqrt{(M_6^2 + M_7^2 + 2W_6W_7(1-\beta_6\beta_7\cos\theta_{67}))} - (M_6 + M_7) \quad (15)$$

La détection des alphas et des deutons émis en coïncidence peut donc nous offrir une opportunité supplémentaire pour déterminer le spectre d'énergie du système de quatre neutrons à l'aide de la formule (10).

Cette méthode de la « masse manquante » présente ici un intérêt certain, car nous nous intéressons dans cette étude à un système de 4 neutrons, dont nous ne savons pas *a priori* s'il possède un état lié, ou un état résonant. Elle permet en principe d'éviter tous les problèmes liés à la détection de neutrons (faible efficacité, diaphonie, diffusions multiples...), rendant pratiquement impossible la détermination des propriétés du système  $4n$  à partir des caractéristiques individuelles des quatre neutrons émis. Nous bénéficierons ici de l'efficacité intrinsèque de 100% associée à la détection de particules chargées. La détection des neutrons mise en œuvre dans notre expérience nous permettra seulement de réduire le fond, comme nous le verrons plus loin.

## I.b. Contraintes cinématiques

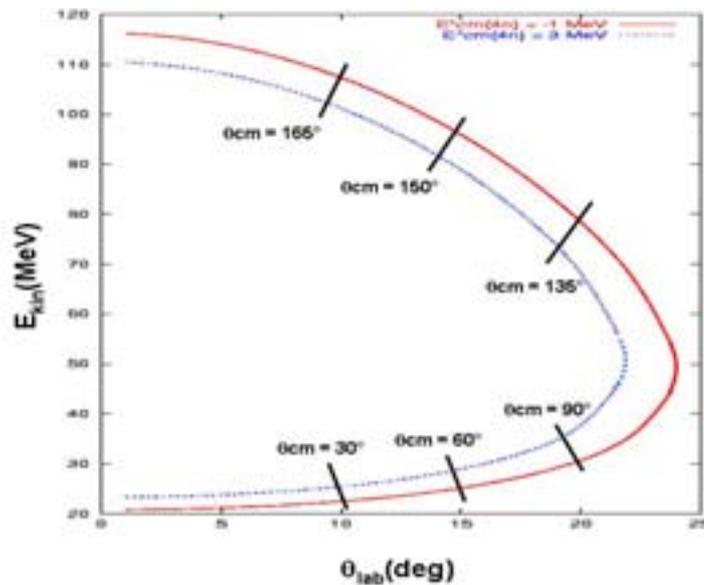
La conservation de l'énergie et de l'impulsion entre les états initial et final de la réaction, conduit à une corrélation entre l'énergie cinétique et l'angle d'émission des  ${}^6\text{Li}$  issus de la réaction  $d({}^8\text{He}, {}^6\text{Li})4n$  pour une énergie d'excitation donnée du système final de 4 neutrons. Ces corrélations sont illustrées sur la **figure 2.1** à une énergie de 15.4 A.MeV, pour un tetra-neutron lié de 1 MeV, et pour une résonance de 3 MeV. Nous notons ici que les  ${}^6\text{Li}$  sont émis à l'avant avec un angle inférieur à 23 degrés dans le référentiel du laboratoire, et une

énergie cinétique totale pouvant aller de 20 à 115 MeV. La **figure 2.2** rend compte de la relation existant entre  $\theta_{lab}({}^6\text{Li})$  et  $\theta_{cm}({}^6\text{Li})$  donnée plus haut par la formule (7).

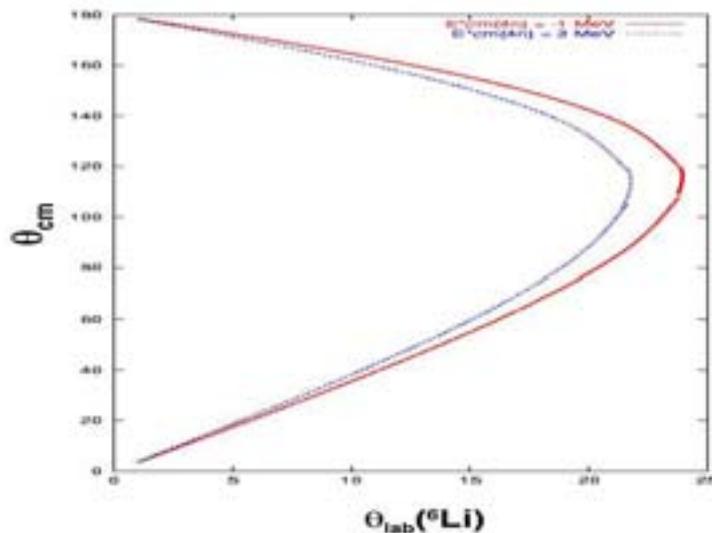
A un angle laboratoire donné correspondent deux angles centre de masse, les  ${}^6\text{Li}$  de basse énergie cinétique ( $E < 45$  MeV) correspondant aux petits angles centre de masse (domaine angulaire où est attendu l'essentiel de la section efficace de la réaction de transfert d'alpha ( $d, {}^6\text{Li}$ )) (cf. **figure 1.9**).

Un Tetraneutron lié de 1 MeV sera quant à lui émis dans un cône de demi ouverture angulaire  $37^\circ$ , préférentiellement à  $\theta < 20^\circ$ , c'est-à-dire aux petits angles centre de masse, comme le montre la **figure 2.3**. Ceci avec un angle  $\varphi$  diamétralement opposé à celui du  ${}^6\text{Li}$  par rapport à l'axe du faisceau.

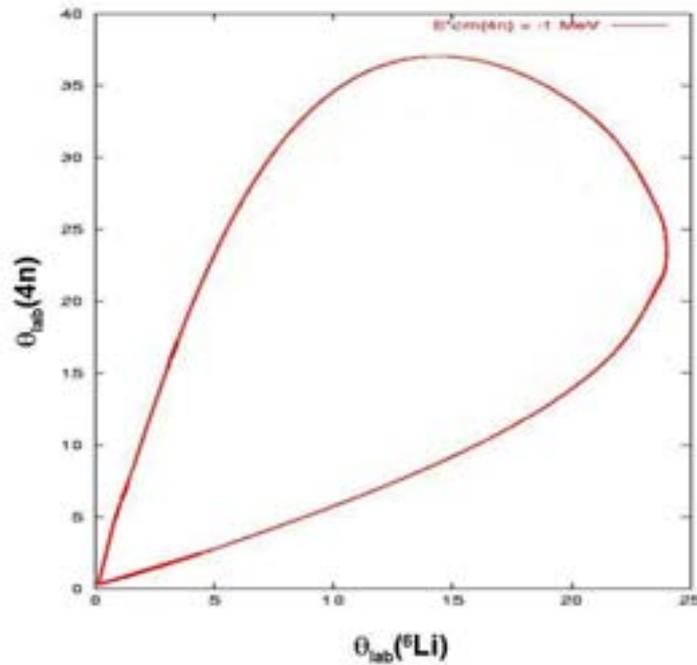
La corrélation angulaire  ${}^6\text{Li}$ -4n pourra donc éventuellement être utilisée pour confirmer le caractère à deux corps de la voie de sortie.



**Figure 2.1** : Cinématique  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n$  pour différentes énergies d'excitation du système de quatre neutrons dans le centre de masse.

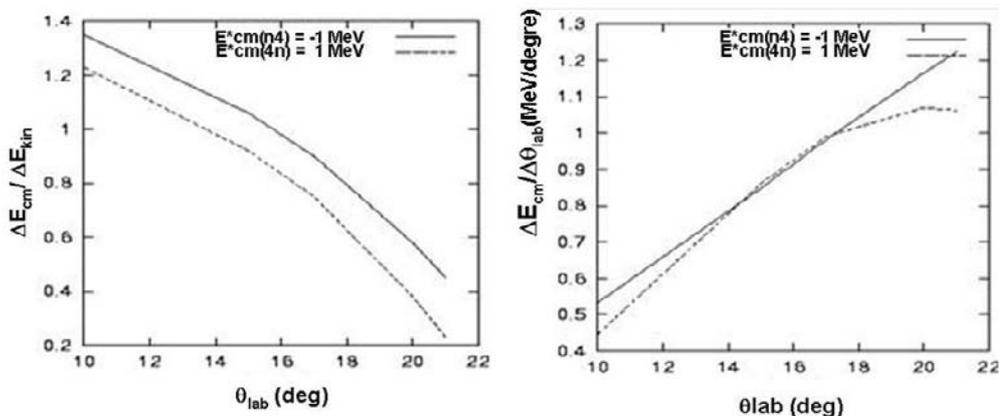


**Figure 2.2** : Cinématique  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n$  pour différentes énergies d'excitation du système de quatre neutrons dans le centre de masse.

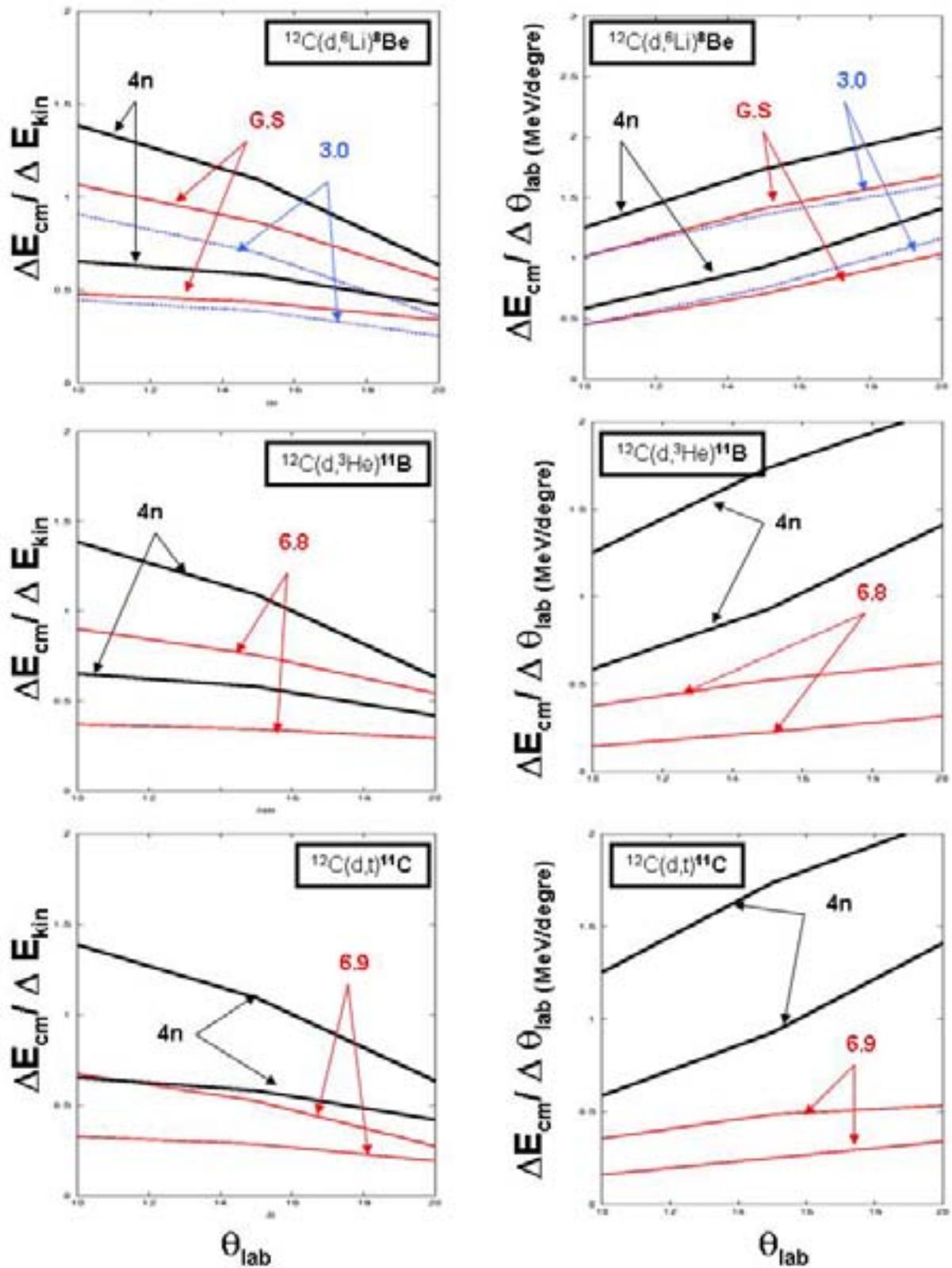


**Figure 2.3:** Relation entre les angles du  ${}^6\text{Li}$  et du  $4n$  pour l'excitation d'un Tetraneutron (lié de 1MeV) dans la réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n$ .

La **figure 2.4** présente l'effet d'une éventuelle erreur sur la mesure de l'énergie cinétique ou de l'angle d'émission du  ${}^6\text{Li}$  (pour la branche basse énergie\_ petits angles centre de masse) sur la détermination de  $E_{\text{cm}}(4n)$ . Cette sensibilité à la précision des mesures est comparée dans la **figure 2.5** à celle attendue pour trois autres réactions en cinématique inverse :  $(d, {}^6\text{Li})$ ,  $(d, {}^3\text{He})$  et  $(d, t)$  induites par un faisceau de  ${}^{12}\text{C}$  à 15.4 A.MeV qui vont nous servir à valider notre analyse. Dans ces figures, on considère aussi la branche « haute énergie » correspondant aux grands angles centre de masse. On peut remarquer que la cinématique de la réaction  $(d, {}^6\text{Li})$  est moins favorable que celle des réactions  $(d, t)$  et  $(d, {}^3\text{He})$  et demande une précision plus élevée tant sur les mesures d'énergie cinétique que sur les mesures de positionnement pour obtenir une même résolution finale.



**Figure 2.4 :** Sensibilité de la reconstruction du spectre en énergie d'excitation du  $4n$ , en fonction de l'énergie cinétique des  ${}^6\text{Li}$  et de leur angle dans le laboratoire.



**Figure 2.5 :** Comparaison des effets d'imprécision sur l'énergie cinétique et l'angle pour les réactions de calibration (traits pointillés et traits clairs) avec ceux attendus pour la réaction  $^8\text{He}(d,^6\text{Li})4n$ .

Une erreur de 0.5 degré sur l'angle de diffusion peut induire un décalage d'environ 500 keV sur  $E_{cm}$ . Il faudra donc veiller à obtenir la meilleure précision possible, événement par événement, sur la trajectoire de la particule incidente, la localisation du point d'interaction avec le noyau cible et le point d'impact de l'éjectile dans le détecteur.

Cependant, même dans le cas idéal où ces localisations seraient définies très précisément, une seconde cause d'incertitude sur la mesure de l'angle d'incidence est due au straggling angulaire des particules (incidente et éjectile) dans la cible, donné par la formule de Molière [Gro00] :

$$\theta_0 = (13.6/\beta c p) z \sqrt{(x/X_0)[1+0.038 \ln(x/X_0)]} \quad (16)$$

où  $p$ ,  $\beta c$  et  $z$  sont respectivement le moment, la vitesse et la charge de la particule incidente, et  $x/X_0$ , est l'épaisseur du milieu diffusant en longueur de radiation. Sachant que la longueur de radiation dans un milieu composé peut-être approximée ainsi :

$$1/X_0 = \sum \omega_j / X_j \quad (17)$$

$$\text{avec } X_0 = 716.4/Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z}) \quad (18)$$

et  $\omega_j$ , la proportion de l'élément de charge  $Z_j$ .

Dans le **tableau 2.1** sont reportés pour deux angles d'émission différents les stragglings en angle  $\theta_0$  pour des  ${}^6\text{Li}$  associés à un tetraneutron dans le cas d'une épaisseur de cible de  $1 \text{ mg.cm}^{-2}$ . L'effet sur la résolution en  $E_{cm}$  est à peu près constant en fonction de l'angle, l'augmentation de  $\theta_0$  aux petits angles étant compensé par la diminution de  $\Delta E_{cm}/\Delta\theta$ .

Angle (degrés)	Énergie (MeV)	$\Delta\theta = \theta_0$ (degrés)	$\Delta E_{cm}/\Delta\theta$ (MeV/deg)	$\Delta E_{cm}$ (MeV)
10	21	0.82	0.5	0.41
20	36	0.37	1.1	0.41

**Tableau 2.1:** Perte de résolution sur  $E_{cm}$  due au straggling angulaire dans une cible de  $1 \text{ mg.cm}^{-2}$ .

D'autre part, les incertitudes sur l'énergie cinétique, en dehors des résolutions des détecteurs, sont liées principalement aux pertes d'énergie des différentes particules dans la cible. On peut évidemment tenir compte de la perte d'énergie moyenne dans la cible, mais une perte de résolution persiste, due à l'incertitude sur la localisation exacte de l'interaction dans l'épaisseur de cible. Le choix de l'épaisseur de cible devra donc résulter d'un compromis entre statistique et résolution souhaitées.

## I.c. Simulations préalables : Le programme SEMILI

Ce programme de simulation d'une réaction directe  $1+2 \rightarrow 3+4$  utilisant en entrée les sections efficaces théoriques calculées par ailleurs (méthode DWBA) permet de prévoir les taux de comptage attendus avec un dispositif expérimental donné. Il a d'autre part le but de calculer les résolutions attendues pour le spectre en énergie d'excitation du noyau 4 en fonction des conditions de détection du noyau 3, à partir :

- a) Des formules de cinématique relativiste standard reportées dans le paragraphe précédent.
- b) Des résolutions en énergie et en position des différents détecteurs.

Ce programme, écrit initialement par J.Winfield [Win96] pour optimiser des expériences en cinématique inverse avec détection en coïncidence des particules 3 et 4, a été ensuite développé et complété par S.Pita ([Pit00] et [Pit01]), pour les études de réactions directes réalisées avec MUST. Nous avons donc repris ce programme de simulation, et l'avons développé à notre tour. Cette nouvelle version inclut notamment le calcul, événement par événement, du ralentissement des particules chargées dans la cible, (effectué par la sous-routine « RALEN »), et permet à présent de traiter le cas où le noyau étudié 4 est non lié, et décroît par émissions successives de particules légères.

Dans un premier temps, nous avons donc utilisé ce programme pour optimiser les conditions expérimentales pour la mise en évidence d'un éventuel Tetraneutron lié via la réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})^4n$ . Les positions géométriques finalement choisies pour nos différents détecteurs sont décrites dans le paragraphe III.b.4. (expérience de 2002) et dans le chapitre 4 au paragraphe I.a (expérience de 2004).

D'autre part, ce programme ne permettait pas initialement de traiter le cas où le noyau 3 (ici  ${}^6\text{Li}^*$ ) est formé dans un état excité non lié, émettant deux fragments 6 et 7 (ici alpha et deuton). Notre apport principal au programme SEMILI a été d'introduire cette option. Les résultats des calculs sont relatés dans le paragraphe III.b.4.

Le calcul du straggling angulaire des particules incidentes et des éjectiles dans la cible a également été introduit par nos soins (formule de MOLIERE), de façon à être plus réaliste quant à la précision attendue sur la mesure de l'angle, et donc sur la détermination finale de  $E_{\text{cm}}(4n)$ .

Une autre amélioration apportée au programme a été d'y inclure une évaluation plus réaliste de l'efficacité de notre système pour la détection de 1, 2, 3 ou 4 neutrons émis simultanément dans la désintégration d'un système multineutron. Ceci a été réalisé en adaptant dans un premier temps les sous-programmes du code d'efficacité neutron écrit par Cécil et al. [Cec79] à la détection simultanée de plusieurs neutrons dans un même détecteur (code EFITETRA). Ce traitement a ensuite été incorporé événement par événement dans SEMILI. Les résultats de ce calcul sont présentés dans le paragraphe III.c.

Nous présentons ci-dessous un organigramme simplifié du programme de simulation SEMILI dans sa version actuelle (**figure 2.6**):

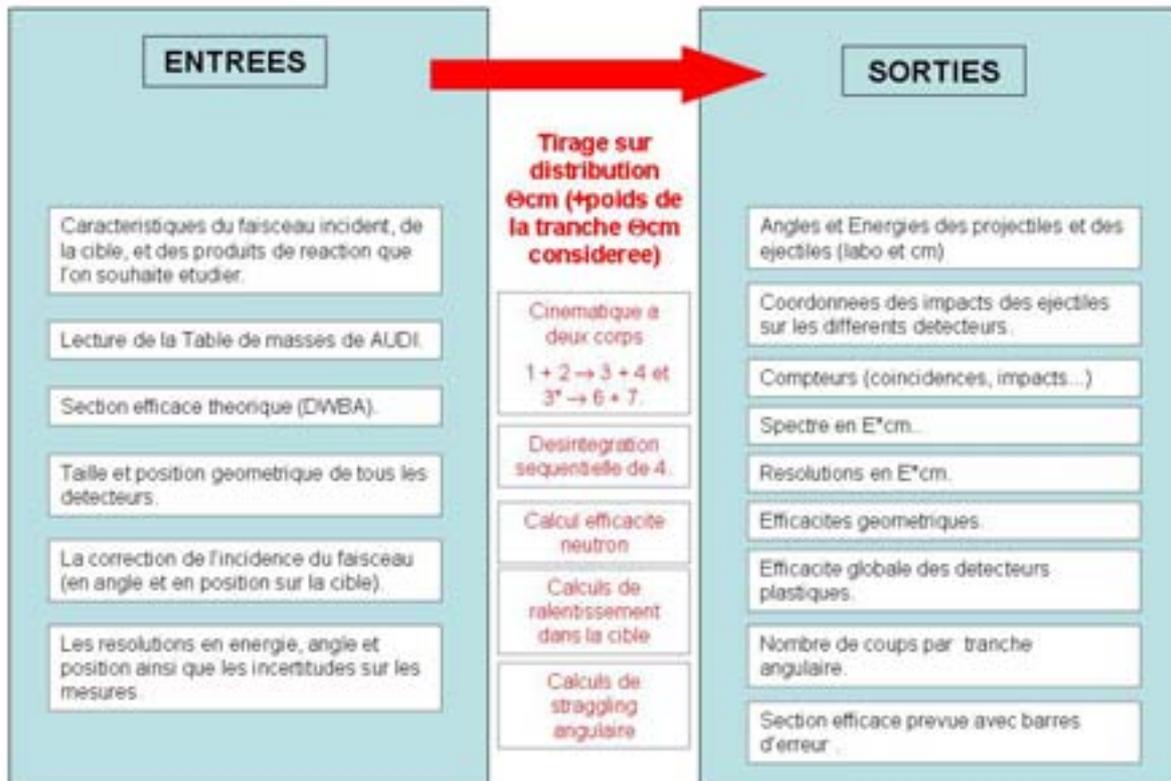


Figure 2.6 : Programme de simulation SEMILI.

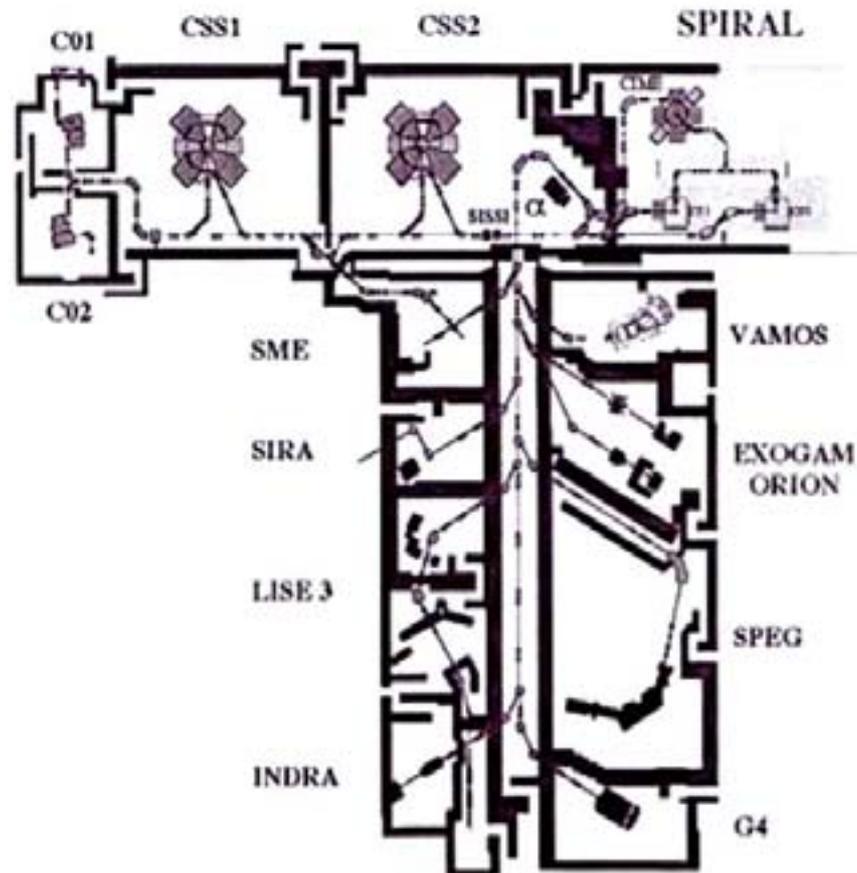
## II. PRODUCTION DU FAISCEAU

### II.a. Ensemble Ganil/SPIRAL

Les installations du GANIL (Caen, France) permettent d'accélérer des faisceaux d'ions lourds stables, du Carbone à l'Uranium, avec des intensités de  $6 \cdot 10^9$  à  $2 \cdot 10^{13}$  pps et des énergies allant de 24 à 96A.MeV. Le plan de cet accélérateur et des aires expérimentales qui lui sont associées est représenté sur la **figure 2.7**.

Les ions sont d'abord produits avec un faible état de charge (par exemple 3+ pour le  $^{13}\text{C}$ ) par une source ECR (Electron Cyclotron Resonance) : une onde électromagnétique ionise les atomes qui forment alors un plasma duquel les ions sont extraits et envoyés dans un cyclotron compact (C01 ou C02). Là, ces derniers sont préaccélérés jusqu'à quelques centaines de keV/A. Ils sont ensuite injectés dans un Cyclotron à Secteurs Séparés (CSS1) qui les accélère jusqu'à une énergie de quelques MeV/A. A ce stade, si l'on veut encore augmenter la vitesse de ces ions, il faut alors les réinjecter dans un second Cyclotron (CSS2), après avoir augmenté leur état de charge : une mince feuille de Carbone placée entre les deux cyclotrons permet donc d'éplucher les ions, en leur arrachant leurs électrons. Le couplage de ces deux cyclotrons permet d'atteindre des énergies finales de quelques dizaines de MeV/A pour des noyaux stables, avec une intensité pouvant aller jusqu'à plusieurs  $\mu\text{Ae}$ . Il s'agit à ce stade, d'un faisceau dit « primaire ».

L' $^8\text{He}$  appartient à la classe des noyaux radioactifs, à courte durée de vie (119ms). Il faut donc dans un premier temps le produire dans une réaction nucléaire induite par l'interaction d'un faisceau « primaire » stable, et d'une cible, puis, l'accélérer à l'énergie nécessaire à notre étude. Pour cela, il existe au GANIL, deux dispositifs distincts : SISSI (Source d'Ions Secondaires à Supraconducteurs Intense), basé sur la fragmentation en vol du faisceau primaire sur une cible mince, et SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne), basé sur la méthode ISOL (Isotopes Separation On Line), avec post-accélération des ions par le cyclotron CIME (Cyclotron de moyenne énergie) jusqu'à une énergie maximum théorique de  $265(Q/A)^2$  MeV, soit 16.5 A MeV pour des  $^8\text{He}$  doublement ionisés. C'est ce deuxième dispositif qui a été utilisé pour produire le faisceau d' $^8\text{He}$  nécessaire à notre expérience.



**Figure 2.7 :** Vue schématisée de l'ensemble GANIL-SPIRAL et des aires expérimentales associées.

A noter qu'il existe d'autres accélérateurs de faisceaux secondaires de type ISOL dans le monde, tels que CRC-UCL, Louvain-La-Neuve en Belgique, HRIBF-ORNL, ISAC-TRIUMF au Canada, REX-ISOLDE au CERN. Trois autres grands laboratoires sont eux aussi en mesure de fournir des faisceaux d' $^8\text{He}$ , fabriqués cette fois par la méthode de fragmentation : Riken (Japon), le JINR de Dubna (Russie) et Michigan State University (USA) à plus haute énergie.

## II.b. Faisceau secondaire d' $^8\text{He}$

Dans notre cas, nous avons utilisé un faisceau primaire de  $^{13}\text{C}$  de 75MeV/A. L'intensité de ce faisceau de  $^{13}\text{C}$  a été progressivement augmentée au cours de l'expérience, passant ainsi d'une puissance dissipée dans la cible de 400W à la limite supérieure de 1,4kW. Cela correspond à  $9.10^{12}$ pps de  $^{13}\text{C}$  arrivant sur l'ensemble cible-source (ECS) de SPIRAL. Pour extraire les produits des réactions nucléaires contenus dans la cible, cette dernière a été chauffée à  $\sim 2300\text{K}$  afin que les gaz rares et autres atomes gazeux (en particulier l'He, N, O, Ne, F, Ar, Kr) peu réactifs avec le milieu en diffusent et en sortent. Puis, ces atomes ont été transmis via un tube à une source ECR (Electron Cyclotron Resonance) à aimant permanent ECRIS, où ils ont été ionisés. Après extraction, le faisceau radioactif (encore de basse énergie) a été sélectionné par un séparateur de faible résolution ( $\Delta m/m \sim 4.10^{-3}$ ). Le faisceau ainsi obtenu a ensuite été accéléré par le cyclotron CIME, jusqu'à une énergie de 15.8 A.MeV (énergie qui a dû être réduite à 15.4 A.MeV lors de la deuxième expérience pour éviter l'apparition de « claquages » au niveau de l'extraction). Le faisceau à la sortie de CIME a une émittance faible (pas plus de  $10\pi$  mm mrad). L' $^8\text{He}$  ainsi produit est ensuite envoyé vers les aires expérimentales (SPEG pour notre expérience). Lors de nos deux expériences qui ont duré entre 5 et 10 jours, nous avons disposé d'un faisceau secondaire d' $^8\text{He}$  d'une intensité de  $\sim 15000$ pps en moyenne en Novembre 2002 et  $\sim 25000$ pps en Septembre 2004. Comme nous le verrons plus loin, la pureté du faisceau a également été vérifiée au cours des deux expériences : aucun contaminant n'a été observé. Nous concluons donc à une pureté de 100% pour nos faisceaux d' $^8\text{He}$ .

## II.c. Faisceaux de $^{12}\text{C}^{3+}$ et $^{16}\text{O}^{4+}$

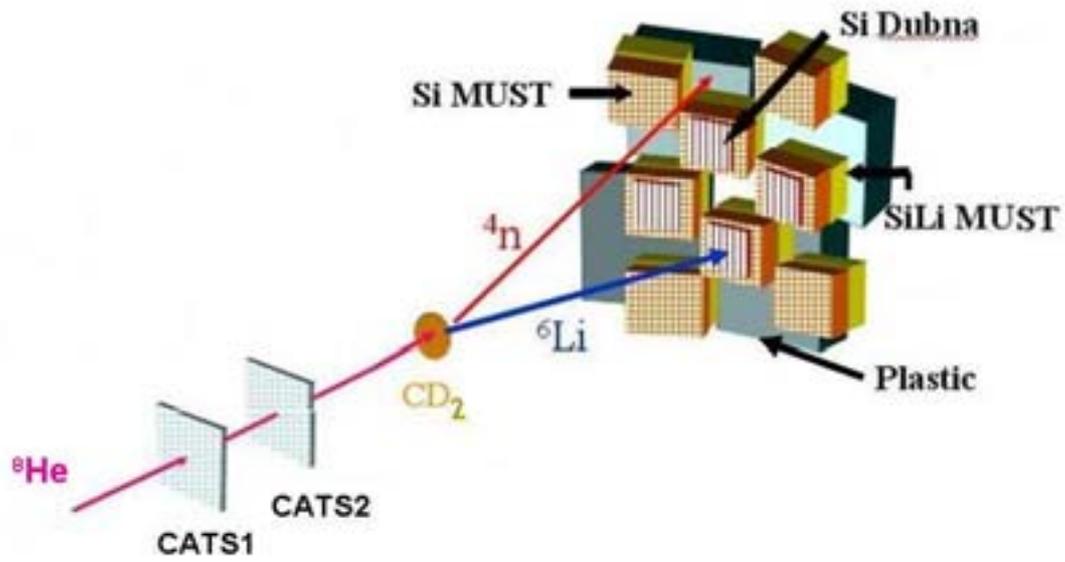
Avant l'expérience proprement dite, les réglages électroniques et les étalonnages ont été réalisés avec un faisceau de  $^{12}\text{C}^{3+}$  produit directement dans la source ECR et accéléré par CIME, avec la même rigidité magnétique que l' $^8\text{He}^{2+}$ , ou encore que l' $^{16}\text{O}^{4+}$ . Dans l'expérience de 2004, nous avons pu bénéficier d'un faisceau mixte de  $^{12}\text{C}^{3+}$  et de  $^{16}\text{O}^{4+}$ , comme nous le verrons au chapitre 4.

## III. L'ENSEMBLE DE DETECTION

Le faisceau d'Hélium 8 est donc conduit jusqu'à la salle expérimentale de SPEG où se trouve une chambre à réaction, dans laquelle le système de détection et la cible sont disposés sous vide durant l'expérience. Les  $^8\text{He}$  n'ayant pas subi d'interaction sont déviés par le spectromètre SPEG et arrêtés par un plastique situé dans le plan focal. Ceci nous permettra de faire un comptage du faisceau, indépendamment des détecteurs de faisceau.

Un schéma de l'ensemble du dispositif expérimental est présenté sur la **figure 2.8**, et une photo de ce même dispositif est visible sur la **figure 2.9**.

Nous présenterons dans le chapitre 4 les modifications apportées à ce dispositif lors de l'expérience de 2004.



**Figure 2.8** : Schéma du dispositif expérimental.



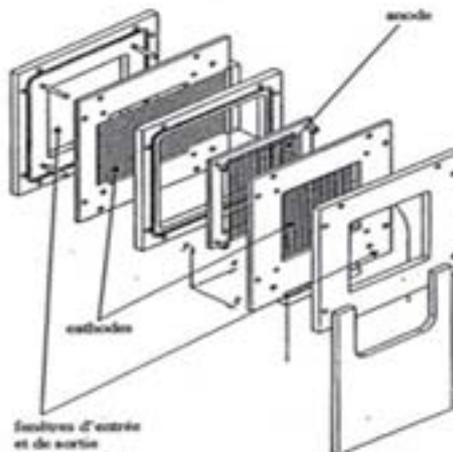
**Figure 2.9** : Photographie du dispositif expérimental.

### III.a. Détecteurs de faisceau : CATS

La qualité d'une distribution angulaire, ainsi que celle de la mesure de l'énergie d'excitation  $E^*$  du noyau étudié, est directement liée à la précision de la mesure de l'angle de la réaction. Or, la taille moyenne du faisceau étant de l'ordre du centimètre sur la cible, cela représente des dispersions en angle et en position importantes, qui doivent être prises en compte pour avoir une bonne mesure de l'angle. C'est pourquoi nous avons décidé d'utiliser des détecteurs de faisceau sur le trajet du faisceau secondaire incident, de façon à mesurer événement par événement, la trajectoire des particules incidentes, et le temps de passage des particules.

Les trajectoires des particules incidentes d' $^8\text{He}$  sont donc mesurées par deux détecteurs multi-fils CATS (Chambres à trajectoire de Saclay). Nous reconstruisons ainsi avec une bonne précision l'angle d'incidence et les coordonnées du point d'impact de l' $^8\text{He}$  sur la cible pour chaque événement, de façon à en tenir compte lors de la détermination de l'angle de diffusion des éjectiles chargés.

Il s'agit de chambres proportionnelles multi-fils fonctionnant à basse pression, développées et fabriquées par le CEA-Saclay [Ott98] [Ott99]. La surface active du compteur proportionnel est de  $70 \times 70 \text{ mm}^2$ . Un plan de 71 fils de diamètre  $10 \mu\text{m}$ , espacés par un pas de  $1 \text{ mm}$  et reliés électriquement entre eux forment l'anode. Ce plan de fils multiplicateurs est lui-même disposé entre deux électrodes de mylar de  $1.5 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Chaque électrode possède 28 bandes conductrices, de  $2000 \text{ \AA}$  d'épaisseur, déposées par évaporation. Le pas des bandes est de  $2.54 \text{ mm}$ , avec une distance interbande de  $0.2 \text{ mm}$ . Elles sont disposées orthogonalement aux fils d'anode sur la première électrode et permettent de reconstruire la direction verticale, et parallèlement aux fils sur la seconde ce qui nous donnera la direction horizontale. Chaque cathode est distante du plan de fils multiplicateurs de  $3.2 \text{ mm}$ . A noter que les fils de l'anode sont en tungstène doré rhénié, et que les bandes des cathodes sont en Aluminium doré. Les fenêtres délimitant la zone de circulation du gaz sont elles en mylar métallisé de  $1.5 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Dans le compteur, circule du gaz isobutane ( $\text{iso}-(\text{C}_4\text{H}_{10})$ ) à une pression comprise entre 6 et 12 Torr. Sur l'anode, on applique une tension positive comprise entre 650 et 870 V. Chaque bande de chaque cathode est mise au potentiel de la masse au travers du préamplificateur de charge qui lui est associé. En effet, chacune d'entre elles a sa propre chaîne d'électronique associée, alors que les fils anodiques sont eux reliés entre eux de façon à ne donner qu'un signal commun. Le schéma d'un détecteur est représenté sur la **figure 2.10**.



**Figure 2.10** : Schéma d'un détecteur CATS.

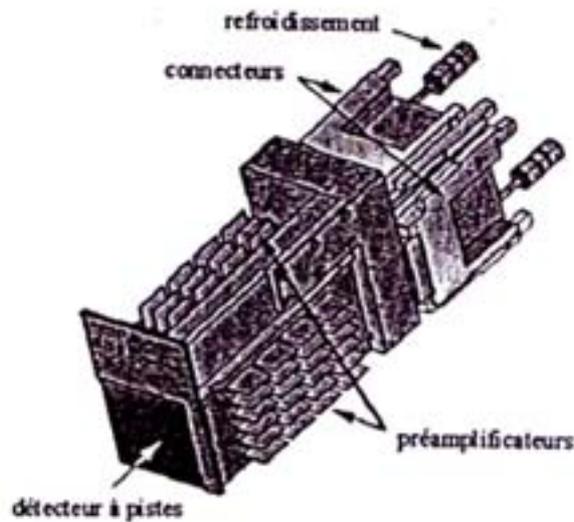
Quand une particule traverse le gaz d'un détecteur CATS, elle perd de l'énergie (environ 3 keV pour un  $^8\text{He}$  de 125 MeV) et produit sur son passage des paires électron-ion. A partir de là, deux processus se mettent alors en place. D'une part, les électrons accélèrent du fait du champ électrique important et de la faible pression du gaz contenu dans un détecteur CATS. Une fois leur énergie suffisante, ils ionisent le gaz à leur tour (multiplication en avalanche). Ce phénomène induit alors un signal rapide sur l'anode, qui servira de référence temporelle pour la mesure des temps de vol des particules chargées détectées dans les télescopes MUST. D'autre part, lorsque les électrons arrivent près de l'anode, le champ qu'ils subissent alors est beaucoup plus élevé, ce qui donne lieu à une seconde avalanche. Les ions produits lors de cette nouvelle multiplication dérivent jusqu'aux cathodes, où ils induisent un signal sur plusieurs de leur bandes. Pour obtenir le point de passage de la particule initiale ionisante, on utilise un calcul du barycentre des charges induites sur ces pistes. Etant donnée l'orientation orthogonale de deux cathodes d'un même CATS, on récupère ainsi une localisation bidimensionnelle du point d'impact de la particule incidente, et ce avec une résolution spatiale inférieure au pas des bandes. Le temps de passage dans le détecteur est donné par le signal d'anode, servant de référence pour les mesures de temps de vol des éjectiles.

La première chambre CATS (que l'on appellera ensuite CATS 1) est montée sur la ligne de faisceau, juste avant la chambre à réaction, à 1470 mm en amont de la cible. Elle est fixée sur un propulseur qui permet de la laisser ou non dans la ligne de faisceau. Le second CATS est placé à 380mm en avant de la cible, sur une couronne tournante de la chambre à réaction (ce qui permettra également de le sortir de la ligne de faisceau).

### **III.b. Détection des particules chargées : Télescopes MUST**

Ce détecteur a été conçu pour la détection de particules légères chargées issues de réactions nucléaires directes induites par des faisceaux secondaires en cinématique inverse [Blu99]. Il existe en fait huit de ces télescopes composés chacun de deux ou trois étages de détecteurs. Cette modularité permet d'adapter avec souplesse la géométrie du dispositif global de détection. Le premier étage d'un MUST est un détecteur silicium à pistes double face (X-Y), d'une épaisseur de 300  $\mu\text{m}$ , couvrant une surface active de  $60 \times 60 \text{ mm}^2$ . Il permet de mesurer l'énergie déposée, la position X-Y et l'instant de passage de la particule dans le détecteur. Le deuxième étage est un détecteur silicium dopé au lithium, d'une épaisseur d'environ 3 mm. Il permet de déterminer l'énergie de la particule qui le traverse (ou s'y arrête) et couvre une surface légèrement plus petite que le premier :  $58 \times 58 \text{ mm}^2$ . On peut également adjoindre en troisième position un cristal d'iodure de césium de 3cm d'épaisseur, mais celui-ci n'ayant pas été utilisé dans notre expérience, il ne sera pas décrit dans la suite de ce manuscrit.

La **figure 2.11** représente un module MUST complet avec son électronique associée et le circuit de refroidissement.



**Figure 2.11** : Schéma d'un détecteur MUST.

### **III.b.1. Détecteurs silicium à pistes**

Ce premier étage des détecteurs MUST est une plaquette de silicium de type n dont chaque face est divisée en 60 pistes de 1 mm de largeur. Les pistes des deux faces sont orientées perpendiculairement, et ce, afin de permettre la détermination de la position en X et en Y du point d'impact de la particule sur le détecteur. Chaque piste fonctionne comme une jonction  $p^+n$ . Un détecteur a donc 60 cathodes qui recueillent les signaux sur la face d'entrée (X, coté « jonction »), alors que 60 anodes recueillent ceux sur la face de sortie (Y, coté « ohmique »), ce qui représente 120 voies d'électronique à traiter. Chaque détecteur est fixé sur une structure rigide qui supporte également deux circuits imprimés, appelés « cartes mères ». Chaque carte possède 60 préamplificateurs associés aux pistes de l'une des faces du détecteur. Les préamplificateurs associés aux pistes de la face jonction sont choisis de manière à optimiser les mesures de temps. Le choix de ceux associés aux pistes de la face ohmique permet par contre d'améliorer le rapport signal /bruit, et donc les mesures d'énergie. Il est en fait possible de mesurer l'énergie sur les deux faces, mais la mesure la plus fiable et précise sera celle récupérée sur la face ohmique.

Cette double mesure s'est révélée extrêmement utile lors de l'analyse de notre expérience, car la comparaison des énergies  $E_x$  et  $E_y$  permet non seulement de vérifier la qualité des étalonnages et de leurs extrapolations à haute énergie, mais aussi et surtout, de déterminer sans ambiguïté les couples de coordonnées d'impacts  $\{X_1, Y_1\}$  et  $\{X_2, Y_2\}$  d'un événement double dans un même détecteur.

Ces détecteurs ont été fabriqués par la société CANBERRA.

### **III.b.2. Les détecteurs SiLi**

Ceux-ci ont été fabriqués par le groupe Détecteurs de l'IPN d'Orsay. Ils sont constitués de silicium de type p dans lequel on fait diffuser du lithium. Une tension de polarisation de 400V assure la collection des charges. Leur surface active est de  $58 \times 58 \text{ mm}^2$  et leur épaisseur utile pour la détection est de 3mm. Leur surface est donc légèrement inférieure à celle des

détecteurs à pistes auxquels ils ont été couplés mécaniquement. Les pistes situées aux extrémités ne sont donc pas « couvertes » par les détecteurs Si(Li), ce qui doit être pris en compte dans l'analyse.

Ces détecteurs Si(Li) sont équipés chacun d'un préamplificateur de charge semblable à celui des pistes Y des détecteurs à pistes, mais possédant un gain plus faible pour s'adapter à la capacité plus importante de ces détecteurs.

Un système de circulation d'alcool permet de maintenir chaque module MUST, c'est-à-dire l'ensemble {détecteurs + préamplificateurs}, à une température proche de 0 degrés, afin d'optimiser les performances des détecteurs. Ceci est notamment très important pour la qualité de la résolution en énergie des détecteurs Si(Li), qui se dégrade très vite avec la température. On contrôle cette température en ligne grâce à deux capteurs placés au niveau des cartes mères.

### ***III.b.3. Détecteurs Silicium « Dubna »***

Il s'agit de quatre détecteurs Silicium à pistes, très minces (de 63 à 70 $\mu$ m d'épaisseur) de dimensions 60 $\times$ 70mm<sup>2</sup>, et de zone active 50 $\times$ 50mm<sup>2</sup>. Ils permettent la mesure de l'énergie déposée et de la position Y de l'impact de la particule grâce à 16 pistes de 3,14 mm. La résolution en énergie alpha est de 50 keV max FWHM.

Nous les appellerons « détecteurs Dubna » en raison de leur provenance : Ils sont prêtés par le *Joint Institute on Nuclear Research* de Dubna (Russie) pour trois d'entre eux, et fabriqués par la société *Micron Semiconductor*. L'électronique de traitement des signaux issus des « Dubna » est classique et sera donc évoquée en même temps que celle de l'ensemble des détecteurs.

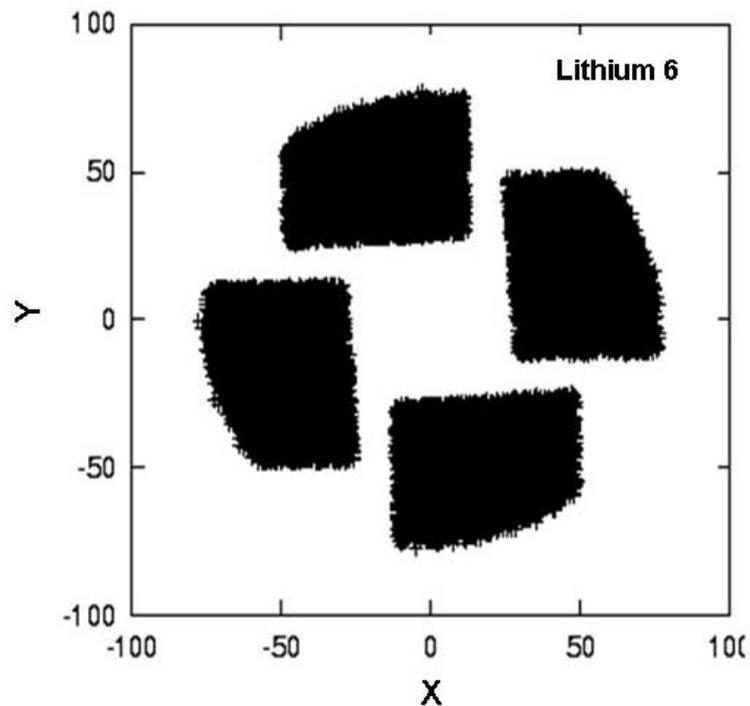
### ***III.b.4. Disposition géométrique des détecteurs***

Les huit modules MUST qui vont nous servir à détecter les particules chargées produites lors de cette expérience, sont disposés au-delà de la cible, à 0°, à environ 20 cm de celle-ci, selon deux couronnes concentriques centrées autour de l'axe du faisceau (cf. **figure 2.8**). Ils sont tous positionnés en « visée », ce qui signifie que leurs faces d'entrée sont tangentes à une sphère imaginaire, centrée sur la cible. Etant donné qu'une identification {Energie-Temps de vol} ne serait pas assez précise à cette distance de la cible pour discriminer proprement les <sup>6</sup>Li d'intérêt des autres Lithium plus lourds, et ne nous aurait pas permis de les séparer des <sup>6</sup>He, nous avons opté pour un dispositif dédié à une identification des particules en { $\Delta E$ -E}.

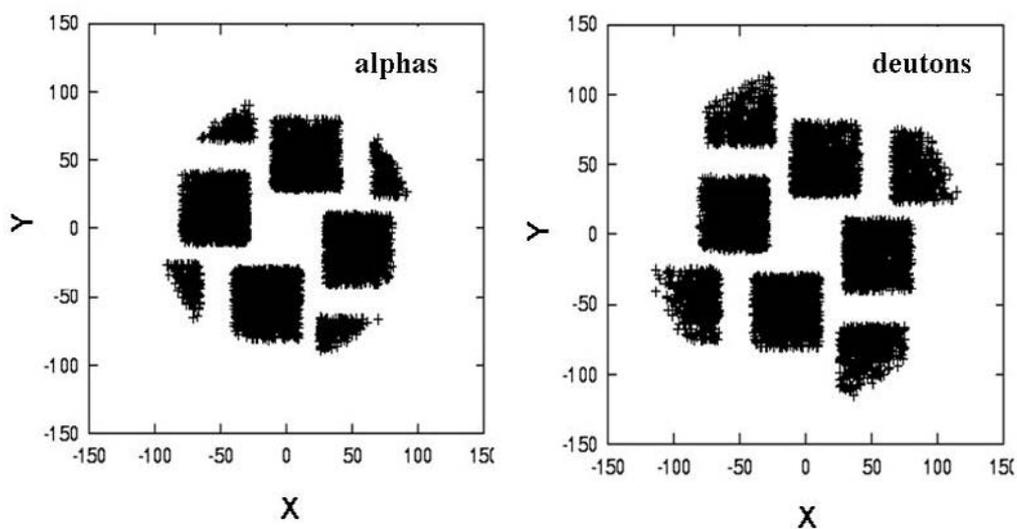
La couronne interne couvrant un domaine angulaire compris entre 5° et 25° lab, permet de détecter au mieux les <sup>6</sup>Li de la réaction de transfert étudiée. Les quatre détecteurs de la couronne interne sont donc précédés de quatre détecteurs Silicium minces qui serviront à faire une mesure de perte d'énergie { $\Delta E$ } pour identifier les particules qui s'arrêteront ensuite dans le premier étage de MUST {E}. Ces détecteurs  $\Delta E$  sont disposés à 4cm en avant des télescopes MUST, de manière à avoir la même couverture angulaire que ces derniers, et ce malgré la différence de surface active (50mm $\times$ 50mm comparée à 60mm $\times$ 60mm).

La **figure 2.12.a** montre la projection sur le plan XY des points d'impact du <sup>6</sup>Li dans les détecteurs MUST.

Les télescopes de la couronne externe mesurent en particulier les alphas et les deutons issus de la décroissance de l'état  $3^+$  du  ${}^6\text{Li}$ . Les résultats de la simulation de cette expérience dans le cas d'un transfert d'alpha, indiquent que 21% des ces particules doivent interagir avec ces détecteurs dans le cas d'un  ${}^4\text{n}$  lié (voir **figure 2.12.b**). Ce taux augmentera avec l'énergie d'excitation du système.



**Figure 2.12.a :** Simulation des impacts des lithium 6 sur les télescopes.



**Figure 2.12.b :** Simulation des impacts alphas et deutons sur les télescopes.

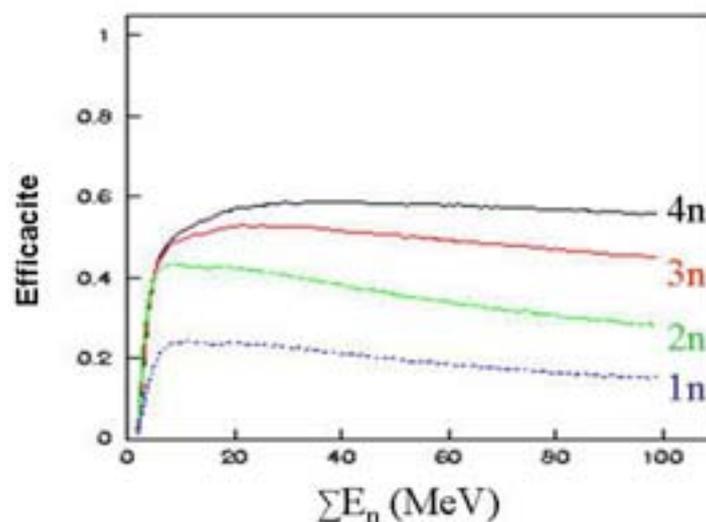
L'information « énergie cinétique » concernant le  ${}^6\text{Li}$  est donc extraite des mesures de perte d'énergie faites dans les différents détecteurs lors de l'identification de la particule. L'information « position » est elle extraite des coordonnées d'impact sur MUST, de la particule identifiée. Ces coordonnées d'impact étant relatives à chaque MUST, il est nécessaire de connaître les coordonnées absolues de chaque module dans l'espace, de façon à pouvoir calculer la position absolue de l'impact, et donc l'angle de diffusion du  ${}^6\text{Li}$ , ceci sera abordé plus loin, dans le chapitre 3.

### III.c. Détection des neutrons : Détecteurs PLASTIQUES

Nous avons également utilisé quatre plastiques scintillants de type BC400, afin de mesurer les neutrons émis lors de l'expérience. Chacun de ces plastiques a une surface de  $16\text{cm}\times 16\text{cm}$  et une épaisseur de 9cm. On y détecte la lumière résultant de l'interaction d'un neutron avec un atome d'hydrogène ou un atome de Carbone du plastique. Un guide de lumière est raccordé par collage optique à chaque plastique, et conduit la lumière vers un photomultiplicateur. Le signal d'anode de chaque PM est traité par deux voies d'électronique. La première, analogique, nous donne la mesure en énergie par intégration du signal. La seconde nous fournit un signal (issu d'un discriminateur à fraction constante) qui sera utilisé pour les mesures de temps de vol. L'électronique de codage sera présentée plus loin, avec l'ensemble des détecteurs.

Les quatre détecteurs plastiques sont placés en croix derrière les quatre MUST de la couronne interne. L'intérêt de ces éléments supplémentaires, est de détecter tout ou une partie des quatre neutrons émis en coïncidence avec le  ${}^6\text{Li}$ . L'efficacité intrinsèque de détection pour un, deux, trois ou quatre neutrons émis, est calculée en fonction de la somme des énergies cinétiques des neutrons émis par le programme « EFITETRA » et présentée sur la **figure 2.13**.

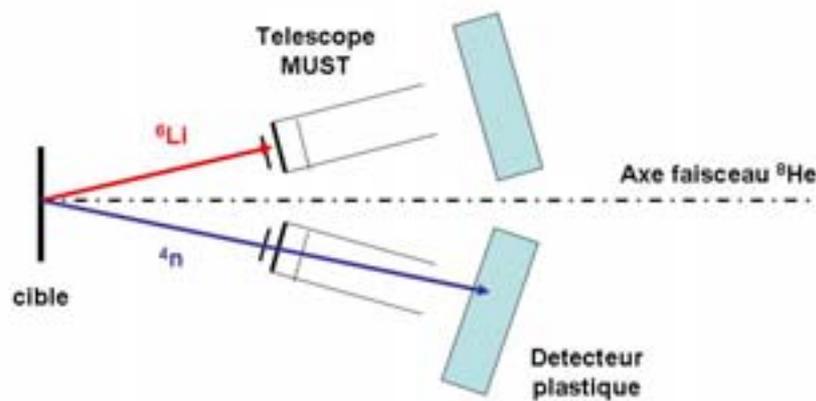
Dans le cas précis de la réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})$ , l'efficacité de détection en fonction de l'énergie totale  $E_{\text{cm}}$  du système de quatre neutrons est évaluée par le code SEMILI (résultat présenté dans le chapitre suivant).



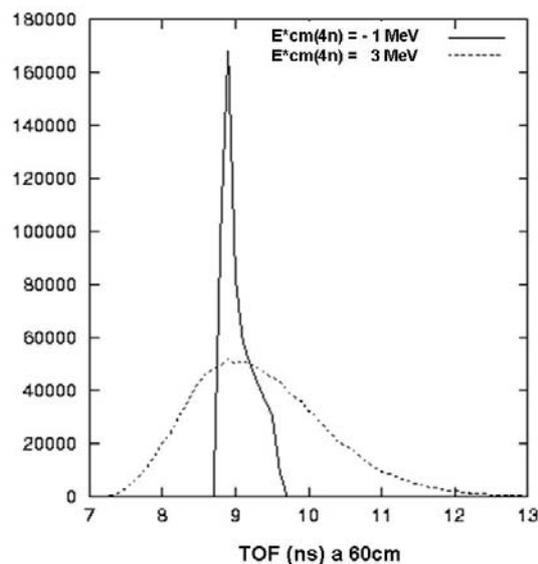
**Figure 2.13:** Efficacité intrinsèque de détection de 1,2,3 ou 4 neutrons.

Ces plastiques sont positionnés à 60 cm « en visée » de la cible, à l'avant, entre le dispositif de détection des particules chargées et le mur de la chambre SPEG. Ils sont, comme les télescopes MUST, disposés « en couronne », autour de l'axe théorique du faisceau, et ce de façon diamétralement opposée à ces derniers. Les neutrons peuvent sans difficulté traverser les détecteurs MUST sans interagir (**figure 2.14**). Le choix d'une épaisseur de 9cm de plastique résulte à la fois d'une contrainte due à la place disponible à l'arrière des télescopes MUST, et d'un compromis entre efficacité et discrimination par temps de vol des particules incidentes. En effet l'imprécision sur le temps de vol obtenu dans cette épaisseur de plastique à 60cm de la cible est suffisamment faible pour nous permettre une identification propre d'un éventuel  $^4n$  lié.

La **figure 2.15** nous indique la distribution de temps de vol attendue pour un tetraneutron lié d'1 MeV et pour un tetraneutron résonant de 3 MeV à 60 cm du lieu de la réaction, pour des  $^6Li$  d'énergie cinétique inférieure à 40 MeV, correspondant aux petits angles centre de masse.



**Figure 2.14** : *dispositif en visée.*



**Figure 2.15** : *Temps de vol entre la cible et la face d'entrée d'un plastique pour un tetraneutron lié de 1MeV et pour un système de quatre neutrons résonant(3MeV).*

### III.d. Mesures précises de positionnement des différents détecteurs

Comme précédemment expliqué dans le paragraphe I.b du chapitre 2, la précision sur la reconstruction de l'angle de diffusion de la particule de  ${}^6\text{Li}$  a une importance cruciale sur la résolution finale de notre spectre en énergie d'excitation du système de 4 neutrons. Chaque étape de cette reconstruction doit donc être accomplie avec le plus grand soin. Il nous faut tout d'abord exprimer les positions  $X_{\text{cats1}}$ ,  $Y_{\text{cats1}}$ ,  $X_{\text{cats2}}$  et  $Y_{\text{cats2}}$  dans le système du laboratoire. La position absolue des détecteurs de faisceau CATS a donc été relevée par un géomètre, en visant des points précis de ces éléments. La précision d'une telle mesure est donnée par le géomètre comme étant de  $\pm 0.1\text{mm}$  en X et en Y, et de  $\pm 1\text{mm}$  en Z. Ceci nous permet par la suite de remonter aux coordonnées absolues de l'impact de la particule incidente du faisceau sur la cible.

De la même façon que pour les détecteurs de faisceau CATS, les coordonnées des positions des télescopes MUST-Dubna dans la chambre SPEG ont été relevées lors d'une procédure de visée de ces éléments par notre géomètre. Ces mesures ont ensuite été complétées par une mesure en positionnement supplémentaire des télescopes MUST, obtenue à l'aide d'un bras mécanique ultra-précis (mesures à  $0.01\text{mm}$  près) loué par le géomètre à la fin de l'expérience.

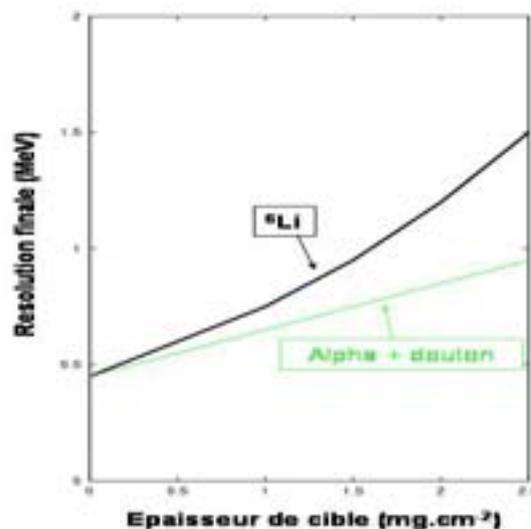
Tout comme pour les autres détecteurs du dispositif, la position de plusieurs points de ces plastiques a été relevée par le géomètre, et ce à  $\pm 1\text{mm}$  près dans toutes les directions. Ceci nous sera surtout utile pour simuler proprement l'efficacité de notre dispositif de détection des neutrons.

## IV. NATURE ET EPAISSEUR DES CIBLES

Pour l'étude de la réaction  $d({}^8\text{He}, {}^6\text{Li})4n$ , nous avons utilisé des cibles de polymère deutéré  $(\text{CD}_2)_n$  fabriquées par le service des cibles de l'IPN d'Orsay. Nous avons optimisé leur épaisseur avec attention. En effet, l'épaisseur de la cible a trois effets importants sur les particules incidentes et sur les éjectiles : l'élargissement en énergie, le straggling angulaire, et la perte d'énergie. Plus la particule incidente arrive sur la cible avec une énergie faible et plus la cible est épaisse, plus ces trois effets prennent de l'importance. En effet, il est important pour le bon déroulement de notre expérience que les particules d'intérêt produites lors de l'impact du faisceau aient suffisamment d'énergie pour sortir de la cible et parvenir jusqu'à notre dispositif de détection. Toutefois, le fait d'augmenter l'épaisseur de la cible permet aussi d'augmenter la probabilité d'interaction des particules qui composent cette dernière avec les particules du faisceau. Le choix de l'épaisseur de la cible utilisée consiste donc en un judicieux compromis entre ces deux aspects. Pour nous aider à savoir jusqu'à quel point nous pouvions choisir une cible épaisse (et ainsi augmenter notre taux de comptage) et ce sans trop élargir les caractéristiques de notre particule d'intérêt et sans la condamner à rester piégée dans la cible, nous nous sommes appuyés sur les résultats de notre programme de simulation. La **figure 2.16** représente la résolution finale obtenue en fonction du choix de l'épaisseur de cible, et ce dans deux cas différents : détection des  ${}^6\text{Li}$  (ou bien des éjectiles  $\alpha+d$  dans le cas de la production du  ${}^6\text{Li}$  dans son état excité à  $2.186\text{ MeV}$ ).

Dans le cas où l'on ne peut pas reconstruire la trajectoire de l' $^8\text{He}$  incident, la simulation prévoit une dégradation importante de la résolution : environ 1.5 MeV pour une image des impacts du faisceau sur la cible d'à peu près 1cm de diamètre.

S'appuyant sur ces résultats, nous avons choisi d'effectuer nos mesures avec une cible de  $\text{CD}_2$  de  $1.1 \text{ mg/cm}^2$ , de façon à obtenir une résolution en  $E_{\text{cm}}$  inférieure à 1 MeV pour notre système de 4 neutrons (quelques runs ont été aussi faits avec une cible de  $1.5 \text{ mg/cm}^2$ ). La mesure du bruit de fond a également nécessité l'utilisation d'une cible de graphite (de façon à extraire la contribution des réactions sur les noyaux de Carbone de la cible de  $\text{CD}_2$ ) et celle d'un cadre de cible vide (afin de tenir compte des interactions avec les différents éléments se trouvant sur le parcours du faisceau). L'épaisseur de la cible de Carbone utilisée était de  $0.5 \text{ mg/cm}^2$ .



**Figure 2.16** : Résolution finale en  $E_{\text{cm}}$  en fonction de l'épaisseur de la cible de  $\text{CD}_2$ .

Les épaisseurs de ces cibles ont été déterminées avant l'expérience par le service de l'IPN, en mesurant la perte d'énergie des particules  $\alpha$  d'une source de  $^{241}\text{Am}$  dans le matériau en question. Toutefois, des doutes ayant été soulevés au cours de l'analyse, nous avons de nouveau mesuré ces cibles au printemps 2004, à l'aide d'une autre méthode : l'étude de la diffusion d'un faisceau de protons sur nos différentes cibles, auprès de l'accélérateur du TANDEM d'Orsay.

Les sections efficaces différentielles  $d\sigma/d\Omega(\theta)$  de diffusion élastique  $\{p+d\}$  et  $\{p+^{12}\text{C}\}$  sont en effet connues avec une précision meilleure que  $\sim 5\%$  à une énergie incidente de 22 MeV sur une large plage angulaire [Alt][Wat69]. Nous avons donc mesuré la diffusion élastique à 20°lab d'un faisceau de proton sur chacune de nos cibles, à l'aide d'un télescope de détecteurs silicium couvrant un angle solide de  $\Delta\Omega = 6.2 \times 10^{-4} \text{ sr}$ , et ce pour plusieurs positions d'impact. Nous avons alors pu constater sur les différentes cibles mesurées une inhomogénéité de l'ordre de 15%. L'épaisseur moyenne de la cible de  $\text{CD}_2$  utilisée lors de l'expérience de 2002, donnée par cette mesure est de  $0.98 \pm 0.15 \text{ mg/cm}^2$ , consistante avec les résultats obtenus avec la sonde ( $1.1 \text{ mg/cm}^2$ ).

Cette expérience nous a d'autre part permis de vérifier que la cible de  $\text{CD}_2$  était pratiquement pure sur le plan isotopique, ne comportant que des traces d'hydrogène, comme le montre le spectre de la **figure 2.17**.

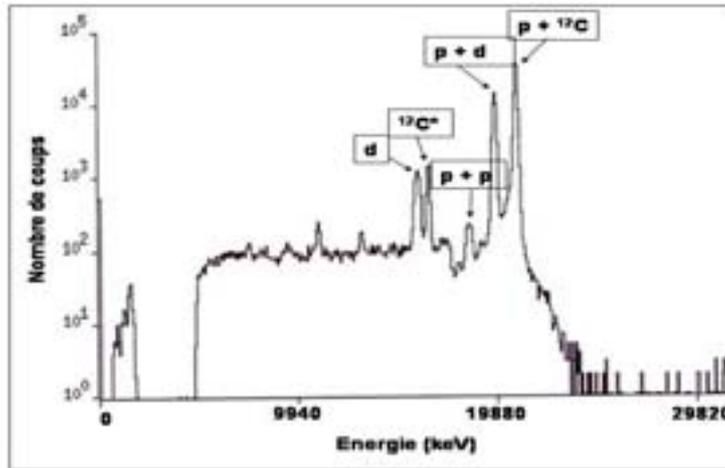


Figure 2.17 : Diffusion élastique du faisceau de proton du Tandem sur la cible de  $CD_2$ .

## V. ELECTRONIQUE ET LOGIQUE D'ACQUISITION

### V.a. Electronique

Les schémas des différents montages électroniques réalisés pour la prise de mesures de cette expérience sont identiques (pour une grande partie du dispositif) à ceux utilisés lors de précédentes expériences, notamment pour les détecteurs CATS et les télescopes MUST [Bec04][Del03].

Sont toutefois reportés ci-après sur les **figures 2.18** et **2.19** les schémas des montages PLASTIQUES et DUBNA, propres à cette expérience.

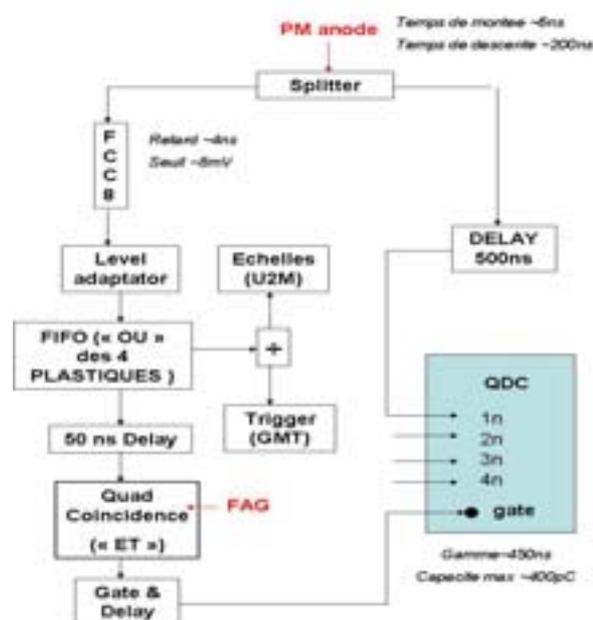
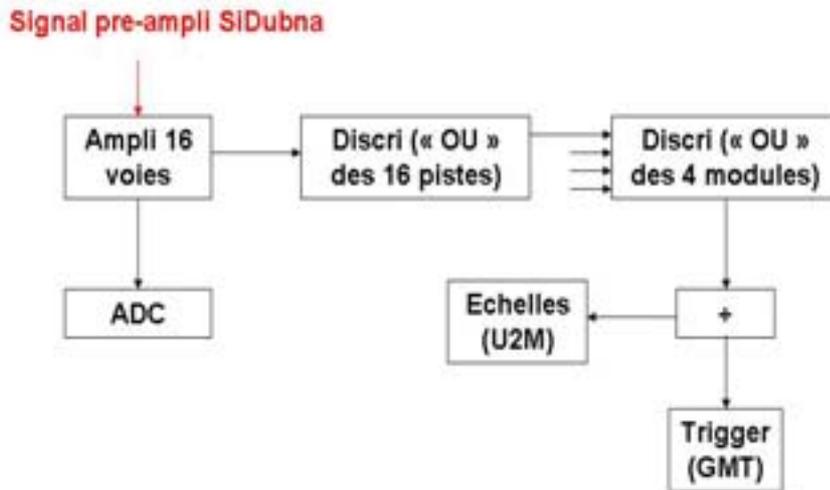


Figure 2.18 : Schéma de l'électronique associée aux détecteurs plastiques.



**Figure 2.19** : Schéma de l'électronique associée aux détecteurs Silicium « Dubna ».

## V.b. Logique de décision

La pièce centrale de tout le montage électronique est en fait le module de déclenchement GMT, qui va gérer l'acceptation et le rejet des événements. Il reçoit en façade avant, le signal logique de chaque détecteur, ce qui lui indique si le détecteur en question est oui ou non touché. Il est possible de programmer ces entrées comme « déclencheuses » ou « non déclencheuses ». Si l'un des détecteurs connectés à une entrée déclencheuse est touché, une fenêtre d'Analyse Rapide (Fast Gate Analysis) est alors ouverte dans le module GMT. Pendant le temps que dure cette fenêtre, le GMT mémorise la configuration des entrées touchées (déclencheuses ou non), et la compare à un registre pré-programmé par nos soins, qui indique les configurations que l'on souhaite retenir. Si l'événement est accepté, le module GMT génère un signal, dit d' « Acceptation Rapide ».

Nous avons choisi comme entrées déclencheuses lors de notre expérience, les huit télescopes MUST, ainsi qu'un échantillonnage des signaux CATS2, « OU » des Si Dubna, « OU » des neutrons et du plastique SPEG, pour le contrôle de l'expérience

Les signaux logiques échantillonnés sont en fait des signaux dont on ne laisse passer que  $1/N$  impulsion ( $N$  étant modifiable et de l'ordre de 1000). On effectue cette division de façon à ne pas saturer l'acquisition avec leurs taux de comptage élevés. Les données correspondant aux déclenchements CATS et SPEG sont très importantes car elles seront utilisées plus loin pour la normalisation de nos spectres.

Le GMT génère également un autre signal, d'inhibition cette fois-ci, (appelé « temps mort ») et qui sert à bloquer l'ensemble des modules déclencheurs afin de ne pas commencer le traitement d'un événement tant que le précédent n'est pas fini de coder. A la fin du traitement de l'événement, un troisième signal est délivré par le GMT : Une remise à zéro qui efface les données des codeurs, et laisse l'ensemble de l'électronique en attente de l'événement suivant.

Le temps mort est évalué à  $\sim 15\%$  en 2002, pour une intensité moyenne du faisceau d' $^8\text{He}$  de  $1.0 \times 10^4$  pps et une cible de  $1.1 \text{ mg.cm}^{-2}$ .

## **V.c. Acquisition et contrôle**

Les réglages des différents éléments des cartes VXI (seuils, fenêtres de coïncidence, portes d'intégration...) se font depuis la salle d'acquisition par l'intermédiaire d'un ordinateur (PC). Celui-ci est relié à un châssis VME, situé à proximité, qui transfère les commandes aux cartes du châssis VXI via une liaison VIC Bus. Les données sont transférées par cette même liaison entre le contrôleur du châssis VXI et un processeur VME167. Ce processeur est relié à une station qui gère la visualisation, le traitement et l'écriture sur bandes DLT des données, grâce au logiciel d'acquisition VISUGAN.

# Chapitre 3

## EXTRACTION DES DONNEES DE L'EXPERIENCE DE NOVEMBRE 2002

Dans ce Chapitre, nous présenterons en premier lieu la façon dont ont été réalisés les étalonnages en énergie et en temps des différents détecteurs du dispositif, avant de détailler la méthode utilisée pour traiter les données brutes et les programmes d'analyse que nous avons développée. Puis, nous appliquerons le procédé de mesure de masse manquante à des réactions dites « de calibration » obtenues à l'aide d'un faisceau de  $^{12}\text{C}^{3+}$ , et ce, de façon à démontrer la validité de nos étalonnages, et de notre procédé d'analyse. L'une de ces réactions retiendra particulièrement notre attention de par sa grande similitude avec la réaction par laquelle nous cherchons à observer le comportement du système tetraneutron : la réaction de transfert d'alpha  $^{12}\text{C}(d, ^6\text{Li})^8\text{Be}$ . En effet, non seulement la particule détectée est la même que dans la réaction  $^8\text{He}(d, ^6\text{Li})4n$ , mais en plus, ces  $^6\text{Li}$  sont produits dans la même gamme d'énergie, avec une cinématique très proche.

Valider notre méthode expérimentale avec entre autres cette réaction connue, nous permet d'aborder ensuite avec confiance notre étude du spectre  $E_{\text{cm}}$  du système de quatre neutrons (que nous présenterons à la fin de ce chapitre).

### I. ETALONNAGES PREALABLES

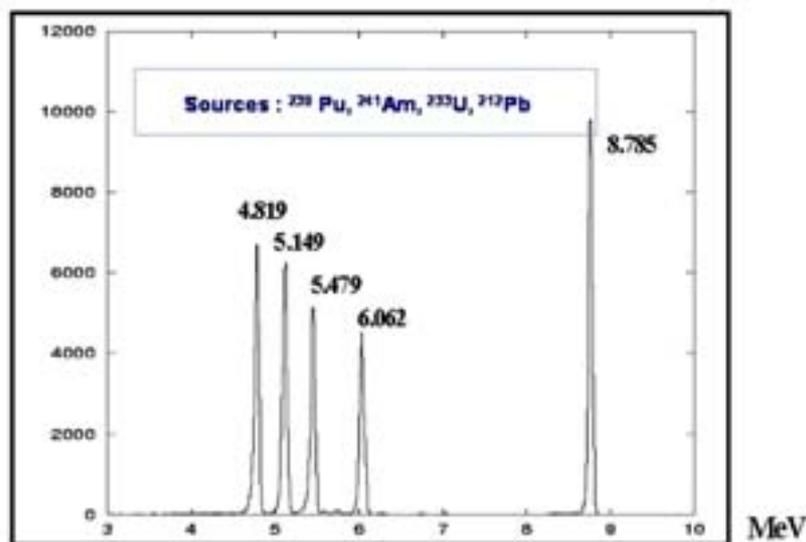
#### I.a. LES DETECTEURS DE PARTICULES CHARGÉES

##### *I.a.1. Détecteurs MUST à pistes*

L'énergie que laisse une particule légère chargée dans MUST est mesurée en intégrant le signal issu de la piste X touchée et, d'un autre côté, par mémorisation de l'amplitude du signal issu lui, de la piste Y associée. Il faut donc adapter la largeur de la porte d'intégration afin d'optimiser la mesure coté X. Un signal test est alors injecté sur l'entrée des préamplificateurs et la porte d'intégration est élargie jusqu'à ce que la position du pic dans les spectres ne bouge plus de manière significative. Le rapport signal / bruit est alors optimal. D'autre part, en ce qui concerne l'optimisation de la mesure de l'énergie coté Y, nous avons utilisé un pic correspondant à la détection de particules alpha provenant d'une source radioactive. Pour chacun des 8 modules, nous avons noté les valeurs des amplitudes codées en fonction de la

valeur du paramètre contrôlant l'instant de mémorisation du signal. Et pour ce paramètre, nous avons finalement gardé la valeur conduisant à la mémorisation de l'amplitude maximale.

L'étalonnage standard des détecteurs à pistes MUST s'effectue avant le début de l'expérience, à l'aide d'une source alpha, constituée de  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Am}$ , fournissant des particules alpha de 4.824, 5.156 et 5.486 MeV. Les alphas issus de cette source s'arrêtent dans le premier étage de MUST, et permettent ainsi de le calibrer proprement. Il est très important d'étalonner MUST sur une gamme en énergie la plus étendue possible, pour permettre une extrapolation fiable jusqu'à l'énergie cinétique maximum perdue par les  $^6\text{Li}$  dans les pistes de MUST (i.e. ~25 MeV). C'est pour cette raison que nous avons utilisé également une deuxième source : une source de Thoron de quelques heures de période, constituée de  $^{212}\text{Pb}$  et  $^{212}\text{Bi}$ , fournissant des particules alpha de 6.040, 6.080 et 8.785 MeV, ce qui nous permet d'obtenir des points de calibration à plus haute énergie. Lorsque la statistique cumulée est suffisante, une routine d'auto-calibration recherche pour chaque piste les positions en canaux des pics alpha, ainsi que celle du piédestal, puis effectue le calcul de ses coefficients d'étalonnage (c'est-à-dire procède à une régression linéaire pour déterminer la relation entre le numéro de canal et l'énergie). On fait pour cela l'hypothèse que la position du piédestal correspond à l'énergie zéro, et qu'il existe une relation directe entre l'énergie déposée et le canal correspondant. Les coefficients obtenus sont ensuite stockés en mémoire et utilisés au cours de l'analyse pour obtenir les spectres calibrés en énergie. Nous avons donc obtenu une mesure assez précise de la résolution en énergie du détecteur MUST. Intégrée sur tout le temps de comptage de l'expérience, et sur l'ensemble des pistes des huit modules de MUST, une résolution globale de 45 keV est obtenue pour les pistes X. et de 40 keV pour les pistes Y. Un exemple de spectre d'étalonnage est présenté sur la **figure 3.1**.



**Figure 3.1** : Spectre de calibration d'un détecteur MUST.

### ***I.a.2. Détecteurs Si « Dubna »***

La procédure utilisée pour calibrer ces détecteurs minces est exactement la même que celle employée pour étalonner le premier étage du télescope MUST. La prise de données a été effectuée à l'aide des mêmes sources  $\alpha$ . La résolution obtenue est de 40 keV.

### ***I.a.3. Détecteurs Si(Li)***

Pour ces détecteurs, il n'est plus possible d'utiliser la méthode d'étalonnage avec une (ou des) sources alphas, car ceux-ci ne sont pas assez énergétiques pour traverser le premier étage de MUST et venir s'arrêter dans les Si(Li). Nous avons donc calibré ces détecteurs avec les données prises avec la cible de CD<sub>2</sub>, c'est-à-dire *a posteriori*.

Pour les particules qui atteignent le Si(Li), il existe une relation entre l'énergie totale initiale de la particule (i.e, avant qu'elle ne touche le télescope), et l'énergie déposée dans le premier étage strippé de MUST. Il faut pour cela bien sûr tenir compte de la distance parcourue par la particule dans le Si, et donc connaître l'angle d'incidence de la particule sur le télescope. On reconstruit cet angle d'incidence grâce aux mesures de l'impact du faisceau sur la cible et de l'impact de la particule « légère » sur le MUST en question. Un programme de calcul du ralentissement des particules chargées dans la matière (code « RALEN ») nous permet ensuite de déduire de l'énergie déposée expérimentalement dans le premier étage MUST (corrigée cette fois de l'effet de l'angle d'incidence), l'énergie initiale de la particule avant impact. De là, nous pouvons déduire l'énergie résiduelle déposée théoriquement dans le Si(Li) pour une telle énergie initiale et un tel angle d'impact. Pour finir, nous procédons à une régression linéaire pour établir la relation entre la valeur de l'énergie déposée logiquement dans le Si(Li) et la valeur codée en canaux qu'affiche le Si(Li).

Cette calibration a été réalisée avec différents types de particules traversant le télescope jusqu'au Si(Li), dont le <sup>6</sup>Li bien évidemment, car cela reste notre particule d'intérêt. Cependant, les résultats associés à une telle calibration n'ont pas donné de résultats suffisamment satisfaisants. En effet, la résolution obtenue sur des pics correspondant à différents états connus était largement supérieure à 1MeV, ce qui est bien plus mauvais que les prévisions données par la simulation. Nous avons alors décidé de compléter cette première méthode par une seconde, plus phénoménologique, utilisant la cinématique des réactions ayant conduit à la production des particules détectées. Cette amélioration sera exposée plus loin, dans le paragraphe III.a.1.

## **I.b. DETECTEURS DE NEUTRONS**

Pour la calibration en énergie de ces détecteurs plastiques, nous avons utilisé une source de sodium 22, émettrice d'un gamma de 1274 keV et de deux gammas de 511 keV (résultats de l'annihilation du positron émis lors de la désintégration β<sup>+</sup> avec un électron du milieu). De la même façon que pour la calibration des télescopes, nous avons effectué une régression linéaire pour déterminer la relation entre le numéro de canal et l'énergie.

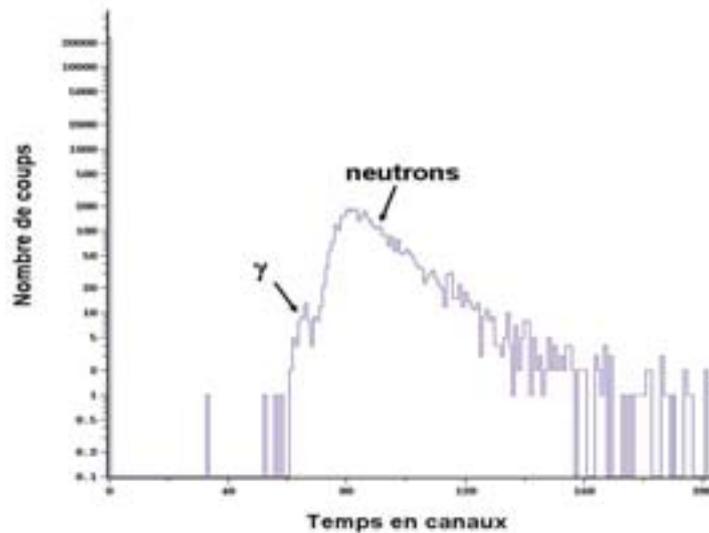
## **I.c. ETALONNAGES EN TEMPS ET RECALAGES**

Le montage électronique utilisé dans cette expérience comprenait plusieurs convertisseurs Temps-Amplitude (TAC), permettant de mesurer les différents temps de vol pour une meilleure sélection des événements intéressants :

- Thf entre la sortie du cyclotron CSS2 et CATS1
- Tca1ca2 entre CATS1 et CATS2
- Tcamust entre CATS2 et MUST
- Tbn(i) entre CATS2 et les détecteurs plastiques.

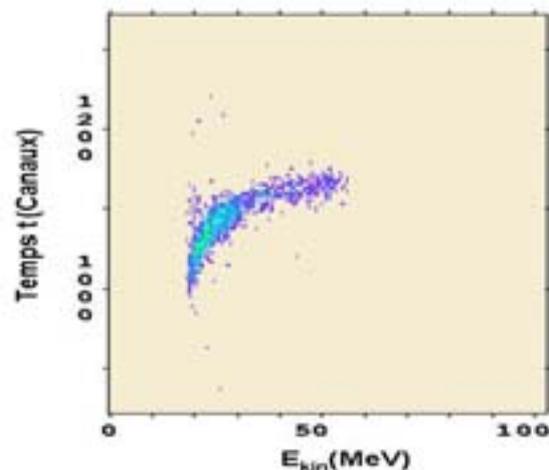
Un étalonnage préalable de ces différents TAC (donnant le nombre de picosecondes par canal) a été effectué avant l'expérience au moyen d'un « Time Calibrator » délivrant des impulsions à intervalles réguliers (connus avec une grande précision).

La détermination absolue des temps de vol nécessite ensuite des recalages tenant compte des différents temps de transit des signaux dans les câbles et les modules électroniques. Un exemple de ces recalages effectué lors de l'analyse des données expérimentales est donné sur la **figure 3. 2**. Les spectres de temps  $T_{bn}(i)$  mesurés entre l'impact d'un  $^8\text{He}$  sur CATS2 et un signal dans un plastique « i » ont été sommés après recalage sur le pic de gauche, correspondant à la détection des gamma de temps de vol bien déterminés.



**Figure 3.2 :** Graphe des temps des détecteurs plastiques calibrés sommés ( $T_{bntot}$ ).

De même, les 16 spectres de temps de vol CATS2-MUST mesurés par les codeurs de temps VXI sur les pistes paires «  $t_p$  » et impaires «  $t_i$  » des huit modules MUST présentent un certain décalage. Un recalage de ces spectres a été effectué sur les particules alpha observées durant l'expérience et sélectionnées par leur pertes d'énergie dans les différents étages des télescopes. La **figure 3. 3** montre le spectre bidimensionnel Energie-Temps de vol obtenu après recalage et sommation des différents modules.



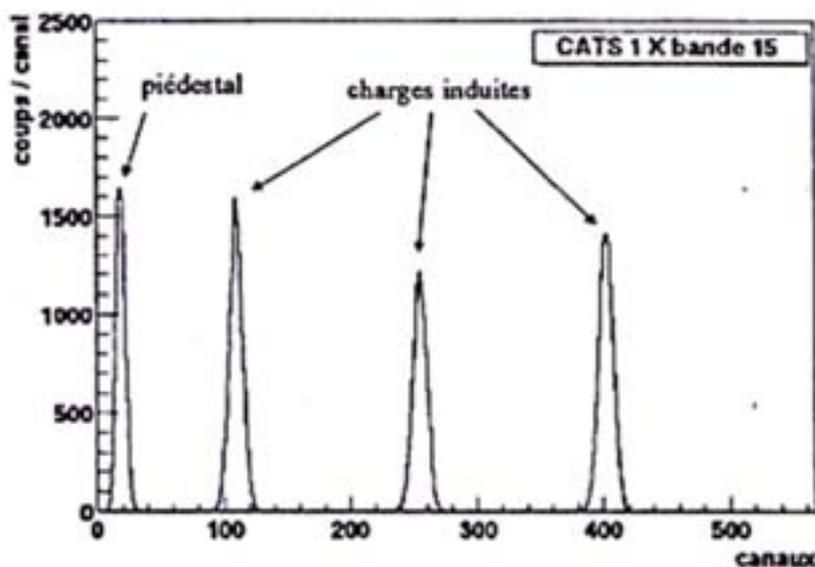
**Figure 3.3 :** Graphe Temps MUST « t » calibré versus l'énergie cinétique totale, pour des particules alpha.

Il est à noter que l'on choisit la même valeur moyenne arbitraire pour les temps pairs et pour les temps impairs, de façon à créer un paramètre global  $t$ , qui regroupera les statistiques  $t_i$  et  $t_p$ . Toutes ces valeurs de recalages sont bien évidemment incorporées dans l'analyse.

## I.d. LES DETECTEURS DE FAISCEAU

### I.d.1 Calibration des pistes

Pour mesurer les charges induites sur les bandes, nous intégrerons les signaux issus de celles-ci. En effet, chacune des 28 pistes des deux cathodes des deux détecteurs CATS est munie de sa propre électronique. La répartition de ces charges sur les différentes bandes permet de déduire la position du point d'impact de la particule initiale, à condition de prendre en compte les différences relatives entre les gains de ces pistes. Chaque voie d'électronique est donc calibrée relativement aux autres. Pour cela, on envoie des signaux analogiques provenant d'un générateur d'impulsions sur les fils d'anode. Un même signal (impulsion calibrée) est induit par couplage capacitif sur toutes les bandes de la cathode. Un exemple de spectre obtenu est présenté sur la **figure 3.4**.



**Figure 3.4 :** Exemple de spectre de calibration pour une piste d'un détecteur CATS

Pour chaque piste, nous notons la position de chaque pic et sa largeur, notamment pour le piédestal. De là, on déduit pour chaque bande  $i$ , le gain ainsi que la position  $P_{0i}$  et la largeur  $\sigma_{0i}$  de son piédestal (en codant les signaux des bandes alors qu'aucun signal n'est envoyé sur l'anode). Celui-ci étant représentatif du bruit électronique, le seuil de détection  $s_i$  de la bande est fixé à  $s_{i(cnx)} = P_{0i} + \alpha * \sigma_{0i}$ , ( $\alpha$  pris ici égal à 5.5). Une régression linéaire (qui ne tient pas compte du piédestal) est ensuite effectuée, afin d'obtenir les coefficients  $g_i$  et  $p_i$  d'étalonnage de la piste  $i$  :

$$Q_i(u.a) = g_i(Q_i(cnx) - p_i)$$

Nous choisissons donc arbitrairement une piste de référence et appliquons ensuite cette relation aux autres pistes:

$$Q_i(\text{calibrée}) = (g_i/g_{ref}) * (Q_i(\text{cnx}) - p_i)$$

Quelques pistes CATS ont cependant posé des problèmes lors de l'expérience de novembre 2002 :

- CATS1X : pistes 2, 5, 12, 14, 16
- CATS1Y : pistes 4, 25
- CATS2X : pistes 2, 9, 16
- CATS2Y : pistes 6

Elles sont par conséquent considérées comme « mortes » dans notre programme de simulation. Et entraînent une perte d'efficacité de notre système de détection de faisceau, surtout lorsque leur situation est centrale.

### ***1.d.2. Méthodes de reconstruction de la position***

Il existe plusieurs méthodes pour déterminer les coordonnées de la particule incidente dans le détecteur [Ott98] [Ott99] . Elles peuvent être classées suivant deux grandes catégories :

- Les méthodes utilisant un calcul de barycentre des charges
- Les méthodes utilisant des fonctions empiriques, telle que la sécante hyperbolique par exemple.

Nous avons comparé ces deux types de méthode, afin de déterminer laquelle nous donnerait la meilleure résolution en position avec les CATS.

#### ***- Méthodes de barycentre :***

Elles consistent à calculer le barycentre géométrique des charges induites, et à en déduire ainsi la distance entre le point d'impact et le bord du détecteur :

$$X = \omega \sum(x_i Q_i) / \sum Q_i - \omega/2$$

Plusieurs options sont possibles :

\* On peut calculer le barycentre pour toutes les bandes ayant une charge significative, i.e supérieure au seuil  $s_i$  défini lors de la calibration. De plus, il est possible d'imposer une condition de contiguïté pour éliminer les coïncidences fortuites. Cette méthode présente le désavantage de prendre en compte l'ensemble des charges, et donc également celles qui sont faibles. Celles-ci sont plus sensibles au bruit électronique. La résolution en position risque donc d'être dégradée.

\* On peut calculer le barycentre des charges pour un nombre prédéterminé de bandes, 3, 4, 5..., n. Ce nombre est limité par le nombre de bandes susceptibles d'être touchées. Dans la pratique, le nombre de bandes touchées dépend des paramètres de fonctionnement du détecteur (pression, tension).

- **Méthodes utilisant la sécante hyperbolique :**

L'objectif de ces méthodes de reconstruction de la position est de reproduire la distribution de charges réelles avec les charges observées, à l'aide de fonctions analytiques comportant le moins possible de paramètres. La distribution des charges sur CATS présente une allure « en cloche », qui peut notamment être reproduite par une sécante hyperbolique :

$$Sechs = (a_3/\pi) * \tanh^{-1}[(\sqrt{Q_1/Q_3} - \sqrt{Q_1/Q_2}) / (2\sinh(\pi\omega/a_3))]$$

Où

$$a_3 = \pi\omega / [\operatorname{acosh}(\frac{1}{2}(\sqrt{Q_1/Q_3} + \sqrt{Q_1/Q_2}))]$$

et

$$X(mm) = sechs + \omega * MAX - \omega/2$$

avec

- MAX, la piste qui possède la charge déposée la plus élevée.
- $\omega = 2.54$  mm, la largeur d'une piste plus une interpiste.
- $Q_1, Q_2, Q_3$  = les charges déposées respectivement sur les pistes MAX, MAX+1 et MAX-1.

Cette méthode nécessite évidemment un bon fonctionnement de l'ensemble des pistes. Il faut aussi noter, que quelle que soit la méthode de reconstruction de la position utilisée, le résultat obtenu présente des déviations systématiques par rapport à la position réelle de la particule incidente. Pour les méthodes de barycentre, ces déviations proviennent de la largeur et du nombre limité de bandes que l'on utilise pour le calcul. Pour les méthodes utilisant les fonctions analytiques, les déviations par rapport à la position réelle sont liées au fait que la fonction utilisée n'est qu'une approximation de la distribution de charge réelle, ce qui est aggravé par la largeur des bandes.

### ***1.d.3. Etalonnage avec la « Grille »***

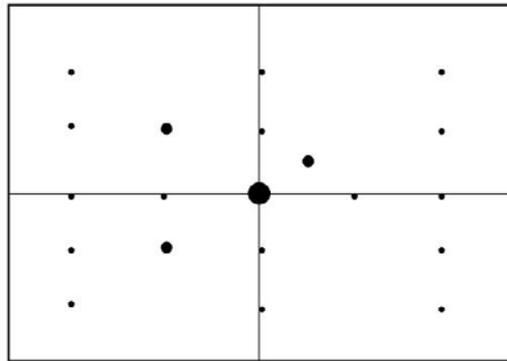
Une fois obtenues les coordonnées des positions C1 et C2 du passage de la particule incidente dans les détecteurs CATS1 et CATS2, nous pouvons reconstruire par le calcul les coordonnées du point d'impact C de cette particule sur la cible.

La première étape, une fois ce traitement des CATS mis au point, a été de relire les runs dits « de grille », c'est à dire, ceux pendant lesquels une plaque perforée de trous très fins suivant un dessin précis et dissymétrique (voir **figure 3.5.a**) était positionnée à l'emplacement habituel de la cible.

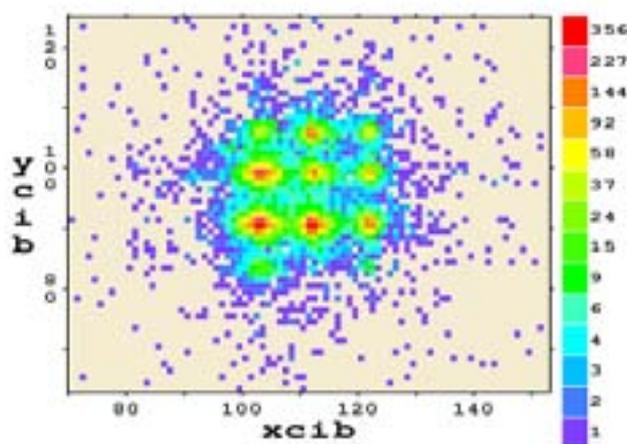
L'étude de l'image reconstruite de cette grille, nous permet dans un premier temps de valider toute la procédure de reconstruction (i.e, de s'assurer qu'aucune inversion de direction ou de sens des axes, ou bien de numéro de pistes n'a lieu). Ceci nous a effectivement permis de mettre à jour plusieurs erreurs :

- En fait, il n'y a pas eu de problème physique sur le signal de la piste 16X du CATS2, elle était tout simplement inversée avec la piste 15.

- Les axes 2X et 2Y avaient eux aussi été inversés durant l'expérience. Nous avons donc procédé à l'inversion de ces axes dans le programme d'analyse (de façon à revenir à la configuration réelle de prise des données). Elle agit donc également sur l'attribution des mauvaises pistes.



**Figure 3.5.a :** *Dessin de la grille utilisée.*



**Figure 3.5.b :** *Image de la grille.*

D'autre part, cette image ainsi obtenue, nous sert à mesurer la résolution en position de la reconstruction de la trajectoire. Connaissant la taille des trous en mm, et la taille de leur image en mm, on peut par un simple calcul, remonter à la résolution effective en position, et ce pour les différentes méthodes de reconstruction :

$$\sigma^2_{mes} = \sigma^2_{res} + \sigma^2_{trou}$$

Dans le cas de l'expérience de Novembre 2002, la résolution obtenue avec la méthode dite de la sécante hyperbolique était de 0.88 mm, à comparer avec la méthode de barycentre à 3 pistes, qui elle nous donnait 0.98 mm.

C'est cependant cette dernière qui a finalement été retenue pour l'analyse des résultats en raison d'une efficacité de reconstruction bien supérieure (66% au lieu de 25%). Le centroïde des charges déposées pouvant être raisonnablement bien déterminé, même en cas de fonctionnement défectueux de certaines pistes.

D'autre part, l'écartement des trous, ainsi que l'orientation de cette grille (contrôlée grâce à la dissymétrie du perçage) nous ont permis de constater et de mesurer un décalage entre

l'image du centre de cette grille (voir **figure 3.5.b**), et la position réelle du centre de la grille mesuré par le géomètre. Ce centre « image » tient compte d'éventuels décalages relatifs entre les détecteurs CATS1 et CATS2 puisqu'il s'agit d'une image reconstruite à partir de l'information recueillies dans ces deux chambres.

En effet, la mise sous vide du dispositif au moment de l'expérience peut avoir des conséquences non négligeables sur le positionnement des différents éléments présents dans la chambre SPEG. La pression extérieure entraîne une remontée des couronnes de la chambre SPEG. Les seules mesures de ces changements de hauteurs des objets sous vide sont des mesures qui ont été réalisées en Août 2001, et qui donnent les résultats suivant :

- Le porte-cible se soulève de +1.1mm (en y). Ce qui est pris en compte dans notre analyse.
- et MUST, installé sur la couronne n°1 se soulève de 0.8mm (en y)- mesuré sur un angle du Si.

Le décalage observé est de -0.7 mm en X, et de + 0.3mm en Y. Il devra être par la suite appliqué aux images reconstruites sur la cible des différents faisceaux de l'expérience. Même s'il est vrai que ce décalage reste inférieur à la résolution déterminée ci-dessus.

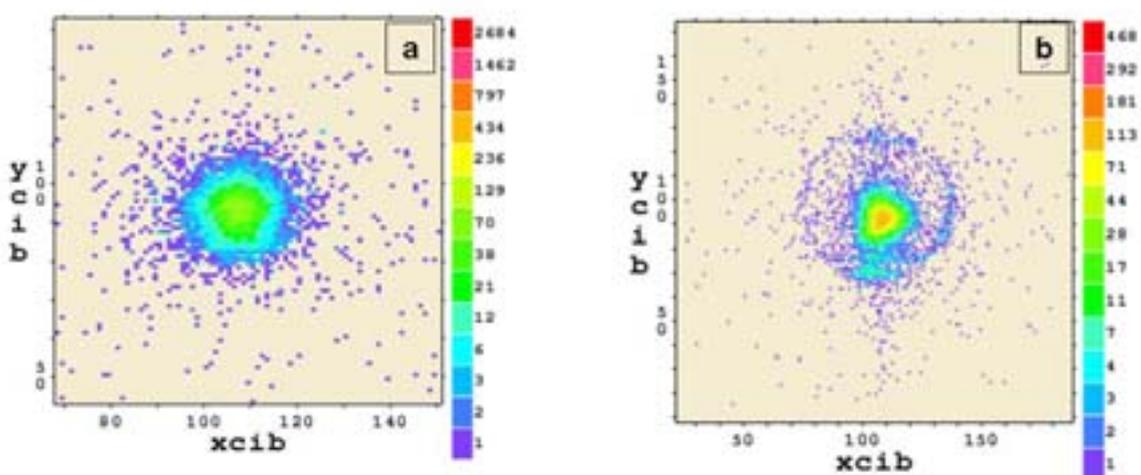
#### ***1.d.4. Profils des faisceaux de l'expérience***

Sur **les figures 3.6.a et 3.6.b** on peut voir les images respectives de la reconstruction de la tache du faisceau de  $^{12}\text{C}$  (et  $^8\text{He}$ ) sur la cible pour des événements ayant produit une particule détectée dans un télescope MUST, en tenant compte des décalages nécessaires au recentrage de la grille. La taille de ces faisceaux sur la cible est de  $\{\sigma_x = 2.2\text{mm} ; \sigma_y = 2.3\text{mm}\}$  pour le  $^{12}\text{C}$  et de  $\{\sigma_x = 2.0\text{mm} ; \sigma_y = 2.2\text{mm}\}$  pour l' $^8\text{He}$ .

Les positions moyennes des faisceaux (une fois corrigées du recentrage physique de la grille au niveau de la cible) sont donc finalement :

**Pour le  $^{12}\text{C}^{3+}$**  :  $x_{\text{cats1}} = -4.0$  mm,  $y_{\text{cats1}} = -8.5$  mm,  $x_{\text{cible}} = +2.8$  mm,  $y_{\text{cible}} = -3.2$  mm

**Pour le  $^8\text{He}$**  :  $x_{\text{cats1}} = +2.0$  mm,  $y_{\text{cats1}} = -10.0$  mm,  $x_{\text{cible}} = +3.3$  mm,  $y_{\text{cible}} = -3.7$  mm



**Figure 3.6.a et 3.6.b** : Profils des faisceaux de l'expérience sur la cible (respectivement  $^{12}\text{C}^{3+}$  et  $^8\text{He}^{2+}$ ).

Cette position moyenne du faisceau nous sera très utile, et ce pour différentes raisons :

D'une part, les CATS ne supportant pas de trop fort taux de comptage (i.e supérieur à  $10^5$  pps), et le faisceau de  $^{12}\text{C}^{3+}$  étant un faisceau pinceau intense, il ne nous a pas été possible de les laisser dans le faisceau pendant les runs dits de « calibration » effectués avec le faisceau de  $^{12}\text{C}^{3+}$ . Nous avons donc dû les escamoter. D'autre part, même si le faisceau d'Hélium 8 a lui, pu être mesuré événement par événement, (car de plus faible intensité, et plus large) il n'en reste pas moins que les CATS n'ont pas une efficacité de détection de 100% ! Elle n'était que de l'ordre de 65% seulement durant cette expérience. En effet, il s'est avéré par la suite que le réglage de la pression du gaz et du voltage appliqué n'était pas optimum. De plus, l'absence de bandes centrales sur les CATS1X et CATS2X participe à cette dégradation de la reconstruction. Ce qui nous amène à utiliser pour les événements dont les trajectoires n'ont pu être reconstruites proprement, une position moyenne de ces faisceaux. Ceci nous introduira bien évidemment une perte de résolution sur la largeur de nos pics, mais nous permettra, avec le faisceau de  $^{12}\text{C}^{3+}$  de calibrer de façon très satisfaisante notre dispositif et notre méthode, et avec le faisceau d' $^8\text{He}^{2+}$ , de récupérer plus de 30% de la statistique.

Dans le cas du faisceau de  $^{12}\text{C}^{3+}$  tout comme dans le cas du faisceau d' $^8\text{He}^{2+}$ , la reconstruction sur la cible donne une image à peu près homogène et centrée. On peut toutefois observer sur le profil de l' $^8\text{He}$ , une sorte de halo autour de l'image du faisceau ; Cette « couronne » provient en fait de la diffusion du faisceau sur les bords d'un disque percé dans une plaque positionnée juste avant la cible, et destinée à éviter que les particules produites dans la cible et diffusées vers l'arrière ne viennent polluer le déclenchement des CATS. Nous nous affranchissons de ce « halo » lors de l'analyse en rejetant ces événements à l'aide d'un contour sur l'image reconstruite du faisceau sur la cible.

## II. TRAITEMENT DES DONNEES

Les programmes d'analyse ont été écrits en FORTRAN, sous LINUX. Ces programmes conduisent à la création de tableaux multidimensionnels (NDIMS) où sont rangés les différentes données (brutes ou reconstruites) associées à chaque événement. Le logiciel utilisé pour la visualisation (notamment bidimensionnelle) et l'extraction des différentes variables de ces NDIMS est DP2, développé par l'IPN d'ORSAY. D'autres ont également servi pour certaines extractions : SLabview, Gnuplot, PAW,...

### II.a. Phase I : Traitement de l'événement détecteur par détecteur

Etant donné le grand nombre de voies d'électronique (environ 1500 par événement) à traiter lors de l'analyse des données recueillies, il est nécessaire de récupérer dans un premier temps les informations pertinentes concernant chaque événement, et de les calibrer à l'aide du travail effectué ci-dessus.

Pour cela, nous avons séparé le travail en fonction du type de détecteur :

Une routine « **licats** » permet d'extraire des valeurs codées lors de l'expérience, les positions  $X_1$ ,  $Y_1$ ,  $X_2$  et  $Y_2$  en mm des impacts des événements du faisceau sur CATS1 et CATS2, et de reconstruire avec la méthode de notre choix la position de l'impact effectif sur la cible.

Une seconde routine, appelée « **limust** », renvoie le numéro de télescope MUST touché, ainsi que les énergies  $E_{x1}$ ,  $E_{y1}$  et les numéros de pistes  $X_1$  et  $Y_1$  associées (et éventuellement  $E_{x2}$ ,  $E_{y2}$ ,  $X_2$  et  $Y_2$  dans le cas où le télescope est touché simultanément par deux éjectiles). A noter

que nous rejetons les événements au cours desquels plus de deux particules frappent un même télescope. En effet, au-delà de deux pistes touchées, nous ne serions plus en mesure d'attribuer avec certitude les couples de coordonnées relatifs à chaque particule. Nous ne conservons également que ceux pour lesquels la différence entre les énergies  $E_x$  et  $E_y$  relevées n'excède pas 150 keV. Cette routine donne également la valeur de l'énergie  $E_{\text{sili}}$  déposée dans les Silicium Lithium des télescopes MUST par une ou plusieurs particules.

La routine « **lidubna** » permet l'extraction des données relatives aux détecteurs silicium « Dubna ». Nous récupérons le numéro de détecteur, celui de la piste touchée ( $Y_{\text{dub}}$ ) ainsi que l'énergie que la particule y a laissée ( $E_{\text{dub}}$ ). Evidemment, compte tenu du lien entre les détecteurs MUST et Dubna, nous autorisons là aussi jusqu'à deux particules dans le même télescope.

Une quatrième et dernière routine traite l'information des détecteurs plastiques : « **liplas** ». Il s'agit ici de recueillir l'énergie et le temps de vol de la (ou des) particule(s) éventuellement détectée(s) dans les plastiques lors de l'événement.

## II.b. Phase II : Construction d'un fichier NDIM brut

A l'aide de ces routines, nous constituons ensuite un fichier NDIM multidimensionnel (dans notre cas, 72 paramètres), dans lequel nous rangeons toutes ces informations pertinentes pour l'ensemble des événements acquis. Nous ne conservons dans ces fichiers que les événements ayant donné au moins un impact dans l'un des MUST. Nous avons conçu notre procédure de façon à pouvoir traiter les événements pour lesquels trois détecteurs au plus sont touchés, chacun deux fois maximum. A ce stade, le traitement atteint déjà une complexité non négligeable, et autoriser plus de détecteurs touchés ne nous apporterait que très peu de statistique supplémentaire. L'extraction des données de ce NDIM se fera avec le logiciel DP2.

## II.c. Phase III : Sélection des événements

C'est ensuite à partir de ces fichiers que nous construisons les graphes d'identification  $E$ - $\Delta E$  des particules.

Les **figures 3.7.a et 3.7.b** représentent en ordonnée l'énergie laissée par la particule dans un détecteur Dubna et en abscisse, celle déposée dans le premier étage MUST associé. On peut clairement y observer des lignes correspondant aux différentes particules détectées dans ces télescopes. L'application de contours sur ces lignes d'identification nous permettra de filtrer les événements souhaités ( ${}^6\text{Li}, \alpha, d, \dots$ )

Le rebroussement de ces lignes à basse énergie  $\Delta E_{\text{dubna}}$  correspond aux particules non stoppées dans le premier étage (pistes) du module MUST.

L'identification de ces particules à plus haute énergie est alors effectuée à l'aide de contours sur le spectre  $\Delta E_{\text{MUST}} / \Delta E_{\text{SILi}}$ , comme le montrent les **figures 3.8.a et 3.8.b**.

Il est intéressant de remarquer sur ces figures à haute énergie, que les Lithium riches en neutrons (notamment  ${}^8\text{Li}$  et  ${}^9\text{Li}$ ) sont produits dans une quantité non négligeable avec le faisceau d' ${}^8\text{He}$ .

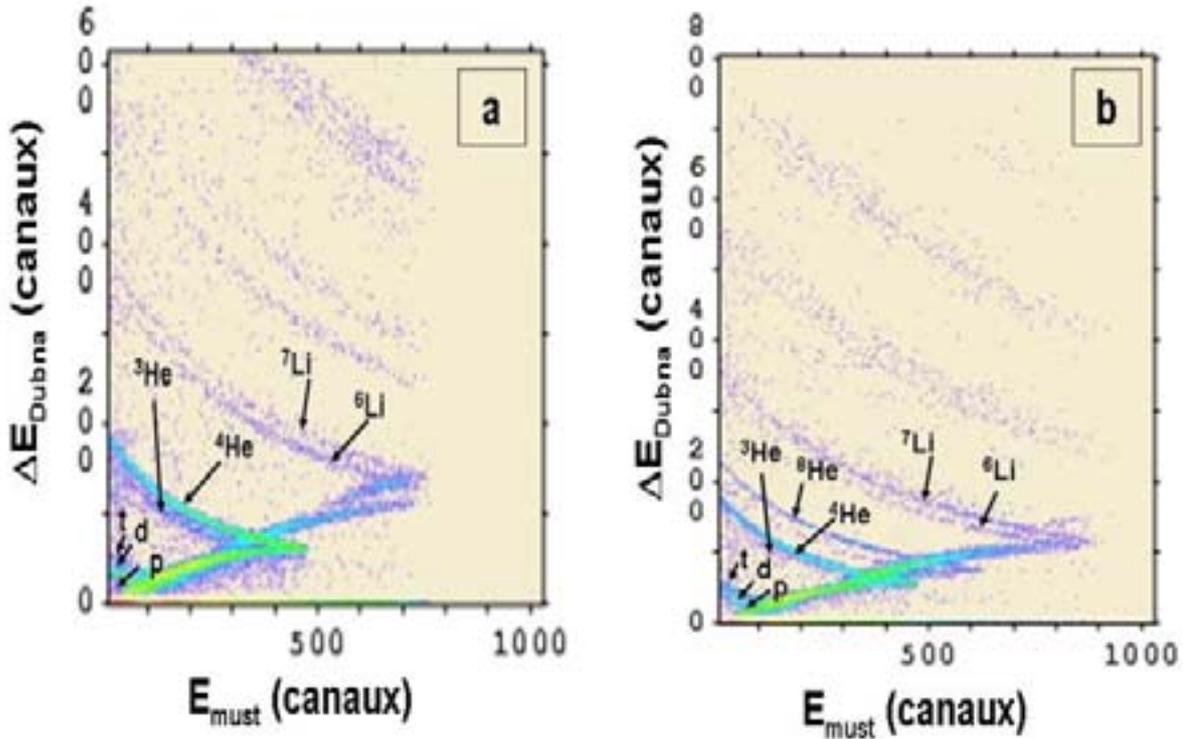


Figure 3.7.a et 3.7.b : Identification  $E_{\text{must}}-\Delta E_{\text{Dubna}}$ , avec le faisceau de  $^{12}\text{C}^{3+}$  en (a) et celui de  $^8\text{He}^{2+}$  en (b).

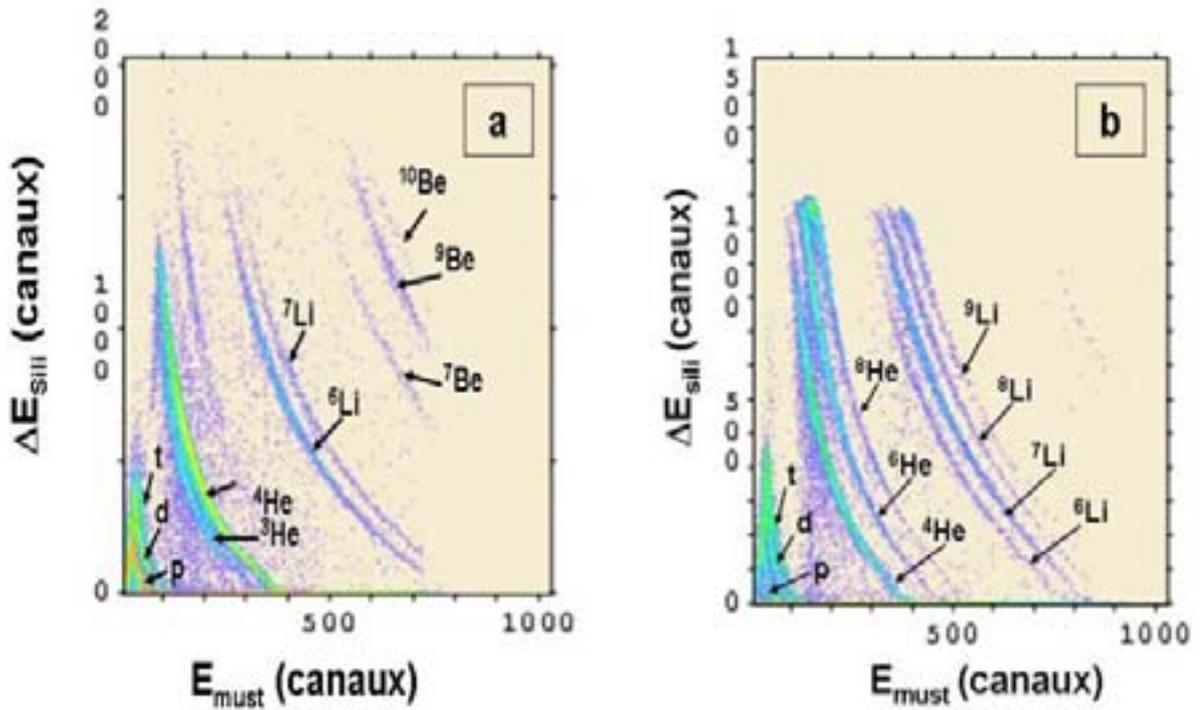


Figure 3.8.a et 3.8.b : Identification  $E_{\text{must}}-\Delta E_{\text{Sili}}$ , avec le faisceau de  $^{12}\text{C}^{3+}$  en (a) et celui de  $^8\text{He}^{2+}$  en (b).

De plus, dans le cas du faisceau d' $^8\text{He}$ , nous ne gardons que les évènements correspondant à un impact sur la cible dont la position est à l'intérieur du contour exposé en I.d.4 Cette étape intermédiaire nous permet par la suite un gain de temps considérable : c'est en effet sur ces fichiers filtrés que nous appliquerons la suite de notre procédure d'analyse.

## **II.d. Phase IV : Traitement de l'évènement dans sa globalité**

Une seconde vague de programmes « ANASING » et « ANADOUB » (dans le cas de la détection de deux particules chargées en coïncidence (ex :  $\alpha+d$ )) relit les fichiers filtrés, et effectue différents calculs afin de reconstituer les variables d'intérêt. Celles-ci seront à leur tour écrites dans de nouveaux fichiers NDIMS dont les paramètres seront cette fois-ci calculés au lieu d'être bruts.

### ***II.d.1. Détermination de l'énergie cinétique totale***

La somme des énergies recueillies dans les différents étages des télescopes nous donne une première estimation de l'énergie cinétique de la particule. Cependant, au vu de la sensibilité de la résolution finale à celle de l'énergie cinétique de l'éjectile ( $\Delta E_{cm}/\Delta E_{kin}$ ) (cf. **figure 2.4** et **2.5**), une correction s'impose : la perte d'énergie dans la cible doit être prise en compte.

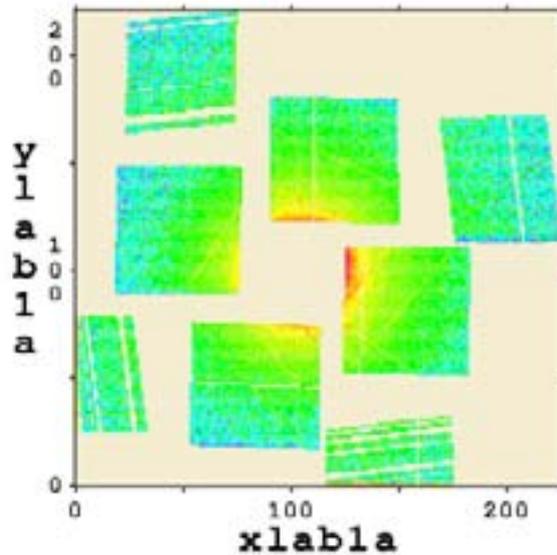
Cette correction  $\Delta E$  a été calculée préalablement à l'aide du code « RALEN » et ajustées en fonction de l'épaisseur de cible traversée «  $e$  », et de l'énergie déposée dans les télescopes (qui correspond à l'énergie de la particule en sortie de cible). En faisant l'hypothèse que l'interaction a eu lieu au centre de la cible, l'épaisseur moyenne est :  $e = e_0 / 2\cos\theta$  ;  $\theta$  étant l'angle d'émission de la particule et  $e_0$  l'épaisseur totale de la cible.

De la même façon, nous appliquerons une perte d'énergie à la particule incidente correspondant à son parcours dans la première moitié de la cible, et cela de manière à caractériser proprement la voie d'entrée de notre réaction.

Une incertitude persiste cependant sur la valeur exacte de la perte d'énergie dans la cible, dû à l'incertitude même du lieu d'interaction, événement par événement. De plus, une certaine dispersion en énergie est également attendue autour de cette valeur. Cependant, il ne nous est pas possible de mesurer ces quantités, et la perte d'énergie que nous considérerons ne sera donc qu'une évaluation moyenne.

### ***II.d.2. Détermination de l'angle d'émission***

Lorsqu'une particule touche un télescope MUST, elle donne un signal sur une piste X et sur une piste Y de ce détecteur. Pour chacun de ces détecteurs MUST, les numéros des pistes touchées en X et en Y fournissent alors directement la position de l'impact de la particule incidente dans le repère du module en question. La précision de cette mesure est de 1mm, ce qui correspond en fait à la largeur d'une piste. Afin de reconstruire ensuite l'angle originel d'émission de cette particule, il nous faut exprimer ces coordonnées internes (X,Y) dans un repère commun aux différents détecteurs de l'expérience : le repère du laboratoire ( $X_{lab}$ ,  $Y_{lab}$ ,  $Z_{lab}$ ). Sur la **figure 3.9** nous pouvons voir une projection sur le plan XY de l'image des impacts ayant eu lieu sur les télescopes au cours de l'expérience. On notera ainsi l'absence de quelques pistes défectueuses.



**Figure 3.9:** impacts des éjectiles issus de la réaction du faisceau d' $^8\text{He}$  avec la cible de  $\text{CD}_2$ .

L'angle d'émission d'une particule, issue de l'interaction d'un faisceau à incidence nulle avec le centre de la cible, est défini par la relation suivante :

$$\Theta_{\text{diff}} = \arctg\left[ \frac{\sqrt{X_m^2 + Y_m^2}}{Z} \right]$$

Toutefois, la réalité est légèrement plus complexe : le faisceau n'a pas, en pratique, un angle d'incidence nul, et ne tape pas nécessairement au centre de la cible. C'est à ce moment précis de l'analyse que l'information recueillie par les détecteurs CATS entre en jeu : ces derniers nous permettent, événement par événement, de remonter à l'angle d'incidence réel  $\Theta_{\text{diff}}$  de la particule du faisceau, et de connaître son lieu précis d'interaction avec la cible. L'angle d'émission est alors défini par :

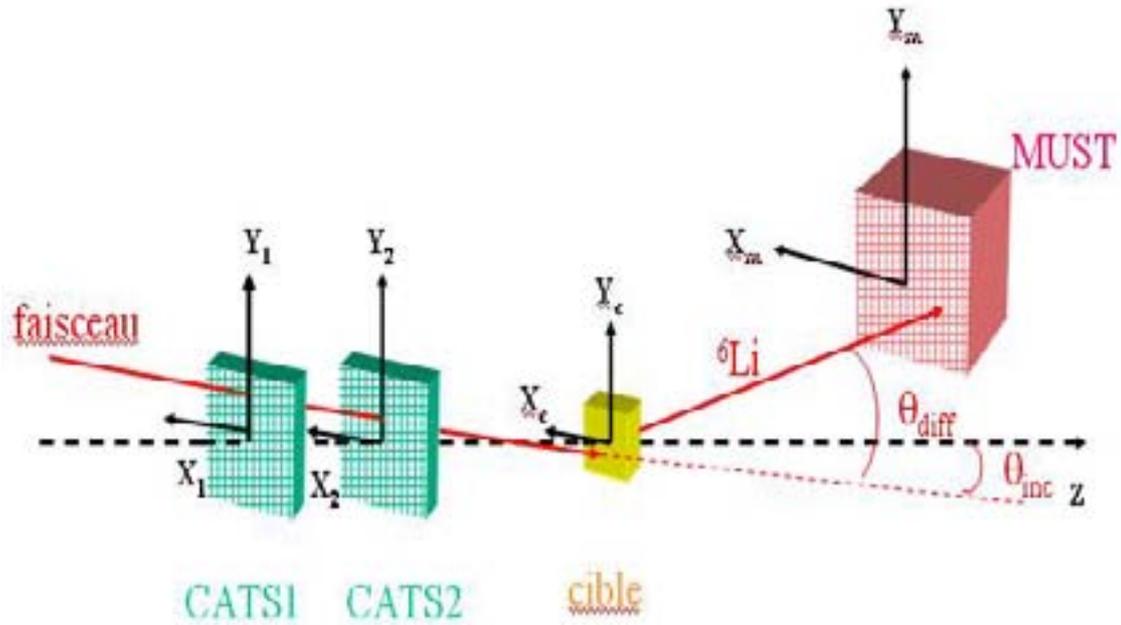
$$\Theta_{\text{diff}} = \arccos\left[ \frac{\vec{N} \cdot \vec{P}}{|\vec{N}| |\vec{P}|} \right]$$

$$|\vec{N}| = ((x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2)^{1/2}$$

$$|\vec{P}| = ((x_m - x_c)^2 + (y_m - y_c)^2 + (z_m - z_c)^2)^{1/2}$$

ou N et P représentent les directions respectives du faisceau et de l'éjectile.

Le schéma de la **figure 3.10** illustre ce principe pour la composante horizontale de l'angle de diffusion.



**Figure 3.10** : Schéma explicatif du calcul de l'angle de diffusion.

Cependant, si la précision du calcul de l'angle de diffusion de nos événements d'intérêt s'en trouve meilleure (ce qui est important compte tenu des contraintes cinématiques discutées dans le chapitre 2), l'efficacité de l'ensemble CATS ne dépasse pas 70% dans cette expérience, ce qui nous conduit à écarter 30% de la statistique de l'expérience. Face à cette perte, nous avons alors décidé de mettre en place une solution de secours, nous permettant de récupérer malgré tous les événements qui seraient passés au travers des mailles du filet... Il s'agit tout simplement d'utiliser la position moyenne du faisceau au cours de l'expérience, et d'attribuer cette dernière aux événements orphelins. La précision sur la position sera donc moins bonne pour ces événements, mais elle reste satisfaisante pour un compromis avec la statistique.

### **II.d.3. Détermination de l'énergie d'excitation du système et de son angle d'émission dans le centre de masse**

Les calculs relatifs à la reconstitution de ces variables dans le référentiel du centre de masse ont été détaillés dans le chapitre 2, lors de la présentation de la méthode de la masse manquante, et ne seront donc pas réexposés ici. Toutefois, il semble important d'indiquer ici que nous effectuons ensuite des coupures cinématiques (en énergie et en angle), de façon à recentrer véritablement notre analyse sur les événements dont la cinématique correspond aux réactions que nous souhaitons observer. Ces coupures peuvent être faites lorsque l'on effectue le programme, ou bien *a posteriori*, de façon interactive sur les fichiers finals grâce au logiciel DP2.

### III. CONTRÔLE DE LA METHODE : ETUDE DE DIFFERENTES VOIES DE REACTION

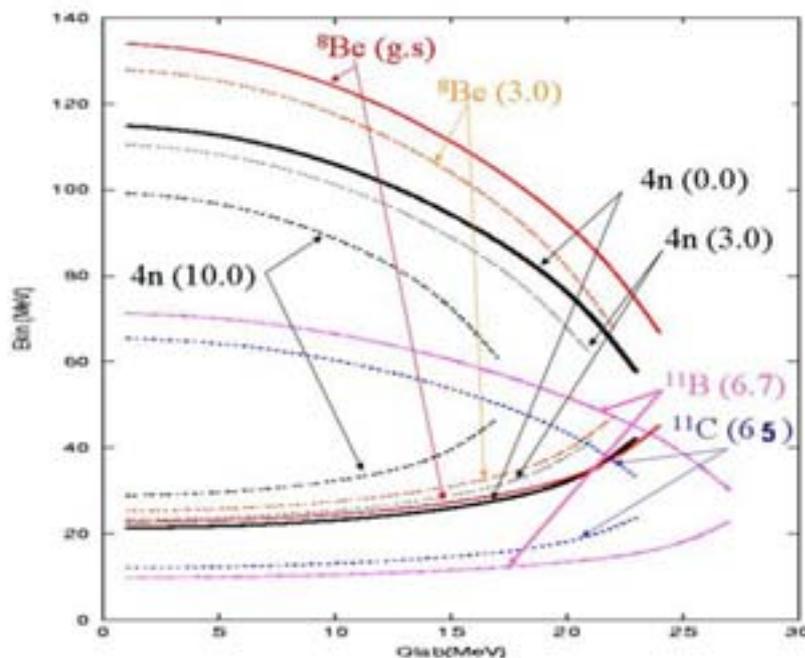
Afin de contrôler le bon fonctionnement de nos programmes d'analyse et la validité de nos étalonnages en énergie et mesures angulaires, nous avons utilisé plusieurs réactions induites par un faisceau auxiliaire de  $^{12}\text{C}^{3+}$  au début de notre expérience.

Comme nous l'avons souligné plus haut, l'étude de la réaction  $^{12}\text{C}(d, ^6\text{Li})^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$  constituera un très bon test de notre méthode. Parallèlement, nous avons également déterminé les spectres en énergie d'excitation du  $^{11}\text{B}$  et du  $^{11}\text{C}$ , peuplés dans les réactions de transfert d'un nucléon  $^{12}\text{C}(d,t)^{11}\text{C}$  et  $^{12}\text{C}(d, ^3\text{He})^{11}\text{B}$ . L'optimisation des valeurs des énergies d'excitation reconstruites et des résolutions obtenues pour les niveaux observés les plus fortement peuplés dans le  $^{11}\text{B}(6.75\text{MeV})$  et le  $^{11}\text{C}(\text{g.s. et } 6.9\text{MeV})$  a été obtenue par un processus itératif d'ajustement des étalonnages en énergie et de très légers décalages en position.

L'observation du cône d'émission des  $^8\text{He}$  diffusés élastiquement (cf figure 3.9) nous permettra d'autre part un contrôle supplémentaire du bon positionnement de nos télescopes.

La **figure 3.11** représente les cinématiques des différents états utilisés ici comme références pour notre travail de vérification. Nous observons alors qu'à basse énergie, les cinématiques de nos éventuels états du  $4n$  sont très proches des cinématiques des états utilisés pour vérifier nos étalonnages, notamment ceux du  $^8\text{Be}$ . A haute énergie, par contre, nous remarquons l'importance d'être bien en accord sur l'état fondamental du  $^8\text{Be}$ , et sur celui à  $\{6.74 + 6.79\}$  MeV du  $^{11}\text{B}$ , qui encadrent tous deux la zone cinématique correspondant à un tetra neutron.

De ces relations cinématiques on peut déduire l'erreur  $\Delta E_{\text{cm}}$  découlant d'un décalage sur la détermination de l'énergie cinétique  $\Delta E_{\text{kin}}$  ou l'angle d'émission  $\Delta\theta$  comme l'a montré la figure 2.5 du chapitre 2.



**Figure 3.11** : Cinématiques des réactions connues étudiées dans ce paragraphe.

Nous constatons que tous ces états n'ont pas les mêmes sensibilités en angle et en énergie. Réussir à observer ces différents états avec une résolution en énergie  $E_{cm}$  proche de celle calculée avec SEMILI confirmera donc fortement la qualité de nos calibrations sur toute la plage angulaire et tout le domaine énergétique nécessaires.

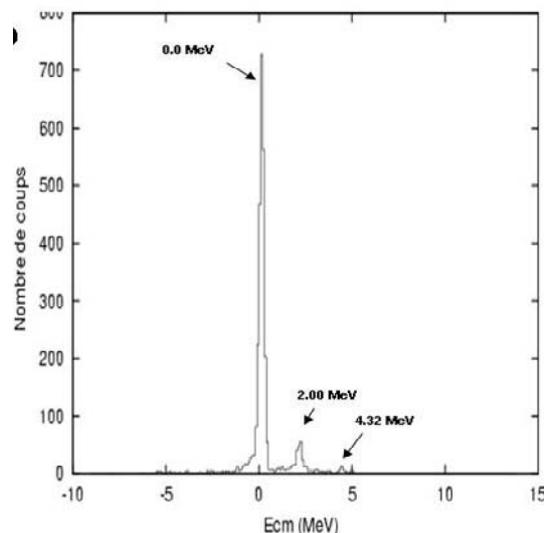
Ainsi, pour l'état fondamental du  $^8\text{Be}$  autour de  $10^\circ$  dans le laboratoire, une erreur de 100 keV sur l'énergie cinétique du  $^6\text{Li}$  détecté conduit à une erreur d'environ 100 keV sur l'Énergie d'excitation reconstruite dans le centre de masse, alors que la perte d'énergie moyenne des  $^6\text{Li}$  dans la cible est de l'ordre de 600 keV ; et une erreur de  $0.3^\circ$  sur l'angle de diffusion (i.e. 1mm en position sur MUST par exemple) introduit une erreur de 135 keV sur  $E^*_{cm}$  (toujours à  $10^\circ$  labo). Ceci nous montre à quel point nous allons être sensible à la moindre erreur, que ce soit en position ou en énergie.

### III.a. ETATS PEUPLES DANS LE $^{11}\text{C}$

#### III.a.1. Spectre en énergie d'excitation

Nous nous intéressons dans un premier temps aux particules chargées détectées dans nos télescopes et plus particulièrement aux tritons, (qui proviennent en grande partie de la réaction  $^{12}\text{C}(d,t)^{11}\text{C}$ ). Vu les caractéristiques de cette réaction donnée dans la figure 3.13 on s'attend à obtenir une bonne résolution pour l'état fondamental. Nous avons donc choisi d'étudier cette réaction dès à présent pour valider notre procédure.

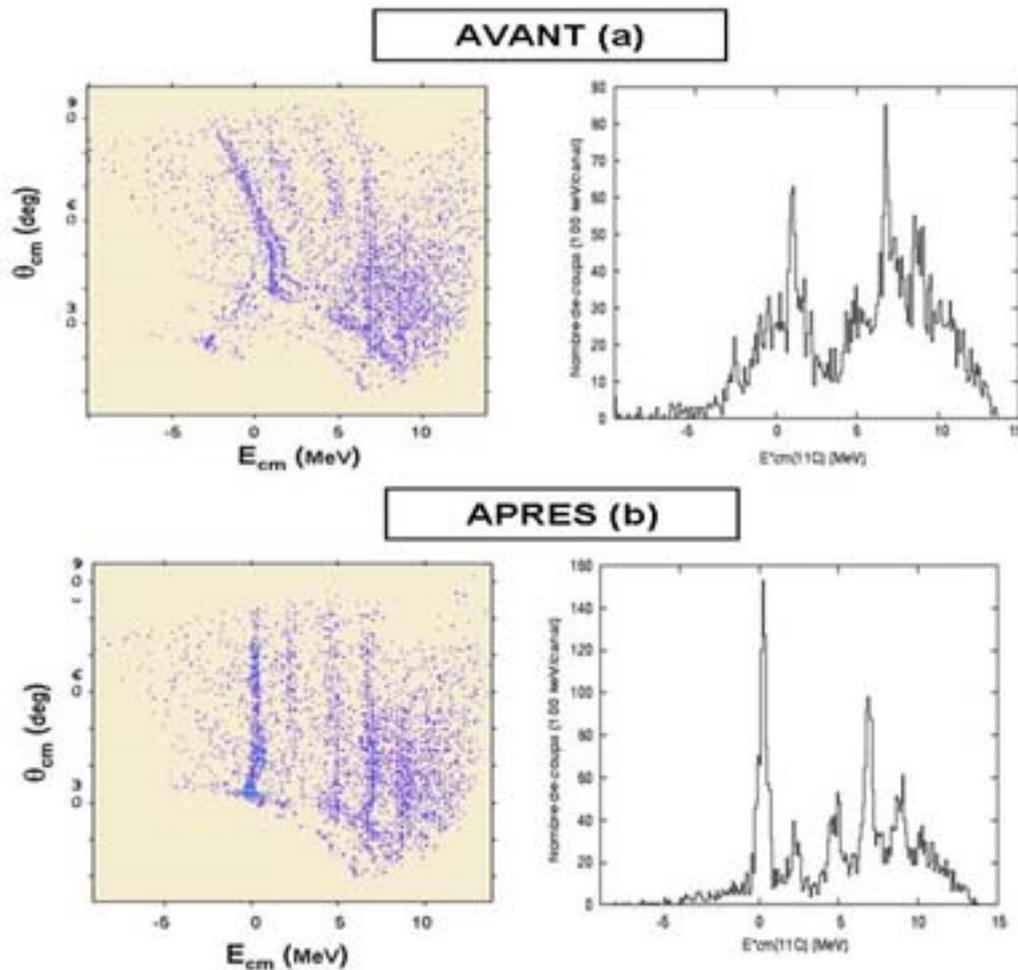
La distribution en énergie d'excitation  $E_{cm}$  des  $^{11}\text{C}$ , pour des tritons de basse énergie produits avec la cible de  $\text{CD}_2$  de  $1.1\text{mg}/\text{cm}^2$  est présentée sur la **figure 3.12**, à 100 keV par canal.



**Figure 3.12 :** Spectre en énergie d'excitation du  $^{11}\text{C}$  pour des tritons de basse énergie.

Ce spectre présente plusieurs pics bien distincts, correspondant au peuplement des états connus du  $^{11}\text{C}$  : l'état fondamental  $3/2^-$  et les états excités à 2.0 MeV ( $J^\pi = 1/2^-$ ) et à 4.318 MeV ( $J^\pi = 5/2^-$ ) [Ajz]. De façon à essayer d'isoler au mieux les tritons provenant de la réaction de transfert étudiée (d,t), des coupures en angle et en énergie sont exécutées. Les pics en question sont bien positionnés aux énergies d'excitation centre de masse données par les tables.

Sur la **figure 3.13.a**, est représenté à droite le spectre en énergie d'excitation du  $^{11}\text{C}$ , cette fois pour les tritons de haute énergie. Nous constatons ici que les différents niveaux d'énergie attendus sortent très mal. Ce spectre est en effet la projection sur  $E_{\text{cm}}$  du spectre bidimensionnel de la **figure 3.13.a** de gauche, où l'on observe que les valeurs reconstruites de  $E_{\text{cm}}$  varient avec  $\theta_{\text{cm}}$  (et donc avec l'énergie cinétique des tritons). Cela signifie que notre calibration de l'étage SiLi des différents télescopes MUST n'est pas suffisamment au point.



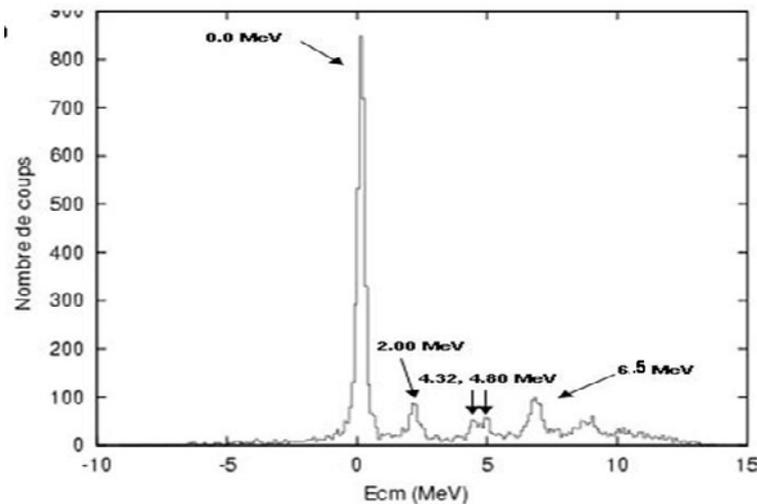
**Figure 3.13 :** Spectre en énergie d'excitation du  $^{11}\text{C}$  pour des tritons de haute énergie, avant(a) et après(b) amélioration des calibrations SiLi.

Nous allons donc justement utiliser cette reconstruction du spectre en énergie d'excitation du  $^{11}\text{C}$  pour améliorer notre étalonnage. Il s'agit de choisir un pic d'intérêt dans le spectre final  $E_{\text{cm}}$  associé à la particule détectée, de le sélectionner (fenêtre en  $E_{\text{cm}}$ ), et pour plusieurs angles laboratoire donnés, de relever l'énergie totale et l'énergie Si(Li) mesurées. Un programme de cinématique permet ensuite de déterminer le lien entre l'angle laboratoire et l'énergie totale de la réaction donnée. En résumé, pour un pic donné et un angle laboratoire fixé, nous avons à notre disposition une énergie totale théorique (issu de la cinématique), et une énergie totale expérimentale (relevée). En supposant que tout le reste du dispositif soit bien calibré, la différence entre ces deux valeurs de l'énergie totale sera attribuée au manque de précision de la première calibration des détecteurs Si(Li). Nous corrigeons donc la valeur de l'énergie déposée dans le Si(Li) de l'écart  $|E_{\text{tot,th}} - E_{\text{tot,exp}}|$ .

Cette procédure est répétée pour plusieurs angles laboratoires, puis pour plusieurs pics, et enfin, dans le cadre de plusieurs réactions (notamment  $^{11}\text{B}$  et  $^8\text{Be}$ ), de façon à donner un maximum de points de référence (ESi(Li), canal) pour obtenir une régression linéaire la plus précise possible. Le résultat obtenu est maintenant visible sur la **figure 3.13.b**.

Les coefficients de calibration de chaque module, ainsi plus satisfaisants, sont ensuite gardés en mémoire et injectés dans l'analyse.

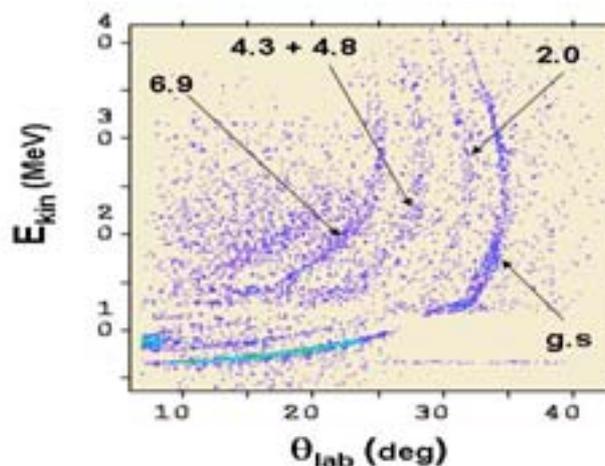
Sur la **figure 3.14**, est représenté le spectre en énergie d'excitation du  $^{11}\text{C}$ , cette fois pour tous les tritons (i.e. de basse et haute énergie), toujours à 100keV/canal. On observe là encore les différents états du  $^{11}\text{C}$  (0.0, 2.0, 4.32, 4.8, 6.48 MeV...) calés aux énergies d'excitation connues dans la littérature [Ajz].



**Figure 3.14 :** Spectre en énergie d'excitation du  $^{11}\text{C}$  pour l'ensemble des tritons de basse et haute énergie.

### III.a.2. Lignes cinématiques

Ces tritons présentent bien évidemment une corrélation entre leur énergie cinétique et leur angle d'émission dans le laboratoire qui est représentée sur la **figure 3.15** et ce, pour l'ensemble des données acquises avec la cible de  $\text{CD}_2$  de  $1.1\text{mg}/\text{cm}^2$ , y compris sur les quatre détecteurs externes couvrant le domaine angulaire 25-40°(lab).



**Figure 3.15 :** Lignes cinématiques expérimentales obtenues pour la réaction  $^{12}\text{C}(d,t)^{11}\text{C}$ , après amélioration des étalonnages en énergie des SiLi.

Les résultats expérimentaux sont de nouveau en bon accord avec les lignes cinématiques théoriques, ce qui nous permet d'affirmer là aussi que notre méthode et nos calibrations sont au point.

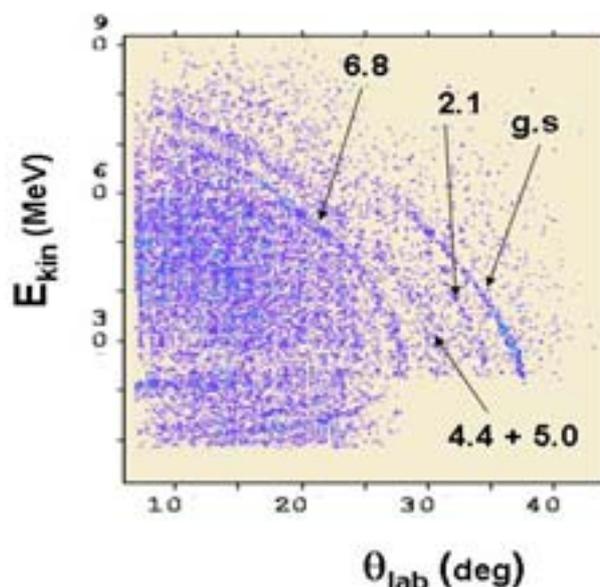
### III.a.3. Résolutions

La résolution en énergie d'excitation dans le centre de masse a été mesurée dans le cas des tritons de basse énergie, à partir de la largeur du pic correspondant à la population de l'état fondamental. La largeur à mi-hauteur relevée pour ce pic sur la statistique globale de tous les télescopes est de 300 keV. Sa largeur pour un seul détecteur est de 200 keV, ce qui correspond pratiquement à la valeur annoncée par le programme de simulation (170 keV). Dans le cas des tritons parvenant jusqu'aux détecteurs SiLi, nous avons relevé la résolution du pic à 6.48 MeV : 500 keV, sur la statistique sommée des 8 télescopes. Ce qui reste acceptable. L'étude de cette première réaction nous indique donc que les étalonnages de nos détecteurs sont à présent relativement fiables, tout du moins sur ce domaine cinématique (proche de celui du tetraneutron).

## III.b. ETATS PEUPLES DANS LE $^{11}\text{B}$

### III.b.1. Lignes cinématiques

De la même façon que pour les tritons associés aux  $^{11}\text{C}$ , les  $^3\text{He}$  provenant de la réaction  $^{12}\text{C}(d,^3\text{He})^{11}\text{B}$  présentent une corrélation entre leur énergie cinétique et leur angle d'émission dans le laboratoire. Sur la **figure 3.16** est représentée l'énergie  $E_{\text{tot}}(^3\text{He})$  en fonction de  $\theta_{\text{lab}}(^3\text{He})$ , et ce, pour les données acquises avec la cible de  $\text{CD}_2$  de  $1.1\text{mg}/\text{cm}^2$  pour l'ensemble des huit détecteurs.



**Figure 3.16:** Lignes cinématiques expérimentales obtenues pour la réaction  $^{12}\text{C}(d,^3\text{He})^{11}\text{B}$ .

Les résultats expérimentaux sont en bonne adéquation avec les lignes cinématiques prévues pour les premiers états connus de  $^{11}\text{B}$  [Ajz], ce qui nous permet de vérifier là aussi

que tous nos étalonnages en énergie et en position sont propres, et d'autre part, que notre méthode d'analyse est robuste.

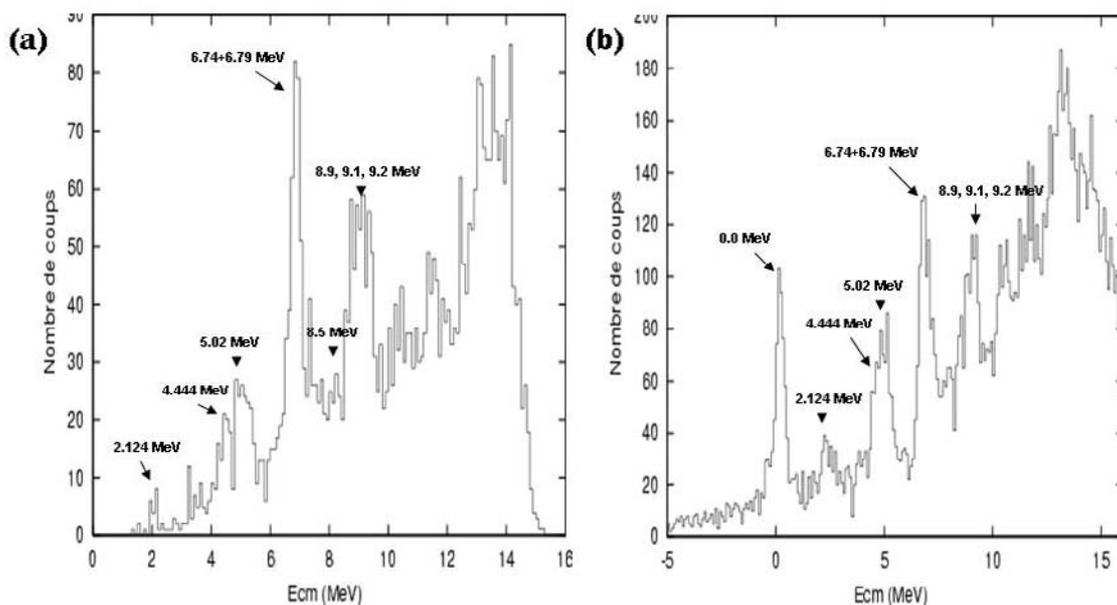
### III.b.2. Spectre en énergie d'excitation

La distribution en énergie d'excitation dans le centre de masse des  $^{11}\text{B}$ , pour des  $^3\text{He}$  de basse énergie produits avec la cible de  $\text{CD}_2$  de  $1.1\text{mg}/\text{cm}^2$  est présentée sur la **figure 3.17.a**, à  $100\text{ keV}$  par canal.

De façon à essayer d'isoler au mieux les  $^3\text{He}$  d'intérêt provenant de la réaction de transfert étudiée ( $d, ^3\text{He}$ ), nous avons appliqué ici aussi des coupures en angle et en énergie en accord avec ce que les lois de la cinématique imposent comme limites à cette réaction.

Ce spectre présente plusieurs pics bien distincts, correspondant au peuplement des états connus du  $^{11}\text{B}$  [Ajz]: l'état fondamental ( $J^\pi = 3/2^-$ ), et les premiers états excités à  $2.124\text{ MeV}$  ( $J^\pi = 1/2^-$ ),  $4.444\text{ MeV}$  ( $J^\pi = 5/2^-$ ),  $5.020\text{ MeV}$  ( $J^\pi = 3/2^-$ ) et le doublet à  $6.743$  et  $6.792\text{ MeV}$  (respectivement  $J^\pi = 7/2^-$  et  $J^\pi = 1/2^+$ ) .....

Sur la **figure 3.17.b**, est représenté le spectre en énergie d'excitation du  $^{11}\text{B}$ , cette fois pour les  $^3\text{He}$  de haute énergie. On observe là encore les différents états du  $^{11}\text{B}$  calés aux bonnes énergies centre de masse.



**Figure 3.17 :** Spectres en énergie d'excitation à basse et haute énergie pour la réaction  $^{12}\text{C}(d, ^3\text{He})^{11}\text{B}$ .

### III.b.3. Résolutions

La résolution en énergie d'excitation dans le centre de masse a été mesurée à partir de la largeur du pic correspondant à la population du doublet à  $\sim 6.8\text{ MeV}$ . La largeur à mi-hauteur relevée pour ce pic sur la statistique globale à basse énergie est de  $375\text{ keV}$ . Cela correspond à

peu près à la valeur annoncée par le programme de simulation (220 keV). Sa largeur pour des  $^3\text{He}$  de haute énergie est de 590 keV si l'on somme tous les détecteurs, ce qui reste tout à fait satisfaisant pour ce que nous voulons observer plus loin.

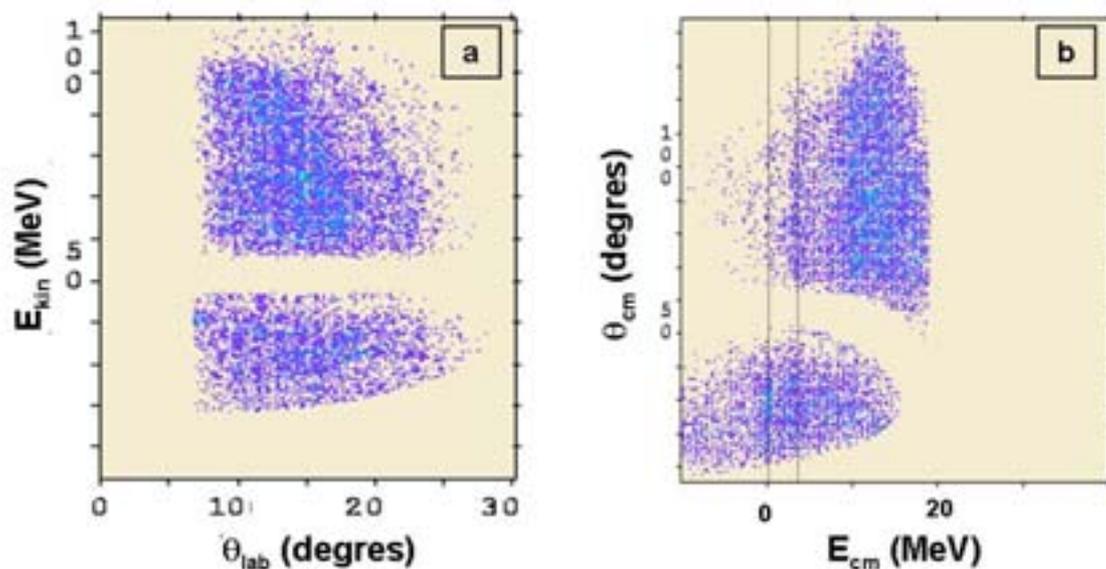
L'étude de cette seconde réaction confirme donc la qualité de nos étalonnages, et ce dans un domaine cinématique toujours très proche de celui du tetraneutron.

### III.c. ETATS PEUPLES DANS LE $^8\text{Be}$

#### III.c.1. Lignes cinématiques

Le  $^8\text{Be}$  est un noyau instable, décroissant par émission de  $2\alpha$ . Son état fondamental ( $J^\pi = 0^+$ ) de largeur naturelle 6.8eV est situé à 93 keV au dessus du seuil d'émission  $\alpha$ , et son premier état excité  $J^\pi = 2^+$ , situé à une énergie de 3.0 MeV possède une largeur naturelle  $\Gamma = 1.4$  MeV. Il existe d'autres états excités connus dans la littérature [Ajz] à 11.4 MeV ( $J^\pi = 4^+$ ,  $\Gamma = 7$  MeV), 16.6 MeV ( $J^\pi = 2^+$ ,  $\Gamma = 97$  keV) et 16.9 MeV ( $J^\pi = 2^+$ ,  $\Gamma = 83$  keV).

La corrélation entre l'énergie cinétique et l'angle d'émission dans le laboratoire des  $^6\text{Li}$  provenant de la réaction  $^{12}\text{C}(d,^6\text{Li})^8\text{Be}$  est présentée sur la **figure 3.18.a** :  $E_{\text{tot}}(^6\text{Li})$  en fonction de  $\theta_{\text{lab}}(^6\text{Li})$ , et ce, pour les données acquises avec la cible de  $\text{CD}_2$  de  $1.1\text{mg}/\text{cm}^2$ . On peut y voir les corrélations prévues pour le peuplement des deux premiers états du  $^8\text{Be}$  à 0.0 MeV et 3.04 MeV d'énergie d'excitation, ainsi que sur la figure **3.18.b**.



**Figure 3.18 :** (a) Lignes cinématiques expérimentales obtenues pour la réaction  $^{12}\text{C}(d,^6\text{Li})^8\text{Be}$   
(b) Corrélations  $E_{\text{cm}}-\theta_{\text{cm}}$  pour cette même réaction .

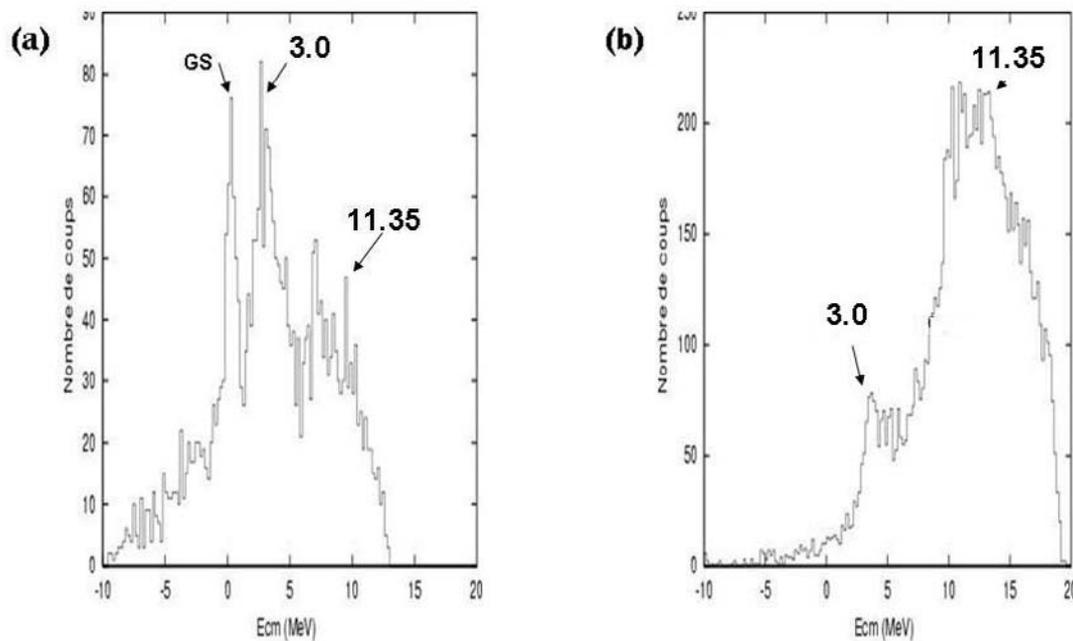
Les résultats expérimentaux sont en bonne adéquation avec ces lignes cinématiques, ce qui nous permet de vérifier d'une part que tous nos étalonnages en énergie et en position sont propres, et d'autre part, que notre méthode d'analyse est valide.

### III.c.2. Spectre en énergie d'excitation

La distribution en énergie d'excitation dans le centre de masse des  $^8\text{Be}$ , pour des  $^6\text{Li}$  de basse énergie (i.e s'arrêtant dans le premier étage de MUST), produits avec la cible de  $\text{CD}_2$  de  $1.1\text{mg}/\text{cm}^2$  est présentée sur la **figure 3.19.a**, à 200 keV par canal.

Ce spectre présente deux pics bien distincts, correspondant au peuplement de l'état fondamental du  $^8\text{Be}$ , et à celui du premier état excité connu pour ce noyau, l'état à 3.04 MeV. On observe également une structure à plus haute énergie, qui correspond à l'état 11.4 MeV du  $^8\text{Be}$ .

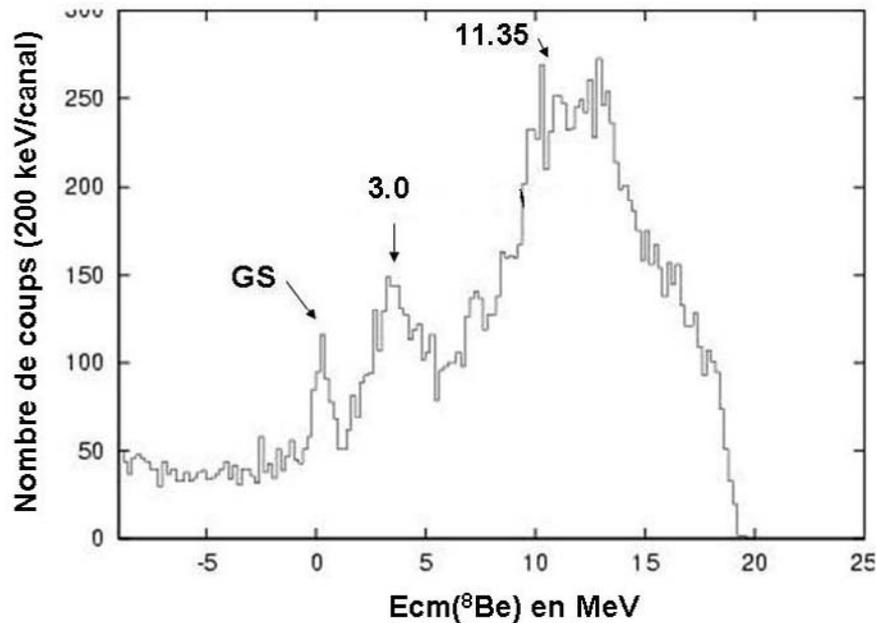
De façon à essayer d'isoler au mieux les  $^6\text{Li}$  provenant de la réaction de transfert étudiée ( $d,^6\text{Li}$ ), nous avons appliqué des coupures adéquates en angle et en énergie en accord avec les limites cinématiques de cette réaction. De cette façon, nous nous affranchissons d'un peu de fond. Les deux pics en question sont bien positionnés aux énergies d'excitation données par les tables.



**Figure 3.19 :** Spectres en énergie d'excitation du  $^8\text{Be}$  (0.2 MeV par canal) pour des  $^6\text{Li}$  de basse et haute énergie.

Sur la **figure 3.19.b**, est représenté le spectre en énergie d'excitation du  $^8\text{Be}$ , cette fois pour des  $^6\text{Li}$  de haute énergie (i.e allant jusqu'aux SiLi) correspondant à des grands angles dans le système du centre de masse. On observe là encore le premier état excité  $2^+$  du  $^8\text{Be}$  calé à la bonne énergie centre de masse (3.0 MeV). Par contre, l'état fondamental de  $^8\text{Be}$  n'est pas observé pour ces valeurs de  $\theta_{\text{cm}}$  élevées, en accord avec les prédictions d'un calcul DWBA de la section efficace ( $d,^6\text{Li}$ ) pour un transfert  $L=0$  (cf les résultats obtenus dans le cas de la réaction  $^8\text{He}(d,^6\text{Li})$  pour  $L=0$  présentés sur la **figure 1.9**).

Le spectre sommé pour les hautes et basses énergies  $^6\text{Li}$  est reporté sur la **figure 3.20**.



**Figure 3.20 :** Spectre en énergie d'excitation du  $^8\text{Be}$  pour l'ensemble des  $^6\text{Li}$  (basse et haute énergies).

### III.c.3. Résolutions

La résolution en énergie d'excitation dans le centre de masse a été mesurée à partir de la largeur du pic correspondant à la population de l'état fondamental. La largeur à mi-hauteur relevée pour ce pic (figure 3.21.a) sur la statistique globale de tous les télescopes est de 800 keV, sa largeur naturelle étant de 6.8eV. Sa largeur pour un seul détecteur est de 600 keV, ce qui est très proche de la valeur annoncée par le programme de simulation (500 keV). A haute énergie, par contre, la résolution est plus difficile à évaluer car seul ressort l'état excité à 3.04 MeV qui est déjà large naturellement de 1.50 MeV.

Il est à noter qu'il est difficile d'obtenir de meilleures résolutions, et ce à cause de l'utilisation de la position moyenne du faisceau de  $^{12}\text{C}$  en l'absence de mesure de reconstruction de trajectoire du faisceau.

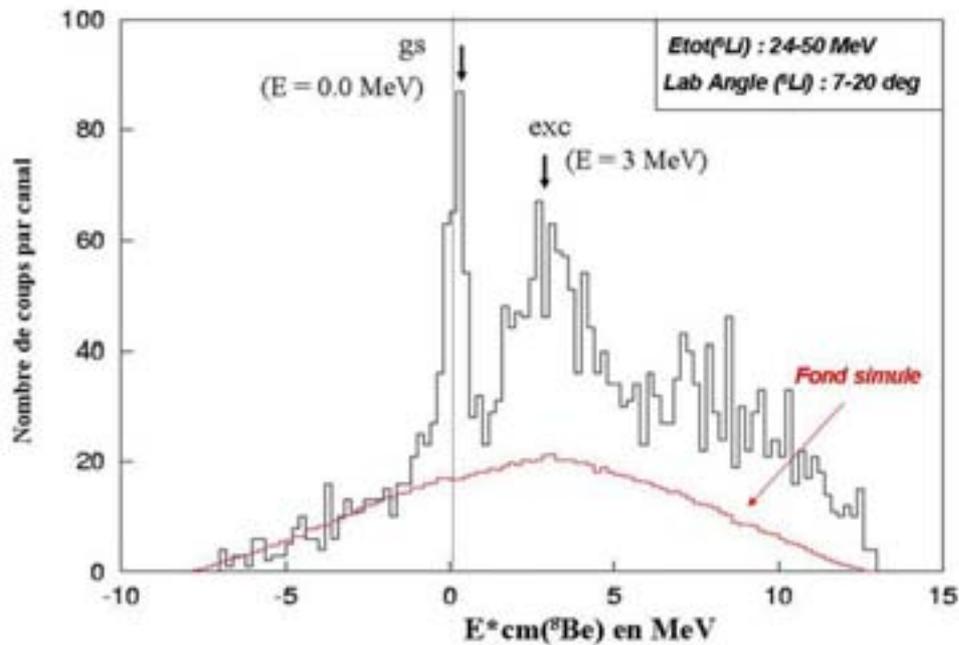
Les résultats obtenus pour cette dernière réaction montrent la pertinence de nos étalonnages et la consistance de notre procédure d'analyse.

### III.c.4. Fond

La cible utilisée pour cette réaction contenant du Carbone, nous supposons que le fond observé sous les pics de  $^8\text{Be}$  provient en grande partie de  $^6\text{Li}$  issus du break up de ce Carbone.

N'ayant pas eu suffisamment de temps pour envoyer ce faisceau de  $^{12}\text{C}$  sur une cible de carbone pur de façon à évaluer expérimentalement la contribution de ce phénomène au fond observé, nous avons simulé un fond à l'aide d'un tirage Monte-carlo (programme ANAFOND), auquel nous avons appliqué ensuite les mêmes coupures cinématiques que pour le spectre en énergie d'excitation. Il s'agit d'un tirage isotrope et plat en énergie cinétique, basé sur les événements réels du faisceau détectés lors du run de référence.

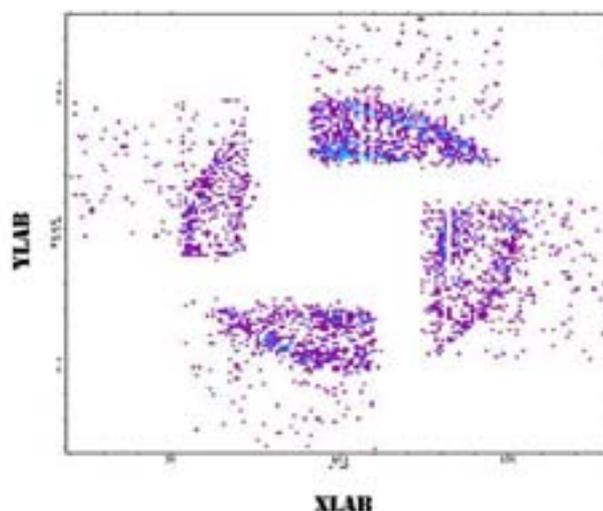
Le résultat est présenté sur la **figure 3.21** sous la forme d'une ligne continue, normalisée sur les évènements observés sur la cible de Carbone pure.



**Figure 3.21** : Spectre en énergie d'excitation du  $^8\text{Be}$  et son fond simulé .

### III.d $^8\text{He}$ ELASTIQUES

Les deutons issus de la diffusion élastique des  $^8\text{He}$  sur le deutérium de la cible de  $\text{CD}_2$  ont été détectés dans les télescopes de la couronne interne, très à l'avant, avec un angle  $\theta$  maximum de  $14.6^\circ$ , ce qui correspond parfaitement avec la cinématique de cette réaction. La **figure 3.22** montre les impacts des deutons sur la couronne interne. Ceci nous confirme d'une autre manière, que les calibrations en position sont fiables.



**Figure 3.22** : Représentation dans le repère du laboratoire des impacts d' $^8\text{He}$  issus de la diffusion élastique sur le deutérium de la cible.

En raison d'une saturation de la chaîne électronique de trois de nos quatre détecteurs SiLi internes, il ne nous a pas été possible d'extraire un spectre en énergie d'excitation de la voie  ${}^8\text{He}(d,d){}^8\text{He}$ .

Les résultats de la distribution angulaire élastique seront donnés dans le chapitre 5.

## IV. SPECTRE EN ENERGIE D'EXCITATION DU TETRANEUTRON :

De la même façon que nous avons extrait les  ${}^6\text{Li}$  produits avec le faisceau de  ${}^{12}\text{C}^{3+}$ , et reconstruit le spectre en énergie d'excitation du  ${}^8\text{Be}$ , nous avons ensuite isolé les  ${}^6\text{Li}$  produits cette fois avec le faisceau d' ${}^8\text{He}$ , de manière à déterminer le spectre en énergie d'excitation du système de quatre neutrons (associés à la production de ces  ${}^6\text{Li}$ ). La **figure 3.23** représente ce spectre avec des coupures cinématiques permettant de s'affranchir d'une grande partie des  ${}^6\text{Li}$  issus d'autres processus que le transfert d'alpha. L'allure du spectre croît jusque vers 12 MeV, puis décroît ensuite jusqu'à une énergie maximum de 20 MeV. Nous comparerons ce spectre avec des calculs d'espace de phase pour un continuum de quatre neutrons libres au chapitre 5. Nous pouvons y distinguer deux structures : l'une à énergie d'excitation négative (ce qui signifie que l'on se trouve dans la zone du spectre qui témoigne d'un éventuel état lié de ces quatre neutrons), et une structure plus marquée vers +2.5 MeV, qui elle s'apparente à une structure résonante, de largeur  $2\sigma$ .

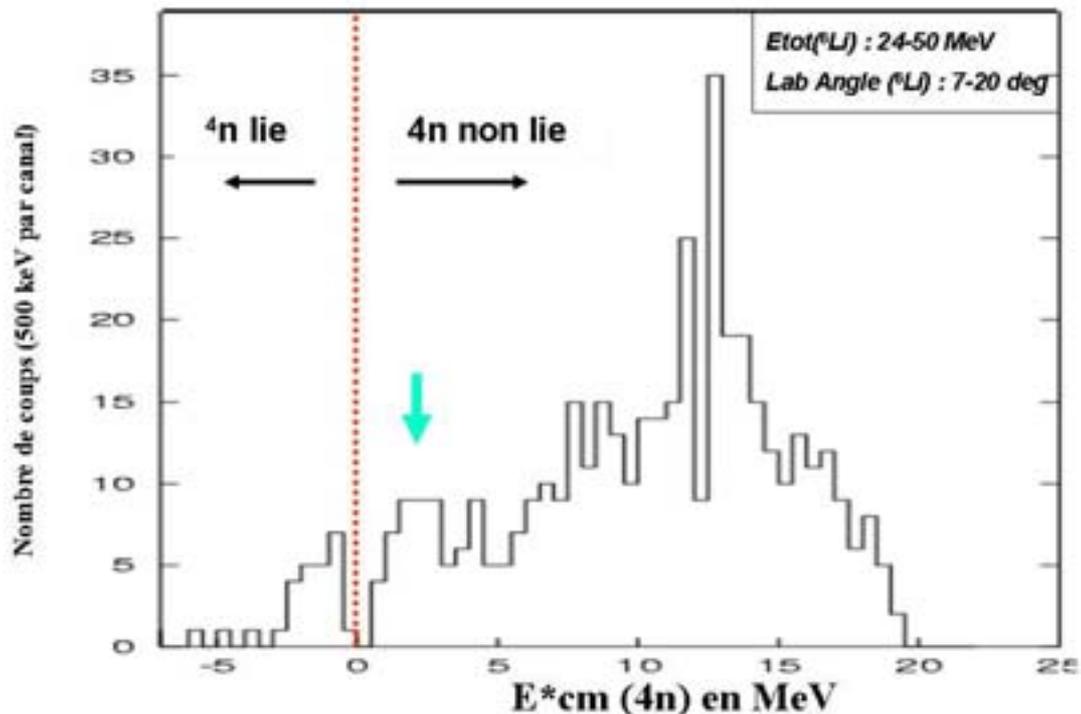
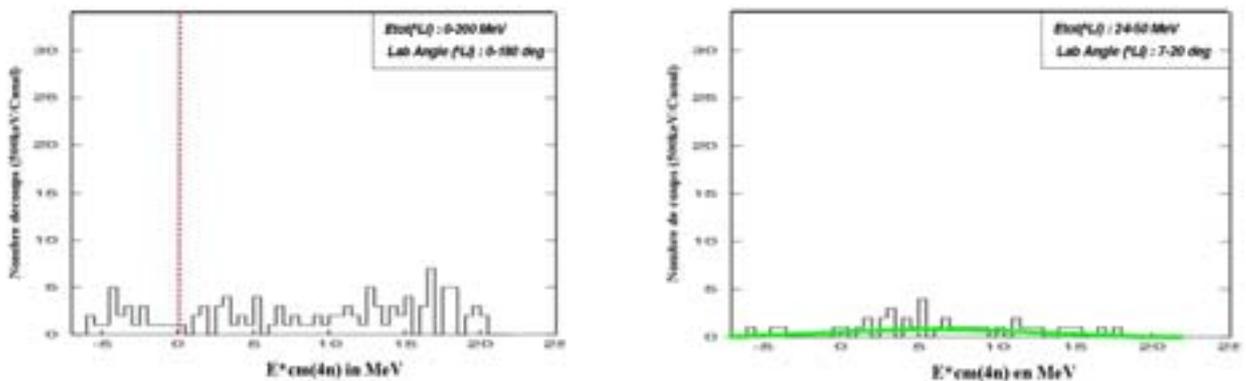


Figure 3.23 : spectre en énergie d'excitation du système de quatre neutrons

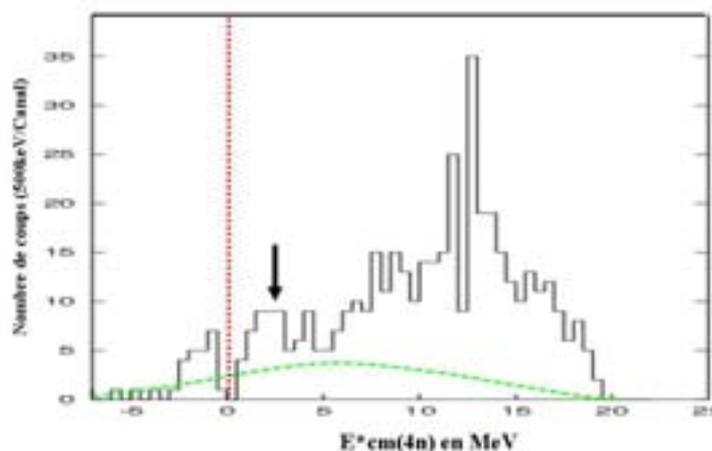
D'autre part, pour évaluer le fond issu de réactions parasites sur le Carbone de la cible, une prise de données de 25 heures a été effectuée dans les mêmes conditions avec une cible de carbone pure, de façon à observer l'allure du spectre produit, et à pouvoir soustraire cette contribution à notre spectre final. Cependant, la statistique obtenue n'a pas permis de soustraire canal à canal cette contribution de notre spectre « Tetraneutron » obtenu sur cible de  $CD_2$ . Toutefois, comme nous pouvons l'observer sur la **figure 3.26**, le fond semble particulièrement plat, et non générateur de structure.



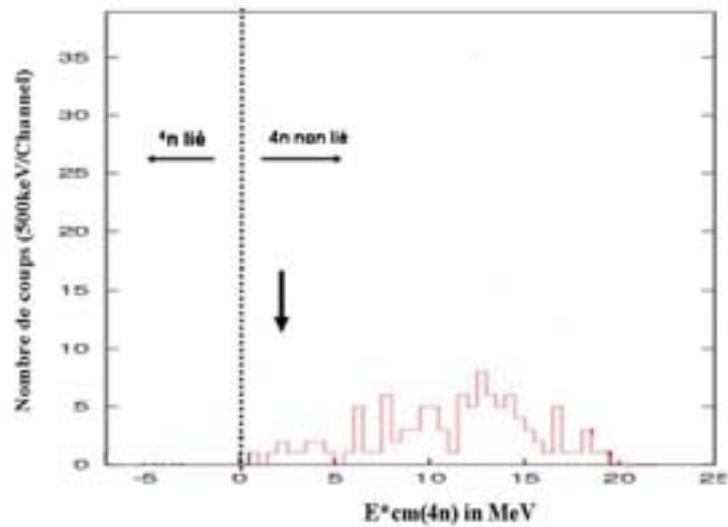
**Figure 3.24** : Sur la figure de gauche est représentée l'accumulation faite sur une cible de Carbone pur dans le but d'évaluer le fond dû à ce composant de la cible. Sur celle de droite, la même statistique qu'à gauche, mais en respectant cette fois les coupures cinématiques appliquées pour la figure 3.23. La courbe en trait plein représente le fond simulé.

La méthode utilisée pour simuler le fond sous le spectre de  $^8Be$  a été reprise ici, et ajustée à la statistique sur cible de carbone, de façon à obtenir une courbe représentative et normalisable, du fond du à la cible de carbone. Sur la **figure 3.25.a** il est à présent clair que la structure résonante à 2.5 MeV d'énergie d'excitation n'est pas générée par une réaction sur le carbone de la cible.

Malheureusement, le spectre en énergie d'excitation du système de quatre neutrons ne dispose pas d'une statistique satisfaisante pour affirmer à ce stade que ces structures sont significatives d'un quelconque phénomène physique. Toutefois, il est très intéressant de regarder l'ensemble des données recueillies, notamment dans les plastiques, pour essayer de cerner ce qui est en jeu derrière ces structures.

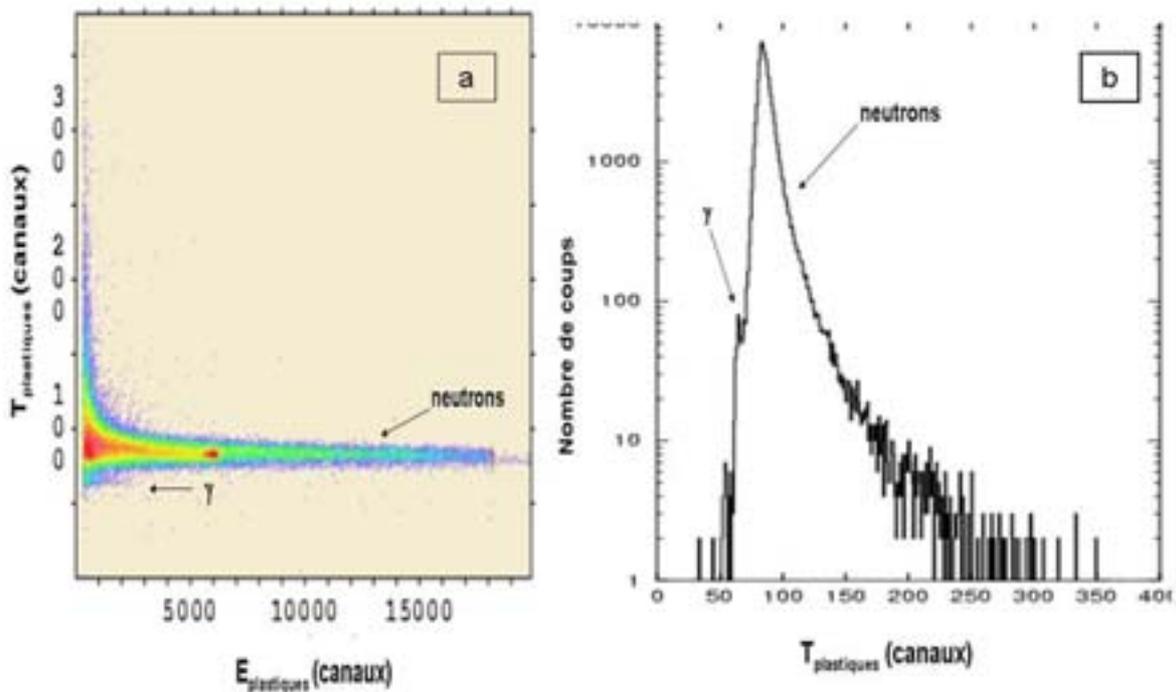


**Figure 3.25.a** : Le spectre en énergie d'excitation du Tetraneutron.



**Figure 3.25.b :** Le spectre en énergie d'excitation du Tetraneutron en coïncidence avec les neutrons.

Sur la **figure 3.25.b**, est représenté en rouge le même spectre que précédemment, en coïncidence cette fois avec au moins un neutron dans un des détecteurs plastiques situés derrière les télescopes. Pour obtenir ce spectre des neutrons en coïncidence avec nos  ${}^6\text{Li}$ , nous avons utilisé le temps de vol des particules détectées dans les plastiques (**figures 3.26.a** et **3.26.b**) et isolé la contribution des neutrons de celle des gammas en appliquant un seuil sur les temps des détecteurs plastiques.



**Figure 3.26.a et b :** Temps mesuré dans les détecteurs plastique (séparation de la contribution des gammas et de celle des neutrons).

Ceci nous permet de sélectionner plus fortement la réaction de transfert que nous souhaitons étudier, en demandant que des neutrons soient émis vers l'avant, en même temps que nos  ${}^6\text{Li}$ . Toutefois, l'efficacité de détection de nos neutrons étant seulement de l'ordre de 25%, la courbe rouge ne dispose pas d'une grande statistique non plus, mais apporte quelques pistes pour une première interprétation : en effet, la première constatation est que l'ensemble des coups de la courbe rouge reste dans un rapport de l'ordre de 25% du nombre de coups, et ce dans toutes les tranches en énergie d'excitation, sauf à énergie négative, où l'on attendrait au moins 4 coups sous la petite structure, et où aucun neutron n'a été détecté. Ceci nous fait supposer que cette bosse n'est peut-être qu'un phénomène purement statistique. Par contre, sous la structure résonante à 2.5 MeV, nous avons constaté que le rapport était conservé. Ce qui nous laisse à penser qu'il s'agit bien là de la caractérisation d'un phénomène physique de résonance dans ce système de quatre neutrons.

## V. AUTRE VOIE DE REACTION : PRODUCTION DE ${}^6\text{Li}$ DANS UN ETAT EXCITE.

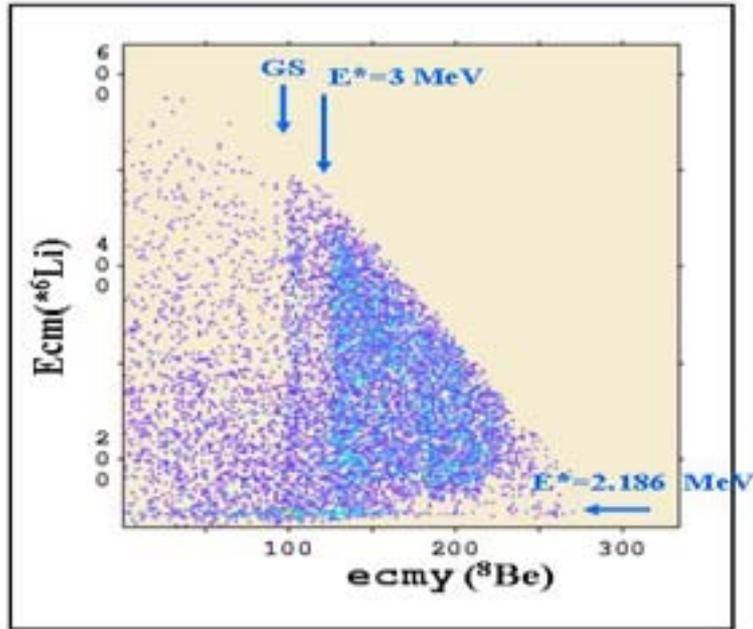
La réaction de transfert  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n$  que nous étudions ici ne produit pas uniquement des  ${}^6\text{Li}$  dans leur état fondamental, mais peut également produire des  ${}^6\text{Li}$  excités. Notamment dans un état à 2.186 MeV d'énergie d'excitation, connu pour son degré élevé de configuration  $\{\alpha+d\}$ . Ces  ${}^6\text{Li}^*$  décroissent alors par émission de ces deux particules en coïncidence. La détection simultanée de cet alpha et de ce deuton dans notre ensemble de télescopes nous permet de reconstituer l'énergie du  ${}^6\text{Li}^*$  et donc ensuite celle du système de quatre neutrons.

### V.a. Réaction ${}^{12}\text{C}(d, {}^6\text{Li}^*){}^8\text{Be}$

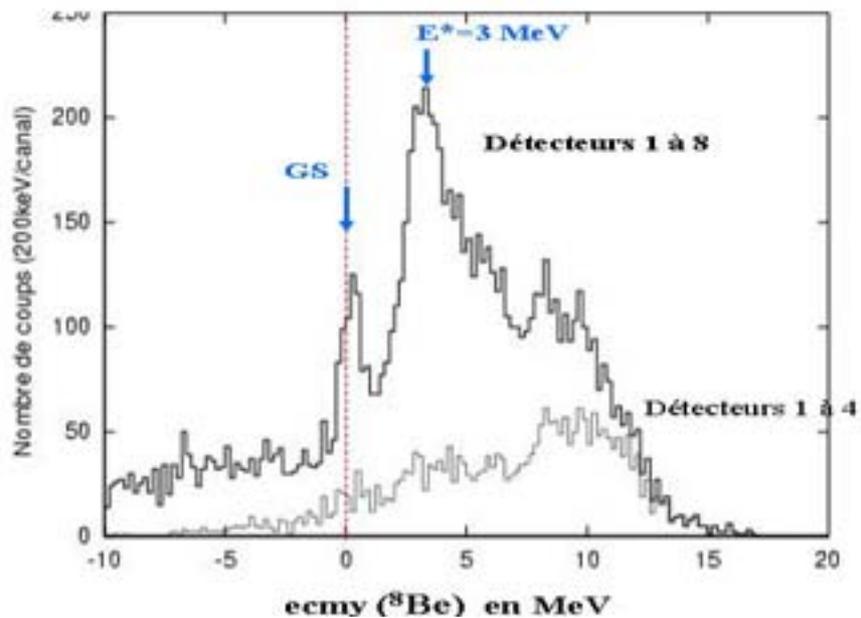
De la même façon que jusqu'ici pour les  ${}^6\text{Li}$  produits dans leur état fondamental, la réaction  ${}^{12}\text{C}(d, {}^6\text{Li}^*){}^8\text{Be}$  constitue un repère de qualité, car là aussi, le transfert d'alpha peut conduire à la production de  ${}^6\text{Li}$  excités qui décroîtront par émission  $\{\alpha+d\}$ .

La **figure 3.27** représente en ordonnée l'énergie d'excitation du  ${}^6\text{Li}^*$  reconstituée à partir des données recueillies sur l'alpha et sur le deuton, et en abscisse, l'énergie d'excitation du  ${}^8\text{Be}$  à laquelle on a ainsi pu remonter. Nous pouvons observer deux lignes verticales correspondant à l'état fondamental et au premier état excité du  ${}^8\text{Be}$  et une ligne horizontale pour l'état à 2.186 MeV du  ${}^6\text{Li}^*$ .

La **figure 3.28** nous montre la projection de la figure 3.27 suivant l'axe des X, c'est-à-dire suivant l'énergie d'excitation du  ${}^8\text{Be}$  dans le centre de masse. La courbe noire est celle obtenue en utilisant l'ensemble des 8 télescopes (i.e. la couronne interne et la couronne externe de détecteurs), celle en gris représente les données obtenues si l'on ne considère que la couronne interne. La statistique si elle est très correcte lorsque l'on considère l'ensemble du système de détection, devient toutefois décevante lorsque l'on se restreint aux quatre détecteurs centraux et ne permet plus de distinguer clairement les deux premiers états excités.

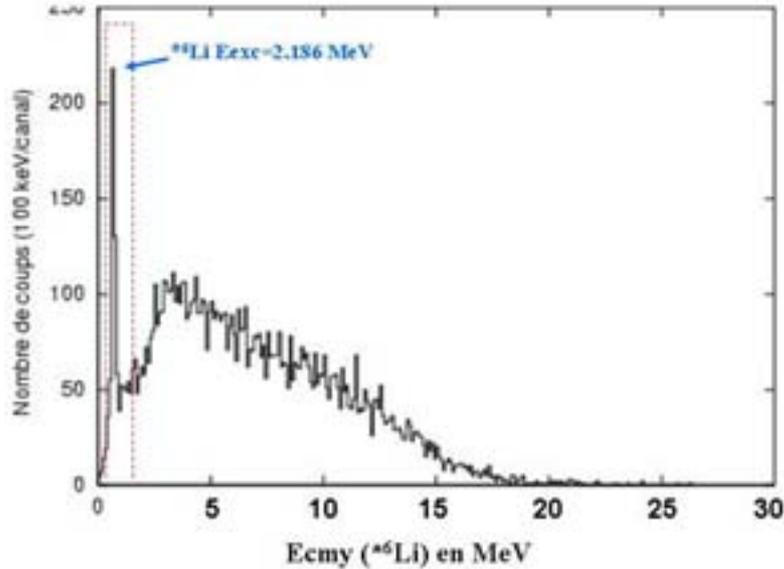


**Figure 3.27** : Energie d'excitation du  $^8\text{Be}$  versus celle du  $^6\text{Li}^*$  dans le centre de masse.

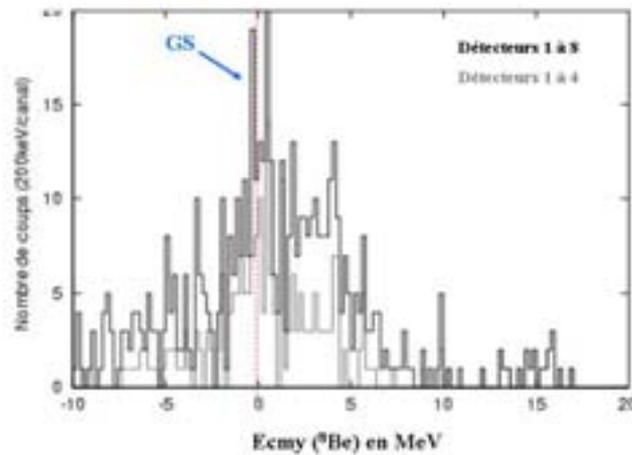


**Figure 3.28** : Spectre en énergie d'excitation du  $^8\text{Be}$  pour l'ensemble des télescopes, et pour ceux de la couronne interne.

La **figure 3.29** nous montre maintenant la projection de la figure 3.27 suivant l'axe des Y, c'est-à-dire suivant l'énergie d'excitation du  $^6\text{Li}^*$ . Jusqu'à présent, nous avons gardé toute la statistique du  $^6\text{Li}^*$  (i.e l'état excité à 2.186 MeV, et le continuum), or si l'on applique une fenêtre sur l'état à 2.186 MeV, on obtient alors la **figure 3.30**. La statistique est plus faible, et l'on distingue moins bien les états du  $^8\text{Be}$ . On ne devine plus que le fondamental.



**Figure 3.29 :** Spectre du  ${}^6\text{Li}^*$  au-dessus du seuil d'émission de particule alpha, dans le centre de masse pour la réaction  ${}^{12}\text{C}(d, {}^6\text{Li}^*){}^8\text{Be}$ .



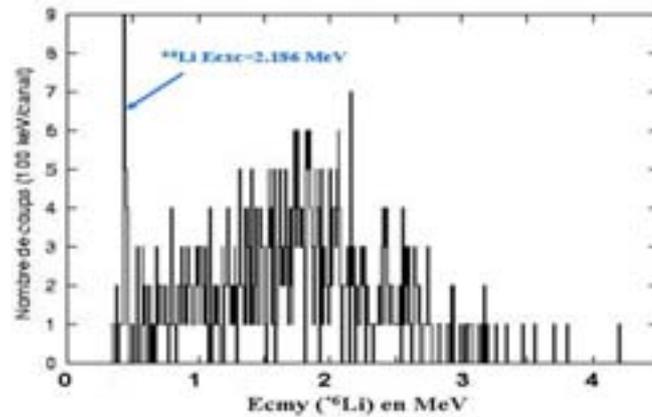
**Figure 3.30 :** Spectre en énergie d'excitation du  ${}^8\text{Be}$  pour l'ensemble des télescopes, et pour ceux de la couronne interne avec sélection sur l'état à 2.186 MeV.

En conclusion, la reconstruction du spectre de  ${}^8\text{Be}$  à partir de la détection de l'alpha et du deuton issus de la décroissance du  ${}^6\text{Li}^*$  est un processus qui donne de bons résultats, à condition de couvrir une zone angulaire suffisamment grande pour détecter les coïncidences (i.e. nécessité de la couronne externe) et aussi de ne pas se cantonner à regarder l'état à 2.186 MeV, mais d'utiliser l'ensemble du continuum.

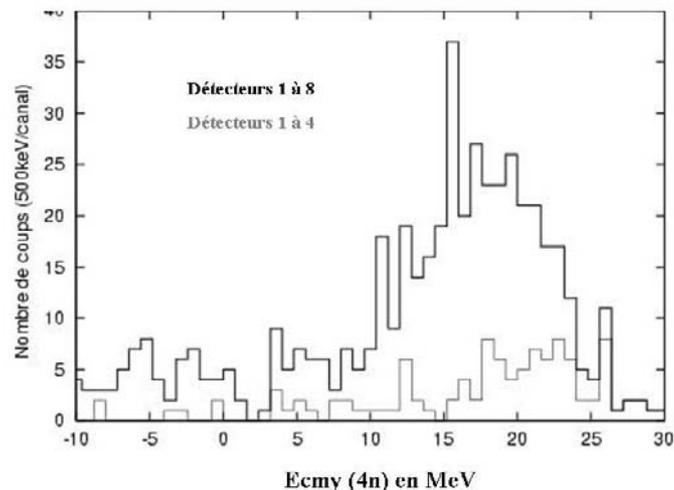
### V.b. Réaction ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li}^*)4n$

Regardons à présent les figures obtenues avec le faisceau d' ${}^8\text{He}$  en appliquant la même méthode que précédemment. La **figure 3.31** représente l'énergie d'excitation du  ${}^6\text{Li}^*$  reconstituée à partir des informations recueillies pour l'alpha et le deuton émis en coïncidence lors de la réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li}^*)4n$ . On observe de nouveau un pic autour de 1.474 MeV au dessus du seuil  $\{\alpha+d\}$  qui lui, vaut 712 keV. Cependant, la faible quantité de coups dans ce pic ne rend pas significative son observation isolée. Le spectre en énergie d'excitation du

tetraneutron est donc présenté sur la **figure 3.32** pour l'ensemble des  ${}^6\text{Li}^*$  (état à 2.186 MeV + continuum). On retrouve la forme du spectre présenté pour les  ${}^6\text{Li}$  fondamentaux sur la figure 3.25, avec augmentation du nombre de coups avec l'énergie, mais là encore, le nombre de coups obtenus reste faible, et ne permet pas de mise en évidence d'un état lié ou d'une résonance à basse énergie dans le système de quatre neutrons.



**Figure 3.31 :** Spectre du  ${}^6\text{Li}^*$ , au-dessus du seuil d'émission de particule alpha, dans le centre de masse pour la réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li}^*)4n$



**Figure 3.32:** Spectre en énergie d'excitation du  $4n$  pour l'ensemble des télescopes, et pour ceux de la couronne interne.

En conclusion, les multiples calibrations et vérifications exposées dans ce chapitre nous donnent entièrement confiance dans la validité des spectres que nous obtenons ensuite lors de la recherche du Tetraneutron dans la voie de réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n$ . Nous obtenons ainsi une indication sur l'existence d'une éventuelle structure résonante vers 2.5 MeV d'énergie d'excitation, qui malgré la faible statistique du spectre, suscite un grand intérêt pour la compréhension des forces nucléaires. La voie  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li}^*)4n$  ne donne quant à elle aucune indication, et ce du fait que le nombre de coups clairement identifié comme venant de l'état excité  $3^+$  du  ${}^6\text{Li}$  à 2.186 MeV soit finalement très faible.

L'ensemble des résultats obtenus lors des deux expériences (2002 et 2004) sera analysé et discuté dans le chapitre 5.

# Chapitre 4

## EXPERIENCE DE 2004

Cette première étude des réactions  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})$  et  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li}^*)$  menée en 2002 avait permis de démontrer l'intérêt et la faisabilité de la méthode proposée pour rechercher l'existence d'un Tetraneutron lié ou d'éventuels états résonants dans le continuum du système  $4n$ . Et cela d'autant plus que l'allure du spectre de masse des quatre neutrons libérés après interaction d'un Hélium 8 et d'un atome de deutérium se trouvait être tout à fait compatible avec l'existence d'une possible résonance aux alentours de 2.5 MeV au dessus du seuil !

Cette observation expérimentale, présentée dans plusieurs colloques et congrès internationaux a suscité un très large intérêt, au-delà même de la stricte communauté des physiciens nucléaires, alimentant l'espoir (ou peut-être la crainte..) que certaines bases de la théorie des interactions nucléaires, fermement avérées depuis plusieurs dizaines d'années se trouvaient devoir être remises en question... De nouveaux calculs [Laz05][Pie03] ont été alors entrepris par les théoriciens des systèmes à petit nombre de nucléons, se mettant à développer des techniques nouvelles pour la recherche d'états résonants dans le continuum nucléaire.

Dans ce contexte, il s'avérait absolument nécessaire de confirmer ou d'infirmer l'existence de cet éventuel état résonant dans le système  $4n$ , en tentant d'augmenter la statistique obtenue dans l'expérience de 2002 d'une façon significative. Les sections efficaces de production du système  $4n$  et du fond sous-jacent étant maintenant bien déterminées, le Comité d'expériences du Ganil nous a donc attribué du temps de faisceau supplémentaire en septembre 2004 pour reprendre cette expérience, avec 6 UT de faisceau auxiliaire de  ${}^{12}\text{C}$  de même rigidité magnétique, pour les réglages d'électronique et 32 UT de faisceau d' ${}^8\text{He}$  fourni par SPIRAL. Le but fixé alors était de doubler la statistique obtenue précédemment –soit un triplement de la statistique après sommation des données des deux expériences.

Ce chapitre présente en premier lieu les conditions expérimentales de cette seconde expérience. Le dispositif de détection était, dans sa partie centrale, très similaire à celui utilisé précédemment et décrit dans le chapitre 2. Nous avons cependant cherché à en améliorer et optimiser certains aspects, à la lumière des résultats déjà obtenus. Le paragraphe I expose les légères modifications apportées au dispositif expérimental précédent et leur bien-fondé. Le déroulement de l'expérience (nature des cibles et des faisceaux, temps d'accumulation, etc.) et la comparaison avec les conditions de l'expérience précédente sera exposée au paragraphe II. Les études préalables des réactions dites « de calibration », induites par les faisceaux auxiliaires de  ${}^{12}\text{C}$  et  ${}^{16}\text{O}$  sont finalement décrites dans le dernier paragraphe.

# I. Dispositif expérimental

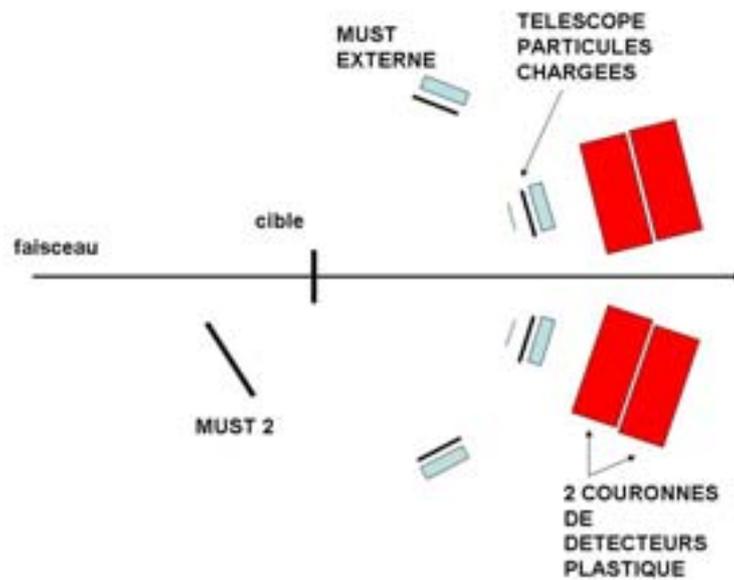


Figure 4.1.a : Dispositif de l'expérience de 2004.



Figure 4.1.b : Photographie du dispositif de l'expérience de 2004.

## I.a. Configuration des télescopes MUST

Un schéma du dispositif utilisé dans cette expérience est montré sur la **figure 4.1.a** et sur la photographie de la **figure 4.1.b**. Les quatre télescopes centraux de Silicium (Must+détecteurs Dubna) utilisés en 2002 (cf fig. 2.8) ont été placés dans les mêmes positions que précédemment. Leur couverture angulaire (~5 à 25 degrés) assure une efficacité géométrique optimale pour la détection des  ${}^6\text{Li}$  de la réaction  ${}^8\text{He}(d,{}^6\text{Li})$ , comme l'ont montré les résultats de la simulation reportés sur la figure 2.12.a. Le choix de la position des quatre autres télescopes MUST, précédemment placés entre 25 et 40 degrés pour permettre de détecter avec une bonne efficacité les deutons et les alphas issus de la réaction  ${}^8\text{He}(d,{}^6\text{Li}^*_{2.186})$  (cf simulation fig.2.12.b) a été par contre l'objet de discussions préalables animées.

Compte tenu des problèmes de saturation de l'électronique de MUST compromettant la caractérisation complète des  ${}^8\text{He}$  d'énergie cinétique supérieure à 100 MeV, il ne nous avait pas été possible de mesurer la diffusion élastique et inélastique  ${}^8\text{He}+d$  sur toute la gamme angulaire souhaitable. Cette mesure devenait par contre possible en détectant cette fois les deutons émis entre 45 et 75 degrés avec une énergie cinétique inférieure à 40 MeV, à l'aide des quatre télescopes MUST externes.

Indépendamment des bienfaits immédiats apportés par une mesure de diffusion élastique dans toute expérience (monitorage des épaisseurs de cible, tests divers,...), l'étude de la diffusion élastique de l' ${}^8\text{He}$  sur un deutérium présente évidemment un intérêt intrinsèque de premier plan qu'il nous semble peu utile de discuter ici. Nous insisterons plutôt sur la possibilité offerte par cette nouvelle configuration d'étudier une autre voie de réaction possible pour la recherche du Tetraneutron :



Les résultats de l'expérience de 2002 nous ayant en effet montré que la voie de réaction  $(d,{}^6\text{Li}^*)$  était très peu peuplée (cf figure 3.32), la diffusion inélastique  $d+{}^8\text{He}^*$  avec désexcitation séquentielle en vol de l' ${}^8\text{He}$  excité en  ${}^4\text{He} + 4$  neutrons peut en effet constituer une alternative intéressante à explorer. Dans un tel cas, les simulations montrent que les deutons sont essentiellement détectés par les télescopes externes, les produits de décroissance de  ${}^8\text{He}$  étant émis vers l'avant, avec détection des  ${}^4\text{He}$  par les Must internes, assurant ainsi une efficacité très satisfaisante de notre dispositif expérimental.

## I.b. Détection des neutrons

La détection des neutrons émis en coïncidence avec les  ${}^6\text{Li}$  s'est révélée extrêmement utile lors de l'expérience précédente pour diminuer le fond présent sous le spectre  $4n$ , comme l'a montré la figure 3.27.b. L'importante efficacité de détection (environ 25%) en coïncidence MUST-plastiques pour la voie  ${}^6\text{Li}$  comparée à celle observée pour les autres voies de réaction est due au nombre de neutrons émis simultanément. Nous avons alors décidé d'augmenter encore cette efficacité en doublant l'épaisseur des détecteurs plastiques (18 cm au lieu de 9 cm). Sur le plan pratique, nous avons choisi de maintenir l'ancienne couronne de détecteurs plastiques et d'en rajouter une seconde de même dimension juste derrière la première. Les calculs de simulation ont montré qu'une telle configuration permettait de passer l'efficacité de détection  ${}^6\text{Li}-4n$  en coïncidence de 23% à 41%, sans conséquence fâcheuse sur l'identification des neutrons par temps de vol.

## I.c. Test d'un module du futur détecteur MUST2

Nous mentionnerons également que lors de cette expérience, nous avons installé un module de la nouvelle génération de détecteurs Silicium à pistes XY dans la chambre SPEG à environ 10 cm en arrière de la cible, pour test. L'utilisation de ce module de surface 10cmx10cm, comportant 128 pistes X et 128 pistes Y ayant pour but de mesurer les protons émis par la réaction  ${}^8\text{He}(d,p){}^9\text{He}$ , s'est déroulée sans interférence dommageable pour le cours de notre expérience.

## I.d. Etalonnages

Les étalonnages des différents détecteurs (CATS, MUST, DUBNA et PLASTIQUES) ont été menés de la même façon que pour l'analyse de septembre 2002. Ils ne seront donc pas détaillés ici. Par contre, comme nous attachons beaucoup d'importance à la validation de ces étalonnages, nous allons voir comment, lors de cette seconde analyse, nous avons optimisé la calibration de l'ensemble de notre dispositif expérimental en étudiant de nouveau des réactions connues.

# II. FAISCEAUX ET CIBLES DE 2004

## II.a. Cibles

De façon à tirer avantage de ces UT supplémentaires, nous avons également étudié la possibilité d'augmenter l'épaisseur de notre cible (donc le nombre de deutériums disponibles). Etant donné que les résolutions obtenues en 2002 sur les réactions de calibrations étaient bonnes, et notamment assez fidèles à ce que notre simulation nous avait annoncé, nous avons de nouveau évalué la dégradation de la résolution en fonction de l'épaisseur de la cible de  $\text{CD}_2$ . Ainsi, pour l'état fondamental de  ${}^8\text{Be}$  par exemple, la résolution attendue est d'environ 600 keV à mi-hauteur pour une cible de  $1.5 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ . La résolution se dégrade donc par rapport à 2002 mais reste suffisante pour ce que nous voulons observer. Nous avons donc commandé la fabrication de nouvelles cibles de  $\text{CD}_2$  d'environ  $1.5 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$  auprès du service des cibles de l'IPN d'Orsay. L'épaisseur de cible finalement utilisée, mesurée à l'aide d'une source alpha de  ${}^{241}\text{Am}$  est de  $1.70 \text{ mg}/\text{cm}^2$ .

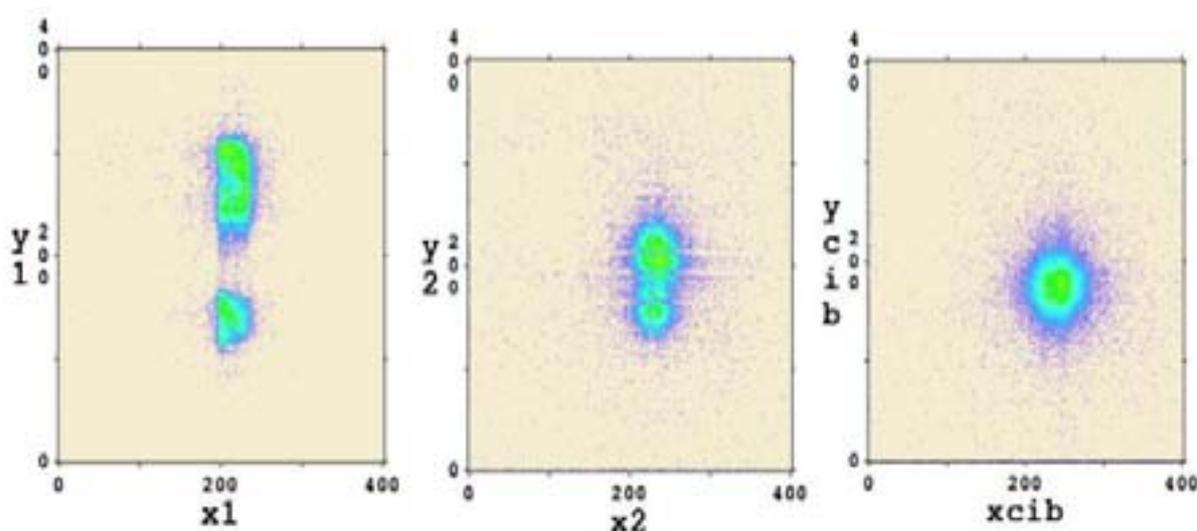
L'épaisseur de la cible de carbone utilisée pour les mesures du fond à soustraire a elle aussi été augmentée d'une façon significative, passant de  $0.5 \text{ mg}/\text{cm}^2$  à  $1.45 \text{ mg}/\text{cm}^2$ .

## II.b. Faisceaux auxiliaires

La **figure 4.2** montre les impacts du faisceau auxiliaire sur les détecteurs CATS et la reconstruction de l'image du faisceau sur la cible, et ce, lors d'un run dit « de référence », à faible intensité. L'intensité fournie en sortie de cyclotron est initialement la même que pour le reste des runs de calibration, mais pour cette mesure de la position du faisceau, on introduit

un Pepper pot (barillet) dans la ligne de faisceau, pour ne laisser passer qu'une petite partie du faisceau (et ce afin de ne pas abîmer les Chambres CATS).

Il faut signaler ici qu'à la différence de l'expérience précédente, la position du faisceau n'est déterminée que de façon relative. En effet, la vérification de la position absolue effectuée normalement avec une grille (cf. Chapitre 3 paragraphe I.d.3) n'a pu être effectuée cette fois-ci à cause d'un déclenchement électronique défectueux. Les décalages de position des détecteurs CATS à introduire dans l'analyse seront donc déterminés suivant la procédure exposée dans le paragraphe III.a.



**Figure 4.2 :** Impacts du faisceau auxiliaire sur CATS1, CATS2 et sur la cible.

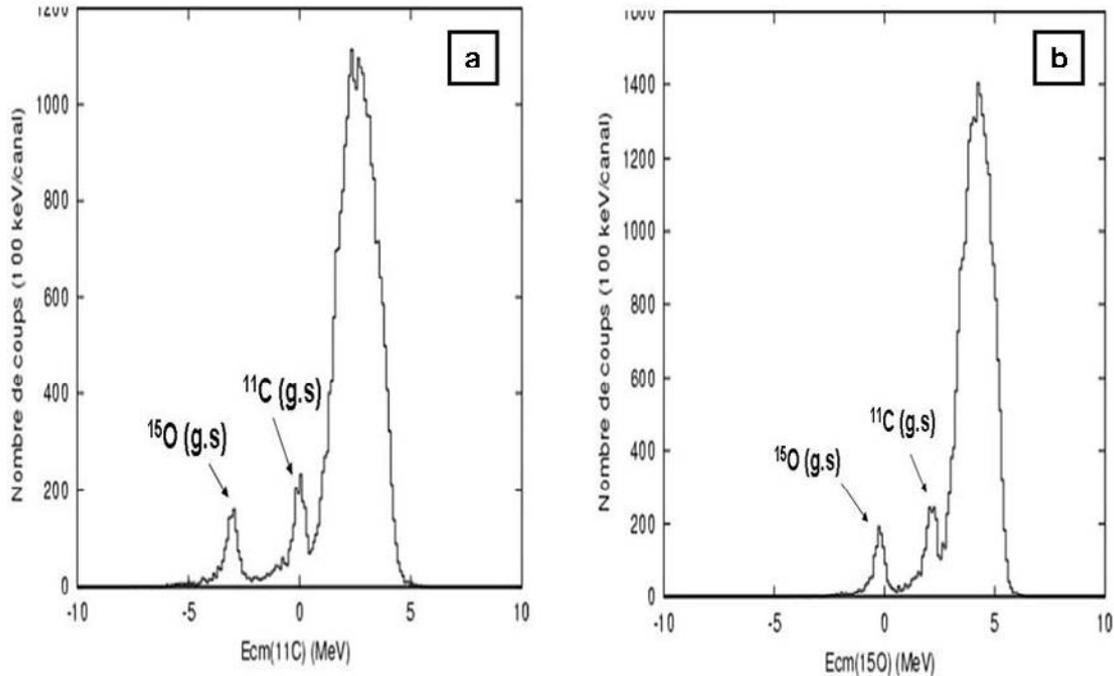
On constate que le faisceau réglé pour être normalement « pinceau » (i.e le plus fin possible) présente en fait deux taches bien distinctes sur CATS1. Mais la focalisation sur la cible reste satisfaisante. Cependant, cette double localisation sur le premier détecteur de faisceau va introduire une dégradation de la résolution finale car ce faisceau n'étant pas caractérisé événement par événement lors de la prise de données réelles, nous relevons de nouveau la position moyenne de son impact sur les détecteurs de faisceau, et celle-ci sera alors d'une approximation moins satisfaisante sur CATS1.

Toujours d'après notre programme de simulation, la résolution pourrait augmenter jusqu'à 800 keV pour un état fin tel que le fondamental de  $^8\text{Be}$ .

Arrivés à ce stade, nous avons cherché à reconstruire le spectre en énergie d'excitation du  $^8\text{Be}$ , de la même manière que nous l'avons fait en 2002. Mais le spectre obtenu révélait une dégradation très importante de la résolution en  $E_{\text{cm}}$  comparée à l'expérience précédente, et cela dans des proportions loin des attentes de la simulation. L'idée nous est alors venue que le faisceau de  $^{12}\text{C}^{3+}$  pouvait être contaminé par un faisceau parasite d' $^{16}\text{O}$  dans l'état de charge  $4^+$ , produit également dans la source, et de même Bp. Il est en effet possible que  $^{16}\text{O}$  et le  $^{12}\text{C}$  aient été mal séparés lors de l'extraction du cyclotron CIME.

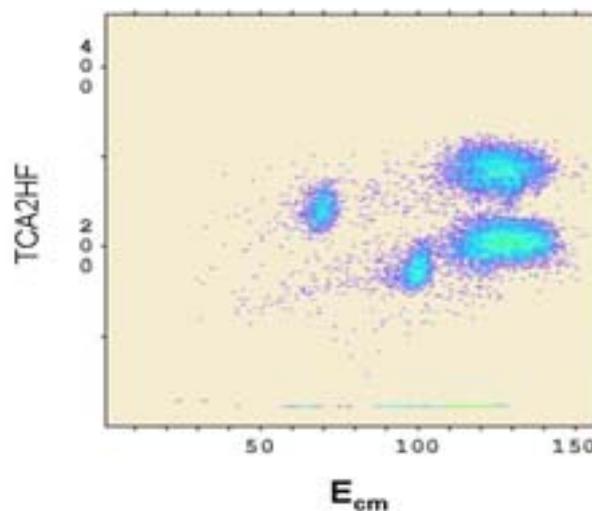
Comme le spectre de  $^8\text{Be}$  possède un fond non négligeable (dû notamment au break-up du carbone de la cible), nous avons plutôt choisi d'étudier cette hypothèse de double faisceau en examinant le spectre de la réaction  $^{12}\text{C}(\underline{d},t)^{11}\text{C}$  qui ne présente quasiment aucun fond à basse énergie d'excitation.

On observe sur la **figure 4.3.a** un pic sur la gauche, à environ 3 MeV de celui associé à l'état fondamental du  $^{11}\text{C}$ . Ce pic parasite est en effet dû à l'excitation de l'état fondamental d' $^{15}\text{O}$  par la réaction  $^{16}\text{O}(d,t)^{15}\text{O}$  comme le montre sa position dans la **figure 4.3.b**, où les mêmes données sont rejouées pour un faisceau incident d' $^{16}\text{O}$  a 15.4 MeV.

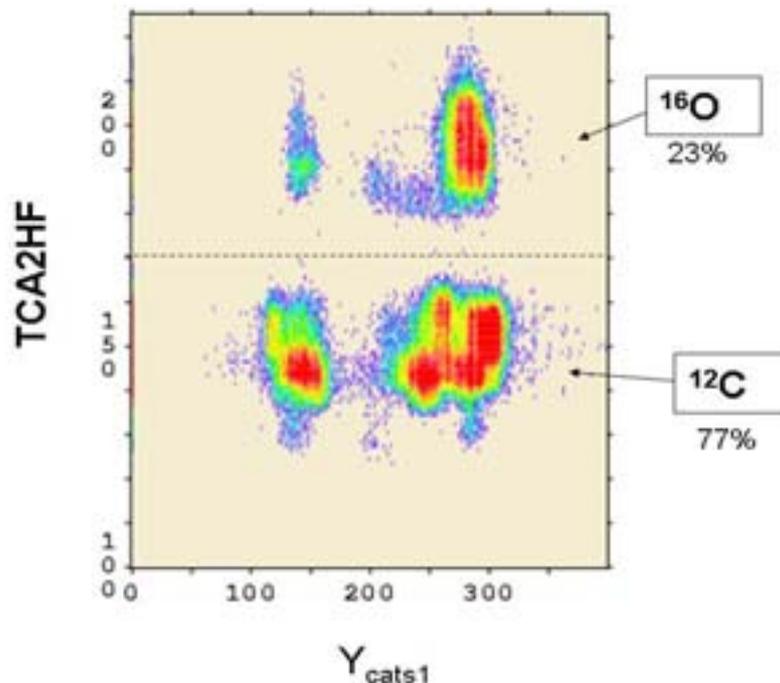


**Figure 4.3 :** (a) Spectre en énergie d'excitation du  $^{11}\text{C}$  reconstruit avec la cinématique  $^{12}\text{C}(d,t)$ .  
 (b) Spectre en énergie d'excitation du  $^{11}\text{C}$  reconstruit avec la cinématique  $^{16}\text{O}(d,t)$ .

Ceci implique donc la présence simultanée de carbone et d'oxygène dans le faisceau qui nous a été délivré. En regardant de plus près le temps mesuré entre le détecteur CATS2 et la HF (Haute Fréquence du cyclotron CSS2), nous avons en effet pu clairement distinguer les événements provenant de chacun des deux faisceaux (**figure 4.4**).



**Figure 4.4 :** Temps mesuré entre CATS2 et la Haute Fréquence du cyclotron en fonction de  $E_{cm}$  reconstruit avec la cinématique du  $^{11}\text{C}$ .



**Figure 4.5** : Temps mesuré entre CATS2 et la Haute Fréquence du cyclotron en fonction de la coordonnée Y sur CATS1.

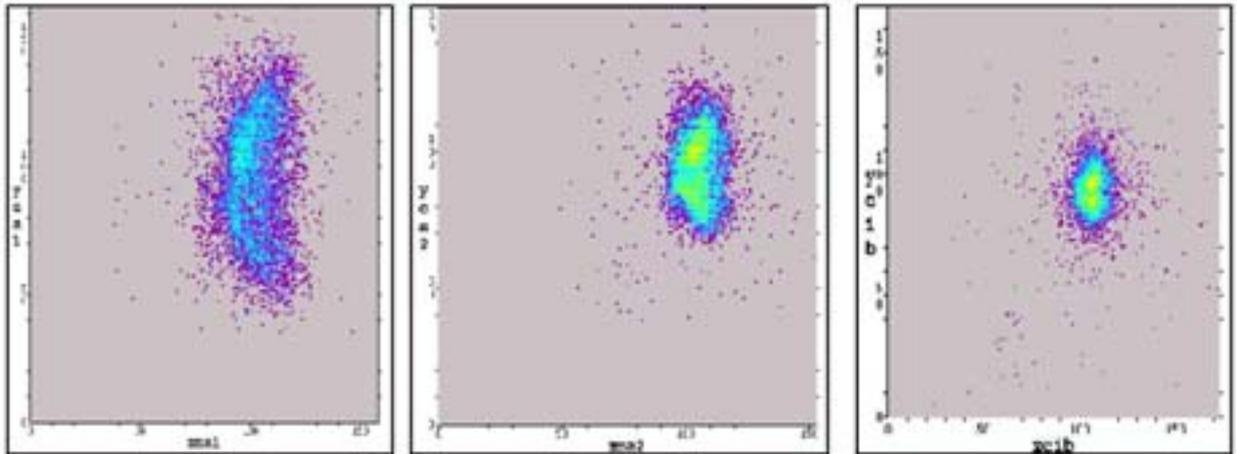
Cela signifie que nous avons dès lors pu isoler sans difficulté les contributions respectives des faisceaux de  $^{12}\text{C}$  et de l' $^{16}\text{O}$ .

Naturellement, nous avons immédiatement pensé que les deux taches observables en Y sur le détecteur CATS1 pouvaient sans doute être attribuées à l'un ou l'autre des faisceaux stables maintenant identifiés. Malheureusement, comme le montre la **figure 4.5**, il n'en est rien. Le faisceau d' $^{16}\text{O}$  est cependant plus fortement présent dans la tache du haut (29%) que dans celle du bas (5%).

## II.c. FAISCEAU D'HELIUM 8

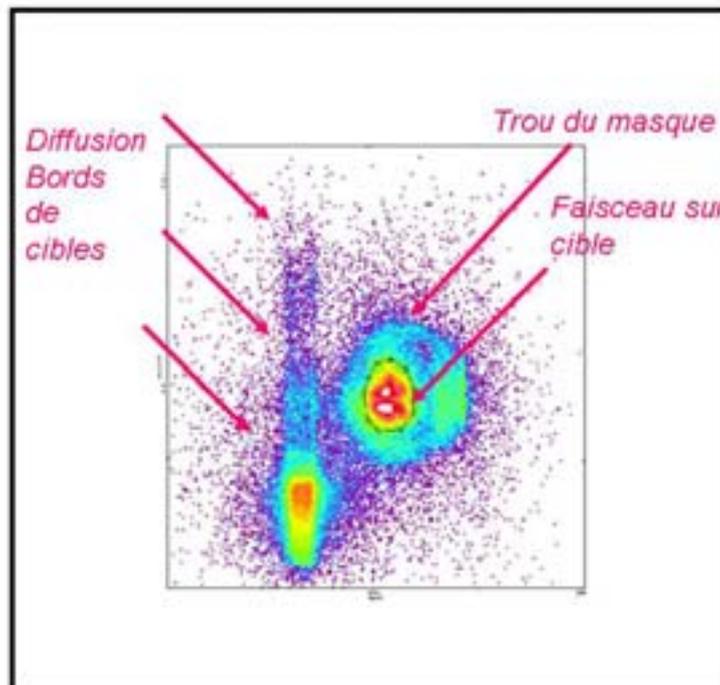
Le nombre d'ions incidents est déterminé grâce aux évènements déclenchés par les détecteurs CATS. Rappelons que ces détecteurs de faisceau ont des taux de comptage élevés, et que de ce fait, nous avons dû échantillonner leurs entrées sur le module GMT. Il faut donc systématiquement multiplier le nombre d'évènements déclenchés par CATS lors d'un run, par le facteur de division qui était alors appliqué pour l'échantillonnage. De plus, il est important de veiller à compter ces ions incidents avec les mêmes sélections que pour nos évènements d'intérêt : ici, principalement le filtrage par le même contour sur les évènements reconstruits sur la cible.

Les impacts du faisceau d'Helium8 sur les détecteurs CATS1 et CATS2 et la reconstruction de l'image sur la cible sont présentés sur la **figure 4.6**.



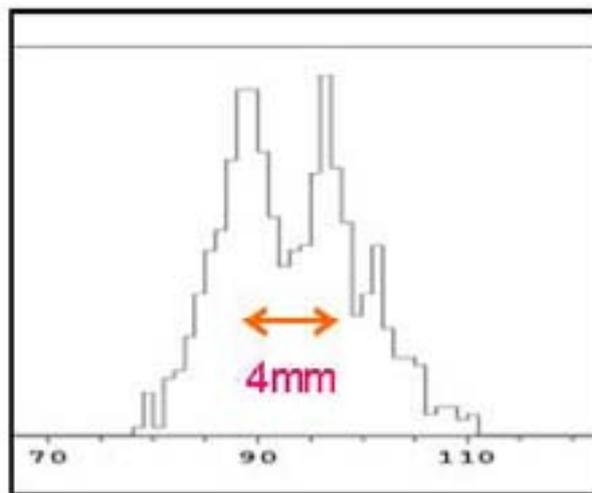
**Figure 4.6** : impacts du faisceau d'Hélium 8 sur CATS1, CATS2 et la cible.

Si l'on observe la **figure 4.7** qui représente les impacts sur la cible des  $^8\text{He}$  qui donnent des événements dans les télescopes MUST, on distingue alors plusieurs structures : à droite, l'image de particules diffusées sur le bord du porte-cible (on observe notamment 3 zones correspondant aux dimensions de trois cadres de cibles), un cercle large correspondant aux particules diffusées sur le bord du disque percé dans le masque, et le faisceau lui-même, au centre de ce cercle. Les événements dus à l'interaction du faisceau avec la cible seront sélectionnés dans l'analyse grâce à l'application d'un contour (dessiné en pointillés). Ceci permettra de minimiser le fond présent dans les spectres MUST. Ce même contour est utilisé pour le comptage du nombre de particules incidentes  $N_{\text{inc}}$ .



**Figure 4.7** : impacts du faisceau d'Hélium 8 sur la cible ayant généré des événements dans MUST.

La taille du faisceau sur la cible est de l'ordre de 1 cm. On peut voir cependant dans le contour de faisceau la présence de deux taches distinctes, dont la projection verticale est montrée dans la **figure 4.8**. Cette structure double, observée tout au long de l'expérience, est probablement due à une extraction sur deux tours en sortie du cyclotron CIME.



**Figure 4.8** : projection du faisceau d'Hélium 8 sur la cible selon l'axe des Y.

## II.d. COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE PRECEDENTE

L'intensité moyenne du faisceau de  $^8\text{He}$  qui nous a été délivrée dans cette seconde expérience était environ  $2 \times 10^4$  pps, avec des pointes jusqu'à  $3 \times 10^4$  pps, représentant une amélioration significative par rapport aux conditions de 2002 ( $\sim 1.5 \times 10^4$  pps). Le temps de faisceau disponible pour la physique obtenu concrètement a été lui aussi largement augmenté avec un temps d'accumulation total d'environ 180 heures (23 UT). Nous comparons dans le **tableau 4.1** les nombres de particules incidentes sur la cible de  $\text{CD}_2$  considérés dans l'extraction des résultats des deux expériences. La même comparaison est faite pour la mesure de fond effectuée avec la cible de carbone.

	Nombre d'ions incidents sur $\text{CD}_2$	Nombre d'ions incidents sur C
<b>2002</b>	$4.635 \times 10^9$	$1.066 \times 10^9$
<b>2004</b>	$8.191 \times 10^9$	$3.317 \times 10^9$

**Tableau 4.1** : Nombres d'ions incidents obtenus sur CATS2 lors des expériences de Novembre 2002 et Septembre 2004.

Il faut souligner qu'un meilleur réglage de la pression et du voltage des détecteurs CATS1 et CATS2 a cette fois permis d'atteindre une efficacité de reconstruction des événements sur la cible de 78% au lieu de 62 % lors de la précédente expérience. Cette faible efficacité de reconstruction CATS en 2002 nous avait conduit alors à ne pas rejeter systématiquement les événements « hors-contour » pour utiliser toute la statistique disponible pour l'extraction des spectres du système 4n. Les spectres  $E_{cm}$  sont dans un tel cas calculés en utilisant l'incidence et la position moyenne du faisceau comme référence. Les résultats de l'expérience de 2004 ont été obtenus par contre en tenant compte des trajectoires incidentes événement par événement, permettant une amélioration sensible de la résolution espérée, avec seulement 22 % de perte de statistique. Compte tenu de l'augmentation parallèle des épaisseurs de cibles (cf §II.a), le produit du nombre de particules incidentes par le nombre de particules cibles  $N_i N_c$  a donc augmenté d'un facteur  $\sim 2.3$  pour les mesures sur  $CD_2$  et  $\sim 6.8$  pour celles sur le carbone, ce qui était l'objectif recherché.

La normalisation absolue des sections efficaces est cependant entachée de l'incertitude sur l'épaisseur moyenne de cible traversée, compte tenu de l'inhomogénéité des feuilles de  $CD_2$ , constatée dans nos mesures effectuées au Tandem d'Orsay (paragraphe IV du Chapitre 2). Nous reviendrons sur ce point dans le prochain paragraphe.

### III. SPECTRES DE « CALIBRATION »

La mesure du temps de vol des particules incidentes effectuées à l'aide du signal HF du cyclotron CIME permet de discriminer les réactions dues au contaminant de  $^{16}O$  de celles dues au faisceau de  $^{12}C$ , comme nous venons de l'expliquer au paragraphe II.b (cf. figures 4.3, 4.4 et 4.5). Grâce à cette présence de  $^{16}O$  dans le faisceau auxiliaire, nous disposons donc finalement dans cette expérience de 2004 d'une panoplie plus large de réactions de « calibration » peuplant des états d'énergie bien connue, permettant de tester la validité des mesures énergétiques et angulaires à la base de la détermination de  $E_{cm}$ .

Les spectres obtenus dans les réactions  $(d,t)$ ,  $(d,^6Li)$  et  $(d,^7Li)$  après optimisation des différents paramètres seront montrés respectivement dans les paragraphes III.b, III.c et III.d. Cependant, les premières phases de cette optimisation ont été réalisées préalablement à l'aide des données de diffusion élastique  $(d,d)$  induites d'une part par le faisceau auxiliaire composite ( $^{12}C+^{16}O$ ) et d'autre part par le faisceau principal d' $^8He$ , suivant la procédure décrite ci-dessous.

#### III.a. Diffusions élastiques

##### 1. Détermination des décalages des détecteurs de faisceau

La couverture angulaire des 4 télescopes MUST externes adoptée dans cette expérience ( $45^\circ < \theta_d < 75^\circ$  cf fig. 4.1) permet d'y détecter les deutons émis en coïncidence avec les  $^8He$  diffusés élastiquement dans les 4 télescopes internes de  $^8He$  ( $7^\circ < \theta_{8He} < 16^\circ$ ).

On sait qu'il doit exister une corrélation d'une part entre les angles azimutaux  $\theta_d$  et  $\theta_{8He}$  et d'autre part entre les angles polaires  $\varphi_d$  et  $\varphi_{8He}$  des produits de réaction, donnée par ces relations (avec les constantes cinématiques bien connues  $\Gamma$  et  $K$ ) :

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}(\theta_{\text{cm}}) &= \sin(\theta_{8\text{He}}) / \Gamma (\cos(\theta_{8\text{He}}) - K) \\ &= \sin(\theta_{\text{d}}) / \Gamma (\cos(\theta_{\text{d}}) - K) \end{aligned} \quad (1)$$

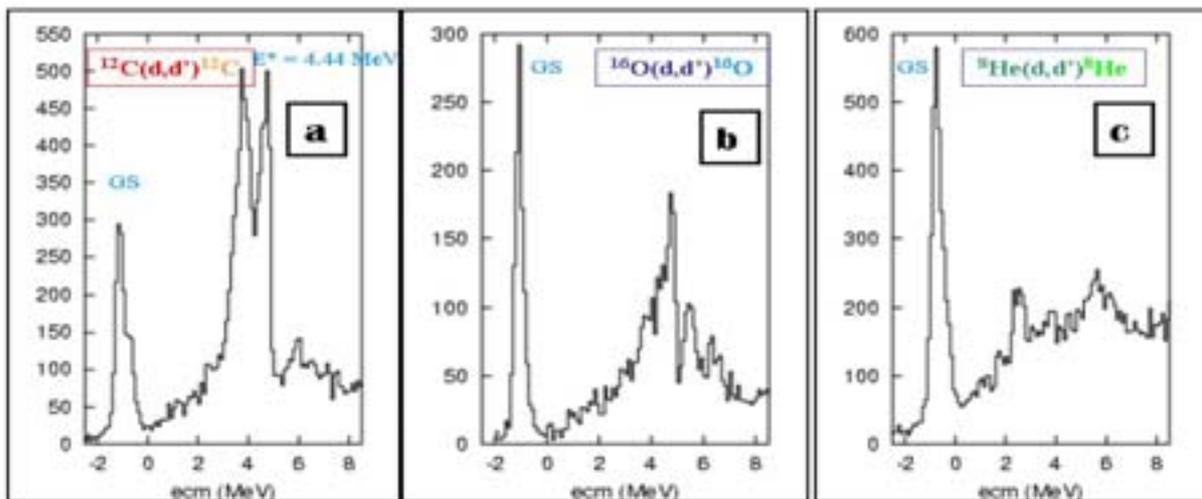
$$\begin{aligned} \varphi_{\text{cm}} &= \varphi_{\text{d}} \\ &= \pi - \varphi_{8\text{He}} \end{aligned} \quad (2)$$

En l'absence de données fiables fournies par les runs de grille sur les positions absolues des détecteurs CATS1 et CATS2, ces corrélations angulaires nous ont permis de rechercher les petits recalages latéraux  $\Delta X1$ ,  $\Delta Y1$  et  $\Delta X2$ ,  $\Delta Y2$  à effectuer. Ces décalages ont été obtenus par un processus itératif visant à minimiser les écarts entre les valeurs des angles  $\theta_{\text{cm}}$  et  $\varphi_{\text{cm}}$  déterminés indépendamment à partir des valeurs correspondantes des angles labo  $\theta_{8\text{He}}$  et  $\theta_{\text{d}}$ ,  $\varphi_{8\text{He}}$  et  $\varphi_{\text{d}}$ , et des relations (1) et (2).

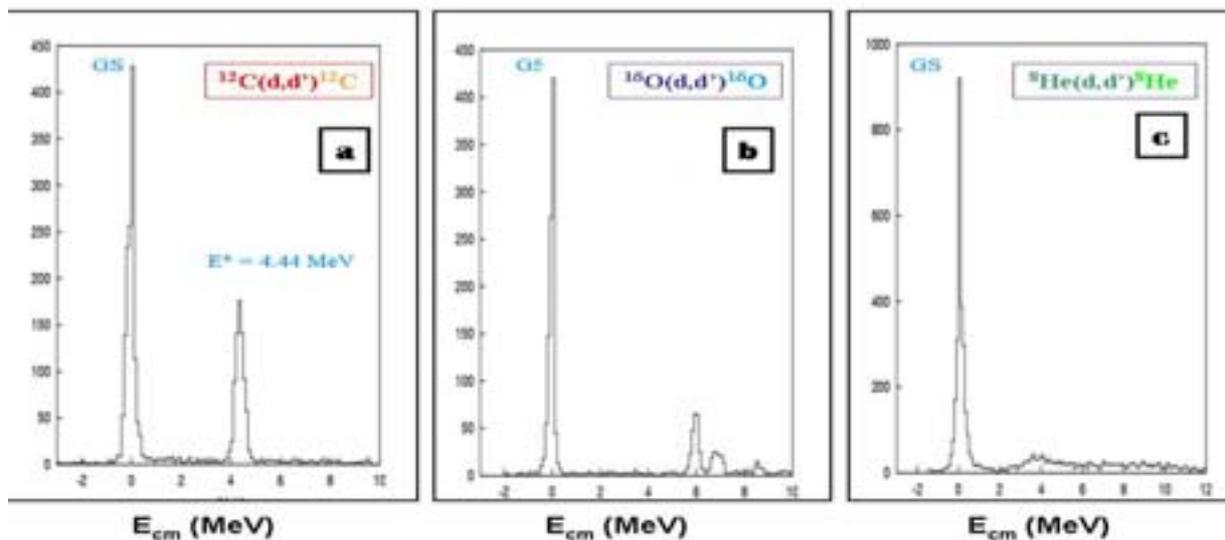
Nous avons de plus tenu compte d'un décalage possible  $\Delta Z_{\text{cible}}$  entre la position théorique de la cible et sa position réelle, dans le cas où la cible n'est pas parfaitement plane, mais légèrement bombée. Ce nombre intègre en réalité un éventuel décalage relatif en Z de nos deux détecteurs de faisceaux (Rappelons que la précision des mesures du géomètre sur cette dimension Z ( $\pm 1\text{mm}$ ) est dix fois moins bonne qu'en X ou Y ( $\pm 0.1\text{mm}$ )), mais semble être principalement due à l'aspect « fripé » (donc à la non-planéité) de la feuille de  $\text{CD}_2$  constatée visuellement. De plus, l'épaisseur du cadre supportant la cible peut également être cause d'un léger décalage.

Nous avons pu vérifier la grande sensibilité de cette procédure de minimisation sur ces données de diffusion élastique, significative même pour des décalages inférieurs au millimètre. Celle-ci se traduit aussi dans la résolution en  $E_{\text{cm}}$  obtenue pour le pic élastique reconstruit à partir des valeurs de  $\theta_{\text{d}}$  et de l'énergie cinétique des deutons (après étalonnage interne des Si(Li) effectué d'une façon similaire à celle décrite au paragraphe III.a.1.).

## 2. Spectres de diffusion élastique



**Figure 4.9 :** Spectre en énergie d'excitation issu des réactions élastiques AVANT recalage des positions des détecteurs de faisceau.



**Figure 4.10** : Spectres en énergie d'excitation issus des réactions élastiques APRES recalage des positions des détecteurs de faisceau.

Les figures 4.9.a, 4.9.b et 4.9.c montrent les spectres en énergie d'excitation des trois réactions (d,d) avec les faisceaux d' $^8\text{He}$ , de  $^{12}\text{C}$  et d' $^{16}\text{O}$ , avant l'intégration d'un quelconque décalage. On peut voir sur les figure 4.10.a, 4.10.b et 4.10.c l'amélioration spectaculaire de la résolution (typiquement 200 à 300 keV au final) et le recalage à l'énergie  $E_{\text{cm}} = 0$  MeV des pics élastiques des trois réactions citées précédemment, dus à ce jeu de paramètres :

$$\begin{aligned} \Delta X_{\text{cats1}} &= 0.0 \text{ mm}; \Delta Y_{\text{cats1}} = -2.5 \text{ mm}; \\ \Delta X_{\text{cats2}} &= 0.5 \text{ mm}; \Delta Y_{\text{cats2}} = 0.5 \text{ mm}; \\ \Delta Z_{\text{cible}} &= -4.5 \text{ mm}; \end{aligned}$$

On peut noter que ces recalages sont d'assez faible amplitude. Les décalages en Y sur cats1 et cats2 peuvent correspondre en fait à la pression exercée sur les supports des détecteurs CATS1 et CATS2 lors de la mise sous vide. En effet, lors de la mise sous vide de la chambre SPEG, la couronne sur laquelle est fixée le CATS2 subit une pression extérieure qui la fait remonter légèrement. Quant au CATS1, il est introduit dans le profileur sur la ligne de faisceau (avant la chambre SPEG), et ce, par le dessus, ce qui fait que lors de la mise sous vide, la pression extérieure qui s'exerce sur son support implique une légère descente du module.

On observe également sur la figure 4.10 la présence de pics dus aux réactions de diffusion inélastique (d,d') induites par les trois faisceaux de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  et  $^8\text{He}$  à l'énergie incidente de 15.3 A.MeV. Le premier état  $2^+$  à 4.43 MeV de  $^{12}\text{C}$  est fortement excité, avec un nombre de coups observé proche de celui du pic élastique. Le pic observé vers 6 MeV dans le spectre de  $^{16}\text{O}$  correspond au doublet d'états excités à 6.05 et 6.13 MeV.

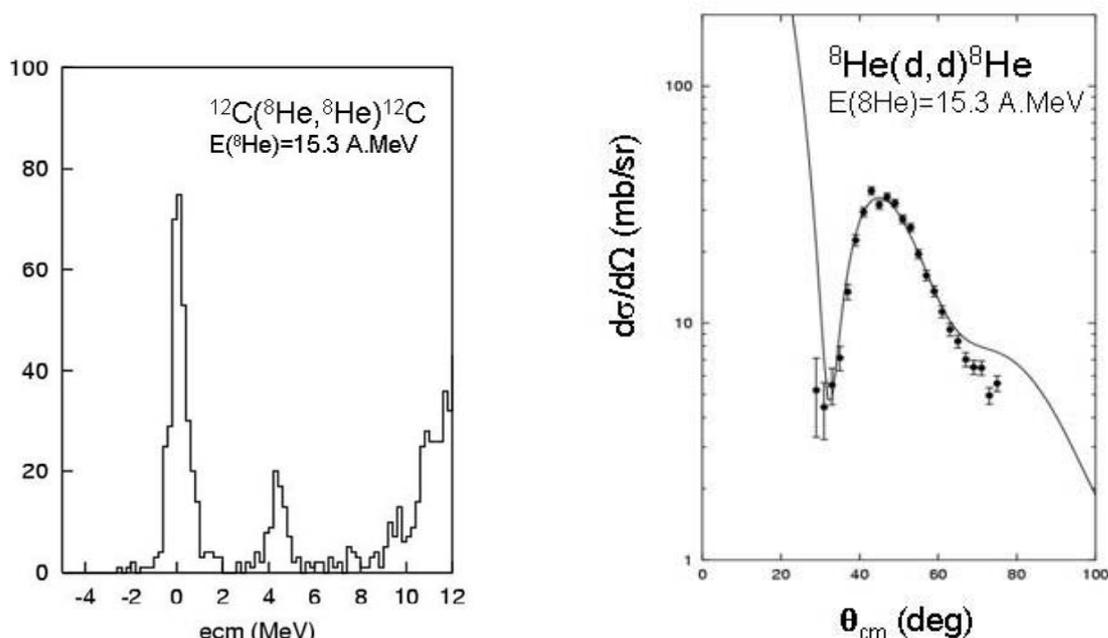
On observe également dans le spectre d' $^8\text{He}$  la présence d'une structure large centrée à environ 3.6 MeV, probablement due à l'excitation du premier état excité d' $^8\text{He}$  par la réaction de diffusion inélastique  $^8\text{He}(d,d')^8\text{He}$ . Cet état ( $J^\pi=2^+$ ) connu dans la littérature [Mark01] avait

été précédemment observé dans les différentes études de diffusion inélastique  ${}^8\text{He}(p,p'){}^8\text{He}$  [Kor93] [Oer95] [Nil95] [Bohl99] et [Ska04].

### 3. Détermination des épaisseurs relatives des cibles de $\text{CD}_2$ et de carbone

Les données quantitatives obtenues dans les différents télescopes ont été utilisées pour valider les procédures d'analyse (exposées au paragraphe 5.I) et effectuer un certain nombre de vérifications. Nous présentons dans la figure 4.11 (à droite) la distribution angulaire déterminée sur l'un des télescopes de la couronne interne, utilisant la méthode exposée dans le paragraphe 5.I. La valeur absolue de la section efficace est déterminée pour une épaisseur de cible de  $\text{CD}_2$  égale à sa valeur nominale de  $1.7 \text{ mg/cm}^2$ . La comparaison des valeurs obtenues pour chaque télescope nous a permis de vérifier la consistance de nos mesures et aussi de mettre à jour et de rectifier d'éventuelles pertes d'efficacité mal prises en compte dans nos calculs de section efficace.

L'analyse des sections efficaces de diffusion mesurées dans cette expérience sera faite en dehors du cadre de cette thèse. Nous présentons ici seulement une prédiction effectuée avec le potentiel optique de Daehnick [Dae80] avec ses paramètres extrapolés pour un noyau d' ${}^8\text{He}$  (courbe en trait plein). L'accord peut être considéré comme assez satisfaisant.



**Figure 4.11** : à gauche : Spectre de diffusion de l' ${}^8\text{He}$  sur les atomes de Carbone de la cible de  $\text{CD}_2$ ; à droite : distribution angulaire mesurée sur l'un des télescopes situés aux petits angles, comparée au calcul effectué avec le potentiel de Daehnick.

La normalisation absolue des sections efficaces peut être affectée d'une certaine incertitude sur l'épaisseur moyenne de cible traversée. Les mesures effectuées lors de nos tests au Tandem d'Orsay avaient en effet démontré que les cibles de  $\text{CD}_2$  présentaient une inhomogénéité de l'ordre de 15%. Nous avons pu constater ici directement cet effet en mesurant le nombre de diffusions élastiques générées par chacune des deux taches de faisceau d' ${}^8\text{He}$  présentes au niveau de la cible ( cf. la figure 4.8 montrant la structure spatiale du

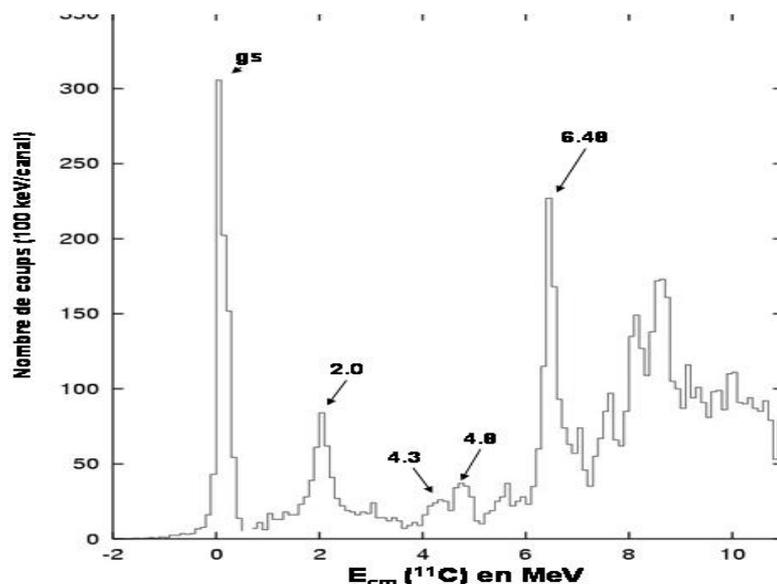
faisceau). De la comparaison des rapports des nombres de diffusions élastiques mesurés pour chacune des taches au rapport des particules incidentes  $N_i$  correspondantes, nous déduisons un rapport de 1.14 entre les épaisseurs moyennes à seulement 4 mm de distance.

Cette incertitude sur l'épaisseur moyenne de la cible de  $CD_2$  va rejaillir sur l'estimation du rapport de son nombre d'atomes de carbone à celui de la cible de carbone  $N_c(CD_2) / N_c(C)$  utilisée pour la soustraction du fond, fondamentale pour la recherche d'une résonance à basse énergie dans le système  $4n$ . Le rapport des produits  $N_i N_c$  ( $N_i$  étant le nombre d'ions  $^8He$  incidents utilisés dans la mesure) est en principe égal à 2.17, avec une erreur systématique possible estimée à  $\pm 0.32$ . Nous avons donc choisi d'évaluer ce rapport par une autre méthode, utilisant la mesure de diffusion élastique d' $^8He$  sur les atomes de carbone présents dans les deux cibles. La figure 4.11 (gauche) montre le spectre obtenu. En raison de problèmes d'électronique liés à la saturation des préamplis des détecteurs Si(Li) pour des  $^8He$  de grande énergie, cette mesure n'a été possible que sur un seul télescope. Le rapport des produits  $N_i N_c$  déduit de cette mesure est de  $2.57 \pm 0.25$ , consistant avec l'estimation précédente.

### III.b. Reactions (d,t)

Le spectre en énergie d'excitation (**figure 4.11**) observé pour la réaction  $^{12}C(d,t)^{11}C$  montre une légère dégradation de la résolution finale à mi-hauteur (400 keV au lieu de 300 keV en 2002), en accord avec les résultats de notre simulation (qui prenait en compte l'effet de la non-corrrection des incidences de faisceau, notamment de la double tache sur  $Y_{CATSI}$  (cf. figure 4.2)).

Le spectre en énergie d'excitation reconstruit pour la réaction  $^{16}O(d,t)^{15}O$  est présenté sur la **figure 4.12**. La résolution obtenue est également de 400keV pour l'état fondamental du  $^{15}O$ , en bon accord avec la simulation. Les états observés sur ce dernier spectre correspondent à ceux connus dans la littérature [Ajz].



**Figure 4.11:** Spectre en énergie d'excitation du  $^{11}C$  dans le centre de masse.

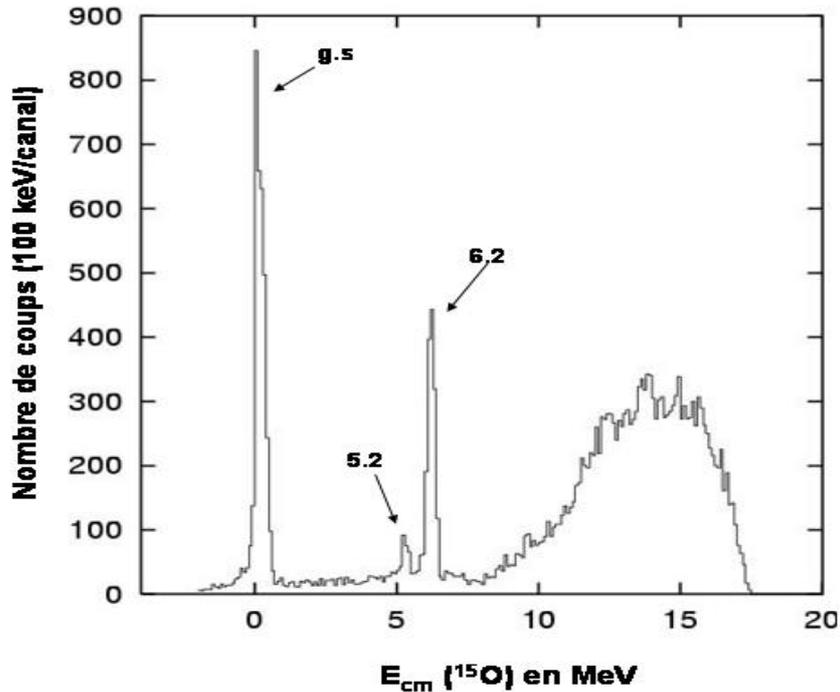


Figure 4.12 : Spectre en énergie d'excitation de l'  $^{15}\text{O}$  dans le centre de masse.

### III.c. Réactions (d, $^6\text{Li}$ )

Lors de cette expérience, nous avons pu étudier deux réactions connues de transfert d'alpha :  $^{12}\text{C}(d, ^6\text{Li})^8\text{Be}$  et  $^{16}\text{O}(d, ^6\text{Li})^{12}\text{C}$ . Les spectres en énergie d'excitation de ces deux réactions sont présentés respectivement sur les figures 4.13 et 4.14.

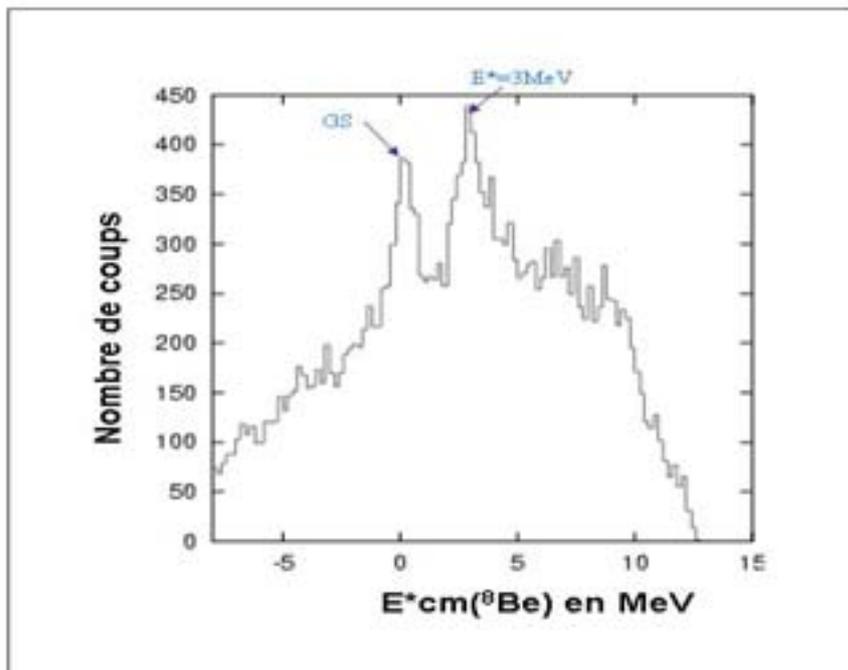
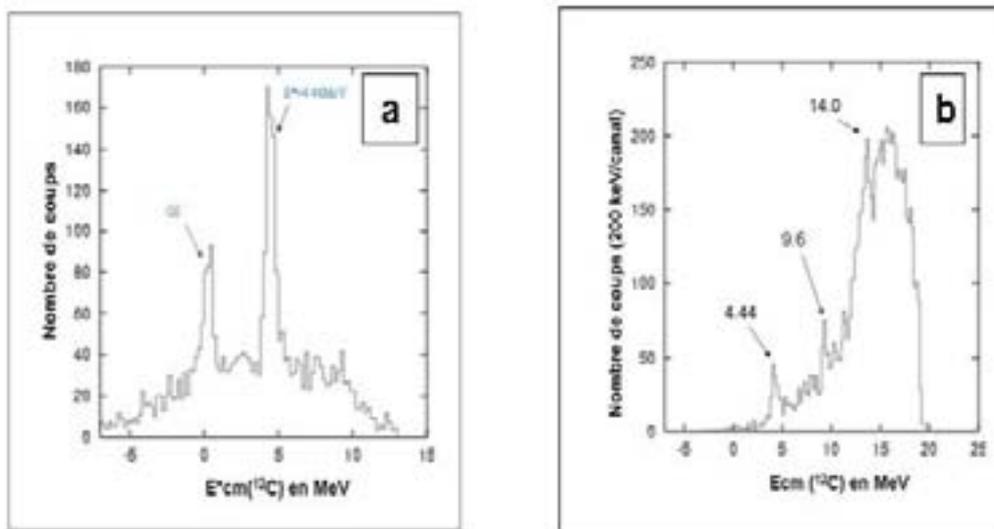


Figure 4.13 : Spectre en énergie d'excitation du  $^8\text{Be}$  pour des  $^6\text{Li}$  de basse énergie.



**Figure 4.14 :** (a) Spectre en énergie d'excitation du  $^{12}\text{C}$  pour des  $^6\text{Li}$  de basse énergie.  
 (b) même spectre pour des  $^6\text{Li}$  de haute énergie.

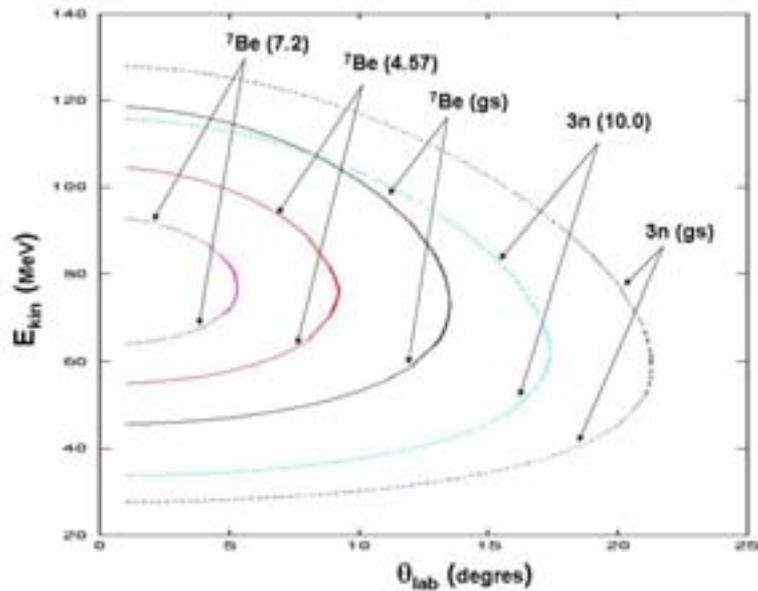
Dans la figure 4.13, nous retrouvons le spectre de  $^8\text{Be}$  déjà observé en 2002 pour des  $^6\text{Li}$  de basse énergie cinétique (24-40 MeV) s'arrêtant dans les détecteurs à pistes MUST et émis entre  $7^\circ$  et  $20^\circ$ . L'état fondamental et le premier état excité du  $^8\text{Be}$  sont bien positionnés aux énergies attendues (i.e 0.09 MeV et 3.04 MeV). La résolution s'est par contre dégradée par rapport aux spectres de 2002, et ce rappelons-le, du fait de l'augmentation de l'épaisseur de cible. Elle est actuellement de 900 keV pour le fondamental du  $^8\text{Be}$ .

L'observation de l'état fondamental et du premier niveau excité du  $^{12}\text{C}$  à 4.44 MeV, produits par la réaction  $^{16}\text{O}(d,^6\text{Li})^{12}\text{C}$ , nous fournit également une référence très utile, car les courbes cinématiques qui leur sont associées sont elles aussi très proches de celle d'une éventuelle résonance à 4 MeV dans le système de quatre neutrons. Les bornes d'extraction en énergie cinétique utilisées respectivement pour le spectre 4.14.a et 4.14.b sont (24-40 MeV) et (75-140 MeV). La résolution est de 600 keV pour le fondamental, et ce pour l'ensemble des détecteurs de la couronne interne, toujours en bon accord avec notre simulation.

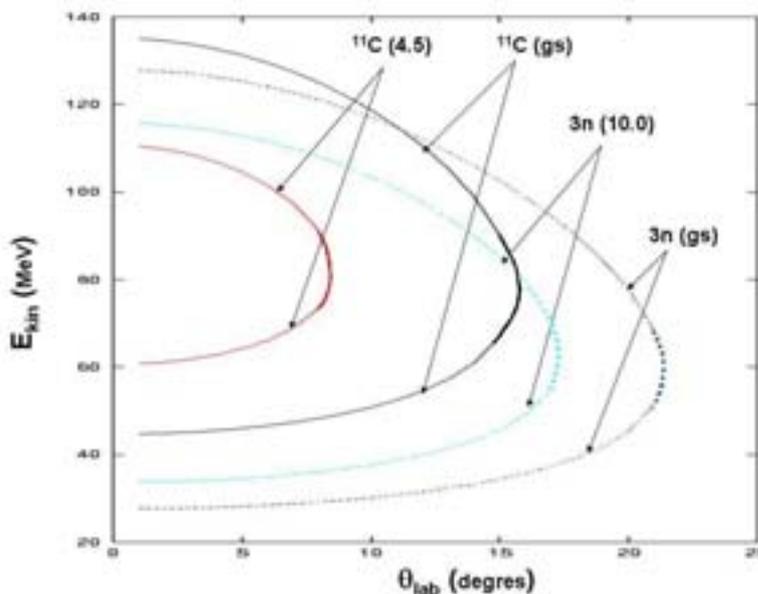
### III.d. Reactions (d, $^7\text{Li}$ )

D'autre part, comme nous l'avons observé au Chapitre 3, de nombreux  $^7\text{Li}$  sont émis dans les réactions induites par les faisceaux auxiliaires, et le faisceau d' $^8\text{He}$ . Ainsi, tout comme nous avons utilisé les réactions (d, $^6\text{Li}$ ) pour valider nos calibrations au plus près du domaine du Tetraneutron, nous allons maintenant effectuer des reconstructions de spectre en énergie d'excitation de réactions (d, $^7\text{Li}$ ) donnant des états connus, afin de vérifier la pertinence de nos calibrations dans un domaine cinématique proche du Trineutron ( $3n$ ). Il s'agit des réactions  $^{12}\text{C}(d,^7\text{Li})^7\text{Be}$  et  $^{16}\text{O}(d,^7\text{Li})^{11}\text{C}$ . Il faut cependant noter que le  $^7\text{Li}$  peut être produit soit dans son état fondamental, soit dans son état excité, situé à 477 keV, ce qui va induire un certain élargissement des pics.

Les cinématiques associées à ces différents états figurent sur les **figures 4.15** et **4.16**. Au vu de ces figures, il apparaît très important de pouvoir reproduire avec une bonne résolution les états fondamentaux du  ${}^7\text{Be}$  et du  ${}^{11}\text{C}$ , ou tout du moins leur premier état excité, afin de s'assurer de la validité de notre spectre du Trineutron (présenté ultérieurement dans le chapitre 5).



**Figure 4.15** : Cinématiques des premiers états du  ${}^7\text{Be}$ , comparées à celle d'un éventuel état fondamental du  ${}^3\text{n}$ , et d'une résonance à 10 MeV.



**Figure 4.16** : Cinématiques des premiers états du  ${}^{11}\text{C}$ , comparées à celle d'un éventuel état fondamental du  ${}^3\text{n}$ , et d'une résonance à 10 MeV.

Les spectres en énergie d'excitation reconstruits dans le système du centre de masse pour ces deux réactions sont présentés sur les **figures 4.17** et **4.18**. Les premiers états du  ${}^7\text{Be}$  et du

$^{11}\text{C}$  sont reproduits aux énergies données dans la littérature [Ajz]. La résolution obtenue sur l'état fondamental du  $^7\text{Be}$  est d'environ 300 keV. Une largeur de pic plus élevée est observée pour le premier niveau excité du  $^7\text{Be}$  à 0.43 MeV, interprétée comme une contribution de la réaction  $^{12}\text{C}(d, ^7\text{Li}^*)^7\text{Be}_{\text{GS}}$ , avec éjection de l'éjectile  $^7\text{Li}$  dans un état à 0.48 MeV. Quant à la résolution obtenue sur le premier état excité du  $^{11}\text{C}$ , elle est d'environ 800 keV également, même si sa détermination reste difficile, du au fond présent dans ce spectre.

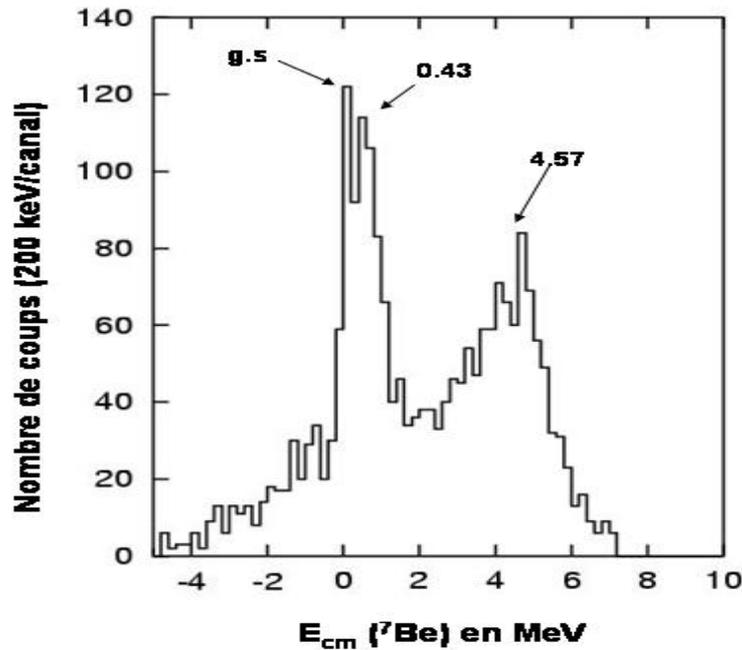


Figure 4.17 : Spectre en énergie d'excitation du  $^7\text{Be}$ , obtenu dans la réaction  $^{12}\text{C}(d, ^7\text{Li})^7\text{Be}$ .

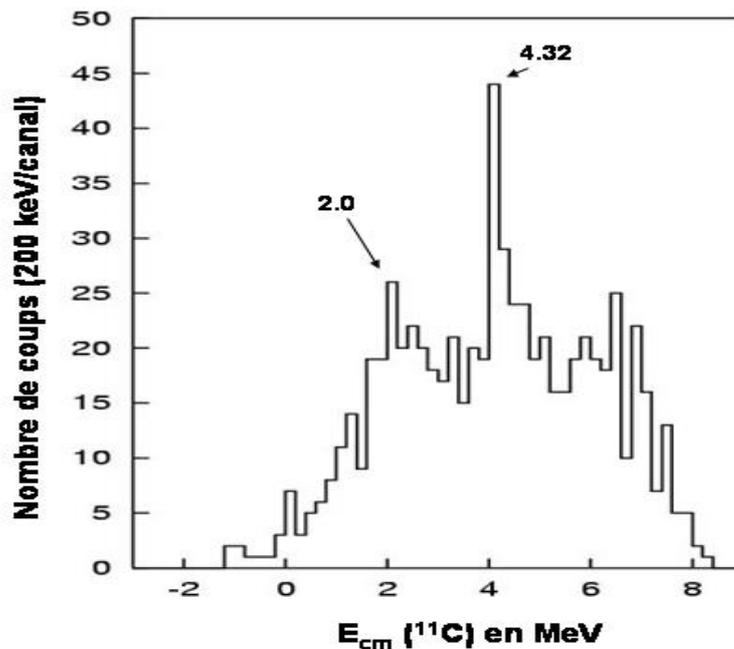


Figure 4.18 : Spectre en énergie d'excitation du  $^{11}\text{C}$ , obtenu par la réaction  $^{16}\text{O}(d, ^7\text{Li})^{11}\text{C}$ .

Ces différentes réactions de calibration nous ont donc, comme dans l'expérience précédente, permis de valider toute notre procédure d'analyse, depuis les étalonnages des différents détecteurs jusqu'au programme de traitement des données. Nous présenterons et discuterons ainsi sereinement les résultats obtenus avec le faisceau d' $^8\text{He}$  en 2004 sur le Tetraneutron et différents multineutrons dans le Chapitre suivant (Chapitre 5).



# Chapitre 5

## ANALYSE DES RESULTATS

Dans ce chapitre, nous exposerons les résultats que nous avons obtenus sur le Tetraneutron en 2004, et nous les comparerons avec ceux de l'expérience de Novembre 2002. Une attention toute particulière sera portée sur le fond dû au Carbone présent dans la cible de  $CD_2$ , et sur l'étude des coïncidences avec les neutrons dans les détecteurs plastiques. L'ensemble des résultats que nous avons pu déduire sera ensuite discuté dans les paragraphes suivants. Nous expliquerons notamment les procédures que nous avons dû mettre en œuvre pour déterminer les différents espaces de phase attendus pour les réactions étudiées.

Nous étudierons également plus en détail dans la partie III, les spectres obtenus en analysant les autres isotopes de lithium détectés par MUST :  $^8Li$  et  $^7Li$ . L'analyse des spectres de  $^8Li$  et  $^7Li$  nous permettra en effet d'étudier, respectivement, le système Dineutron et le système Trineutron, permettant d'intéressantes comparaisons avec les résultats obtenus pour le Tetraneutron.

### I. $^8He(d, ^6Li)4n$

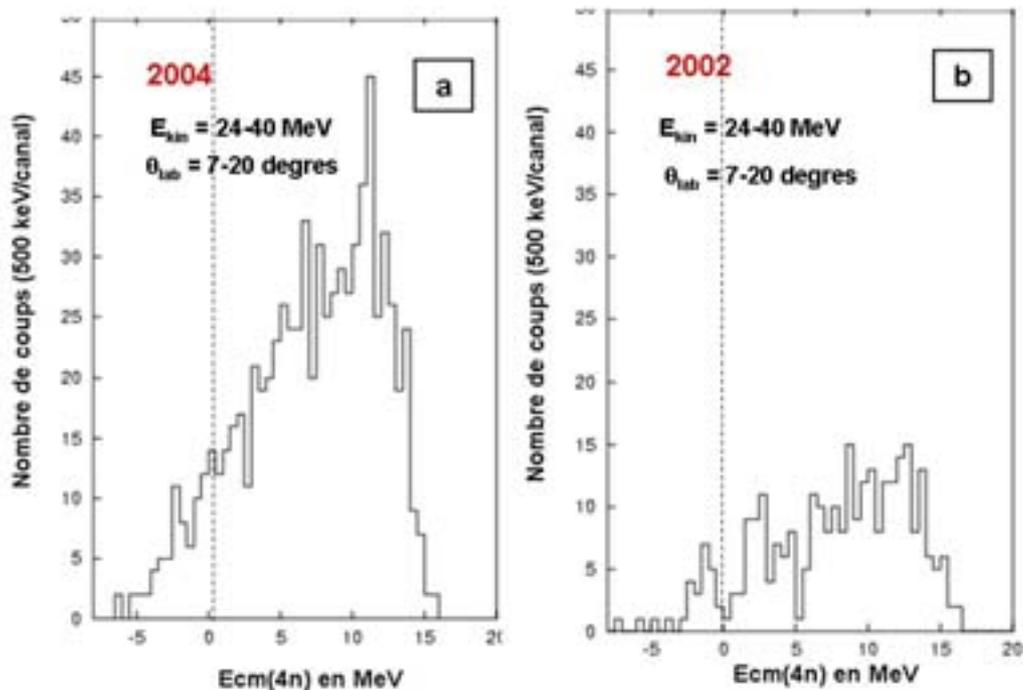
#### I.a. Spectres inclusifs

##### I.a.1. Comparaison des spectres "Tetraneutron" 2002 et 2004

A la suite des contrôles effectués sur les diverses réactions de calibration évoquées au Chapitre 4, nous pouvons à présent reconstruire le spectre en  $E_{cm}$  du système de quatre neutrons. Pour cela, nous étudierons la réaction  $^8He(d, ^6Li)4n$  avec la méthode de la masse manquante, comme nous l'avons déjà fait en 2002, lors de notre première expérience sur le Tetraneutron.

Le spectre de la **figure 5.1.a** représente le spectre en énergie d'excitation du système de quatre neutrons, obtenu en 2004 avec la cible de  $CD_2$  pour des  $^6Li$  de basse énergie (i.e. s'étant arrêtés dans le deuxième étage des télescopes (pistes X-Y du détecteur MUST). Des coupures cinématiques ont été appliquées de façon à ne sélectionner que des événements susceptibles de signer la réaction de transfert d'alpha que nous souhaitons étudier ( $E_{kin} = 24-$

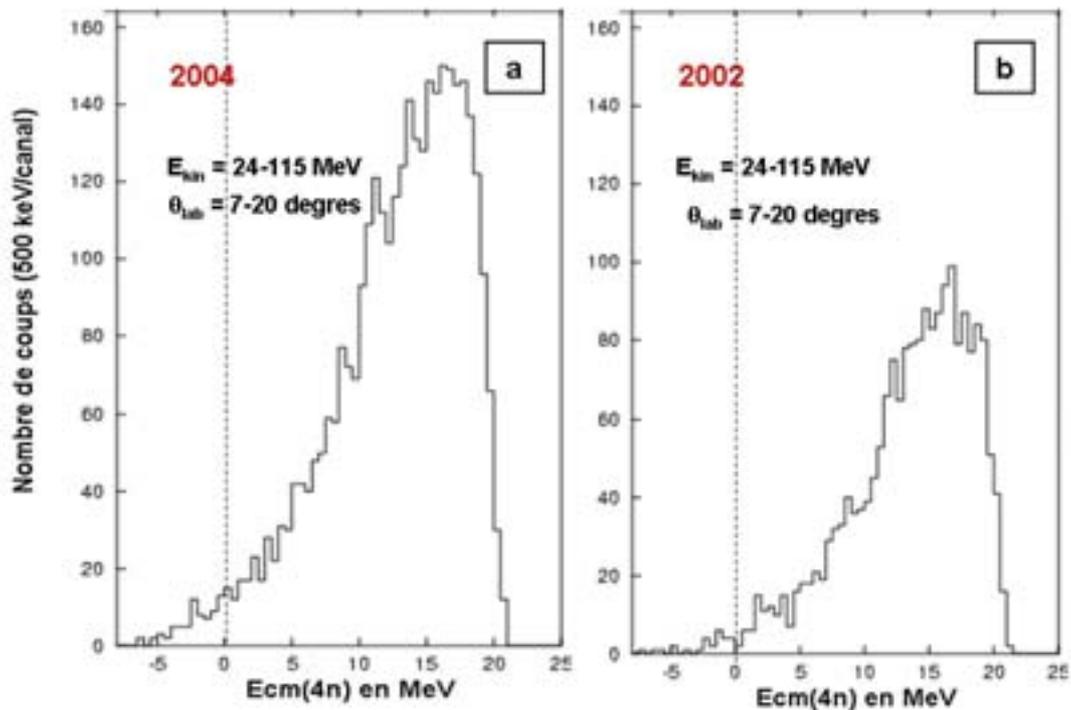
40 MeV et  $\theta_{\text{lab}} = 7\text{-}20^\circ$ ). Les données de 2002 obtenues avec les mêmes coupures cinématiques, et bénéficiant d'une mesure de l'impact du faisceau (65% des évènements cf. Chapitre 3), sont rappelées sur la figure de droite (**5.1.b**). L'allure générale observée en 2002 est conservée : quelques coups persistent à énergie négative (domaine pour une éventuelle signature d'un Tetraneutron lié) et un certain nombre de coups s'accumulent également à basse énergie d'excitation (zone entre 0 et 5 MeV dans laquelle avait été faite en 2002 l'observation d'une structure de type « résonance »). Puis suit un spectre continu croissant sans structure bien apparente jusqu'à  $\sim 11$  MeV, correspondant probablement à l'excitation du continuum de quatre neutrons libres. A cette énergie  $E_{\text{cm}}$  de  $\sim 11$  MeV, une structure fine d'environ 1 MeV de large apparaît au dessus du continuum, puis vient enfin une coupure vers 15 MeV, due à la chute de notre efficacité de détection pour ces énergies centre de masse. Le spectre, obtenu avec les  ${}^6\text{Li}$  de basse énergie correspond à de petits angles centre de masse (cf figure 2.1). Il est censé signer ainsi en grande partie la réaction de transfert d'alpha  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})$  dont la section efficace attendue aux petits angles est de l'ordre du millibarn (cf. figure 1.9). Nous pouvons d'autre part constater très clairement l'augmentation de la statistique obtenue en 2004 par rapport à celle de 2002 (facteur 2.3 donné au paragraphe II.d du Chapitre 4).



**Figure 5.1 :** (a) Spectre en énergie d'excitation du système  $4n$  obtenu en 2004 pour des  ${}^6\text{Li}$  de basse énergie.  
(b) Même spectre, obtenu avec les données de 2002 .

Les spectres des **figures 5.2.a** et **5.2.b** présentent quant à eux les résultats obtenus sur la cible de  $\text{CD}_2$  pour l'ensemble des  ${}^6\text{Li}$  (i.e. de basse et haute énergie) détectés en 2002 et en 2004 dans nos télescopes avec les coupures cinématiques suivantes :  $E_{\text{kin}} = 24\text{-}115$  MeV et  $\theta_{\text{lab}} = 7\text{-}20^\circ$ ). Rappelons que l'obtention du spectre de 2002 s'est faite en prenant en compte l'ensemble des évènements, y compris ceux dont la trajectoire n'était pas reconstruite, afin de ne pas perdre trop de statistique. Notons ici que les  ${}^6\text{Li}$  de haute énergie ne sont pas supposés

provenir d'un processus de transfert d'alpha (ou tout du moins pas majoritairement), car elles correspondent à des angles centre de masse plus élevés, pour lesquels la section efficace de transfert d'alpha évaluée et présentée sur la figure 1.9 devient très faible. Cependant, ces résultats fournissent des informations susceptibles d'être très intéressantes sur le continuum des quatre neutrons libres libérés lors de cette réaction. Nous les étudierons plus loin, au paragraphe I.d.



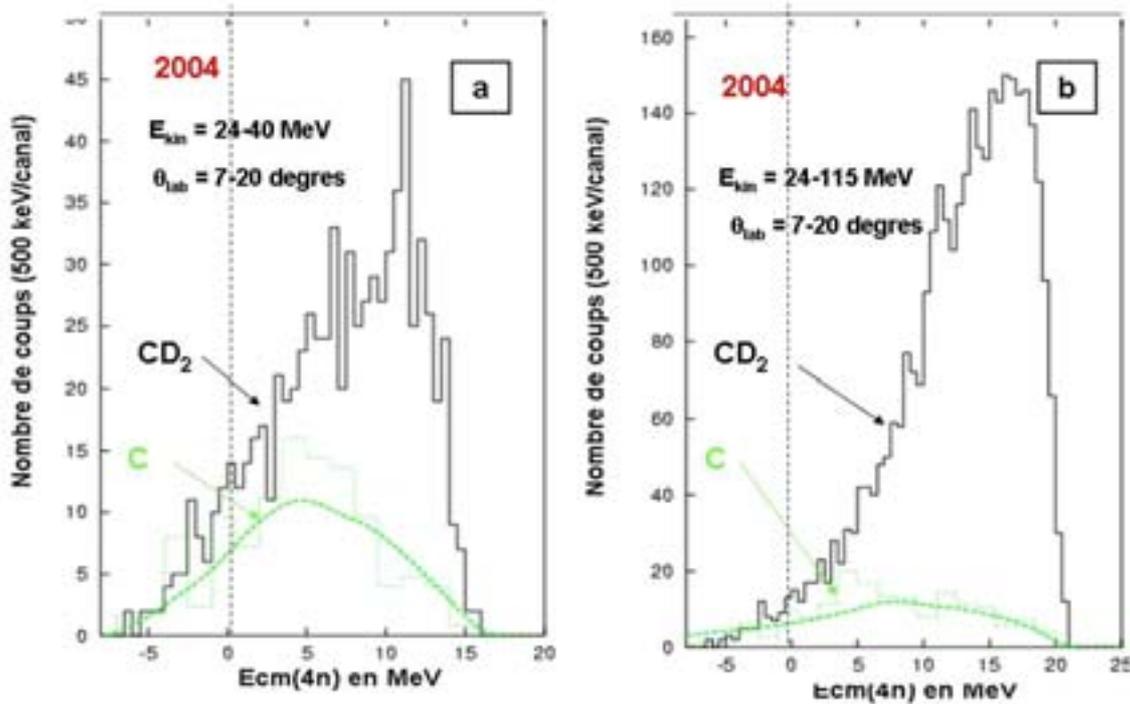
**Figure 5.2 :** (a) Spectre en énergie d'excitation du Tetraneutron obtenu avec l'ensemble des données  ${}^6\text{Li}$  extraites lors de l'expérience de 2004.  
(b) Même spectre, obtenu avec les données de 2002.

### I.a.2. Evaluation du fond dû au Carbone

Sur la **figure 5.3.a** est reporté le spectre en énergie d'excitation obtenu en 2004 pour des  ${}^6\text{Li}$  détectés de basse énergie sur la cible de Carbone pure. Ce spectre sur le Carbone a été représenté avec une condensation de 1.5 MeV par canal, et normalisé aux données prises sur la cible de  $\text{CD}_2$  avec un facteur adéquat de 2.4 déterminé au paragraphe 4.III.a.3. Nous constatons qu'une grande partie des événements observés à énergie négative et à basse énergie d'excitation avec la cible de  $\text{CD}_2$  peuvent être en partie expliqués par des  ${}^6\text{Li}$  provenant de réaction sur le Carbone contenu dans cette cible de  $\text{CD}_2$ . Ce fond dû au Carbone est reproduit grâce à une simulation de l'acceptance globale de notre dispositif (courbe en vert), calculée par le programme ANAFOND (cf. appendice I) et à laquelle nous imposons les mêmes coupures cinématiques que pour le spectre expérimental. Quelques coups subsistent toutefois au-dessus de ce fond dans les tranches  $E_{\text{cm}}$  allant de -5 à 0 MeV ( $N(\text{CD}_2\text{-C}) = 13$

coups) et de 0 à 5 MeV ( $N(\text{CD}_2\text{-C}) = 55$  coups). En 2002, nous avons comptabilisé 12 coups dans la même zone à énergie c.m. négative, et 29 coups dans celle à basse énergie.

Le spectre de la **figure 5.3.b** présente quant à lui le même type de résultats, obtenus sur les cibles de  $\text{CD}_2$  et de Carbone pour l'ensemble des  ${}^6\text{Li}$  détectés dans nos télescopes. De nouveau, les évènements obtenus avec la cible de  $\text{CD}_2$  à énergie d'excitation inférieure ou égale à  $\sim 5$  MeV sont, pour une bonne part d'entre eux, explicables par des processus de réaction ayant lieu sur le Carbone de la cible. Ce fond est d'autre part toujours bien reproduit par la simulation de l'acceptance de notre dispositif (courbe en vert).



**Figure 5.3.a :** (a) Spectre en énergie d'excitation du système de quatre neutrons obtenu en 2004, et le fond associé du au Carbone de la cible, pour les  ${}^6\text{Li}$  de basse énergie. (b) Spectre en énergie d'excitation du système de quatre neutrons et le fond associé du au Carbone de la cible, pour l'ensemble des  ${}^6\text{Li}$  détectés en 2004.

### I.a.3 Extraction des sections efficaces

Nous allons maintenant étudier les distributions angulaires mesurées pour le système  $4n$ , afin d'essayer d'apporter d'autres éléments pour comprendre le comportement de notre spectre expérimental dans chaque tranche  $E_{\text{cm}}$ .

La section efficace différentielle d'une réaction sur les deutons d'une cible de  $\text{CD}_2$  se formule ainsi :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N_{\text{det}}}{N_{\text{inc}} N_c \varepsilon_{\text{must}} \Delta\Omega} \quad (2)$$

où  $N_{\text{det}}$  est le nombre d'évènements d'intérêt détectés dans la tranche angulaire de largeur  $\Delta\theta$  centrée autour de l'angle  $\theta$ ,  $N_{\text{inc}}$  est le nombre de particules incidentes,  $N_c$  est le nombre de particules de deutérium contenus dans la cible (par unité de surface), et  $\varepsilon_{\text{MUST}}$  est l'efficacité de détection de l'ensemble des télescopes MUST à l'angle  $\theta$ .

Une évaluation préliminaire de l'efficacité de notre appareillage expérimental avait été effectuée par un calcul Monte-Carlo utilisant notre programme SEMILI, décrit brièvement au paragraphe 2.I. Les calculs détaillés d'efficacité en fonction de l'angle pour différentes tranches en énergie  $E_{\text{cm}}$  ont été effectués quant à eux avec le code ANAEFF tenant compte le plus précisément possible des conditions réelles de l'expérience (i.e. avec l'élimination nécessaire de quelques pistes défectueuses (cf appendice I)). Cette efficacité ainsi obtenue devra être ensuite multipliée par l'efficacité intrinsèque des télescopes Silicium. L'efficacité intrinsèque de chaque détecteur MUST est de l'ordre de 97% en tenant compte des effets d'interpistes. Cette perte de 3% est largement inférieure à la fraction de surface d'un détecteur couverte par ces dernières (9 à 15% suivant les faces). Ceci s'explique par le fait que même pour une particule traversant le module au niveau d'une interpiste, les charges sont en fait le plus souvent collectées par une seule des deux pistes attenantes. Dans le cas des détecteurs fins Si « Dubna », ce pourcentage descend à peine à 4% de la surface active. L'efficacité intrinsèque des SiDubna a donc été prise égale à 100%.

La source d'erreur la plus évidente, et donc la première intégrée à notre calcul est l'erreur statistique, à laquelle s'ajoutent ensuite les erreurs systématiques liées aux conditions expérimentales et à notre méthode d'analyse.

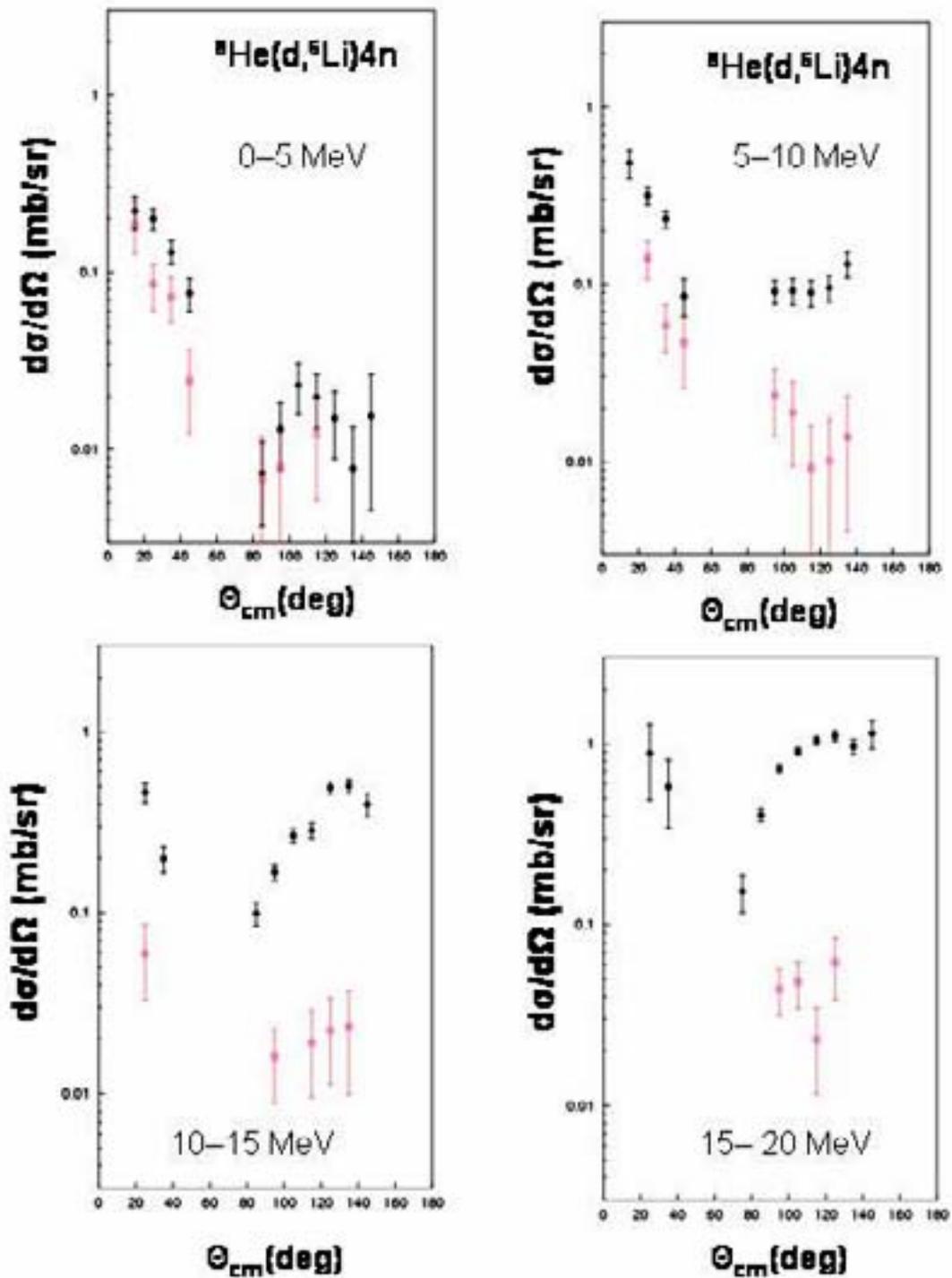
L'incertitude sur  $N_c$  est bien évidemment rattachée à celle sur l'épaisseur de cible et est évaluée à ~15%.

L'angle solide  $\Delta\Omega(\theta)$  quant à lui, dépend surtout du positionnement des détecteurs MUST. Leurs positions ayant été mesurées très précisément dans le laboratoire grâce à l'utilisation d'un bras mécanique ultra performant par notre géomètre, nous ne tiendrons pas compte d'éventuelles erreurs pouvant provenir de cette donnée.

Les tranches angulaires de l'ordre de plusieurs degrés utilisées pour le calcul des distributions angulaires sont largement supérieures à la résolution intrinsèque de l'ensemble {CATS1 & 2, MUST} qui est lui de l'ordre de 0.5° même si l'élargissement angulaire et en énergie lors de la traversée de la cible par la particule d'intérêt peut augmenter cette valeur jusqu'au degré, notre cible est suffisamment mince pour que cet effet puisse être ici négligé.

### *Distributions angulaires du système de quatre neutrons*

En nous basant sur la formule et les explications données précédemment, nous avons calculé les distributions angulaires du système de quatre neutrons, en fonction de l'énergie c.m. Ce calcul a été effectué pour des tranches angulaires de 10 degrés, et des tranches en énergie d'excitation de 5 MeV, et ce afin de conserver un minimum de statistique dans chaque tranche étudiée. Le résultat de ces calculs est présenté sur la **figure 5.4** d'une part en points noirs pour les données obtenues sur la cible de  $\text{CD}_2$ , et d'autre part en points rouges pour celles obtenues sur la cible de Carbone pure. On voit que la contribution (à soustraire) du Carbone de la cible est pratiquement négligeable au-dessus de 5 MeV.



**Figure 5.4 :** Distribution angulaire du système de quatre neutrons pour différentes tranches en énergie d'excitation et un pas angulaire de 10 degrés pour les données prises avec la cible de  $CD_2$  (points noirs) et pour celle de Carbone (points rouges).

On peut observer une descente de la section efficace entre 0 et 60 degrés dans le centre de masse suivie d'une remontée entre 90 et 140 degrés, excepté pour la tranche 0-5 MeV. Dans

ce cas, il n'existe pas de remontée significative au delà de 90 degrés. A plus haute énergie c.m. par contre, cette augmentation de la section efficace aux grands angles centre de masse peut être l'effet soit d'un noyau composé (suggéré par une symétrie approximative de la distribution autour de 90°), soit par la contribution d'une réaction de transfert évaporation qui peuplerait ainsi les plus grands angles c.m.

### ***Sections efficaces de production***

Nous avons considéré une tranche unique de 40 degrés dans le centre de masse, allant de 10 à 50 degrés (domaine en  $\theta_{cm}$  associé au transfert d'alpha étudié ici), et une tranche allant de 0 à 5 MeV de large en énergie d'excitation (domaine en  $E_{cm}$  pour lequel nous voulons évaluer la section efficace de production d'un Tetraneutron résonant par la voie de réaction étudiée ici). Nous avons ensuite calculé dans ce cas l'efficacité moyenne de notre dispositif de détection. Ainsi, en prenant aussi en compte le nombre de noyaux d' $^8\text{He}$  incidents et de noyaux de deutérium présents dans la cible de  $\text{CD}_2$ , nous avons obtenu un facteur global pour notre expérience. Nous avons ensuite multiplié ce facteur par le nombre d'évènements obtenus sur la cible de  $\text{CD}_2$  moins celui (normalisé) obtenu sur la cible de Carbone pour cette même tranche  $E_{cm}$ . Ceci nous donne finalement une section efficace de production d'un Tetraneutron résonant (entre 0 et 5 MeV) par la voie de réaction  $^8\text{He}(d, ^6\text{Li})4n$  égale à  $\sigma_{max} = 123 \pm 21 \mu\text{b}$  pour la tranche en  $E_{cm}$  considérée. Quant à la limite supérieure de production d'un Tetraneutron lié, elle est d'environ  $\sigma_{max} = 60 \pm 53 \mu\text{b}$ .

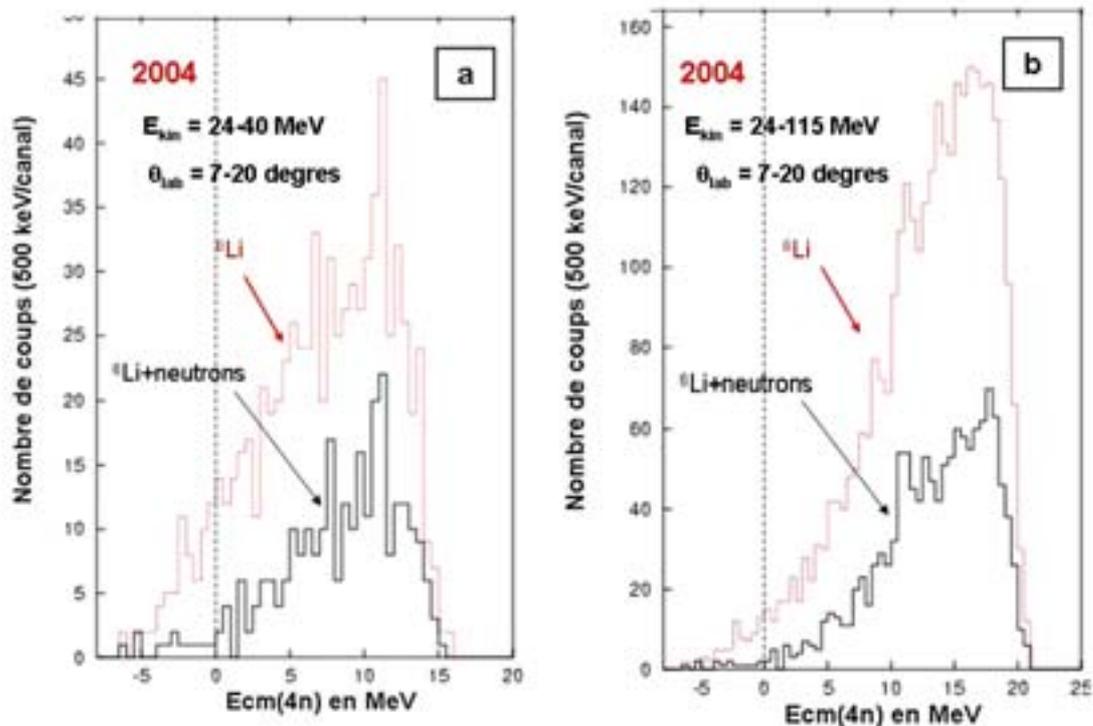
## **I.b. Coïncidence $^6\text{Li}$ -neutrons**

### **I.b.1 Spectres en coïncidence avec les neutrons**

Le point fort de cette expérience est de ne pas dépendre directement de la détection des neutrons, qui est connue pour être délicate. Toutefois, comme nous l'avons annoncé dans le Chapitre 4, et comme nous l'avons également déjà entrepris en 2002, un dispositif de plusieurs détecteurs Plastiques a été positionné aux angles avant, derrière la couronne de télescopes MUST. Ceci devait nous permettre de détecter les neutrons émis en coïncidence avec les  $^6\text{Li}$  lors de la réaction pour signer une éventuelle cinématique à deux corps ( $^6\text{Li}, ^4\text{n}$ ). Les plastiques sont cette fois-ci au nombre de huit, car nous espérons ainsi atteindre une efficacité de détection neutrons allant jusqu'à 41% (contre 23% en 2002 (cf. paragraphe I.b du Chapitre 4)).

Le spectre présenté en rouge sur la **figure 5.5.a** est le même que celui présenté précédemment sur la figure 5.1.a ; par contre, celui porté ici en noir est un spectre exclusif qui correspond à la détection de  $^6\text{Li}$  de basse énergie, en coïncidence avec au moins un neutron. De la même façon, le spectre reporté sur la **figure 5.5.b** représente en rouge la statistique issue de l'ensemble des  $^6\text{Li}$  (comme sur la figure 5.2.a) et en noir, celle contrainte par la détection d'au moins un neutron. Cette contrainte est appliquée, rappelons-le, en séparant dans les détecteurs plastique, les neutrons des gammas par leur temps de vol (voir figure 3.28). La première constatation est que la forme générale du spectre inclusif obtenu avec les  $^6\text{Li}$  seuls est conservée pour le spectre exclusif. D'autre part, la proportion entre les nombres de coups contenus dans le spectre exclusif (en noir) et celui inclusif (en rouge)

représente bien le rapport d'efficacité prévu par nos simulations aux alentours de 40 % pour les énergies positives.

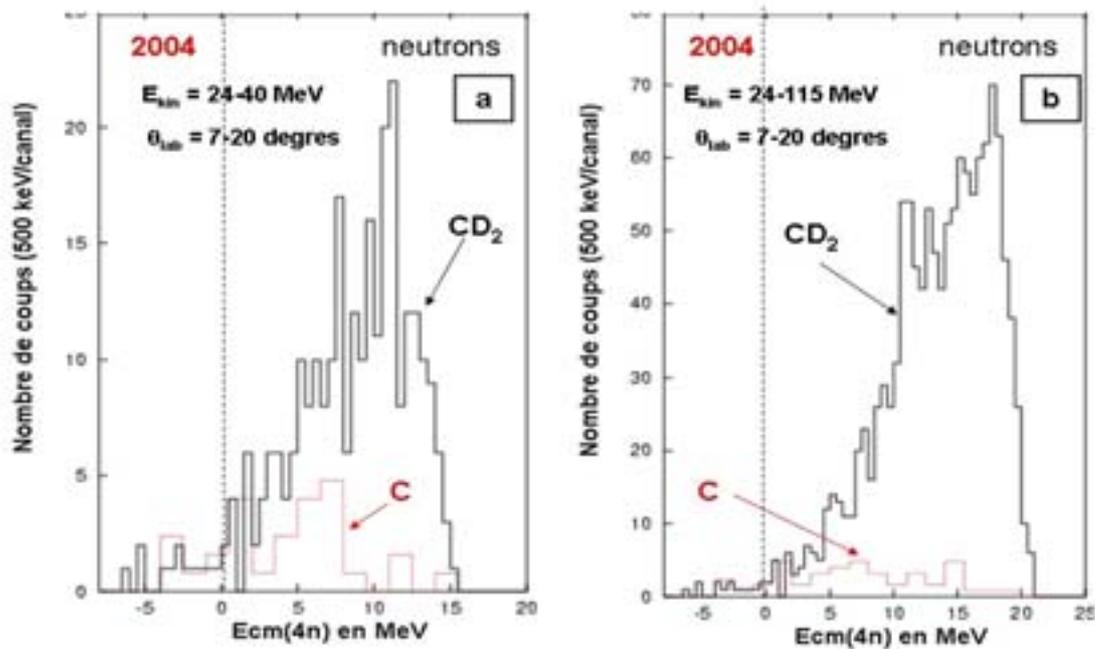


**Figure 5.5 :** (a) Spectre en énergie d'excitation du  $4n$  pour des  ${}^6\text{Li}$  de basse énergie (en rouge) et en coïncidence avec les neutrons (en noir).  
(b) Mêmes spectres pour l'ensemble des  ${}^6\text{Li}$  détectés.

Aucune structure n'apparaît à basse énergie d'excitation dans ce spectre. De plus, l'augmentation de la statistique par rapport à l'expérience de 2002 nous permet d'observer cette fois-ci quelques coups à énergie négative dans le spectre en coïncidence neutrons.

Nous comparons également les spectres, issus des données prises en coïncidence avec les neutrons sur les cibles de  $\text{CD}_2$  et de  $\text{C}$  sur les **figures 5.6.a** et **5.6.b**. Comme nous l'avons déjà mentionné plus haut, le progrès apporté en 2004, est d'avoir accumulé une statistique plus importante sur la cible de Carbone, ce qui nous permet ainsi non seulement de mieux apprécier le fond de  ${}^6\text{Li}$  produits par le Carbone contenu dans la cible de  $\text{CD}_2$ , mais aussi d'observer de façon suffisamment représentative les coïncidences neutrons qui ont lieu lors de réactions sur la cible de Carbone pure produisant des  ${}^6\text{Li}$  ; Nous constatons sur ces deux figures que le nombre d'évènements de ce type n'est pas nul. Ils permettent d'ailleurs d'expliquer l'intégralité des coups présents dans la tranche  $E_{\text{cm}}$  de -4 à 0 MeV. Ce qui rend peu probable l'existence d'un Tetraneutron lié. Ils montrent également dans la tranche de 0 à 5 MeV qu'une partie des  ${}^6\text{Li}$  en coïncidence avec un ou plusieurs neutrons (environ la moitié) provient de réactions sur le Carbone de la cible de  $\text{CD}_2$ .

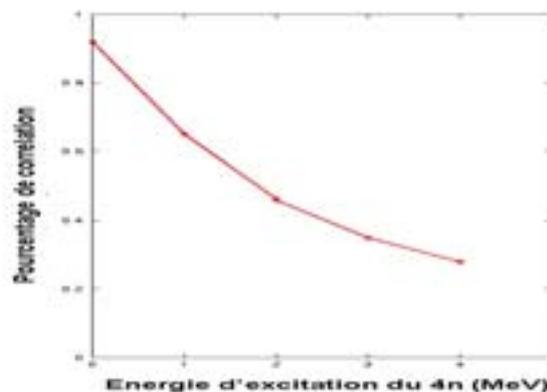
De plus, la structure observée dans les spectres 5.1 aux alentours de 11 MeV, est toujours présente dans ces spectres conditionnés par la détection de neutrons.



**Figure 5.6 :** (a) Spectre en énergie d'excitation du  $4n$  pour des  ${}^6\text{Li}$  de basse énergie en coïncidence avec des neutrons (noir) et issus de réactions sur la cible de  $\text{CD}_2$ . Le même spectre en coïncidence sur la cible de Carbone (rouge).  
 (b) idem sur l'ensemble des  ${}^6\text{Li}$  de basse et haute énergie cinétique.

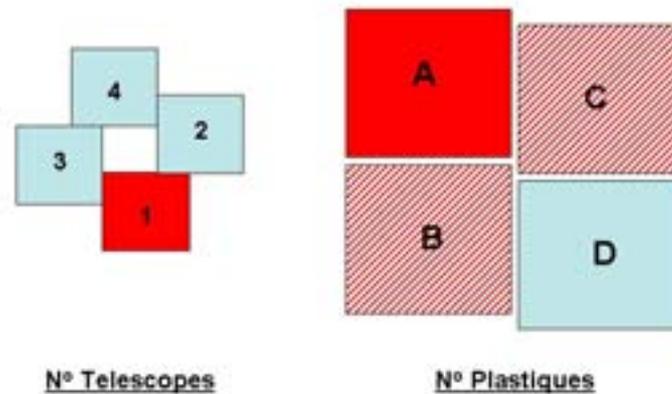
### I.b.2 Recherche de corrélations géométriques entre le ${}^6\text{Li}$ et les neutrons

Les résultats de notre simulation nous informent que pour un  ${}^6\text{Li}$  détecté dans un télescope de la couronne interne, dans  $\sim 95\%$  des cas, un ou plusieurs neutrons viendront taper le plastique géométriquement opposé, et ce, pour la tranche  $E_{\text{cm}}$  entre 0 et 5 MeV. Cependant, la probabilité d'une détection simultanée de 3 ou 4 neutrons dans le plastique en question décroît rapidement en fonction de l'énergie d'excitation du système  $4n$  (**figure 5.7**). De plus, l'efficacité intrinsèque de détection d'un neutron seul est établie à 20%, alors que pour quatre neutrons simultanés, elle atteint 60% (cette efficacité étant calculée à l'aide d'une subroutine de décroissance séquentielle incluse dans notre programme).



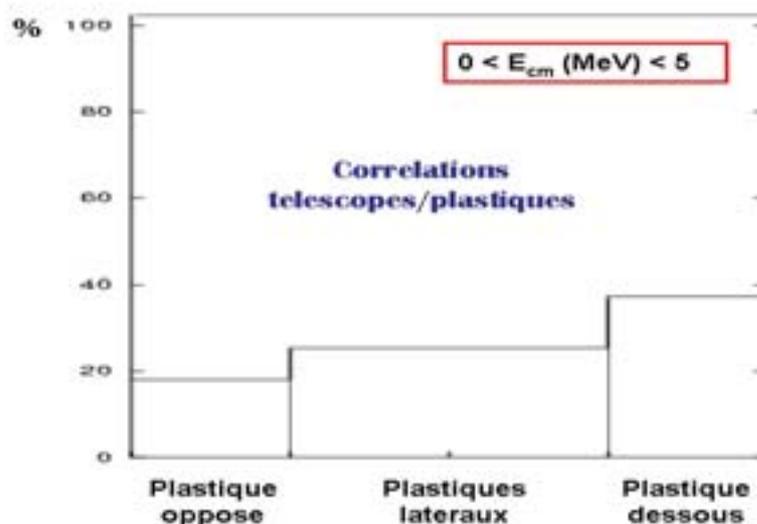
**Figure 5.7 :** Pourcentage de détection simultanée de 3 ou 4 neutrons en fonction de l'énergie d'excitation du système de quatre neutrons.

Nous avons donc décidé d'étudier plus en détail la détection de ces neutrons en coïncidence. La **figure 5.8** indique la numérotation des différentes couronnes de détecteurs, et ce afin de visualiser comment nous avons observé les corrélations entre MUST et Plastiques opposés.



**Figure 5.8 :** Numérotation de la couronne de télescopes et de la première couronne de plastiques.

Un exemple est d'ailleurs illustré sur cette figure 5.8 : Si le télescope MUST n°1 est touché par un  ${}^6\text{Li}$ , alors, d'après notre simulation, si ce  ${}^6\text{Li}$  est issu de la réaction de transfert  ${}^8\text{He}(d,{}^6\text{Li})4n$ , le plastique « A » est le plus susceptible de détecter tout ou une partie des neutrons émis en coïncidence. Les deux plastiques dits « latéraux », portant dans ce cas les lettres B et C, ont eux aussi une probabilité non négligeable d'être touchés. Et le plastique D ne devrait quant à lui pas voir un seul neutron. Or, si l'on trace la proportion de neutrons détectés en coïncidence avec un  ${}^6\text{Li}$  dans les trois catégories de plastiques (**figure 5.9**), on constate alors que ce schéma de détection n'est absolument pas respecté. On peut notamment remarquer qu'un grand nombre des neutrons détectés en coïncidence avec les  ${}^6\text{Li}$  le sont dans le plastique placé juste derrière le Télescope touché, ce qui va à l'encontre de la signature d'une éventuelle cinématique à deux corps.

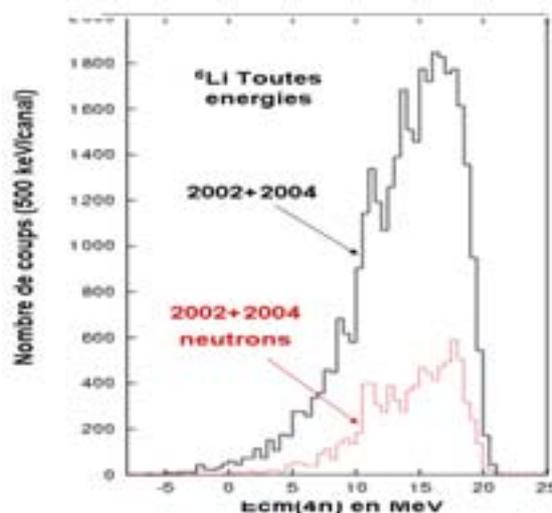


**Figure 5.9 :** Etude des corrélations MUST/Plastique.

Cela renforce ici l'idée que les évènements que nous avons observé dans la figure 5.1.a correspondent dans leur grande majorité à quatre neutrons libres émis lors d'un processus de réaction autre qu'une réaction de transfert directe.

### I.c. Sommation des deux expériences

Comme les deux expériences menées l'ont été sur un principe similaire, avec un faisceau d'énergie quasi-semblable, il apparaît consistant de sommer les statistiques obtenues en 2002 et en 2004, de façon à obtenir une vue d'ensemble du travail effectué. Nous appliquerons les mêmes coupures cinématiques aux spectres en énergie d'excitation de 2002 et de 2004, de façon à ne sommer les données que sur un domaine compatible en terme d'efficacité globale du dispositif expérimental. Le résultat de cette sommation est présenté sur la **figure 5.10** (spectre total). Nous avons aussi reporté sur cette figure 5.10, le même spectre en coïncidence avec un ou plusieurs neutrons. Cette sommation met clairement en évidence les coups inexplicables vers 11 MeV et fait également ressortir des excès vers 13.5 et 9 MeV.



**Figure 5. 10** : Spectre en énergie d'excitation du  $4n$  pour l'ensemble des données de 2002 et de 2004 et coïncidences avec les neutrons détectés.

### I.d. Espaces de phase

La probabilité d'obtenir un état final spécifique lors d'une réaction entre particules élémentaires est déterminée par deux facteurs : l'un dynamique, l'autre cinématique. Le facteur dynamique correspond au module au carré de l'élément de matrice du processus, le facteur cinématique est lui représenté par l'espace des phases.

Pour extraire des informations sur l'élément de matrice du processus ou sur les interactions dans l'état final des particules lors de la réaction, il est nécessaire de connaître les effets causés par l'espace de phases. Les équations nécessaires au développement des calculs de cinématique à plusieurs corps sont décrites dans les références [Ada61], [Ska04] et [Nyb68]. Elles découlent naturellement de la conservation de l'énergie et de l'impulsion, et ne sont, pour la plupart d'entre elles, pas solubles analytiquement. C'est pourquoi, il existe plusieurs programmes de simulation Monte-Carlo calculant des espaces de phases. La méthode Monte-Carlo permettant de générer un échantillon d'évènements aléatoires sert ainsi à étudier les déviations dans les données par rapport à l'espace des phases.

Dans une première phase d'analyse, nous avons utilisé une formule analytique approximée [Byc79] pour calculer l'espace de phase à cinq corps représentant le système  $\{^6\text{Li} + \text{quatre neutrons libres}\}$  dans l'état final :

$$\omega_{n,l}(x) = x^{3/2l-5/2} (1-x)^{3/2(n-l)-1} \quad (1)$$

où  $n$  représente le nombre de systèmes étudiés en voie de sortie, et  $l$  le nombre de sous-systèmes.

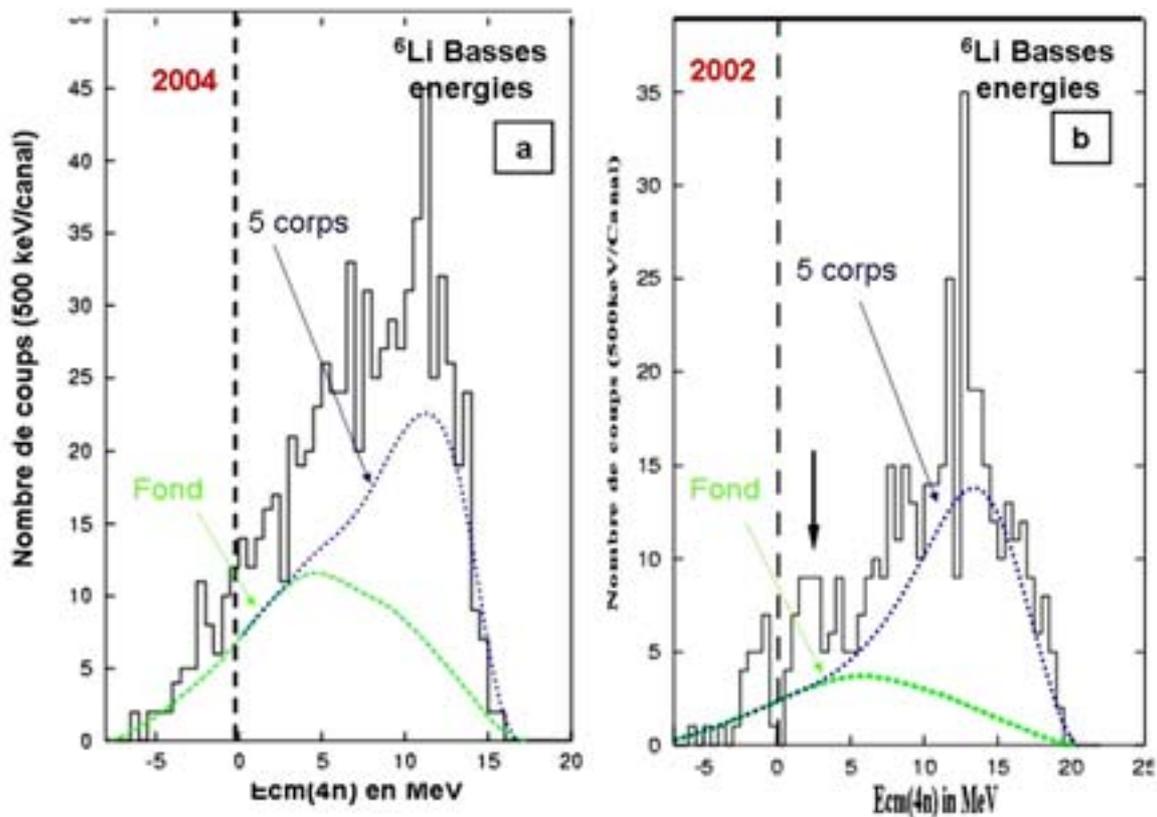
Nous avons ensuite convolué le résultat obtenu par l'efficacité de détection de notre dispositif, avant de le comparer aux données expérimentales. Celle-ci étant extraite de notre programme de simulation ANAEFF, déjà mentionné précédemment.

Dans un second temps, nous avons utilisé le programme ANARAMBO (cf. appendice I) pour générer les différents espaces de phase que nous souhaitions confronter aux différents spectres multineutrons.

Cette comparaison aux données expérimentales nécessite néanmoins, quel que soit la méthode choisie, d'intégrer une étape supplémentaire : Elle consiste à tenir systématiquement compte du fond dû à la présence de carbone dans la cible (en le sommant au calcul) puis à normaliser arbitrairement le résultat ainsi obtenu, en prenant soin toutefois de rester en accord avec les données à haute énergie d'excitation.

Nous avons donc procédé à une simulation de l'espace de phase à 5 corps en voie de sortie pour la réaction de transfert  $^8\text{He}(d, ^6\text{Li})4n$ , correspondant à un  $^6\text{Li}$  produit dans son état fondamental plus quatre neutrons libres émis en coïncidence. Le résultat de ce calcul est convolué par l'efficacité de détection de notre dispositif expérimental, et multiplié par un facteur arbitraire, de façon à reproduire en premier lieu la coupure du spectre à haute énergie d'excitation. La contribution cinématique finale a été additionnée au fond dû au carbone de la cible.

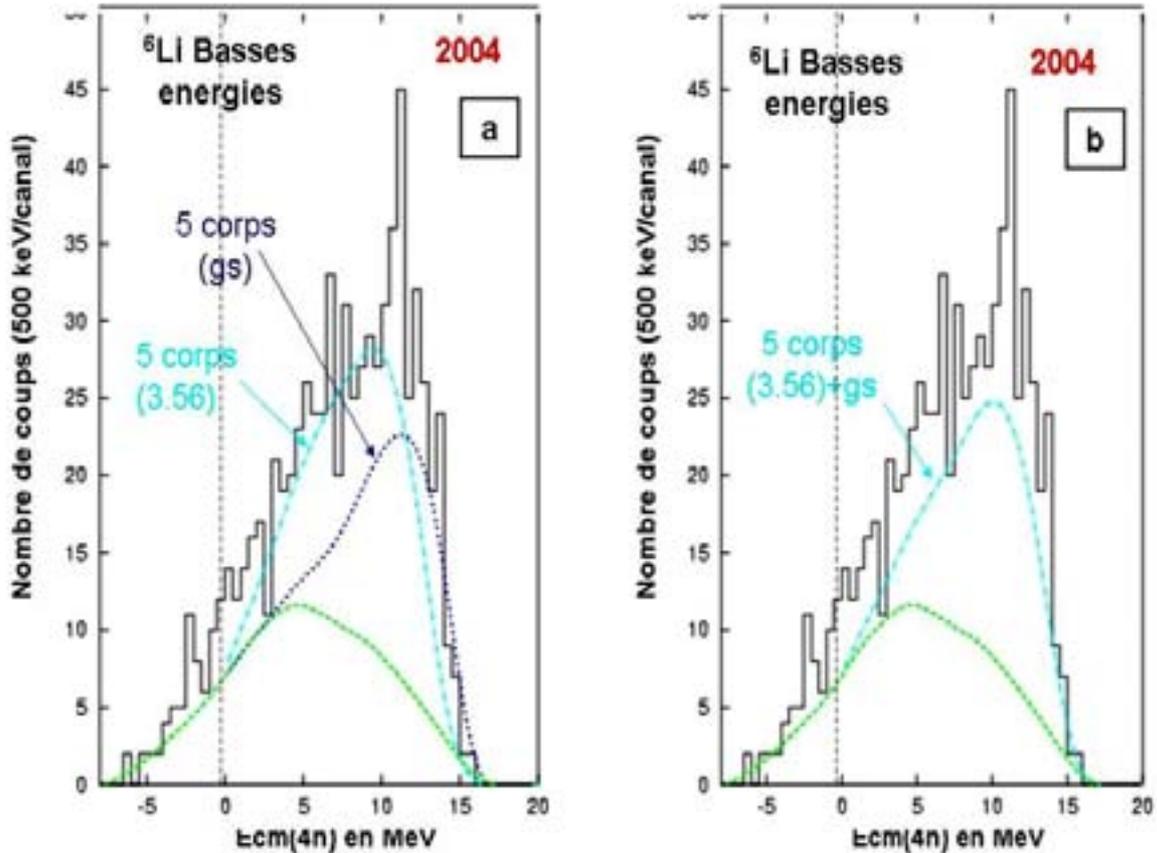
Les **figures 5.11.a** et **5.11.b** montrent la courbe d'espace de phase ainsi obtenue pour des  $^6\text{Li}$  de basse énergie cinétique en 2002 et celle calculée en 2004 (courbes en bleu foncé).



**Figure 5.11 :** (a) Spectre en énergie d'excitation du  $4n$  pour des  ${}^6\text{Li}$  de basse énergie (2004). Fond du au Carbone de la cible (en tirets vert). Calcul d'espace de phase à cinq corps pour un  ${}^6\text{Li}$  fondamental (en pointillés bleu foncé).  
(b) Même spectre obtenu en 2002.

On observe que ce calcul, même s'il s'ajuste bien sur la partie haute énergie, et conserve l'allure du spectre expérimental, ne reproduit pas l'ensemble des événements du spectre. En effet, il persiste un excès de coups au dessus de cette courbe de calcul d'espace de phase à cinq corps (sommée au fond de Carbone), entre -3 et 13 MeV d'énergie d'excitation en 2004, et entre  $E_{\text{cm}} = -3$  et 15 MeV en 2002.

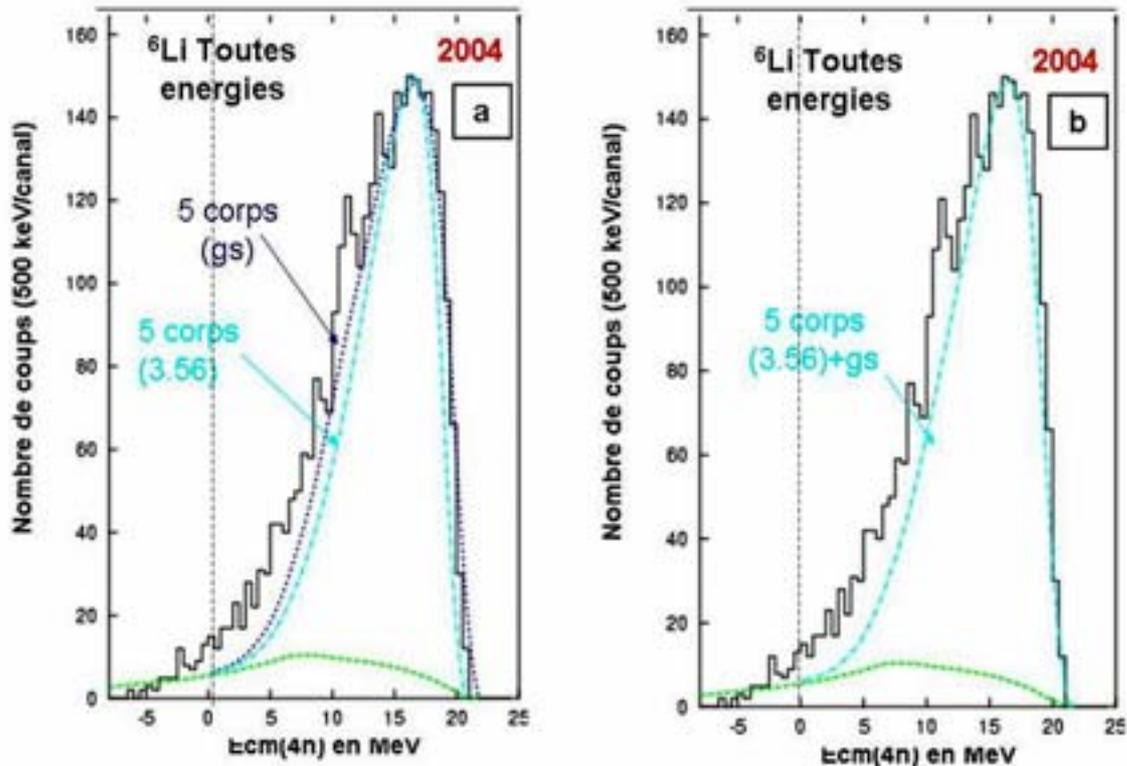
Une hypothèse serait que le  ${}^6\text{Li}$  provenant de l'interaction du faisceau avec la cible de  $\text{CD}_2$  ne soit pas produit uniquement dans son état fondamental, mais aussi dans son état excité à 3.56 MeV par exemple. Cet état du  ${}^6\text{Li}$  est connu pour décroître par émission gamma. Un calcul d'espace de phase à 5 corps incluant cette énergie d'excitation pour le  ${}^6\text{Li}$  est présenté en bleu clair sur la figure 5.12.a. Cela introduit un décalage vers la gauche de la forme de l'espace de phase. Une combinaison arbitraire composée de 50% de  ${}^6\text{Li}$  dans cet état excité, et de 50% dans leur fondamental est présentée en bleu clair sur la figure 5.12.b. On constate qu'en prenant en compte la participation possible de cet état excité au spectre en énergie d'excitation, on améliore sensiblement la reproduction globale des événements, sans toutefois parvenir à justifier la totalité des coups contenus dans le spectre expérimental.



**Figure 5.12 :** (a) Spectre en énergie d'excitation du  $4n$  pour des  ${}^6\text{Li}$  de basse énergie. Fond du au Carbone de la cible (en tirets vert). Calcul d'espace de phase à cinq corps pour un  ${}^6\text{Li}$  fondamental (pointillés bleu foncé). Calcul d'espace de phase à cinq corps pour un  ${}^6\text{Li}$  excité (tirets bleu clair).

(b) Même spectre avec un espace de phase « mélangé » (tirets bleu clair) : 50% de  ${}^6\text{Li}$  excité à 3.56 MeV et 50% de  ${}^6\text{Li}$  à 0.0 MeV.

De la même façon, le calcul a été appliqué aux évènements correspondant à l'ensemble des énergies cinétiques de  ${}^6\text{Li}$ . Sont donc reportés sur la **figure 5.13.a**, les espaces de phase obtenus pour un état fondamental de  ${}^6\text{Li}$  (bleu foncé) et pour un état excité de 3.56 MeV (bleu clair) pour la totalité des données  ${}^6\text{Li}$ . De façon globale, le spectre expérimental est assez bien reproduit par la courbe donnée pour l'état fondamental. Par contre, nous pouvons observer ici encore, un décalage de la courbe calculée pour l'état excité, qui s'ajuste ici moins bien aux données expérimentales. La même combinaison que pour les basses énergies de  ${}^6\text{Li}$  (50% excité +50% fondamental) est représentée en bleu clair sur la figure **5.13.b**. Elle ne reproduit pas mieux les coups mesurés entre 0 et 20 MeV d'énergie d'excitation et ne fournit pas d'explication non plus quant à la structure observée à  $\sim 11$  MeV. Les  ${}^6\text{Li}$  observés lors de cette expérience sont donc vraisemblablement produits en majorité dans leur état fondamental.



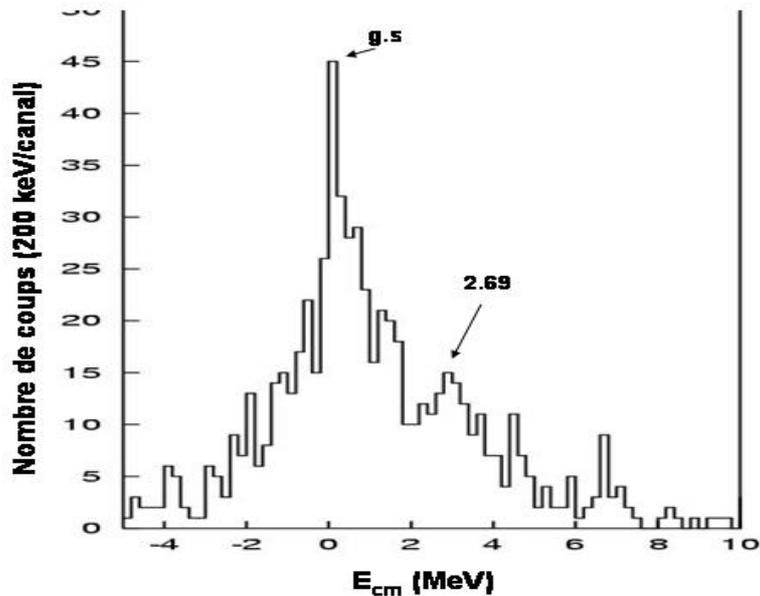
**Figure 5.13 :** (a) Spectre en énergie d'excitation du  $4n$  pour des  ${}^6\text{Li}$  de basse et haute énergies. Fond dû au Carbone de la cible (en tirets vert). Calcul d'espace de phase à cinq corps pour un  ${}^6\text{Li}$  fondamental (pointillés bleu foncé). Calcul d'espace de phase à cinq corps pour un  ${}^6\text{Li}$  excité (tirets bleu clair).  
 (b) Même spectre avec un espace de phase « mélangé » (tirets bleu clair) : 50% de  ${}^6\text{Li}$  excité à 3.56 MeV et 50% de  ${}^6\text{Li}$  à 0.0 MeV.

Après l'étude de cette « piste » sur l'éventuelle contribution de l'état excité de  ${}^6\text{Li}$  à 3.56 MeV, nous allons à présent examiner deux autres possibilités de déformation du spectre du système de quatre neutrons : un calcul de processus de transfert avec évaporation de quatre neutrons et une analyse de l'interaction dans l'état final (Final State Interaction Analysis).

### I.e. Transfert-évaporation

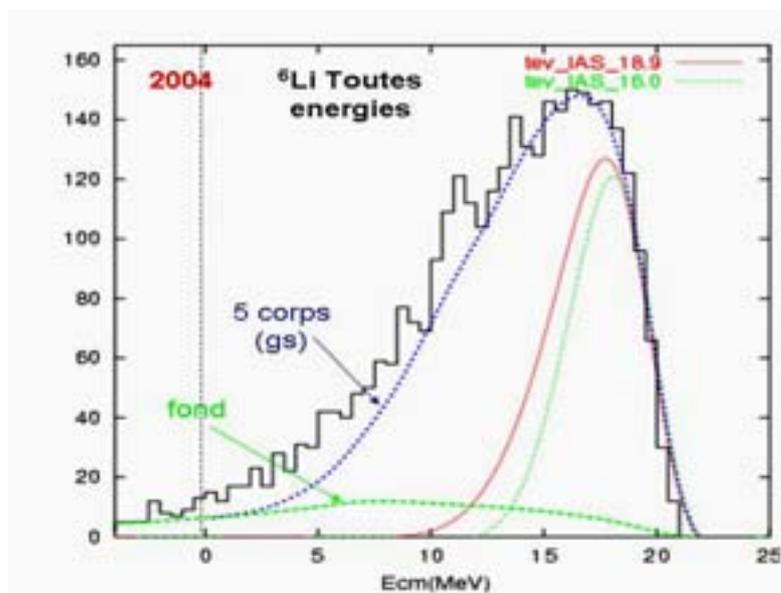
Nous avons constaté la présence en nombre significatif de noyaux de  ${}^9\text{Li}$  dans nos spectres d'identification. Celui-ci est produit dans la réaction de transfert d'un proton  ${}^8\text{He}(d,n){}^9\text{Li}$ . Le spectre présenté sur la **figure 5.14** représente le spectre en énergie d'excitation obtenu grâce à la sélection de ces  ${}^9\text{Li}$ . L'état fondamental du  ${}^9\text{Li}$  et le premier état excité à 2.69 MeV sont observés.

Une autre approche pour l'étude de notre spectre  $4n$  consiste donc à étudier la production d'un  ${}^9\text{Li}$  excité par la voie de réaction  ${}^8\text{He}(d,n){}^9\text{Li}$ , et sa décroissance possible par évaporation de trois neutrons (ainsi émis en coïncidence avec un  ${}^6\text{Li}$ , détecté dans nos télescopes). Pour que ce processus de transfert-évaporation puisse avoir lieu, il faut que le  ${}^9\text{Li}$  soit produit dans un état excité d'énergie supérieure à l'énergie de séparation de trois neutrons ( $S_{3n}$ ), et que cet état soit suffisamment étroit pour produire une structure évidente dans le spectre du système de quatre neutrons que nous étudions.



**Figure 5.14 :** Spectre en énergie d'excitation du  ${}^9\text{Li}$  produit dans la réaction  ${}^8\text{He}(d,n){}^9\text{Li}$ .

L'auteur de la référence [Rog03] a récemment mis en évidence deux niveaux d'énergie étroits à 16.0 MeV et 18.9 MeV, de largeur respective  $<100$  keV et  $\sim 240$  keV. Ces états observés dans la diffusion résonante d'un faisceau d' ${}^8\text{He}$  sur une cible d'Hydrogène sont identifiés comme étant les états analogues des premiers états de l' ${}^9\text{He}$ . Le résultat d'un calcul de transfert-évaporation effectué avec le programme ANATEV (cf. appendice I) est présenté pour ces deux états de  ${}^9\text{Li}$  sur la **figure 5.15** avec une normalisation choisie arbitrairement pour mettre en évidence la position et la largeur des structures produites par ce type de processus. Le maximum de ces courbes se trouve plutôt centré vers 18 MeV. Ces processus ne peuvent donc contribuer qu'en partie à la statistique observée au-dessus de  $E_{\text{cm}} = 10$  MeV et ne peuvent expliquer la structure observée sur le spectre vers 11 MeV.



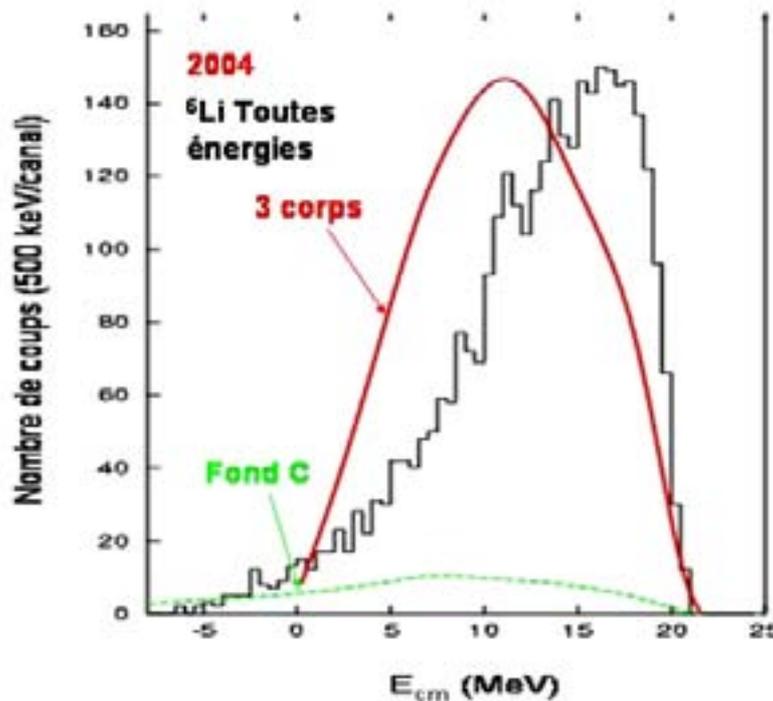
**Figure 5.15 :** Comparaison des différentes contributions dans l'état final (y compris l'allure des processus de transfert-évaporation), au spectre « Tetraneutron » obtenu en 2004 pour tous les  ${}^6\text{Li}$  détectés.

## I.f. Interaction dans l'état final (FSI)

Comme aucune des hypothèses annoncées précédemment ne réussit à expliquer l'ensemble des événements obtenus, il semblerait que ces événements puissent signer des corrélations entre les neutrons dans l'état final. Ceci pourrait être dû à la configuration de l' $^8\text{He}$ , qui posséderait un système préformé de cluster neutrons, émis lors de la réaction de transfert d' $\alpha$   $^8\text{He}(d, ^6\text{Li})4n$ . Par contre, à plus haute énergie dans le centre de masse, un excès de coups indiquerait plutôt l'existence de corrélations neutrons dans le noyau composé de  $^{10}\text{Li}$  qui aurait pu se former lors de l'interaction du faisceau avec la cible, et décroître par émission de ces neutrons en coïncidence avec un  $^6\text{Li}$ .

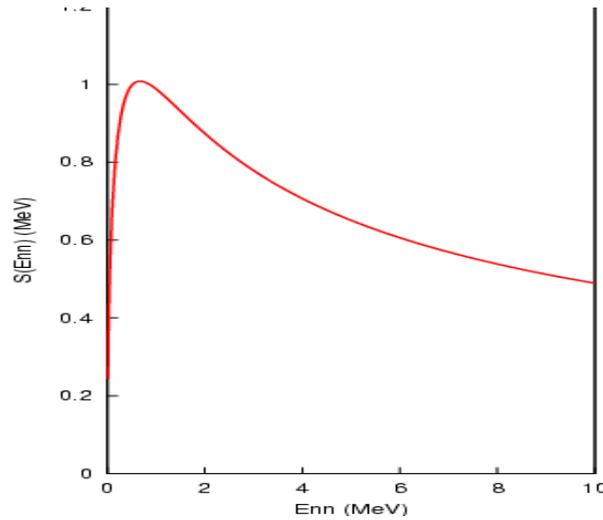
Nous avons donc procédé à deux autres calculs en supposant cette fois-ci qu'il existait une interaction entre les neutrons, et ce, deux à deux.

Le premier est un calcul d'espace de phase à trois corps en voie de sortie, c'est-à-dire que l'on considère le cas extrême où un  $^6\text{Li}$  est émis en coïncidence avec deux Dineutrons supposés être dans un état lié  $^2n$  [Ber03]. Le résultat de ce calcul est reporté en rouge sur la **figure 5.16** après sommation au fond de Carbone et normalisation arbitraire sur les données à haute énergie. L'allure de cet espace de phases ne correspond pas non plus à celle du spectre expérimental obtenu sur l'ensemble des données  $^6\text{Li}$ .



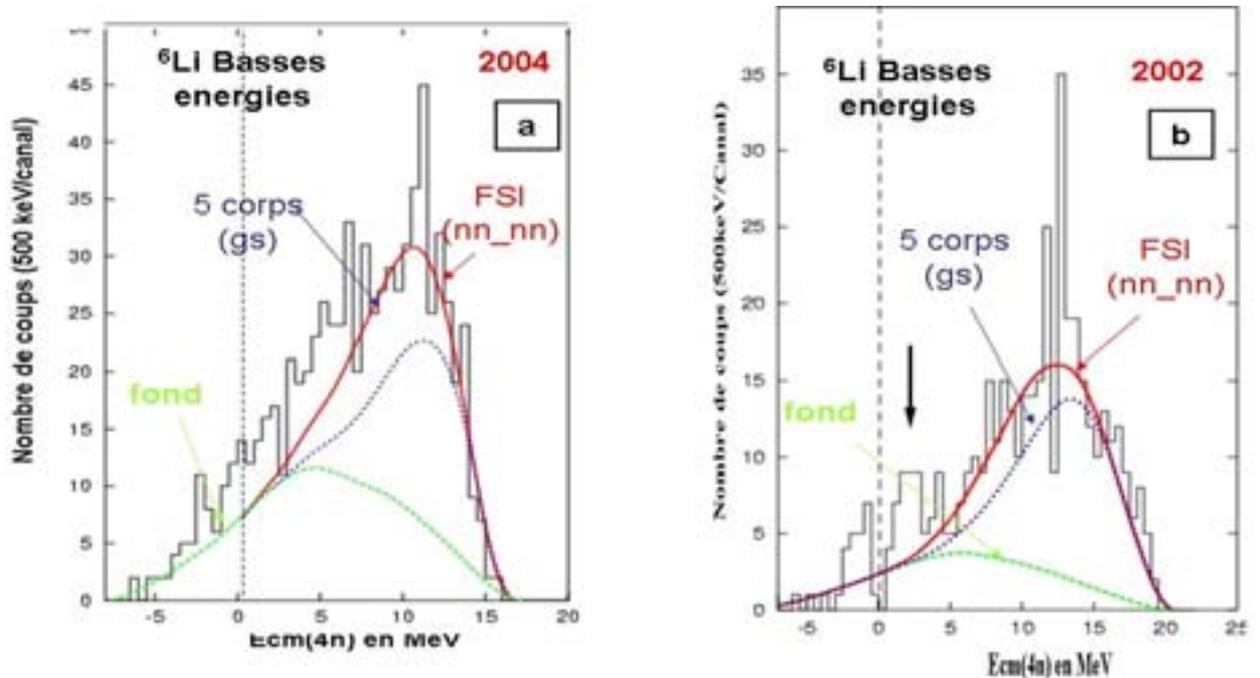
**Figure 5.16** : Spectre expérimental de 2004 obtenu pour l'ensemble des  $^6\text{Li}$ . Fond dû aux réactions sur le Carbone de la cible de  $\text{CD}_2$  (courbe tirets vert). Espace de phase à trois corps sommé au fond (courbe pleine rouge).

Un deuxième calcul d'espace de phases tenant compte de l'interaction  $n-n$  dans l'état final a ensuite été réalisé à l'aide du programme ANARAMBO. Ont été sélectionnés les événements où les deux neutrons de chaque paire se trouvent en interaction suivant la distribution reportée sur la **figure 5.17** (voir appendice I). Comme précédemment, la courbe ainsi obtenue a été sommée à la contribution du fond dû au carbone, et ajustée sur nos données à haute énergie c.m..



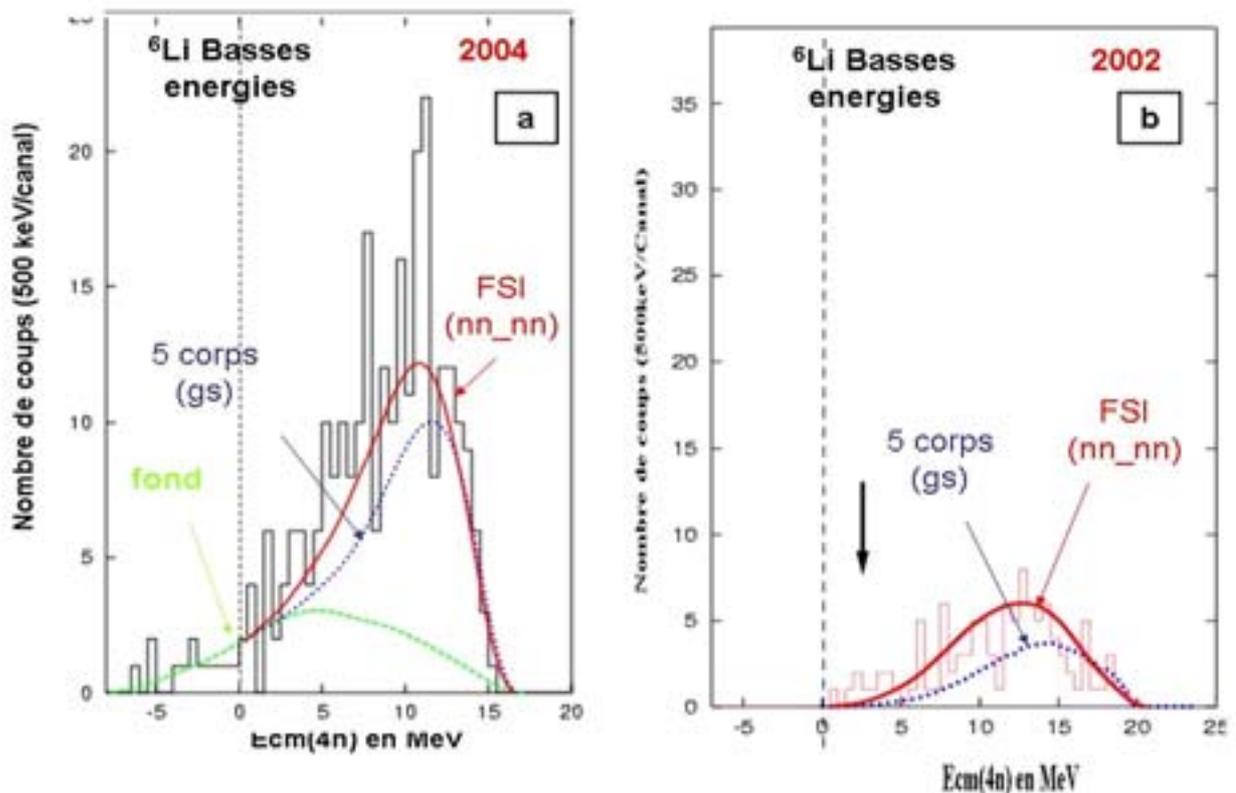
**Figure 5.17 :** Distribution (normalisation arbitraire) des paires de neutrons en fonction de l'énergie  $E_{nn}$  entre ces neutrons.

Le résultat pour 2002 et pour des  ${}^6\text{Li}$  de basse énergie est présenté en rouge sur la **figure 5.18.b**, alors que le calcul d'espace de phase à 5 corps fait précédemment est reporté en bleu foncé. Les données que nous avons obtenues lors de cette expérience semblaient mieux reproduites en considérant cette interaction entre neutrons dans l'état final qu'en supposant les 4 neutrons libres. Il en est de même lors de la seconde expérience (**figure 5.18.a**). Mais en 2004 comme en 2002, l'excès de coups situé entre 0 et 7 MeV, n'est quant à lui reproduit par aucun de ces deux calculs. De la même façon, la structure plus fine, identifiée vers  $\sim 11$  MeV en  $E_{cm}$ , n'est pas générée par la cinématique contenue dans ces calculs.



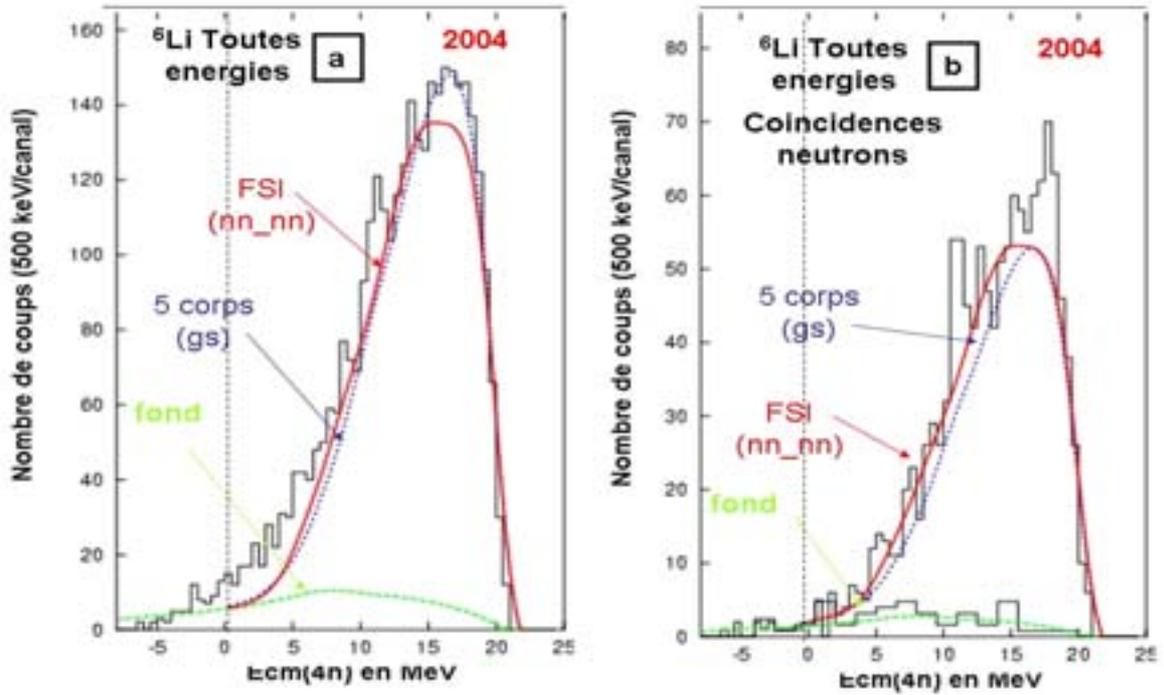
**Figure 5.18 :** (a) Spectre expérimental 2004 à basse énergie  ${}^6\text{Li}$ , courbe d'interaction  $nn_{nn}$  dans l'état final (FSI) et espace de phase à 5 corps.  
(b) idem en 2002.

Les **figures 5.19.a** et **5.19.b** représentent le même type de calculs que précédemment, mais cette fois-ci reportés sur les spectres en coïncidence neutrons. On constate une bonne reproduction de l'allure générale du spectre par le calcul FSI, et donc une atténuation de l'excès de coups situé dans la tranche de 0 à 7 MeV d'énergie d'excitation. Cependant, la structure qui apparaît vers 11 MeV dans le spectre inclusif se retrouve également dans le spectre en coïncidence avec la détection d'au moins un neutron, et ne semble pas pouvoir être expliquée par notre calcul avec une interaction dans l'état final.



**Figure 5.19 :** (a) Même spectre que sur la figure 5.18.a. contraint par la détection d'au moins un neutron dans les plastiques.  
 (b) Même principe appliqué aux données de 2002.

Le spectre 2004 dérivant de la totalité des mesures  ${}^6\text{Li}$ , présenté sur la **figure 5.20.a** (spectre total) montre de nouveau que les coups à basse énergie d'excitation (i.e. entre 0 et 11 MeV  $E_{\text{cm}}$ ) ne sont pas tous reproduits par cette analyse de la contribution de l'interaction  $nn\_nn$  dans l'état final. Seul le spectre en coïncidence avec les neutrons **figure 5.20.b**, semble assez bien reproduit par ce type de calcul (courbe en rouge). La structure à 11 MeV reste par contre bien visible au dessus de ces courbes rouges, ainsi qu'une petite partie de la statistique à plus haute énergie centre de masse (entre 15 et 20 MeV).

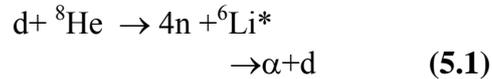


**Figure 5.20 :** (a) Même spectre que sur la figure 5.13.a pour l'ensemble des  ${}^6\text{Li}$ .  
 (b) idem en coïncidence avec au moins un neutron.

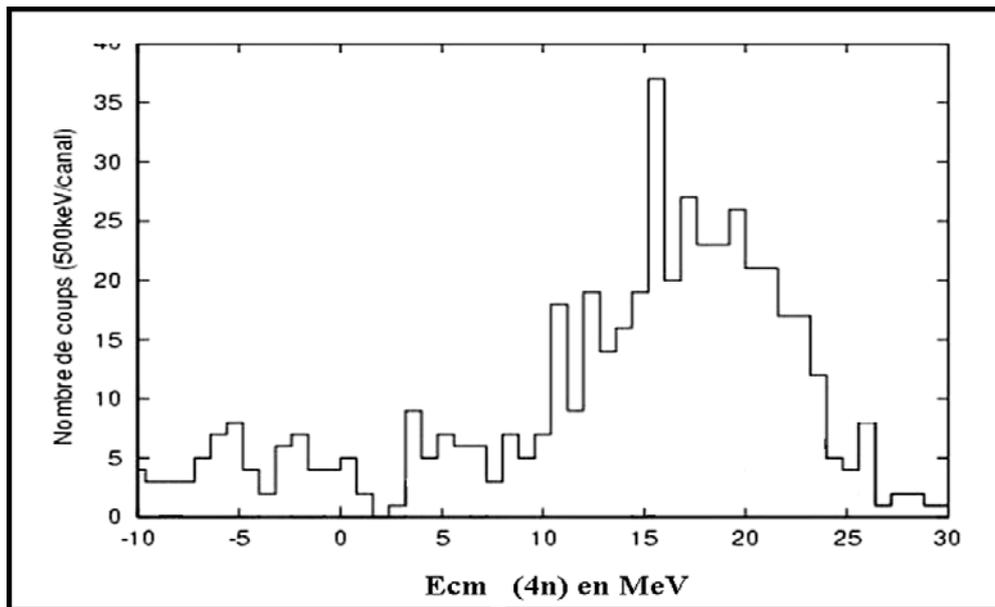
En conclusion, même si la totalité des événements observés dans les spectres inclusifs n'est pas encore tout à fait bien comprise (excès de coups à basse énergie d'excitation), en revanche, les spectres exclusifs sont globalement mieux reproduits par un calcul d'espace de phases tenant compte d'une interaction dans l'état final entre les neutrons émis que par un calcul considérant ces quatre neutrons libres.

## II. ${}^8\text{He}(d, \alpha)4n$

L'étude de cette réaction nécessite la détection des particules  $\alpha$  et deutons en coïncidence dans les télescopes Silicium. La position des détecteurs utilisée dans la première expérience avait été optimisée pour rechercher l'excitation d'un éventuel Tetraneutron par un transfert de particule  $\alpha$  vers l'état résonant  $3^-$  de  ${}^6\text{Li}$  à 2.186 MeV :

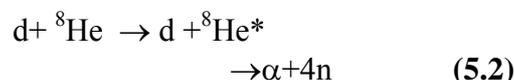


Les angles couverts par les détecteurs externes (23-40 dg) devaient permettre en effet d'observer la majorité des deutons émis dans cette réaction en coïncidence avec les alphas. Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 3, assez peu de  ${}^6\text{Li}^*$  sont en fait produits dans cet état  $3^+$  (cf fig 3.31), contrairement à ce qui était espéré au départ. Le spectre d'énergie du système  $4n$  observé dans la figure 3.33, et reproduit ci-dessous (**figure 5.20**) est obtenu après sommation sur l'ensemble du continuum de  ${}^6\text{Li}^*$ .

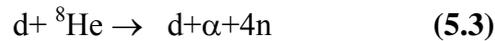


**Figure 5.20:** Spectre en énergie du système  $4n$  issu de la réaction  ${}^8\text{He}(d, d\alpha)$  (détecteurs externes disposés entre 23 et 40°)

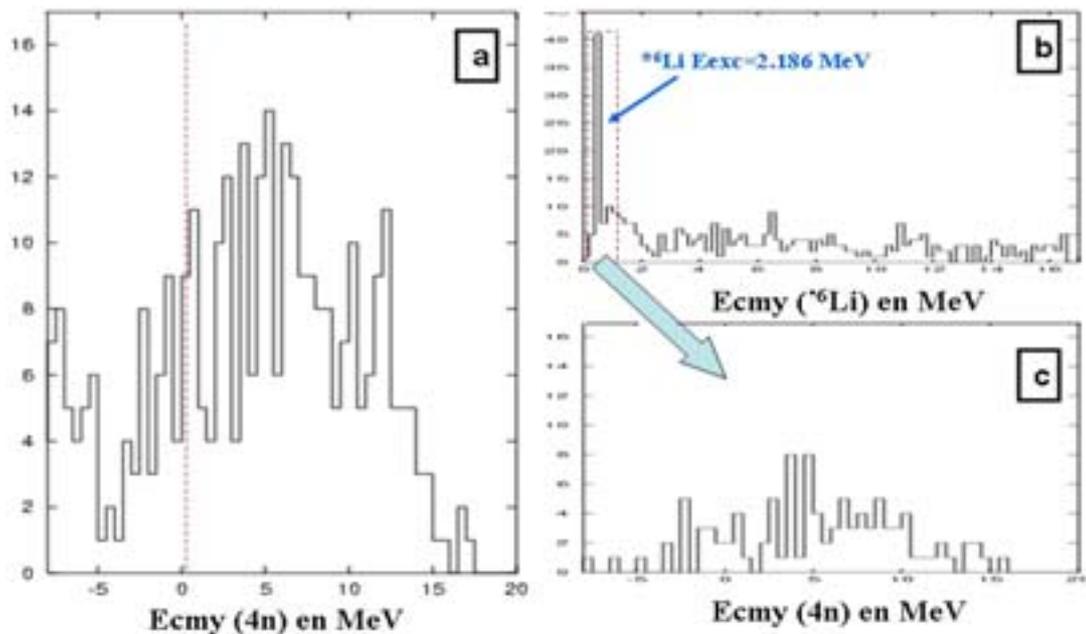
La géométrie utilisée dans l'expérience 2004 (4 détecteurs disposés à plus grands angles laboratoire) avait cette fois-ci été optimisée [Nal03] pour mettre en évidence un éventuel Tetraneutron issu de la réaction  ${}^8\text{He}(d, d\alpha)4n$ . Comme il a été dit dans l'introduction du chapitre 4, cette géométrie devrait favoriser l'observation de Tetraneutrons formés dans la décroissance d'états résonants de  ${}^8\text{He}$  produits dans la diffusion inélastique sur un noyau de deutérium :



ou bien éventuellement par knock-out de la particule alpha :



Ce dispositif sélectionne cependant une zone d'énergie  $E_{\text{cm}}(4n)$  plus faible qu'auparavant. Nous présentons dans la **figure 5.21(a)** le spectre d'énergie du système  $4n$  obtenu dans ces conditions pour l'ensemble des évènements  $(d+\alpha)$ . On y observe une bosse centrée autour de 6 MeV, la coupure cinématique à haute énergie étant située vers 15 MeV. La **figure 5.21c** montre le spectre obtenu en sélectionnant cette fois les évènements correspondant à l'excitation de l'état résonant  $3^+$  de  ${}^6\text{Li}^*$ . Comme lors de l'expérience précédente (fig.5.20) les données obtenues ne permettent pas de conclure sur l'existence d'une résonance dans la région 0-5 MeV au dessus du seuil  $t+4n$ .



**Figure 5.21** : (a) Spectre en énergie du système  $4n$ , reconstruit sur l'ensemble des évènements issus de la réaction  ${}^8\text{He}(d, \alpha d)$  (détecteurs externes disposés entre  $43$  et  $75^\circ$ )  
 (b) Continuum du  ${}^6\text{Li}$  au dessus du seuil  $(\alpha + d)$   
 (c) Spectre du système  $4n$  issu de la réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li}^*)$  pour  $E_x({}^6\text{Li}^*) = 2.186$  MeV.

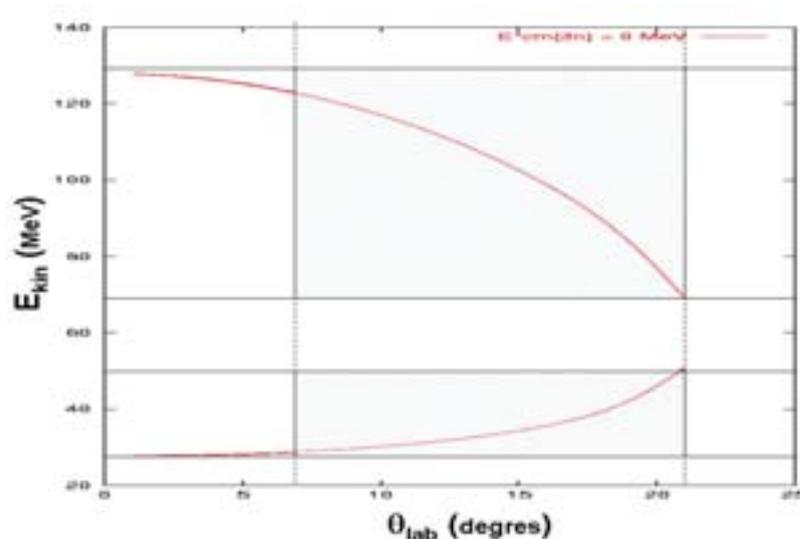
### III. Autres Multineutrons

#### III.a. réaction ${}^8\text{He}(d, {}^7\text{Li})3n$

Une autre voie de réaction possible lors de l'interaction de notre faisceau d' ${}^8\text{He}$  SPIRAL avec la cible de  $\text{CD}_2$ , est celle produisant un système de trois neutrons (Trineutron) :  ${}^8\text{He}(d, {}^7\text{Li})3n$ .

La cinématique de cette réaction est présentée sur la **figure 5.22**. La zone hachurée représente le domaine dans lequel nous avons pu extraire des données concernant cette réaction. Nous avons vu précédemment (Chapitre 4) qu'une énième vérification des calibrations avait été entreprise avec les particules de  ${}^7\text{Li}$ , donnant des résultats tout à fait satisfaisants.

Le spectre en énergie d'excitation dans le centre de masse reconstruit grâce à la détection des  ${}^7\text{Li}$  dans les télescopes (produits à présent lors de l'interaction du faisceau d' ${}^8\text{He}$  avec la cible de  $\text{CD}_2$ ) possède lui aussi une allure générale montante, sans structure fine (**figure 5.23.a**). Malgré tout, on peut observer une légère rupture de pente vers 10 MeV, et un renflement du spectre entre 5 et 10 MeV d'énergie d'excitation.



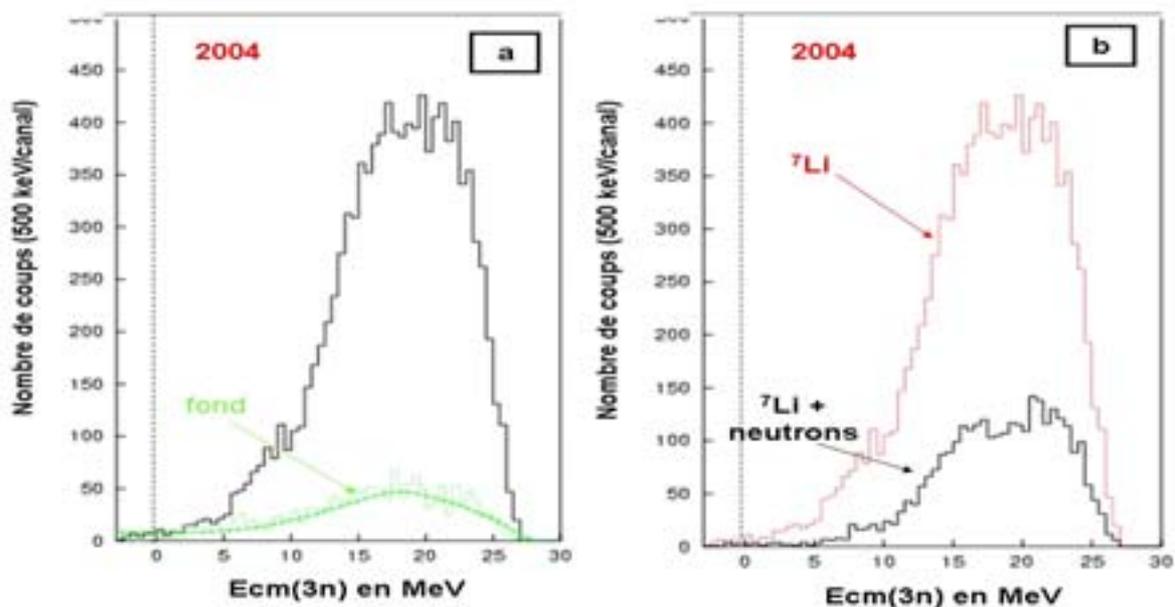
**Figure 5.22** : Cinématique de la réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^7\text{Li})3n$ .

La quantité de données obtenue pour cette réaction lors de cette expérience de 2004 est tout à fait satisfaisante, et nous permet de nous affranchir d'éventuels effets statistiques.

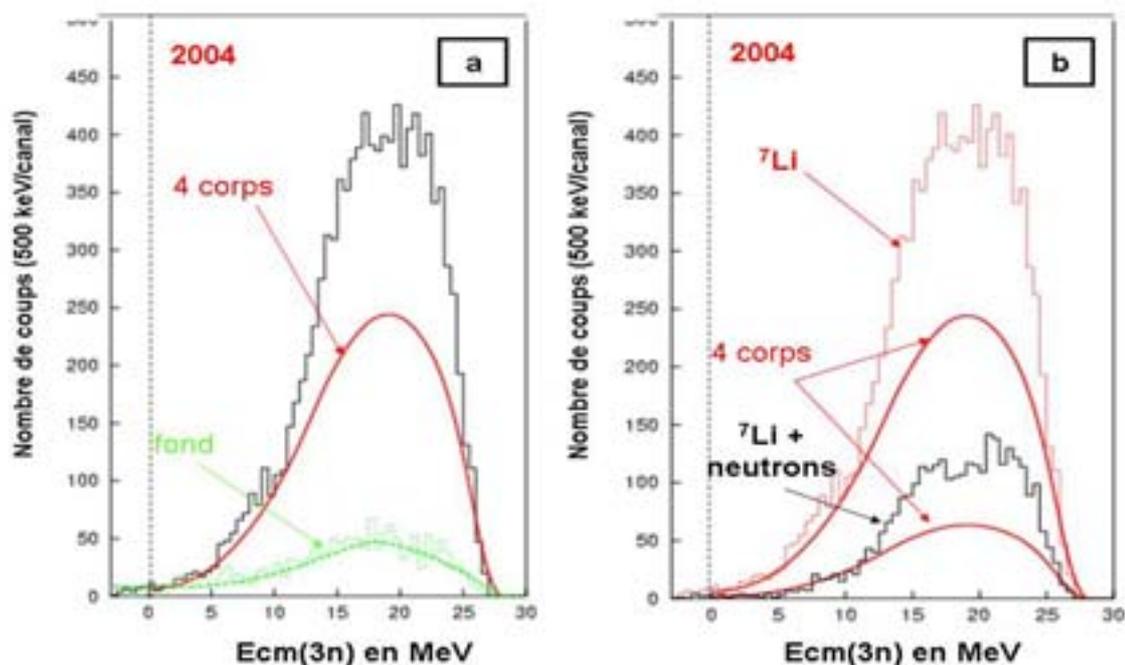
Le fond normalisé dû à la cible de carbone est reporté en vert sur la **figure 5.23.a**. La courbe verte représente une simulation de l'acceptance de notre dispositif, normalisée sur ces données.

Quant au spectre en coïncidence avec les neutrons détectés, il reproduit la même forme montante que celui non contraint par la détection des neutrons dans les plastiques (**figure 5.23.b**). On y observe également la même « bosse » large entre 5 et 10 MeV d'énergie d'excitation.

Dans le cas de cette réaction ( $d, {}^7\text{Li}$ ), nous avons effectué un calcul d'espace de phase à 4 corps en voie de sortie (un  ${}^7\text{Li}$  et trois neutrons libres). Après convolution avec l'efficacité de détection et sommation avec les données du Carbone, cet espace de phase est reporté en rouge sur la **figure 5.24.a**.



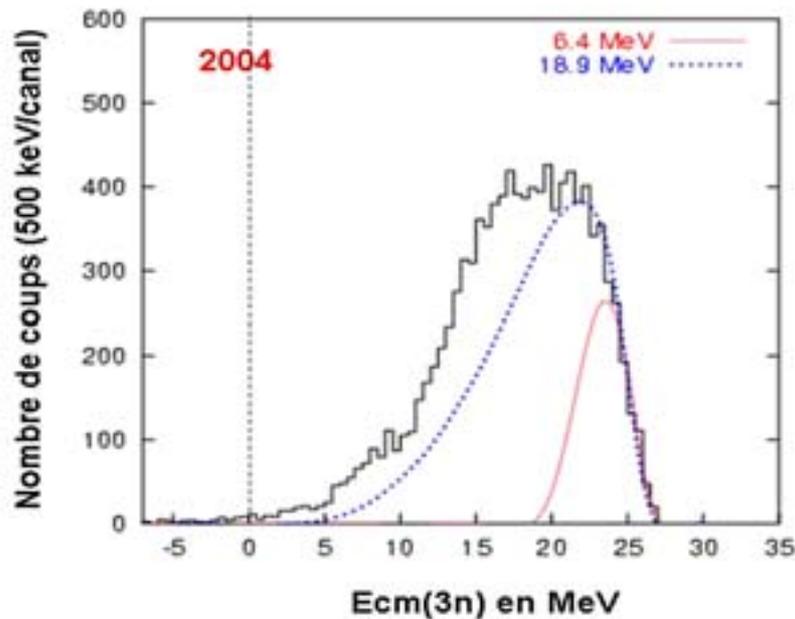
**Figure 5.23 :** (a) Spectre en énergie d'excitation du  $3n$  (noir). Fond du au Carbone de la cible (vert).  
 (b) Spectre en énergie d'excitation du  $3n$  et spectre en coïncidence avec les neutrons (en rouge).



**Figure 5.24 :** (a) Spectre en énergie d'excitation du  $3n$  et calcul d'espace de phase à 4 corps (en rouge).  
 (b) Spectre en énergie d'excitation du  $3n$  avec (noir) et sans coïncidence neutrons (rouge) et calcul d'espace de phase a 4 corps (courbes en rouge).

Il reproduit une grande partie de la répartition expérimentale des coups dans le spectre  $3n$ , mais un excès statistique reste toutefois observable entre 10 Et 25 MeV et entre 5 et 10 MeV. Ce même calcul d'espace de phase est appliqué sur le spectre en coïncidence avec les neutrons (**figure 5.24.b**). Là encore les excès de coups présents dans le spectre contraint ne sont toujours pas reproduits par ce calcul, même si la zone 5-10 MeV semble cette fois mieux reproduite.

Une hypothèse consiste ici aussi à calculer l'effet cinématique de la production de  ${}^7\text{Li}$  par une autre voie de réaction qui pourrait être à l'origine de ces coups : la production de  ${}^9\text{Li}$  par la réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^9\text{Li})n$ , suivie de la désexcitation de ce  ${}^9\text{Li}$  en un  ${}^7\text{Li}$  plus deux neutrons. En effet, l'énergie de l'état à 6.43 MeV du  ${}^9\text{Li}$  est supérieur à  $S_{2n}$  (6.096 MeV). Il est donc tout à fait possible que des  ${}^7\text{Li}$  aient été produits par cette voie de réaction, et non par un transfert d' ${}^5\text{He}$ . C'est dans ce cadre que nous avons utilisé un programme de calcul d'espace de phase couplé à un calcul de transfert-évaporation : ANATEV (voir appendice I). Le résultat de ce calcul est reporté sur le spectre de la **figure 5.25**. On constate qu'il n'explique pas lui non plus l'excès de coups observable vers 8 MeV en  $E_{cm}$ .



**Figure 5.25 :** Comparaison de l'allure des différentes contributions du processus de transfert évaporation, au spectre « Trineutron » obtenu en 2004 pour tous les  ${}^7\text{Li}$  détectés.

### III.b. Réaction ${}^8\text{He}(d, {}^8\text{Li}) 2n$

Tout comme nous avons détecté les  ${}^6\text{Li}$  pour reconstruire le spectre en énergie d'excitation du Tetraneutron, ou encore les  ${}^7\text{Li}$  pour celui du Trineutron, il nous est possible dans le même temps de détecter les  ${}^8\text{Li}$  afin d'obtenir le spectre du Dineutron :  ${}^8\text{He}(d, {}^8\text{Li})2n$ .

La cinématique de cette réaction est présentée sur la **figure 5.26**. Dans notre cas, les  ${}^8\text{Li}$  que nous avons détectés se situent dans la zone hachurée, c'est-à-dire dans la branche à haute énergie. Le spectre expérimental associé à ces  ${}^8\text{Li}$  est représenté sur la **figure 5.27.a**.

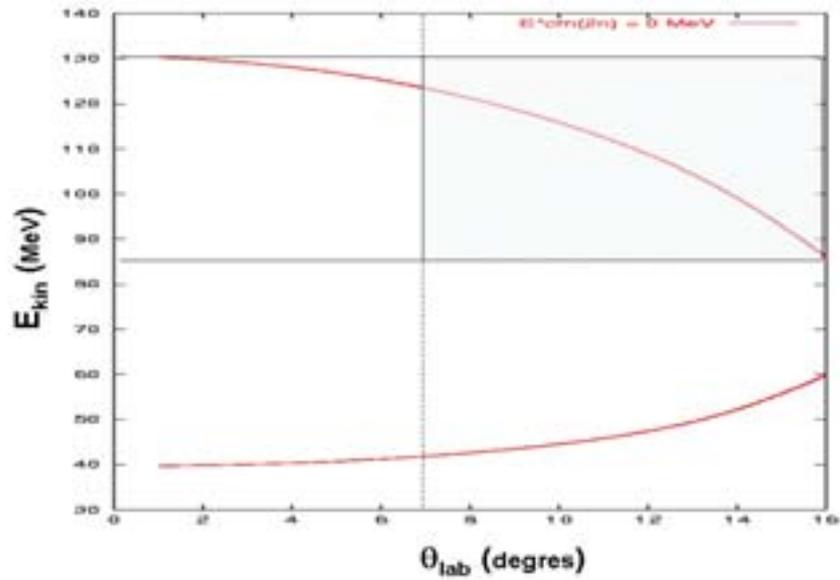


Figure 5.26 : Cinématique de la réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^8\text{Li})2n$

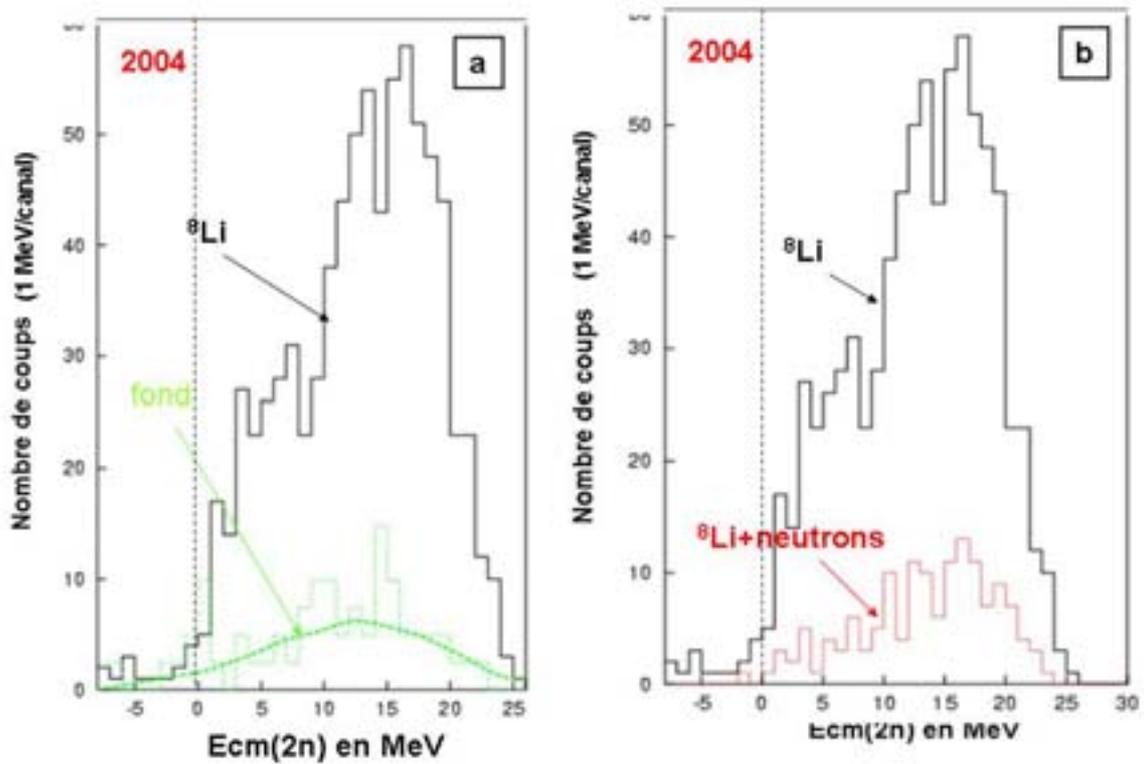


Figure 5.27.a : (a) Spectre en énergie d'excitation du  $2n$  (en noir). Fond dû au Carbone de la cible (en vert).

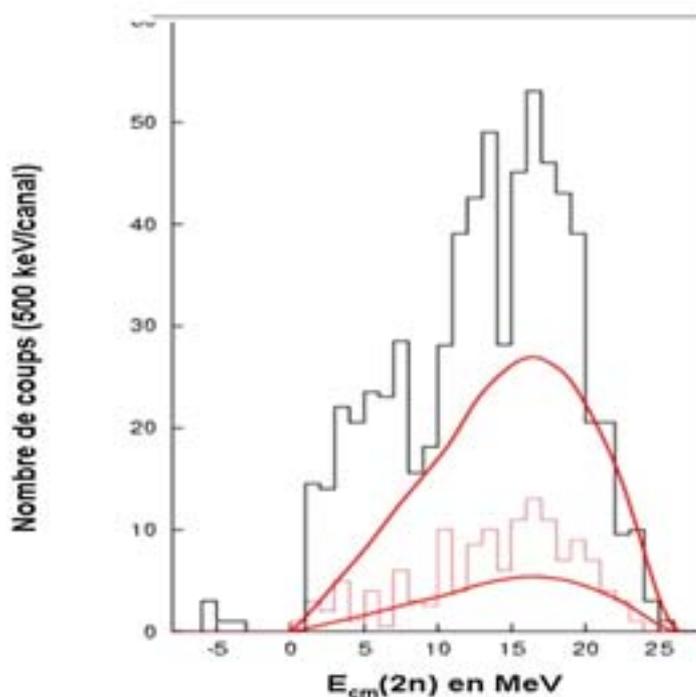
(b) Spectre en énergie d'excitation du  $2n$  et spectre en coïncidence avec les neutrons (en rouge).

Le nombre de coups croît avec l'énergie, avec un renflement non négligeable du nombre d'évènements dans le spectre entre 0 et 10 MeV et une rupture de pente vers 10 MeV.

Sur la **figure 5.27.a** est également reporté le fond mesuré sur la cible de carbone pure et normalisé aux caractéristiques de la prise de données sur la cible de CD<sub>2</sub> (toujours avec le même facteur 2.4).

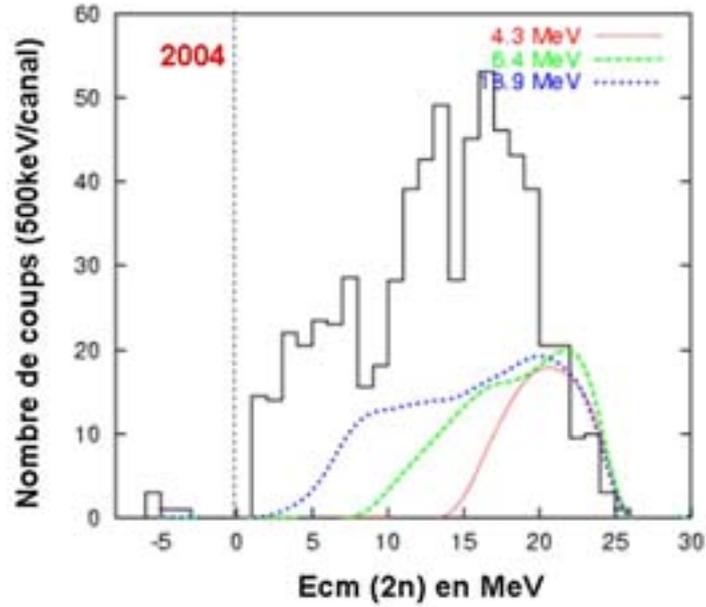
Le spectre en coïncidence avec d'éventuels neutrons détectés dans les plastiques (**figure 5.27.b**) ne révèle rien de particulier quant à la structure générale du spectre, il est semblable à l'originel, au facteur d'efficacité neutron près.

Sur la **figure 5.28**, la courbe rouge correspond à un calcul d'espace de phase à 3 corps (i.e un <sup>8</sup>Li et deux neutrons libres en voie de sortie). Les données du spectre expérimental (après soustraction du fond de carbone) sont reproduites en partie par la cinématique à 3 corps, mais il subsiste un excès de coups important de 0 à 20 MeV d'énergie d'excitation.



**Figure 5.28** : Spectre en énergie d'excitation du 2n moins le fond du au Carbone (noir). Même spectre contraint par la détection d'au moins un neutron (rouge). Calcul d'espaces de phases a trois corps (courbes en rouge).

Toutefois, un calcul de transfert-évaporation effectué avec le même programme que précédemment et simulant la production du <sup>9</sup>Li excité et sa désexcitation par émission de deux neutrons donne un résultat assez intéressant (**figure 5.29**). En effet, la forme du spectre ainsi généré semble reproduire la rupture de pente du spectre expérimental observée vers 10 MeV.



**Figure 5.29 :** Comparaison de l'allure des différentes contributions du processus de transfert évaporation, au spectre « Dineutron » obtenu en 2004 pour tous les  $^8\text{Li}$  détectés.

## CONCLUSION

En conclusion, l'ensemble de ces spectres multineutrons qu'il s'agisse du système 2n, 3n ou 4n, sont des sources d'information très intéressantes sur l'interaction *neutron-neutron*, pouvant être utiles aux théoriciens qui travaillent sur les modèles *Ab Initio*. Cette première tentative d'analyse présentée dans ce travail ne permet pas encore de comprendre tous les phénomènes en jeu, c'est pourquoi il serait intéressant d'envisager la poursuite de l'interprétation de nos données en collaboration avec ces mêmes théoriciens.

## CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Afin de tenter d'établir l'existence d'un système nucléaire sans proton et constitué de quatre neutrons en interaction (le « Tetraneutron »), nous avons décidé d'étudier une réaction de transfert d'alpha, *a priori* particulièrement bien adaptée à ce type d'investigation : la réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n$ . Pour cela, nous avons utilisé un faisceau radioactif d'Hélium 8, délivré par l'installation SPIRAL au GANIL (Caen). La méthode expérimentale employée lors de cette expérience est dite de la « masse manquante ». Elle consiste à mesurer les caractéristiques (énergie et angle) du  ${}^6\text{Li}$  émis lors de la réaction, afin de déterminer grâce aux lois de la cinématique, le spectre en énergie d'excitation du système de quatre neutrons émis. Les  ${}^6\text{Li}$  et les autres particules chargées produites dans l'interaction avec la cible ont été détectés par un ensemble de 8 télescopes Silicium, constitué essentiellement des détecteurs à pistes MUST. Une couronne de scintillateurs plastiques épais était d'autre part disposée derrière ces télescopes pour détecter les neutrons du système  $4n$  émis dans la réaction, et éventuellement les Tetraneutrons en coïncidence avec les  ${}^6\text{Li}$ .

Mon premier travail a consisté à chercher à optimiser le positionnement de ces différents détecteurs en utilisant le programme de simulation d'expériences sur MUST, « SEMILI », puis en le développant dans le cas où la mesure de la « masse manquante » implique la détection simultanée de deux particules chargées légères dans MUST. Il apparaissait en effet intéressant de rechercher d'autre part le Tetraneutron dans une autre voie de réaction, le transfert d'une particule alpha vers le premier état excité –non lié– du  ${}^6\text{Li}$  :  ${}^8\text{He}(d, \alpha d)4n$ , nécessitant la détermination du spectre  $4n$  à partir des caractéristiques du deuton et de la particule  $\alpha$  corrélés.

Une première expérience réalisée lors de ma première année de thèse, ayant donné des résultats prometteurs, nous avons réalisé une deuxième expérience en septembre 2004 avec une statistique accrue. La réduction des données de ces deux expériences et leur analyse a fait l'objet de mon travail de thèse.

L'utilisation préalable de faisceaux de  ${}^{12}\text{C}$  et  ${}^{16}\text{O}$  de même rigidité magnétique que le faisceau secondaire d' ${}^8\text{He}$  nous a permis de nous assurer de la consistance et de la qualité de nos calibrations ainsi que de notre procédure d'analyse, par une reconstruction des spectres des noyaux finals produits dans les différentes réactions induites sur les noyaux de deutérium de la cible. Nous avons en effet pu étudier « en cinématique inverse » notamment les diffusions élastique et inélastique  ${}^{12}\text{C}(d, d')$  et  ${}^{16}\text{O}(d, d')$  et les réactions de transfert d'un nucléon  ${}^{12}\text{C}(d, t){}^{11}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}(d, t){}^{15}\text{O}$ ,  ${}^{12}\text{C}(d, {}^3\text{He}){}^{11}\text{B}$ , ainsi que les réactions de transfert d'une particule alpha  ${}^{12}\text{C}(d, {}^6\text{Li}){}^8\text{Be}$  et  ${}^{16}\text{O}(d, {}^6\text{Li}){}^{12}\text{C}$  de caractéristiques cinématiques très proches de celles attendues dans la recherche du Tetraneutron. Une optimisation des paramètres de l'analyse (recalage en position des détecteurs de faisceau, procédure d'étalonnage des détecteurs Si(Li)) a d'ailleurs pu être effectuée en recherchant les valeurs assurant une reproduction précise des énergies des états connus et une résolution en énergie conforme aux prédictions de nos simulations (typiquement  $\sim 0.4\text{-}0.6$  MeV).

En 2002, le spectre en énergie d'excitation du système de quatre neutrons avait donné, malgré une statistique faible et après soustraction du fond dû aux réactions sur le Carbone de la cible de CD<sub>2</sub> utilisée, une indication pour une structure résonante centrée vers 2.5 MeV. L'expérience de 2004 a permis de tripler la statistique obtenue précédemment pour la réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n$  et de mesurer plus précisément le fond dû aux interactions du faisceau sur les atomes de Carbone de la cible de CD<sub>2</sub>. L'analyse des spectres en énergie d'excitation du système de quatre neutrons ne fournit aucune évidence sur l'existence d'un système lié (dans la mesure de la statistique accumulée). En effet, les événements identifiés à énergie d'excitation négative du système de quatre neutrons peuvent être expliqués par des réactions sur le Carbone contenu dans la cible, tout comme les coïncidences neutrons dans cette même zone en énergie centre de masse. Nous obtenons ainsi une limite supérieure sur la section efficace de production du Tetraneutron lié de 60 $\mu\text{b}$ .

Quant à l'existence d'une résonance large à basse énergie d'excitation (dont l'hypothèse est émise par les auteurs des références [Pie03], [Bou04] et [Laz05]), un certain nombre de coups restent inexpliqués dans le spectre en énergie d'excitation *inclusif* du système de quatre neutrons. Cependant, le spectre en coïncidence avec la détection d'au moins un neutron dans la couronne de plastiques est bien expliqué par la somme des contributions des réactions sur le Carbone et d'un calcul FSI, (sauf au-delà de 10 MeV, où un certain nombre de coups restent encore inexpliqués).

Le calcul des distributions angulaires du système de quatre neutrons pour différentes tranches en  $E_{\text{cm}}$  montre une diminution de la section efficace jusqu'à 60°, puis une remontée de celle-ci entre 90 et 140°, ce qui semble signer des réactions faisant intervenir des processus de noyaux composés, excepté pour la tranche 0-5 MeV  $E_{\text{cm}}$ , pour laquelle l'absence de remontée significative de la section efficace aux grands angles confirmerait plutôt la présence du processus de transfert.

Une autre voie de transfert a aussi été étudiée : celle du peuplement d'un état excité du  ${}^6\text{Li}$  situé juste au-dessus du seuil alpha+deuton, et connu pour décroître par émission d'un alpha et d'un deuton en coïncidence. La détection simultanée de ces deux particules permet donc de reconstruire les données du  ${}^6\text{Li}^*$  et ainsi d'obtenir *in fine* le spectre en énergie d'excitation du système de quatre neutrons associé. La statistique obtenue n'est satisfaisante que dans le cas où l'ensemble du continuum de  ${}^6\text{Li}$  est pris en compte. Cette analyse ne nous fournit aucune indication pour l'existence d'un état lié ou résonant du système de quatre neutrons.

D'autre part, nous avons pu accéder avec le faisceau principal d' ${}^8\text{He}$ , non seulement au système 4n, mais aussi à d'autres systèmes multineutrons (2n, 3n) en détectant d'autres isotopes de Lithium essentiellement de haute énergie. Ainsi, l'analyse des spectres des systèmes « Trineutron » et « Dineutron » observés grâce à l'étude des réactions  ${}^8\text{He}(d, {}^7\text{Li})3n$  et  ${}^8\text{He}(d, {}^8\text{Li})2n$ , donne quelques éléments intéressants sur l'interaction existant au sein de ces systèmes. Toutefois, des réactions de transfert de 5 ou 6 nucléons semblent peu probables, et le fait que les  ${}^7\text{Li}$  et  ${}^8\text{Li}$  détectés soient de haute énergie nous conduit à penser qu'ils ne proviennent pas de réactions directes de transfert.

Une partie des événements associés au système Trineutron peuvent être expliqués par un continuum de trois neutrons libres (comparaison à un calcul d'espace de phases à 4 corps), mais un certain nombre d'événements restent encore inexpliqués avant et au-delà de la rupture de pente observable sur son spectre en énergie d'excitation à 10 MeV.

De la même façon, le spectre en énergie d'excitation du Dineutron n'est pas lui non plus explicable dans sa totalité grâce à la contribution d'un espace de phases à 3 corps. Ces

déviations par rapport aux calculs d'espace de phases supposant les neutrons libres, montrent la persistance des corrélations entre les neutrons.

Nous avons alors cherché à étudier l'effet d'autres voies de réaction qui auraient également conduit à la détection de ces différents isotopes de Lithium. Nous avons donc tenté une approche de ces phénomènes par une paramétrisation simple, censée représenter l'interaction neutron-neutron à basse énergie (Interaction dans l'état final FSI). Les résultats de cette méthode nous donnent un meilleur accord avec les données expérimentales du système de quatre neutrons, notamment sur le spectre en énergie d'excitation contraint par la détection d'au moins un neutron en coïncidence avec le  ${}^6\text{Li}$  mesuré, ce qui tendrait à montrer qu'il existe bien des corrélations entre les neutrons libérés par ce processus de transfert d'alpha.

D'autre part, nous avons également considéré la possibilité d'un peuplement d'états excités résonants du  ${}^9\text{Li}$  par transfert d'un nucléon, états qui décroîtraient ensuite par émission de un, deux ou trois neutrons, conduisant ainsi à la libération de  ${}^8\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  ou encore de  ${}^6\text{Li}$ . Ceci pourrait être à l'origine de déformations dans nos spectres en énergie d'excitation. Finalement, ce mécanisme de transfert-évaporation, même s'il semble en partie expliquer l'apparition d'une rupture de pente vers 10 MeV dans le spectre Dineutron, ne permet pas de justifier de tous les événements inexplicables dans les spectres Dineutron et Trineutron, et ne génère pas de coups entre 0 et 15 MeV dans le spectre Tetraneutron.

Notons qu'une autre étude expérimentale a été menée dans un même temps pour la mise en évidence d'un éventuel Tetraneutron lié ou résonant. Il s'agissait d'étudier cette fois le breakup de l' ${}^8\text{He}$  [Bou04], avec un dispositif similaire à celui utilisé pour l'étude du breakup de  ${}^{14}\text{Be}$  [Mar02]. Treize événements sont retenus dans la voie de réaction  ${}^4\text{He}+4n$ . Ils sont donc candidats pour représenter un état du système Tetraneutron. L'analyse, qui conduit à une interprétation de ces événements en terme d'une résonance très large à basse énergie fait l'objet d'une thèse, à l'Université Libre de Bruxelles [Bou05].

De plus, parallèlement à cette étude des systèmes multineutrons, un grand nombre de données sont également en cours d'analyse, pour l'étude d'autres noyaux légers exotiques riches en neutrons, tels que l' ${}^9\text{He}$ , l' ${}^7\text{He}$  et l' ${}^7\text{H}$ . Celle-ci devrait nous fournir des informations supplémentaires sur l'interaction neutron-neutron. L'Hydrogène 7, notamment, est un noyau très exotique de par son rapport N/Z très élevé (=6), mais il n'a jamais été recréé et identifié en laboratoire à ce jour. Il apparaît donc très intéressant de reconstruire son spectre en énergie d'excitation en détectant les  ${}^3\text{He}$  émis lors de la réaction  ${}^8\text{He}(d,{}^3\text{He}){}^7\text{H}$ . D'autre part, il est également un bon candidat pour la production de Tetraneutrons étant donné qu'il pourrait décroître en triton + 4 neutrons.

L'analyse de toutes ces données doit donc se poursuivre afin d'essayer de dégager les différentes contributions de ces spectres multineutrons, et de reconstruire proprement les spectres en énergie d'excitation des noyaux d' ${}^9\text{He}$ ,  ${}^7\text{He}$  et  ${}^7\text{H}$ . En effet, sont contenus dans ces spectres d'événements de systèmes de plusieurs neutrons et de noyaux riches en neutrons, tout un ensemble d'interactions comme l'interaction *nn*, *nnn* et *nnnn*. Nous espérons que Les données ainsi obtenues lors de cette expérience pourront être utiles aux théoriciens qui s'intéressent aux systèmes à petit nombre de nucléons, et plus particulièrement bien sûr aux multineutrons.

L'ensemble des résultats obtenus expérimentalement a confirmé la pertinence de la méthode proposée. Cependant malgré une statistique raisonnable, l'exploitation des résultats auraient été facilitée par un gain supplémentaire en terme de nombre d'évènements. Pour cela, l'une des améliorations que nous souhaiterions pouvoir apporter à ce type d'expérience est en premier lieu l'augmentation significative de l'intensité du faisceau d' $^8\text{He}$ , qui nous permettrait d'élever le taux de production de  $^6\text{Li}$ . D'autre part, l'utilisation de cibles de deutérium pures nous permettrait de nous affranchir totalement du fond dû aux réactions sur le Carbone de la cible, auquel nous sommes très sensibles. De telles cibles existent actuellement, mais ont encore une épaisseur trop élevée (au mieux 3 à 4  $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) pour être utilisées dans le cadre de cette expérience. En effet, les éjectiles  $^6\text{Li}$  qui signent la réaction de transfert d'alpha  $^8\text{He}(d,^6\text{Li})4n$  sont de basse énergie, et nous devons veiller à ce qu'ils puissent sortir de la cible pour parvenir jusqu'aux télescopes.

L'une des perspectives actuelles de cette quête des multineutrons, et plus particulièrement du Tetraneutron, est la réalisation d'une expérience mettant en jeu cette fois la réaction de transfert deux-protons  $^6\text{He}(^4\text{He},^6\text{Be})4n$ , utilisant un faisceau intense d' $^6\text{He}$  et une cible cryogénique gazeuse d'hélium 4. Le  $^6\text{Be}$  étant un noyau instable, il faudra alors détecter les fragments émis en coïncidence lors de sa désintégration (tout comme nous l'avons fait dans le cas du  $^6\text{Li}^*$  qui se désexcitait par émission alpha-d) afin de reconstruire *in fine* le spectre en énergie d'excitation du système de quatre neutrons émis en coïncidence. Le nouveau détecteur MUST2 (collaboration IPN-Orsay/GANIL/CEA-Saclay), dont nous avons utilisé un prototype au cours de cette expérience pour l'étude de  $^9\text{He}$  jouera alors un rôle central dans la mise en place du dispositif expérimental. Doté d'une électronique ASIC, et rendu ainsi plus compact, il permettra l'optimisation du volume disponible pour le montage du dispositif expérimental dans la chambre à réaction. De plus, l'angle solide couvert sera triplé par rapport à l'utilisation des détecteurs MUST actuels (à nombre égal de télescopes) et le second étage (SiLi), non présent encore dans le prototype que nous avons utilisé, sera cette fois segmenté, permettant ainsi l'identification de plusieurs particules arrivant en même temps dans un même télescope. De plus, la largeur des pistes passant de 1mm à 0.7mm devrait nous permettre à terme de diminuer encore la résolution obtenue sur les spectres en énergie d'excitation ce qui permettra bien évidemment d'affiner leur étude.

Une expérience « test » :  $^{22}\text{Ne}(^4\text{He},^6\text{Be})^{20}\text{O}$  utilisant la cible cryogénique  $^4\text{He}$  et les télescopes MUST2 est déjà acceptée par le comité d'expériences du GANIL, et devrait être réalisée au cours de l'année 2006.

# APPENDICE I

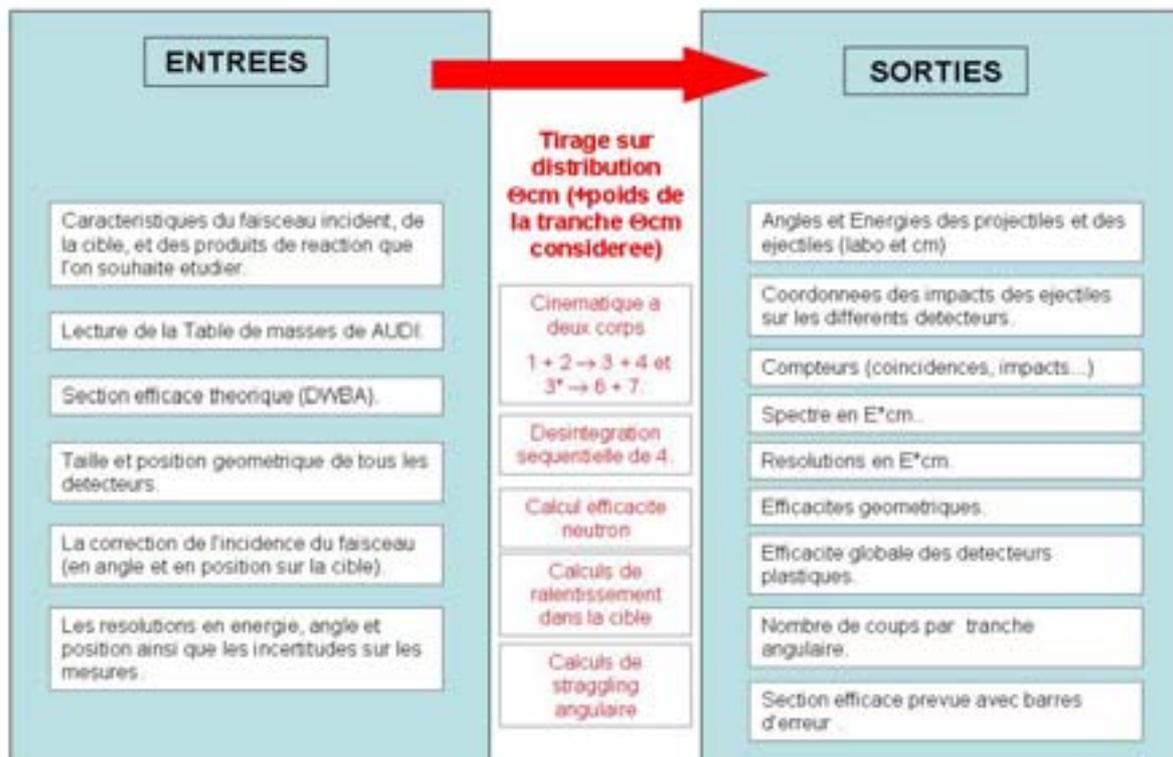
## CALCULS DES EFFICACITES ET DES ESPACES DE PHASE

### A. EFFICACITES

Que ce soit dans la phase de préparation d'une expérience, demandant une estimation préalable des taux de comptage attendus, ou dans la phase d'analyse des résultats ayant pour but de déterminer les sections efficaces différentielles  $d^2\sigma/d\theta_{cm}dE_{cm}$ , il est nécessaire de connaître très précisément l'efficacité du système de détection en fonction de l'angle  $\theta_{cm}$  et de l'énergie  $E_{cm}$ . Ce calcul d'efficacité est réalisé en général à l'aide d'un programme informatique effectuant une simulation de l'expérience par la méthode Monte-Carlo. Dans le cas présent, nous avons développé successivement deux versions

#### 1. SEMILI

Une évaluation préliminaire de l'efficacité de notre appareillage expérimental avait été effectuée par un calcul Monte-Carlo utilisant notre programme SEMILI, dont la genèse et les évolutions ultérieures développées par nos soins ont été décrits au paragraphe 2.I.c. Ce programme est spécialement adapté à l'analyse de réactions à deux corps  $1+2 \rightarrow 3+4$  avec formation en voie de sortie d'états nucléaires liés ou quasi-liés. Dans ce dernier cas, SEMILI considère que l'état 4 se désexcite par une émission séquentielle et isotrope de particules légères ( $5+6+7\dots$ ). Nous présentons ci-dessous un organigramme simplifié de ce programme.



*Programme de simulation SEMILI..*

## 2. ANAEFF

Les différentes phases d'extraction et de traitement des données de l'expérience ont été décrites au paragraphe 3.II. Les résultats sont stockés dans des fichiers NDIM à 72 paramètres. Le code ANASING permet d'en extraire ces deux types d'information :

- spectres d'énergie  $N(E_{cm})$
- distributions angulaires  $N(\theta_{cm})$

et cela avec toutes les coupures souhaitées sur l'ensemble des autres paramètres (tranches d'énergie cinétique, tranches angulaires sur  $\theta_{lab, temps}$  de vol, présence éventuelle de neutrons associés, etc...). Le code ANADOUB effectue un travail similaire lorsque la particule 3 instable décroît par émission de deux particules détectées en coïncidence, ce qui est le cas dans la réaction ( $d, {}^6Li^*$ ).

Le programme de simulation ANAEFF permet quant à lui de calculer les efficacités de détection dans les mêmes conditions que celles utilisés pour l'extraction des spectres et des distributions angulaires. Ce programme est une version modifiée du code ANASING où l'extraction des événements physiques contenus dans le fichier NDIM est remplacée par un tirage aléatoire d'événements simulés, avec incorporation de nombreux éléments provenant du code SEMILI (calculs de straggling, calculs de détection d'efficacité de détecteurs neutron [Cec79], etc...). L'avantage du programme ANAEFF est de partager avec ANASING les mêmes données d'entrée et les mêmes procédures de traitement, assurant ainsi une parfaite cohérence de l'analyse.

En particulier, on peut noter que ces calculs prennent fidèlement en compte les caractéristiques du faisceau incident en utilisant en entrée les trajectoires expérimentales, relues préalablement dans le fichier NDIM des événements physiques. A chaque particule incidente dont l'impact sur la cible est contenu dans le contour d'analyse de ANASING on fait correspondre en effet une boucle de  $N$  tirages aléatoires d'événements, caractérisant les énergies et les angles d'émission des particules formées dans la réaction étudiée. Le point d'intersection de cette trajectoire avec le plan de la face d'entrée de l'un des télescopes nous donne le point de détection. Le programme tient compte le plus précisément possible des conditions réelles de l'expérience :

- positions précises des détecteurs
- suppression des pistes X ou Y défectueuses dans chaque détecteur
- suppression des pistes proches des extrémités des détecteurs, pour tenir compte de la non-détection de particules de grande énergie traversant ces pistes sans pouvoir être détectées par le Si(Li) placé derrière, en raison de sa taille inférieure ( $5 \times 5 \text{ cm}^2$ , au lieu de  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  pour les détecteurs à pistes).
- coupures en énergie dues aux zones mortes et aux zones de non-linéarité des étalonnages, individuellement pour chaque télescope
- coupures en énergie dues à la saturation électronique des détecteurs à pistes et des Si(Li), là aussi individuellement pour chaque télescope.

L'efficacité de détection  $\varepsilon(\theta_{lab})$  est définie par le rapport entre le nombre d'éjectiles détectés et le nombre d'éjectiles émis dans la tranche angulaire considérée pour l'excitation d'un état nucléaire à l'énergie  $E_{cm}$ . Le programme en déduit l'efficacité angulaire correspondante dans le système c.m.

## **B. GENERATION DE SPECTRES**

### **1. Acceptance du système de détection**

Une option d'ANAEFF (ANAFOND) permet de calculer l'acceptance du système de détection en énergie  $E_{cm}$  et angle  $\theta_{cm}$ , à partir d'un tirage uniforme en énergie cinétique et angle labo, et ainsi de générer un spectre de « fond ».

### **2. Calcul des espaces de phase**

La mise en évidence de résonances dans un fond continu nécessite de comparer les formes des spectres  $N(E_{cm})$  observée expérimentalement à celles prédites par les calculs d'espace de phases après convolution par l'efficacité des détecteurs. Nous avons utilisé les sous-programmes du code RAMBO [Kle86] pour générer ces événements, que nous traitons ensuite dans le programme ANARAMBO.

Les données d'entrée du tirage sont les masses respectives des  $N$  particules en voie de sortie à l'énergie totale disponible. Prenons l'exemple de la réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n$ . RAMBO fournit à chaque tirage un ensemble de quadrimoments  $(\mathbf{p}, E)$  pour chacune des particules en voie de sortie : le  ${}^6\text{Li}$  et chacun des quatre neutrons émis. C'est uniquement le choix de cet algorithme de tirage qui différencie ANARAMBO de ANAEFF. Au lieu de traiter en premier lieu la détection du  ${}^6\text{Li}$ , puis de supposer une décroissance du système  $4n$  par émission séquentielle de 4 neutrons, ANARAMBO traite d'emblée sur le même plan les 5 particules en voie de sortie. La détection des neutrons par les plastiques est comme dans ANAEFF traité par les sous-routines du code de Cecil [Cec79].

### **3. Simulation d'une interaction nn dans l'état final**

Pour chaque événement fourni par le tirage aléatoire, on peut calculer l'énergie relative  $E_{nn}$  des paires de neutron à partir de leurs quadrimoments respectifs. Suivant la suggestion de Stepanov [Ste02], on peut représenter grossièrement le spectre d'énergie du Dineutron à basse énergie par cette formule :

$$S(E_{nn}) = \sqrt{E_{nn}} / (E_{nn} + 0.67 \text{ MeV})$$

Une sélection exclusive des événements comprenant une ou plusieurs paires suivant cette distribution d'énergie relative permet alors de générer des spectres d'énergie de multineutrons ayant subi ces interactions nn dans l'état final. Concrètement cette sélection s'effectue par le tirage supplémentaire d'un nombre aléatoire, et le rejet de l'événement dans le cas où ce nombre se trouve être plus grand que  $S(E_{nn})$ .

### **4. Simulation de spectres de « transfert-évaporation »**

La production d'un état résonant étroit dans une réaction à forte section efficace, par exemple une réaction de transfert d'un nucléon, peut éventuellement produire des structures dans des spectres de réactions voisines. On peut citer l'exemple de la réaction de transfert ( ${}^{20}\text{Ne}, {}^{21}\text{Ne}$ ) excitant des états de  ${}^{21}\text{Ne}$  au dessus du seuil d'émission de neutrons et générant des structures à haute énergie d'excitation dans les spectres de diffusion inélastique de  ${}^{20}\text{Ne}$  [For87]. Une

légère modification d'ANARAMBO (ANATEV) incluant en entrée une prédiction de section efficace DWBA permet de générer de tels spectres de transfert-évaporation, et de rechercher l'effet des neutrons évaporés après excitation d'états résonants de  ${}^9\text{Li}$  par la réaction  ${}^8\text{He}(d,n){}^9\text{Li}$  dans les spectres des systèmes  $2n, 3n$  et  $4n$ .

# Références

- [Ada61] R.K. Adair, Rev. Mod. Phys. **33** (1961) 406.
- [Ajz] F. Ajzenberg-Selove, Landolt Börnstein, Group I Vol. I.
- [Ajz88] Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **490** (1988) 1.
- [Ale88] Aleksandrov *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **47** (1988) 1.
- [Ale90] Aleksandrov *et al.*, Journal of Nuclear Physics **52** (1990).
- [Alt] E.O. Alt *et al.*, *Exact Three-Body Calculations of the Proton-Deuteron Elastic Scattering from 2.5 to 22.5 MeV*.
- [Arg63] Argan and Piazzoli, Phys. Lett. **4** (1963) 350.
- [Arr95] A. Arriaga *et al.*, Phys. Rev. C **52** (1995) 2362.
- [Aud93] G. Audi, A.H. Wapstra, Nucl. Phys. A **565**, 1 (1993).
- [Bar97] M. Barranco *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 4729.
- [Bar03] B. R. Barrett *et al.*, Nuclear Physics News, Vol. 13, No. 1 (2003).
- [Bat68] Batusov *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **7** (1968) 20.
- [Bec04] E. Becheva, Thèse de doctorat 2004, Université Paris XI.
- [Bel86] Belozerov *et al.*, Nucl. Phys. A **460** (1986) 352.
- [Bel88] Belozyorov *et al.*, Nucl. Phys. A **477** (1988) 131.
- [Ber02] C.A. Bertulani and V. Zelevinsky, nucl-th/0212060.
- [Ber03] C.A. Bertulani and V. Zelevinsky, J. Phys. G **29** (2003).
- [Bohl99] H. G. Bohlen *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **42** (1999) 17.
- [Bor87] Borcea *et al.*, Rev. Roum. Phys. **32** (1987) 497.
- [Bou04] V. Bouchat *et al.*, Proceeding of EXON04 Conference (2004).
- [Bou05] V. Bouchat, thèse de doctorat, Université Libre de Bruxelles (2005).
- [Blu99] Y. Blumenfeld *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **421** (1999) 471.

- [Byc79] E. Byckling *et al.*, *Particle Kinematics*, 1973.
- [Car83] J. Carlson *et al.*, Nucl. Phys. A **401** (1983) 86.
- [Car87] J. Carlson, Phys. Rev. C **36** (1987) 2026.
- [Car98] J. Carlson and R. Schiavilla, Rev. Of Modern Physics, Vol.**70** (1998).
- [Cas36] B. Cassen and E.U. Condon, Phys. Rev. **50** (1936) 846.
- [Cec79] R.A. Cecil *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **161** (1979) 439-447.
- [Chad32] J. Chadwick, *Nature* **129** (1932) 312.
- [Che01] L. Chen *et al.*, Phys Lett. **B505**, 21 (2001).
- [Coe83] H.T. Coelho *et al.*, Phys. Rev. C **28** (1983) 1812.
- [Coe58] F. Coester, Nucl. Phys. **7** (1958) 421.
- [Coe60] F. Coester and H. Kümmel, Nucl. Phys. **17** (1960) 477.
- [Coo79] S.A. Coon *et al.*, Nucl. Phys. **A317** (1979) 242.
- [Cot73] Cottingham *et al.*, 1973.
- [Dae80] W. Daehlich *et al.*, Phys. Rev. C **21** (1980) 2253.
- [Del03] F. Delaunay, Thèse de doctorat 2003, Université Paris VI.
- [Det77] C. Detraz, Phys. Lett. **66B** (1977) 333.
- [Fia73] S. Fiarman and W.E. Meyerhof, Nucl. Phys. **A206** (1973) 1-64.
- [For87] S. Fortier *et al.*, Phys. Rev. C **36** (1987) 1830.
- [Fuj57] J. Fujita and H. Miyazawa, Prog. Theor. Phys. **17** (1957) 360; 366.
- [Gab79] B. Gabioud *et al.*, Phys. Rev. Lett. **42**, (1979) 1508.
- [Gol64] Goldanski, Phys. Lett. **9** (1964) 184.
- [Gon99] Gonzalez *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 19.
- [Gor89] T.P. Gorringer *et al.*, Phys. Rev. C **40** (1989) 2390.
- [Gro00] D.E. Groom and S.R. Klein, Euro. Phys. Journal **C15** (2000)163.
- [Gua00] R. Guardiola *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1144.

- [Gut71] H.H. Gutbrod *et al.*, Nucl. Phys. A **165** (1971) 240.
- [Hei32] W. Heisenberg, *Zeits. f. Phys.* **77** (1932) 1.
- [How98] C.R. Howell *et al.*, Phys. Lett. B **444** (1998) 252.
- [Kez86] Kezerashvili, Sov. J. Nucl. Phys. **44** (1986) 542.
- [Kin86] Kinney *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 3152.
- [Kle86] R. Kleiss *et al.*, Comp. Phys. Comm. **40** (1986) 359.
- [Kor93] A.A. Korshennikov *et al.*, Phys. Lett. B **316** (1993) 38.
- [Kor01] A.A. Korshennikov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 092501 (2001).
- [Küm78] H. Kümmel *et al.*, Phys. Reports **36** (1978) 1.
- [Kur92] S.D. Kurgalin *et al.*, Proceedings of 2<sup>nd</sup> Intern. School on Nuclear Physics, INR Kiev (1992).
- [Lab99] M. Labiche *et al.*, Thèse de Doctorat, Université de Caen (1999).
- [Lab01] M. Labiche *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 600.
- [Laz03] R. Lazauskas, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, 2003.
- [Laz05] R.Lazauskas *et al.*, *submitted* (2005)
- [Lom81] J. Lomnitz-Adler *et al.*, Nucl. Phys. A **361** (1981) 399.
- [Mac01] R. Machleidt, Nucl. Phys. A**689**, 11c (2001) ;  
R. Machleidt, I.Slaus, J.Phys. G**27**, R69 (2001).
- [Mac87] R. Machleidt, Holinde, and Elster, 1987.
- [Mac96] R. Machleidt, Sammarruca, and Song, 1996.
- [Mar00] F.M. Marques *et al.*, Phys. Lett. B **476** (2000) 219.
- [Mar00bis] F.M. Marques *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **450** (2000) 109.
- [Mar02] F.M. Marques *et al.*, Phys. Rev. C **65** (2002) 044006.
- [Mar02b] Ecole Joliot Curie (2002).
- [Mark01] K.Markenroth *et al.*, Nucl.Phys. A**679** (2001) 462.
- [Mig73] Migdal A B, 1973, Sov. J. Nucl. Phys. 16 **238**.

- [Nag78] Nagels, Rijken, and de Swart, 1978.
- [Nal03] L. Nalpas *et al.*, communication privée (2003).
- [Nil95] T. Nilsson *et al.*, Nucl. Phys. A**583**  
(1995) 795.
- [Nyb68] P.Nyborg *et al.*, M.Nikolic, Gordon and Breach (1968) p33.
- [Oer95] W. Von Oertzen *et al.*, Nucl. Phys. A**588** (1995) 129.
- [Ott98] S. Ottini, Thèse de doctorat 1998, Université paris XI.
- [Ott99] S. Ottini-Hustache *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A**431** (1999) 476.
- [Pie01] S. C. Pieper *et al.*, Phys. Rev. C **64**, 014001 (2001).
- [Pie02] S. C. Pieper *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 044310 (2002).
- [Pie03] S. Pieper *et al.*, Phys.Rev.Lett. **90** (2003) 252501.
- [Pit00] S.Pita, Thèse de doctorat 2000, Université paris VI.
- [Pit01] S.Pita et S.Fortier, *communication privée*, 2001.
- [Pov99] B. Povh *et al.*, Springer (1999).
- [Pud95] B.S. Pudliner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 4396.
- [Pud96] B.S. Pudliner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 2416.
- [Pud97] B.S. Pudliner *et al.*, Phys. Rev. C **56**, 1720 (1997).
- [Rog03] G.V. Rogachev *et al.*, Phys. Rev. C **67** (2003) 041603.
- [Sat80] G.R. Satchler, Macmillan, London (1980).
- [Sch63] Schiffer and Vandenbosch, Phys. Lett. **5** (1963) 292.
- [Sch87] O. Schori *et al.*, Phys. Rev. C **35** (1987) 2252.
- [Sim99] H. Simon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 496.
- [Ska04] F. Skaza, Thèse de doctorat 2004, Université Paris XI.
- [Sla89] I. Slaus *et al.*, Phys. Rep. **173** (1989) 259.
- [Sme97] A. Smerzi *et al.*, Phys. Rev. C **56** (1997) 2549.
- [Sof97] S.A. Sofianos *et al.*, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **23** (1997)1619.

- [Ste02] S. Stepansov, *communication privée* (2002).
- [Sto94] Stoks et al., 1994.
- [Tak51] M. Taketani *et al.*, Prog. Theor. Phys. (Kyoto) **6** (1951) 581.
- [Tan92] I. Tanihata *et al.*, Phys. Lett. B **289** (1992) 261.
- [Til92] D.R. Tilley *et al.*, Nucl. Phys. A **541** (1992) 1-104.
- [Tim02] N.K. Timofeyuk, nucl-th/0203003 (2002).
- [Tim03] N.K. Timofeyuk, J. Phys. G **29**, L9 (2003).
- [Ung84] Ungar *et al.*, Phys. Lett. B **144** (1984) 333.
- [Val75] L. Valentin, *Physique subatomique , Noyaux et particules*, Ed. Hermann (1975).
- [War00] R.E. Warner *et al.*, Phys. Rev. C **62** (2000) 024608.
- [Wat69] B.A. Watson *et al.*, Phys. Rev. **182** (1969) 977-989
- [Win96] J.S. Winfield, *Programme DEUTEFFY*, LPC-Caen report #96-04 (1996).
- [Wir91] R.B. Wiringa, Phys. Rev. C **43** (1991) 1585.
- [Wir00] R.B. Wiringa *et al.*, Phys; Rev. C **62**, 014001 (2000).
- [Wir02] R.B. Wiringa, S.C. Pieper, Phys. Rev. Lett **89** (2002) 182501.
- [Wir84] Wiringa, Smith , and Ainsworth, 1984.
- [Wir95] Wiringa, Stoks, and Schiavilla, 1995.
- [Wol01] R. Wolski, *communication privée*, 2001.
- [Yuk35] H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. (Japan) **17** (1935) 48.
- [Zhu94] M.V. Zhukov *et al.*, Phys. Rev. C **50** (1994).

## Recherche de l'existence éventuelle du Tetraneutron via la réaction de transfert d'alpha ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n$

L'existence éventuelle de multineutrons liés, suggérée par de récents résultats expérimentaux serait susceptible de remettre radicalement en cause bien des certitudes établies sur l'interaction nucléon-nucléon. Nous avons choisi d'utiliser la réaction  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})$  pour mesurer le spectre d'énergie du système  $4n$  afin d'y rechercher la présence d'un pic signant l'existence éventuelle d'un noyau lié neutre : le « Tetraneutron », ou bien celle d'un état résonant à basse énergie d'excitation. Cette étude a été menée au GANIL en utilisant le faisceau secondaire de  ${}^8\text{He}$  de 15.8 A.MeV fourni par SPIRAL. L'ensemble de détecteurs Silicium à pistes MUST a été utilisé pour mesurer les angles d'émission et les énergies des  ${}^6\text{Li}$ , et en déduire la masse manquante du système des quatre neutrons. Une nouvelle expérience réalisée en 2004 avec une statistique plus élevée et une meilleure détermination du fond n'a pas permis de confirmer l'existence de la structure étroite observée en 2002 à une énergie d'environ 2.5 MeV .L'analyse des résultats démontre cependant la présence de fortes corrélations entre les quatre neutrons émis.

**Mots clé** : transfert, multineutrons, Tetraneutron, MUST, GANIL, SPIRAL, masse manquante.

## Search for Tetraneutron via the ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n$ alpha-transfer reaction

Theoretical calculations as well as previous experimental results from fission, spallation and double charge exchange reactions have concluded against the existence of bound multineutron clusters. The recent availability of intense neutron-rich RNB provides the opportunity to reinvestigate this long-standing problem in a highly selective way. The  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n$  reaction at 15.8 MeV/A incident energy was studied two times at GANIL-SPIRAL in order to investigate the eventual existence of bound or resonant states in the four neutron system (Tetraneutron). The  $4n$  missing mass spectrum was deduced from kinetic energies and emission angles of  ${}^6\text{Li}$  ejectiles, measured by the Silicon array MUST. Neutrons emitted in coincidence were also detected in Plastic detectors. A resonant-like structure was observed in 2002 experiment at ~2.5 MeV above  $4n$  threshold but its identification was not confirmed in the 2004 experiment. Anyway, results show a strong correlation between the four neutrons emitted.

**Mots clé** : transfer, multineutrons, Tetraneutron, MUST, GANIL, SPIRAL, clusters, missing mass.