



**HAL**  
open science

# Étude de la diffusion élastique et de la réaction d'échange de charge (p,n) avec des faisceaux exotiques légers riches en neutrons

M.D. Cortina-Gil

► **To cite this version:**

M.D. Cortina-Gil. Étude de la diffusion élastique et de la réaction d'échange de charge (p,n) avec des faisceaux exotiques légers riches en neutrons. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1996. Français. NNT: . in2p3-00008709

**HAL Id: in2p3-00008709**

**<https://in2p3.hal.science/in2p3-00008709v1>**

Submitted on 29 Jul 2016

**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.



FR9701084

CANIL-T-96-02

Université de Caen

# THESE

*présentée*

*par*

**M.Dolores CORTINA GIL**

*pour obtenir*

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE DE CAEN

sujet:

**ETUDE DE LA DIFFUSION ÉLASTIQUE ET DE LA RÉACTION  
D'ÉCHANGE DE CHARGE (P,N) AVEC DES FAISCEAUX  
EXOTIQUES LÉGERS RICHES EN NEUTRONS**

soutenu le 5 Juillet 1996 devant le jury composé de:

Monsieur	<b>N. ALAMANOS</b>	Rapporteur
Monsieur	<b>S. GALES</b>	Rapporteur
Madame	<b>M.J. GARCIA BORGE</b>	
Monsieur	<b>D. GUERREAU</b>	
Madame	<b>P. ROUSSEL-CHOMAZ</b>	
Monsieur	<b>B. TAMAIN</b>	Président
Monsieur	<b>P. VAN ISACKER</b>	

Université de Caen

**THESE**

présentée  
par

**M.Dolores CORTINA GIL**

pour obtenir

le **GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE DE CAEN**

sujet:

**Etude de la diffusion élastique et de la réaction  
d'échange de charge (p,n) avec des faisceaux  
exotiques légers riches en neutrons**

soutenue le 5 Juillet 1996 devant le jury composé de:

Monsieur	N. Alamanos	Rapporteur
Monsieur	S. Galès	Rapporteur
Madame	M.J. Garcia Borge	
Monsieur	D. Guerreau	
Madame	P. Roussel-Chomaz	
Monsieur	B. Tamain	Président
Monsieur	P. Van Isacker	

## Résumé

Nous avons mesuré au GANIL avec le spectromètre à haute résolution SPEG, la diffusion élastique de différents faisceaux secondaires riches en neutrons ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$  et  ${}^{11}\text{Be}$ ) sur une cible de polypropylène, ainsi que la réaction d'échange de charge  $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})n$ . Ces faisceaux secondaires ont été produits par fragmentation nucléaire et refocalisés par le système de solénoïdes supraconducteurs SISSI. La signature d'une structure à halo dans ces noyaux est analysée dans ce travail. Une attention particulière a été apportée à certains aspects des calculs, en particulier en ce qui concerne les distributions de densité de protons et de neutrons et les faibles énergies de liaison pour les derniers nucléons de ces noyaux. Il a été mis en évidence l'importance des mécanismes de cassure pour ces noyaux exotiques.

## Abstract

We have measured at GANIL, with the high resolution spectrometer SPEG, the elastic scattering of several neutron rich secondary beams ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$  and  ${}^{11}\text{Be}$ ), on a polypropylene target and the charge exchange reaction  $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})n$ . These exotic beams were produced by nuclear fragmentation and refocalised with the SISSI device (superconducting solenoids).

The signature of a halo structure in these nuclei has been analysed.

Special attention has been paid to several aspects of the associated calculations namely, the proton and neutron density distributions and the small binding energy for the last nucleons in these exotic nuclei. Break-up mechanisms are seen to play an important role in these nuclei.

## Mots-clés

Diffusion élastique

Potentiel d'interaction nucléaire

Equation de Lane

Distribution de densité

Réaction d'échange de charge

Modèle optique

Halo de neutrons

Etat isobarique analogue

Etude de la diffusion élastique et de  
la réaction d'échange de charge (p,n)  
avec des faisceaux exotiques légers  
riches en neutrons

## Remerciements

*Je sais bien que cette page est la première que vous allez lire. Vous avez sans doute raison, elle est la plus intéressante car elle résume “notre” histoire des trois dernières années. Je ne voudrais oublier personne, vous avez réussi à me faire sentir au GANIL comme “à la maison”. Merci donc à tous les Ganiliens/ennes pour ces trois magnifiques années.*

*Je voudrais profiter de cette occasion pour remercier la direction du GANIL pour son excellent accueil, que Messieurs Samuel Harar, Daniel Guerreau et Jérôme Fouan s’en trouvent ici remerciés.*

*J’aimerais aussi exprimer ma gratitude à toutes les personnes qui ont accepté de faire partie de mon jury de thèse: B. Tamain le président, N. Alamanos et S. Galès les rapporteurs, et M.J Garcia Borge, D. Guerreau et P. Van Isacker. Je voudrais également que Maria José trouve dans ces lignes ma plus profonde reconnaissance pour toute son aide et sa sympathie.*

*Pendant ces années, j’ai eu la “chance” de pouvoir travailler avec d’excellents physiciens auprès desquels j’ai beaucoup appris. J’aimerais remercier très particulièrement Patricia Roussel-Chomaz qui a bien voulu “prendre le risque” de me guider dans ce travail et me faire goûter au monde de la recherche. J’ai eu un véritable plaisir à travailler avec toi. Pour ton amitié, ton soutien et ta confiance, pour l’attention que tu m’as accordée et pour l’excellent environnement intellectuel et humain que tu m’as procuré: de tout mon coeur MERCI CHERE CHEF!!*

*Je voudrais remercier Nicolas Alamanos pour l’aide précieuse qu’il m’a offerte pendant toute la phase d’analyse. J’ai beaucoup apprécié sa rigueur scientifique et son optimisme dans les moments “délicats”. Merci Nico pour m’avoir appris à valoriser mon travail.*

*Je voudrais aussi adresser un grand merci à Wolfgang Mittig, une des personnes les plus incroyables que j’aie jamais rencontrées, pour avoir toujours laissé la porte de son bureau ouverte. Merci Wolfi pour les nombreuses discussions partagées et au cours desquelles tu as su me transmettre autant d’enthousiasme pour ce travail, et surtout merci pour ton amitié et ton soutien. Je voudrais aussi exprimer ma gratitude envers Jean Barrette avec qui j’ai eu le plaisir de travailler pendant de courtes mais “intenses” périodes. De Jean j’ai beaucoup apprécié son*

*esprit critique mais surtout son excellente intuition physique. Merci aussi pour le sympathique séjour dans la "Belle Province".*

*J'en profite aussi pour remercier les autres collègues, ceux de la maison: mon très cher super Jean-Marc, Marielle avec qui j'ai partagé le bureau pendant toute cette période et à qui je suis très reconnaissante pour les soins qu'elle m'a dédiés pendant la période de rédaction de ce manuscrit, Marion avec qui j'adore discuter et Alinka ma "mère" dans l'exil. Je veux également remercier les "Parisiens": Valentin(mon prince préféré), Stéphanie, Valérie, Vanessa, Alain, Françoise, Jean-Luc, Véronique, Nimet, Yorick, François, Jean-Antoine, Tiina, Isabelle....*

*Je voudrais adresser un super merci "muy muy especial" aux amis que j'ai eu l'occasion de rencontrer pendant toute cette période. Merci pour avoir réussi à faire de cette époque de ma vie une phase inoubliable grâce à ce cocktail d'amitié, de solidarité, de travail et de bonne humeur. Jamais l'Europe n'a été aussi vraie que pendant nos fêtes, nos pauses-café, nos rendez-vous chez Patrick ou nos marchés du dimanche. A mes amis Bernd, Bertrand, Marielle, Marion, Mylène, Olivier, Xavier, Patricia, Philippe, Lauriane, Pierre, Lysias, Jean-Marc, Lynn, Jean-Pierre, Christiane, David, Mieko, Wolfi, Odile, Yann, Olivier, Christelle, Cristina, Vito, Giuseppe, Stéphanie, Arnaud, Nathalie, Nathalie, José Enrique, Patrick, Gines, Inma, Carla, Laurent, Abdou, Samira, Dunia, Christine, An-nick, Monique et Unechou ma plus fidèle compagne, MERCI beaucoup, vous êtes géniaux!!!. Ce n'est pas un oubli si je les garde pour la fin, impossible d'oublier ceux qui ont toujours été présents, "Cari Maria e Alfio grazie per la vostra amicitia".*

*Sachez tous que vous avez toujours une place dans mon coeur.*

*Et bien sûr, je ne peux oublier la communauté espagnole de Caen: Gracias Carlos, Paco y José por haber sido una constante durante todos estos años. Gracias también a los amigos a los de toda la vida, porque siempre os he sentido cerca a pesar de la distancia.*

*Je ne peux pas finir sans remercier la Police de Caen, toujours prête à "harmoniser" les célébrations de thèse....(surtout celles en acoustique!!!).*

*Mes dernières lignes sont bien sûr pour Pepe, comment l'oublier??? "Por tu apoyo y confianza incondicionales GRACIAS DE TODO CORAZON."*

*D. Corlina*

*A Caen, le 19 Juillet 1996*

*A mi familia*



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Les réactions directes . . . . .	1
1.2	Réactions directes induites par faisceaux radioactifs . . . . .	2
1.3	Les réactions étudiées dans l'expérience . . . . .	3
1.3.1	La diffusion élastique . . . . .	4
1.3.2	Les réactions d'échange de charge . . . . .	5
1.4	Le plan . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Dispositif expérimental</b>	<b>11</b>
2.1	Description de l'expérience E229 . . . . .	12
2.2	SISSI . . . . .	13
2.2.1	Caractéristiques générales . . . . .	14
2.2.2	Performances de SISSI . . . . .	16
	a) Etude de la transmission en moment . . . . .	17
	b) Etude de la transmission angulaire . . . . .	20
	c) Transmission expérimentale . . . . .	22
2.2.3	Le faisceau secondaire . . . . .	23
2.3	Le spectromètre à perte d'énergie du GANIL : SPEG . . . . .	25
2.3.1	Introduction . . . . .	25
2.3.2	Généralités sur le transport des particules chargées. . . . .	27
2.3.3	Principe d'un spectromètre à perte d'énergie . . . . .	31
	a) Résolution du spectromètre . . . . .	32
2.4	Caractéristiques de SPEG . . . . .	35
2.4.1	La chambre à réaction et les cibles . . . . .	38
2.4.2	Détecteurs du plan focal du SPEG . . . . .	39
	a) Chambres à dérive . . . . .	40
	b) Chambre à Ionisation . . . . .	44
	c) Scintillateur plastique . . . . .	44
2.5	Electronique et acquisition . . . . .	45
<b>3</b>	<b>Présentation des données</b>	<b>53</b>
3.1	Etalonnages . . . . .	53
3.1.1	Etalonnage en moment du plan focal . . . . .	53
3.1.2	Etalonnage en position verticale . . . . .	54
3.1.3	Etalonnage angulaire . . . . .	55
3.2	Calcul de l'angle de diffusion . . . . .	56

3.3	Calcul de l'angle solide . . . . .	58
3.4	Identification des fragments diffusés . . . . .	59
3.5	Présentation des mesures faites . . . . .	61
3.5.1	Diffusion élastique . . . . .	61
3.5.2	Réactions d'échange de charge (p,n) . . . . .	65
3.6	Normalisation des mesures . . . . .	65
3.7	Tests d'efficacité des détecteurs . . . . .	69
3.8	Présentation des distributions expérimentales . . . . .	74
<b>4</b>	<b>La diffusion élastique</b>	<b>79</b>
4.1	Le modèle optique . . . . .	79
4.2	Le potentiel de convolution . . . . .	82
4.3	La diffusion élastique proton-noyau . . . . .	84
4.3.1	Études semi-microscopiques: Paramétrisations globales . . . . .	85
	a) Paramétrisation de Becchetti et Greenlees (BG) . . . . .	86
	b) Paramétrisation CH89 . . . . .	88
	c) Calculs des distributions angulaires p+noyau avec les paramétrisations globales BG et CH89 . . . . .	89
4.3.2	Études microscopiques: Le potentiel JLM . . . . .	92
	a) Le potentiel JLM . . . . .	94
	b) L'approximation de densité locale . . . . .	95
	c) Les densités . . . . .	96
4.3.3	Calculs des distributions angulaires avec le potentiel JLM . . . . .	100
4.3.4	Les sections efficaces de réaction . . . . .	103
4.4	La diffusion élastique noyau-noyau . . . . .	104
4.4.1	Le modèle eikonal à plusieurs corps . . . . .	105
4.4.2	La diffusion élastique ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$ . . . . .	106
4.4.3	La diffusion élastique ${}^{10,11}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$ . . . . .	108
<b>5</b>	<b>Les réactions d'échange de charge</b>	<b>111</b>
5.1	Mesures de la section efficace différentielle à zéro degré . . . . .	113
5.2	Les distributions angulaires . . . . .	117
5.3	La méthode de calcul . . . . .	119
5.3.1	Les équations de Lane . . . . .	120
5.4	Etude de la réaction $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li}_{EIA})n$ . . . . .	122
<b>6</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>129</b>
<b>A</b>	<b>ABER</b>	<b>137</b>
-	<b>Bibliographie</b>	<b>141</b>
-	<b>Liste des figures</b>	<b>147</b>
-	<b>Liste des tableaux</b>	<b>151</b>

# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Les réactions directes

On dit qu'une réaction nucléaire est directe lorsqu'elle correspond à une superposition importante entre les fonctions d'onde de sa voie d'entrée et de sortie. Cette superposition optimale a pour conséquence un réarrangement minimal des nucléons constituants [Sat83]. Ce type de réactions est très rapide et procède en général en une seule étape. Ainsi, une réaction directe se caractérise par sa simplicité, et ne met en jeu que quelques degrés de liberté.

Les états restent sans aucun changement (cas de la diffusion élastique), ou bien un (ou quelques) états sont excités dans la réaction (diffusion inélastique) ou bien encore un ou plusieurs nucléons sont échangés d'un noyau à l'autre (réactions de transfert).

Les caractéristiques les plus importantes de ces réactions sont les suivantes:

- ↪ Il s'agit de processus qui varient lentement avec l'énergie incidente. Cette faible variation est synonyme de temps d'interaction court.
- ↪ La quantité de moment transféré dans la réaction n'est pas très importante.
- ↪ La distribution angulaire des produits de réaction est asymétrique autour de  $\Theta = \pi/2$ .
- ↪ La distribution angulaire est très piquée vers les angles à l'avant.

Sur la figure 1.1 nous montrons une comparaison de ce type de processus avec des réactions beaucoup plus lentes et qui passent par une étape intermédiaire de formation d'un noyau composé.

Ainsi, d'un point de vue pratique, on peut dire que l'observation d'une structure piquée vers les angles les plus en avant et assez stable par rapport à une

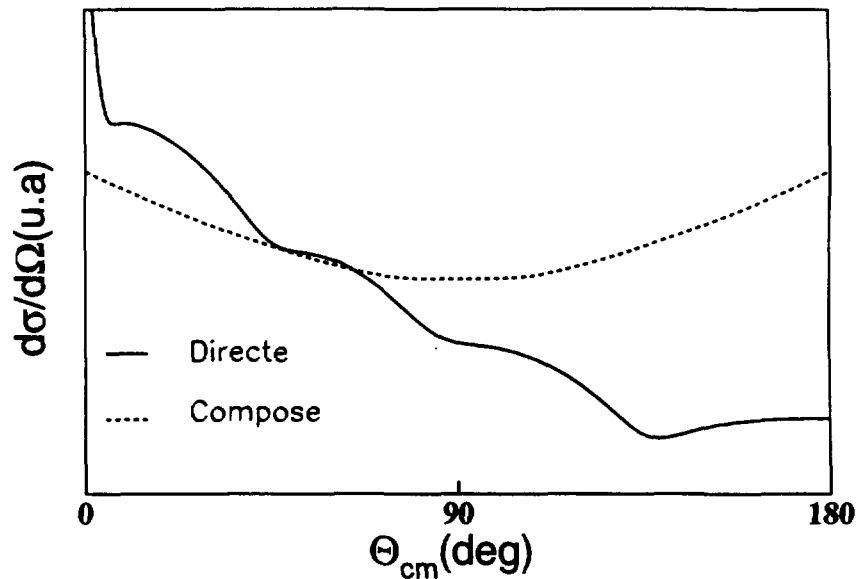


Figure 1.1: Exemple qui montre les différences entre deux distributions angulaires provenant l'une d'une réaction directe et l'autre d'une réaction avec formation d'un noyau composé.

variation de l'énergie incidente, accompagnée d'une asymétrie entre les angles à l'avant et à l'arrière sont des bons indicateurs d'une réaction directe.

## 1.2 Réactions directes induites par faisceaux radioactifs

L'étude des réactions directes a toujours été un outil très important pour la connaissance des propriétés des noyaux.

Ce type de réaction a été largement étudié dans le passé et, il paraît à présent intéressant d'étendre ce type d'études pour des noyaux présentant une extension importante de leur densité de neutrons pour essayer d'en extraire des informations sur cette densité. En particulier avec la possibilité de disposer au GANIL de faisceaux "instables" de bonne qualité délivrés par SISSI et grâce à l'ensemble des spectromètres à haute résolution ( $\alpha$  + SPEG) les conditions expérimentales pour mener à bien ce type d'études deviennent optimales.

Tout le travail que nous présenterons par la suite se situe dans la région des noyaux légers et riches en neutrons, illustrée sur la figure 1.2.

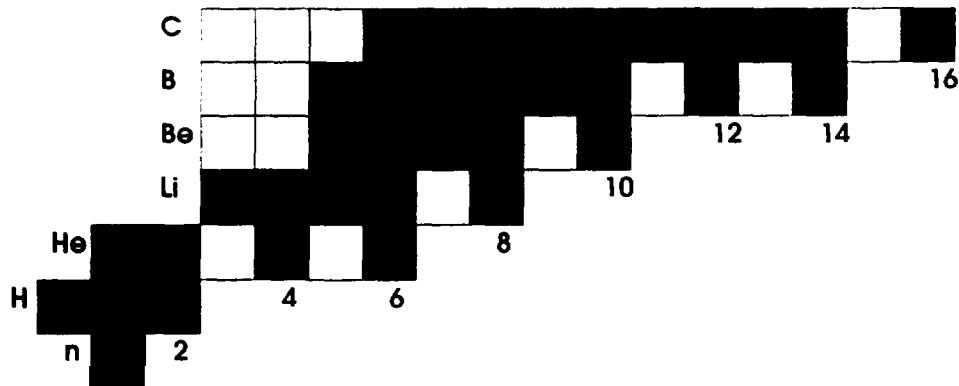


Figure 1.2: Carte des noyaux correspondant à la région des noyaux les plus légers. Les isotopes en noir sont stables, ceux à gauche en gris clair sont les noyaux légers riches en protons et à droite en gris foncé les noyaux légers riches en neutrons. Les isotopes en blanc sont non liés.

Il y a une dizaine d'années, une expérience [Tan85], dans laquelle la section efficace d'interaction a été mesurée, a permis d'estimer les rayons d'interaction pour les isotopes légers riches en neutrons. Dans cette expérience un écart important a été observé entre les rayons quadratiques moyens expérimentaux et les prédictions du modèle de la goutte liquide. Les résultats d'une expérience postérieure [Tan88] réalisé avec la même méthode sont présentés sur la figure 1.3. L'important écart trouvé par Tanihata et al. dans certains cas a été expliqué un peu plus tard par [Han87] comme étant du à la faible énergie de liaison des derniers neutrons de ces noyaux, et a conduit à dire que les derniers neutrons de ces noyaux ont une distribution spatiale plus étendue que les noyaux "stables".

Cet important phénomène est connu sous le nom de halo de neutrons. Nous nous sommes intéressés en particulier aux noyaux de  ${}^6\text{He}$  et  ${}^{11}\text{Be}$  qui sont des noyaux pour lesquels on attend ce type de structure.

### 1.3 Les réactions étudiées dans l'expérience

Les réactions étudiées dans cette expérience sont de deux types:

1. La diffusion élastique.
2. Les réactions d'échange de charge proton-neutron (p,n).

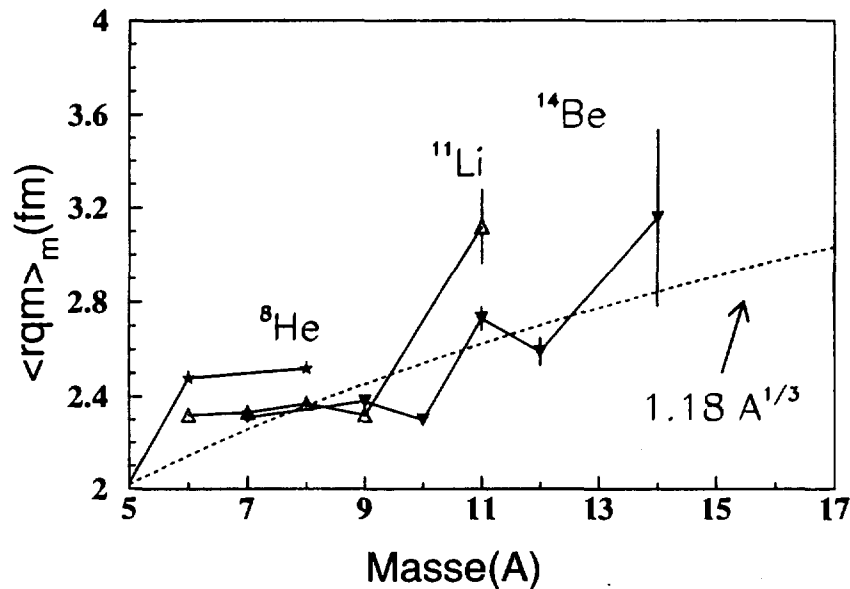


Figure 1.3: Rayons de matière estimés pour les noyaux légers par rapport aux valeurs calculées dans le cadre du modèle de la goutte liquide pour les noyaux proches de la limite de la stabilité [Tan88].

### 1.3.1 La diffusion élastique

La diffusion élastique nucléon-noyau et noyau-noyau a été largement étudiée dans le passé pour les noyaux stables. Dans notre travail nous allons nous limiter à l'étude de la diffusion élastique entre ions lourds aux énergies intermédiaires. Dans ce domaine, en ce qui concerne la diffusion nucléon-noyau, plusieurs interactions effectives ont été élaborées pour décrire l'ensemble des données, parmi lesquelles on peut citer l'interaction de Franey et Love [Fra85], celle de Brieva et Rook [Bri78], ou encore celle de Jeukeune, Lejeune et Mahaux [Jeu77]. Grâce à un unique ajustement de cette dernière interaction, J.S Petler et al. [Pet85] ont réussi à reproduire un ensemble de résultats de diffusion proton-noyau aussi bien pour des noyaux lourds que pour des noyaux légers tels que le  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  et  $^{27}\text{Al}$ . Il faut noter que dans ces calculs il n'y a aucun paramètre libre. Il nous a donc semblé à présent intéressant d'étendre ce type d'études pour des noyaux présentant une grande extension de leur densité de neutrons, pour en extraire des informations sur cette densité.

La diffusion élastique entre ions lourds fournit des renseignements sur le potentiel d'interaction entre deux noyaux en collision à des distances souvent inférieures au rayon d'absorption forte. Par exemple, la diffusion élastique  $^{16}\text{O}$

+  $^{12}\text{C}$  mesurée à 95 A.MeV a permis de déterminer le potentiel d'interaction sur un grand domaine radial entre 4 et 6 fm [Rou85], alors que le rayon d'absorption forte pour ce système est de 6 fm. La confrontation de ces données avec des potentiels de convolution générés avec une interaction M3Y ou DDM3Y [Sat79] nous renseigne sur les interactions effectives noyau-noyau dans les collisions entre ions lourds. Le succès de ces analyses a bénéficié de la qualité des résultats expérimentaux: mesures de bonne statistique dans un grand domaine angulaire, détermination précise de l'angle de diffusion, séparation de la diffusion élastique et inélastique.

Nous avons donc entrepris d'étendre ce type d'études pour différents isotopes instables sur une cible de polypropylène ( $\text{C}\text{H}_2$ )<sub>3</sub>, donc constituée de carbone et de protons. Nous avons bénéficié de la présence d'un faisceau composite qui nous a permis d'avoir en même temps la diffusion élastique pour les différents isotopes qui le composaient. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux noyaux de  $^6\text{He}$ , et  $^{11}\text{Be}$  qui sont tous deux des noyaux à halo de deux et un neutron respectivement, de  $^{10}\text{Be}$  qui constitue le coeur du  $^{11}\text{Be}$ , et enfin de  $^7\text{Li}$  pour avoir un noyau test stable pour lequel les données obtenues peuvent être comparées à des données existantes.

### 1.3.2 Les réactions d'échange de charge

Si l'on part du cas simple d'un noyau A (tel que le  $^6\text{He}$ ) de spin et parité  $J^\pi = 0^+$  dans son état fondamental les réaction dites d'échange de charge  $A(p,n)B$  peuvent procéder via deux types de transitions dans le noyau final B.

1. Transitions dites de Fermi ou "isospin-flip", pour lesquelles se produit uniquement un changement d'une unité pour l'isospin entre le noyau père et le noyau fils  $\Delta T = 1, \Delta S = 0$ . Ce type de transitions connecte un noyau avec son état isobarique analogue (IAS).
2. Transitions dites de Gamow-Teller ou "spin-flip isospin-flip", pour lesquelles se produit un changement d'une unité pour le spin et l'isospin entre le noyau père et le noyau fils  $\Delta T = 1, \Delta S = 1$ .

Dans une transition du premier type, l'opérateur  $T^-$  (opérateur qui échange un neutron par un proton si l'orbitale correspondant n'est pas complètement pleine), agissant sur l'état fondamental du  $^6\text{He}$  conduit à son état isobarique analogue dans le  $^6\text{Li}$  (à 3.56 MeV). Dans le deuxième scénario l'opérateur  $\sigma T^-$  change le proton en neutron, mais il change aussi d'une unité le spin. On a de cette façon à partir de l'état fondamental de l' $^6\text{He}$  l'état fondamental du  $^6\text{Li}$ . Ces deux transitions sont représentés sur la figure 1.4.

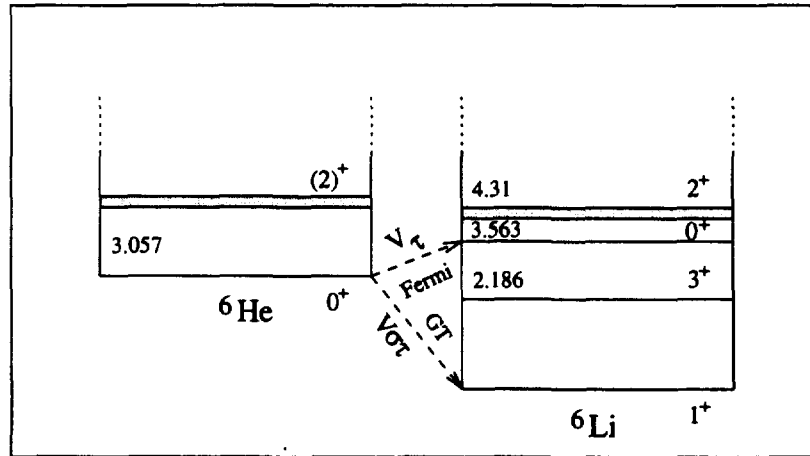


Figure 1.4: Schéma de niveaux pour les isobares  $A=6$ .

En d'autres termes, les transitions de Fermi et Gamow-Teller sont induites respectivement par les composantes  $V_T$  et  $V_{GT}$  de l'interaction nucléon-nucléon et permettent donc de remonter aux propriétés de ces deux composantes.

On peut donc conclure que ce type d'études fournit des informations très intéressantes sur la force spectroscopique des états impliqués dans la réaction, sur la règle de somme de ces transitions et bien sûr sur les parties dépendant d'isospin ( $V_T$ ) et du spin-isospin ( $V_{GT}$ ) de l'interaction nucléon-nucléon.

Un avantage supplémentaire est la simplicité avec laquelle peut être traité ce type de réactions. Les forces des transitions (Fermi et Gamow-Teller) peuvent être comparées avec celles de la désintégration  $\beta$  [Tad87]. Ceci nous offre un moyen (indépendant du modèle) de connaître  $V_{GT}, V_T$  ou plus précisément leurs intégrales de volume. Il faut signaler que dans notre réaction particulière  $p(^6\text{He}, ^6\text{Li})n$ , l'état isobarique analogue ( $^6\text{Li}$  à 3.56 MeV) n'est pas accessible par désintégration  $\beta$ , mais que la transition  $\beta$  qui connecte les deux fondamentaux est bien connue [Ajz88].

Un autre intérêt des réactions d'échange de charge (p,n) entre le fondamental de la cible (ou du projectile en cinématique inverse) et son état isobarique analogue est qu'elles peuvent fournir des informations sur la différence entre les rayons de la densité de charge et de matière. Dans le cadre de l'approximation de Born en ondes distordues (DWBA), la section efficace d'une transition  $A(0^+, T_a)$  via (p,n) vers l'état  $B(0^+, T_b)$  s'écrit:



$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = |T_{AB}|^2 = \int \chi_n^- \langle \Psi_B^* | V_\tau | \Psi_A \rangle \chi_p^+ dr \quad (1.1)$$

ou:

1.  $\chi_n^-$  et  $\chi_p^+$  sont les fonctions d'onde distordues générées à partir du potentiel optique approprié qui décrit l'interaction moyenne entre le projectile et la cible.
2.  $\langle \Psi_B^* | V_\tau | \Psi_A \rangle$  est le facteur de forme qui contient toute l'information sur la structure nucléaire.

On peut montrer que le facteur de forme  $F(r)$  d'une telle réaction s'écrit [Bat69]:

$$\int \frac{2}{(N-Z)^{1/2}} V_\tau(r-r') \rho_{ex}(r') d^3r' \quad (1.2)$$

Où:

- $V_\tau$  est la partie de l'interaction NN qui dépend de l'isospin
- $\rho_{ex}$  est la différence entre la distribution de la densité de neutrons et protons

Cette méthode a déjà été utilisée pour des noyaux stables.

Un exemple de sa sensibilité est reporté sur la figure 1.5 où la distribution angulaire calculée pour la réaction  $^{116}\text{Sn}(p, n)^{116}\text{Sb}$  à 22.8 MeV est tracée pour différentes valeurs du rapport des rayons quadratiques moyens de neutrons et de protons. Une différence de quelques % dans ce rapport conduit à des distributions angulaires très différentes particulièrement entre  $0^\circ$  et  $30^\circ$  à la fois en forme et en valeur absolue [Sch76].

La distribution de charge utilisée lors de l'analyse de ces résultats expérimentaux a été obtenue par des expériences de diffusion d'électrons. La distribution de neutrons, qui est le paramètre recherché, a été paramétrisée par une fonction de Fermi. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 1.1.

A partir de cette expérience, les auteurs arrivent à obtenir des valeurs des rayons quadratiques moyens pour les isotopes  $^{124}\text{Sn}$  et  $^{116}\text{Sn}$  qui semblent être en bon accord avec des données obtenues par diffusion élastique de protons polarisés [Ray76], et avec des prédictions théoriques [Sha92].

On voit donc que cette méthode (comparaison des distributions angulaires) semble être très efficace même lorsqu'on parle, comme dans le cas des isotopes de Sn, de différences faibles entre les rayons quadratiques des protons et des neutrons.

	Protons			Neutrons		
	R (fm)	a (fm)	rqm	R (fm)	a (fm)	rqm
$^{112}\text{Sn}$	5.40	0.495	4.57	5.35	0.555	4.63
$^{116}\text{Sn}$	5.31	0.513	4.53	5.40	0.520	4.60
$^{124}\text{Sn}$	5.47	0.467	4.58	5.69	0.450	4.72

Tableau 1.1: Différences entre les rayons quadratiques moyens de neutrons et protons pour différents isotopes d'étain [Sch76]

Dans ce travail nous avons mesuré la réaction d'échange de charge  $p(^6\text{He}, ^6\text{Li})n$  conduisant vers l'état fondamental du  $^6\text{Li}$  mais aussi vers son état excité à 3.56 MeV qui est l'état isobarique analogue du fondamental de l' $^6\text{He}$ . La différence prévue pour l' $^6\text{He}$  entre le rayon quadratique moyen de protons et de neutrons est de 0.9 fm [Var94]. L'intérêt suscité par cette réaction a encore augmenté grâce à une contribution théorique [Ara95] qui suggère la possibilité de trouver des structures de type halo dans des noyaux stables dans un état excité d'isospin élevé. Concrètement ces calculs montrent que l'état à 3.56 MeV et  $J^\pi = 0^+$  du  $^6\text{Li}$  présente une structure de type halo formée par un neutron et un proton qui est le pendant, pour l'état isobarique analogue, de la structure de halo de deux neutrons du fondamental de l' $^6\text{He}$ . Les résultats de ces calculs sont présentés sur la figure 1.6.

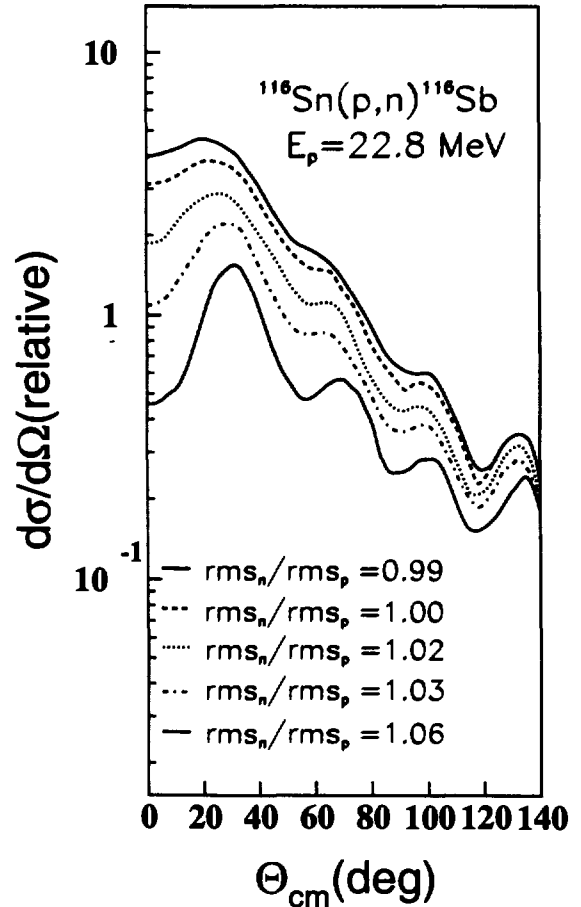


Figure 1.5: Distributions angulaires pour la réaction  $^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}$  [Sch76].

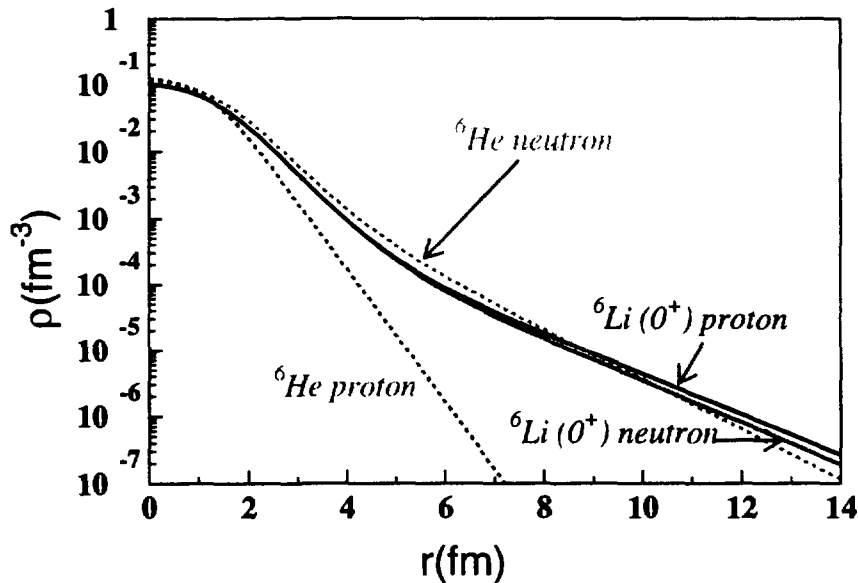


Figure 1.6: *Distribution de neutrons et protons pour le  ${}^6\text{He}$  et le  ${}^6\text{Li}_{IAS}$  obtenues à partir des calculs théoriques de Arai et al. [Ara95]*

Les réactions d'échange de charge  $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li}_{GS})n$  et  $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li}_{IAS})n$  fournissent donc la possibilité d'étudier des transitions connectant d'une part un état à halo ( ${}^6\text{He}_{GS}$ ) et un état normal ( ${}^6\text{Li}_{GS}$ ), et d'autre part deux états à halo.

## 1.4 Le plan

La présentation de ce travail est séparée en différentes parties.

- ↪ Dans le deuxième chapitre le dispositif expérimental utilisé est présenté.
- ↪ Le troisième chapitre est consacré à la présentation des différentes mesures expérimentales réalisées.
- ↪ Le quatrième chapitre est dédié à toute l'étude concernant la diffusion élastique soit sur une cible de protons, soit sur une cible de  ${}^{12}\text{C}$ .
- ↪ Le cinquième chapitre concerne l'étude de la réaction d'échange de charge (p,n).
- ↪ Enfin, les conclusions et les perspectives ouvertes par ce travail sont présentées dans le sixième et dernier chapitre.

## Chapitre 2

# Dispositif expérimental

Le premier chapitre a démontré l'intérêt d'étudier la diffusion élastique et les réactions d'échange de charge avec des faisceaux instables. L'installation au GANIL du nouveau dispositif SISSI à l'entrée du spectromètre  $\alpha$  permet de délivrer des faisceaux secondaires produits par fragmentation de bonne qualité optique dans toutes les salles du GANIL, et permet donc d'entreprendre ce type d'étude avec le spectromètre à haute résolution du GANIL, SPEG.

Toutes les expériences réalisées avec des faisceaux instables représentent un important défi technique. L'expérience qui fait l'objet de cette étude était la première à utiliser un faisceau secondaire délivré par SISSI, elle a donc aussi permis de tester les performances de ce nouvel outil.

Un point important qui sera discuté dans ce chapitre est celui des caractéristiques des faisceaux utilisés, qui détermineront dans certains cas la résolution atteinte lors de l'expérience.

Les conditions requises en termes de résolution en énergie et en angle ont été atteintes grâce au couplage des deux spectromètres  $\alpha$  + SPEG. Nous parlerons par la suite des caractéristiques de ce dernier ainsi que des détecteurs qui assurent la détection au plan focal.

La dernière partie de ce chapitre sera consacrée à la présentation de l'électronique utilisée lors de l'expérience. Quelques mots seront aussi dits à propos du système d'acquisition des données.

Nous n'essaierons pas uniquement de parler des caractéristiques générales de tous ces outils mais aussi de décrire les performances qu'ils offrent pour les études avec des faisceaux légers instables.

## 2.1 Description de l'expérience E229

Le système d'accélération du GANIL (figure 2.1), est un ensemble de deux injecteurs circulaires et deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS1, CSS2). Le cycle d'accélération commence avec l'extraction des ions d'une source ECR et son injection dans le premier cyclotron compact ( $C_1$  ou  $C_2$ ). Cet injecteur accélère les ions faiblement chargés jusqu'à la vitesse nécessaire (quelques centaines de keV) pour qu'ils puissent être injectés au centre du premier cyclotron CSS1. Les deux ensembles ECR +  $C_1$  ou  $C_2$  sont utilisés en alternance. Les ions faiblement chargés sont alors accélérés par CSS1, puis, à sa sortie traversent une feuille mince afin d'être épluchés. Ces ions sont ensuite injectés dans le deuxième étage d'accélération (CSS2), avec un état de charge bien supérieur à leur état de charge initial.

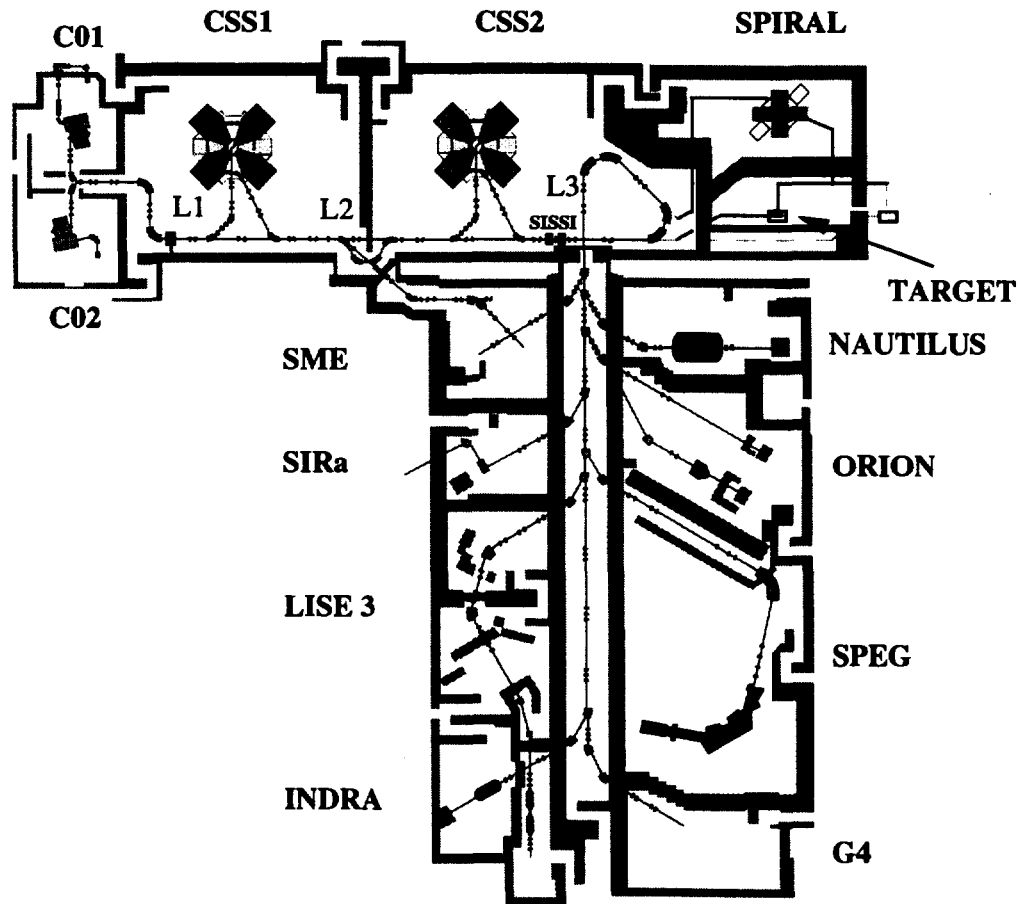


Figure 2.1: Plan du GANIL.

Pour notre expérience le faisceau délivré par les cyclotrons du GANIL était du  $^{13}\text{C}$  à 75 A.MeV. Ce faisceau primaire va produire par fragmentation un faisceau secondaire. La cible de production du faisceau secondaire (1155 mg/cm<sup>2</sup> de  $^{12}\text{C}$ ), était placée entre les deux solénoïdes supraconducteurs de SISSI. Le faisceau secondaire produit est ensuite analysé par le spectromètre  $\alpha$  qui permet une première sélection en moment. A la sortie de l' $\alpha$  ce faisceau est transporté jusqu'à la salle G3 où se trouve le spectromètre SPEG. Entre le dipôle analyseur et ceux du spectromètre se trouve la cible de réaction. Cette cible était du polypropylène ( $\text{CH}_2$ )<sub>3</sub>. La sélection de la réaction à étudier se fait en modifiant de façon adéquate la rigidité magnétique ( $B\rho$ ) de la ligne après la cible. Les particules diffusées lors de la réaction sont identifiées au niveau du plan focal du SPEG à partir de leur perte d'énergie mesurée dans une chambre à ionisation et de l'énergie résiduelle mesurée à l'aide d'un scintillateur plastique. Tous les fragments ont ainsi pu être identifiés sans aucune ambiguïté. Le moment et l'angle de diffusion dans le plan focal de SPEG ont été obtenus par reconstruction des trajectoires grâce à deux chambres à dérive qui mesurent les positions des particules diffusées dans les plans horizontaux et verticaux.

Le dispositif était complété par 16 détecteurs à neutrons appartenant au système EDEN d'Orsay. Ces détecteurs ont été utilisés pour tester la faisabilité de la mesure de réactions de échange de charge (p,n) à partir de la détection des neutrons de recul. L'analyse des résultats obtenus avec EDEN ne fait pas partie de ce travail et ne sera pas discutée.

Nous présentons par la suite une description plus détaillée des divers éléments qui ont permis la réalisation de cette expérience.

## 2.2 SISSI

SISSI [Jou91] est un ensemble destiné à fournir un faisceau secondaire intense et de bonne qualité optique pour l'ensemble des aires expérimentales du GANIL. Ce dispositif optique a été implanté au GANIL avec l'objectif d'augmenter la transmission des lignes de transport pour des faisceaux secondaires. Ceci est possible grâce au doublet de solénoïdes disposés en amont et en aval d'une cible de production, le premier produisant une très petite tache de focalisation sur la cible, le deuxième refocalisant les produits secondaires issus de la cible (figure 2.2).

SISSI est implanté à la sortie du CSS2 et à l'entrée du spectromètre  $\alpha$ . Cette position lui permet d'une part de pouvoir distribuer les faisceaux de SISSI dans toutes les salles expérimentales, et d'autre part d'effectuer avec le spectromètre  $\alpha$  une première sélection en moment des faisceaux secondaires.

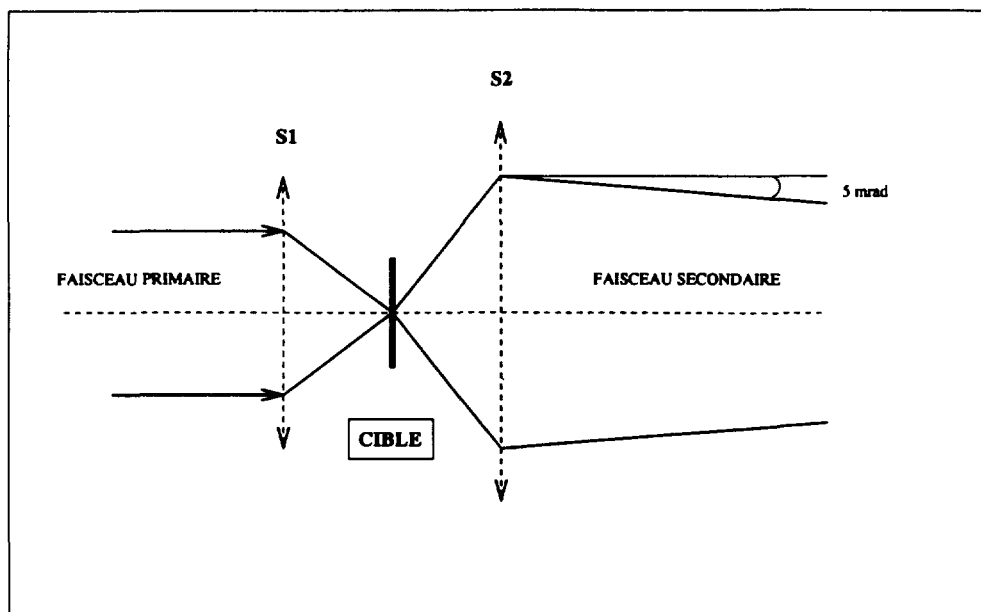


Figure 2.2: *Effet des lentilles de SISSI*

### 2.2.1 Caractéristiques générales

Aux énergies comprises entre 50 et 100 A.MeV un des mécanismes de réaction dominants est celui de la fragmentation. Ce mécanisme produit des ions secondaires qui se trouvent distribués surtout vers l'avant (figure 2.3). Cette caractéristique ainsi que la faible largeur des distributions en énergie, permet de collecter et transporter ces ions de façon relativement efficace.

Le principal problème que présentent les faisceaux ainsi obtenus est leur faible intensité. Pour pallier à cet inconvénient, il est nécessaire d'optimiser la transmission de ces faisceaux. C'est dans ce contexte que s'inscrit la construction de SISSI. Les principales caractéristiques des solénoïdes de SISSI sont regroupées le tableau 2.1.

Avant la mise en fonctionnement de SISSI, plusieurs expériences avaient déjà été réalisées au GANIL avec des faisceaux secondaires produits par fragmentation sur une cible placée à la sortie du CSS2. Dans ces conditions, seule une petite fraction des ions produits pouvait être transportée puisque l'acceptance angulaire à l'entrée de la ligne de transport du faisceau est de  $\pm 5$  mrad. L'objectif de SISSI est d'augmenter cette acceptance angulaire jusqu'à  $\pm 80$  mrad. Ceci nécessite une

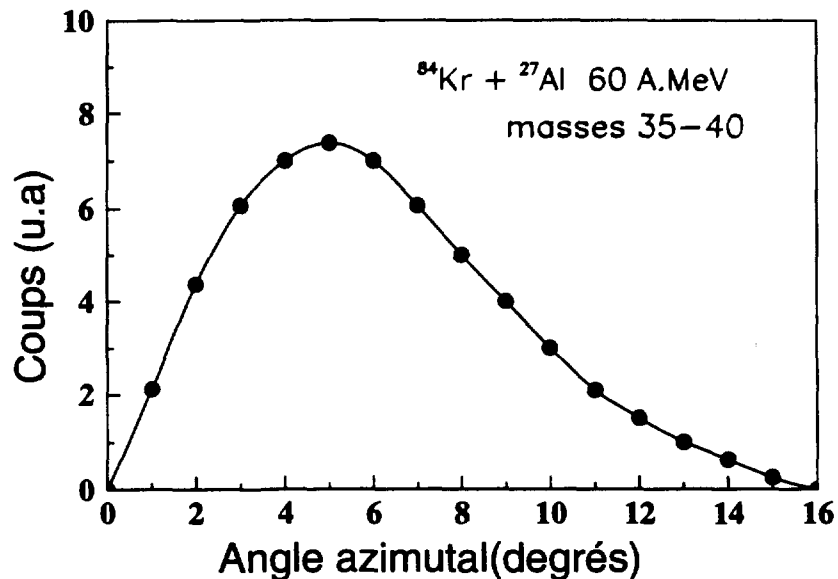


Figure 2.3: *Distribution angulaire des fragments produits par fragmentation nucléaire [Jou91].*

lentille à courte distance focale derrière la cible (S2) pour collecter et refocaliser le faisceau secondaire.

Selon le théorème de Liouville [Far80] pour le transport des faisceaux, dans l'approximation linéaire, l'émittance doit rester constante le long du trajet des particules. Ainsi, la taille du faisceau primaire doit décroître en proportion inverse à l'ouverture angulaire pour respecter ce théorème. Ceci est accompli par la première lentille S1 qui focalise le faisceau incident, formant un objet de petite taille (0.4 mm) sur la cible de production (figure 2.2).

Le choix des lentilles a été guidé par les critères suivants:

1. La haute rigidité magnétique des particules produites (2.88 Tm)
2. La courte distance d'insertion disponible à l'entrée de l' $\alpha$  pour SISSI

Des distances focales courtes sont donc nécessaires à savoir que la distance focale maximale disponible pour chaque lentille était de 800 mm. La solution des solénoïdes a été préférée à celle des quadrupoles, même si leur pouvoir focalisant est inférieur, parce qu'elle présente les avantages suivants:

↪ le dessin et réalisation sont relativement simples



Champ nominal maximal sur l'axe	11 T
Température de fonctionnement	4.6 K
Intensité du courant nominal	189 A
Energie emmagasinée au champ nominal	1.08 MJ
Diamètre externe de bobinage	250 mm
Longueur du solénoïde	800 mm
Masse de bobinage	140 kg

Tableau 2.1: *Caractéristiques nominales des solénoïdes de SISSI*

↪ le faisceau reste axialement symétrique

↪ le volume magnétique est rempli de façon satisfaisante par le faisceau

Toutefois à cause du faible pouvoir focalisant, le champ magnétique à l'intérieur des solénoïdes doit être de 11 T au minimum, ce qui implique une solution supraconductrice.

SISSI fonctionne à l'intérieur de la salle où se trouve le cyclotron CSS2, et n'est donc pas accessible une grande partie du temps. Ceci nécessite la présence d'un système cryogénique automatique. Une vue schématique du dispositif est montrée dans la figure 2.4.

La cible de SISSI doit avoir une épaisseur inférieure à 13 mm. Elle est placée au point image du premier solénoïde et doit être construite dans un matériau avec un point de fusion supérieur à 1000° C (par exemple C, Ti, Ni, Zr, Mo ou Ta) pour pouvoir dissiper la puissance déposée par les faisceaux d'ions lourds. Le niveau de radiation doit rester en dessous des valeurs acceptables pour le système cryogénique. Le refroidissement de la cible est assuré par sa rotation à environ 3000 rpm. De cette façon on a une région d'irradiation plus grande et une meilleure distribution de la température.

## 2.2.2 Performances de SISSI

Les valeurs nominales (FWHM) de transmission pour l'ensemble SISSI +  $\alpha$  sont de 160 mrad dans les deux plans pour la transmission angulaire et de 1.2 % pour la transmission en moment. L'émittance nominale est de 16  $\pi$  mm.mrad. Au cours de notre expérience nous avons pu mesurer ces transmissions. Les résultats de ces mesures sont présentées par la suite. L'intensité du faisceau secondaire produit par la cible SISSI a été mesurée avec une jonction de Si ORTEC d'épaisseur

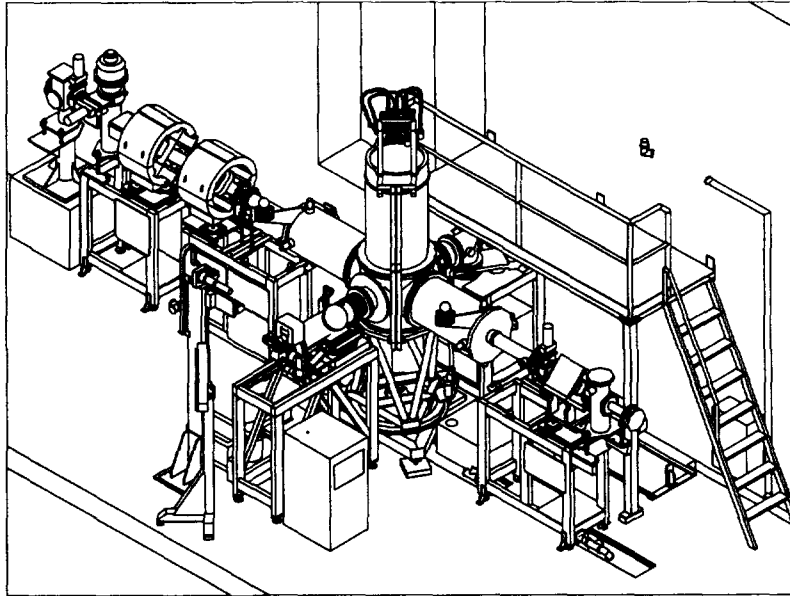


Figure 2.4: SISSI

$300\mu\text{m}$  placée à la sortie du spectromètre  $\alpha$ , et sa résolution en temps avec un système de galettes à microcanaux placé avant l'analyseur de SPEG.

#### a) Etude de la transmission en moment

Pour commencer il est important de définir ce qu'on entend par transmission. En réalité le concept de transmission représente le rapport entre le taux de particules que l'on a à l'entrée et à la sortie d'un élément magnétique ou ligne de transport. Lorsqu'on parle de transmission du faisceau on le fait toujours par rapport à une variable: soit l'angle vertical ou horizontal soit le moment ou l'énergie. La notion de transmission est toujours reliée à celle des pertes. Dans le cas optimum de transmission parfaite, la fonction de transmission a une valeur égale à l'unité (ceci équivaut à ne pas avoir de pertes). Cette valeur se maintient constante jusqu'à une certaine valeur de la variable considérée  $x$ , pour laquelle la fonction décroît à zéro d'une façon abrupte (figure 2.5.a).

Ainsi dans le cas idéal que nous venons de décrire nous dirons que la transmission en fonction d'une certaine variable  $x$  est l'intervalle dans lequel la fonction de transmission a une valeur égale à l'unité. Dans un cas réel, l'allure de cette fonction ne sera pas rectangulaire mais aura une forme gaussienne (figure 2.5.b).

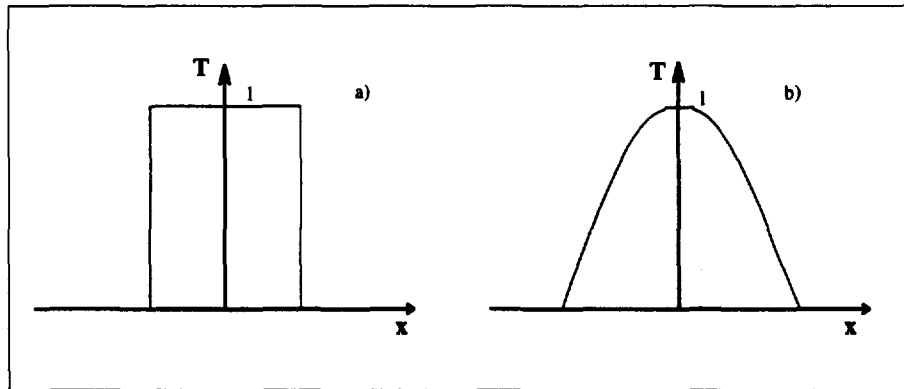


Figure 2.5: *Fonction de transmission a) théorique b) réaliste*

Dans un tel scénario, il est utile, lorsqu'on veut mesurer cette transmission de façon expérimentale de définir le concept d'ouverture équivalente. Si l'on est capable de découper cette fonction de transmission en fonction de la variable  $x$  on peut représenter une courbe sur laquelle on place en abscisses les tranches prises, et en ordonnées le comptage de chacune des tranches. Ce type de représentation commence par augmenter linéairement puis tend vers une limite de saturation. L'intersection de l'extrapolation de la droite du début avec la ligne de saturation définit l'ouverture équivalente (voir figure 2.6). Cette ouverture correspond donc à la valeur de  $x$  pour laquelle la fonction de transmission rectangulaire idéale tombe à zéro.

Nous avons mesuré la transmission en moment du faisceau secondaire en utilisant cette méthode d'ouverture équivalente. Pour ce faire nous avons mesuré le taux de comptage sur une jonction de Si placée à la sortie du spectromètre  $\alpha$  en fonction de l'ouverture des fentes d'énergie FH31 (placées entre les dipôles du spectromètre  $\alpha$ ). Pour ne pas endommager les détecteurs exposés au faisceau secondaire direct, ces mesures ont été réalisées en réduisant l'intensité du faisceau primaire au moyen de masques (PPERPOT) situés avant CSS1 (facteur de réduction 125) et au moyen du hacheur (facteur de réduction 3). Les résultats se trouvent sur la figure 2.6.

La valeur de l'ouverture équivalente obtenue est de  $\pm 18.62$  mm. En ce point de la ligne (FH31), la dispersion étant de 6.9 cm/% (calcul TRANSPORT [Car95]), ceci correspond à une transmission en moment de  $\pm 0.27$  %. Il est à noter que l'ouverture maximale des fentes FH31 est de  $\pm 35$  mm et ne constitue donc pas une limitation pour la transmission en moment.

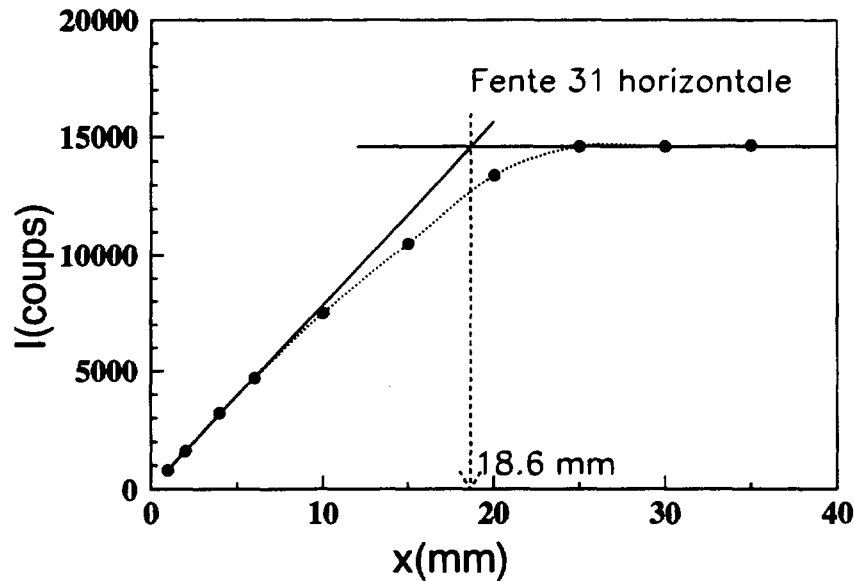


Figure 2.6: Mesure de la transmission en moment du faisceau secondaire par la méthode de l'ouverture équivalente.

Une autre méthode qui a été utilisée pour avoir une mesure de la transmission en moment est la mesure de la résolution en temps du faisceau puisque

$$\delta = \frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\Delta t}{t_{vol}} \quad (2.1)$$

Le temps de vol peut se calculer si on connaît la distance parcourue et la vitesse. Nous avons calculé ce temps pour le faisceau de  $^{10}\text{Be}$  à 59.3 A.MeV. Le résultat obtenu est de  $t_{vol} = 767$  ns . Pour faire la mesure de  $\Delta t$  nous avons utilisé des galettes à microcanaux. Dans le spectre présenté sur la figure 2.7, nous pouvons observer les différents isotopes du faisceau mesurés avec ce système de galettes. Cette figure correspond à une mesure faite avec les fentes en énergie FH31 complètement ouvertes . La largeur du pic de  $^{10}\text{Be}$  est de  $\Delta t = 3.48$  ns. A partir de ces données nous pouvons conclure que la dispersion en temps donc en moment est de  $\pm 0.23$  %.

Ainsi en moyenne avec les résultats obtenus par deux méthodes différentes nous trouvons une transmission en moment totale de 0.50 % (avec une erreur estimée à 10 %) à comparer avec la valeur nominale de 1.2 % . Toutefois, il est à noter que des expériences ultérieures réalisées sur LISE ou ORION ont réussi à obtenir une transmission de 1%, proche de la valeur nominale, alors que

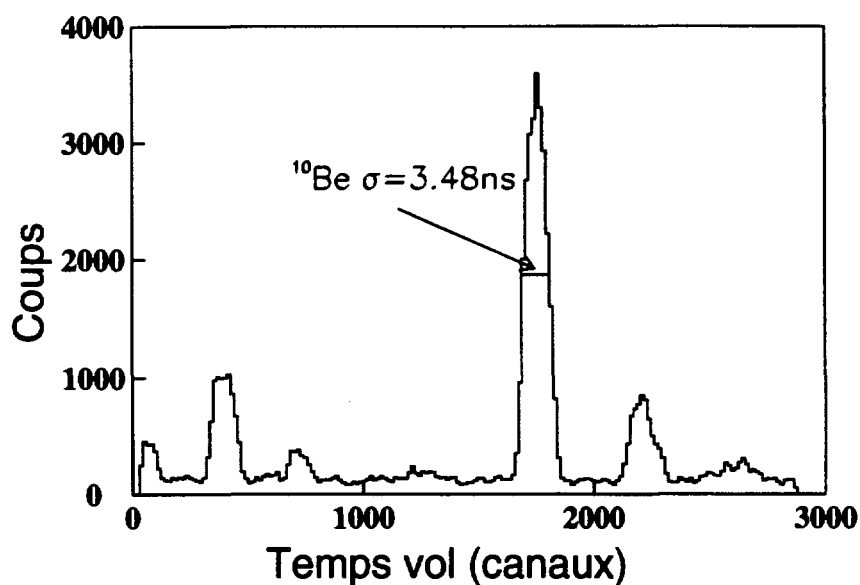


Figure 2.7: Spectre de temps de vol mesuré à l'aide de galettes à microcanaux à l'entrée de SPEG. Le pic le plus important correspond au  $^{10}\text{Be}$

les expériences réalisées sur SPEG ont toujours observé une transmission en moment voisine de 0.5%. Il semble donc qu'un problème spécifique, lié peut être à la déviation à l'entrée de la salle SPEG mais surtout à l'acceptance des quadrupoles placés avant notre cible soit à l'origine de cette perte de transmission.

## b) Etude de la transmission angulaire

Les transmissions angulaires verticale et horizontale ont été aussi déterminées à partir de la mesure de l'ouverture équivalente expliquée dans la section précédente.

Dans ce cas nous avons utilisé les fentes FV24 et FH24 placées au point objet du spectromètre  $\alpha$ . Les fentes FH24 définissent une ouverture en theta (angle dans le plan horizontal), alors que les fentes FV24 définissent une ouverture en phi (angle dans le plan vertical). Nous avons donc mesuré le comptage sur la jonction Si placée à la sortie du spectromètre  $\alpha$  en fonction des ouvertures des fentes FH24 et FV24. Les ouvertures équivalentes obtenues sont de  $\pm 8.57$  mm en  $x$  (horizontal) et  $\pm 5.67$  mm en  $y$  (vertical). Ces résultats sont montrés sur les figures 2.8 et 2.9.

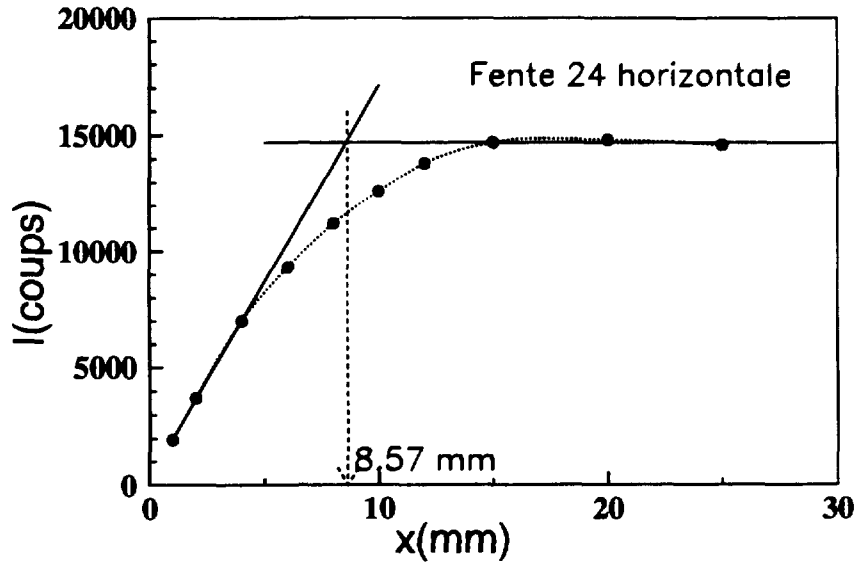


Figure 2.8: Mesure de la transmission angulaire en  $\theta$  du faisceau secondaire par la méthode de l'ouverture équivalente.

A partir d'un calcul de l'optique de la ligne de faisceau (TRANSPORT [Car95]) nous pouvons connaître en ces points (au niveau des fentes FH24, FV24) le grandissement vertical et horizontal.

La connaissance de ces grandissements nous permet de remonter à la valeur de l'ouverture angulaire maximale en  $\Theta$  et  $\Phi$  définie par les fentes FH24 et FV24. En effet,

$$\Theta_{FH24} = \left( \frac{\Theta}{x} \right)_{SISSI} x_{FH24} \quad (2.2)$$

$$\Phi_{FV24} = \left( \frac{\Phi}{y} \right)_{SISSI} y_{FV24} \quad (2.3)$$

Sachant à partir du calcul optique que

$$\left( \frac{x}{\Theta} \right)_{SISSI}^{-1} = 5.78 \text{ mrad/mm} \quad \left( \frac{y}{\Phi} \right)_{SISSI}^{-1} = 8.55 \text{ mrad/mm}$$

nous obtenons donc pour les ouvertures équivalentes les valeurs suivantes :  $\Delta\Theta \approx \pm 43 \text{ mrad}$ ,  $\Delta\Phi \approx \pm 49 \text{ mrad}$  (FWHM).

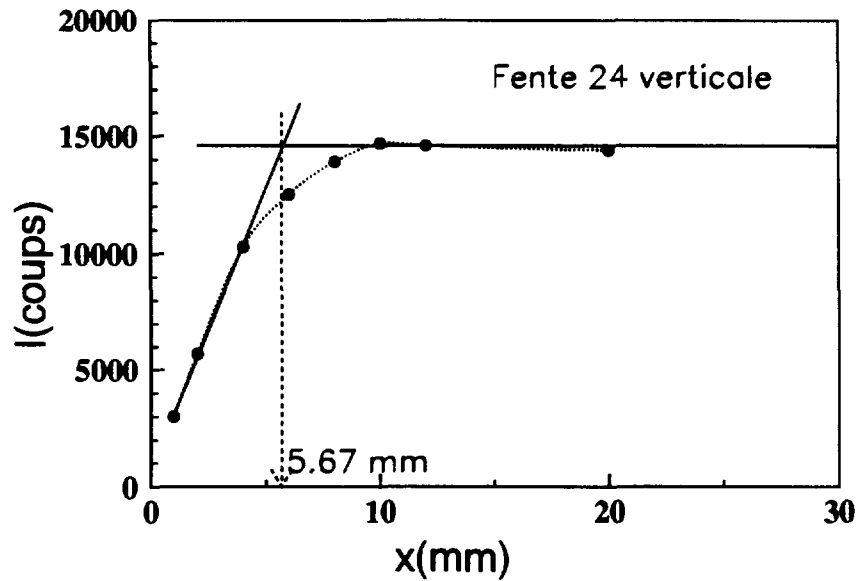


Figure 2.9: Mesure de la transmission angulaire en  $\phi$  du faisceau secondaire par la méthode de l'ouverture équivalente.

Les acceptances angulaires horizontales et verticales mesurées sont donc très inférieures aux  $\approx 160\text{mrad}$  d'acceptance nominale.

### Transmission expérimentale

Pour faire le point de tous ces calculs, les résultats obtenus dans cette expérience sont comparés aux valeurs nominales de façon à pouvoir estimer la transmission expérimentale obtenue.

Les valeurs dites nominales ont été calculées en utilisant le code de transport ZGOUBI [Meo93] et elles sont présentées dans un rapport interne du Laboratoire National Saturne [Ngh94]. Avec ces valeurs, les transmissions totales sont de l'ordre de  $T_{The}=50\%$  pour des acceptances angulaires  $\Delta\Theta=\Delta\Phi=\pm 80\text{mrad}$  et en moment  $\delta=\pm 0.6\%$ .

Dans notre expérience nous avons obtenu les acceptances équivalentes suivantes: acceptances angulaires  $\Delta\Theta \approx \Delta\Phi=\pm 45\text{mrad}$  et en moment  $\delta=\pm 0.25\%$ . Si on calcule la transmission expérimentale comme:

$$T_{exp} = \left( \frac{\text{accep. ang. exp}}{\text{accep. ang. The}} \right)^2 \left( \frac{\text{accep. mom. exp}}{\text{accep. mom. The}} \right)$$

on obtient une valeur de  $T_{exp} \approx 16\%$  à comparer avec la valeur théorique de  $\approx 50\%$ .

Il semble donc que les valeurs de transmission en moment obtenues avec ces faisceaux secondaires ne sont pas éloignées des valeurs nominales calculées à la conception de SISSI, à l'exception des expériences réalisées sur SPEG où on observe une perte additionnelle de la transmission en moment que nous avons associée à un problème spécifique lié peut être à la déviation à l'entrée de notre salle et surtout à la limitation de l'acceptance des quadrupoles placés devant notre cible de réaction.

Les valeurs obtenues pour la transmission angulaire semblent par contre être beaucoup plus faibles que celles calculées théoriquement. Ce désaccord pourrait être expliqué par les différentes aberrations qui ne sont pas bien comprises. Néanmoins la source d'erreur la plus importante que nous avons pu isoler est reliée à des problèmes d'alignement du faisceau primaire sur la cible de production. Malheureusement, ce type de problèmes ne sont jusqu'à présent pas encore parfaitement maîtrisés.

Tout en restant conscients que les sources de pertes de transmission doivent être mieux comprises, on peut conclure en disant que les faisceaux secondaires délivrés par SISSI sont d'une très bonne qualité optique et ouvrent donc la possibilité de démarrer un programme expérimental dans lequel de nouvelles expériences dans le domaine de réactions nucléaires induites par ces isotopes instables sont possibles.

### 2.2.3 Le faisceau secondaire

Pour notre expérience, le faisceau secondaire a été produit par fragmentation d'un faisceau primaire de  $^{13}\text{C}$  à 75 A.MeV sur une cible de  $^{12}\text{C}$  de 1155  $\text{mg}/\text{cm}^2$  placée entre les deux solénoïdes de SISSI. Cette épaisseur a été obtenue avec une cible de 4 mm (872  $\text{mg}/\text{cm}^2$ ), qui correspondait à l'épaisseur maximale pour le porte-cible prototype de SISSI, orientée à un angle très proche de l'angle d'inclinaison maximale (45°).

Le faisceau secondaire obtenu dans ces conditions est un faisceau composite. Les taux de production des différents isotopes qui le forment obtenus expérimentalement peuvent être comparés avec les estimations théoriques des codes LISE[Baz90] et INTENSITY[Win92] présentées dans le tableau 2.2. On observe que l'ordre de grandeur des taux de production des différents isotopes est en général bien reproduit par ces codes. Le principal désaccord entre les taux expérimentaux et ces calculs provient du fait que les codes estiment des taux de production négligables pour les particules les plus légères alors qu'elles sont produites expérimentalement en grand nombre.



Fragment	LISE		INTENSITY		Experience	
	E/A	%	E/A	%	E/A	%
${}^6\text{He}$	41.6	2	41.6	4	41.6	4
${}^7\text{Li}$	67.8	24	67.8	19	67.8	17
${}^8\text{Li}$	52.3	19	52.3	24	52.3	10
${}^9\text{Li}$	41.6	<1	41.6	1	41.6	1
${}^{10}\text{Be}$	50.3	38	50.3	30	50.3	17
${}^{11}\text{Be}$	49.3	9	49.3	13	49.3	2

Tableau 2.2: Taux de production des différents isotopes qui composent le faisceau secondaire et comparaison avec les codes *LISE* et *INTENSITY*.

L'intensité obtenue pour le  ${}^6\text{He}$  et le  ${}^{11}\text{Be}$  est assez faible. En effet, bien que l'épaisseur de la cible de SISSI corresponde à peu près à l'épaisseur optimale pour la production de  ${}^6\text{He}$  (figure 2.10), la valeur moyenne de la rigidité magnétique des ions de  ${}^6\text{He}$  produits est de 3.3 Tm (figure 2.11), alors que la rigidité magnétique maximale des lignes de faisceau du GANIL est limitée à 2.88 Tm. Pour pouvoir faire coïncider le maximum de la distribution en  $B\rho$  de la production de  ${}^6\text{He}$  avec cette rigidité magnétique, il aurait fallu une cible plus épaisse, ce qui était impossible avec le porte-cible prototype dont nous disposions. Cette valeur de  $B\rho=2.88$  Tm, correspond à la queue de la distribution en moment pour le  ${}^6\text{He}$ . De plus, nous avons choisi d'utiliser une valeur de  $B\rho$  légèrement inférieure à cette valeur maximale pour le faisceau secondaire ( $B\rho_{sec}=2.82$  Tm) car le faisceau primaire avait également une rigidité magnétique de 2.88 Tm. En cas de problème avec la cible de production (décalage, cassure), il fallait éviter que le faisceau primaire puisse endommager les détecteurs. Les expériences ultérieures à notre expérience-test ont pu bénéficier d'un porte-cible modifié capable d'accepter des cibles plus épaisses (jusqu'à 13 mm), pour permettre de ralentir les fragments riches en neutrons jusqu'à des vitesses correspondant à la rigidité magnétique de 2.88 Tm.

Une identification du faisceau secondaire obtenue au plan focal du SPEG à partir d'une matrice  $E - \Delta E$  est montrée dans la figure 2.12.

Pour cette première expérience avec SISSI nous avons préféré travailler avec ce faisceau composite et faire la sélection des réactions d'intérêt au niveau de la détection du plan focal de SPEG au lieu de placer un dégradeur achromatique entre les dipôles de l' $\alpha$ , pour purifier le faisceau, ceci afin d'éviter une perte d'intensité additionnelle pour les fragments les plus riches en neutrons et une

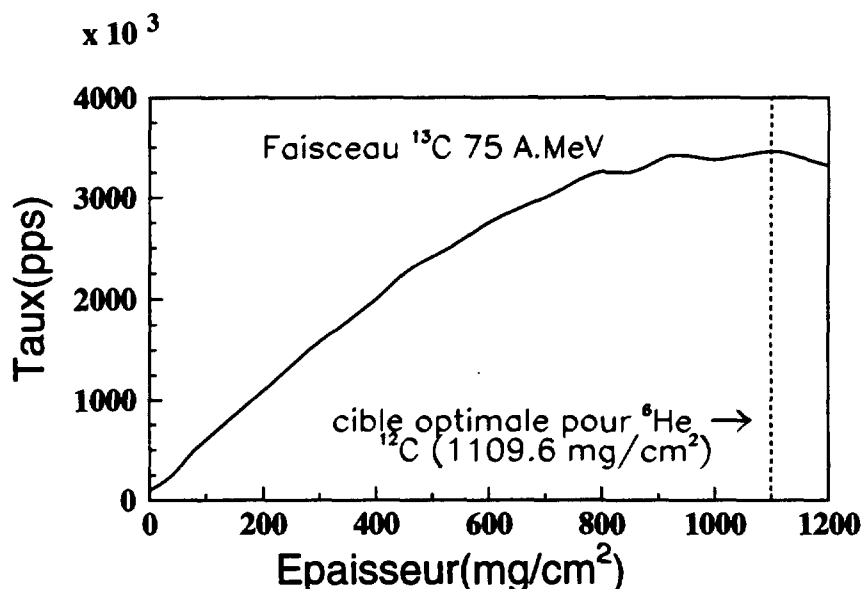


Figure 2.10: Cible optimale SISSI pour l'expérience E229

augmentation de l'émittance du faisceau. Ce choix nous a permis d'étudier la diffusion élastique de tous les fragments d'une façon simultanée.

## 2.3 Le spectromètre à perte d'énergie du GANIL : SPEG

### 2.3.1 Introduction

Les particules qui sont produites dans une réaction nucléaire sont caractérisées par leur masse  $M$ , leur nombre atomique  $Z$ , leur état de charge  $q$  et leur vitesse  $v$ .

Lors d'une expérience il faut donc déterminer ces grandeurs avec la meilleure précision et la meilleure efficacité possibles. Pour parvenir à une grande efficacité de détection deux solutions sont possibles. La première est d'avoir une détection de bonne qualité et très segmentée, la seconde de disposer d'un filtre avec un pouvoir de sélection très élevé entre la cible et les détecteurs.

Dans le cas des spectromètres c'est la deuxième solution qui a été retenue. Ces instruments jouent ainsi un rôle de filtre et de détecteur de très haute résolution.

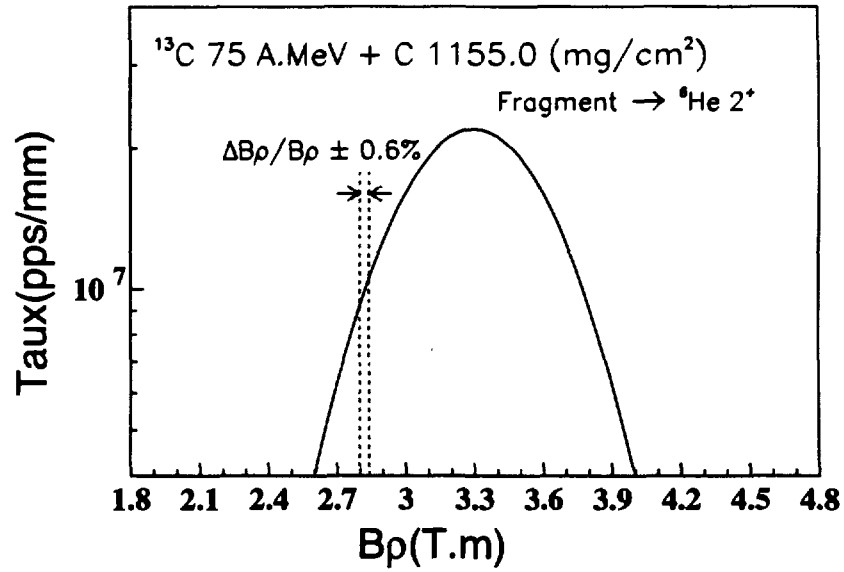


Figure 2.11: Distribution de  $B\rho$  de la production de  ${}^6\text{He}^{2+}$ .

Les quatre grandeurs à déterminer dans toute réaction nucléaire (charge  $q$ , masse  $A$ , énergie  $E$  et vitesse  $v$ ) ne sont pas mesurées d'une façon directe mais sont calculées à partir des quantités mesurées: énergie résiduelle, perte d'énergie, rigidité magnétique et temps de vol. Le point de départ pour établir les relations entre ces valeurs mesurées et les grandeurs physiques qui nous intéressent repose sur des considérations cinématiques simples, sur la formule de Bethe donnant le pouvoir d'arrêt et sur le mouvement circulaire d'une particule chargée dans un champ magnétique (force de Lorentz). Les relations utilisées sont les suivantes en approximation non relativiste :

$$E = \frac{Mv^2}{2} \quad (2.4)$$

$$\Delta E \propto \frac{MZ^2}{E} \quad (2.5)$$

$$B\rho = \frac{P}{q} = \frac{mv}{q} \quad (2.6)$$

$$t_{vol} = \frac{d}{v} \quad (2.7)$$

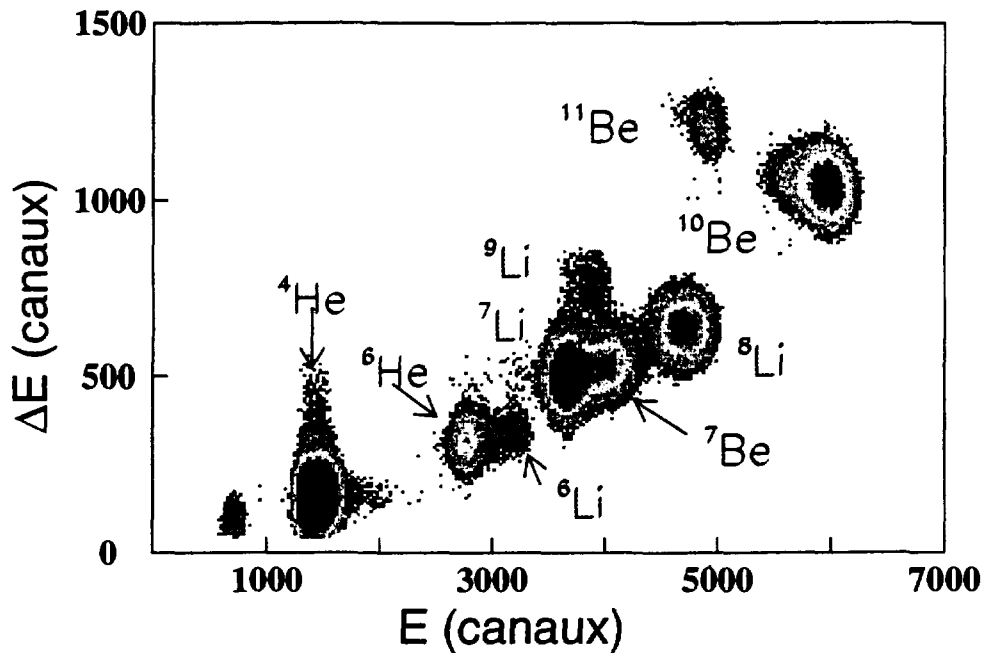


Figure 2.12: *Faisceau secondaire dans le plan focal de SPEG.*

Les performances d'un spectromètre peuvent se comprendre à travers le tableau 2.3 [Mit94]. Les spectromètres ont donc une résolution d'un à trois ordres de grandeur meilleure que les autres détecteurs.

La discussion des propriétés et de l'utilisation des spectromètres est connectée à un problème plus général, le transport de particules chargées. Ce problème est à nos jours d'actualité pour les expériences qui se font avec des faisceaux secondaires dont les qualités optiques sont inférieures à celles d'un faisceau primaire. L'utilisation optimale de ces outils (spectromètres) sera donc cruciale pour le succès de telles expériences.

### 2.3.2 Généralités sur le transport des particules chargées.

Pour étudier le comportement d'un ensemble de particules le long d'une ligne de transport il est nécessaire de définir d'abord une trajectoire de référence (trajectoire centrale) [Tka80].

Nous prendrons comme référence la trajectoire d'une particule idéale, d'impulsion  $p_0$ , passant par l'axe optique de tous les éléments de la ligne. Si l'on note  $z$  l'abscisse curviligne le long de la trajectoire de référence, il est possible de

Variable	Détecteur	Résolution typique	Domaine
E	semiconducteur scintillateur gaz	$qq.10^{-3}$ $qq.10^{-2}$ $qq.10^{-2}$	parcours < 1cm $E \geq A.MeV$ parcours < 1m.atm
$\Delta E$	semiconducteur scintillateur gaz	$qq.10^{-2}$	$E \geq qq.A.MeV$
$B\rho$	spectromètres	$10^{-3} - qq.10^{-5}$	$E \geq qq. A.KeV$
$t_{vol}$	galettes scintillateur gaz semiconducteurs	$10^{-2} - qq.10^{-4}$	$E \geq qq. A.KeV$ $E \geq qq. A.KeV$

Tableau 2.3: *Caractéristiques les plus importantes des différents types de détecteurs*

définir une trajectoire à l'abscisse  $z$  avec les six paramètres suivants  $x$ ,  $y$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$ ,  $\delta$  et  $l$  (voir la figure 2.13) :

- ↪  $Ox$  l'axe contenu dans le plan de la trajectoire
- ↪  $Oy$  l'axe perpendiculaire au plan qui contient la trajectoire
- ↪  $\theta$  l'angle dans le plan  $Ox, Oz$
- ↪  $\varphi$  l'angle dans le plan  $Oy, Oz$
- ↪  $\delta = \left(\frac{p-p_0}{p_0}\right)$  l'écart de la quantité de mouvement par rapport à la trajectoire de référence
- ↪  $l$  la différence de longueur entre la trajectoire considérée et la trajectoire centrale

Du point de vue formel nous pouvons considérer qu'une coordonnée finale sera une fonction des paramètres initiaux. Ainsi:

$$x_f = f_x(x_i, \theta_i, y_i, \varphi_i, l_i, \delta_i) \quad (2.8)$$

( $i$  et  $f$  étant les index pour dénoter initial et final.)

Cette fonction  $f_x$  sera déterminée par les caractéristiques des équations de mouvement dans la zone comprise entre  $z_i$  et  $z_f$ . Nous considérerons de faibles

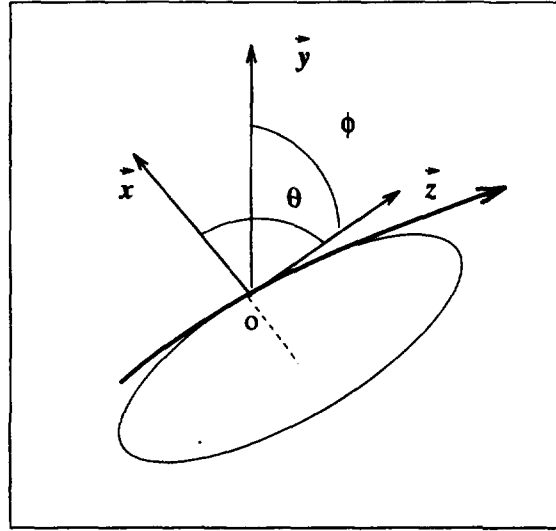


Figure 2.13: Trajectoire d'une particule de référence.

déviations par rapport à la trajectoire centrale. Ceci nous permettra de faire un développement en série de  $f_x$  et de nous limiter au premier ordre. Ainsi par exemple:

$$x_f = \left(\frac{\partial f_x}{\partial x}\right)_{z_f} x_i + \left(\frac{\partial f_x}{\partial \theta}\right)_{z_f} \theta_i + \left(\frac{\partial f_x}{\partial y}\right)_{z_f} y_i + \left(\frac{\partial f_x}{\partial \phi}\right)_{z_f} \phi_i + \left(\frac{\partial f_x}{\partial l}\right)_{z_f} l_i + \left(\frac{\partial f_x}{\partial \delta}\right)_{z_f} \delta_i \quad (2.9)$$

Ce type de développement peut se faire pour chacune des coordonnées. Ces relations entre coordonnées initiales et finales peuvent s'écrire à partir d'un formalisme matriciel :

$$\begin{pmatrix} x_f \\ \theta_f \\ y_f \\ \phi_f \\ l_f \\ \delta_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} & R_{14} & R_{15} & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} & R_{24} & R_{25} & R_{26} \\ R_{31} & R_{32} & R_{33} & R_{34} & R_{35} & R_{36} \\ R_{41} & R_{42} & R_{43} & R_{44} & R_{45} & R_{46} \\ R_{51} & R_{52} & R_{53} & R_{54} & R_{55} & R_{56} \\ R_{61} & R_{62} & R_{63} & R_{64} & R_{65} & R_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ \theta_i \\ y_i \\ \phi_i \\ l_i \\ \delta_i \end{pmatrix}$$

où

$$R_{11} = \left(\frac{\partial f_x}{\partial x}\right) \quad \text{etc....}$$

Cette matrice dite matrice de transfert et notée  $R$  nous informe sur les propriétés optiques du système. Un spectromètre peut se définir à partir de sa matrice de transfert au premier ordre  $R$ . Cette matrice contient donc ses caractéristiques

téristiques optiques les plus importantes.

L'un des concepts les plus importants d'un spectromètre est la surface focale. Pour l'introduire nous pouvons rester dans un sous-espace  $(x, \theta)$  où se déroule le mouvement horizontal et nous assimilerons les différents éléments magnétiques qui composent la ligne à des lentilles minces. Si l'on impose

$$R_{21} = \left( \frac{\partial f_x}{\partial \theta} \right)_{z_f} = \left( \frac{x}{\theta} \right) = 0,$$

nous dirons qu'au point  $z_f$  nous avons une focale, autrement dit en  $z_f$  la valeur finale de  $x$  ne dépend pas de la valeur initiale de  $\theta$ , ainsi toutes les particules avec la même impulsion qui diffusent avec n'importe quel angle  $\theta$  viendront se retrouver sur un même point de focalisation. Si nous restons encore dans le sous-espace  $(x, \theta)$  nous pouvons simplifier l'expression 2.9 en :

$$x_f = \left( \frac{\partial f_x}{\partial x} \right)_{z_f} x_i + \left( \frac{\partial f_x}{\partial \theta} \right)_{z_f} \theta_i \quad (2.10)$$

Ainsi sur une focale

$$x_f = \left( \frac{\partial f_x}{\partial x} \right)_{z_f} x_i = \left( \frac{x}{x} \right) x_i \quad (2.11)$$

L'élément  $\left( \frac{x}{x} \right)$  est le rapport de la valeur de la coordonnée  $x$  entre le point initial  $z_i$  et final  $z_f$ .

Nous allons revenir dans l'espace à 6 dimensions pour présenter quelques éléments intéressants de la matrice R [Mit94].

- $R_{11}(R_{33})$  est le grandissement horizontal (vertical) c'est à dire le rapport de la taille image à celle de l'objet
- $R_{12}(R_{34})$  caractérise la focalisation horizontale (verticale) (cm/mrad).
- $R_{21}(R_{43})$  est l'inverse de la distance focale.
- $R_{22}(R_{44})$  est le grossissement horizontal (vertical) c'est à dire le rapport entre l'angle initial et final.
- $R_{16}(R_{36})$  caractérise la dispersion horizontale (verticale) (cm/ %).
- $R_{26}(R_{46})$  est la dispersion angulaire horizontale (verticale) (mrad/ %).

Dans le cas des faisceaux secondaires dont l'émittance est très grande, l'hypothèse des faibles déviations par rapport à la trajectoire centrale n'est plus vérifiée, et il est nécessaire de prendre en compte le développement complet de  $f_x$ , incluant toutes les aberrations. A titre d'exemple, la figure 2.14 compare le profil horizontal du faisceau issu de SISSI, depuis le point objet de SPEG (voir plus loin) jusqu'au plan focal, lorsqu'on fait le calcul simplement au premier ordre (tirets), et lorsqu'on inclut les aberrations du second ordre (trait continu). Ces figures montrent clairement que les aberrations ne peuvent pas être négligées.

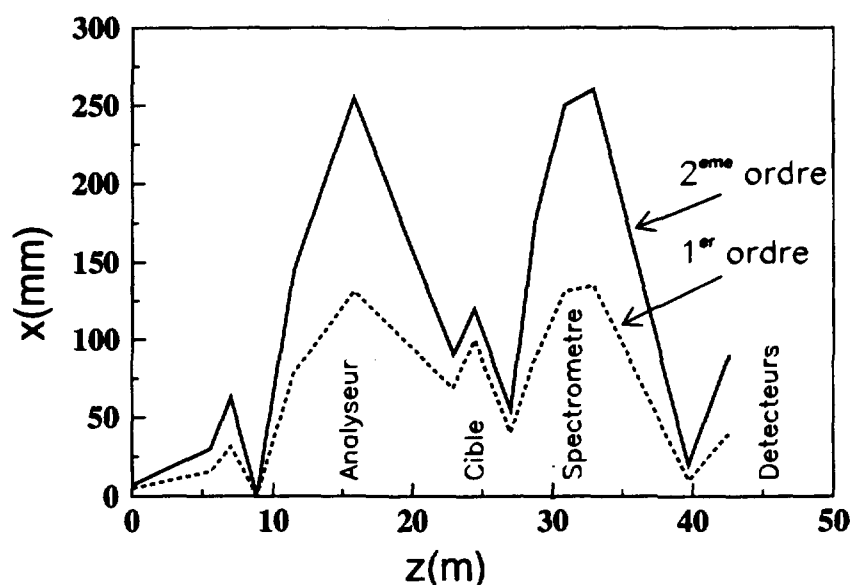


Figure 2.14: *Enveloppes des faisceaux au premier et deuxième ordre.*

### 2.3.3 Principe d'un spectromètre à perte d'énergie

Le principe d'un spectromètre à perte d'énergie est illustré sur la figure 2.15 [Fer]. Dans un tel spectromètre, la cible de réaction est placée entre deux ensembles magnétiques constitués généralement de dipôles, quadrupoles et sextupoles: l'analyseur (avant la cible) et le spectromètre (après la cible).

L'analyseur disperse le faisceau sur la cible C et est réglé de telle façon que toutes les trajectoires correspondant à la même réaction se retrouvent au même endroit de la focale du spectromètre. Par exemple, si l'on se place dans le cadre de la diffusion élastique sur une cible infiniment lourde, les particules diffusées ne



perdent pas d'énergie et sont focalisées en B.

Néanmoins, dans le cas d'une diffusion inélastique (ou tout autre scénario qui correspond à perte d'énergie), les particules diffusées n'auront plus l'énergie du faisceau ( $\delta \neq 0$ ) et seront focalisées en un point B' différent de B, la distance  $d$  entre B et B' étant  $d = R_{16}\delta$  (figure 2.15).

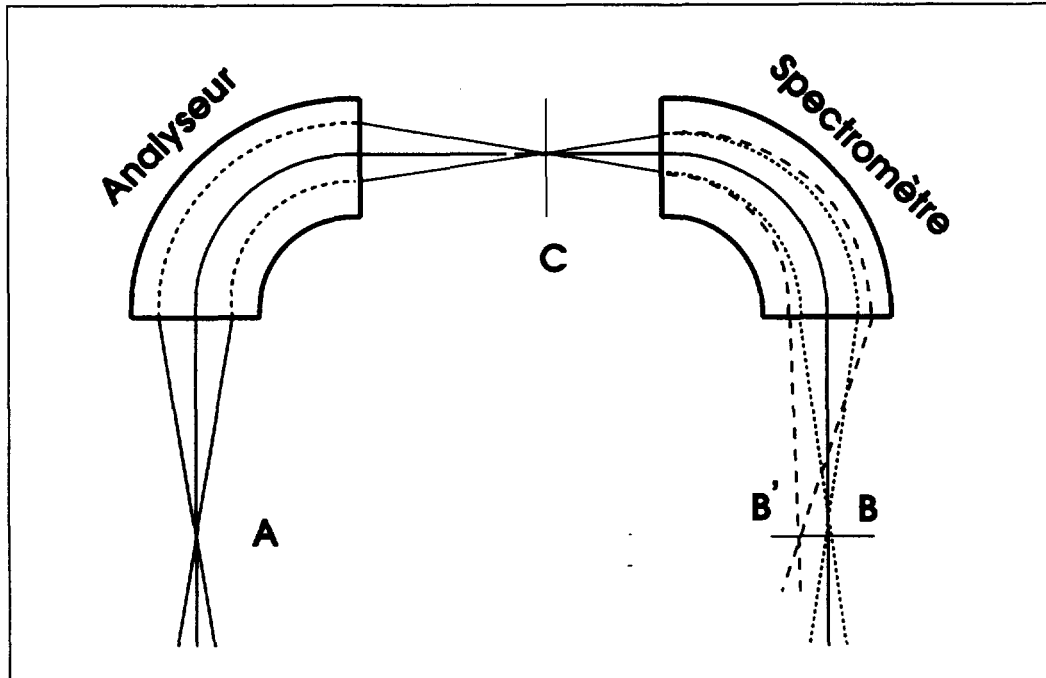


Figure 2.15: *Spectromètre à perte d'énergie.*

Ainsi, la position en  $x$  sur le plan focal (lieu des points image) d'un spectromètre de ce type dépendra de la perte d'énergie par les particules diffusées et non (du moins au premier ordre) de leur énergie incidente. Un autre point à préciser est celui de la résolution du spectromètre, autrement dit, la distance  $d$  la plus petite que l'on est capable de distinguer sur le plan focal du spectromètre. Le dipôle analyseur a pour but d'atteindre une résolution maximale, sensiblement meilleure que la résolution en moment du faisceau incident.

#### a) Résolution du spectromètre

Nous allons maintenant parler plus en détail des éléments qui interviennent dans la résolution du spectromètre et pour finir nous ferons le point sur la

résolution obtenue lors de cette expérience avec des faisceaux légers instables.

Considérons un ensemble optique avec une dispersion  $R_{16}$  donnée, et  $R_{12}=0$  (image point-point). Dans ce cas on peut écrire [Mit94]

$$x_f = \left(\frac{x}{\delta}\right) \delta + \left(\frac{x}{x}\right) x_0 \quad (2.12)$$

Si on se place dans le cas le plus simple de particules du même moment  $\delta=0$ , on obtient une relation très simple qui nous permet de connecter la "tache" image avec la "tache" objet

$$x_{f0} = \left(\frac{x}{x}\right) x_0 \quad (2.13)$$

Si on veut être capable de séparer des particules de moments différents il faut que la séparation des taches soit supérieure ou égale à la tache objet ( $2x_0$ ).

Ainsi la différence d'impulsion minimale  $\delta_{min}$  que nous pouvons séparer est:

$$\left(\frac{x}{\delta}\right) |\delta_{min}| \geq 2 \left(\frac{x}{x}\right) x_0 \quad (2.14)$$

$$\delta_{min} = \left(\frac{2R_{11}x_0}{R_{16}}\right) = \text{résolution} \quad (2.15)$$

Dans le cas du SPEG les ordres de grandeur sont  $\delta_{min} \approx 10^{-4}$ ,  $2R_{11}x_0 \approx 1\text{mm}$  et  $R_{16} \approx 10\text{m}$ .

La résolution dépend directement des caractéristiques du dipôle utilisé (dans notre cas l'analyseur). Nous pouvons aussi écrire cette équation d'une autre façon.

En effet, l'angle final d'une particule à la sortie du dipôle est directement proportionnel à la dispersion. Ainsi l'information sur la résolution minimale est contenue dans l'angle de sortie. Pour fixer les notations, nous appellerons  $\Theta_0$  l'angle de la particule à l'entrée du dipôle,  $\Theta_d$  l'angle de déviation du dipôle et  $\Theta_s$  l'angle de la particule à la sortie du dipôle. Pour que deux particules de moment différent puissent être distinguées il faut que l'angle qui les sépare  $\Delta\Theta_s$  soit donc supérieur ou égal au double de l'angle d'entrée  $2\Delta\Theta_0$  (voir figure 2.16)

$$\Delta\Theta_s \geq 2\Delta\Theta_0 = 2 \left(\frac{x_0}{d}\right) \quad (2.16)$$

Si l'on tient compte des relations  $l_d = 2\Theta_0 d$ ,  $\Delta\Theta_s = \Theta_d \delta$ ,  $\Theta_d = L_d \rho_d$  et de la figure 2.16 on obtient l'équation suivante:

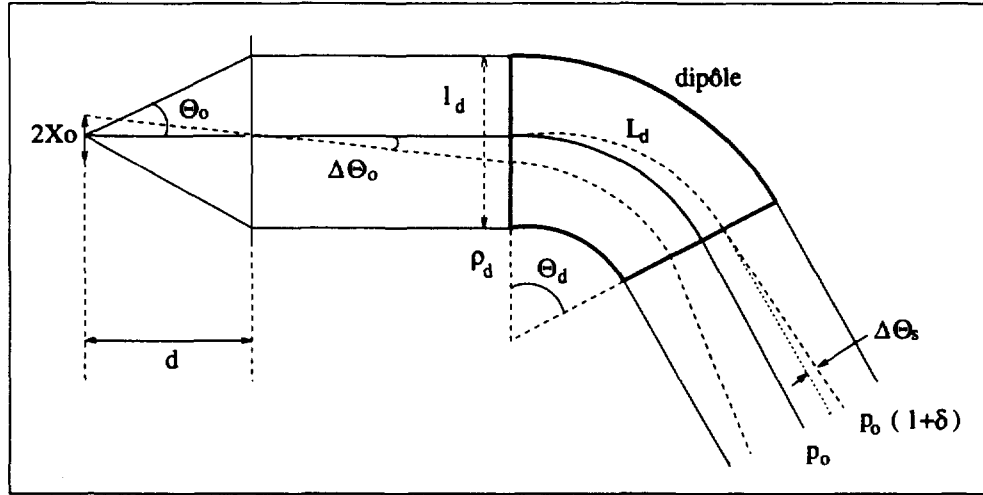


Figure 2.16: Résolution et émittance.

$$\delta_{min} = \frac{4x_0\Theta_0}{l_d L_d} \rho_d \quad (2.17)$$

Pour une taille du point objet et une acceptance angulaire donnée, la résolution ne dépend que du rayon de courbure et de l'angle du dipôle. A nouveau une application numérique pour le cas particulier de SPEG, donne pour  $x_0=0.5\text{mm}$ ,  $\Theta_0=35\text{mrad}$ ,  $\rho_d=2.4\text{m}$ ,  $\Theta_d=85^\circ$  et  $l_d=50\text{cm}$  une résolution  $\delta_{min} \approx 10^{-4}$ .

Le produit  $4x_0\Theta_0$  est l'émittance du faisceau. Cette émittance avant la réaction peut être déterminée à l'aide de coupures mécaniques. Ceci veut dire que même avec des faisceaux exotiques on peut retrouver à l'entrée du dipôle analyseur la même taille que pour des faisceaux primaires et puisque le dipôle est le même on devrait retrouver dans les deux cas la même résolution.

Toutefois la résolution observée expérimentalement dans notre expérience, ainsi que dans les expériences ultérieures réalisées avec des faisceaux secondaires légers, n'a jamais été meilleure que  $\delta = 5.10^{-4}$ .

Il semble que cette perte de résolution soit liée en partie à la faible perte d'énergie des ions légers dans les chambres à dérive (voir paragraphe 2.4.2), et en partie à l'optique de SPEG. Plus précisément SPEG n'est pas un spectromètre parfaitement achromatique dans le sens où le terme  $\Theta/\delta$  de l'ensemble (analyseur + spectromètre) n'est pas nul. Cet effet est négligeable avec des faisceaux primaires de très faible émittance, mais peut devenir important lorsque la divergence

Dispersion	8.1659 cm par % en moment
Résolution	$\Delta p/p = 10^{-4}$
Grandissement horizontal	0.8
Grandissement vertical	4.7
Angle solide ( $\pm 35$ mrd horizontal et vertical)	$5.10^{-3}$ sr
Rayon de l'orbite moyenne	2.4 m
Déviations de l'orbite moyenne	85 deg
Acceptance en moment	7%
Longueur de la focale	60. cm
Inclinaison de la focale par rapport à l'axe optique	8 deg

Tableau 2.4: *Caractéristiques de SPEG*

angulaire du faisceau augmente.

## 2.4 Caractéristiques de SPEG

Les caractéristiques du SPEG sont regroupées dans le tableau 2.4 [Bia89].

La figure 2.17 présente une vue schématique du SPEG. On peut distinguer sur cette figure les deux parties du spectromètre séparées par la cible.

La première partie est la voie d'analyse avant la cible, dont le dipôle a pour rôle de compenser la dispersion en énergie du faisceau incident et détermine ainsi la résolution du système. Avant l'analyseur, les deux quadropoles  $Q_{25}$  et  $Q_{26}$  forment une image intermédiaire (focalisation horizontale et verticale) et permettent également de compenser l'ouverture angulaire du faisceau sur la cible. A la sortie de l'analyseur les deux quadropoles  $Q_{32}$  et  $Q_{33}$  ajustent l'image (verticale et horizontale) donnée par le dipôle au niveau de la cible. Ils ont aussi pour mission de contrôler les valeurs des dispersions angulaire et spatiale du faisceau au niveau de la cible. Sur la ligne se trouve aussi un sextupole qui, avec les shims électriques et mécaniques du dipôle permet de corriger des aberrations

$$\left( \frac{x}{\theta^2} \right) \quad \text{et} \quad \left( \frac{x}{\phi^2} \right)$$

sur la cible.

La deuxième partie de la ligne (après la cible) est le spectromètre. Il est constitué d'un quadropole, d'un sextupole, de deux dipôles et enfin un quadropole.

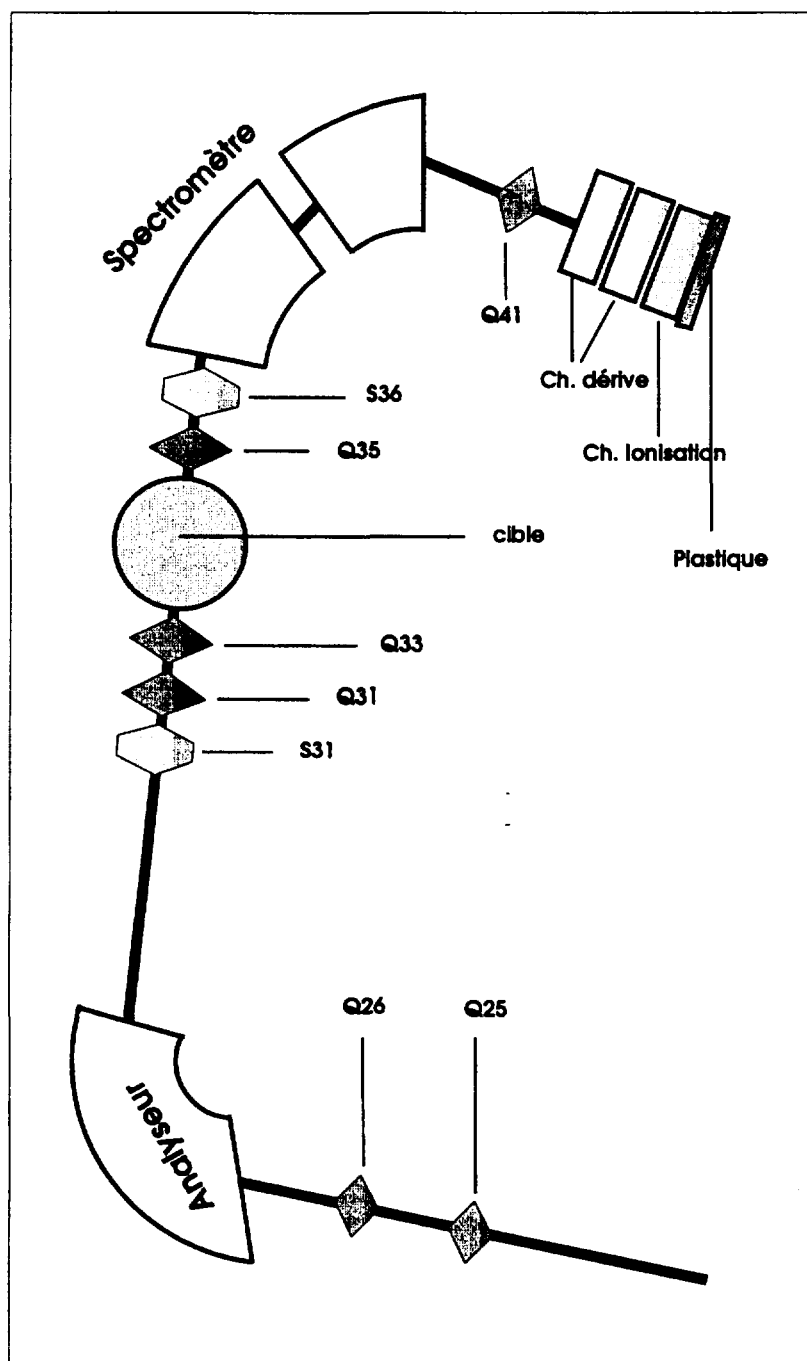


Figure 2.17: Schéma du spectromètre à perte d'énergie du GANIL : SPEG.

Les éléments principaux de cette section sont les deux dipôles de type C. Cette structure en C permet aux particules du faisceau incident ayant une rigidité magnétique supérieure à celle des particules diffusées de sortir du champ magnétique. Le faisceau est ainsi collecté sur un arrêt blindé situé entre les deux dipôles. En amont des dipôles se trouve un quadrupole ( $Q_{35}$ ) focalisant dans le plan vertical pour donner aux particules une direction sensiblement parallèle au plan médian de l'aimant du spectromètre et un sextupole ( $S_{36}$ ) servant à minimiser les aberrations

$$\left(\frac{x}{\phi^2}\right) \quad \text{et} \quad \left(\frac{y}{\theta\phi}\right).$$

A nouveau dans cette partie, l'action combinée de l'inclinaison des faces de sortie des dipôles, des shims électriques et du sextupole  $S_{36}$  minimise les aberrations:

$$\left(\frac{x}{\theta^2}\right) \quad \text{et} \quad \left(\frac{y}{\phi^2}\right)$$

Le dernier élément magnétique rencontré par les particules diffusées est un quadrupole ( $Q_{41}$ ) qui contrôle la dispersion angulaire au niveau du plan focal.

Un point important est la compensation des effets cinématiques dus à l'ouverture angulaire du spectromètre. Ces effets cinématiques deviennent importants quand le domaine angulaire couvert est suffisamment large. Pour un certain angle  $\theta_0$  du spectromètre, des particules avec une impulsion  $p_0$  rentrent avec un angle compris entre  $\theta_0 + \Delta\theta_0$  et  $\theta_0 - \Delta\theta_0$ ,  $\Delta\theta_0$  étant l'acceptance angulaire du spectromètre. Ces particules suivent des trajectoires différentes qui vont se couper au point de focalisation (figure 2.18).

A cause de la cinématique de la réaction, les particules diffusées à l'angle  $\theta_0 - \Delta\theta_0$  ont, pour un Q de réaction donnée, plus d'énergie, sont donc moins courbées et leurs trajectoires se coupent en aval de la focale théorique. Il en est de même pour les particules diffusées à l'angle  $\theta_0 + \Delta\theta_0$  qui ont moins d'énergie et sont donc plus courbées (figure 2.18).

Au voisinage de l'angle  $\theta_0$  on peut développer

$$\delta = \frac{dp}{p}$$

Ainsi:

$$\delta = K\Delta\theta + K'\Delta\theta^2 \quad (2.18)$$

avec

$$K = \frac{1}{p} \frac{dp}{d\theta} \quad K' = \frac{1}{2p} \frac{d^2p}{d\theta^2}$$

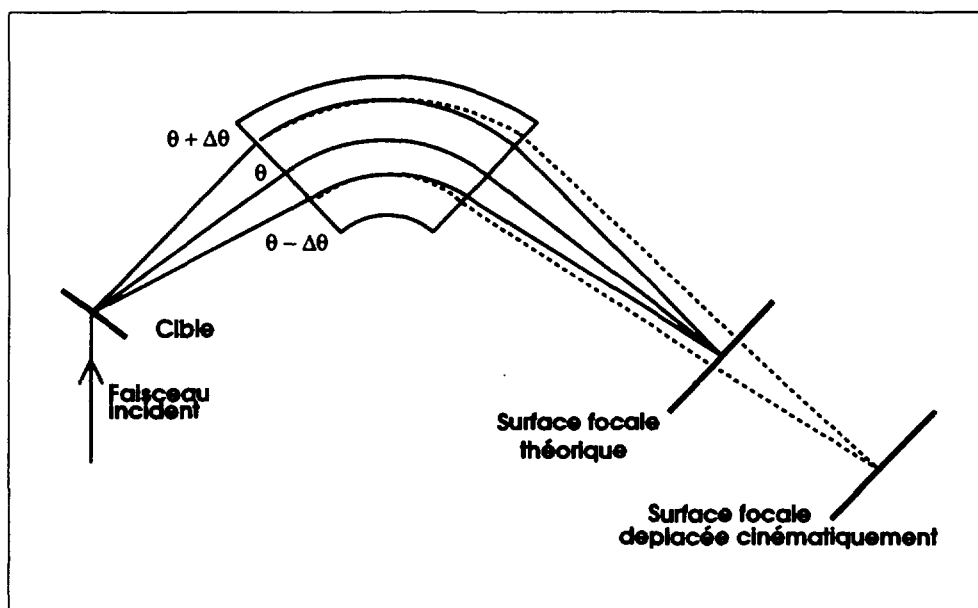


Figure 2.18: *Déplacement cinématique de la focale*

La correction cinématique consiste à compenser les effets défocalisants dus aux termes  $\Delta\theta$ ,  $\Delta\theta^2$ . Le quadrupole  $Q_{41}$  est réglé de manière à corriger la dispersion angulaire horizontale. Le terme en  $\Delta\theta^2$  peut être corrigé grâce aux shims électriques. Dans le cas où les effets cinématiques au premier ordre ne sont pas corrigés, la focale peut reculer de 70cm pour une variation de  $K$  de 0.1 .

#### 2.4.1 La chambre à réaction et les cibles

La cible se trouve installée au centre de la chambre à réaction. Cette chambre construite en acier inoxydable a un rayon utile de 91 cm et 1.3 m de hauteur maximale. Elle est équipée d'un porte-cibles capable d'héberger six cibles différentes.

Les cibles utilisées pour la première fois dans cette expérience et par la suite dans toutes les expériences réalisées avec des faisceaux exotiques sont différentes en forme et en taille de celles utilisées d'habitude pour des faisceaux stables. Il s'agit de cibles rectangulaires de 10 cm de large par 3.0 cm de haut. La taille des cibles est imposée par la dispersion de l'analyseur (10 cm/%) et par la largeur en moment attendue pour les faisceaux secondaire (1%).

Pour l'expérience nous avons 5 cibles de polypropylène ( $(CH_2)_3$ ), d'épaisseur différentes (30 $\mu$ m, 50 $\mu$ m, 100 $\mu$ m, 200 $\mu$ m, 1mm ) et un cadre vide. La disposition de ces cibles est présentée sur la figure 2.19.

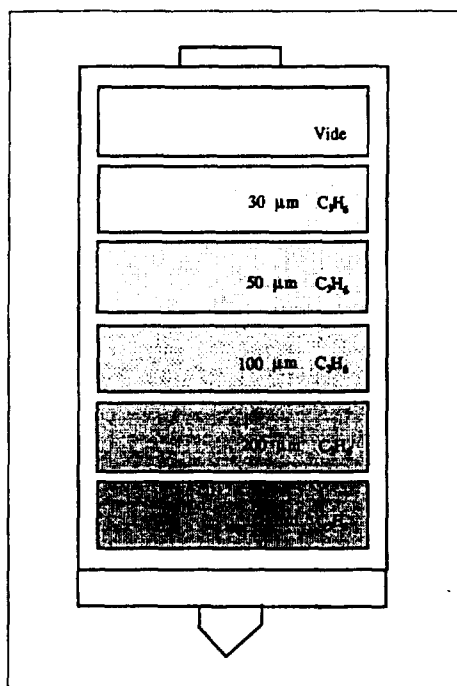


Figure 2.19: Portecibles et cibles pour l'expérience E229.

A l'intérieur de la chambre à cibles se trouvent aussi trois couronnes concentriques pouvant tourner autour de la cible et permettant d'installer différents détecteurs auxiliaires.

### 2.4.2 Détecteurs du plan focal du SPEG

Différents types de détecteurs assurent la détection au niveau du plan focal du SPEG. Ils ont des dimensions utiles d'environ 80 cm de large sur 12 cm de haut. La chambre à vide est découpée en plusieurs modules, un pour chacun des détecteurs ce qui permet d'avoir des configurations différentes pour chaque expérience. Le rôle de ces détecteurs est d'identifier et de localiser les particules diffusées par la cible après une réaction nucléaire. Pour notre expérience les détecteurs utilisés sont les suivants:

1. Deux chambres à dérive équipées chacune d'un compteur proportionnel. Les mesures de position nous permettent à partir de la reconstruction de trajectoires de connaître le moment et l'angle des particules diffusées. L'intégration de la charge collectée par le fil du compteur proportionnel



nous donne la perte d'énergie de la particule diffusée dans le gaz de la chambre.

2. Une chambre à ionisation ou chambre de Bragg qui nous donne un signal proportionnel à la perte d'énergie de la particule à l'intérieur de la chambre.
3. Un détecteur plastique qui arrête en général les particules. Le signal que l'on obtient correspond à l'énergie résiduelle des particules. L'association des signaux  $\Delta E$  (chambre de Bragg) et  $E$  (détecteur plastique) nous permet d'identifier toutes les particules diffusées.

La figure 2.20 montre la disposition de ces détecteurs.

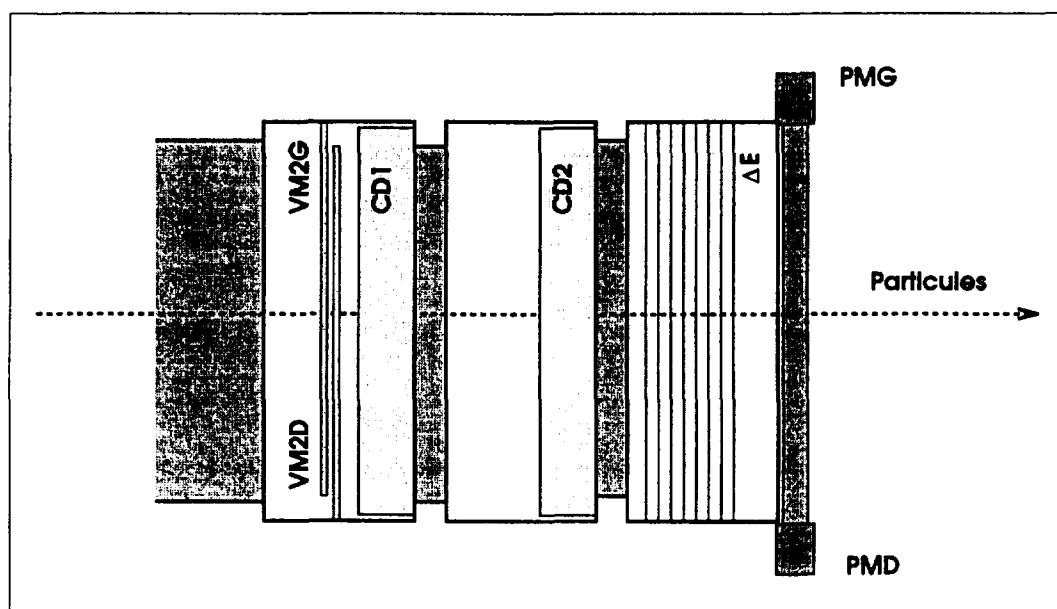


Figure 2.20: *Vue schématique des détecteurs du plan focal du SPEG pour l'expérience E229.*

Nous décrivons par la suite un peu plus en détail le mode de fonctionnement de ces détecteurs.

#### a) Chambres à dérive

Les chambres à dérive du plan focal du SPEG sont des détecteurs gazeux de 80cm de largeur utile, 12 cm de hauteur utile et 10 cm d'épaisseur [Vil89]. Un des avantages des chambres à dérive est leur possibilité d'accepter une grande variété d'ions. L'épaisseur de 10 cm assure une perte d'énergie suffisante pour obtenir des signaux de bonne qualité même pour les ions les plus légers (jusqu'au

Carbone). Les fenêtres d'étanchéité sont très minces ( $2.5\mu\text{m}$ ) pour réduire au maximum la dispersion spatiale des trajectoires. Le gaz utilisé est de l'isobutane à une pression de l'ordre d'une vingtaine de mb.

Une chambre à dérive est constituée de deux parties différentes (figure 2.21): une région de dérive qui travaille dans le régime des chambres à ionisation et un compteur proportionnel où se produit le phénomène d'avalanche.

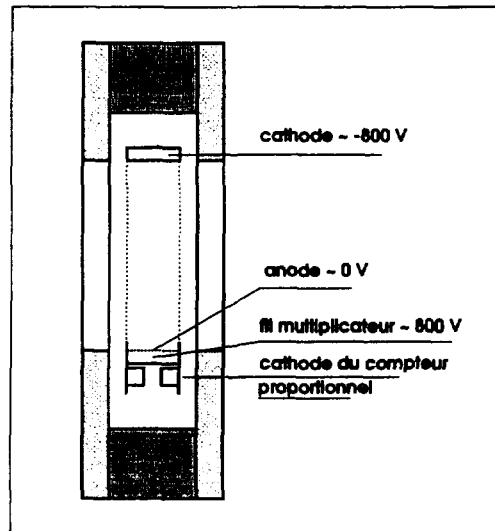


Figure 2.21: Vue schématique d'une chambre à dérive

Après le passage d'un ion dans le milieu gazeux, des électrons sont créés. Le champ électrique uniforme produit par la différence de potentiel entre l'anode et la cathode ( $V_C \approx -800\text{V}$ ) fait migrer ces électrons vers l'anode. Le fil (F) du compteur porté à une tension de  $V_F \approx 800\text{V}$  permet de multiplier le nombre d'électrons grâce au phénomène d'avalanche. Les électrons collectés sur le fil chargent par induction la cathode du compteur proportionnel. Cette cathode est découpée en fines bandes de  $2\text{ mm}$  séparées par une distance de  $2.5\text{ mm}$  et connectées entre elles par des lignes à retard. Cette méthode permet d'avoir une information sur le point où l'induction a eu lieu.

Les informations que l'on peut obtenir d'un détecteur de ce type sont multiples.

- ↪ La position d'incidence dans le plan vertical est donnée par le temps de dérive des électrons à l'intérieur de la chambre. La vitesse de dérive des électrons dans la chambre est faible si on la compare à la vitesse des particules diffusées. Ceci nous permet de dire que le temps d'arrivée de l'ion dans la chambre est le même que celui d'arrivée au détecteur plastique qui

se trouve derrière. Ainsi notre temps de dérive sera mesuré par la différence de temps entre le signal donné par le détecteur plastique et le signal collecté sur le fil du compteur proportionnel.

- ↪ La position horizontale d'incidence de l'événement est déduite de la différence du temps d'arrivée du signal des deux côtés de la ligne à retard.
- ↪ L'intégration de la charge collectée par le fil du compteur proportionnel permet aussi de connaître la perte d'énergie de l'ion dans la chambre. La qualité de cette information énergétique est moyenne à cause de la basse pression dans les chambres et du faible nombre d'électrons créés.

A ce sujet, une explication possible de la perte de résolution mentionnée au paragraphe 2.3.3, pourrait être reliée au faible nombre d'électrons  $\delta$  produits dans nos détecteurs par les faisceaux légers étudiés dans notre expérience. Ce faible nombre peut jouer un rôle très important parce que les fluctuations statistiques deviennent très importantes et risquent de fausser complètement la mesure de la résolution des détecteurs. Pour être plus quantitatifs nous allons faire une estimation assez grossière du nombre d'électrons  $\delta$  qui sont produits pour un de nos faisceaux secondaires.

Pour commencer on peut rappeler l'équation qui donne le nombre d'électrons  $\delta$  d'énergie donnée ( $E_\delta$ ) créés lors de l'ionisation primaire.

$$n_\delta(E_\delta) \propto cte \frac{Z_p^2}{E_i} \quad (2.19)$$

Dans cette expression  $Z_p^2$  est la charge de la particule diffusée et  $E_i$  son énergie incidente.

D'autre part, la perte d'énergie d'une particule dans un milieu peut s'exprimer selon l'équation:

$$\Delta E \propto cte' \frac{Z_p^2}{E_i} \quad (2.20)$$

A partir des équations 2.19 et 2.20 on déduit donc que

$$\frac{n_\delta(E_\delta)}{\Delta E} = cte. \quad (2.21)$$

L'énergie ( $E_\delta$ ) que nous considérons est autour de 1KeV et elle correspond à un parcours de 1cm dans l'isobutane à 20mb (gaz qui remplit les chambres à dérive).

A partir des données de la référence [Spa92] on peut évaluer le nombre d'électrons  $\delta$  d'énergie  $\geq 1\text{KeV}$  qui sont créés dans la réaction  $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$  à 3.5 A.MeV. Ce nombre, par  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  de  $^{12}\text{C}$  est:

$$n_{\delta}(1\text{KeV})/1\mu\text{g}/\text{cm}^2 = 40 \quad e^{-}$$

L'épaisseur équivalente à 10 cm d'isobutane à 20mb (caractéristiques d'une chambre à dérive de SPEG) étant  $\approx 500\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Ceci signifie que dans le cas d'un faisceau de  $^{238}\text{U}$  de l'ordre de 20000 électrons  $\delta$  seraient créés dans notre détecteur.

La perte d'énergie du  $^{238}\text{U}$  à 3.5 A.MeV dans  $1\text{mg}/\text{cm}^2$  de  $^{12}\text{C}$  [Hub90] est

$$\Delta E_{^{238}\text{U}} = 160\text{MeV}/\text{mg}/\text{cm}^2$$

alors que la perte d'énergie du  $^6\text{He}$  à  $\approx 41$  A.MeV dans  $1\text{mg}/\text{cm}^2$  de  $^{12}\text{C}$  [Hub90] est

$$\Delta E_{^6\text{He}} = 0.053\text{MeV}/\text{mg}/\text{cm}^2$$

Tout ceci nous permet donc finalement de déduire que le nombre d'électrons  $\delta$  qui sont créés par le  $^6\text{He}$  à  $\approx 41$  A.MeV dans la chambre à dérive de SPEG est de l'ordre de 5  $e^{-}$ .

Il est clair que des fluctuations statistiques sur un nombre aussi faible sont très importantes et peuvent donc fausser complètement le centre de gravité du signal de sortie. Ceci se traduit par un élargissement du  $\sigma$  de ce signal et donc par une perte de résolution.

Une possible solution pour augmenter ce faible nombre de électrons  $\delta$  serait tout simplement d'augmenter la pression des chambres. Ceci implique une augmentation du voltage appliqué, or pour cette expérience on a travaillé au voltage maximal qui pouvait être supporté par nos chambres.

Il paraît donc évident que si l'on veut améliorer la résolution pour les noyaux légers il faut remplacer les actuels détecteurs du plan focal par d'autres où la méthode de calcul des centres de gravité serait différente et donc moins sensible à ce type de fluctuations.

Il existe aussi d'autres sources qui peuvent contribuer à cette perte de résolution. Ainsi, nous avons mis en évidence une importante contribution due à la dispersion en moment du faisceau. Nous avons fait un calcul TRANSPORT [Car95] prenant comme point de départ un faisceau avec une certaine dispersion en moment  $\delta=1\%$  (déviations des particules par rapport à la trajectoire centrale de référence) et nous avons calculé l'optique de la ligne du faisceau à partir d'une

“tache” objet au niveau du plan focal de SPEG de seulement 0.1 mm en  $x$  et  $y$  et avec divergence angulaire nulle.

On a observé l’image finale au niveau du plan focal de SPEG. Dans le cas d’un calcul au premier ordre on retrouve sur le point focal une focalisation comparable à celle que l’on obtient avec un faisceau de faible dispersion en moment ( $\delta \approx 0.1\%$ ). Toutefois, si l’on fait le calcul au deuxième ordre on retrouve au point de focalisation une “tache” image de  $\pm 2.5\text{mm}$  qui n’est plus négligable. Ceci nous indique une dépendance quadratique en  $\delta$  (aberration de deuxième ordre en  $(x/\delta^2)$ ) qui mérite d’être corrigée dans le futur afin d’améliorer la résolution de nos détecteurs.

### b) Chambre à Ionisation

La chambre à ionisation occupe un des caissons de la détection du plan focal. Elle a une largeur utile de 70 cm et une hauteur de 12 cm (voir figure 2.22). Le gaz utilisé est l’isobutane.

Elle est composée d’un ensemble de 17 feuilles de mylar d’épaisseur  $1.5\mu\text{m}$  métallisées sur les deux faces. Les différentes feuilles de mylar sont séparées de 4.27 cm.

Ces feuilles de mylar définissent deux à deux des compartiments séparés. Chacun de ces secteurs peut être relié à un amplificateur indépendant ce qui permet d’obtenir huit signaux différents. Ils peuvent être reliés et donner un seul signal qui représente alors la perte d’énergie totale dans les huit secteurs. C’est cette dernière configuration qui a été utilisée pour notre expérience.

La fenêtre d’entrée est en kapton. Elle est placée à 2 cm de la première feuille de mylar et son épaisseur est variable en fonction de la pression du gaz à l’intérieur. Pour notre expérience où la pression utilisée était de 500 mb, l’épaisseur du kapton était de  $75\mu\text{m}$ .

### c) Scintillateur plastique

Ce détecteur consiste en une lame de plastique scintillante BC400(NE102A) de 72 cm de large 15 cm de haut et 2 cm d’épaisseur

Le scintillateur convertit une fraction de la perte d’énergie de l’ion qui le traverse en une impulsion lumineuse (désexcitation des molécules scintillantes). La lumière de scintillation est vue aux deux bouts du scintillateur par deux photomultiplicateurs portés à  $\approx 1.5\text{ kV}$ .

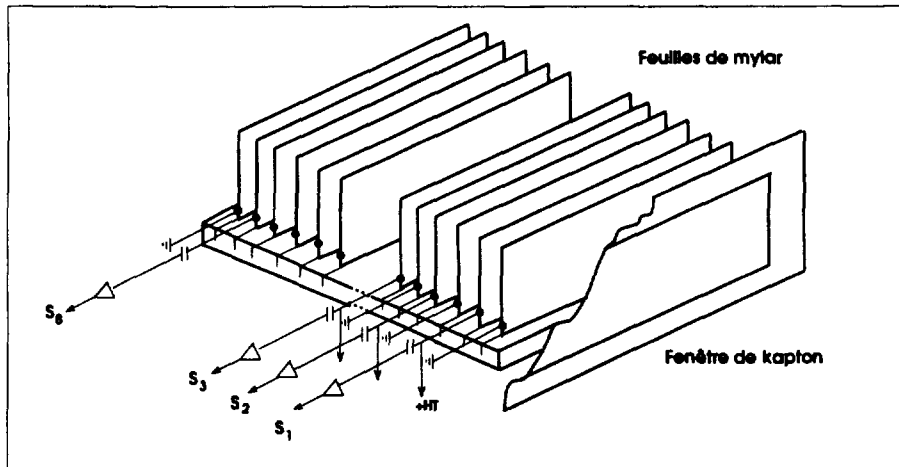


Figure 2.22: *Vue schématique de la chambre à ionisation*

Chaque photomultiplicateur (droit et gauche), enregistre un signal d'énergie  $E_{plg}$ ,  $E_{pld}$  et un signal de temps  $T_{plg}$ ,  $T_{pld}$ . L'information temporelle du détecteur est obtenue par différence entre le signal haute fréquence (HF) de l'accélérateur et un de ces deux signaux temps.

Ce signal sert de déclenchement pour l'acquisition des informations délivrées par l'ensemble de la détection. Dans le cas où les particules sont complètement arrêtées au bout de ce détecteur, le signal  $E = \sqrt{(E_{plg} * E_{pld})}$  est une mesure de l'énergie résiduelle des particules après la traversée des chambres à dérive et de la chambre à ionisation.

Dans notre expérience, certaines particules diffusées n'étaient pas arrêtées dans le détecteur plastique. Toutefois pour ces particules légères, la mesure de la perte d'énergie  $\Delta E$  et de l'énergie dans le plastique a suffi pour une identification sans ambiguïté (figure 2.12).

## 2.5 Electronique et acquisition

Les figures 2.23 à 2.28 montrent un schéma simplifié de l'électronique associée à la détection de l'expérience. Dans ce schéma nous pouvons distinguer trois parties:

1. L'électronique associée aux détecteurs du plan focal du spectromètre (figures 2.23 et 2.24), plus le scintillateur plastique placé dans la chambre à réaction (fig 2.27).

2. L'électronique des détecteurs de faisceau placés dans l'arête de Poisson (jonction Si et galettes de microcanaux) et qui ont servi à mieux contrôler le faisceau secondaire (notamment pour estimer la transmission en moment et en angle du faisceau (section 2.2.2) )(figures 2.25, 2.26).
3. Enfin, l'électronique très simplifiée du détecteur à neutrons EDEN (figure 2.28).

sigle	nom
PA	Pre-amplificateur
AL	Amplificateur lent
AR	Amplificateur rapide
AFR	Amplificateur à filtre rapide
CFD	Discriminateur à fraction constante
DGG	Generateur de porte
TAC	Convertisseur temps-amplitude
Porte Leblanc	Porte integratrice
FAN I/O	Module Entrée-sortie
ET	Module de coïncidences ET
OU	Module de coïncidence OU
PSA/T-SCA	Analyseur en forme du signal/ Analyseur temps- monocanal
ADC	Convertisseur analogique-digital
PM	Photomultiplicateur
FCC8	Discriminateur à 8 bits
TDC8	Convertisseur temps-amplitude
RDV	Generateur de porte
QDC	Integrateur de charge

Tableau 2.5: *Nomenclature des modules électroniques*

Le principal problème de cette électronique est lié au couplage entre l'acquisition sur le bus CAMAC utilisé pour les détecteurs du plan focal de SPEG, les détecteurs de faisceau et le plastique de la chambre à réaction, et l'acquisition sur le bus FERA utilisé pour les modules d'EDEN. Une des différences entre ces deux systèmes est la vitesse de lecture. Le temps de lecture FERA est de 110 nanosecondes par donnée, tandis que le temps de lecture CAMAC est de l'ordre de quelques microsecondes par donnée. Ceci signifie que les signaux provenant des différents systèmes sont asynchrones. Pour pouvoir réaliser le couplage entre les deux acquisitions, il faut synchroniser tous les signaux provenant des différents systèmes. Ce processus de synchronisation se fait événement par événement et est illustré sur le chronogramme de la figure 2.29.

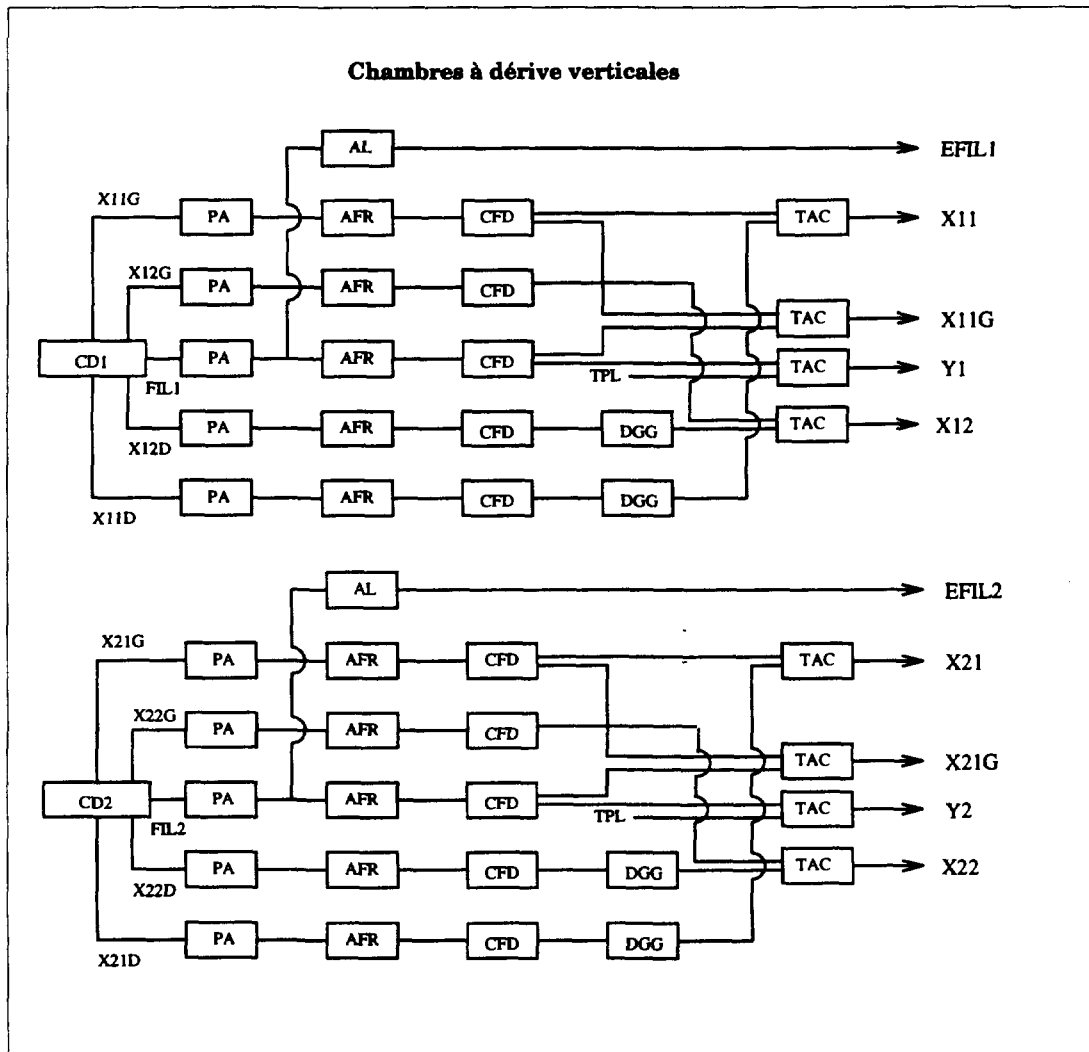


Figure 2.23: *Electronique des chambres à dérive pour l'expérience E229*



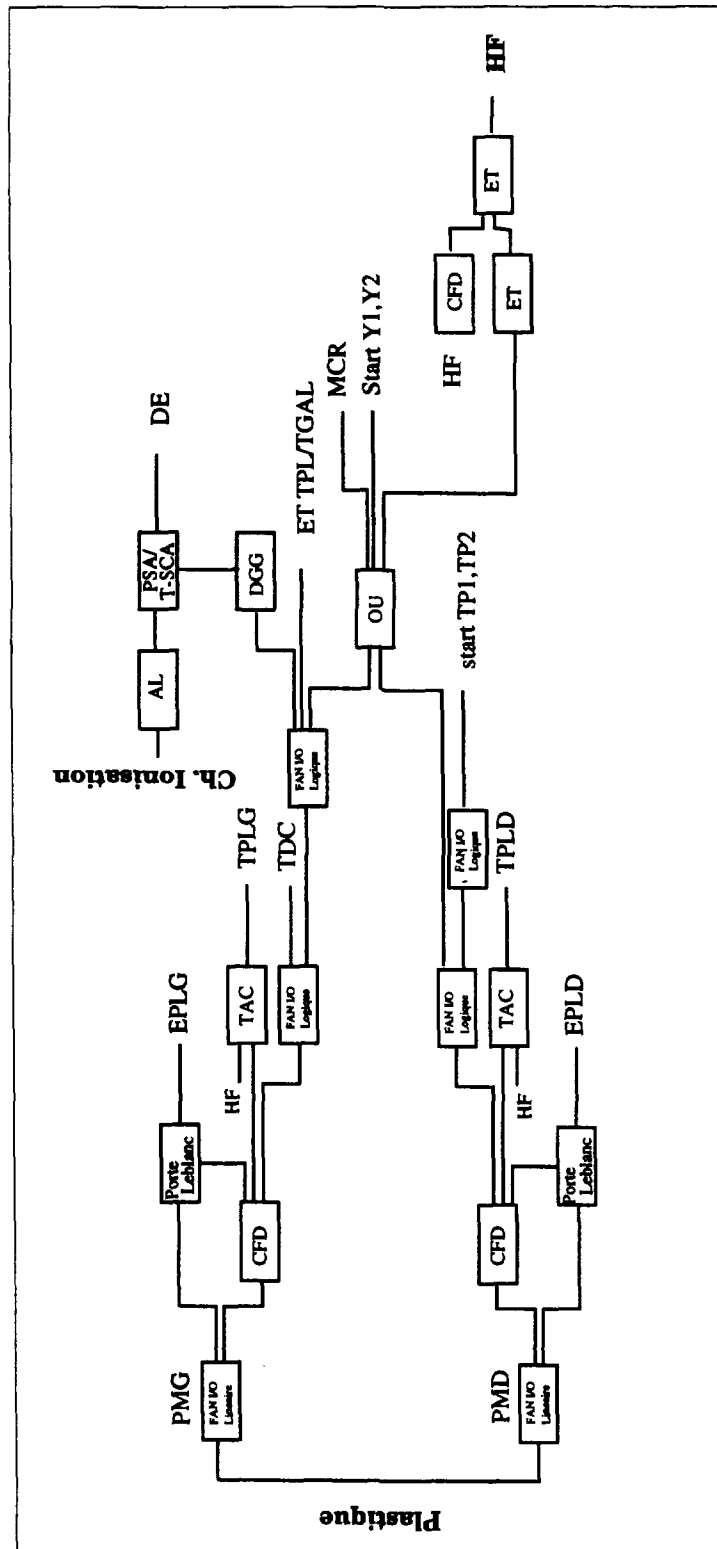


Figure 2.24: *Electronique du plastique et la chambre à ionisation pour l'expérience E229*

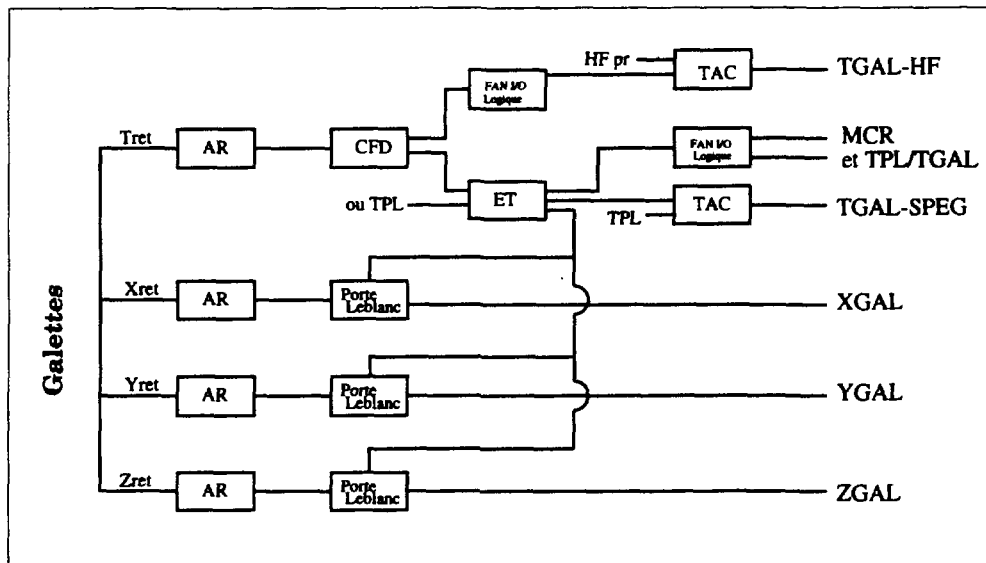


Figure 2.25: *Electronique des galettes à microcanaux placés dans l'arête de Poisson pour l'expérience E229*

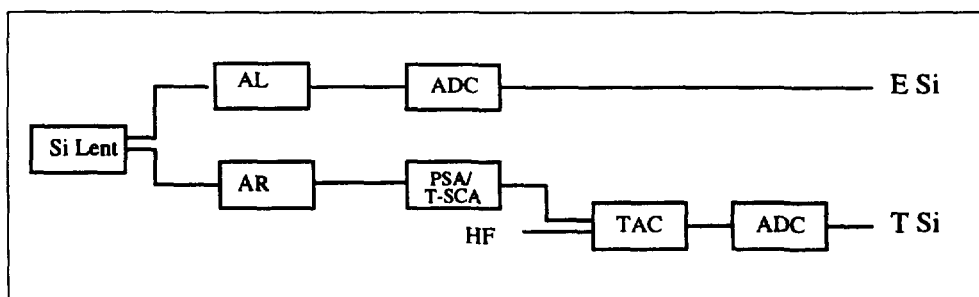


Figure 2.26: *Electronique du détecteur de Silicium placé dans l'arête de Poisson pour l'expérience E229*

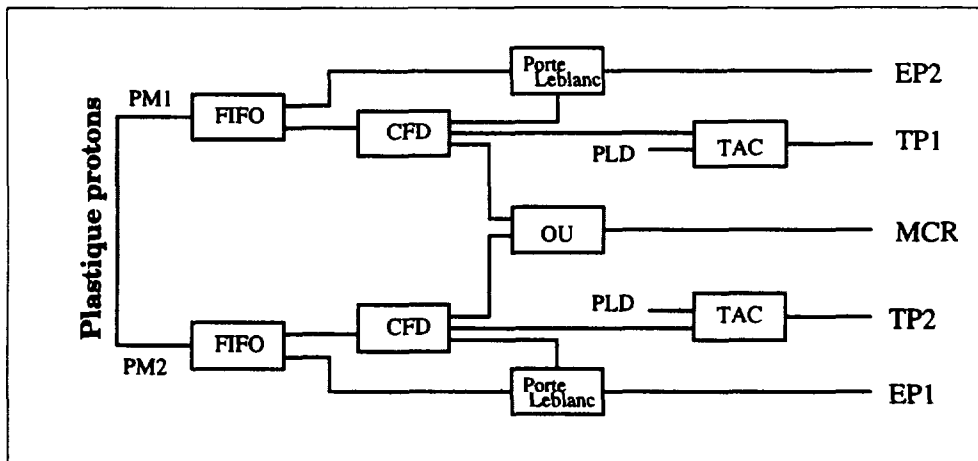


Figure 2.27: *Électronique du détecteur plastique situé dans la chambre à réaction*

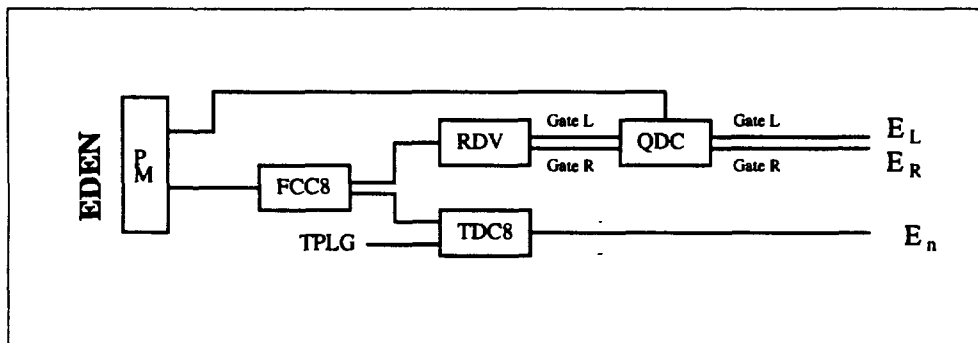


Figure 2.28: *Électronique simplifiée des modules d'EDEN pour l'expérience E229*

A chaque événement, le module de coïncidences rapides (MCR) déclenché par le signal rapide délivré par le scintillateur plastique, analyse la configuration arrivée sur ses 5 voies d'entrée. Si la configuration est reconnue comme valide, le MCR génère un signal OK qui déclenche les fenêtres de codage pour les différents codeurs ("trigger").

Un module SFC (Séquenceur d'Acquisition FERA-CAMAC) [Oli94] permet de gérer une acquisition des données avec les standards de bus FERA et CAMAC, dans un mode de fonctionnement sans tampon. Pour le module SFC, le démarrage d'une séquence d'acquisition se caractérise par l'émission du signal OK délivrée par le "trigger" de l'expérience. A la réception du signal OK, le module SFC va générer un signal ACC d'acceptation de l'événement vers le frontal VME

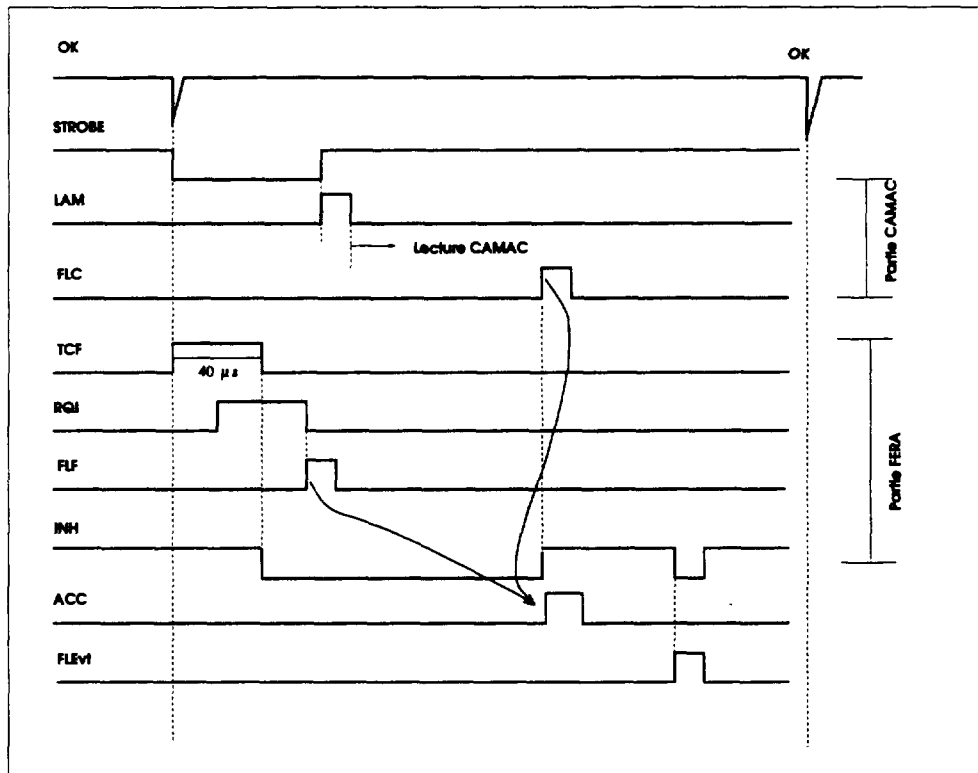


Figure 2.29: Chronogramme de l'acquisition d'un événement pour l'expérience E229

d'acquisition. Ce signal ACC n'est généré qu'à partir du moment où les données numérisées ont été stockées dans les tampons FIFO des coupleurs associés aux bus FERA et CAMAC.

Les parties CAMAC et FERA de cette acquisition sont traitées différemment.

- Pour l'acquisition sur bus CAMAC, le module SFC envoie un signal LAM au coupleur CAMAC après le temps de conversion de toutes les données. Ce LAM démarre le logiciel d'acquisition qui gère d'une part la lecture des données dans le tampon FIFO du CAMAC, et d'autre part l'envoi d'un ordre au module SFC pour lui signaler la fin de lecture.
- Pour l'acquisition sur bus FERA, le module SFC attend la fin du temps de conversion maximum des codeurs liés à ce bus, puis détecte la fin du transfert des données vers le tampon FIFO du FERA

Ainsi, le signal ACC, produit par l'occurrence de ces deux étapes, valide la fin de lecture de l'événement par les différents coupleurs. Dans le même temps, le module SFC active les signaux de libération vers les codeurs et le "trigger". Ce

sigle	nom	module
OK	arrivée d'un signal physique	MCR
STROBE	Fenêtre d'intégration	SFC
LAM	Look at me	SFC
FLC	Fin de lecture CAMAC	SFC
TCF	Temps conversion FERA	SFC
RQI	Request	SFC
FLF	Fin lecture FERA	SFC
INH	Inhibition	SFC
ACC	Accept	SFC
FLEvt	Fin lecture événement	SFC

Tableau 2.6: *Nomenclature des signaux électroniques*

signal est envoyé vers la carte IFV. L'acquisition est alors dans un état d'attente d'un nouvel événement.

La réception du signal ACC par la carte IFV génère un signal qui démarre le programme de traitement de l'événement. Le processeur de filtrage (PF) du frontal d'acquisition vient alors lire les différents tampons FIFO. Pendant cette phase, le module SFC génère un signal d'inhibition INH des transferts sur le bus FERA, pour interdire l'écriture des données FERA dans les FIFOs tant que le PF n'a pas lu les données de l'événement précédent. Quand le dernier des FIFO est vidé, le PF envoie un ordre de fin de lecture sur la carte IFV qui la transmet au module SFC qui lui-même autorise par le signal INH, l'écriture des données FERA suivantes.

Ces événements sont enregistrés sur bandes magnétiques. Une partie de ces événements peut être traitée en ligne, ce qui permet le contrôle de tous les paramètres pendant le déroulement de l'expérience. Tout un programme d'analyse a été développé autour de cette expérience permettant d'obtenir les différentes grandeurs physiques à partir des événements bruts donnés par les codeurs.

# Chapitre 3

## Présentation des données

Dans le chapitre précédent nous avons présenté le dispositif expérimental nécessaire pour le déroulement de l'expérience.

Nous pouvons passer à la présentation des données brutes obtenues lors de l'expérience, des méthodes de calibration des instruments utilisés et des procédures suivies pour convertir ces données brutes en données physiques.

### 3.1 Etalonnages

Toute expérience de physique nucléaire a besoin de calibrations qui permettent d'étalonner les détecteurs utilisés afin de pouvoir transcrire les données brutes dans les unités physiques correspondantes. Dans notre cas, un étalonnage en énergie (plus exactement en impulsion) et en angle (horizontal et vertical) est nécessaire pour reconstituer les trajectoires suivies par les fragments et ainsi calculer l'angle de diffusion et l'énergie perdue au cours de la réaction.

#### 3.1.1 Etalonnage en moment du plan focal

L'étalonnage en moment du plan focal a été réalisé, non pas avec le faisceau secondaire, mais avec le faisceau primaire de  $^{13}\text{C}$  ralenti à 40 A.MeV ce qui correspond à un  $(B\rho)=2.0892$  T.m . Pour cet étalonnage, SPEG est placé à  $0^\circ$  et le faisceau pinceau est envoyé directement dans les détecteurs du plan focal. Afin d'obtenir un taux de comptage raisonnable sur les détecteurs, toutes les fentes de l' $\alpha$ , les fentes objet de SPEG et les lèvres en  $\Theta$  et  $\Phi$  qui définissent l'ouverture angulaire après la cible étaient très fermées (faisceau pinceau).

L'étalonnage effectué est un étalonnage en  $(B\rho)$  . A partir d'une valeur de départ pour le  $(B\rho)$  dite "centrale" (2.0892 dans notre cas) on fait des petites variations par pas de 1 % jusqu'à couvrir toute l'extension du plan focal de SPEG (au niveau du plan focal, l'acceptance en moment est de  $\pm 3.5$  %).

A chaque mesure on repère les centroïdes des positions horizontales des deux chambres à dérive. Les positions mesurées sont répertoriées dans le tableau 3.1.

$B\rho(\text{Tm})$	<i>Ch. Dérive 1</i>		<i>Ch. Dérive 2</i>	
	X11(cnx)	X12(cnx)	X21(cnx)	X22(cnx)
2.0892	3931.9	4123.1	3619.6	3942.6
2.110	3421.4	3595.1	3142.3	3427.3
2.131	2911.5	3069.0	2665.3	2914.1
2.1519	2398.5	2538.4	2184.7	2398.8
2.0683	4415.9	4622.4	4070.9	4431.9
2.0474	4910.4	5132.7	4532.9	4934.1
2.0265	5406.2	5645.1	4997.7	5441.6

Tableau 3.1: *Positions de passage du faisceau primaire ralenti dans les chambres à dérive*

De cette façon pour chacune des informations mesurées on peut faire la correspondance entre la variation en canaux élémentaires et la variation de  $(B\rho)$  exprimée en pourcentage. Ceci représente déjà un étalonnage en énergie, plus concrètement on obtient la variation en canaux associée à une variation de l'impulsion en pourcentage. On peut ensuite compte tenu de la dispersion horizontale au niveau de la focale (8.1659 cm/%), faire la correspondance entre canaux et centimètres.

Sur la figure 3.1 sont représentées les différentes courbes qui correspondent aux étalonnages (cm/canal), pour les différentes informations mesurées. A partir des points d'impact des particules sur les deux chambres à dérive, on peut calculer les équations des trajectoires rectilignes et trouver leur point d'intersection avec le plan focal qui est un plan incliné à  $8^\circ$  par rapport à la perpendiculaire à l'axe optique et dont la position est ajustée en fonction de la réaction étudiée.

### 3.1.2 Etalonnage en position verticale

Cet étalonnage est assez simple, et il est directement relié à la vitesse de dérive des électrons dans les chambres à dérive. Cette vitesse est de 200 ns/cm.

La gamme des TAC associés à ces mesures verticales est de 5  $\mu\text{s}$ . Cette gamme correspond donc à une longueur de dérive de 25cm. Comme ces mesures sont représentées sur des spectres de 8192 canaux on peut dire que l'étalonnage en position verticale des chambres à dérive est de  $3.0510^{-3}$  cm/canal.

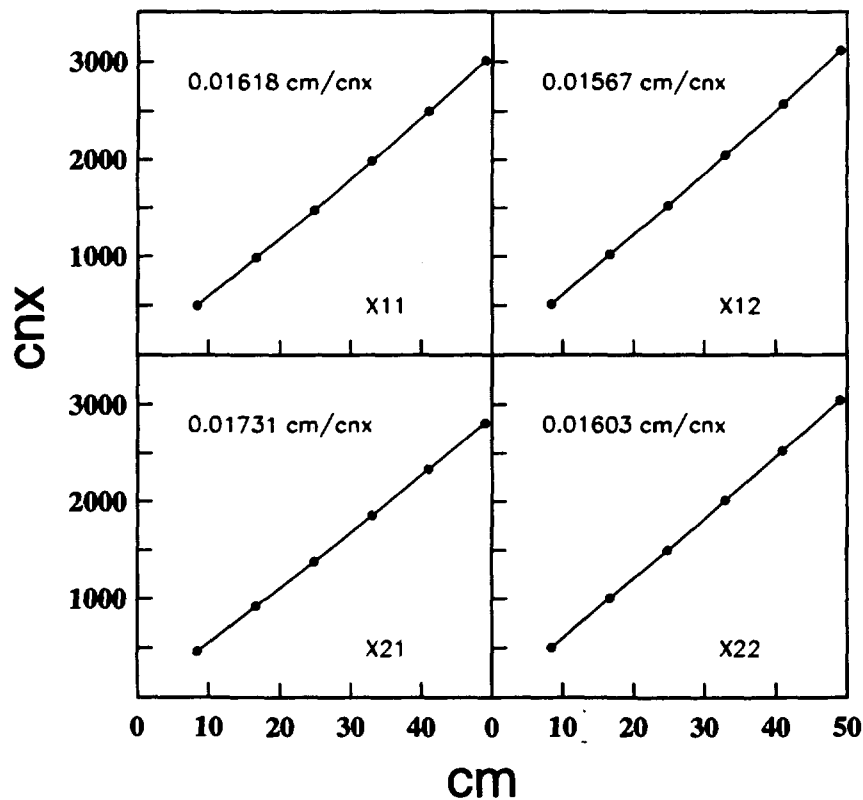


Figure 3.1: *Étalonnage en  $B\rho$*

### 3.1.3 Etalonnage angulaire

Le but ultime de cette expérience est d'avoir accès à l'angle de diffusion des fragments événement par événement. En principe, les seules informations que nous mesurons sont les angles dans le plan horizontal et vertical en canaux élémentaires au niveau du plan focal.

La méthode standard pour étalonner ces angles consiste à placer une grille constituée d'un ensemble de 45 fentes dans la chambre à réaction après la cible.

La procédure de la grille n'a pas été employée dans notre expérience, car la nouvelle chambre à réaction de SPEG venait d'être installée et le support mécanique pour loger la grille n'était pas prêt. Ceci ne représente pas un problème



insurmontable, et il est toujours possible d'obtenir un étalonnage à partir de la matrice de transport  $R$  et un repère de l'angle de diffusion absolu à partir d'une réaction nucléaire bien connue par comparaison avec un calcul cinématique.

D'une façon schématique nous pouvons remonter à l'angle de diffusion au niveau de la cible à partir des angles dans les plans vertical et horizontal mesurés au plan focal, à l'aide de la matrice  $R$ . Dans cette première approximation, seuls des termes du premier ordre interviennent (la matrice  $R$  exprime uniquement des dépendances linéaires des variables entre elles).

Lorsqu'on fait ce type d'analyse on s'aperçoit que l'approximation linéaire ne suffit pas, surtout lorsque les réactions se placent aux extrêmes de la focale où les dépendances d'ordre supérieur entre variables jouent un rôle très important. Ainsi lorsque l'on veut remonter à l'angle de diffusion au niveau de la cible, nous devons prendre en compte toutes les aberrations d'ordre supérieur. De plus, du côté haute énergie, où le plan focal vertical est mal défini, le calcul doit utiliser la coordonnée  $y$  au lieu de  $\Phi$ .

Ce type de problèmes, s'est déjà présenté dans de nombreuses expériences. Ceci a conduit à développer une méthode automatique pour les résoudre. La méthode utilisée prend comme point de départ une expérience pour laquelle la grille d'étalonnage a été utilisée. De cette façon, on obtient à la fois une bonne définition de l'angle  $\phi$  (à l'aide de la coordonnée  $y$ ), une correction des aberrations les plus importantes et un étalonnage angulaire (pour des informations plus approfondies sur cette procédure, consulter l'annexe A).

Cette méthode d'étalonnage a été largement testée avec des données provenant de différentes expériences avec des résultats très satisfaisants.

De plus un étalonnage angulaire en absolu a également été fait à l'aide de la cinématique. Dans notre cas, nous avons utilisé la diffusion élastique du faisceau primaire  $^{13}\text{C}$  sur une cible de  $(\text{CH}_2)_3$ . Cette comparaison permet de nous assurer que l'erreur commise dans l'étalonnage angulaire est de l'ordre de  $\approx 0.1^\circ$  en moyenne dans le repère du laboratoire.

### 3.2 Calcul de l'angle de diffusion

L'angle de diffusion est une des quantités physiques qui seront les plus importantes dans l'analyse. Cet angle est obtenu d'une manière indirecte et il mérite une explication détaillée de la manière dont il a été calculé ainsi que des approximations expérimentales qui ont été considérées.

A partir des angles  $\theta_{cible}$ ,  $\phi_{cible}$  et de l'angle auquel était placé le spectromètre  $\theta_{SPEG}$  on calcule l'angle de diffusion  $\theta_{diff}$  de la façon suivante à l'aide de la figure 3.2.

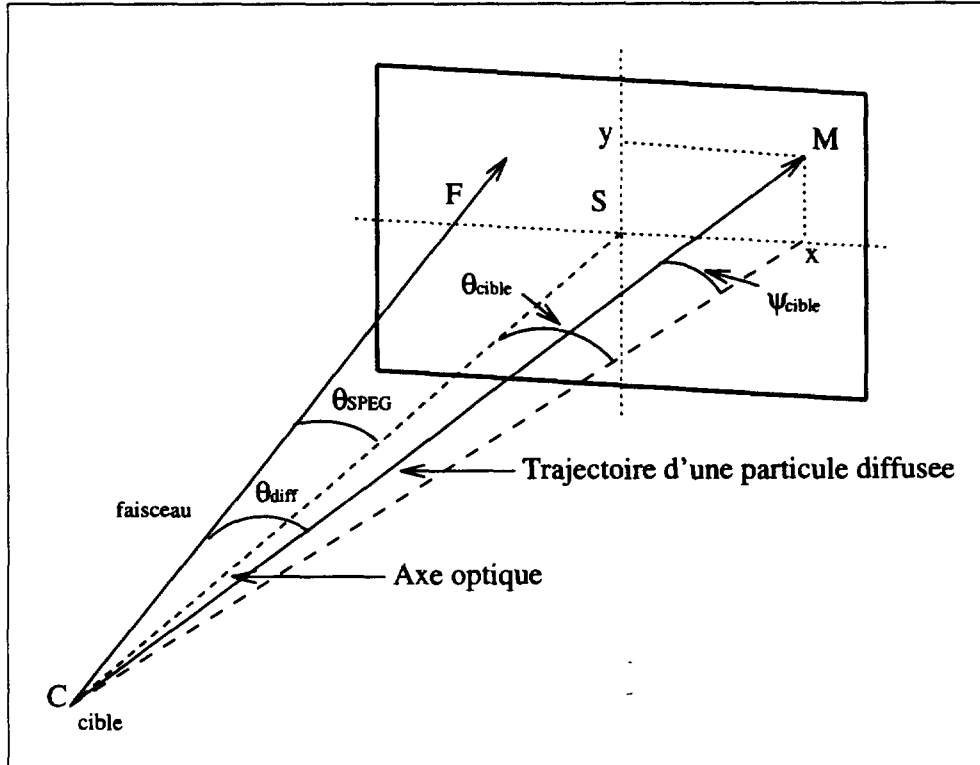


Figure 3.2: Représentation de la trajectoire d'une particule diffusée par rapport au faisceau

$$\cos\theta_{diff} = \frac{\cos(\theta_{SPEG} + \theta_{cible})}{\cos^2\theta_{cible} + \text{tg}^2\theta_{cible} + \text{tg}^2\phi_{cible}} \quad (3.1)$$

Ici, nous avons utilisé comme approximation que le faisceau est parfaitement perpendiculaire à la cible. Cette approximation qui, pour le cas des faisceaux stables, est parfaitement acceptable ne l'est pas toujours lorsque nous travaillons avec des faisceaux instables parce que la divergence angulaire de ces derniers peut devenir trop importante. Dans notre expérience, c'est cette divergence angulaire du faisceau incident qui a limité la résolution à la fois en énergie et en angle. Si l'on veut obtenir des mesures précises de distributions angulaires avec des faisceaux exotiques, il devient alors nécessaire de mesurer les angles d'incidence sur la cible des particules du faisceau.

### 3.3 Calcul de l'angle solide

Un point très important qui précède l'obtention des sections efficaces différentielles est le calcul de l'angle solide. En effet on obtient les distributions angulaires à partir des spectres bidimensionnels du type de la figure 3.5 en coupant des tranches en  $\Theta_{diff}$  et en intégrant le nombre de coups de chaque état. Il reste ensuite à évaluer l'angle solide associé à chacune des tranches en  $\Theta_{diff}$ .

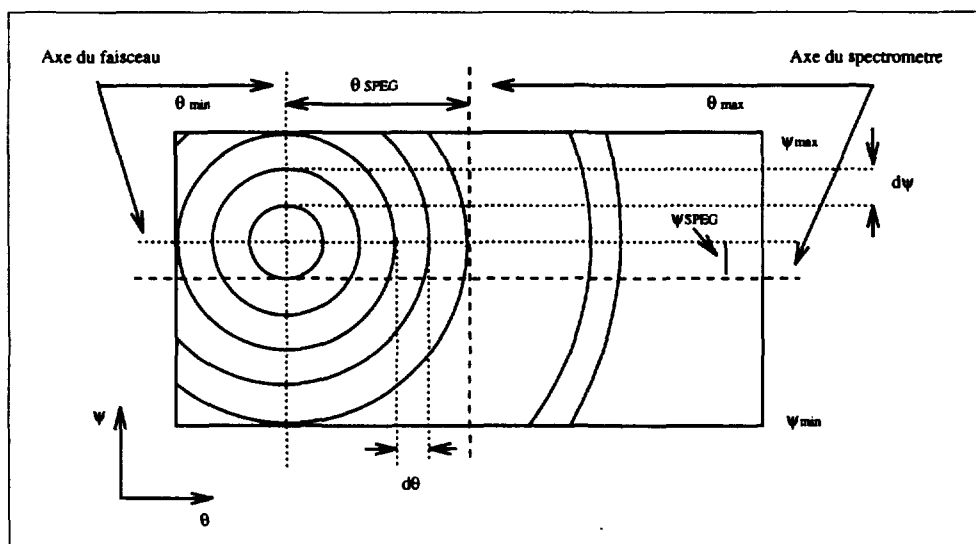


Figure 3.3: Découpage de l'angle solide en pavés  $d\theta$   $d\phi$  pour tenir compte de l'acceptance angulaire rectangulaire du spectromètre

Différents éléments doivent être pris en compte. L'acceptance angulaire du spectromètre est délimitée mécaniquement par les lèvres horizontales et verticales du spectromètre qui peuvent se déplacer jusqu'à  $\pm 2^\circ$  dans les deux plans. Ces valeurs pour les ouvertures sont toujours définies par rapport à l'axe du spectromètre.

Un point qui affectera considérablement le calcul de l'angle solide surtout au voisinage du zéro degré est un éventuel décentrage du faisceau incident. Les erreurs commises dans l'estimation de l'angle solide ont une répercussion très forte sur la détermination de la section efficace différentielle. Ceci nous oblige à être extrêmement soigneux et à surveiller en continu le centrage du faisceau. Dans le cas des mesures de diffusion élastique cette surveillance a été réalisée à l'aide de la comparaison avec les calculs de la cinématique de la réaction. Dans le cas des mesures d'échange de charge nous avons profité du fait qu'elles ont pu être mesurées jusqu'à zéro degré et que l'on pouvait donc observer la symétrie par

rapport à cet angle.

Dans notre analyse nous avons rencontré de sérieux problèmes pour bien déterminer l'angle solide dans le cas de certaines mesures où les lèvres définissant l'acceptance angulaire du spectromètre avaient été ouvertes au delà de leur valeur maximale nominale, et où l'angle solide était très mal défini aux limites de l'ouverture angulaire.

Dans certains cas ceci nous a obligé à éliminer des points extrêmes de la distribution angulaire parce que l'erreur associée au calcul de l'angle solide était inacceptable.

Après toutes ces considérations la méthode retenue pour le calcul de l'angle solide a été

1. Premièrement le repérage du centrage du faisceau incident. Ce repérage est toujours effectué à l'aide de la comparaison avec la cinématique de la réaction: dans le cas de la diffusion élastique en comparant les spectres expérimentaux avec les calculs théoriques et dans le cas des réactions (p,n) en profitant de la symétrie de ces réactions autour de zéro degré.
2. Deuxièmement la détermination de sa position dans le plan délimité par les limites d'acceptance angulaire du spectromètre centré par rapport à l'angle du spectromètre.
3. Enfin on a fait une somme sur les éléments différentiels de surface  $d\theta d\phi$  compte tenu des coupures imposées par les lèvres d'ouverture angulaire de SPEG, pour déterminer l'angle solide de la tranche en  $\Theta_{diff}$ .

### 3.4 Identification des fragments diffusés

La sélection en rigidité magnétique n'assure qu'une sélection en moment (compte tenu de l'état de charge). Tous les noyaux qui vérifient l'expression  $B\rho = mv/q$ , arriveront au plan focal du spectromètre. Dans ce cas une identification des différentes particules diffusées s'impose.

Dans notre cas, cette identification est réalisée à l'aide d'une chambre à ionisation et d'un scintillateur plastique décrits dans le chapitre précédent (section 2.4.2). Ces deux informations physiques nous ont permis d'identifier sans aucune ambiguïté toutes les particules qui arrivent au plan focal du spectromètre.

La chambre à ionisation donne une information proportionnelle à la perte d'énergie subie par les particules qui la traversent. Cette perte d'énergie est obtenue à partir de la formule de Bethe pour estimer le pouvoir d'arrêt d'une particule dans la matière. L'expression de cette formule est

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N Z \left[ \log 2m_e v^2 I - \log(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (3.2)$$

Dans cette formule

- le signe - signifie qu'il s'agit d'une diminution de l'énergie
- $z$  est le nombre de protons de la particule incidente
- $v$  est la vitesse de la particule incidente
- $e$  est la charge d'un électron
- $m_e$  est la masse au repos de l'électron
- $N$  est le nombre de neutrons du matériau
- $Z$  est le nombre de protons du matériau
- $\beta = v/c$
- $I$  est un paramètre qui représente le potentiel d'ionisation du matériau

A partir de cette formule on peut arriver à exprimer la perte d'énergie en fonction de la masse atomique  $A$ , du nombre de protons  $Z$ , de l'état de charge de la particule  $q$  et de la rigidité magnétique de la ligne  $B\rho$  comme:

$$\Delta E \propto \frac{A^2 Z^2}{q^2} \frac{1}{(B\rho)^2} \quad (3.3)$$

Le signal détecté dans le scintillateur plastique qui est placé après la chambre à ionisation fournit une mesure de l'énergie déposée par les particules dans ce détecteur. L'expression de l'énergie résiduelle s'obtient aussi à partir de la formule de Bethe (3.2) et on peut l'exprimer à nouveau en fonction de la masse atomique, de l'état de charge et de la rigidité magnétique de la ligne de la manière suivant:

$$E \propto \frac{q^2}{A} (B\rho)^2 \quad (3.4)$$

La matrice d'identification que l'on a obtenue avec ces détecteurs est présentée sur la figure 3.4.

La disposition des isotopes dans la matrice d'identification n'est pas régulière en fonction de leur masse, car les plus légers ( ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  et  ${}^7\text{Be}$ ) n'étaient pas arrêtés dans le plastique.

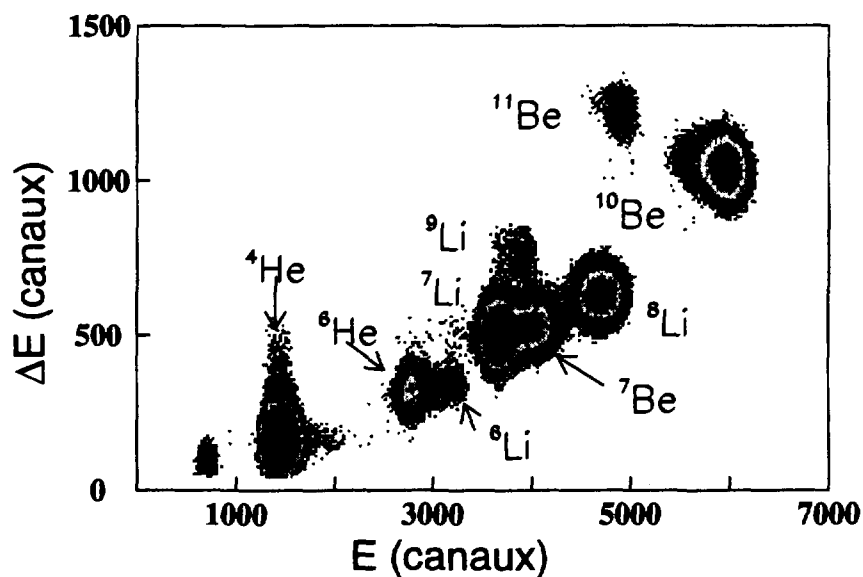


Figure 3.4: Matrice d'identification obtenue à partir de la chambre à ionisation (signal  $\Delta E$ ) et du scintillateur plastique (signal  $E$ )

## 3.5 Présentation des mesures faites

### 3.5.1 Diffusion élastique

Dans cette première expérience nous avons étudié la diffusion élastique des différents isotopes de notre faisceau secondaire sur la cible de polypropylène,  $((\text{CH}_2)_3)$ .

Les isotopes étudiés sont  $^6\text{He}$ ,  $^{10,11}\text{Be}$  et l'isotope stable  $^7\text{Li}$  largement étudié dans le passé et qui nous servira de test pour vérifier nos résultats. Les domaines angulaires qui ont pu être couverts sont assez limités, ils sont compris entre  $0.7^\circ$  et  $6^\circ$  dans le repère du laboratoire.

Du point de vue expérimental le grand succès de ces mesures est la bonne résolution en énergie atteinte lors de l'expérience, de l'ordre de  $\Delta E/E \approx 10^{-3}$ , et qui a permis d'obtenir une série des données pour lesquelles la diffusion élastique est dans tous les cas (sauf pour le premier état excité du  $^{11}\text{Be}$  à 320 KeV) parfaitement séparée des différentes contributions inélastiques.

Ces résultats sont uniques jusqu'à présent: pour la première fois dans une expérience utilisant les faisceaux secondaires produits par fragmentation, la réso-

lution en énergie était suffisante pour séparer l'état fondamental des états excités, sans utiliser des informations complémentaires telle que la détection du noyau de recul.

Un exemple de cette résolution en énergie est illustré sur la figure 3.5 a). Cette figure représente une matrice  $(x, \theta)$  dans le plan focal: il s'agit d'une mesure réalisée pour le système  $^{10}\text{Be} + (\text{CH}_2)_3$  avec le spectromètre placé à  $4^\circ$ .

La projection de la matrice  $(x, \theta)$  sur l'axe  $x$  donne le spectre en énergie figure 3.5 b). Dans ce spectre nous pouvons distinguer sans aucune ambiguïté de droite à gauche la diffusion élastique du  $^{10}\text{Be}$  sur  $^{12}\text{C}$ , la contribution inélastique du premier état excité du  $^{10}\text{Be}$  (à 3.368 MeV), la diffusion inélastique sur le premier état excité ( $2^+$ ) du  $^{12}\text{C}$  (à 4.439 MeV), et finalement la diffusion élastique du  $^{10}\text{Be}$  sur  $^1\text{H}$ .

La résolution en énergie a été déduite à partir de ce spectre en étudiant la largeur à mi-hauteur de la réaction  $^{12}\text{C}(^{10}\text{Be}, ^{10}\text{Be})^{12}\text{C}$ . Cette mesure de la résolution inclut les élargissements liés aux inhomogénéités de la cible, au straggling en énergie et à la cinématique de la réaction.

Deux remarques importantes peuvent aussi être faites par rapport à ce spectre.

- ↪ La première concerne le pic correspondant à la transition inélastique vers le premier état excité du  $^{10}\text{Be}$  dont la largeur est augmentée à cause de la désexcitation en vol de cet état par émission de  $\gamma$ .
- ↪ La deuxième observation concerne la diffusion élastique sur la cible d'hydrogène pour laquelle le pic est très large. Ceci est dû d'une part à la cinématique de la réaction, beaucoup plus violente que dans le cas de la diffusion élastique sur la cible de carbone et d'autre part à la grande ouverture angulaire du faisceau secondaire incident sur la cible ( $\Delta\theta \approx 0.3^\circ$ ).

Il est important de noter que les mesures de diffusion élastique ont été réalisées en coupant dans l'émittance du faisceau secondaire, justement pour limiter l'ouverture angulaire du faisceau sur la cible. Par exemple, pour les mesures d'échange de charge où le taux de comptage était beaucoup plus faible, et où il était par conséquent impossible de couper le faisceau, l'ouverture angulaire du faisceau était d'environ  $1^\circ$  (FWHM), ce qui n'était pas trop gênant dans ce cas où les distributions angulaires sont "douces", mais qui aurait été très pénalisant dans le cas de la diffusion élastique, en particulier sur le  $^{12}\text{C}$ , qui présente des oscillations très marquées.

Une aide précieuse que l'on a dans ce type d'analyses est la parfaite connaissance de la cinématique de la réaction. En particulier elle a été très utile pour

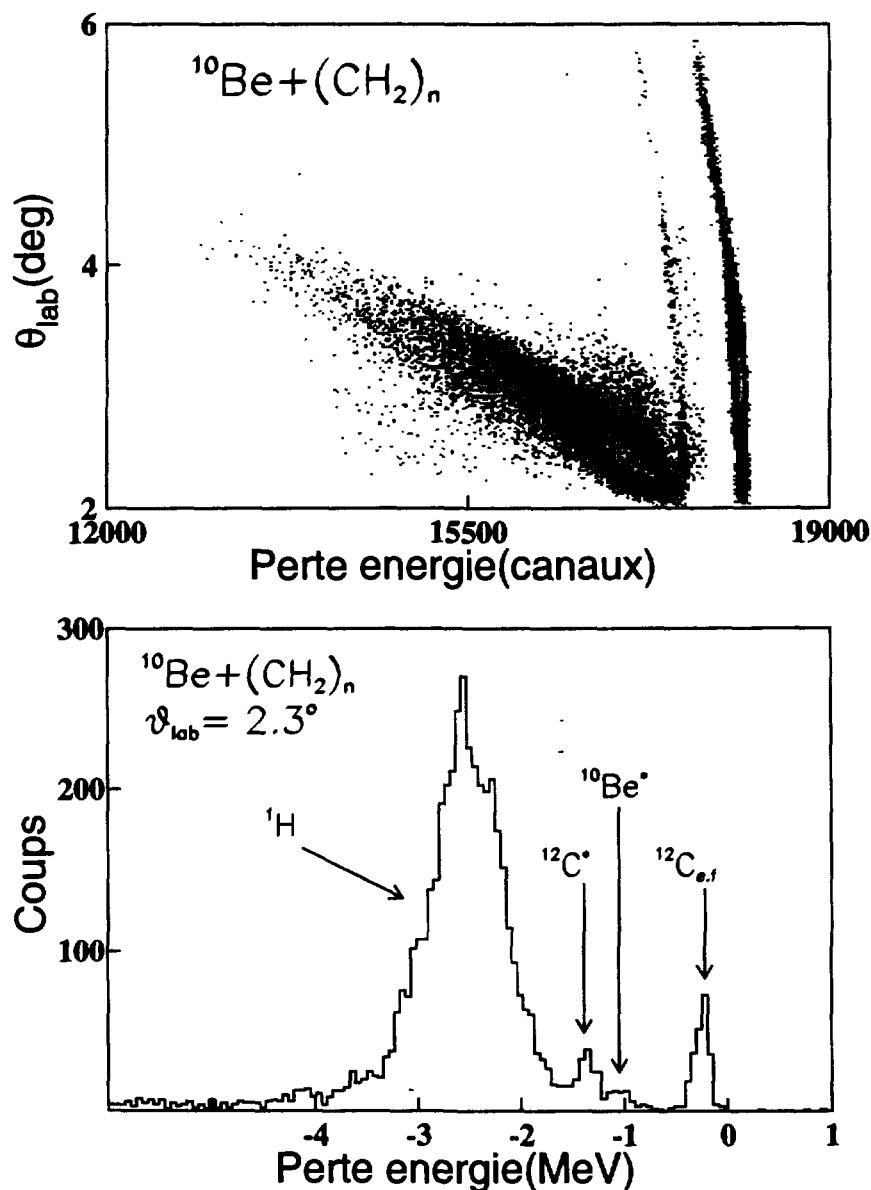


Figure 3.5: a) Matrice  $(x, \theta)$  dans la focale de SPEG pour la diffusion élastique du  $^{10}\text{Be}$  sur cible de polypropylène. b) Spectre en énergie sur lequel nous pouvons distinguer de droite à gauche différents pics qui sont associés dans l'ordre aux réactions suivantes  $^{12}\text{C}(^{10}\text{Be}, ^{10}\text{Be})^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(^{10}\text{Be}, ^{10}\text{Be}^*)^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(^{10}\text{Be}, ^{10}\text{Be})^{12}\text{C}^*$  et finalement  $^1\text{H}(^{10}\text{Be}, ^{10}\text{Be})^1\text{H}$ .



estimer la précision angulaire. Dans la figure 3.6 nous trouvons la simulation de la cinématique de la réaction pour le cas  $^{10}\text{Be} + (\text{CH}_2)_3$ . Il est facile d'obtenir pour des différents angles de diffusion quelle est la perte d'énergie relative entre deux réactions différentes. Ceci peut s'obtenir aussi expérimentalement. Ainsi pour une énergie donnée, l'écart entre l'angle de diffusion obtenu expérimentalement et à partir des calculs cinématiques nous donne une très bonne idée de la précision angulaire qui dans notre cas a été trouvée en moyenne de l'ordre de  $\Delta\theta = 0.1^\circ$  pour toutes les mesures de diffusion élastique.

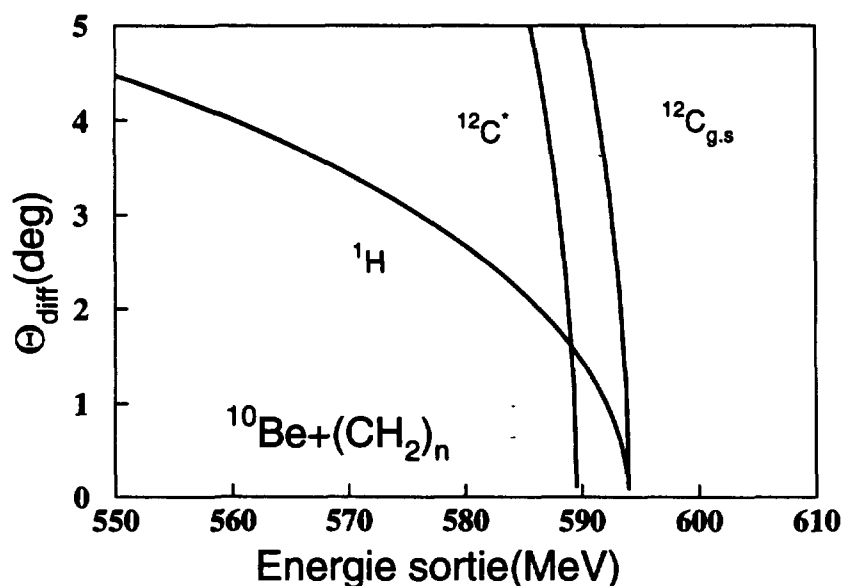


Figure 3.6: Simulations de la cinématique des réactions suivantes (dans l'ordre de droite à gauche)  $^{12}\text{C}(^{10}\text{Be}, ^{10}\text{Be})^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(^{10}\text{Be}, ^{10}\text{Be})^{12}\text{C}^*$ , et finalement  $^1\text{H}(^{10}\text{Be}, ^{10}\text{Be})^1\text{H}$ .

Les cinématiques ont été aussi très utiles car elles ont permis de corriger (avec la même technique employée pour estimer la précision angulaire) les problèmes de décentrage du faisceau tout au long de l'expérience. Ces problèmes, comme on l'a vu dans la section précédente 3.3 sont très importants pour calculer l'angle solide de la réaction et ils ont une influence très forte dans la détermination des sections efficaces différentielles, tout particulièrement pour les angles proches de zéro degré.

### 3.5.2 Réactions d'échange de charge (p,n)

Le but principal de l'expérience sur laquelle porte ce travail était l'étude des réactions d'échange de charge (p,n) induites par un faisceau de  ${}^6\text{He}$ . Deux états sont peuplés dans ces réactions: il s'agit du fondamental du  ${}^6\text{Li}$  et de son état excité à 3.56 MeV qui est l'état isobarique analogue du fondamental de  ${}^6\text{He}$ .

Le domaine angulaire qui a pu être couvert dans cette première expérience est comme dans le cas de la diffusion élastique assez réduit, il s'étend de  $0^\circ$  à  $4^\circ$  dans le repère du laboratoire. La figure 3.7 a) présente une matrice  $(x, \theta)$  pour ces réactions dans le plan focal de SPEG.

Ce type de mesures a été possible grâce à la grande différence de rigidité magnétique entre le faisceau et l'éjectile. La projection de cette matrice sur l'axe  $x$  donne le spectre en énergie (figure 3.7.b). Sur ce spectre nous pouvons distinguer trois pics correspondant à trois réactions différentes. Le pic à droite correspond à la réaction  $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})n$  et le pic à gauche est associé à la réaction  $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li}_{EIA})n$ . Le troisième pic beaucoup plus étroit que les autres a une nature différente. Il s'agit d'un phénomène atomique, plus précisément d'un faisceau de  ${}^6\text{Li}^{2+}$  qui se trouve en faible quantité dans le faisceau composite incident, et qui est épluché en  $3^+$  à la traversée de la cible. Il se retrouve donc sur la focale du spectromètre dont la rigidité magnétique a été réglée pour la réaction d'échange de charge.

Ce troisième pic est important parce qu'il nous fournit des informations directes sur notre faisceau secondaire. En particulier il nous a permis d'estimer la largeur angulaire du faisceau pour ce type de mesures qui était de l'ordre de  $1^\circ$  (FWHM). De plus, ce pic d'épluchage nous a permis de vérifier le centrage du faisceau au cours des mesures d'échange de charge, car par définition ce pic doit être centré autour de  $0^\circ$ .

## 3.6 Normalisation des mesures

Les valeurs des sections efficaces sont d'habitude obtenues grâce à la relation

$$\left( \frac{d\sigma}{d\omega_{lab}} \right)_{cm^2/sr} = \frac{N_d}{F \cdot N_c \cdot \Delta\omega} \frac{1}{(1 - T_m)} \quad (3.5)$$

où:

- $N_d$  est le nombre de particules détectées
- $F$  est le nombre de particules incidentes (flux)
- $N_c$  est le nombre de noyaux cibles par  $cm^2$

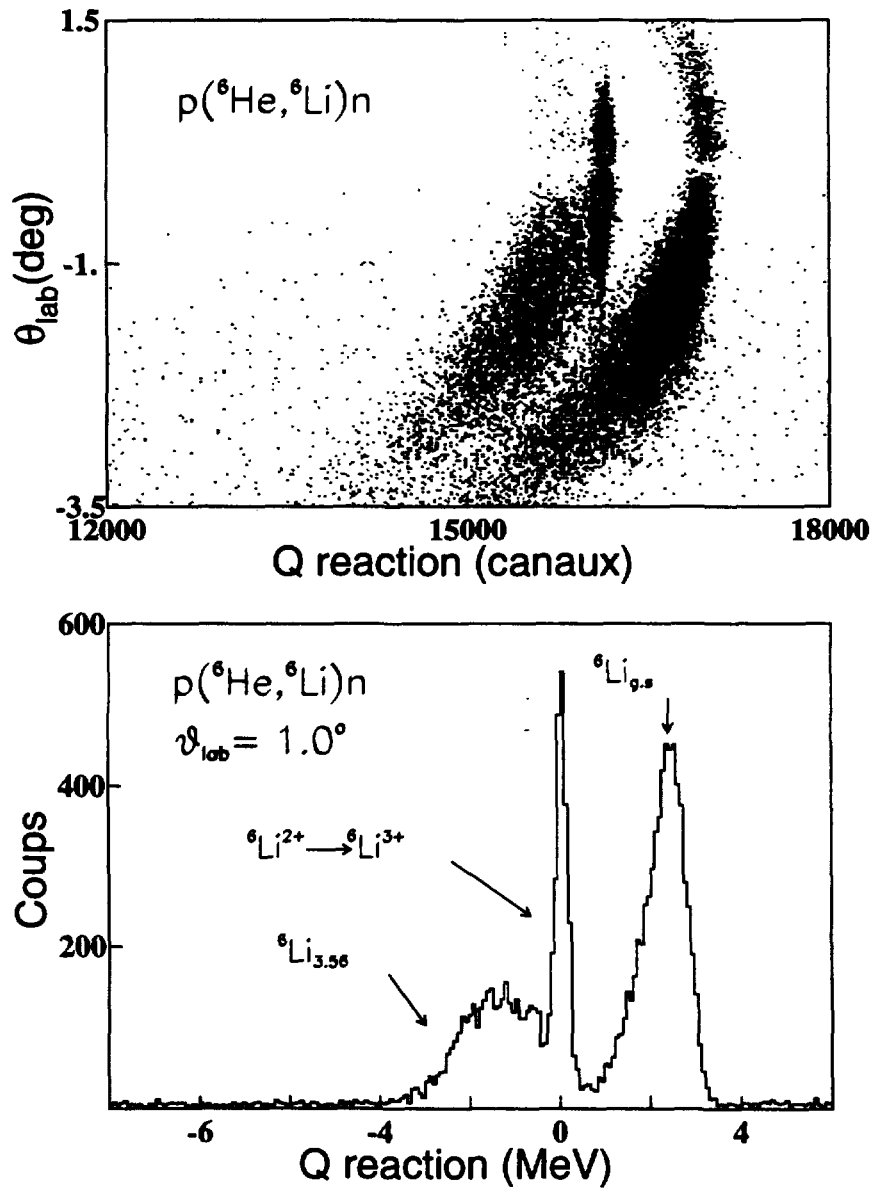


Figure 3.7: a) Matrice  $(x, \theta)$  dans le plan focal pour les réactions d'échange de charge d'un faisceau de  ${}^6\text{He}$  sur une cible de proton. b) Spectre en énergie dans lequel on distingue de droite à gauche la réaction  $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})n$ , la réaction d'épluchage  ${}^6\text{Li}^{2+} \rightarrow {}^6\text{Li}^{3+}$  et la réaction  $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li}_{IAS})n$ .

- $\Delta\omega$  est l'angle solide (sr)
- $T_m$  est le temps mort

Une difficulté que rencontrent souvent les expériences avec des faisceaux secondaires est liée à la mesure du flux de particules incidentes sur la cible. Normalement ce type de mesures avec des faisceaux stables, se font sur la ligne SPEG avec une cage de Faraday située derrière la cible et qui permet de mesurer la charge intégrée donnant ainsi une information sur le nombre de particules incidentes. Dans le cas des faisceaux secondaires cette solution n'est pas possible puisque la cage de Faraday installée sur la ligne SPEG n'est sensible qu'aux taux de comptage de l'ordre de  $10^9$  pps ( $\approx 3nAe$ ) alors que le faisceau secondaire utilisé dans notre expérience ne dépasse pas les quelques  $10^7$  pps.

Les procédures suivies pour normaliser les données sont:

→ Pour la réaction d'échange de charge  $p(^6He, ^6Li)n$ , la normalisation a été obtenue à partir des données publiées pour la réaction inverse  $^6Li(n, p)^6He_{GS}$  [Poc87], et leurs sections efficaces sont donc reliées par le théorème de réciprocity (basé sur le principe la réversibilité du temps [Wig47])

$$\frac{d\sigma}{d\omega_{A(a,b)B}} = \frac{(2I_B + 1)(2I_b + 1)K_A^2}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)K_B^2} \frac{d\sigma}{d\omega_{B(b,a)A}} \quad (3.6)$$

où  $I_a, I_b, I_A, I_B$  son les isospin de chacune des particules et  $K_A, K_B$  sont les moments du projectile et de l'éjectile. Ceci signifie dans notre cas:

$$\frac{d\sigma}{d\omega_{^6He(p,n)^6Li}} = 3 \frac{d\sigma}{d\omega_{^6Li(n,p)^6He}} \quad (3.7)$$

Ainsi selon [Poc87] (figure 3.8)

$$\frac{d\sigma(0^\circ)}{d\omega_{^6Li(n,p)^6He_{GS}}} \approx 13(mb/sr) \quad (3.8)$$

et la normalisation de la réaction  $p(^6He, ^6Li_{GS})n$  est obtenue en imposant que la valeur de la section efficace différentielle:

$$\frac{d\sigma(0^\circ)}{d\omega_{p(^6He, ^6Li_{GS})n}} = 39(mb/sr)$$

La normalisation de la réaction  $p(^6\text{He}, ^6\text{Li}_{IAS})n$  est déduite automatiquement parce qu'il s'agit de mesures effectuées simultanément.

La précision obtenue avec cette méthode est liée à la précision de la mesure de la référence [Poc87], c'est à dire de 15%.

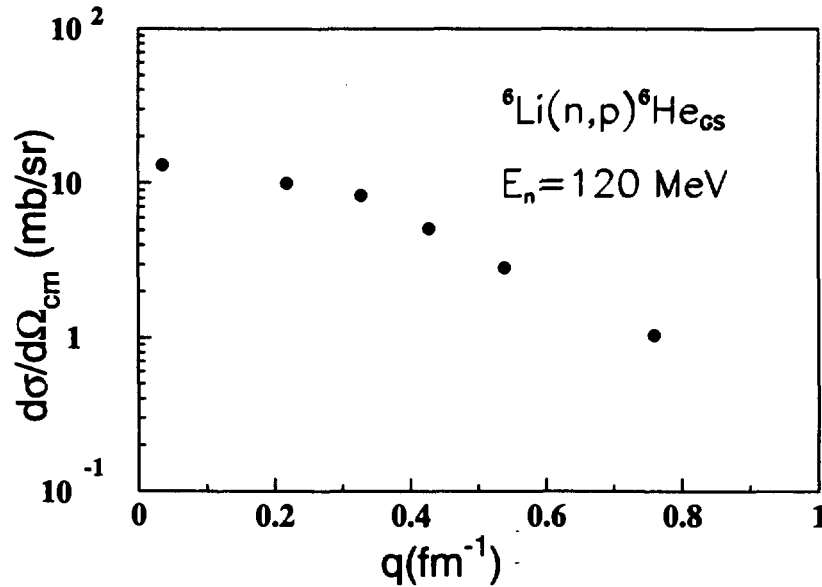


Figure 3.8: *Distribution angulaire de la réaction  $^6\text{Li}(n,p)^6\text{He}$  [Poc87]*

→ Pour les mesures de diffusion élastique la normalisation a été obtenue en comparant les distributions angulaires expérimentales à des calculs de modèle optique réalisés avec le code ECIS89 [Ray81]. Cette comparaison est présentée sur la figure 3.9 pour les systèmes  $^6\text{He} + ^{12}\text{C}$ ,  $^7\text{Li} + ^{12}\text{C}$ ,  $^{10}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  et  $^{10}\text{Be} + ^{12}\text{C}$ . Pour ces quatre systèmes, les données ont donc été comparées à trois calculs différents utilisant des potentiels de modèle optique choisis de manière arbitraire:

1. Le potentiel obtenu pour la réaction  $^{12}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  à 56.7 A.MeV présenté par la ligne continue [Zah94].
2. Le potentiel obtenu pour le système  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  à 95 A.MeV présenté par la ligne discontinue [Rou88].

3. La paramétrisation du potentiel de modèle optique dérivé par A. Winther et R. Broglia à basse énergie présentée par la ligne pointillée [Bro81].

Nous observons que ces trois calculs coïncident sur le premier maximum présenté par la distribution. Ceci signifie que la valeur de ce maximum ne dépend pas du potentiel nucléaire introduit dans le calcul, et peut donc être utilisée pour normaliser les données. La précision obtenue sur la valeur absolue de la normalisation est dans ce cas de 10%.

### 3.7 Tests d'efficacité des détecteurs

Nous avons pu observer au cours de l'analyse que le rapport entre les différents noyaux composant le faisceau secondaire avait varié au cours de l'expérience. De plus, beaucoup des distributions angulaires obtenues présentent une chute très marquée de la pente pour les angles les plus à l'arrière.

Ceci nous a fait tout de suite penser à une possible perte d'efficacité de nos détecteurs pour ces noyaux légers. Ainsi, des tests portant sur l'efficacité de ces détecteurs ont été effectués. Ces tests concernent des points différents.

- Possible perte d'efficacité reliée à la taille verticale du faisceau et à la hauteur limitée des détecteurs du plan focal ( $\approx 10\text{cm}$ ).

Considérons un faisceau qui fait sur la cible une tache de 1 cm en vertical (cas très possible pour un faisceau secondaire). Le grandissement vertical du SPEG entre la cible et le plan focal est  $(y/y) \approx 5$ . Ceci veut dire que la taille de ce faisceau au niveau du plan focal sera de 5 cm en vertical. Pour l'instant l'effet de la divergence angulaire qui peut être important pour ces faisceaux secondaires n'a pas été pris en compte. Il est donc facile d'imaginer un faisceau secondaire qui ait au plan focal une taille de plus de 10cm en vertical (ou simplement un faisceau décentré) et que par conséquent il y ait une portion de bons événements qui ne soient pas détectés.

Pour estimer cette possible source d'erreurs on a construit des matrices concernant la deuxième chambre à dérive qui représentent en abscisse la coordonnée X21 (mesure horizontale de ce détecteur) et en ordonnée la coordonnée Y2 (mesure verticale de ce détecteur). Ces matrices pourront nous permettre d'évaluer la taille du faisceau à partir de l'étalonnage vertical de ce détecteur.

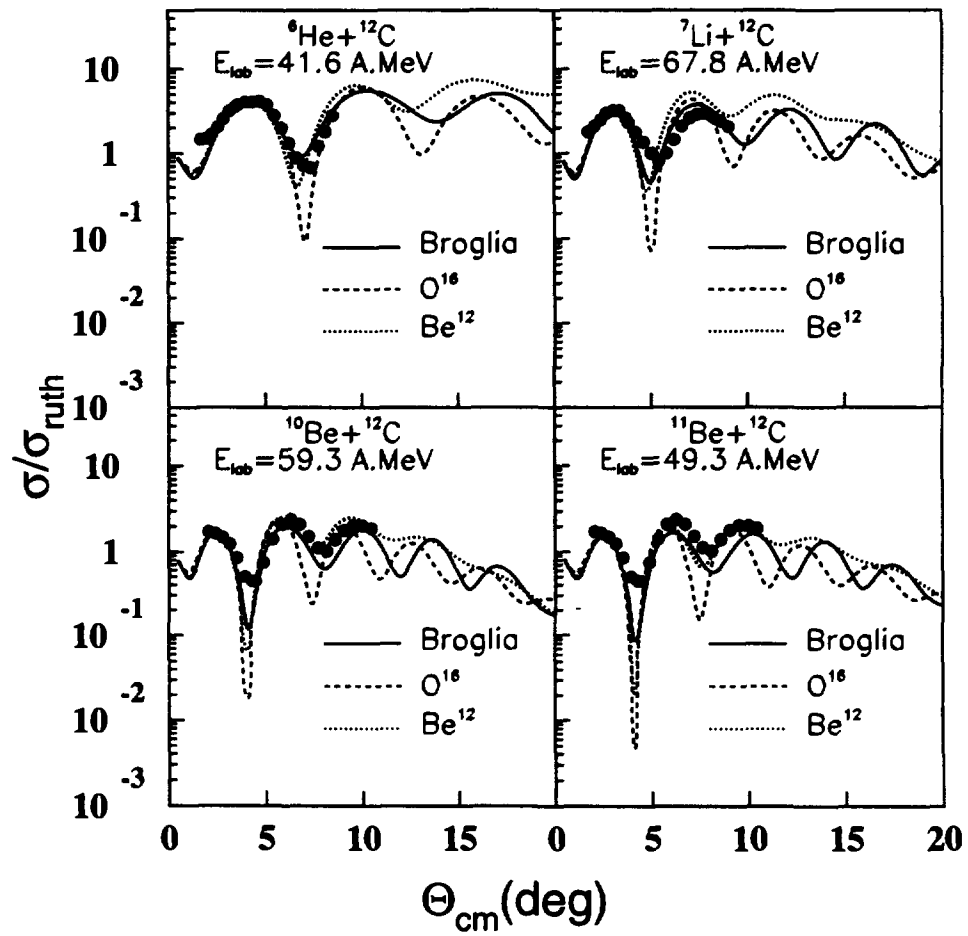


Figure 3.9: Distributions angulaires des réactions  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ ,  ${}^7\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{10}\text{Be}+{}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{11}\text{Be}+{}^{12}\text{C}$ .

Dans la figure 3.10 on peut voir le cas de la diffusion élastique  $^{10}\text{Be} + (\text{CH}_2)_3$  où l'on observe que la taille du faisceau est loin de dépasser la taille des détecteurs.

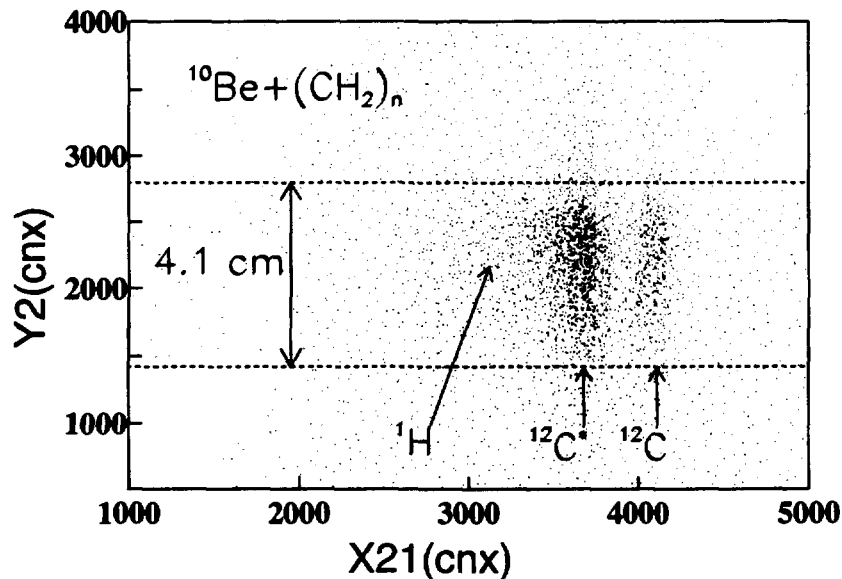


Figure 3.10: Matrice obtenue à partir des paramètres mesurés par la deuxième chambre à dérive du plan focal et qui nous permet d'estimer la largeur verticale de notre faisceau secondaire.

- Possible perte d'efficacité des différents détecteurs utilisés pour les différents ions. Pour tester ceci, on a évalué le taux de comptage pour les différents ions à partir des paramètres provenant des chambres à dérive et du détecteur plastique. Ces mesures ont été effectuées sans imposer d'autre condition que l'identification du noyau considéré. Le tableau 3.2 montre les résultats obtenus dans le cas particulier de la diffusion élastique et montrent clairement que ce type de pertes ne se produit pas.
- Possible perte d'efficacité associée au fait que l'on impose des coupures en "software" pour bien distinguer les bons événements physiques au niveau de la reconstitution des trajectoires dans les chambres à dérive (condition sur la longueur de la ligne à retard de chaque chambre à dérive qui doit être constante). Pour faire cette estimation, on intègre le nombre de coups obtenus avec et sans ces conditions sur une matrice  $(E-\Delta E)$  (signaux provenant de la chambre à ionisation et du détecteur plastique). Le tableau 3.3 fait le



noyau	ChD1	ChD2	Plastique	ChD/Plastique
${}^6\text{He}$	8412	8405	8412	1
${}^7\text{Li}$	46740	46700	46740	1
${}^{10}\text{Be}$	41940	41920	41940	1
${}^{11}\text{Be}$	6623	6611	6625	1

Tableau 3.2: *Efficacité relative entre les différents détecteurs utilisés*

point sur l'importance de cet effet.

noyau	ChD conditionne	ChD non conditionne	rapport
${}^6\text{He}$	6559	8412	0.77
${}^7\text{Li}$	34689	46740	0.74
${}^{10}\text{Be}$	25933	41940	0.61
${}^{11}\text{Be}$	3903	6625	0.59

Tableau 3.3: *Efficacité concernant les conditions imposées pour distinguer les bons événements physiques*

On observe qu'il y a une perte d'efficacité et qu'elle devient plus importante pour les noyaux les plus lourds ce qui est contraire à ce qu'on attend puisque ce sont les ions les plus légers qui laissent le signal le plus faible dans les chambres à dérive. Une explication à cette observation serait que les chambres à dérive avaient un seuil trop bas et ont été déclenchées par les pré-implusions des fragments les plus lourds, pour lesquels la condition sur la longueur de la ligne à retard n'est alors plus vérifiée.

- Possible perte d'efficacité associée à une dépendance dans la position de la réaction étudiée au niveau du plan focal du spectromètre. Cet effet pourrait être important et il expliquerait des éventuelles différences entre la diffusion élastique sur les cibles de carbone ou de proton. Pour étudier cet effet on a procédé de la façon suivante:

On a regardé le comportement d'un paramètre de la deuxième chambre à dérive (X21) d'une part sans imposer aucune condition, et d'autre part après conditionnement sur la longueur de la ligne à retard de la première chambre. On peut imaginer deux scénarios possibles

- ↪ L'efficacité ne dépend pas de la position sur le plan focal et donc la différence entre les deux cas serait uniquement une diminution proportionnelle du nombre de coups.

↪ L'efficacité dépend de la position sur le plan focal et ceci se traduira non seulement par une réduction du nombre de coups, mais aussi par une déformation du spectre.

La figure 3.11 nous indique clairement que nous sommes dans le premier scénario.

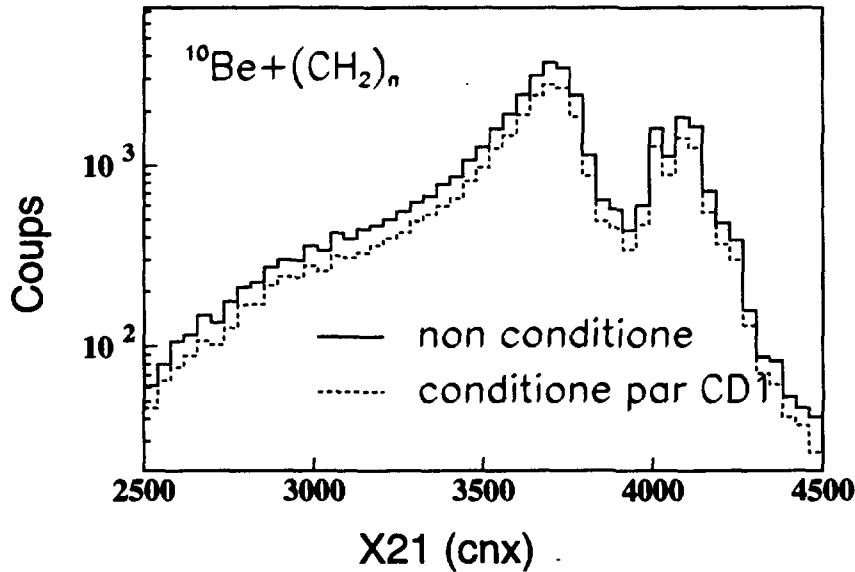


Figure 3.11: *Dépendance de l'efficacité avec la position sur le plan focal*

- Un dernier test a été effectué avec le but d'évaluer si la perte d'efficacité pour les différents noyaux dans les deux chambres à dérive était ou non corrélée. Ce test a été réalisé pour le cas du  $^{11}\text{Be}$ . On a évalué d'une part le nombre total de coups sur la longueur de la ligne à retard de la chambre à dérive 1 et d'autre part le nombre de coups du pic prédominant pour ce même paramètre qui correspond aux bons événements physiques. La même procédure a été suivie pour la chambre à dérive 2. Dans les deux cas le résultat du rapport (pic/total) a été estimé à  $\approx 0.75$ . Si ces pertes dans les deux chambres sont non corrélées, la perte totale d'efficacité pour le cas du  $^{11}\text{Be}$  serait de l'ordre du carré de chacune de ces pertes individuelles et aurait donc une valeur de  $\approx 0.57$ . Ce résultat est en parfait accord avec celui obtenu à partir des signaux provenant de la chambre à ionisation et du plastique lorsqu'on voulait estimer la perte d'efficacité due au rejet de mauvais événements (tableau 3.3).

En conclusion nous pouvons dire que:

- ↪ La dimension verticale du faisceau ne provoque pas de pertes d'efficacité.
- ↪ Il n'y a pas de perte d'efficacité liée au comportement des différents détecteurs, pour les différents ions.
- ↪ Le rejet des mauvais événements se traduit par une perte d'efficacité différente pour chaque type d'ion.
- ↪ Il n'y a pas de dépendance de cette perte avec la réaction étudiée (différentes positions sur le plan focal).
- ↪ La perte d'efficacité due au rejet des mauvais événements est une perte non corrélée entre les deux chambres à dérive.

### 3.8 Présentation des distributions expérimentales

Les distributions expérimentales obtenues dans cette expérience sont présentées dans les figures 3.12, 3.13, 3.14.

La figure 3.12 représente les distributions angulaires des différents faisceaux secondaires sur une cible de protons. Nous avons rapporté les sections efficaces différentielles en fonction de l'angle dans le référentiel du centre de masse. Il s'agit de mesures qui ont été prises simultanément et donc les erreurs expérimentales commises sont les mêmes dans les quatre cas présentés. Néanmoins, il faut rappeler que ce sont les noyaux les plus riches en neutrons  ${}^6\text{He}$  et  ${}^{11}\text{Be}$  qui sont produits avec le taux le plus faible (voir tableau 2.2) et par conséquent l'erreur statistique sera plus importante et l'analyse de ces données plus délicate.

Ainsi, par exemple, dans le cas de  ${}^6\text{He}$ , nous n'avons pas trouvé d'explication d'une part pour la structure qui apparaît aux angles les plus à l'avant (vers  $20^\circ$ ), et d'autre part pour la "chute" prononcée que présente la distribution pour les angles les plus en arrière.

Toutes les distributions présentées correspondent à de la diffusion purement élastique à l'exception de la diffusion  ${}^{11}\text{Be}+p$  qui inclut aussi la contribution inélastique du premier état excité du  ${}^{11}\text{Be}$  qui est à 0.32 MeV.

Sur la figure 3.13 nous présentons les distributions angulaires des faisceaux secondaires sur une cible de carbone. Ces sections efficaces sont rapportées à la section efficace de diffusion de Rutherford et exprimées dans le repère du centre de masse. Comme dans le cas précédent il s'agit de mesures simultanées pour les

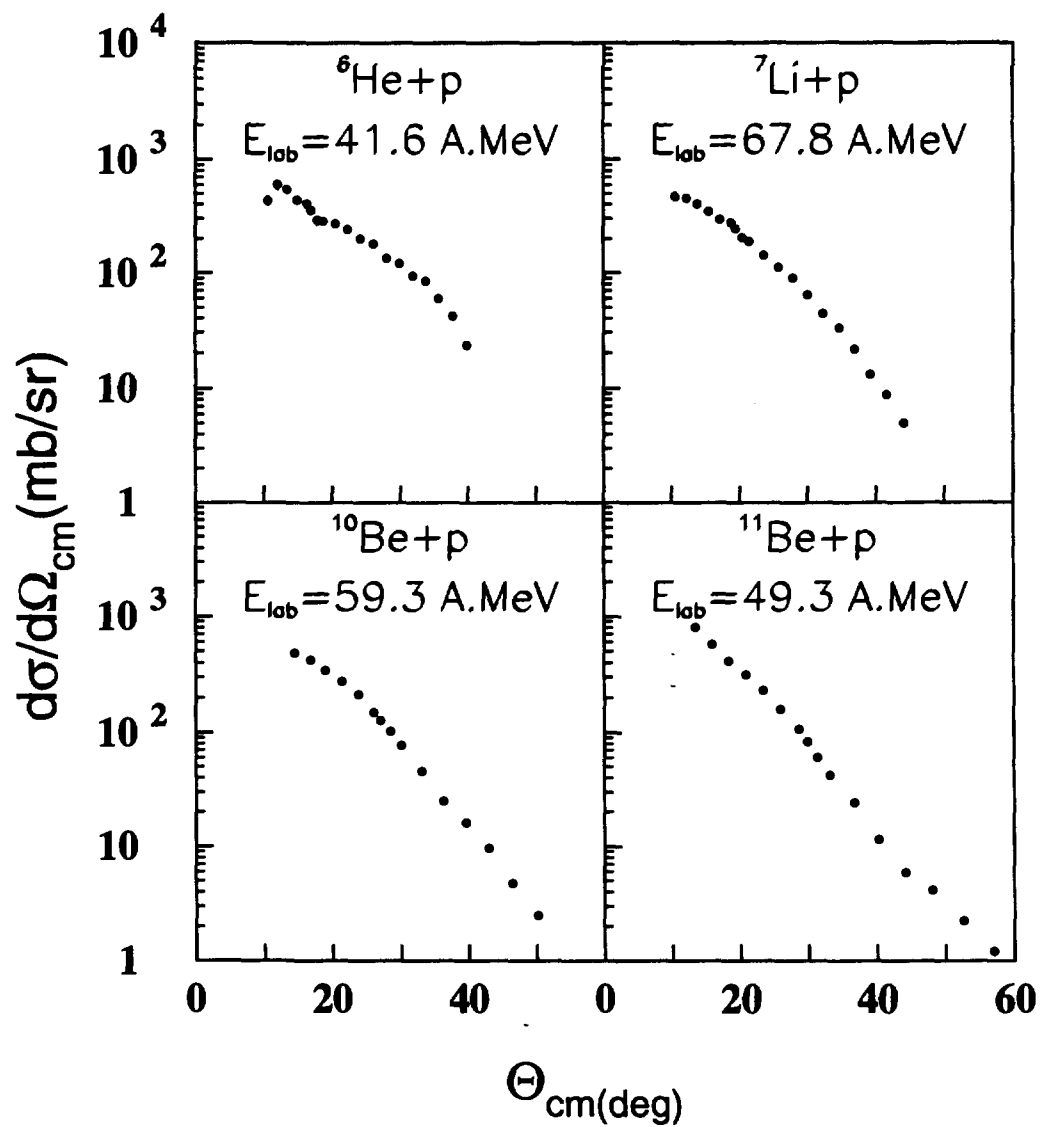


Figure 3.12: *Distribution angulaire de la diffusion élastique sur la cible de proton.*

quatre faisceaux (faisceau composite).

La figure 3.14 montre les distributions angulaires toujours dans le repère du centre de masse pour les réactions d'échange de charge (p,n).

- ~> La figure supérieure représente la réaction d'échange de charge  $p(^7Li, ^7Be)n$ . Il s'agit majoritairement d'une transition du type Fermi entre deux états appartenant au même triplet d'isospin (états isobariques analogues) le  $^7Li$ ,  $J^\pi = 3/2^-$  et le  $^7Be$   $J^\pi = 3/2^-$ , mélangée en proportion très faible avec une transition du type Gamow-Teller vers l'état excité du  $^7Be$  à 0.429 MeV  $J^\pi = 1/2^-$ .
- ~> La figure inférieure représente ce même type de transitions pour la réaction  $p(^6He, ^6Li)n$ . Cette fois-ci l'état isobarique analogue de l' $^6He$  est l'état à 3.56 MeV du  $^6Li$ . Dans ce cas l'énergie d'excitation est assez élevée pour que l'on puisse séparer parfaitement du point de vue expérimental les contributions des deux réactions. Ainsi la courbe supérieure représente la transition de type Gamow-Teller entre l' $^6He$ ,  $J^\pi = 0^+$  et le  $^6Li$   $J^\pi = 1^+$  et la courbe inférieure représente la transition de type Fermi entre l' $^6He$ ,  $J^\pi = 0^+$  et son état isobarique analogue dans le  $^6Li$   $J^\pi = 0^+$ .

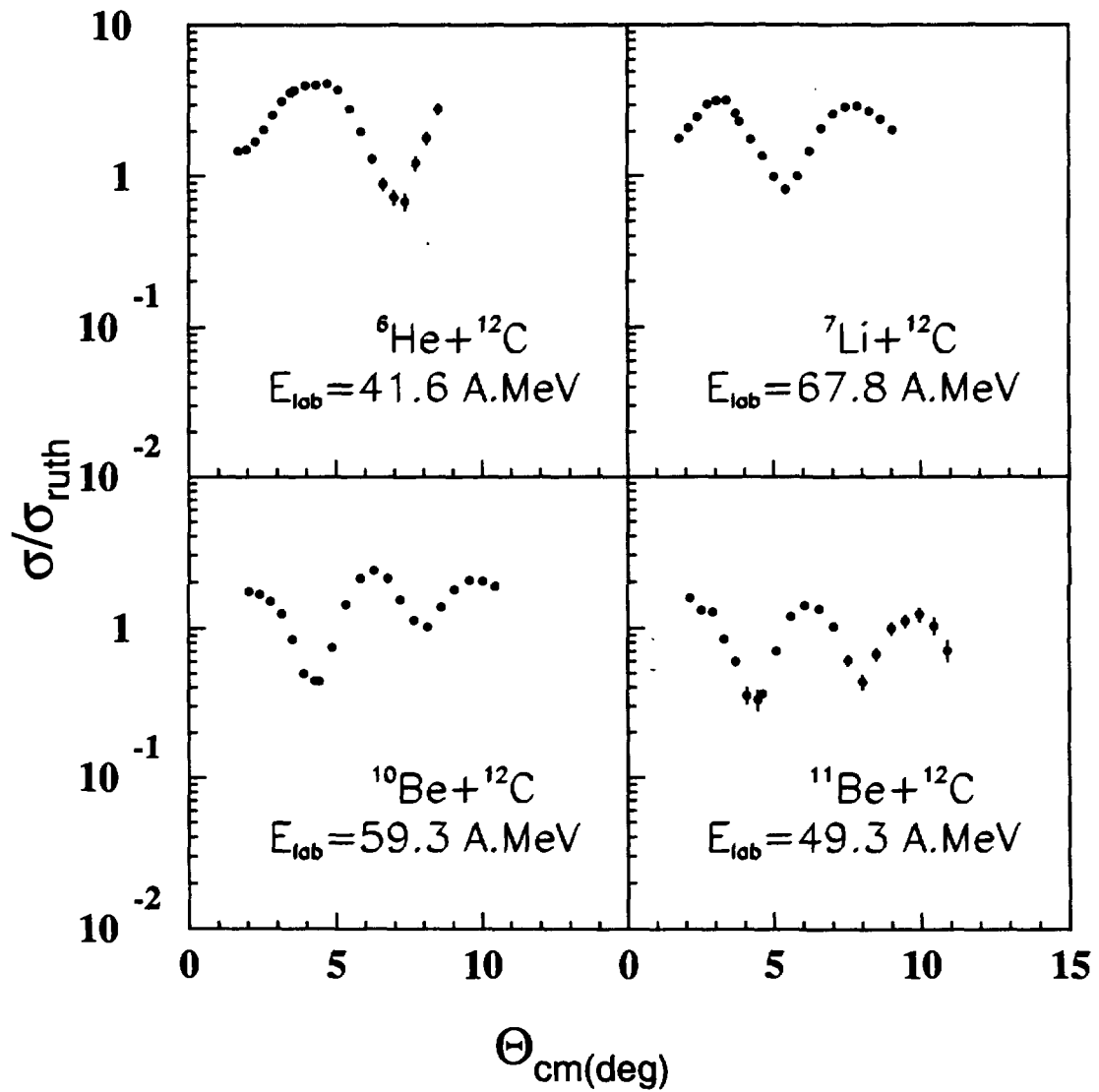


Figure 3.13: *Distribution angulaire de la diffusion élastique sur la cible de carbone.*

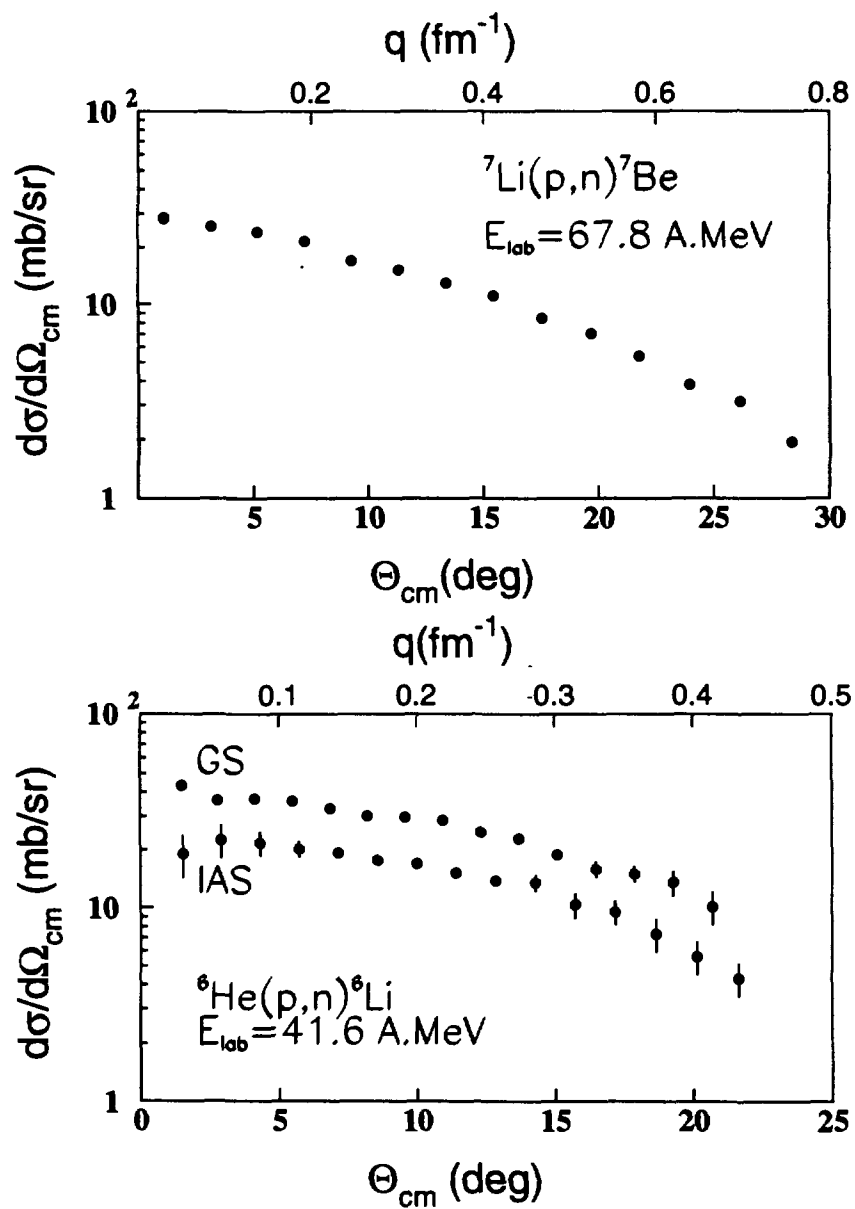


Figure 3.14: *Distribution angulaire pour les réactions d'échange de charge.*

# Chapitre 4

## La diffusion élastique

Dans ce chapitre nous présentons les analyses concernant les données de diffusion élastique obtenues pendant l'expérience E229. Comme il a été déjà dit ces études ont été réalisées sur une cible de polypropylène et ont donc permis de mesurer simultanément les distributions angulaires des différents faisceaux sur les protons et le  $^{12}\text{C}$ . Les analyses sur cible de proton ou carbone ont été faites dans des cadres différents. Nous montrons par la suite les résultats de ces analyses précédées d'une brève introduction théorique qui nous aidera à comprendre les éléments importants dans chaque cas. Enfin nous tirons les conclusions obtenues et montrons les perspectives offertes par ces travaux.

### 4.1 Le modèle optique

La compréhension des réactions périphériques entre ions lourds et en particulier la diffusion élastique jouent un rôle important dans la compréhension générale des réactions nucléaires entre ions lourds. Une des approches les plus répandues pour étudier ce point est basée sur l'utilisation d'un potentiel optique pour décrire la diffusion élastique entre ions lourds, ou encore entre un nucléon et un ion lourd.

Le modèle optique essaie de remplacer le problème à plusieurs corps qui apparaît lorsqu'on étudie l'interaction entre deux noyaux par le problème beaucoup plus simple de deux particules qui interagissent via un potentiel. Cette substitution sera uniquement possible dans les cas les plus simples, c'est à dire lorsqu'on parle d'un seul canal de réaction ou à la limite de quelques canaux de réaction. Ceci fait du potentiel optique un outil très apprécié pour les études de diffusion élastique où un seul canal est impliqué dans la réaction.

On peut également faire l'analogie avec l'optique. En effet dans une collision entre deux noyaux on peut observer soit une diffusion élastique, soit toutes sortes de réactions nucléaires. En optique ceci est l'analogie de la refraction et absorp-



tion d'une onde lumineuse dans un milieu avec un indice de réfraction complexe. Dans ce cas la partie imaginaire de l'indice de réfraction tient compte de tous les phénomènes d'absorption de la lumière dans le milieu. De la même façon dans le cas nucléaire la partie imaginaire du potentiel optique complexe est utilisée pour décrire toutes les réactions non élastiques.

Ainsi, nous pouvons prendre comme point de départ un potentiel optique de la forme:

$$V(r) = Vf(r) - iWg(r) \quad (4.1)$$

Dans cette expression  $U$  et  $W$  sont les profondeurs de la partie réelle et imaginaire de ce potentiel optique et  $f(r)$  et  $g(r)$  sont les facteurs de forme radiaux. Si la particule incidente est chargée il est aussi nécessaire d'inclure un terme qui représente le potentiel électrostatique Coulombien.

Le potentiel  $f(r)$  doit être uniforme à l'intérieur du noyau décroître dans la région de surface pour atteindre exponentiellement la valeur zéro. Dans la pratique, il est souvent paramétrisé par des fonctions plus ou moins simples de  $r$ , où  $r$  est la distance de séparation entre les deux noyaux. Une des formes les plus utilisées pour le représenter est de la forme de Woods-Saxon (W-S):

$$f(r) = \frac{1}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad (4.2)$$

Dans ce type d'expression  $R$  représente l'extension du potentiel et donc l'extension du noyau même. Le paramètre  $a$  détermine la vitesse de décroissance de la fonction  $f(r)$  et il est donc relié à la diffusivité de la surface nucléaire.

La partie imaginaire  $Wg(r)$ , représente tous les processus non élastiques. Le facteur de forme  $g(r)$  dépend de l'énergie incidente. Ainsi, à basse énergie l'interaction est plus ou moins localisée à la surface nucléaire et pour les énergies plus importantes elle s'étend et occupe tout le volume nucléaire. Ceci fait que lorsqu'on parle de la partie imaginaire de ce type de potentiel on la décompose en deux termes, un de surface (d'habitude représenté par une dérivée d'un W-S) et un autre de volume (W-S).

Expérimentalement il a été observé que les noyaux diffusés sont polarisés même si l'on part de faisceaux incidents qui ne le sont pas. Ceci a conduit à inclure un terme spin-orbit avec deux contributions (réelle et imaginaire) dans le potentiel pour bien décrire le processus.

$$V_{SO} = (V_S + W_S) h(r) \vec{l} \cdot \vec{\sigma} \quad (4.3)$$

Un dernier terme qui tient compte de la dépendance de ce potentiel avec

l'isospin fut inclus dans ce type de potentiel par Lane [Lan62], ce terme est de la forme:

$$V_T = V_1(\vec{T}\vec{t}A^{-1}f_1(r)) \quad (4.4)$$

$\vec{T}$  et  $\vec{t}$  étant les isospins de la cible et du projectile et  $A$  le numéro atomique de la cible. Toutes ces contributions donnent un potentiel optique qui peut être exprimé comme:

$$V(r) = Vf(r) + V_C + iW_Vg(r) + iW_Sg'(r) + (V_S + W_S) h(r)\vec{l}\vec{\sigma} + V_1(\vec{T} \cdot \vec{t}A^{-1}f_1(r)) \quad (4.5)$$

De manière générale, le potentiel optique doit être :

- Complexe, avec une partie imaginaire qui représente tous les phénomènes d'absorption hors de la voie élastique.
- Dépendant de l'énergie
- Non local
- Dépendant du spin et de l'isospin

A partir de ce type de potentiel il est possible d'obtenir des renseignements sur différentes quantités mesurables. Pour ceci, il faut résoudre l'équation de Schrödinger pour ce potentiel,  $m$  étant la masse réduite du système cible-projectile et  $E$  l'énergie du système dans le référentiel du centre de masses:

$$\nabla^2\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - V(r))\Psi = 0 \quad (4.6)$$

Cette expression, dans la région asymptotique permet le remplacement de la fonction d'onde totale  $\Psi$  par la somme d'une onde plane incidente et d'une onde sphérique diffusée. Ceci peut se faire à partir d'un développement de  $\Psi$  en ondes partielles de la forme:

$$\Psi = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{U_l(r)}{r} P_l(\cos\Theta)$$

$r$  et  $\Theta$  étant les coordonnées sphériques,  $l$  le moment angulaire et  $P_l$  un polynôme de Legendre.

Si l'on remplace ce développement dans l'équation 4.6 on obtient:

$$\frac{d^2U_l}{dr^2} + \left\{ \frac{2m}{\hbar^2}(E - V(r)) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right\} U_l = 0 \quad (4.7)$$

La section efficace est donnée par l'expression:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\Theta)|^2 \quad (4.8)$$

$f(\Theta)$  étant l'amplitude de diffusion.

Le calcul de cette amplitude de diffusion ne sera pas présenté dans ce travail, nous donnerons uniquement son expression

$$f(\Theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos \Theta) \quad (4.9)$$

$\delta_l$  étant le déphasage défini par:

$$U_l(r) \approx_{r \rightarrow \infty} e^{i\delta_l} \sin(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l)$$

et

$$k = \frac{(2mE)^{1/2}}{\hbar}$$

Le lecteur intéressé peut le retrouver le développement complet par exemple dans les références suivantes [Buc60], [Hod60], [Hod94].

Le potentiel optique peut aussi être calculé dans des approches plus "microscopiques", où l'on tente de comprendre la diffusion des noyaux en termes d'interactions entre leurs nucléons, au lieu de simplement utiliser des potentiels phénoménologiques à un corps du type W-S. Dans ce sens, les modèles de convolution décrits dans le paragraphe suivant, contiennent plus d'information sur la structure nucléaire que les approches phénoménologiques.

## 4.2 Le potentiel de convolution

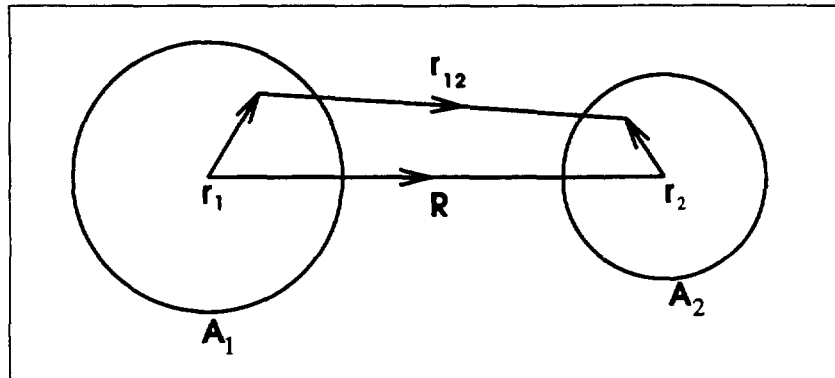
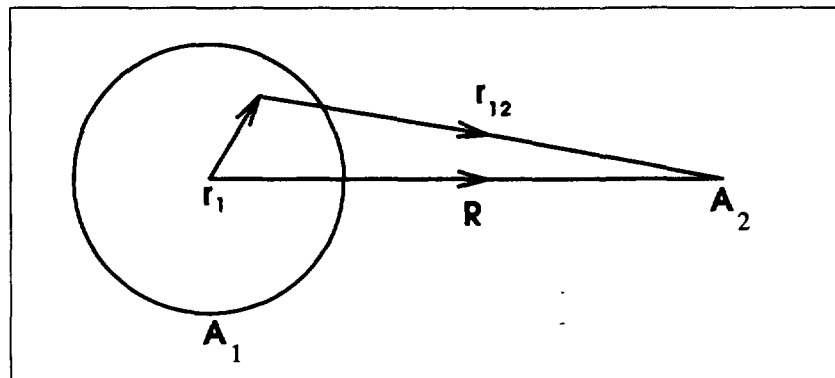
La connexion la plus transparente qui peut être faite entre interaction nucléon-nucléon (N-N) et potentiel optique ( $U$ ) correspond au cas où il est possible d'appliquer le modèle de convolution [Sat79]. Dans ce cas, le potentiel optique pour la diffusion entre ions lourds s'obtient en convoluant une interaction N-N effective avec la distribution de matière du noyau projectile et du noyau cible. Le potentiel de convolution peut s'exprimer par:

$$U_F(R) = \int dr_1 \int dr_2 \rho_1(r_1) \rho_2(r_2) v(r_{12} = R + r_2 - r_1) \quad (4.10)$$

où  $\rho_i$  est la distribution des centres de masse des nucléons dans l'état fondamental du  $i$ ème noyau et  $v$  est l'interaction effective N-N. Les coordonnées sont définies selon la figure 4.1.

Dans le cas où le projectile ou la cible sont un nucléon (proton ou neutron) on peut écrire que  $\rho_2 = \delta(r_2)$  et l'équation 4.10 se réduit à (figure 4.2).

$$U_F(R) = \int dr_1 \rho_1(r_1) v(r_{12} = R - r_1) \quad (4.11)$$

Figure 4.1: *Système de coordonnées utilisé dans un calcul de double convolution*Figure 4.2: *Système de coordonnées utilisé dans un calcul de convolution simple*

Les deux expressions 4.10 et 4.11 sont faciles à évaluer [Sat79]. Elles se réduisent dans l'espace des moments à un produit de 3 ou 2, respectivement, transformées de Fourier.

Il y a donc deux ingrédients importants dans le calcul du potentiel de convolution: l'interaction effective nucléon-nucléon et les distributions de densité des noyaux en collision.

La partie centrale de l'interaction effective s'écrit

$$V = V_{00} + V_{01}(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) + V_{10}(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) + V_{11}(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \quad (4.12)$$

Les interactions utilisées peuvent être purement phénoménologiques, mais sont souvent évaluées dans des approches microscopiques, où la diffusion des

deux nucléons dans la matière nucléaire est calculée. Une des interactions les plus utilisées est l'interaction effective M3Y de Bertsch et al. [Ber77], qui est réelle et n'a pas de dépendance explicite par rapport à la densité et l'énergie. Ces déficiences sont comblées dans le cas de l'interaction développée par Jeukenne et al. [Jeu77], où en partant de l'approximation de Bruckner-Hartree-Fock et de l'interaction N-N de Reid à coeur dur, la dépendance en énergie et densité des parties isoscalaire, isovectorielle et coulombienne (réelles et imaginaires) du potentiel optique ont été calculées.

Le deuxième ingrédient important qui intervient dans le calcul du potentiel de convolution est la distribution de densité des noyaux. La mesure la plus directe de ces densités est fournie par les mesures de diffusion d'électrons, dans lesquelles la quantité mesurée est la distribution de charge qui donne donc des informations sur la distribution des protons. Souvent, pour les noyaux légers stables pour lesquels  $N=Z$ , on suppose que les distributions des neutrons et des protons sont les mêmes. Toutefois, pour les noyaux lourds les distributions de densité des protons et des neutrons n'ont plus la même géométrie et cette hypothèse n'est donc plus valable. C'est également le cas pour les noyaux légers et exotiques qui nous intéressent ici, pour lesquels les densités de charge n'ont de toute façon pas été mesurées par diffusion d'électrons. Dans ce cas, on doit utiliser des distributions de densité théoriques, calculées dans le cadre d'un modèle en couches, ou d'un modèle Hartree-Fock par exemple. Ces densités doivent être normalisées:

$$\int \rho_1(r) dr = A_1$$

et

$$\int \rho_2(r) dr = A_2$$

où  $A_1$  et  $A_2$  sont les nombres de nucléons de chaque noyau.

### 4.3 La diffusion élastique proton-noyau

Dans cette section nous parlerons uniquement des analyses de données de diffusion élastique sur une cible de protons et donc, nous resterons dans le cas d'un potentiel nucléon-noyau (convolution simple, équation 4.11).

L'étude de la diffusion élastique p+noyau a été un sujet d'intérêt depuis les années 60. Déjà à cette époque on disposait de données expérimentales de très bonne qualité à basse énergie. Les études p+noyau aux énergies intermédiaires sont un peu postérieures et elles sont spécialement nombreuses dans les années 80. La raison de cet intérêt était le développement de nouvelles installations expérimentales capables de fournir des faisceaux de protons de bonne

qualité à plus haute énergie. La motivation de tous ces travaux était d'obtenir la meilleure information possible sur la densité nucléaire des noyaux impliqués dans la réaction.

Dans ce mémoire nous ferons uniquement référence aux travaux concernant la diffusion p+noyau dans le domaine des ions lourds et aux énergies intermédiaires. Parmi ces travaux, méritent d'être citées les contributions de Petrovich et al. [Pet81], [Pet82], [Pet93], et Petler et al. [Pet85] dans le domaine des isotopes légers.

Actuellement avec la possibilité d'avoir des faisceaux instables et de bonne qualité, ce type d'études a à nouveau attiré l'attention d'une partie de la communauté de physique nucléaire avec l'espoir d'obtenir des informations concernant la densité nucléaire de ces noyaux dits "exotiques". Ces études réalisées en cinématique inverse vont permettre aussi de tester les approches macroscopiques et microscopiques développées pour les noyaux stables.

Dans le domaine des faisceaux instables plusieurs études de diffusion élastique sur des cibles de proton ont été menées en particulier avec les isotopes du Li ( $^9\text{Li}$ , et  $^{11}\text{Li}$ ) [Moo92] et avec  $^8\text{He}$  [Kor93]. Ces données expérimentales ont fait l'objet de différentes études théoriques qui ont utilisé des approches différentes. Ces analyses vont de la description macroscopique, à l'analyse dans le cadre de la théorie de Glauber [Ale91], [Koh93], [Hir93], [Chu95]. C'est dans ce contexte que s'insèrent les résultats de notre expérience.

Nous avons étudié la diffusion élastique dans le cas du  $^6\text{He}$ , et  $^{10,11}\text{Be}$ . Notre cas test sera le  $^7\text{Li}$ , faisceau stable largement étudié. Dans ce dernier cas, la comparaison des données avec des résultats antérieurement publiés [Rap90], permettra de valider la méthode utilisée pour les mesures avec les faisceaux exotiques qui ont été obtenues simultanément. Le principal problème de ces données est d'une part le faible domaine angulaire couvert (compris entre  $1^\circ$  et  $6^\circ$  dans le repère du laboratoire pour la diffusion sur la cible de carbone et entre  $1^\circ$  et  $5^\circ$  pour le cas de la diffusion sur la cible de protons) et d'autre part la résolution angulaire limitée dont on dispose (au mieux de l'ordre de  $0.3^\circ$  dans le repère du laboratoire). Nous présentons par la suite les outils que nous avons utilisés pour l'analyse de ces mesures.

### 4.3.1 Études semi-microscopiques: Paramétrisations globales

Comme il a déjà été dit un modèle optique nucléon-noyau réduit le problème à plusieurs corps de la diffusion d'un nucléon et d'un noyau à celle de la diffusion

d'une particule individuelle par un potentiel complexe à un seul corps. Un modèle optique nucléon-noyau global permettant de décrire les données expérimentales pour un grand nombre de noyaux et sur un vaste domaine d'énergie, dépendra de paramètres qui sont des fonctions "douces" de la masse et de la charge de la cible, du type de projectile (proton ou neutron), et de l'énergie de bombardement dans le repère du laboratoire.

### a) Paramétrisation de Becchetti et Greenlees (BG)

A partir du moment où l'on a disposé d'assez de données de diffusion élastique de bonne qualité avec des projectiles légers (proton et neutron), sur des ions lourds de masse  $A > 40$  et sur un large domaine en énergie, un effort important a été fait pour analyser toutes ces données d'une façon globale. C'est ainsi que les premières paramétrisations globales de potentiels optiques nucléon-noyau sont apparues. Parmi ces premiers travaux, l'un des plus connus est celui de Becchetti et Greenlees [Bec69].

A partir de ce type d'études globales on attend des informations plus intéressantes sur la structure et les forces nucléaires (dans le sens où elles seront plus générales) qu'à partir des simples descriptions phénoménologiques obtenues à partir des analyses indépendantes et qui ne sont pas exportables pour d'autres cas.

Becchetti et Greenlees ont déterminé, à partir de l'analyse conjointe d'un grand nombre de données de diffusion élastique proton-noyau et neutron-noyau, une paramétrisation standard du potentiel optique nucléon-noyau qui s'est avérée assez performante pour des noyaux de masse  $A > 40$  et pour des énergies incidentes  $E < 50$  MeV. Le potentiel optique utilisé est une combinaison de Woods-Saxon pour les parties de volume et de dérivées de Woods-Saxon pour les termes de surface.

Le terme réel a la forme suivante:

$$\begin{aligned}
 V(r) = & -V_R f(r, R_R, a_R) && \text{central} \\
 & -V_{SO} \vec{\sigma} \cdot \vec{l} (\lambda_\pi)^2 (1/r) (d/dr) [f(r, R_{SO}, a_{SO})] && \text{spin - orbit} \\
 & \begin{cases} + (Zze^2/2R_C) [3 - (r^2/R_C^2)] & \text{pour } r \leq R_C \\ + Zze^2/r & \text{pour } r \geq R_C \end{cases} && \begin{array}{l} \text{Coulombienne} \\ \text{Coulombienne} \end{array}
 \end{aligned}$$

et le terme imaginaire:

Terme centrale	$V_R$ $54.0 - 0.32 E + 0.4Z^{1/3}/A + 24.0(N-Z)/A$	$r_R$ 1.17	$a_R$ 0.75
Terme imaginaire V	$W_v > 0$ 0.22E-2.7		
Terme imaginaire S	$W_S > 0$ $11.8 - 0.25 E + 12.0(N-Z)/A$	$r_I$ 1.32	$a_I$ $0.51 + 0.7(N-Z)/A$
Terme Spin-orbit	$V_{so}$ 6.2	$r_{so}$ 1.01	$a_{so}$ 0.75

Tableau 4.1: Paramétrisation de Becchetti et Greenlees pour la diffusion proton-noyau [Bec69]

$$\begin{aligned}
 W(r) = & -W_v f(r, R'_I, a'_I) \quad \text{imaginaire de volume} \\
 & + W_S 4a_I (d/dr) [f(r, R_I, a_I)] \quad \text{imaginaire de surface}
 \end{aligned}
 \tag{4.13}$$

Où

- $f(r, R, a) = [1 + \exp(r - R)/a]^{-1}$
- $R_R = r_R A^{1/3}$
- $R_I = r_I A^{1/3}$
- $R_{SO} = r_{SO} A^{1/3}$
- $\vec{\sigma} \cdot \vec{l}$  est le produit scalaire des opérateurs de moment intrinsèque et de moment orbital angulaire
- $(\lambda_\pi)^2$  est le carré de la longueur d'onde Compton du pion
- $Z, z$  sont les charges du projectile et de la cible
- $A$  est la masse de la cible

Ce potentiel complexe comporte donc un terme central réel, un terme spin-orbite, un terme coulombien et un terme imaginaire avec une partie de volume et une partie de surface. Les paramètres obtenus pour la diffusion proton-noyau et qui permettent d'obtenir la meilleure reproduction de l'ensemble des données se trouvent dans le tableau 4.1.



Terme centrale	$V_R$	$r_R$	$a_R$
	$54.19-0.33E-(22.7-0.19E)(N-Z)/A$	1.198	0.663
Terme imaginaire V	$W_v$		
	0.37E-3.95		
Terme imaginaire S	$W_S$	$r_I$	$a_I$
	$13.5-0.35E-9.3(N-Z)/A$	1.295	0.59
Terme Spin-orbit	$V_{so}$	$r_{so}$	$a_{so}$
	6.2	1.01	0.75

Tableau 4.2: Paramétrisation CH89 pour la diffusion proton-noyau ( $E \geq 15 \text{ MeV}$ ) [Var91]

#### b) Paramétrisation CH89

Plus récemment, une nouvelle paramétrisation du potentiel optique nucléon-noyau a été développée [Var91] pour les noyaux de masse  $A=40-209$  et dans l'intervalle en énergie  $E=10-65 \text{ MeV}$  dans le repère du laboratoire. Cette paramétrisation a profité des avancées dans la compréhension de la physique des potentiels optiques, des problèmes à plusieurs corps et de la paramétrisation globale qui fut déjà développée 20 ans auparavant par Becchetti et Greenlees [Bec69].

La forme de cette paramétrisation a été dérivée à partir de différentes considérations sur les potentiels optiques pour les nucléons dans la matière nucléaire [Jeu76], [Jeu77], sur les potentiels de convolution et à partir de différentes observations purement phénoménologiques.

En effet la connaissance des potentiels optiques purement microscopiques n'est pas assez solide pour pouvoir prédire des paramétrisations globales. Ainsi la partie centrale réelle de cette paramétrisation a été obtenue à partir d'un potentiel de convolution qui utilise des densités nucléaires et des interactions effectives réalistes, tandis que la partie imaginaire de cette paramétrisation est fondée sur les propriétés phénoménologiques de leur intégrale de volume ainsi que sur quelques prédictions microscopiques. La paramétrisation CH89 conserve donc les mêmes termes que celle de Becchetti et Greenlees et ses paramètres sont donnés dans le tableau 4.2.

c) **Calculs des distributions angulaires p+noyau avec les paramétrisations globales BG et CH89**

Dans une première étape de l'analyse nous avons essayé de reproduire nos données expérimentales de diffusion élastique p+noyau à partir des paramétrisations globales BG et CH89. Il faut rappeler que ces deux paramétrisations utilisées ont été obtenues à partir de données expérimentales obtenues pour des noyaux stables dans le domaine de masse  $A=40-209$  alors que nos données sont relatives à des noyaux très légers  $A=6-11$ , et instables (mis à part  ${}^7\text{Li}$ ). Les données expérimentales ainsi que le résultat des différents calculs, sont présentées dans la figure 4.3. Ces distributions angulaires ont été obtenues à l'aide du code ECIS89 [Ray81]. On observe (voir figure 4.3) que les deux paramétrisations calculent pour les noyaux instables  ${}^6\text{He}$  et  ${}^{10,11}\text{Be}$  des sections efficaces supérieures à celles obtenues expérimentalement. En revanche, les données du  ${}^7\text{Li}$  sont reproduites de manière remarquable, compte-tenu de la différence de masse entre le  ${}^7\text{Li}$  et les noyaux qui ont servi à définir les deux paramétrisations. La paramétrisation CH89 reproduit d'une manière générale mieux la forme des distributions angulaires, et ceci peut sans doute s'expliquer par le fait qu'elle a été construite sur un ensemble de données plus large et de meilleure qualité que celle de Becchetti et Greenlees.

Nous avons ensuite essayé d'obtenir une meilleure reproduction des données dans le cas des trois noyaux instables  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$  et  ${}^{11}\text{Be}$ , dans le cas de la paramétrisation CH89, en appliquant un coefficient de renormalisation à la profondeur de la partie réelle  $V$  ( $\lambda_V$ ) ou imaginaire  $W_v$  et  $W_s$  ( $\lambda_W$ ). Dans ce dernier cas, le même coefficient ( $\lambda_W$ ) est appliqué à la partie de volume et de surface. Les distributions qui correspondent au meilleur fit sont rapportées sur la figure 4.4 et comparées aux données. Les courbes en trait plein correspondent au calcul initial. Les courbes tiretées au cas où la partie imaginaire a été maintenue constante ( $\lambda_W=1$ ) et où on a fait varier la partie réelle, et les courbes pointillées correspondent au cas contraire où l'on a gardé fixe la partie réelle ( $\lambda_V=1$ ) et fait varier la partie imaginaire. Dans le cas du  ${}^7\text{Li}$  ces variations n'ont pas été effectuées, car le calcul standard est déjà très proche des données. Dans tous les cas, il est possible d'obtenir une assez bonne reproduction des données, en ajustant juste un paramètre  $\lambda_V$  ou  $\lambda_W$ .

Les valeurs de ces coefficients optimum sont reportées sur la figure 4.5, pour les quatre noyaux de notre étude, ainsi que dans le cas des données obtenues par C.B Moon et al. [Moo92] pour les noyaux de  ${}^9\text{Li}$  et  ${}^{11}\text{Li}$ , et des données de A.A Korshennikov et al. [Kor93] pour  ${}^8\text{He}$ , pour lesquelles nous avons effectué le même type d'analyse. Pour les noyaux de  ${}^7\text{Li}$ , et également de  ${}^9\text{Li}$  et  ${}^{10}\text{Be}$ , noyaux exotiques mais qui n'ont pas de halo, les données sont très bien reproduites avec des valeurs des coefficients de normalisation égales ou très peu différentes

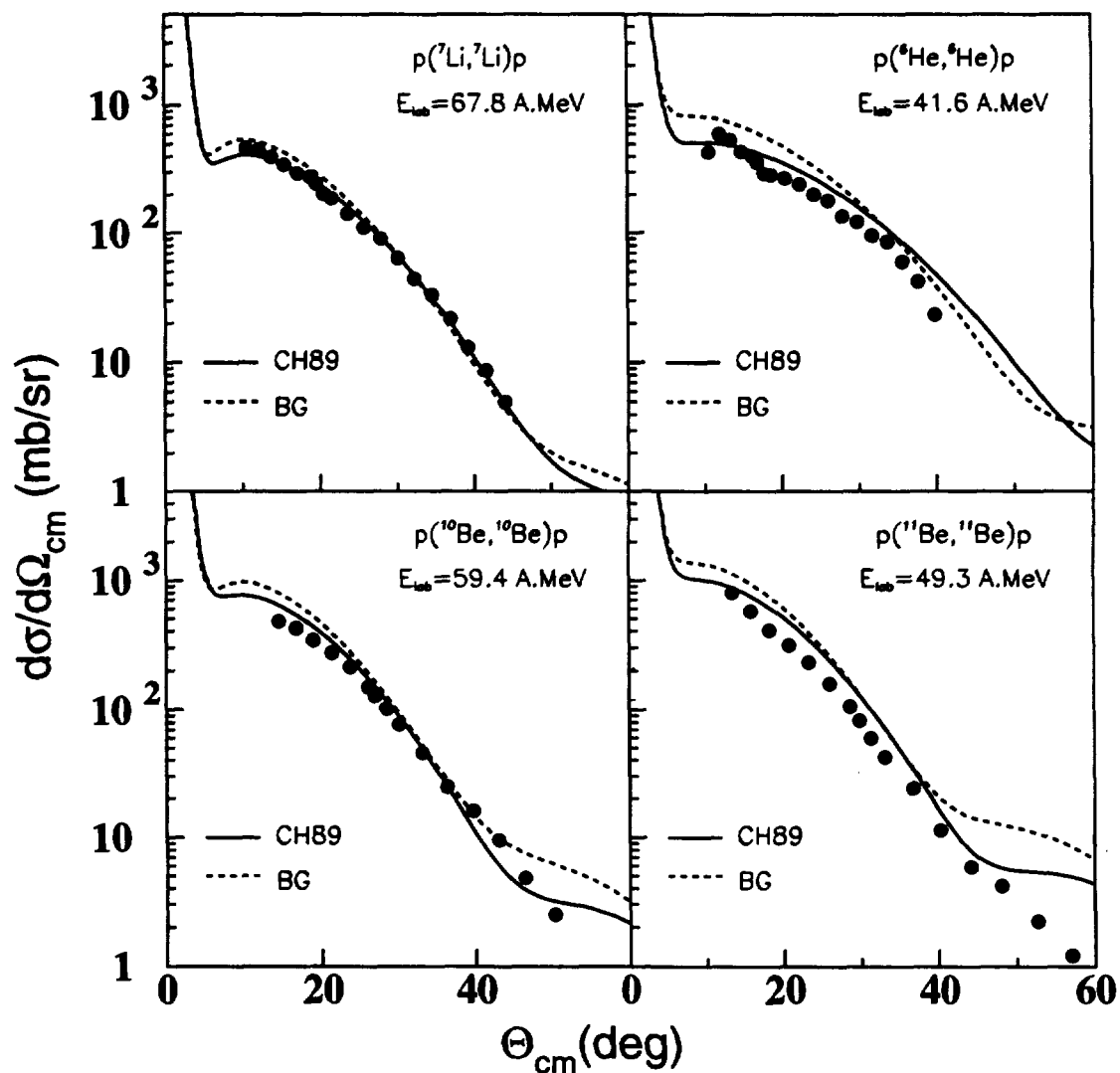


Figure 4.3: Distributions angulaires de la diffusion élastique du  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$  sur une cible de proton comparée avec différents calculs de modèle optique CH89 et BG

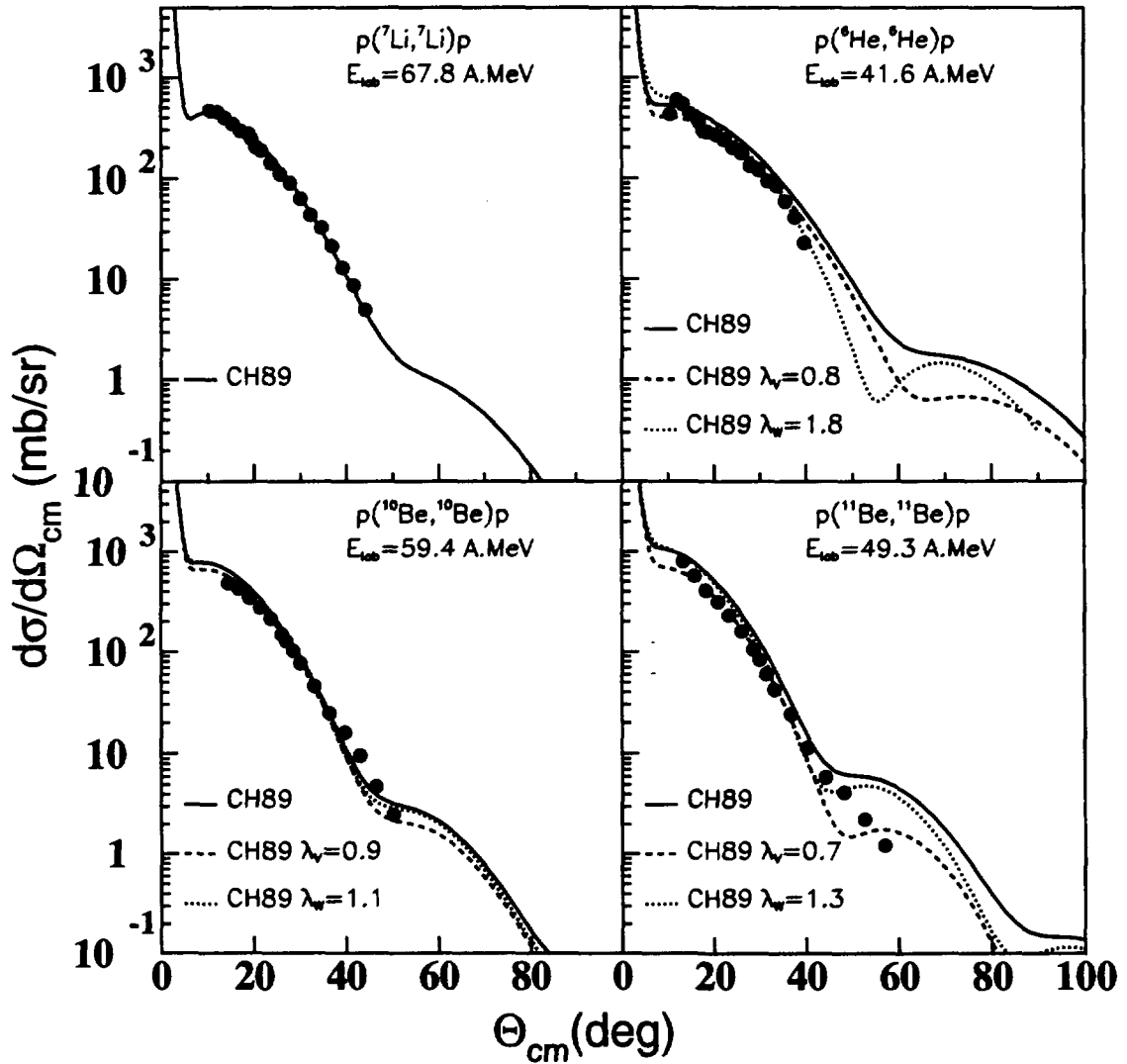


Figure 4.4: Distributions angulaires de la diffusion élastique du  $^6\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Be}$  sur cible de proton avec la paramétrisation CH89

de 1. En revanche, dans le cas du  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$  et  ${}^{11}\text{Be}$  les coefficients qui permettent de bien reproduire les données s'écartent de manière significative de 1 et suivent la même tendance: il faut soit diminuer la partie réelle, soit augmenter la partie imaginaire du potentiel nucléaire. C'est exactement ce type d'effet que l'on attend d'un potentiel de polarisation dynamique [Kha95b] qui représenterait les effets dus à la cassure du halo de neutrons pour ces noyaux faiblement liés [Hir93].

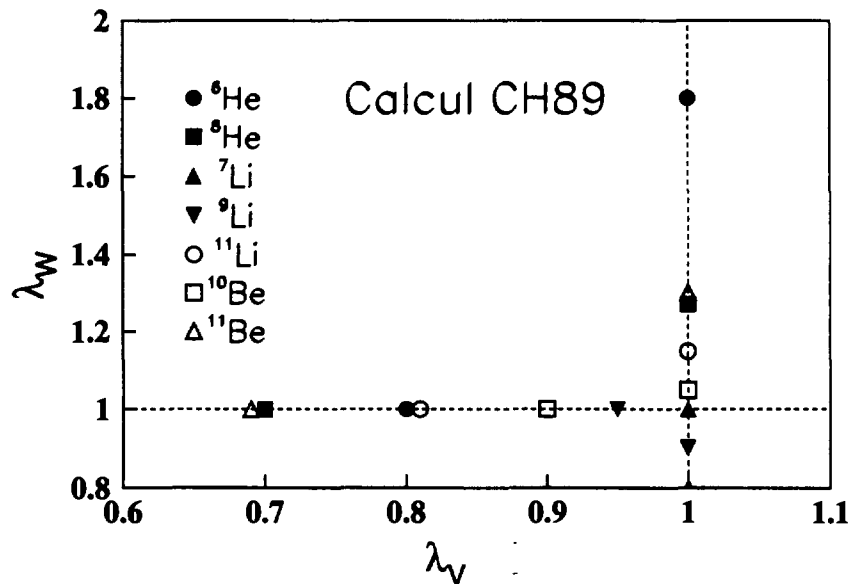


Figure 4.5: Facteurs de normalisations appliqués dans le cas de la paramétrisation CH89

Sur la figure 4.6 on présente la forme de la partie réelle et imaginaire d'un tel potentiel de polarisation dynamique calculé par J.S Al-Kahalili [Kha95b] pour la réaction  ${}^{11}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$  à 637 MeV. On observe que ce potentiel à la surface ( $r > 4\text{fm}$ ) est répulsif pour la partie réelle et attractif pour la partie imaginaire, ce qui est en accord avec une diminution du facteur de normalisation de la partie réelle du potentiel et une augmentation de sa partie imaginaire.

### 4.3.2 Études microscopiques: Le potentiel JLM

Un des potentiels microscopiques les plus connus pour l'étude de la diffusion nucléon-noyau est celui de J.P. Jeukenne, A. Lejeune et C. Mahaux (JLM)[Jeu77].

Le point de départ du potentiel JLM est l'approche de Brueckner- Hartree-Fock et l'interaction effective nucléon-nucléon à coeur dur de Reid. Les auteurs calculent et paramétrisent la dépendance en énergie et densité des composantes

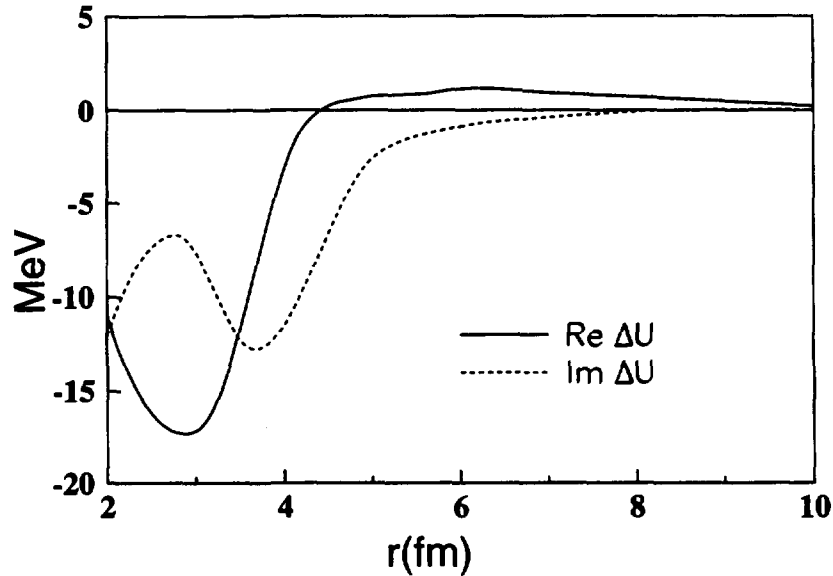


Figure 4.6: Parties réelle et imaginaire du potentiel de polarisation dynamique calculé par J.S Al-Kahalili [Kha95b] pour la réaction  $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$  à 637 MeV

isoscalaire, isovectorielle et coulombienne d'un potentiel optique complexe dans la matière nucléaire infinie pour des énergies inférieures à 160 MeV. Ensuite le potentiel optique pour des noyaux finis est obtenu en supposant que sa valeur pour la densité  $\rho(r)$  est la même que dans un milieu uniforme de même densité (approximation de densité locale).

Le potentiel JLM a déjà été utilisé avec succès pour décrire la diffusion élastique p+noyau et n+noyau pour un grand nombre de noyaux stables légers et de masse intermédiaire [Pet85], [Mel83]. La seule modification qui a dû être apportée au calcul microscopique initial de Jeukeune et al., est une renormalisation de 20% de la partie imaginaire du potentiel ( $\lambda_W=0.8$ ), mais cette renormalisation est la même pour tous les noyaux. On peut donc considérer que le potentiel JLM permet de reproduire les données sans aucun paramètre ajustable.

Par la suite nous développons les points importants de ce potentiel, notamment la forme des différentes parties du potentiel ainsi que l'approximation de densité locale. Nous ferons le point sur l'importance de la densité dans ces calculs, pour finir par montrer les résultats obtenus dans l'analyse de nos données expérimentales qui représentent donc une extension de ces calculs microscopiques au cas des noyaux instables.

### a) Le potentiel JLM

Dans cette approche, le potentiel optique est décomposé en une partie isoscalaire, une partie isovectorielle et enfin une partie coulombienne. La composante isoscalaire du potentiel optique est celle due à la matière nucléaire non chargée et symétrique ( $N=Z$ ) et s'exprime comme la somme d'une partie réelle et imaginaire

$$V_0(\rho, E) + iW_0(\rho, E)$$

tandis que la partie isovectorielle est due aux neutrons en excès, et elle dépendra du paramètre d'asymétrie

$$\alpha = (\rho_n - \rho_p) / (\rho_n + \rho_p)$$

ainsi la contribution isovectorielle sera

$$\pm \alpha [V_1(\rho, E) + iW_1(\rho, E)]$$

(le signe positif correspond à la diffusion n+noyau et le signe négatif à la diffusion p+noyau).

Le troisième terme représente l'interaction coulombienne et son rôle est de prendre en compte le champ coulombien  $V_c$ , dans le cas de la diffusion p+noyau.

Avec tout ceci l'expression du potentiel dans le cas qui nous intéresse (p+noyau) à une énergie de bombardement  $E$  peut s'écrire selon les relations suivantes:

$$V_p(\rho, E) = V_0(\rho, E) + \Delta_c(\rho, E) - \alpha V_1(\rho, E - V_c) \quad (4.14)$$

$$W_p(\rho, E) = W_0(\rho, E) + W_c(\rho, E) - \alpha W_1(\rho, E - V_c) \quad (4.15)$$

avec

$$\Delta_c(\rho, E) = V_0(\rho, E - V_c) - V_0(\rho, E)$$

et

$$W_c(\rho, E) = W_0(\rho, E - V_c) - W_0(\rho, E)$$

Le potentiel dans le cas de n+noyau s'exprime par:

$$V_n(\rho, E) = V_0(\rho, E) + \alpha V_1(\rho, E) \quad (4.16)$$

$$W_n(\rho, E) = W_0(\rho, E) + \alpha W_1(\rho, E) \quad (4.17)$$

Ainsi, toutes ces expressions montrent que le potentiel dépend de l'énergie incidente et des densités des noyaux impliqués dans la réaction. Ce point sera très important pour notre analyse, en particulier parce que nous voulons extraire des informations sur la densité ( rayon quadratique moyen et forme de la distribution) pour les noyaux "exotiques" que nous étudions.

#### b) L'approximation de densité locale

Comme il a été dit précédemment l'étude de la diffusion élastique p+noyau est en réalité un problème de collision à plusieurs corps. Ceci veut dire que le problème de la diffusion d'un nucléon sur un noyau est considéré comme une série de diffusions nucléon-nucléon individuelles mais qui se produisent en présence du reste des nucléons du noyau (nucléons spectateurs). A suffisamment haute énergie (de l'ordre d'au moins 100 A.MeV), on peut considérer que l'effet de ces nucléons spectateurs n'est pas très important, et dans ce cas les deux nucléons qui diffusent peuvent être traités comme si la diffusion s'était produite dans un milieu libre. En autres termes, l'interaction effective nucléon-nucléon peut être obtenue directement à partir de la diffusion nucléon-nucléon libre. Néanmoins, lorsqu'on travaille à plus basse énergie, où les sections efficaces présentent des fluctuations importantes avec l'énergie cette simplification n'est plus possible et on a besoin de faire appel à des approximations qui font une sorte de "moyenne" qui permet de faire la connexion entre la matière nucléaire infinie (interaction nucléon-nucléon libre) et des noyaux finis.

Les expressions 4.14 à 4.17 permettent de calculer le potentiel optique dans le cas de matière nucléaire infinie. Pour construire le potentiel optique dans des noyaux finis, les auteurs prennent comme hypothèse que ce potentiel à un certain point  $r$  (distance par rapport au centre du noyau), de densité  $\rho(r)$  a la même valeur que dans un milieu uniforme avec les mêmes valeurs de densité, excès de neutrons et à la même énergie.

Cette hypothèse reproduit très bien les intégrales de volume des potentiels réels et imaginaires

$$J_V/A = -(1/A) \int V(r) d^3r \quad (4.18)$$

$$J_W/A = -(1/A) \int W(r) d^3r \quad (4.19)$$

mais fournit des valeurs de rayon carré moyen trop petites. Ceci est dû au fait que la portée de l'interaction effective n'est pas bien prise en compte par



l'approximation de densité locale.

Cet effet est donc pris en compte d'une façon phénoménologique en faisant la convolution du potentiel obtenu à partir de l'approche de densité locale avec un facteur de forme gaussien  $\propto \exp(-(r/t)^2)$ . Initialement la valeur de  $t$  (paramètre qui représente la portée finie de la force nucléaire) était 1.2 fm, mais il a été prouvé ultérieurement qu'une valeur de  $t=1.0$  fm donne de meilleurs résultats [Mel83].

### c) Les densités

La dépendance en densité du potentiel JLM est d'importance capitale dans notre cas particulier parce que les noyaux exotiques que nous étudions (noyaux riches en neutrons), présentent des structures de halo de neutrons. L'un des buts de ce travail était de déterminer dans quelle mesure la diffusion élastique proton-noyau aux énergies fournies par le GANIL est sensible à la densité des noyaux, et donc au phénomène de halo.

Deux aspects différents vont nous intéresser. D'une part nous étudierons en détail l'influence du rayon quadratique moyen ( $r_{qm}$ ) utilisé, et également des différences entre les  $r_{qm}$  des distributions de densité des protons et des neutrons (l'hypothèse utilisée dans le passé avec les noyaux stables de  $r_{qm,p}=r_{qm,n}$  n'est en effet plus valide). D'autre part nous nous intéresserons aussi de près à la forme de ces distributions de densité, notamment celle des distributions de densité des neutrons dans lesquelles l'effet du halo doit se manifester par la présence d'une "queue" s'étendant jusqu'à des rayons très grands.

L'effet des  $r_{qm}$  sur ces potentiels microscopiques est très importante. Une bonne illustration de cet effet est présentée dans le travail [Rou95] réalisé sur les données expérimentales de diffusion élastique  $^{11}\text{Li}(p,p)^{11}\text{Li}$  [Moo92]. On observe dans ce cas (figure 4.7) que les distributions angulaires calculées à partir de deux distributions de densité de neutrons de  $r_{qm}$  différents sont très différentes en forme, et que ces différences sont plus marquées pour les angles les plus à l'arrière. Il s'agit de deux densités microscopiques calculées selon l'expression:

$$\rho_{p,n}(r) = \sum_{p,n} |\Phi(r)|^2$$

$|\Phi(r)|^2$  étant la fonction propre pour les protons et les neutrons ( $p$  ou  $n$ ) confinés à l'intérieur d'un puits de potentiel et dépendant de l'énergie de liaison des particules à l'intérieur du puits. La ligne continue correspond à un calcul qui considère une énergie de liaison d'environ 10 MeV (ce qui correspond à un rayon quadratique moyen de 2.88 fm) tandis que la ligne tiretée correspond à une énergie de

liaison de l'ordre de 0.5 MeV (rayon quadratique moyen de 3.20 fm). La valeur expérimentale pour le rayon quadratique moyen du  $^{11}\text{Li}$  est de l'ordre de 3.16 fm. La valeur de 2.88 fm est une valeur typique pour le rayon d'interaction des noyaux légers et instables, mais sans halo dans la région de masse  $A=11,12$  [Rou95]. Le calcul correspondant au rayon quadratique moyen de 3.2 fm est effectivement plus proche des données que celle correspondant à 2.88 fm.

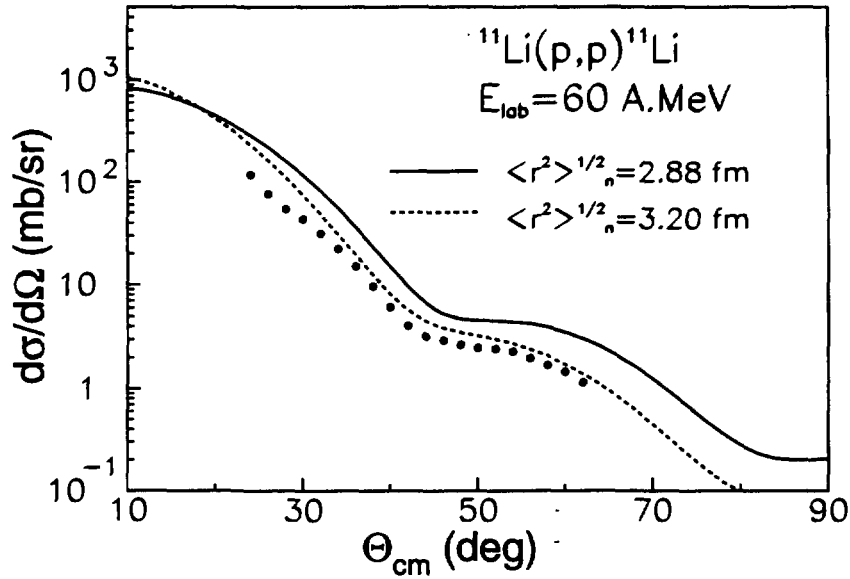


Figure 4.7: Distributions angulaires obtenues à partir de deux densités de rqm différents comparées aux données de Moon et al. [Moo92]

Pour étudier maintenant le rôle que jouent les formes de ces distributions de densités nous avons utilisé deux types de distribution assez différents:

- L'une est une distribution du type oscillateur harmonique donc ne simulant aucun effet lié au halo obtenue selon la paramétrisation suivante [Vri74]:

$$\rho(r) = \rho_0(1 + \alpha(r/a)^2)\exp(-(r/a)^2) \quad (4.20)$$

$$\alpha = \alpha_0 a_0^2 / (a^2 + (3/2)\alpha_0(a^2 - a_0^2))$$

$$a_0^2 = (a^2 - a_p^2)A / (A - 1)$$

$$\alpha_0 = (Z - 2)/3 \quad a_p^2 = (2/3) \langle r^2 \rangle_{\text{proton}}$$

Les valeurs des  $rqm$  pour les distributions de protons et neutrons sont celles estimées par Tanihata et al. [Tan88]. Elles sont rappelées dans le tableau 4.3.

noyau	$\langle rqm \rangle_p$ (fm)	$\langle rqm \rangle_n$ (fm)
${}^6He$	2.21	2.61
${}^8He$	2.15	2.64
${}^7Li$	2.27	2.38
${}^9Li$	2.18	2.39
${}^{11}Li$	2.88	3.21
${}^{10}Be$	2.24	2.34
${}^{11}Be$	2.63	2.78

Tableau 4.3: Rayons quadratiques moyens des distributions de protons et neutrons estimés par Tanihata et al. [Tan88]

- Les distributions de densité du second type nous ont été fournies par H. Sagawa. Ces densités sont construites en utilisant le modèle de Hartree-Fock avec un modèle en couches pour calculer les probabilités d'occupation des niveaux pour les neutrons de valence [Sag92]. Ce type de distribution prend en compte l'effet du halo dans la distribution de densité des neutrons (extension plus large de la distribution de densité de neutrons) en se basant sur l'importance du fort effet de la faible énergie de séparation des derniers nucléons (neutrons) pour ces noyaux. Les distributions de neutrons et de protons calculées par Sagawa pour chacun des noyaux étudiés sont présentées sur la figure 4.8. L'effet dû au halo dans le cas de  ${}^6He$  et surtout de  ${}^{11}Be$  est clairement visible sur la distribution de neutrons.

Pour tester l'effet lié au halo de neutrons sur la forme de la distribution angulaire, nous avons effectué deux calculs dans le cas de la diffusion  ${}^{11}Li+p$  [Moo92], où les données s'étendent à relativement grand angle. Nous avons d'une part calculé la distribution angulaire à partir de la densité du  ${}^{11}Li$  estimée par Sagawa et al., et d'autre part celle correspondant à la densité de type oscillateur harmonique de même rayon quadratique moyen que celle de Sagawa ( $\langle rqm \rangle_p = 2.21 fm$ ,  $\langle rqm \rangle_n = 3.03 fm$ ). Dans les deux cas les facteurs de normalisation utilisés correspondent aux valeurs standards ( $\lambda_V = 1.0$  et  $\lambda_W = 0.8$ ), qui reproduisent les noyaux stables, comme on peut le voir sur la figure 4.9. Les

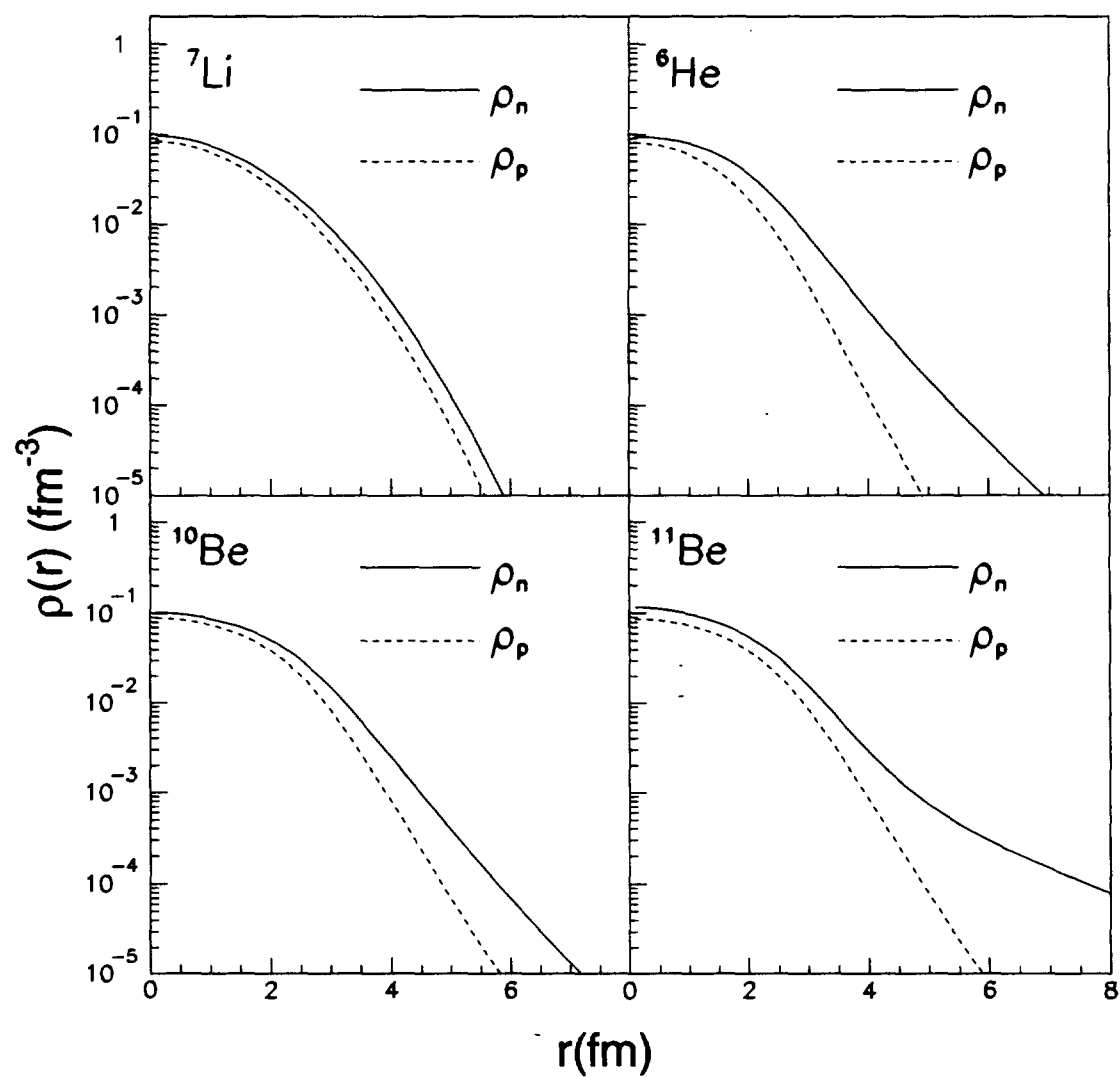


Figure 4.8: *Distribution de densités de protons et neutrons des noyaux étudiés calculés par Sagawa [Sag92]*

deux distributions angulaires calculées surestiment les points expérimentaux mais une meilleure reproduction en forme de la distribution angulaire expérimentale est obtenue avec la distribution calculée en utilisant la densité estimée par Sagawa. Les différences entre les deux calculs sont de plus en plus importantes à grand angle.

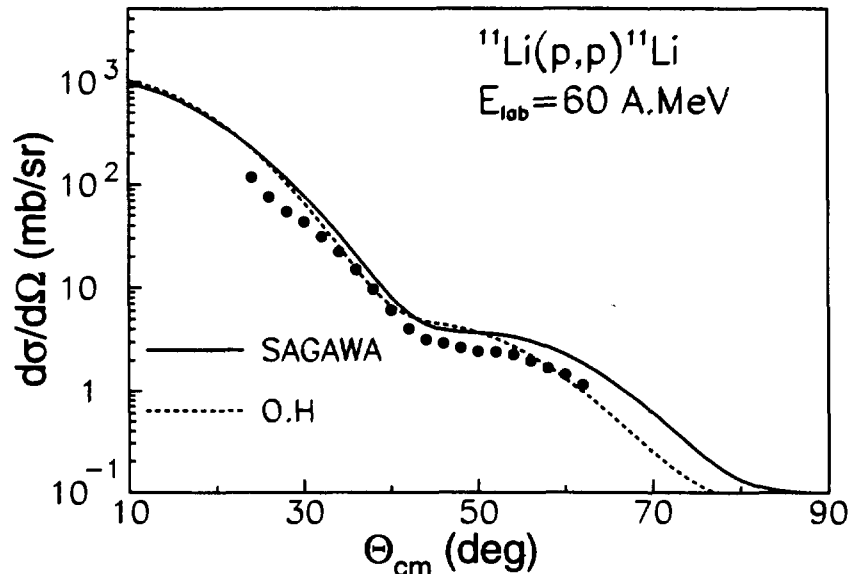


Figure 4.9: Distributions angulaires obtenues à partir des deux densités différentes comparées aux données de Moon et al. [Tan88]

Finalement, le tableau 4.4 présente les rayons quadratiques moyens correspondants aux distributions montrées sur la figure 4.8. Par la suite, toutes les distributions angulaires calculées pour la diffusion élastique noyau+proton correspondent à des calculs effectués avec les densités de Sagawa et al. [Sag92]

### 4.3.3 Calculs des distributions angulaires avec le potentiel JLM

Nous avons essayé d'étendre ce type de calcul microscopique avec un potentiel JLM dans le cas de nos données. Pour calculer les différentes distributions angulaires nous avons utilisé deux codes conçus par F.S. Dietrich du Lawrence Livermore Laboratory. Les points de départ du premier de ces codes sont les distributions de densité de protons et neutrons des noyaux impliqués dans la réaction, les caractéristiques fondamentales de ces noyaux (masse, charge, ...), et

noyau	$\langle r_{qm} \rangle_p$ (fm)	$\langle r_{qm} \rangle_n$ (fm)	$\langle r_{qm} \rangle_m$ (fm)
${}^6\text{He}$	1.91	2.34	2.19
${}^8\text{He}$	1.95	2.68	2.49
${}^7\text{Li}$	2.27	2.38	2.33
${}^9\text{Li}$	2.14	2.62	2.46
${}^{11}\text{Li}$	2.21	3.03	2.81
${}^{10}\text{Be}$	2.25	2.55	2.43
${}^{11}\text{Be}$	2.27	2.89	2.66

Tableau 4.4: Rayons quadratiques moyens des distributions de protons, neutrons et de matière calculées par Sagawa et al. [Sag92]

l'énergie de bombardement.

Le potentiel calculé par ce premier code est un potentiel optique complexe et microscopique du type JLM. Le deuxième de ces codes permet à partir de ce potentiel de calculer les distributions angulaires correspondant à chaque réaction. Il permet de rechercher les facteurs de normalisation de chacune des parties du potentiel pour obtenir la meilleure reproduction possible des données expérimentales, par une méthode de minimisation de  $\chi^2$ .

Il est également intéressant dans le cas des potentiels JLM de faire une étude de la variation des facteurs de normalisation à appliquer pour optimiser l'accord entre les distributions angulaires calculées et les données pour les différents noyaux étudiés. La procédure utilisée est identique à celle expliquée dans la section 4.3.1.c. à l'exception des valeurs de départ qui pour le cas des potentiels du type JLM est  $\lambda_V=1$  et  $\lambda_W=0.8$ .

Nous présentons sur la figure 4.10 les distributions angulaires obtenues avec le potentiel JLM. La ligne continue correspond au potentiel JLM sans renormalisation de la partie réelle ( $\lambda_V = 1.$ ) et une renormalisation de 20% de la partie imaginaire ( $\lambda_W = 0.8$ ), facteur de normalisation "standard" dans le cas de la diffusion nucléon-noyau stable.

Dans le cas du  ${}^7\text{Li}$  (faisceau secondaire et stable) l'accord est excellent avec ces paramètres de normalisation standard. Néanmoins les distributions angulaires prédites pour les autres noyaux riches en neutrons sont surestimées. Pour ces noyaux, nous avons fait varier les facteurs de normalisation  $\lambda_V$  (ligne tiretée) et  $\lambda_W$  (ligne pointillée) afin de mieux reproduire les données expérimentales.

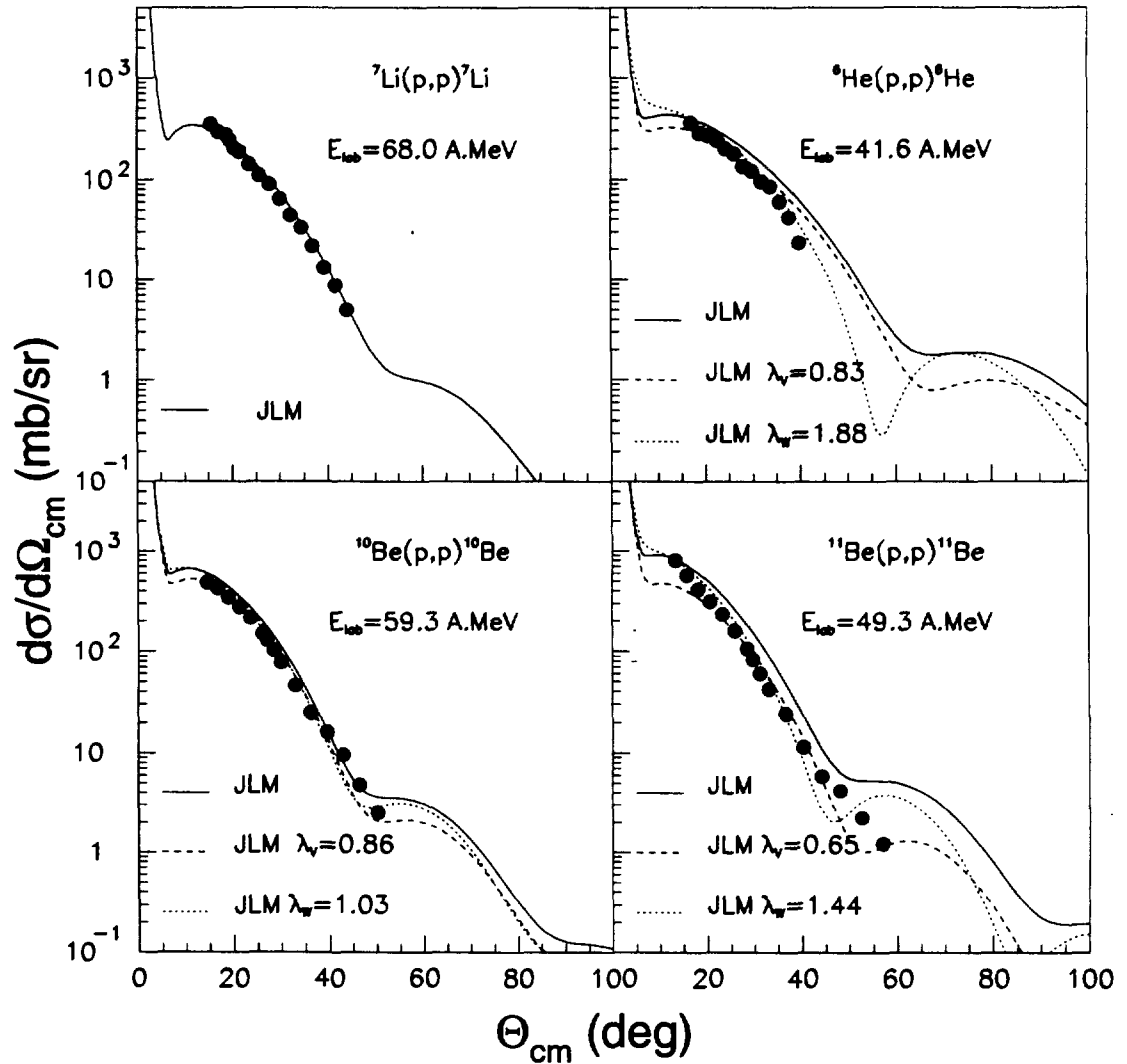


Figure 4.10: Distributions angulaires  $p$ +noyau avec le potentiel JLM

Les facteurs de normalisation correspondant à la meilleure reproduction des données sont regroupés sur la figure 4.11, pour les quatre noyaux étudiés dans ce travail, ainsi que pour les données de  ${}^9\text{Li}$  et  ${}^{11}\text{Li}$  [Moo92] et  ${}^8\text{He}$  [Kor93].

Les facteurs de normalisation obtenus pour le  ${}^7\text{Li}$  et  ${}^9\text{Li}$  coïncident avec ceux utilisés dans les études précédentes concernant les noyaux stables, mais tous les autres correspondent à une réduction de la partie réelle et à une augmentation de la partie imaginaire du potentiel. A nouveau, ceci est le même effet que celui attendu pour un potentiel de polarisation dynamique qui simulerait des effets de cassure [Kha95b].

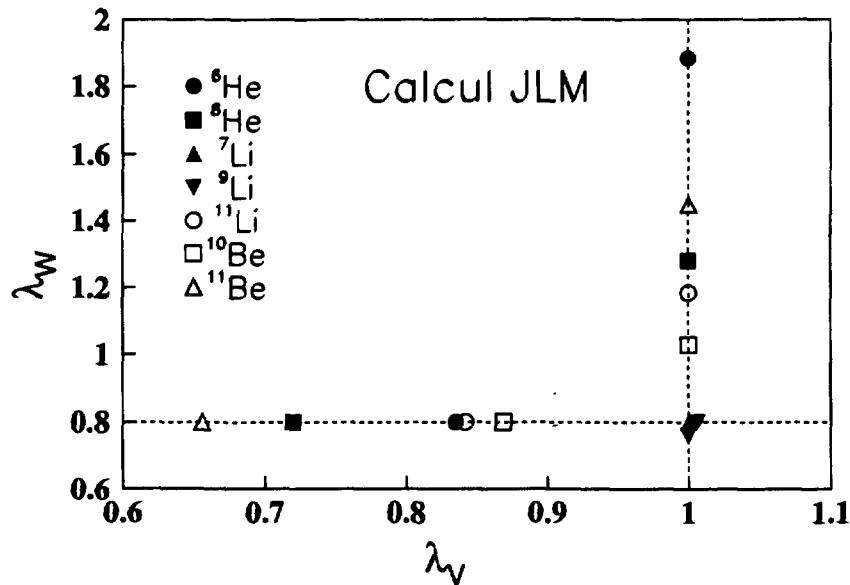


Figure 4.11: Évolution des facteurs de normalisation appliqués aux parties réelles et imaginaires du potentiel JLM

#### 4.3.4 Les sections efficaces de réaction

Des informations très importantes peuvent être obtenues à partir de la comparaison des sections efficaces de réaction totales pour ces noyaux "exotiques". Par exemple, les premières informations concernant les valeurs des rayons quadratiques moyens de ces noyaux ont été obtenues à partir de la mesure de la section efficace d'interaction [Tan85], [Tan88].



isotope	$\sigma(\text{mb})$ (oh)	$\sigma(\text{mb})$ (Sagawa)
${}^6\text{He}$	338.6	297.7
${}^{10}\text{Be}$	267.9	294.3
${}^{11}\text{Be}$	405.6	385.6

Tableau 4.5: *Comparaison des sections efficaces de réaction obtenues à partir des densités du type oscillateur harmonique et Sagawa*

Le tableau 4.5 présente une comparaison entre les valeurs des sections efficaces de réaction obtenus à partir des deux types de densité mentionnées précédemment, après renormalisation de la partie réelle du potentiel, pour reproduire au mieux les données. Bien que la qualité de l'ajustement obtenu avec les deux densités soit équivalente, les sections efficaces de réaction sont très différentes dans les deux cas. Actuellement il n'existe pas de mesures qui donnent la section efficace totale d'interaction sur une cible de protons. Il serait donc extrêmement intéressant de disposer de mesures indépendantes de la section efficace de réaction, pour mettre une autre contrainte sur les calculs.

#### 4.4 La diffusion élastique noyau-noyau

Des études concernant la diffusion élastique de faisceaux légers instables sur une cible de  ${}^{12}\text{C}$  ou de  ${}^{28}\text{Si}$  ont déjà été réalisées au cours de ces dernières années. Dans ces premières expériences sur la diffusion du  ${}^8\text{B}$  [Pec95],  ${}^{11}\text{Li}$  [Kol92], [Lew93] et  ${}^{14}\text{Be}$  [Zah94] la résolution en énergie ne permettait pas de distinguer entre diffusion élastique et inélastique. Ces données correspondent donc à de la diffusion quasi-élastique, et les analyses qui ont été effectuées étaient des analyses globales, où les distributions angulaires étaient calculées en incluant les premiers états excités, en général le  $2^+$  et  $3^-$  du  ${}^{12}\text{C}$ . Différentes analyses théoriques de ces données qui vont des analyses dans le cadre d'un modèle optique phénoménologique [Mer93], [Mer94] aux calculs qui utilisent des fonctions d'onde réalistes à plusieurs corps dans le cadre de la théorie de Glauber avec des approches adiabatiques [Tho93], [Kha95], [Kha95b] ont été publiées.

Les résultats de ces derniers calculs n'ont pas été complètement satisfaisants en particulier dans le cas du  ${}^{11}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ , où la première oscillation de la distribution angulaire se trouve décalée en angle et n'est pas reproduite en amplitude. En plus, les grandes erreurs expérimentales ne permettent pas de discerner entre les différents calculs théoriques pour les angles les plus à l'arrière. Ceci montre que des données de diffusion purement élastique, avec bonne résolution en énergie

et en angle, et également avec une bonne statistique sont nécessaires.

C'est dans ce contexte que les résultats apportés par notre expérience sont importants car il s'agit des premières mesures de diffusion élastique avec des faisceaux légers et instables d'aussi bonne qualité et sans aucune ambiguïté pour séparer les contributions élastiques et inélastiques. Nous présentons par la suite les calculs théoriques utilisés dans l'analyse de nos données et les résultats et conclusions auxquels nous sommes arrivés.

#### 4.4.1 Le modèle eikonal à plusieurs corps

Le modèle eikonal est une approximation empruntée à l'optique. C'est ce modèle qui permet de connecter l'optique géométrique avec l'optique physique. Le premier à appliquer ce modèle à la physique nucléaire fut Glauber dans les années 60 [Gla59],[Sat80].

L'hypothèse principale consiste à dire que l'énergie incidente  $E$  de la particule est assez élevée par rapport au potentiel  $V$  pour pouvoir supposer que la trajectoire suivie est assimilable à une ligne droite. Cette hypothèse permet développer la fonction d'onde élastique en fonction de la quantité  $V/E$  ( $V/E \ll 1$ ) et d'obtenir l'amplitude de diffusion correspondante. Elle s'avère très utile pour étudier la diffusion élastique de particules légères aux énergies élevées ( $E \geq 100$  A.MeV). Il est clair qu'il s'agit donc d'une méthode qui fonctionne sans problèmes à plus haute énergie. Nous allons essayer d'analyser les hypothèses utilisées un peu plus en détail pour pouvoir déterminer si elles continuent à être valables aux énergies utilisées dans ce travail.

Les hypothèses sur lesquelles se base ce modèle sont les suivantes:

1. La diffusion noyau-noyau est considérée comme une série de collisions successives entre les nucléons. Si l'énergie relative entre ces deux noyaux est assez élevée (100 A.MeV), l'interaction projectile-cible peut être considérée dans cette première approximation, comme une interaction nucléon-nucléon libre
2. On considère qu'aux petits angles il y a uniquement diffusion directe et que le transfert de moment n'a pas de composant longitudinal

Dans notre cas particulier nous parlerons uniquement des sections efficaces à petit angle ( $\Theta \leq 20^\circ_{cm}$ ) et la deuxième hypothèse sera donc automatiquement satisfaite. Ainsi, c'est la première qui pourrait poser à priori des problèmes. Néanmoins il a été aussi démontré qu'il est possible de l'utiliser avec succès à plus basse énergie [Bri75], [Bon87]. De plus, il ne faut pas oublier que pour ces noyaux l'énergie du faisceau est bien plus élevée que l'énergie de séparation des neutrons de valence (ce qui équivaut à travailler à plus haute énergie).

#### 4.4.2 La diffusion élastique ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$

Le  ${}^6\text{He}$  peut être considéré comme un système à trois corps  $\alpha+n+n$  avec l'importante particularité qu'aucun parmi ses trois sous-systèmes n'est lié. Il a été prouvé que pour ce type de systèmes très faiblement liés (le  ${}^6\text{He}$  a une énergie de séparation des deux derniers neutrons de 0.975 MeV) les effets de polarisation dynamique du projectile peuvent être très importants et doivent être pris en compte dans le modèle [Kha95b].

La section efficace théorique a été calculée dans ce cas à partir du modèle eikonal à 4 corps [Kha95], [Kha96]. Les quatre corps correspondent d'une part au projectile, qui est décomposé en un coeur et deux neutrons du halo, et d'autre par la cible. Ce modèle fait deux hypothèses. La première est que l'énergie de séparation des neutrons de valence est faible par rapport à l'énergie du faisceau, et la seconde est que l'approximation eikonale peut être utilisée pour la diffusion à petits angles ( $< 20^\circ$ ).

Le potentiel qui représente le projectile est donc en fait la somme de trois potentiels:

$$U(R, \rho, r) = U_c(R, \rho) + U_{n1}(R, \rho, r) + U_{n2}(R, \rho, r)$$

$U_c(R, \rho)$  est le potentiel du coeur, et  $U_{ni}(R, \rho, r)$  les potentiels coeur-neutron. Les coordonnées  $R$ ,  $\rho$  et  $r$  sont définies selon le repère de la figure 4.12.

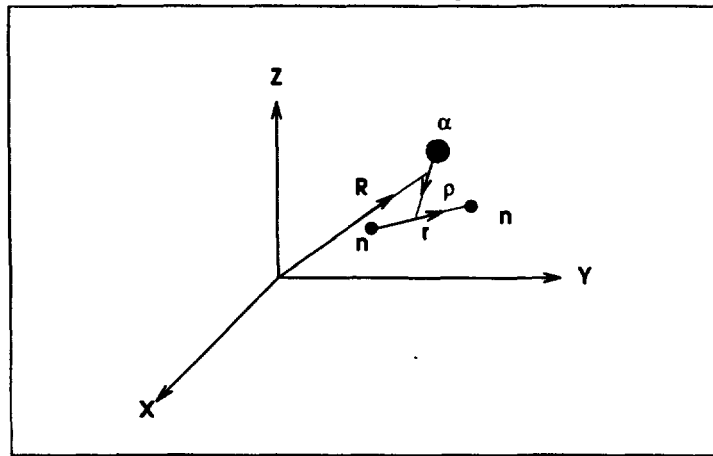


Figure 4.12: Repère pour les coordonnées du potentiel

Les points de départ pour calculer la section efficace de la réaction selon ce modèle sont:

- La fonction d'onde à trois corps du  ${}^6\text{He}$  calculée par Zhukov et al. [Zhu93] à

partir d'une approche de coordonnées spatiales de Faddeev avec une interaction NN réaliste et une interaction de type Woods-Saxon pour l'interaction  $\alpha N$ .

- Le potentiel optique  $\alpha + {}^{12}C$  à l'énergie considérée. A 41.6 A.MeV nous avons besoin du potentiel  $\alpha + {}^{12}C$  à 166 MeV. Des données expérimentales existent à cette énergie [Tat70], et il est possible d'obtenir une bonne reproduction de ces données avec une paramétrisation du type Woods-Saxon:  $V=100$  MeV,  $r_V=1.117$ fm,  $a_V=0.82$  fm,  $W=35$  MeV,  $r_W=1.355$ fm et  $a_W=0.65$  fm
- Le potentiel optique  $n + {}^{12}C$  obtenu à l'aide de la paramétrisation globale de BG.

Une fois que ces quantités sont choisies, le calcul n'a plus de paramètre libre. Les résultats de ce calcul (ligne continue), sont comparés à la distribution angulaire expérimentale sur la figure 4.13. L'accord entre les calculs et les données expérimentales est très bon dans ce cas, contrairement à ce qui avait été obtenu pour le cas du  ${}^{11}Li$ . Comme le  ${}^6He$  et le  ${}^{11}Li$  sont tous les deux supposés avoir des halos de deux neutrons entourant un coeur inerte, cette différence de comportement pourrait indiquer que le coeur de  ${}^9Li$  n'est pas bien traité et n'est en fait pas totalement inerte. On peut penser que des effets d'excitation du coeur et de spin doivent être pris en compte dans le cas du  ${}^{11}Li$ , alors que le noyau de  ${}^6He$ , avec son coeur inerte et sans spin d' $\alpha$  ne nécessite pas de telles considérations. Sur la même figure 4.13 nous avons aussi étudié la corrélation entre les deux neutrons de valence.

Dans le cas d'une corrélation maximale, les deux neutrons ont été traités selon un modèle de dineutron et donc le calcul a été dans ce cas à trois corps ( $\alpha + nn +$  cible). Les résultats correspondent à la ligne pointillée sur la figure 4.13.

Le cas de corrélation nulle a également été analysé. Dans ce cas, l'interaction NN a été annulée et l'interaction  $\alpha N$  augmentée pour retrouver l'énergie de liaison correcte de  ${}^6He$ . Le résultat se superpose tout le long de la distribution angulaire à la ligne continue. On peut observer que la distribution angulaire n'est pas très sensible à ce type d'effet contrairement à ce qui avait été observé pour le  ${}^{11}Li$  [Kha95].

Nous avons aussi essayé de tester des modèles qui ont été très utilisés pour la description de la diffusion élastique noyau-noyau pour les noyaux stables. Ainsi, la ligne en tirets a été obtenue à partir d'un modèle de double convolution en utilisant une interaction du type DDM3Y [Sat79]. Cette interaction a donné de très bons résultats pour la description de la diffusion élastique pour les systèmes légers tels que  ${}^{12}C + {}^{12}C$  entre 10 et 100 A.MeV [Bra85]. Pour ce calcul nous avons utilisé la densité pour le  ${}^6He$  obtenue par Sagawa [Sag92], et une densité à deux paramètres de type Fermi pour le  ${}^{12}C$ . Les paramètres pour la partie

imaginaire du potentiel ont été pris de la référence, [Bra85].

L'ajustement obtenu est très bon pour le premier maximum à  $4^\circ$ , mais le minimum à  $7^\circ$  est trop profond. Ceci pourrait être dû aux ambiguïtés de la partie imaginaire du potentiel pour ce type de calcul. Néanmoins avec les données actuelles nous ne couvrons pas un assez grand domaine angulaire pour pouvoir tirer des conclusions plus précises sur ces calculs. Il faudrait avoir des données s'étendant jusqu'à au moins  $15^\circ$  pour pouvoir comparer les calculs dans une région où ils diffèrent sur un maximum.

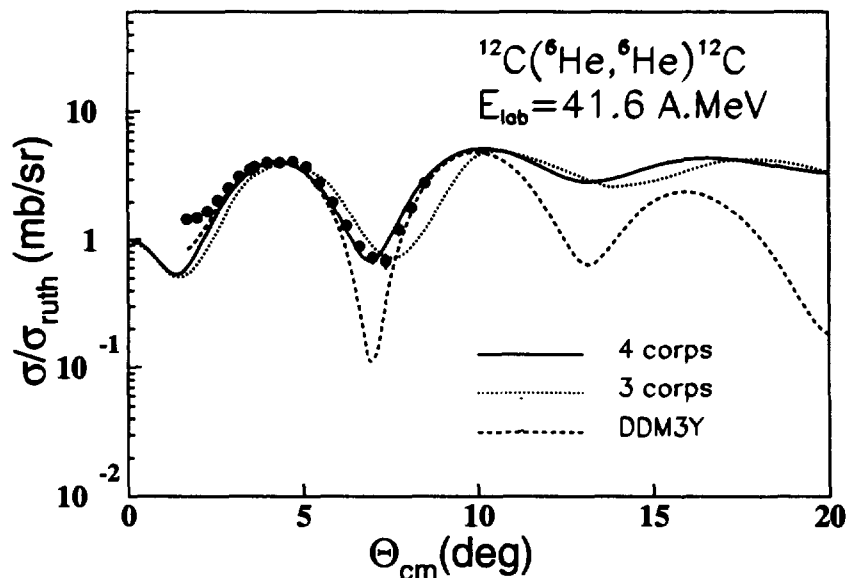


Figure 4.13: *Distribution angulaire pour la réaction  $^6\text{He} + ^{12}\text{C}$*

#### 4.4.3 La diffusion élastique $^{10,11}\text{Be} + ^{12}\text{C}$

Pour calculer la section efficace théorique pour le cas de la diffusion  $^{11}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  nous avons aussi utilisé le modèle de Glauber mais cette fois à trois corps ( $^{10}\text{Be} + n + ^{12}\text{C}$ ).

La première étape a été la recherche d'une bonne reproduction de nos données pour la réaction  $^{10}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  avec une paramétrisation du potentiel optique. Les paramètres utilisés sont :

$$V_0 = 120 \text{ Mev} \quad r_r = 0.68 \text{ fm} \quad a_r = 0.9 \text{ fm}$$

$$W_0 = 38 \text{ Mev} \quad r_i = 0.9 \text{ fm} \quad a_i = 0.75 \text{ fm}$$

Les résultats de ce calcul sont présentés sur la figure 4.14.

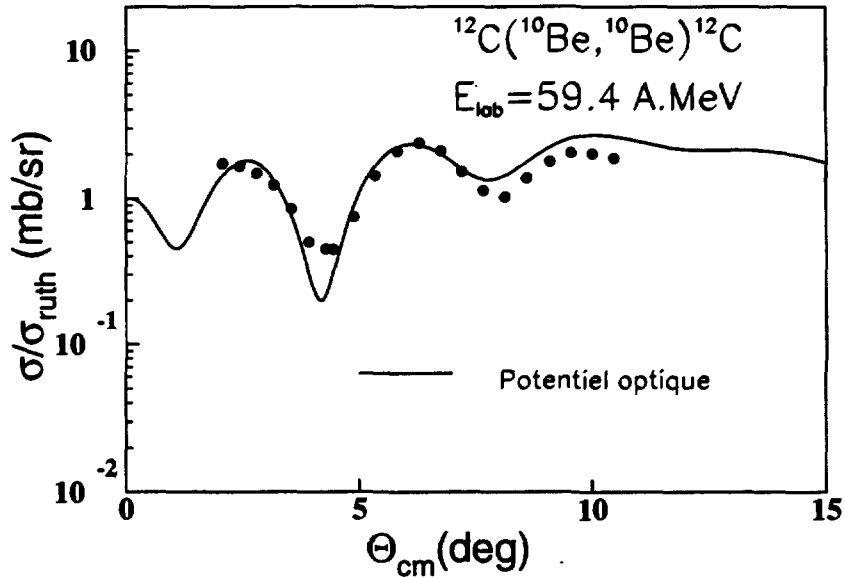


Figure 4.14: Distribution angulaire pour la réaction  $^{10}\text{Be} + ^{12}\text{C}$

Les points de départ pour le calcul de la réaction  $^{11}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  sont donc:

- Le potentiel optique  $^{10}\text{Be} + ^{12}\text{C}$
- Le potentiel optique  $n + ^{12}\text{C}$ , obtenu comme dans le cas du  $^6\text{He}$  à partir d'une paramétrisation globale (Becchetti et Greenlees)
- La fonction d'onde du  $^{11}\text{Be}$

Les résultats de ce calcul sont montrés sur la figure 4.15. Dans ce cas également, l'accord obtenu entre la courbe calculée et les données est très bon.

Sur la même figure, la ligne en tirets représente un calcul qui, comme dans le cas de la diffusion élastique  $^6\text{He} + ^{12}\text{C}$ , a été obtenu à partir d'un modèle de double convolution en utilisant une interaction du type DDM3Y [Sat79]. Pour ce calcul nous avons utilisé pour le  $^{11}\text{Be}$  la densité obtenue par Sagawa [Sag92], et une densité à deux paramètres de type Fermi pour le  $^{12}\text{C}$ . Les paramètres pour la partie imaginaire du potentiel ont été pris de Brandan et al., [Bra85]. Il

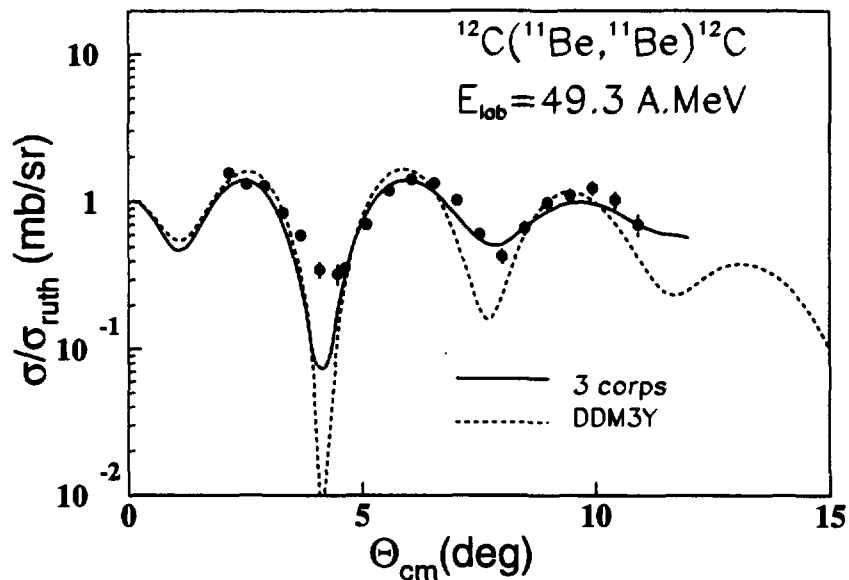


Figure 4.15: *Distribution angulaire pour la réaction  $^{11}\text{Be} + ^{12}\text{C}$*

semble dans ce cas que la période des oscillations pour ce calcul soit légèrement plus faible que celle observée expérimentalement, et l'accord est ici sensiblement moins bon que dans le cas du calcul à trois corps, non seulement dans les minima de la distribution angulaire, mais aussi dans les régions décroissantes des oscillations ( $\Theta_{CM} = 7 - 8^\circ, 10 - 11^\circ$ ).

# Chapitre 5

## Les réactions d'échange de charge

Les réactions d'échange de charge (p,n) constituent un moyen privilégié pour étudier la structure et les interactions nucléaires.

Ces réactions sont très sélectives: seuls les états isobariques analogues (IAS) et les resonances Gamow-Teller (GT) sont fortement peuplés.

Les transitions vers l'état isobarique analogue sont des transitions de Fermi (F) sans retournement de spin,  $\Delta T=1$ ,  $\Delta S=0$  tandis que l'excitation des resonances Gamow-Teller (GT) procède via des transitions  $\Delta T=1$ ,  $\Delta S=1$ , c'est à dire que le changement d'isospin s'accompagne d'un retournement de spin.

L'interaction effective entre un projectile et une cible peut s'exprimer comme un opérateur local de la forme suivante [Gal86]:

$$V_{eff}(r) = V_c(r) + V_0(r) + V_\sigma(r)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) + V_\tau(r)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) + V_{\sigma\tau}(r)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) + [V_{LS}(r) + V_{LS\tau}(r)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)]\vec{L} \cdot \vec{S} + [V_T(r) + V_{T\tau}(r)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)]\frac{1}{r^2} [3(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r}) - r^2(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)] \quad (5.1)$$

$$r = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$$

où:

1.  $V_c$  est le terme qui représente l'interaction Coulombienne.
2.  $V_0$  est le terme dit central responsable de l'excitation des transitions du type ( $\Delta S = 0, \Delta T = 0$ ) en diffusion inélastique.
3.  $V_\sigma$  est le terme responsable du retournement de spin pour les réactions ( $\Delta S = 1, \Delta T = 0$ ).
4.  $V_\tau$  est le terme responsable du changement d'isospin ( $\Delta S = 0, \Delta T = 1$ )



5.  $V_{\sigma\tau}$  est le terme responsable de l'opération de changement de spin et isospin ( $\Delta S = 1, \Delta T = 1$ )
6.  $V_{LS}$  est le terme spin-orbite.
7.  $V_T$  est le terme tenseur

Les réactions (p,n) sont gouvernées par les composantes isovectorielles de cette interaction effective, c'est à dire  $V_{\sigma\tau}$ ,  $V_T$ ,  $V_{LS\tau}$ , et  $V_{T\tau}$  [Tad84].

La caractéristique la plus importante d'une réaction (p,n) est la transformation d'un proton de la cible en un neutron ( ou du projectile, si comme dans notre cas on travaille en cinématique inverse). Les transitions qui se produisent sont du type:

$$0^+ \rightarrow 1^+ \quad 0^+ \rightarrow 0^+$$

On peut faire l'analogie entre ces transitions et les réactions du type Gamow-Teller(GT) et Fermi(F) de la désintégration  $\beta$ .

En réalité quand la réaction (p,n) est dominée par un transfert de moment angulaire  $L=0$ , la similitude entre les opérateurs de l'interaction effective

$$V_{\sigma\tau}(r)(\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2)(\vec{\tau}_i, \vec{\tau}_p) \quad \text{et} \quad V_T(r)(\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2)$$

et les opérateurs de la désintégration  $\beta$   $\sum_i \sigma_i t_i^-$  et  $\sum_i t_i^-$  permet d'établir une proportionnalité entre les réactions (p,n) et la désintégration  $\beta$ .

Grâce à cette proportionnalité, la mesure des sections efficaces à  $0^\circ$  (transfert de moment nul  $q=0$ ) pour les réactions d'échange de charge (p,n) semble donc être une très bonne technique indépendante du modèle utilisé pour étudier la partie isovectorielle de l'interaction effective NN ( $V_T$  et  $V_{\sigma\tau}$ ) ou plus précisément son intégrale de volume.

En effet, dans le cadre d'une approximation en ondes distordues DWBA la section efficace d'échange de charge s'exprime par:

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(0^\circ) \approx \left( \frac{\mu}{\pi \hbar^2} \right)^2 \frac{k_f}{k_i} (N_T |V_T(0)|^2 B(F) + N_{\sigma\tau} |V_{\sigma\tau}(0)|^2 B(GT)) \quad (5.2)$$

Où  $B(F)$  et  $B(GT)$  sont les racines carrées des éléments de matrice pour les transitions Fermi et Gamow-Teller,  $V_T(0)$  et  $V_{\sigma\tau}(0)$  la force de des interactions correspondantes à moment transféré nul ( $q=0$ ),  $K_i(K_f)$  sont les moments de la particule incidente et diffusée et  $N_T$  et  $N_{\sigma\tau}$  sont des facteur de distorsion à  $\Theta = 0^\circ$

pour une transition du type F et GT respectivement.

Si l'on considère des transitions pures du type  $\alpha$  (F ou GT) l'expression se simplifie

$$\sigma(\alpha) = \frac{d\sigma}{d\omega}(0^\circ) = K_\alpha N_\alpha B(\alpha) |V_\alpha(0)|^2 \quad (5.3)$$

avec:

$$K_\alpha = \left( \frac{\mu}{\pi \hbar^2} \right)^2 \frac{k_f}{k_i}$$

Selon [Tad87] les sections efficaces expérimentales pour les transitions Fermi et GT peuvent être paramétrisées comme le produit de trois facteurs:

$$\sigma(q=0) = \hat{\sigma}_\alpha(E_p, A) F_\alpha(q, \omega) B(\alpha) \quad (5.4)$$

Le facteur  $\hat{\sigma}_\alpha$  est une "section efficace unitaire" qui dépend de l'énergie incidente  $E_p$  et de la masse de la cible A (ou du projectile en cinématique inverse),  $F_\alpha(q, \omega)$  est un facteur cinématique qui dépend du moment transféré  $q$  et de la perte d'énergie  $\omega = E_x - Q_{GS}$  et  $B(\alpha)$  sont les forces de transition  $\beta$  connues expérimentalement, à partir des temps de décroissance  $\beta$ .

## 5.1 Mesures de la section efficace différentielle à zéro degré

Avant de rentrer dans le détail de l'étude des distributions angulaires pour ces réactions, des informations très intéressantes peuvent déjà être obtenues à partir du rapport entre les sections efficaces à zéro degré. Plus précisément on observe à partir de l'équation (5.4) que si le rapport  $B(F)/B(GT)$  est connu à partir de la désintégration  $\beta$  et si la cinématique des deux réactions est très similaire, le rapport des sections efficaces expérimentales à  $0^\circ$  donne accès à la grandeur  $R$  où

$$R^2 = \frac{\hat{\sigma}_{GT}}{\hat{\sigma}_F} \quad (5.5)$$

D'après (5.3), cette expression est directement reliée au rapport entre  $|V_\tau(0)|$  et  $|V_{\sigma\tau}(0)|$ , plus précisément aux intégrales de volume de ces composantes de l'interaction  $|J_\tau|$  et  $|J_{\sigma\tau}|$  et elle peut s'exprimer par:

$$R = \left| \frac{J_{\sigma\tau}}{J_\tau} \right| \left( \frac{N_{\sigma\tau}}{N_\tau} \right)^{1/2} \approx \left| \frac{J_{\sigma\tau}}{J_\tau} \right| \quad (5.6)$$

En effet,  $N_{\sigma\tau}$  et  $N_\tau$  représentent les facteurs de distorsion et dans la gamme d'énergie considérée:

$$\frac{N_{\sigma\tau}}{N_\tau} \approx 1.$$

D'autre part, d'après l'équation (5.4) le rapport  $R$ , peut être obtenu expérimentalement à partir des sections efficaces à zero degré selon la relation:

$$R^2 = \frac{\sigma_{GT}(0^\circ)B(F)}{\sigma_F(0^\circ)B(GT)} \quad (5.7)$$

Comme  $B(F)$  est égal à  $N-Z$  où  $N$  est le nombre de neutrons et  $Z$  le nombre de protons de la cible (ou du projectile en cinématique inverse), on peut donc écrire dans le cas d'une transition vers l'état isobarique analogue :

$$R^2 = \frac{\sigma_{GT}(0^\circ)(N-Z)}{\sigma_F(0^\circ)B(GT)} \quad (5.8)$$

Une compilation du rapport  $R$  obtenue à partir de l'équation 5.8 est présentée dans [Tad87] pour le cas particulier de noyaux avec  $N=Z+2$ . Cette compilation est montrée sur la figure 5.1.

Les données pour les réactions  ${}^7\text{Li}, {}^{14}\text{C}, {}^{18}\text{O}, {}^{26}\text{Mg}(p, n)$  proviennent de [Aus80], [Tad84], [Alf86], [Kab92], [And83], [Our95] et [Ste80] et les valeurs de  $B(GT)$  utilisées proviennent de [Tad87]. La dépendance linéaire de  $R$  en fonction de l'énergie incidente correspond à une paramétrisation simple obtenue par Taddeucci et al. [Tad87] et elle est en partie due (au moins jusqu'à 100 MeV) à la forte dépendance en énergie de la composante du potentiel  $V_\tau$  qui est illustrée sur la figure 5.2 [Pet81].

Sur la figure 5.1 nous présentons également le rapport  $R$  pour les réactions mesurées pendant notre expérience :  $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li}_{GS})n$  et  $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li}_{IAS})n$ . Ce rapport a été obtenu en extrapolant les distributions angulaires présentées sur la figure 5.3 à  $0^\circ$ , et en appliquant la relation (5.8). La ligne verticale en pointillés sur la figure 5.3 indique la limite à partir de laquelle l'extrapolation à  $0^\circ$  a été faite.

La valeur de  $B(GT)$  nécessaire pour calculer  $R$  a été obtenue à partir du temps de vie de la désintégration  $\beta$  pour la réaction inverse  ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He}$  donné dans [Tad87]. La valeur donnée dans cette référence doit être corrigée du facteur

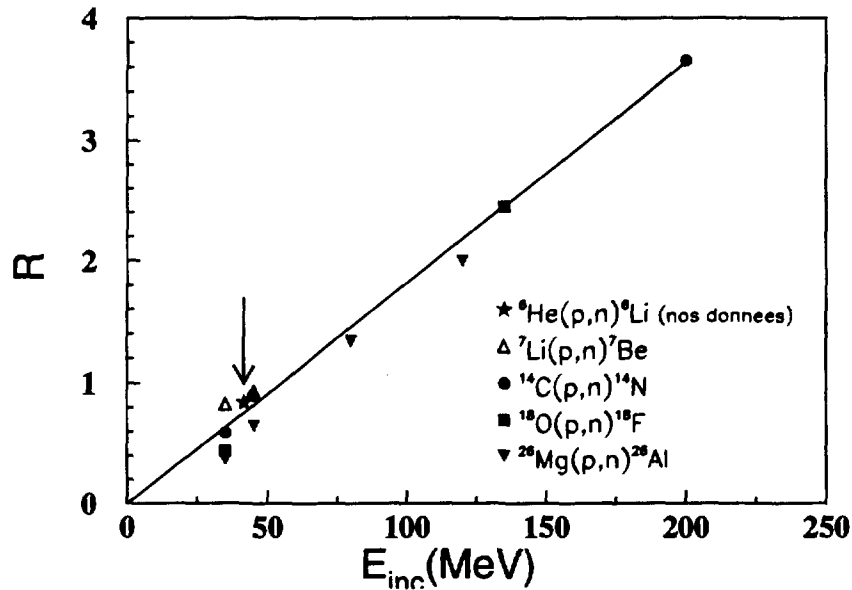


Figure 5.1: *Compilation des forces de transition réduites  $R$  pour les réactions  $F$  et  $GT$  pour des noyaux légers en fonction de l'énergie incidente.*

de spin pour pouvoir être appliquée au cas actuel. Le facteur de correction est

$$\frac{(2J_f + 1)}{(2J_i + 1)}$$

où  $J_f(J_i)$  sont les moments angulaires final(initial) totaux pour la réaction  ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$ .

Par ailleurs, l'intégrale de volume du terme qui dépend du spin et de l'isospin  $J_{\sigma\tau}$  pour la réaction  ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$  est bien connue et elle est en bon accord d'une part avec les valeurs obtenues pour d'autres systèmes [Sor92], et d'autre part avec les prédictions théoriques de Nakayama et Love [Nak88], comme le montre la figure 5.4.

Il faut noter que cette réaction est la réaction inverse de  $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li}_{GS})n$  que nous étudions et leurs intégrales de volume coïncident donc.

Comme le rapport  $R=J_{\sigma\tau}/J_\tau$ , mesuré dans notre expérience est aussi en bon accord avec le comportement systématique (figure 5.1) établi pour les noyaux avec  $T=1$ , ceci veut dire que le terme qui dépend de l'isospin  $J_\tau$  ne présente pas de déviation significative par rapport au comportement général mis en évidence pour les noyaux stables. On aurait pu s'attendre à ce que le rapport  $R$  dévie de la systématique obtenue pour les noyaux stables, à cause de la structure à halo

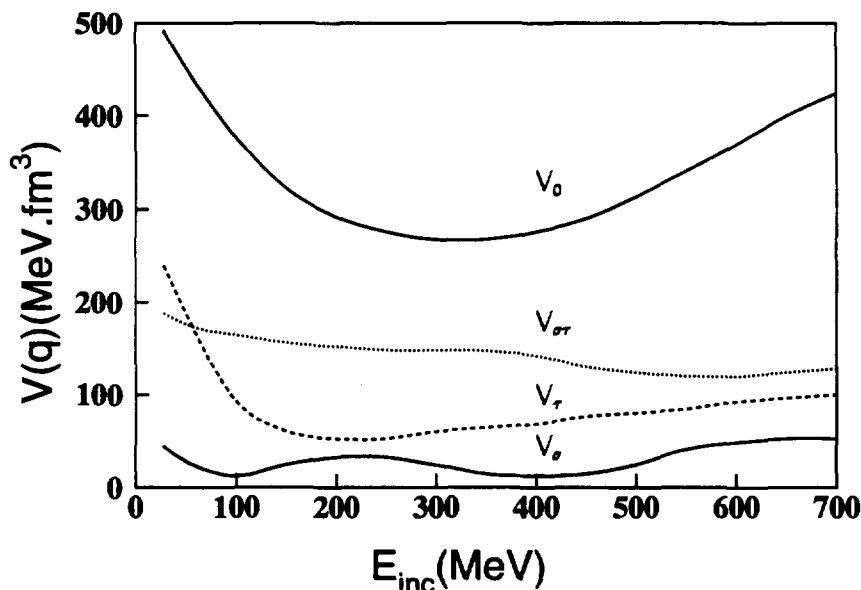


Figure 5.2: Dépendance des différents termes de l'interaction effective avec l'énergie incidente [Pet81].

des états impliqués dans la réaction  $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li}_{IAS})n$ .

En effet il semble désormais bien établi que l'état fondamental du  ${}^6\text{He}$  est un état à halo [Tan92], [Nil96] et il existe également certains calculs [Ara95], qui indiquent que son état isobarique analogue  ${}^6\text{Li}(3.56\text{MeV})$  a des caractéristiques similaires. En résumé, le fait que l'intégrale de volume  $J_{\sigma\tau}$  obtenue dans des études antérieures à la nôtre à partir de la réaction (n,p) soit en parfait accord avec le comportement général indique que la force de la transition entre l'état fondamental du  ${}^6\text{Li}$  (état "normal") et le fondamental du  ${}^6\text{He}$  (état à halo), ne présente pas d'anomalie. De plus, de l'analyse des réactions (p,n) nous pouvons conclure que l'intégrale de volume  $J_\tau$ , ne présente pas non plus de déviation par rapport au comportement systématique général. Ceci voudrait dire que la transition entre deux états à halo présente aussi une force standard, toujours si l'on accepte comme valide l'hypothèse selon laquelle le fondamental du  ${}^6\text{He}$  et son état isobarique dans le  ${}^6\text{Li}(3.56\text{MeV})$  sont des états à halo.

Ainsi, à partir de ces hypothèses nous pouvons conclure que la présence ou l'absence d'une structure à halo ne joue pas sur la force de la transition pour des réactions du type (p,n) autour de  $0^\circ$ .

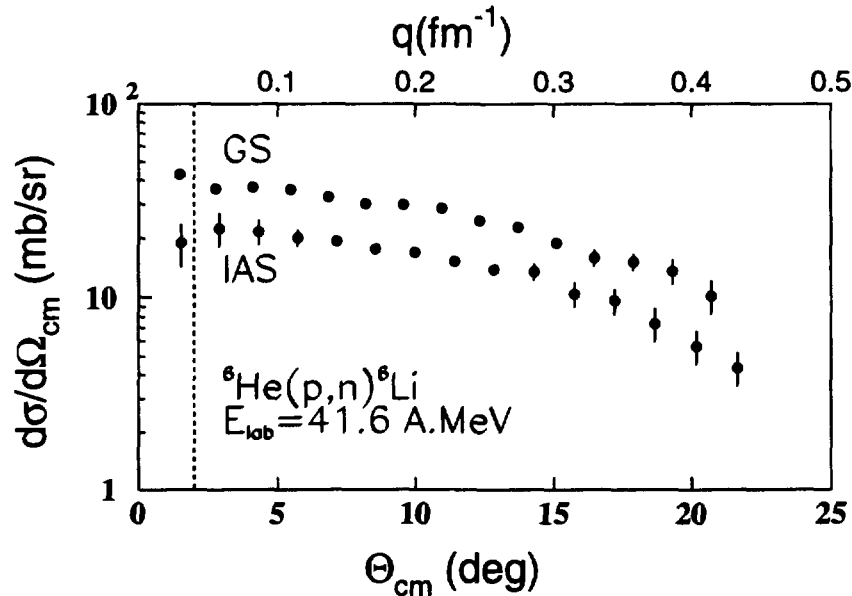


Figure 5.3: Distributions angulaires pour les réactions  $p(^6\text{He}, ^6\text{Li}_{GS})n$  et  $p(^6\text{He}, ^6\text{Li}_{IAS})n$ . La ligne verticale en pointillés indique la limite à partir de laquelle l'extrapolation à  $0^\circ$  a été faite

## 5.2 Les distributions angulaires

Le but ultime de notre expérience était la mesure de la distribution angulaire des réactions d'échange de charge (p,n) sur des noyaux légers riches en neutrons produits par SISSI. Comme exposé dans l'introduction, ce type de mesure est sensible aux différences entre les densités de neutrons et protons qui sont particulièrement importantes dans le cas d'un halo de neutrons.

Dans cette expérience, nous avons entrepris une étude expérimentale concernant les réactions d'échange de charge en cinématique inverse et avec des projectiles instables. En particulier nous avons étudié le cas de la réaction  $^6\text{He}(p, n)^6\text{Li}_{EIA}$ .

Rappelons qu'il s'agissait d'une expérience de première génération avec des faisceaux secondaires, et dans laquelle nous nous trouvions donc confrontés à de nouvelles difficultés, liées en particulier à l'émittance importante des faisceaux incidents. Il semblait donc indispensable de tester la méthode de mesure en obtenant des réactions déjà étudiées dans le passé. C'est pour cette raison que nous avons mesuré dans les mêmes conditions expérimentales les réactions d'échange de charge induites par le  $^7\text{Li}$  et le  $^6\text{He}$ . En effet le  $^7\text{Li}$  est un isotope stable qui se

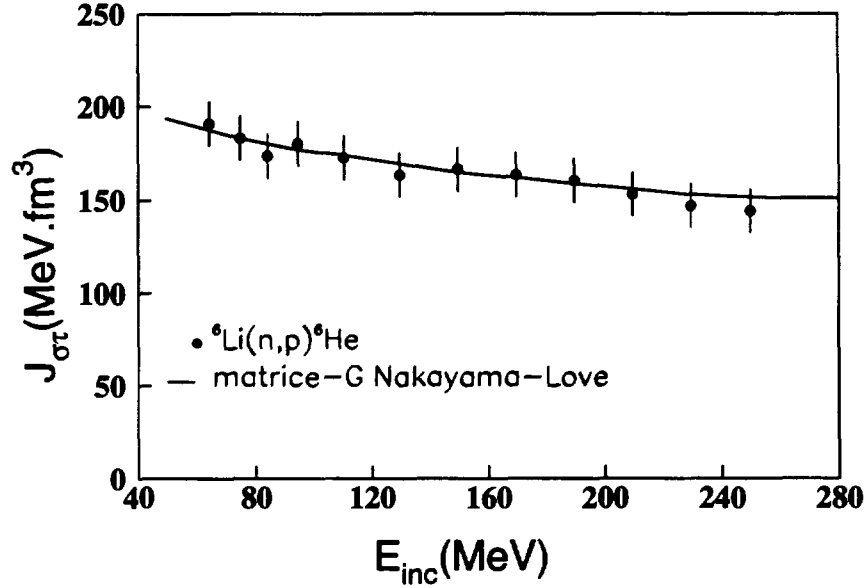


Figure 5.4: Comparaison entre la valeur  $J_{\sigma\tau}$  expérimentale et théorique pour la réaction  ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$  [Sor92] [Nak88].

trouve parmi les isotopes produits dans notre faisceau secondaire (voir figure 3.4).

Un premier test a consisté à comparer nos données  $p({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})n$  avec les données  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  de la référence [Rap90]. Ces données ont été obtenues à une énergie de protons de 120 MeV mais une comparaison directe est possible en fonction du moment transféré  $q$ .

$$q = |\vec{k}_f - \vec{k}_i| \quad (\text{fm}^{-1})$$

$k_i(k_f)$  étant le moment initial(final), pour ces réactions.

Nous montrons donc sur la figure 5.5 une comparaison de nos données avec la distribution en moment transféré, obtenue par Rappaport et al., [Rap90].

L'accord trouvé est très bon et nous donne confiance dans les résultats de cette expérience. La même procédure a été utilisée pour la réaction  $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li}_{GS})n$  qui a été comparée avec la distribution expérimentale de la réaction inverse  ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}_{GS}$  obtenue par Pocanic et al. [Poc87], à une énergie des protons incidents de 120 MeV. A nouveau la comparaison directe des données en fonction du moment transféré est possible. Le résultat de cette comparaison est illustré sur

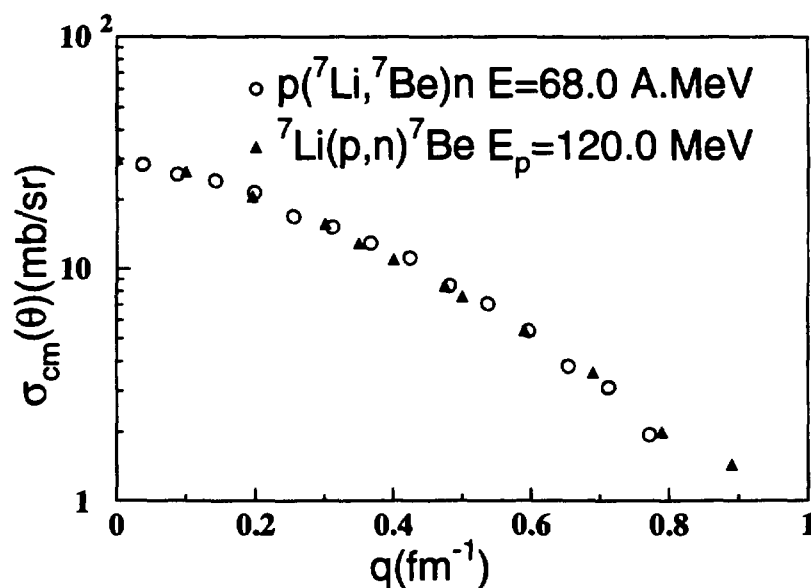


Figure 5.5: Distributions angulaires pour la réaction  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ .

la figure 5.6, et est également relativement bon, bien que nos données semblent chuter un peu plus rapidement à grand angle.

### 5.3 La méthode de calcul

Dans cette section nous parlerons de la méthode utilisée pour reproduire de façon théorique les distributions angulaires expérimentales. La procédure utilisée reste assez simple et elle mélange des calculs microscopiques et macroscopiques.

Pendant toute cette section nous parlerons uniquement des transitions qui connectent deux états isobariques analogues. L'avantage de ces réactions est qu'elles peuvent être traitées comme des réactions quasi-élastiques.

Dans le cadre d'un modèle optique ceci veut dire que nous avons besoin de connaître le potentiel optique de la voie d'entrée, le potentiel optique de la voie de sortie et le potentiel de transition qui représente l'échange d'un neutron par un proton.

Les potentiels des voies d'entrée et de sortie ont été calculés de façon microscopique à partir de l'interaction décrite dans la section 4.3.2. Dans le cas de la voie d'entrée il s'agit donc de la diffusion élastique du projectile sur la cible de



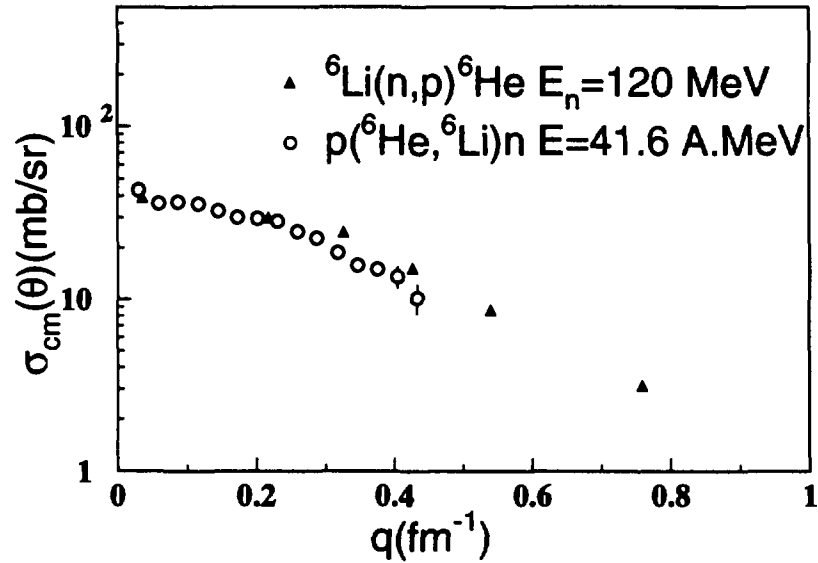


Figure 5.6: Distributions angulaires pour les réactions  ${}^6\text{He}(p,n){}^6\text{Li}_{GS}$  et  ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}_{GS}$ .

proton, tandis que la voie de sortie correspond à la diffusion élastique de l'éjectile sur des neutrons.

Le potentiel de transition a été calculé analytiquement à partir de la méthode développée par Lane et décrite par la suite.

### 5.3.1 Les équations de Lane

La dépendance du potentiel nucléaire avec l'isospin était un fait attendu théoriquement. Dans les années 60, Lane [Lan62] a montré que cette dépendance était proportionnelle au produit scalaire des isospins du projectile et la cible:

$$U = U_0 + (4/A)(\vec{t} \cdot \vec{T})U_1 \quad (5.9)$$

Où  $\vec{t}$  et  $\vec{T}$  sont les isospins du projectile et la cible.

Pour ce qui nous concerne, nous raisonnerons sur la partie réelle du potentiel nucléon-noyau, mais bien entendu ce raisonnement sera aussi valable pour la partie imaginaire du potentiel. Ainsi nous pouvons écrire ces potentiels pour la diffusion de protons et de neutrons comme [Hod94]:

$$U_p(r) = (U_0 - \epsilon E)f(r) - \alpha U_1(r) + U_c(r) \quad (5.10)$$

$$U_n(r) = (U_0 - \epsilon E)f(r) + \alpha U_1(r) \quad (5.11)$$

$\alpha=(N-Z)/A$  étant le paramètre d'asymétrie,  $\epsilon E$  le terme qui représente la dépendance du potentiel avec l'énergie,  $U_0$  le terme central du potentiel,  $U_1$  le terme qui représente la dépendance avec l'isospin et  $U_c$  le terme qui représente la répulsion coulombienne dans le cas de la diffusion proton-noyau.

Une fois que  $U_c$  est connu, la valeur du terme qui dépend de l'isospin peut être déterminée à partir des potentiels optiques de la diffusion p+noyau, n+noyau pour un noyau donné et à une certaine énergie. Ainsi:

$$U_n(r) - U_p(r) = 2\alpha U_1 + U_c \quad (5.12)$$

Tout ceci veut dire que l'introduction de la dépendance avec l'isospin du potentiel nucléon-noyau unifie la diffusion élastique p+noyau, la diffusion élastique n+noyau et les réactions d'échange de charge  $(p, n)_{IAS}$ . Cette cohérence permet de calculer la section efficace de l'une d'entre elles à partir des potentiels des deux autres à la même énergie.

Selon le modèle de Lane [Lan62], [Car73] le potentiel qui décrit la transition  $(p,n)$  a la forme suivante:

$$U_{p,n} = 2U_1\alpha^{1/2} \quad (5.13)$$

Ainsi on peut écrire:

$$U_{p,n} = (U_n - U_p - U_c)/\alpha^{1/2} \quad (5.14)$$

C'est la méthode que nous avons utilisée pour calculer la section efficace de la réaction  $p(^6He, ^6Li_{IAS})n$ . Les potentiels des diffusions élastiques ont été calculés microscopiquement à partir des calculs du type JLM décrits dans le chapitre 4, et le potentiel de transition à été calculé point par point à partir de la différence entre ces potentiels. Dans les distributions angulaires calculées qui sont présentées par la suite, la contribution coulombienne n'a pas été prise en compte car elle est assez faible pour notre cas particulier ( $Z=2$ ).

Néanmoins nous avons fait un calcul pour évaluer les possibles différences dues à cette contribution. La méthode choisie pour ceci est la suivante. Nous avons considéré la diffusion de protons et neutrons à des énergies différentes séparées par le déplacement d'énergie coulombienne  $\Delta E_c$  afin d'annuler les effets de la

barrière de Coulomb. Ainsi on peut écrire:

$$U_n(E) - U_p(E + \Delta E_c) = 2\alpha U_1 \quad (5.15)$$

et donc:

$$U_{p,n} = (U_n(E) - U_p(E + \Delta E_c))/\alpha^{1/2} \quad (5.16)$$

L'influence de ce terme est dans notre cas très faible. Son introduction se traduit par une légère diminution des section efficaces, de l'ordre de 10%, identique sur toute la distribution angulaire.

## 5.4 Etude de la réaction $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li}_{EIA})n$

Rappelons nous des expériences qui avaient été faites avec des noyaux stables et dans lesquelles les auteurs étaient capables de déduire les rayons quadratiques moyens des distributions de densité de matière à partir des analyses des distributions angulaires calculées pour les réactions d'échange conduisant vers l'état isobarique analogue de la cible [Sch76]. Dans ces expériences les auteurs avaient mis en évidence la forte dépendance des distributions angulaires avec la variation (même faible) du rayon quadratique moyen de la distribution de neutrons du noyau cible (ou projectile dans notre cas puisqu'on travaille en cinématique inverse). Cette variation était observable au niveau de la forme de la distribution mais aussi de la valeur de la section efficace autour de zéro degré.

Dans un premier temps, nous avons donc effectué des calculs pour la réaction d'échange de charge en partant des distributions de densité pour le  ${}^6\text{He}$  et  ${}^6\text{Li}$  qui ont été calculées à partir de paramétrisations de type oscillateur harmonique. Les rayons quadratiques moyens utilisés sont ceux calculés à partir des sections efficaces de réaction [Tan88]. Ce type de calculs ne tient pas compte de l'effet dû au halo, mais ils présentent l'avantage de permettre de tester facilement l'influence des différentes parties du potentiel sur les distributions angulaires.

Nous prenons donc comme point de départ un calcul pour lequel la densité du  ${}^6\text{He}$  dans la voie d'entrée a été calculée à partir d'une paramétrisation simple du type oscillateur harmonique [Tan88]. Ce même type de densité est utilisé pour calculer le  ${}^6\text{Li}$  dans la voie de sortie. Par la suite, nous avons modifié par pas de  $\approx 0.1$  fm le rayon quadratique moyen de la densité de neutrons du  ${}^6\text{He}$ . Les valeurs des différents rayons quadratiques moyens utilisés dans chacun des calculs ainsi que la valeur de la section efficace à zero degré sont résumées dans le

tableau 5.1. Les distributions angulaires obtenues pour chaque valeur du rayon quadratique moyen sont présentées sur la figure 5.7.

$\langle r_{qm} \rangle_n(\text{fm})$	$\langle r_{qm} \rangle_p(\text{fm})$	$\langle r_{qm} \rangle_m(\text{fm})$	$\sigma(0^\circ)(\text{mb/sr})$
2.61	2.21	2.47	37.13
2.5	2.21	2.40	25.97
2.4	2.21	2.33	18.87

Tableau 5.1: Rayons quadratiques moyens des distributions de protons, neutrons et totales utilisés dans les calculs

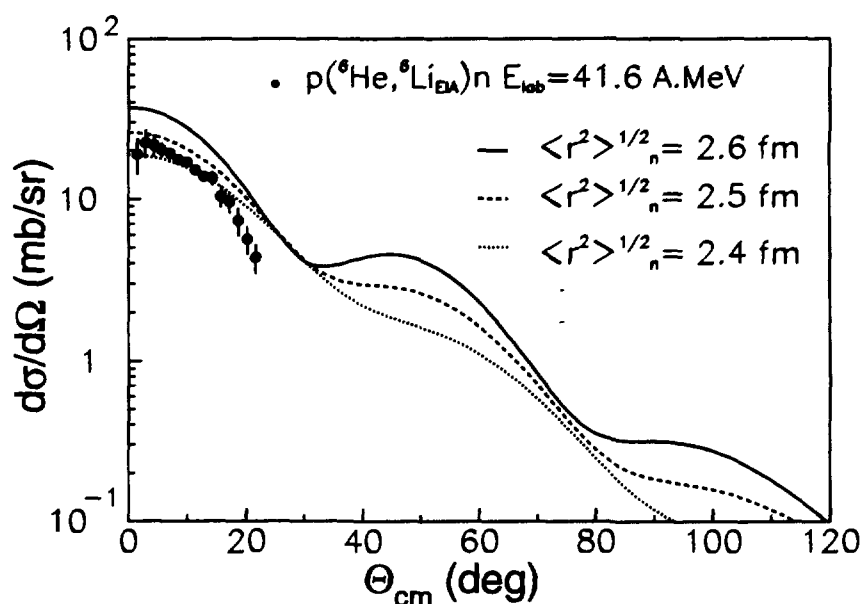


Figure 5.7: Distributions angulaires pour la réaction  $^6\text{He}(p,n)^6\text{Li}_{EIA}$  pour différents valeurs du rayon quadratique moyen de la distribution de neutrons dans le projectile.

On observe comme c'était le cas pour les noyaux stables, une variation de la distribution angulaire en forme et aussi en valeur absolue. Un fait facile à repérer sur cette figure (5.7), est que les différences en forme des distributions angulaires deviennent importantes à partir du même point ( $\Theta \approx 30^\circ$ ) qui correspond à un moment transféré  $q \approx 0.62 \text{ fm}^{-1}$ .

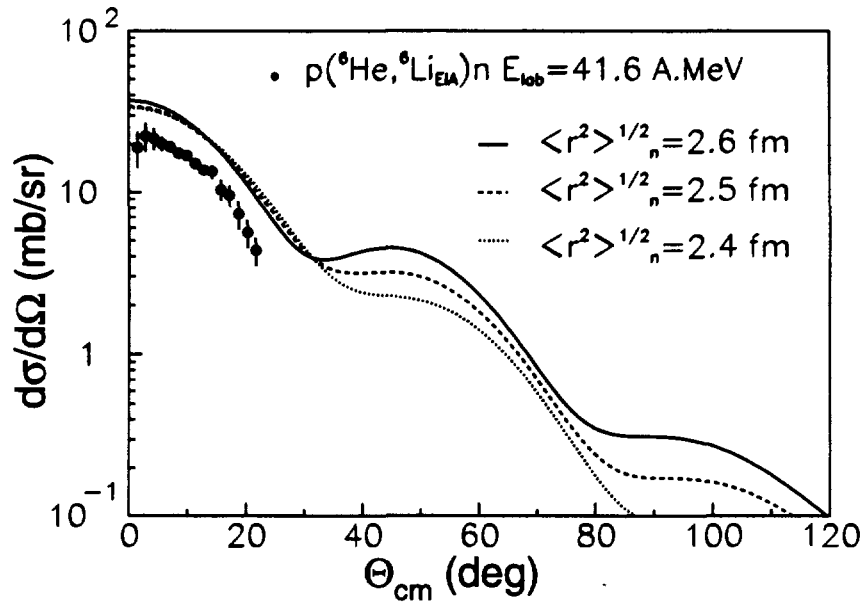


Figure 5.8: Influence sur la distribution angulaire de la partie réelle du potentiel à travers une variation du rayon quadratique moyen du projectile.

Il est donc évident que l'influence des distributions de densités est primordiale. Pour approfondir cette étude, et bien découpler l'effet des différentes parties du potentiel sur la distribution angulaire, nous avons essayé d'étudier d'une façon indépendante l'influence des parties réelle et imaginaire des potentiels (d'entrée et de transition, puisque celui de sortie reste toujours le même). La procédure est la même dans tous les cas, nous appliquons des variations de 0.1 fm sur le rayon quadratique moyen de la distribution de densité de neutrons. Les résultats de ces calculs se trouvent sur la figure 5.8 dans le cas où on a gardé fixe la partie imaginaire du potentiel, et sur la figure 5.9 sont présentés les calculs qui maintiennent fixe la partie réelle du potentiel.

Ainsi, ces figures montrent séparément l'influence d'une modification des différentes parties du potentiel liée à la variation du rayon quadratique moyen de la distribution de neutrons du  $^6\text{He}$ . La première conclusion que nous pouvons extraire de cette étude est que la dépendance en forme de la distribution angulaire à grand angle, est due à la partie réelle du potentiel tandis que les variations en valeur absolue à petit angle doivent être attribuées à la partie imaginaire. Ceci nous permet faire la connexion avec l'analyse de la première partie de ce chapitre. En effet, nous avons montré que le rapport des sections efficaces des réactions Fermi et Gamow-Teller autour de zéro degré, qui est proportionnel au rapport des intégrales de volume de la partie réelle des composantes de

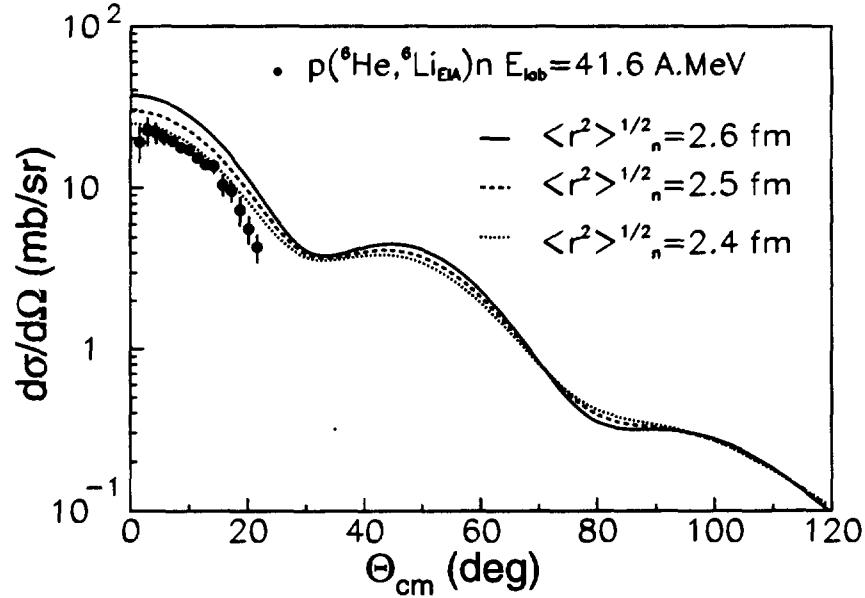


Figure 5.9: Influence sur la distribution angulaire de la partie imaginaire du potentiel à travers une variation du rayon quadratique moyen du projectile.

l'interaction effective  $J_r$  et  $J_{\sigma r}$ , n'était pas sensible à la présence ou à l'absence de halo, et par conséquent pas sensible à des variations du rayon quadratique moyen. Ceci s'explique par ce que nous venons de montrer, à savoir que l'influence de la partie réelle de l'interaction se manifeste à grand angle alors que les petits angles de la distribution angulaire sont sensibles à la partie imaginaire.

Ainsi, la première conclusion que l'on peut tirer est que si l'on veut être sensible à des variations dans les rayons quadratiques moyens des distributions de densité des noyaux qui interviennent dans la réaction, il faut mesurer des distributions angulaires expérimentales qui aillent au-delà de  $q=0.62 \text{ fm}^{-1}$  ( $\Theta_{cm} = 30^\circ$ ).

Pour l'instant nous n'avons toujours pas utilisé les informations obtenues à partir de l'analyse de la voie élastique. Toute l'étude précédente concernant l'influence des parties réelle et imaginaire du potentiel sur la distribution angulaire a été faite en appliquant à ces parties les coefficients de normalisation standard  $\lambda_V = 1$ ,  $\lambda_W = 0.8$ . Mais nous avons vu dans le chapitre précédent que pour reproduire les données de diffusion élastique  $p + ^6\text{He}$ , nous avons besoin d'appliquer des facteurs de normalisation,  $\lambda_V = 0.84$  pour la partie réelle, ou  $\lambda_W = 1.84$  pour la partie imaginaire. Ces valeurs ont été obtenues à partir de densités réalistes qui tenaient compte de l'effet de halo dans ces noyaux. Nous avons donc réalisé les calculs de la réaction d'échange de charge  $p(^6\text{He}, ^6\text{Li}_{EIA})n$

en prenant comme point de départ les densités théoriques qui tiennent compte de cet effet. La densité utilisée pour le  ${}^6\text{He}$  est la même que celle qui a été employée dans le chapitre 4 pour la diffusion élastique [Sag92]. La densité utilisée pour l'état isobarique analogue du  ${}^6\text{Li}$  est celle présentée dans la référence [Ara95]. Ces densités ont déjà été montrées sur la figure 1.6.

Les résultats de ces calculs sont présentés sur la figure 5.10 pour des valeurs standards des paramètres de normalisation appliqués au potentiel réel et imaginaire de même que pour les valeurs optimales déduites de la diffusion élastique.

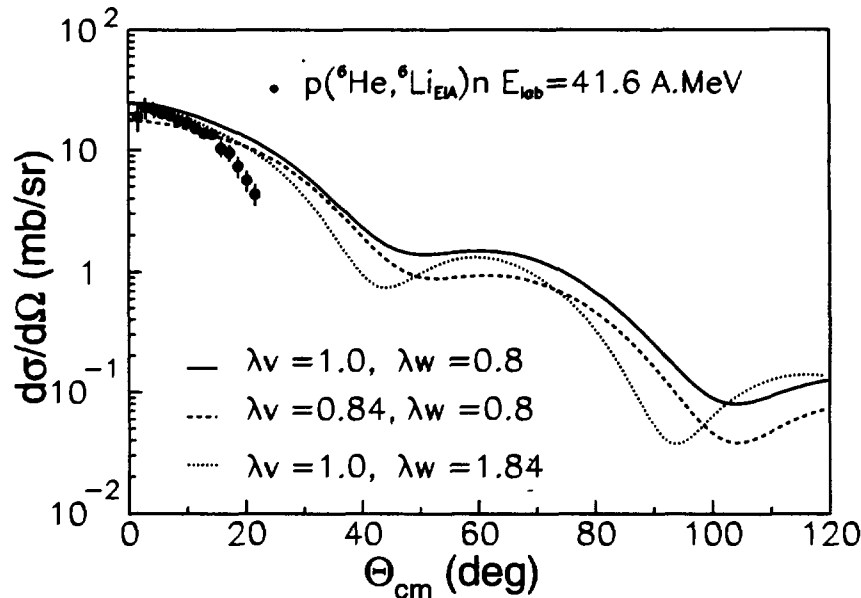


Figure 5.10: *Distributions angulaires calculées pour différentes valeurs des facteurs de normalisation des voies d'entrée et de sortie avec des densités du type Sagawa.*

La courbe pointillée correspondant aux facteurs de normalisation  $\lambda_v=1.0$  et  $\lambda_w=1.84$  est en excellent accord avec les données jusqu'à  $\Theta \approx 15^\circ$ . En revanche, à plus grand angle la pente de la distribution angulaire calculée est moins raide que celle des données.

De cette figure (5.10) nous pouvons conclure que la parfaite maîtrise de la diffusion élastique est très importante pour la compréhension des réactions d'échange de charge. Ceci veut dire que des mesures de bonne qualité des réactions élastiques sont nécessaires.

Le dernier point que nous avons étudié est l'effet sur la forme de distribution

angulaire pour la réaction  $p(^6\text{He}, ^6\text{Li}_{IAS})n$  des différences de forme de la distribution de densité utilisée. Pour effectuer cette comparaison nous avons réalisé le calcul de la transition p,n en partant de deux types de densités différentes mais avec le même rayon quadratique moyen. Les densités utilisées sont, pour le calcul qui tient compte de l'effet de halo, celles décrites dans le paragraphe précédent:

- une densité calculée par Sagawa et al.[Sag92], pour  $^6\text{He}$ .
- une densité calculée par Arai et al.[Ara95] pour son état isobarique analogue dans le  $^6\text{Li}$ .

Pour le calcul qui ne tient pas compte de l'effet dû au halo, les densités ont été paramétrisées à partir de fonctions simples de type oscillateur harmonique mais avec les mêmes rayons quadratiques moyens que ceux de densités théoriques décrites antérieurement. Cette comparaison est présentée sur la figure 5.11, où l'on trouve pour ce nouveau calcul le même comportement que précédemment.

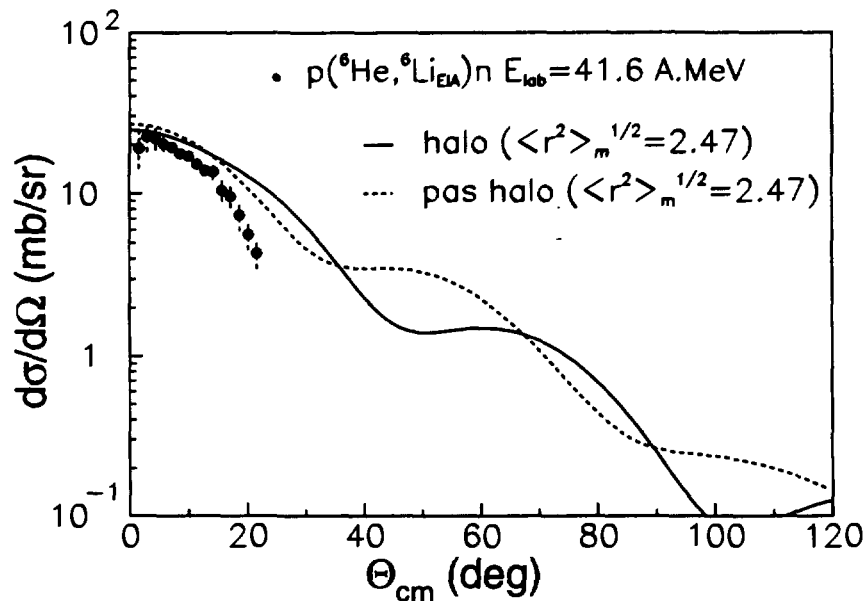


Figure 5.11: Distributions angulaires calculées pour deux densités différentes en forme pour étudier son influence sur la forme de la distribution angulaire.

En conclusion, on remarque, en comparant les 2 courbes de la figure 5.11 que sur le domaine angulaire couvert par les données expérimentales, les calculs en utilisant deux types de densités différentes sont tout à fait semblables. Ce n'est qu'à plus grand angle ( $\Theta_{CM} > 30^\circ$ ) que les distributions angulaires diffèrent. Il serait par conséquent très intéressant d'obtenir des données à plus grand angle.



# Chapitre 6

## Conclusions et perspectives

L'objectif de ce travail était l'étude de la diffusion élastique et de la réaction d'échange de charge (p,n) induites par des faisceaux légers, riches en neutrons et instables. Il a été réalisé à l'aide des spectromètres de GANIL ( $\alpha + \text{SPEG}$ ) et constitue un premier test des performances de ces dispositifs pour ce type d'études.

Il faut insister sur le fait qu'il s'agissait de la première expérience avec des faisceaux secondaires produits par SISSI et nous avons dû faire face à de nombreuses difficultés techniques. Par conséquent, les distributions angulaires qui ont pu être obtenues couvrent un domaine relativement limité.

Ainsi du point de vue technique:

- ↪ Cette expérience nous a permis de tester les caractéristiques du nouveau dispositif SISSI.
- Les acceptances angulaires horizontales et verticales mesurées sont de l'ordre de 100 mrad et donc inférieures aux 160 mrad d'acceptance nominale.
- L'acceptance en moment est de l'ordre de 0.50% à comparer avec la valeur nominale de 1.2%. Toutefois, des expériences ultérieures réalisées sur LISE ou ORION ont réussi à obtenir des acceptances de 1% proches de la valeur nominale alors que toutes les expériences réalisées sur SPEG ont toujours des acceptances d'environ 0.5%. Il semble qu'un problème spécifique à SPEG soit responsable de ces pertes.
- Ces valeurs pour les acceptances nous donnent une transmission expérimentale de 16% à comparer avec la transmission nominale de 50%.

Même si les caractéristiques de SISSI sont inférieures à leurs valeurs nominales, son utilisation nous a permis d'obtenir pour cette expérience un faisceau secondaire de très bonne qualité optique.

- ↪ La résolution en moment observée expérimentalement lors de cette expérience ainsi que dans les expériences ultérieures réalisées avec des faisceaux secondaires n'a jamais été meilleure que  $\delta \approx 5.10^{-4}$  (à comparer avec la valeur nominale  $\delta \approx 10^{-4}$ ). Cette perte de résolution est liée en partie:
- à l'importance de l'aberration de deuxième ordre ( $x/\delta^2$ ) pour ces faisceaux secondaires (section 2.4.2).
  - à la faible perte d'énergie des ions légers dans les chambres à dérive (section 2.4.2).
  - à l'optique de SPEG qui n'est pas un spectromètre parfaitement achromatique (le terme  $\theta/\delta$  n'est pas nul). Cet effet est négligeable avec des faisceaux primaires, mais peut devenir important lorsque la divergence angulaire du faisceau augmente.
  - Toutefois, c'était la première fois que la résolution en énergie était assez bonne pour pouvoir séparer les contributions élastiques des contaminations inélastiques dans une expérience avec des faisceaux secondaires et instables produits par fragmentation d'un faisceau primaire (à l'exception du cas de  $^{11}\text{Be}$  qui a un état excité à 0.32 MeV)

En ce qui concerne les mesures réalisées et les résultats obtenus:

- ↪ Nous avons effectué des mesures de diffusion élastique pour différents faisceaux secondaires ( $^6\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{10,11}\text{Be}$ ) sur une cible de protons.
- Nous avons analysé ces données dans deux cadres différents, tout d'abord en partant d'une paramétrisation globale phénoménologique pour la diffusion nucléon+noyau obtenue pour des noyaux stables (CH89) et ensuite dans le cadre d'un potentiel microscopique (JLM). Dans les deux cas, nos données expérimentales ne sont pas bien reproduites par les potentiels qui sont utilisés pour les noyaux stables à l'exception du faisceau de  $^7\text{Li}$  (stable). Nous avons entrepris une recherche des paramètres de normalisation des parties réelle et imaginaire des potentiels qui permettent de reproduire nos distributions angulaires. Les résultats obtenus coïncident dans les deux cas et on observe une tendance générale pour tous ces noyaux légers, riches en neutrons. La partie réelle doit être atténuée alors que la partie imaginaire doit être renforcée. Ceci peut s'expliquer par le fait que ces noyaux ont une très faible énergie de liaison pour les derniers nucléons et les effets de cassure pourraient être donc importants.

- L'analyse réalisée avec les potentiels microscopiques (JLM) est très importante puisqu'il s'agit d'un potentiel dépendant des densités (entre autre) et qui nous a permis d'étudier l'influence de la densité sur les distributions angulaires (du point de vue du rayon quadratique moyen mais aussi de leur forme). Cette étude a été menée pour le  $^{11}\text{Li}$ , pour lequel les données s'étendent à plus grand angle que les nôtres et imposent donc plus de contraintes sur le potentiel d'interaction. Les distributions angulaires calculées sont très sensibles sur toute la plage angulaire à la valeur du rayon quadratique moyen des densités. Dans le cas du  $^{11}\text{Li}$  le calcul correspondant à un rayon quadratique moyen de 3.2 fm (donc traduisant la présence du halo) est en effet beaucoup plus proche des données que le calcul correspondant à 2.88 fm (valeur typique pour  $A=11$ , en absence de halo).

Les effets liés aux détails de la forme des densités se manifestent uniquement à grand angle. Des calculs effectués pour deux densités correspondant au même rayon quadratique moyen, mais dont l'une présente une queue à grand rayon, montrent que c'est seulement à très grand angle ( $\Theta_{CM} > 60^\circ$  pour  $^{11}\text{Li}$  à 60 A.MeV) qu'on peut obtenir une signature de l'effet du halo dans la distribution angulaire.

↪ Nous avons aussi mesuré la diffusion élastique des mêmes faisceaux secondaires mais cette fois sur une cible de carbone. Comme dans le cas de la diffusion élastique sur une cible de protons le domaine angulaire couvert reste assez réduit mais il est important de signaler les points suivants concernant cette analyse:

- A nouveau ces mesures profitent de la bonne résolution en énergie qui nous a permis de séparer sans aucune ambiguïté la contribution inélastique due au premier état excité du  $^{12}\text{C}$ .
- Les calculs ont été réalisés dans le cadre du modèle de Glauber à plusieurs corps qui tient compte des effets de polarisation dynamique du projectile dus à la faible énergie de liaison des derniers nucléons, qui peuvent devenir importants pour ces noyaux.
- Contrairement à ce qui avait été observé dans le cas du  $^{11}\text{Li}$ , la position du premier minimum est très bien reproduite, aussi bien pour  $^6\text{He}$  que pour  $^{11}\text{Be}$ .

Ainsi, si l'on essaie de résumer la situation actuelle en ce qui concerne la diffusion élastique de ces noyaux légers riches en neutrons sur cibles de protons et de carbone on voit clairement que les conclusions sont les mêmes bien que l'on procède par des méthodes différentes.

Dans le cas de la diffusion élastique p+noyau dans le cadre du potentiel JLM, l'importance du travail repose sur l'étude des distributions de densité de protons et de neutrons. Dans notre analyse nous avons essayé de mettre en évidence le rôle joué par ces distributions de densité, en utilisant comme test pour cette étude les distributions angulaires. Ainsi, on a pu mettre en évidence la sensibilité de ces distributions angulaires au rayon carré moyen des densités sur toute la plage angulaire. La sensibilité à la forme de ces distributions de densité n'a été mise en évidence qu'aux plus grands angles.

Dans le cas de la diffusion élastique sur cible de carbone, l'analyse a été faite à l'aide du modèle eikonal. Dans ce cas les ingrédients du calcul sont les fonctions d'onde des noyaux étudiés décomposées en un coeur plus des neutrons de valence, et les potentiels optiques qui représentent l'interaction d'une part entre le coeur et le  $^{12}\text{C}$  et d'autre part les neutrons et le  $^{12}\text{C}$ . Ce modèle tient compte de la faible énergie de liaison des neutrons qui entourent le coeur et donc de l'effet de halo. Le bon accord trouvé entre ces calculs et les données expérimentales pourrait être un bon indicateur de la présence de l'effet de halo, mais pour en extraire des conclusions plus solides, il faudrait étudier aussi le comportement aux grands angles.

Un effet important qui a été mis en évidence dans les deux analyses est l'importance des phénomènes dus à la cassure de ces noyaux faiblement liés. Dans le cas de la diffusion élastique p+noyau ces processus ont été pris en compte à l'aide des facteurs de normalisation appliqués sur les parties réelle et/ou imaginaire (augmentation de la contribution de la partie imaginaire et diminution de la contribution réelle) et dans le cas de la diffusion sur une cible de carbone à l'aide d'un potentiel de polarisation dynamique qui, à la surface nucléaire a une partie réelle attractive et une partie imaginaire répulsive.

↔ Nous avons aussi mesuré les distributions angulaires pour la réaction d'échange de charge (p,n) qui connecte l'état fondamental de l' $^6\text{He}$  avec l'état fondamental du  $^6\text{Li}$  mais aussi avec son état isobarique analogue à 3.56 MeV. A nouveau les distributions angulaires obtenues sont assez limitées en angle. Des études concernant la réaction du type Fermi qui relie l'état fondamental de l' $^6\text{He}$  avec son état isobarique analogue dans le  $^6\text{Li}$  à 3.56 MeV ont été entreprises:

- Nous avons essayé d'obtenir des informations concernant la force de la transition à partir du rapport entre les sections efficaces expérimentales obtenues autour de zéro degré et d'en extraire une signature de la possible présence d'une structure à halo. Néanmoins nous avons observé que les sections efficaces des réactions (p,n) autour de  $0^\circ$  ne sont pas

sensibles à la présence ou à l'absence d'une structure à halo. Plusieurs interprétations pourraient expliquer cette absence de sensibilité:

1. Le  ${}^6\text{Li}_{GS}$  est un état à halo (hypothèse qui pourrait se justifier si l'on considère sa faible énergie de liaison).
  2. Le scénario opposé où ni le  ${}^6\text{He}_{GS}$  ni le  ${}^6\text{Li}_{IAS}$  ne seraient des états à halo.
  3. La possibilité d'une compensation des contributions réelle et imaginaire qui pourrait masquer cette signature.
- Nous avons réalisé une étude systématique pour cette réaction du type Fermi à l'aide du modèle de Lane qui nous a permis de séparer l'influence sur la distribution angulaire des parties réelle et imaginaire du potentiel qui représente la transition. Cette étude a montré que la forme de la distribution à grand angle est déterminée par la partie réelle du potentiel, alors que la partie imaginaire joue surtout sur la valeur absolue des sections efficaces autour de zéro degré. Les données obtenues dans ce travail sont très bien reproduites par les distributions angulaires calculées à petit angle ( $\Theta_{cm} \leq 15^\circ$ ), que l'on utilise des densités de type oscillateur harmonique, ou les densités de Sagawa, qui prennent en compte l'effet du halo. A plus grand angle, les données chutent plus vite que les calculs. On ne peut pas totalement exclure un problème expérimental, lié à une erreur commise dans le calcul de l'angle solide (section 3.3). Toutefois la comparaison des données obtenues dans ce travail pour la réaction  $p({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})n$  avec les données de la littérature ne présente aucune différence. De même le faible écart observé en comparant les données présentes pour la réaction  $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li}_{GS})n$  et celles obtenues dans le passé pour  ${}^6\text{Li}(n, p){}^6\text{He}$  semble indiquer que le problème n'est pas uniquement expérimental. Ce point mériterait d'être approfondi dans le futur, de même qu'il serait très intéressant d'obtenir des données à plus grand angle, car c'est seulement au-delà de  $\Theta_{cm} = 30^\circ$  que les distributions angulaires pour différentes densités diffèrent de manière significative.
- A priori ce sont les variations en forme qui pourraient nous donner une bonne information sur les distributions de densité de protons et neutrons des noyaux impliqués dans la transition et nous avons pu observer que ces différences en forme ne sont visibles que pour de valeurs de moment transféré ( $q$ )  $\geq 0.62 \text{ fm}^{-1}$  tandis que dans notre expérience nous ne dépassons pas un  $q$  de  $0.45 \text{ fm}^{-1}$ . La question que l'on se pose est la suivante: est-il intéressant de poursuivre ce type d'études et quelles sont les conditions expérimentales requises pour pouvoir les mener à terme?

\* A la même énergie 41.6 A.MeV on pourrait essayer d'obtenir des

données jusqu'à un angle  $\Theta_{cm} \approx 50^\circ$  c'est à dire  $q=1 \text{ fm}^{-1}$ , la section efficace étant dans cette région de l'ordre de 1 mb/sr dans les calculs.

- \* Nous avons aussi essayé d'étudier l'évolution de ce type de réaction avec l'énergie. Pour résumer les résultats obtenus, on peut dire que si on augmente l'énergie incidente, l'influence de la forme de la densité sur la distribution angulaire se manifeste à plus petit angle ( $\Theta_{CM} = 20^\circ$  à 120 A.MeV) mais que les sections efficaces sont alors d'un ordre de grandeur plus faibles. L'énergie choisie ici semble donc proche de la valeur optimale pour ce type d'étude.
- On a aussi montré que les calculs concernant la réaction d'échange de charge sont très sensibles aux paramètres de normalisation obtenus à partir de la diffusion élastique p+noyau. Ceci veut dire que des mesures de bonne qualité des réactions élastiques sont nécessaires. En réalité ces mesures existent maintenant, puisque deux nouvelles expériences de diffusion élastique ont été réalisées au GANIL en Novembre 1995 et Mars 1996 avec des faisceaux de  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$  et  ${}^{11}\text{Be}$  toujours sur une cible de polypropylène. Ces expériences ont profité de plusieurs avantages par rapport à celle qui a été l'objet de notre étude:
- \* Nouveau prototype de porte-cibles SISSI qui a permis l'utilisation d'une cible de production des faisceaux secondaires plus épaisse que la nôtre et qui augmente le taux de production du  ${}^6\text{He}$
  - \* Présence des nouveaux détecteurs de faisceau développés au GANIL pendant l'année 1995, et qui nous ont permis de déterminer l'angle d'incidence du faisceau secondaire sur la cible et de réduire ainsi l'incertitude sur l'angle de diffusion. Il s'agit d'un ensemble de petites chambres à dérive dont le principe de fonctionnement est similaire à celui des chambres à dérive du plan focal mais de dimensions réduites (7x7cm). Ces chambres ont été installées au niveau du point image intermédiaire de SPEG avant l'aimant analyseur. Le but de ces petites chambres est à partir de la technique de reconstruction de trajectoires, de déterminer l'angle d'incidence horizontal et vertical du faisceau sur la cible. De cette façon le calcul de l'angle de diffusion peut se corriger. L'emploi de ces nouveaux détecteurs doit améliorer de façon notable la largeur du pic associé à la diffusion sur les protons.
  - \* Enfin, comme ces expériences ont pu bénéficier d'une part d'un temps de faisceau plus important, et d'autre part du savoir faire acquis au cours de notre étude, nous avons pu obtenir des données jusqu'à  $7^\circ$  dans le laboratoire pour le  ${}^6\text{He}$  ( $60^\circ$  dans le centre de masse pour la réaction sur cible de protons), jusqu'à  $5.5^\circ$  dans

le laboratoire pour le  $^{10}\text{Be}$  ( $80^\circ$  dans le centre de masse pour la réaction sur cible de protons) et jusqu'à  $5^\circ$  dans le laboratoire pour le  $^{11}\text{Be}$  ( $90^\circ$  dans le centre de masse pour la réaction sur cible de protons).

Ces expériences donneront des réponses plus concrètes aux questions posées dans ce travail.

J'aimerais finir ce manuscrit en insistant sur le fait que cette expérience était une première. Elle nous a permis de fixer les conditions de travail avec ces nouveaux faisceaux secondaires en cinématique inverse. Les possibilités offertes par l'ensemble SISSI + SPEG ont été clairement démontrées, mais des améliorations du dispositif expérimental sont encore nécessaires. A la suite de cette première expérience un vaste programme expérimental sur l'étude des réactions nucléaires induites par des faisceaux exotiques a pu démarrer. Il bénéficiera de faisceaux secondaires de bonne qualité et de l'utilisation optimale des dispositifs expérimentaux.

# **Annexes**



# Annexe A

## ABER

La subroutine ABER développée par J.M Casandjian permet la reconstruction de trajectoires dans le spectromètre SPEG en prenant en compte les termes d'aberrations d'ordre supérieurs en theta et en phi.

Considérons un point objet  $i$  ( $\theta_i, \phi_i$ ) et un point image  $f$  ( $x_f, y_f, \theta_f, \phi_f$ ). La subroutine ABER utilise un processus itératif pour résoudre les équations de transport suivante:

$$\begin{aligned}x_f &= (x/\theta)\theta_i + (x/\delta)\delta + (x/\theta^2)\theta_i^2 + (x/\phi^2)\phi_i^2 + (x/\delta^2)\delta^2 + (x/\theta\delta)\theta_i\delta \\ \theta_f &= (\theta/\theta)\theta_i + (\theta/\delta)\delta + (\theta/\theta^2)\theta_i^2 + (\theta/\phi^2)\phi_i^2 + (\theta/\delta^2)\delta^2 + (\theta/\theta\delta)\theta_i\delta \\ y_f &= (y/\phi)\phi_i + (y/\phi\theta)\phi_i\theta_i + (y/\phi\delta)\phi_i\delta + (y/\phi\theta^2)\phi_i\theta_i^2 + (y/\phi\delta^2)\phi_i\delta^2 + \\ &\quad (y/\phi\theta\delta)\phi_i\theta_i\delta + (y/\phi\theta^2\delta)\phi_i\theta_i^2\delta + (y/\phi\theta\delta^2)\phi_i\theta_i\delta^2 + (y/\phi\theta^2\delta^2)\phi_i\theta_i^2\delta^2 \\ \phi_f &= (\phi/\phi)\phi_i + (\phi/\phi\theta)\phi_i\theta_i + (\phi/\phi\delta)\phi_i\delta + (\phi/\phi\theta^2)\phi_i\theta_i^2 + (\phi/\phi\delta^2)\phi_i\delta^2 \\ &\quad + (\phi/\phi\theta\delta)\phi_i\theta_i\delta + (\phi/\phi\theta^2\delta)\phi_i\theta_i^2\delta + (\phi/\phi\theta\delta^2)\phi_i\theta_i\delta^2 + (\phi/\phi\theta^2\delta^2)\phi_i\theta_i^2\delta^2\end{aligned}$$

Le code de reconstruction des trajectoires ZGOUBI [Meo93] a été utilisé pour calculer les termes de premier ordre et pour sélectionner les plus importants termes d'ordres supérieurs. Ces termes d'ordre supérieurs ont été empiriquement réajustés pour obtenir le meilleur résultat.

Un test de cette subroutine a été réalisé en utilisant les données de la diffusion élastique obtenue en utilisant un faisceau de  $^{112}\text{Sn}^{43+}$  à  $58\text{AMeV}$  sur une fine cible de  $^{208}\text{Pb}$ . Une grille ( $\Delta\theta = 7.7\text{mrad}$ ,  $\Delta\phi = 15.4\text{mrad}$ ) était positionnée  $650\text{mm}$  derrière la cible. Les coordonnées ( $x_i, y_i, \theta_i, \phi_i$ ) des noyaux dans le plan focal du SPEG ont été mesurées par deux chambres à dérive.

L'image de la grille a été observée dans le plan focal pour quatre états de charge différents  $45^+, 46^+, 47^+, 48^+$  ( $\delta = -3.7\%, -1.7\%, 0.4\%, 2.6\%$ ). Aber a été

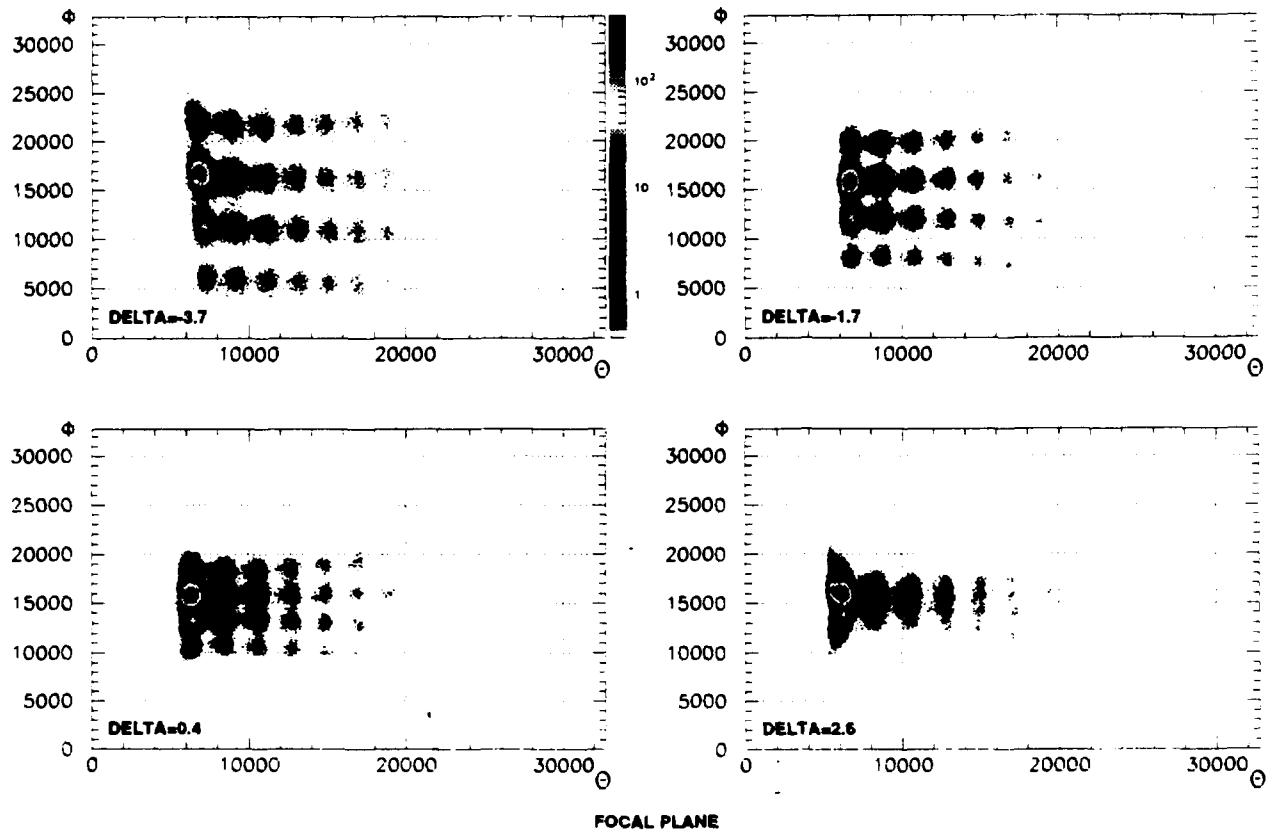


Figure A.1: Matrice  $(\theta_f, \phi_f)$  expérimentale brute dans le plan focal de SPEG pour chaque valeur de  $\delta$ .

utilisé pour reconstruire l'image de la grille en utilisant soit les corrections de premier ordre soit d'ordre supérieurs.

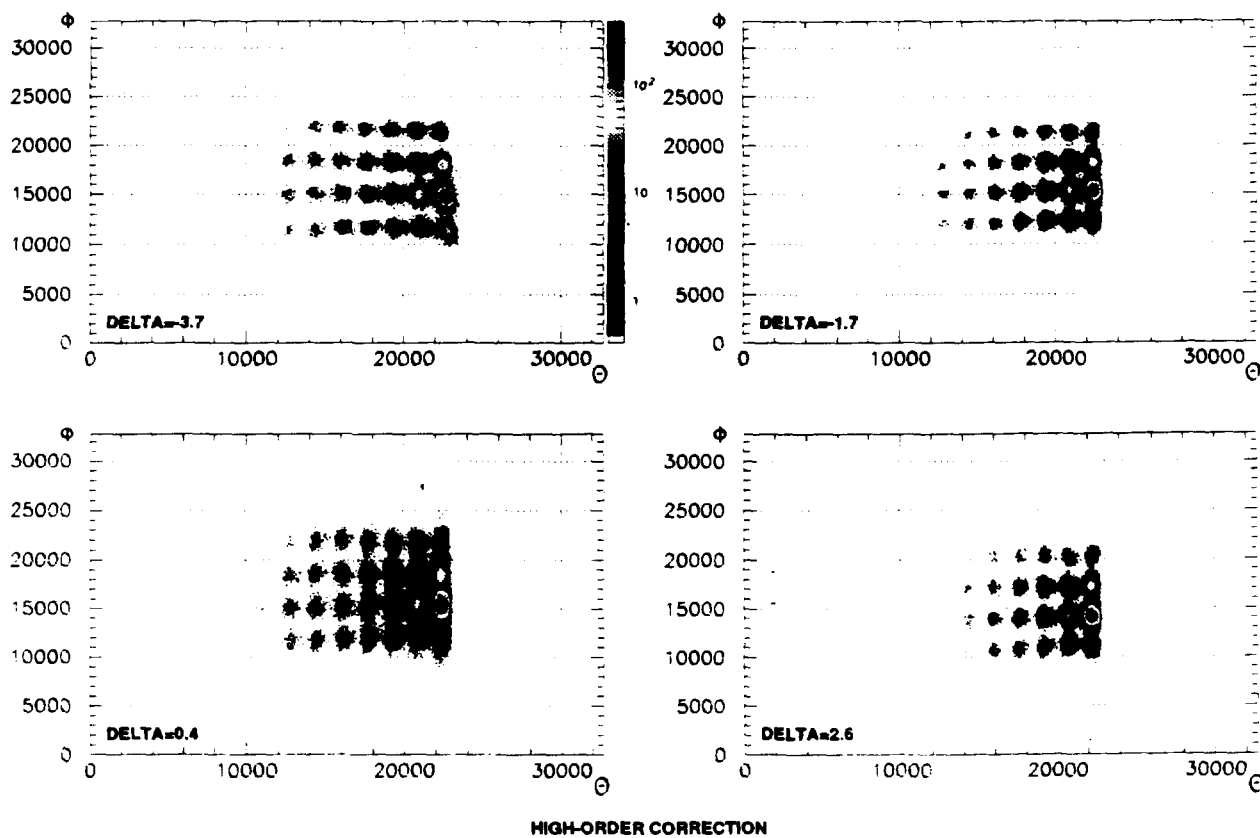


Figure A.2: Matrice reconstruite  $(\theta_i, \phi_f)$  en utilisant les aberrations d'ordres supérieurs et pour chaque valeur de  $\delta$ .

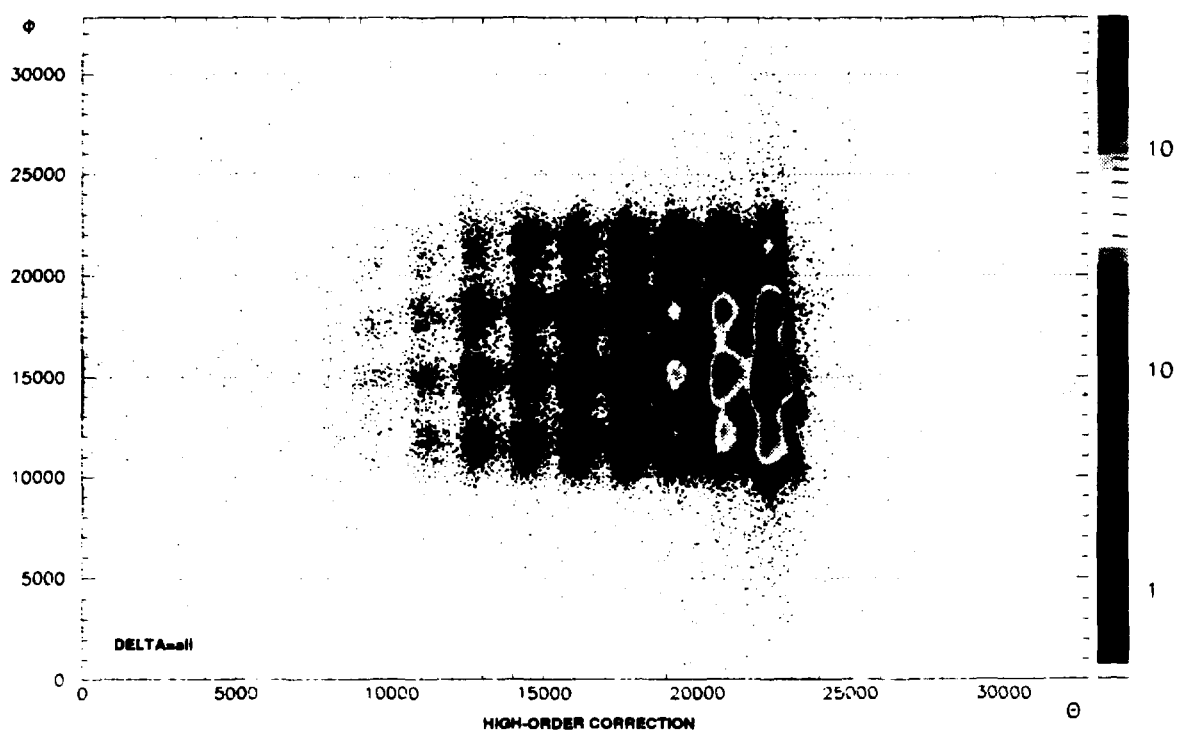


Figure A.3: Matrice reconstruite  $(\theta_i, \phi_j)$  en utilisant les aberrations d'ordres supérieurs et sommé sur toutes les valeurs de  $\delta$ .

## **Bibliographie**

# Bibliographie

- [Ajz88] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A490 (1988) 27
- [Ale91] A.N.F. Alexio, C. Bertulani et M.S. Hussein  
Phys. Rev. C43 (1991) 2722
- [Alf86] W.P. Alford et al., Phys. Lett. B179(1986) 20
- [And83] B.D. Anderson et al., Phys. Rev. C27 (1983) 1387
- [Ara95] K. Arai et al., Phys. Rev. C45 (1995) 2488
- [Aus80] S.M. Austin et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 972
- [Bat68] C.J. Batty et al., Nucl. Phys. A120 (1968) 297
- [Bat69] C.J. Batty et al., Nucl. Phys. A127 (1969) 368
- [Bat89] C.J. Batty et al., Adv. Nucl. Phys. 19 (1989) 1983
- [Bec69] F.D. Becchetti et G.W Greenlees,  
Phys. Rev. 182 (1969) 1190
- [Ber77] G. Bertsch et al., Nucl. Phys. A284 (1977) 399
- [Baz90] D. Bazin et O. Sorlin
- [Bia89] L. Bianchi et al., Nucl. Inst. Meth. A276 (1989) 509
- [Bon87] B. Bonin, J. Physique 48 (1987) 1479
- [Bra85] M.E Brandan et G.R. Satchler, Nucl. Phys. A438 (1985) 525
- [Bri78] F.A Brieva et J.R Rook, Nucl. Phys. A307 (1978) 493
- [Bri75] I. Brissaud, L. Bimbot, Y. Le Bornec, B. Tatischeff et N. Willis.  
Phys. Rev. C11 (1975) 1537
- [Bro81] R.A Broglia et A. Winther *Heavy ion reactions*  
Vol 1 (Benjamin Cummings, Reading, MA)

- [Buc60] B. Buck, R.N Maddison et P.E Hodgson,  
Phil. Mag. 5 (1960) 1181
- [Car95] D.C. Carey, K.L Brown et F.Rothacker  
*Third-order transport, a computer program  
for designing charged particle beam transport systems*  
SLAC R-95-462, Fermilab-pub-95/069 UC-414
- [Car73] J.D. Carlson, D.A. Lind et C.D Zafiratos,  
Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 99
- [Chu95] L.V.Chulkov, C.Bertulani et A.Korshennikov  
Nucl. Phys. A587 (1995)291
- [Cor96] M.D. Cortina et al., Phys. Lett. B371 (1996) 14
- [Coo93] E.D. Cooper et al., Phys. Rev. C47 (1993) 297
- [Dan93] B.V. Danilin et al., Phys. Lett. B302 (1993) 129
- [Far80] L. Farvacque  
*Rappels d'optique corpusculaire*  
Cycle de séminaires sur les équipements de  
spectrométrie Waclay Mars-Juin(1980)
- [Fer] B. Fernandez (Rapport interne)
- [Fra85] M.A. Franey et W.G. Love, Phys. Rev. C32 (1985) 488
- [Gal86] S. Galès et Nguyen Van Gai  
*Symetrie d'isospin et structure nucléaire.*  
Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1986)
- [Gla59] R.J. Glauber  
*Lectures in Theoretical Physics (International science, New York,  
1959)*  
W.E. Boulder, Brittin et L.G Dunham eds. Voll,p315
- [Han87] P.G. Hansen et B. Jonson  
Europhys. Lett. 4 (1987) 409
- [Hir93] S.Hirenzai, H.Toki et I.Tanihata  
Nucl. Phys. A552 (1993) 57
- [Hod60] P.E.Hodgson  
Nucl. Phys. 21 (1960) 28

- [Hod94] P.E.Hodgson *The optical model of elastic scattering*  
Oxford University Press,(1963)
- [Hod94] P.E.Hodgson *The nucleon optical potential*  
World Scientific 1994 (163-204)
- [Hub90] H.Hubert,R.Bimbot et H.Gauvin  
Atomic Data and Nuclear Tables Vol46-1(1990)
- [Jeu76] J.P. Jeukenne, A. Lejeune et C. Mahaux  
Phys Rep 25 (1976) 83
- [Jeu77] J.P. Jeukenne, A. Lejeune et C. Mahaux  
Phys Rev C15 (1977) 10, C16 (1977) 80
- [Jou91] A. Joubert et al.  
1991 particle Accelerator Conference  
IEEE Vol1 (1991)
- [Kab92] M. Kabasawa et al., Phys. Rev. C45 (1992) 1220
- [Kha95] J.S Al-Khalili, I.J Thompson et J.A Tostevin  
Nucl. Phys. A581 (1995) 331
- [Kha95b] J.S Al-Kahalili., Nucl. Phys A581 (1995) 315
- [Kha96] J.S Al-Kahalili et al., Phys. Lett. B378 (1996) 45
- [Koh93] M. Kohno, Phys. Rev C48( 1993) 3122
- [Kol92] J.J. Kolata et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 2631
- [Kor93] A.A Korshennikov et al., Phys. Lett. B316 (1993) 38
- [Lan62] A.M. Lane, Nucl. Phys. 35 (1962) 676
- [Lew93] M. Lewitowicz et al., Nucl. Phys. A562 (1993) 301
- [Lov81] W.G Love et Franey, Phys. Rev. C24 (1981) 1073
- [Mel83] S. Mellema, R.Finlay, F. Dietrich et F. Petrovich  
Phys. Rev. C28 (1983) 2267
- [Meo93] F.Méot et S.Valéro.  
*Zgoubi users'guide (version3)*, Note LNS/GT/93-12
- [Mer93] M.C. Mermaz, Phys. Rev. C47 (1993) 2213
- [Mer94] M.C. Mermaz, Phys. Rev. C50 (1994) 2620



- [Mit94] W. Mittig  
Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1994)
- [Moo92] C.B Moon et al., Phys. Lett. B297 (1992) 39
- [Nak88] K. Nakayama et W.G.Love, Phys. Rev. C38 (1988) 51
- [Ngh94] P.Nghiem, J. Payet, A. Tkatchenko  
*Caracteristiques des faisceaux de SISSI dans les lignes de transport du GANIL*, Note LNS/GT/94-02
- [Nil96] T.Nilsson et al., accepté par Nucl. Phys. A
- [Oli94] L. Olivier et G. Wittwer., Rapport interne GANIL, ELEC 01/94
- [Our95] M. Oura et al., Nucl. Phys. A586 (1995) 20
- [Pet81] F.Petrovich et W.G Love, Nucl. Phys. A354 (1981) 499c
- [Pet82] F.Petrovich et al., Nucl. Phys. A383 (1982) 355
- [Pet85] J.S.Petler et al., Phys. Rev. C32 (1985) 673
- [Pet86] F.Petrovich et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Scie. 36 (1986) 26
- [Pet93] F.Petrovich et al., Nucl. Phys. A563 (1993) 387
- [Pec95] I.Pecina et al., Phys. Rev. C52 (1995) 191
- [Poc87] D. Pocanic et al., Can. J. Phys. 65 (1987) 687
- [Rap90] J.Rappaport et al., Phys. Rev. C41 (1990) 1920
- [Ray76] L.Ray, Phys. Rev. C20 (1979) 1855
- [Ray81] J.Raynal, Phys. Rev. C23 (1981) 2571
- [Rou85] P. Roussel et al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1779
- [Rou86] P. Roussel, Thèse doctorale Université Paris-Sud
- [Rou88] P. Roussel-Chomaz et al., Nucl. Phys. A477 (1988) 345
- [Rou95] P. Roussel-Chomaz, N.Alamanos et P.delbourgo-Salvador  
Invited talk at XXXIII Winter meeting on Nuclear Physics,  
Bormio(Italy), January 1995
- [Sag92] H. Sagawa, Phys. Lett. B286 (1992) 7
- [Sat79] G.R. Satchler et W.G Love, Phys. Rep. 55 (1979) 183

- [Sat80] G.R. Satchler, MacMillan education LDT(1980)  
*Introduction to nuclear reactions*
- [Sat83] G.R. Satchler  
Direct Nuclear Reactions Oxford University Press 1983
- [Sch76] S.D. Schery et al., Phys. Rev. C14 (1976) 1800
- [Sha92] M.Sharma et P.Ring, Phys. Rev. C45( 1992) 2514
- [Spa92] R.A. Sparrow et al.  
J. Phy. B:At.Mol.Opt.Phys. 25 (1992) L295
- [Ste80] W.A. Sterrenburg et al., Phys. Lett. B91 (1980) 337
- [Sor92] D.S Sorensen et al., Phys. Rev. C45(1992) R500
- [Suz91] Y. Suzuki et al., Nucl. Phys. A528 (1991) 395
- [Tad84] T.N. Taddeucci, R.R Doering, A. Galonsky et S.M. Austin  
Phys Rev C29 (1984) 764
- [Tad87] T.N Taddeucci et al., Nuc. Phys. A469 (1987) 125
- [Tan85] I. Tanihata et al.  
Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2676  
Phys. Lett. B160 (1985) 380
- [Tan88] I. Tanihata et al., Phys. Lett. B206 (1988) 592
- [Tan92] I. Tanihata et al., Phys. Lett. B289 (1992) 261
- [Tat70] B. Tatischeff et I. Brisaud, Nucl. Phys. A155 (1970) 89
- [Tka80] A. Tkatchenko  
*Optique des lignes de transport du faisceau*  
Cycle de séminaires sur les équipements de  
spectrométrie Waclay Mars-Juin(1980)
- [Tho93] L.J. Thompson, J.S. Al-Kahalili, J.A. Tostevin et J.M. Bang  
Phys. Rev. C47 (1993) R1364
- [Var91] R.L. Varner, W.J Thompson, T.L. McAbee,E.JLudwing et T.B Clegg  
Phys. Rep. 201 (1991) 57
- [Var94] K. Varga et al., Phys. Rev. C50 (1994) 189
- [Vil89] A.C. Villari et al., Nucl. Inst. Meth. B281 (1989) 540

- [Vri74] Atomic Data and Nuclear tables, Vol.14, No.5
- [Wig47] E.P. Wigner et L. Eisenbud  
Phys. Rev. 72 (1947) 29
- [Win92] J.A. Winger, B.M. Sherrill et D.J. Morrissey  
Nucl. Inst. Meth. B70 (1992) 380
- [Zah94] M. Zahar et al., Phys. Rev. C49 (1994) 1540
- [Zhu93] M.V. Zhukov et al., Phys, Rep. 231 (1993) 153

# Liste des figures

1.1	<i>Comparaison entre réactions directes et composées . . . . .</i>	2
1.2	<i>Carte des noyaux pour des noyaux légers . . . . .</i>	3
1.3	<i>Rayons estimés pour des noyaux légers . . . . .</i>	4
1.4	<i>Schéma de niveaux pour les isobares <math>A=6</math>. . . . .</i>	6
1.5	<i>Distributions angulaires pour la réaction <math>^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}</math> [Sch76]. . . . .</i>	8
1.6	<i>Distribution de neutrons et protons pour le <math>^6\text{He}</math> et le <math>^6\text{Li}_{IAS}</math> . . . . .</i>	9
2.1	<i>Plan du GANIL. . . . .</i>	12
2.2	<i>Effet des lentilles de SISSI . . . . .</i>	14
2.3	<i>Distribution angulaire des fragments produits par fragmentation nucléaire . . . . .</i>	15
2.4	<i>SISSI . . . . .</i>	17
2.5	<i>Fonction de transmission . . . . .</i>	18
2.6	<i>Transmission en moment . . . . .</i>	19
2.7	<i>Spectre en temps de vol . . . . .</i>	20
2.8	<i>Transmission angulaire horizontale . . . . .</i>	21
2.9	<i>Transmission angulaire verticale . . . . .</i>	22
2.10	<i>Cible optimale SISSI pour l'expérience E229 . . . . .</i>	25
2.11	<i>Distribution de <math>B\rho</math> de la production de <math>^6\text{He}^{2+}</math>. . . . .</i>	26
2.12	<i>Faisceau secondaire dans le plan focal de SPEG. . . . .</i>	27
2.13	<i>Trajectoire d'une particule de référence. . . . .</i>	29
2.14	<i>Enveloppes des faisceaux au premier et deuxième ordre. . . . .</i>	31
2.15	<i>Spectromètre à perte d'énergie. . . . .</i>	32
2.16	<i>Résolution et émittance. . . . .</i>	34
2.17	<i>Schéma du spectromètre à perte d'énergie du GANIL : SPEG. . . . .</i>	36
2.18	<i>Déplacement cinématique de la focale . . . . .</i>	38
2.19	<i>Portecibles et cibles pour l'expérience E229. . . . .</i>	39
2.20	<i>Les détecteurs du plan focal . . . . .</i>	40
2.21	<i>Vue schématique d'une chambre à dérive . . . . .</i>	41
2.22	<i>Vue schématique de la chambre à ionisation . . . . .</i>	45
2.23	<i>Electronique des chambres à dérive . . . . .</i>	47
2.24	<i>Electronique de la chambre à ionization et du plastique . . . . .</i>	48
2.25	<i>Electronique des détecteurs à galettes . . . . .</i>	49
2.26	<i>Electronique du détecteur de Silicium . . . . .</i>	49

2.27	<i>Electronique du détecteur de la chambre à réaction . . . . .</i>	50
2.28	<i>Electronique du détecteur à neutrons EDEN . . . . .</i>	50
2.29	<i>Chronogramme E229 . . . . .</i>	51
3.1	<i>Étalonnage en Bp . . . . .</i>	55
3.2	<i>Trajectoire d'une particule diffusée . . . . .</i>	57
3.3	<i>Calcul de l'angle solide . . . . .</i>	58
3.4	<i>Matrice d'identification . . . . .</i>	61
3.5	<i>Diffusion élastique du <math>^{10}\text{Be}</math> sur une cible de <math>(\text{CH}_2)_n</math> . . . . .</i>	63
3.6	<i>Simulation cinématique de la réaction <math>^{10}\text{Be} + (\text{CH}_2)_n</math> . . . . .</i>	64
3.7	<i>La réaction d'échange de charge <math>p(^6\text{He}, ^6\text{Li})n</math> . . . . .</i>	66
3.8	<i>Distribution angulaire de la réaction <math>^6\text{Li}(n, p)^6\text{He}</math> [Poc87] . . . . .</i>	68
3.9	<i>Distributions angulaires des réactions <math>^6\text{He} + ^{12}\text{C}</math>, <math>^7\text{Li} + ^{12}\text{C}</math>, <math>^{10}\text{Be} + ^{12}\text{C}</math>, <math>^{11}\text{Be} + ^{12}\text{C}</math> . . . . .</i>	70
3.10	<i>Estimation de la taille verticale du faisceau secondaire . . . . .</i>	71
3.11	<i>Dépendance de l'efficacité avec la position sur le plan focal . . . . .</i>	73
3.12	<i>Distribution angulaire de la diffusion élastique sur la cible de proton. . . . .</i>	75
3.13	<i>Distribution angulaire de la diffusion élastique sur la cible de carbone. . . . .</i>	77
3.14	<i>Distribution angulaire pour les réactions d'échange de charge. . . . .</i>	78
4.1	<i>Système de coordonnées dans un calcul de double convolution . . . . .</i>	83
4.2	<i>Système de coordonnées dans un calcul de convolution simple . . . . .</i>	83
4.3	<i>La diffusion élastique et les paramétrisations globales . . . . .</i>	90
4.4	<i>Distributions angulaires p+noyau avec la paramétrisation CH89 . . . . .</i>	91
4.5	<i>Facteurs de normalisation pour CH89 . . . . .</i>	92
4.6	<i>Potentiel de polarisation dynamique . . . . .</i>	93
4.7	<i>Dépendance de la distribution angulaire avec le <math>rqm</math> . . . . .</i>	97
4.8	<i>Distribution des densités utilisées . . . . .</i>	99
4.9	<i>Dépendance des distributions angulaires au halo . . . . .</i>	100
4.10	<i>Distributions angulaires p+noyau avec le potentiel JLM . . . . .</i>	102
4.11	<i>Facteurs de normalisation JLM . . . . .</i>	103
4.12	<i>Repère pour les coordonnées du potentiel . . . . .</i>	106
4.13	<i>Distribution angulaire pour la réaction <math>^6\text{He} + ^{12}\text{C}</math> . . . . .</i>	108
4.14	<i>Distribution angulaire pour la réaction <math>^{10}\text{Be} + ^{12}\text{C}</math> . . . . .</i>	109
4.15	<i>Distribution angulaire pour la réaction <math>^{11}\text{Be} + ^{12}\text{C}</math> . . . . .</i>	110
5.1	<i>Variation du rapport <math>R</math> avec l'énergie incidente . . . . .</i>	115
5.2	<i>Evolution de l'interaction effective avec l'énergie incidente . . . . .</i>	116
5.3	<i>Distributions angulaires <math>p(^6\text{He}, ^6\text{Li}_{GS})n</math> et <math>p(^6\text{He}, ^6\text{Li}_{IAS})n</math> . . . . .</i>	117
5.4	<i><math>J_{\sigma\tau}</math> calculé et expérimental pour <math>^6\text{Li}(n, p)^6\text{He}</math> . . . . .</i>	118
5.5	<i>Distributions angulaires por la réaction <math>^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}</math>. . . . .</i>	119
5.6	<i>Distributions angulaires pour les réactions <math>^6\text{He}(p, n)^6\text{Li}_{GS}</math> et <math>^6\text{Li}(n, p)^6\text{He}_{GS}</math>. . . . .</i>	120

---

5.7	<i>Sensitivité de la réaction (p,n) au rayon quadratique moyen . . .</i>	123
5.8	<i>Sensitivité de la partie réelle du potentiel de la réaction (p,n) au rayon quadratique moyen . . . . .</i>	124
5.9	<i>Sensitivité de la partie imaginaire du potentiel de la réaction (p,n) au rayon quadratique moyen . . . . .</i>	125
5.10	<i>Calculs prenant compte des facteurs de normalisation trouvés dans la voie élastique ( densités Sagawa) . . . . .</i>	126
5.11	<i>Distributions angulaires calculées pour deux densités différentes en forme pour étudier son influence sur la forme de la distribution angulaire. . . . .</i>	127
A.1	<i>Matrice <math>(\theta_f, \phi_f)</math> expérimentale brute dans le plan focal de SPEG pour chaque valeur de <math>\delta</math>. . . . .</i>	138
A.2	<i>Matrice reconstruite <math>(\theta_i, \phi_f)</math> en utilisant les aberrations d'ordres supérieurs et pour chaque valeur de <math>\delta</math>. . . . .</i>	139
A.3	<i>Matrice reconstruite <math>(\theta_i, \phi_f)</math> en utilisant les aberrations d'ordres supérieurs et sommé sur toutes les valeurs de <math>\delta</math>. . . . .</i>	140

# Liste des tableaux

1.1	<i>Différences entre les rayons quadratiques moyens de neutrons et protons pour différents isotopes d'étain [Sch76] . . . . .</i>	8
2.1	<i>Caractéristiques nominales des solénoïdes de SISSI . . . . .</i>	16
2.2	<i>Comparaison des taux de production expérimentaux et estimés avec LISE et INTENSITY . . . . .</i>	24
2.3	<i>Caractéristiques les plus importantes des différents types de détecteurs . . . . .</i>	28
2.4	<i>Caractéristiques de SPEG . . . . .</i>	35
2.5	<i>Nomenclature des modules électroniques . . . . .</i>	46
2.6	<i>Nomenclature des signaux électroniques . . . . .</i>	52
3.1	<i>Positions de passage du faisceau primaire ralenti dans les chambres à dérive . . . . .</i>	54
3.2	<i>Efficacité relative entre les différents détecteurs utilisés . . . . .</i>	72
3.3	<i>Efficacité concernant les conditions imposées pour distinguer les bons événements physiques . . . . .</i>	72
4.1	<i>Paramétrisation de Becchetti et Greenlees pour la diffusion proton-noyau [Bec69] . . . . .</i>	87
4.2	<i>Paramétrisation CH89 pour la diffusion proton-noyau (<math>E \geq 15 \text{ MeV}</math>) [Var91] . . . . .</i>	88
4.3	<i>Rayons quadratiques moyens des distributions de protons et neutrons estimés par Tanihata et al. [Tan88] . . . . .</i>	98
4.4	<i>Rayons quadratiques moyens des distributions de protons, neutrons et de matière calculées par Sagawa et al. [Sag92] . . . . .</i>	101
4.5	<i>Comparaison des sections efficaces de réaction obtenues à partir des densités du type oscillateur harmonique et Sagawa . . . . .</i>	104
5.1	<i>Rayons quadratiques moyens des distributions de protons, neutrons et totales utilisés dans les calculs . . . . .</i>	123

## Résumé

Nous avons mesuré au GANIL avec le spectromètre à haute résolution SPEG, la diffusion élastique de différents faisceaux secondaires riches en neutrons ( $^6\text{He}$ ,  $^{10}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Be}$ ) sur une cible de polypropylène, ainsi que la réaction d'échange de charge  $p(^6\text{He}, ^6\text{Li})n$ . Ces faisceaux secondaires ont été produits par fragmentation nucléaire et refocalisés par le système de solénoïdes supraconducteurs SSSI.

La signature d'une structure à halo dans ces noyaux est analysée dans ce travail. Une attention particulière a été apportée à certains aspects des calculs, en particulier en ce qui concerne les distributions de densité de protons et de neutrons et les faibles énergies de liaison pour les derniers nucléons de ces noyaux. Il a été mis en évidence l'importance des mécanismes de cassure pour ces noyaux exotiques.

## Abstract

We have measured at GANIL, with the high resolution spectrometer SPEG, the elastic scattering of several neutron rich secondary beams ( $^6\text{He}$ ,  $^{10}\text{Be}$  and  $^{11}\text{Be}$ ) on a polypropylene target and the charge exchange reaction  $p(^6\text{He}, ^6\text{Li})n$ . These exotic beams were produced by nuclear fragmentation and refocalised with the SSSI device (superconducting solenoids).

The signature of a halo structure in these nuclei has been analysed. Special attention has been paid to several aspects of the associated calculations namely, the proton and neutron density distributions and the small binding energy for the last nucleons in these exotic nuclei. Break-up mechanisms are seen to play an important role in these nuclei.

## Mots-clés

Diffusion élastique  
Potentiel d'interaction nucléaire  
Equation de Lane  
Distribution de densité

Réaction d'échange de charge  
Modèle optique  
Halo de neutrons  
Etat isobarique analogue