

Etude des diffusions élastiques de faisceaux radioactifs de 10,11Be et 6He sur des cibles de protons et carbone aux énergies du GANIL

V. Lapoux

▶ **To cite this version:**

V. Lapoux. Etude des diffusions élastiques de faisceaux radioactifs de 10,11Be et 6He sur des cibles de protons et carbone aux énergies du GANIL. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Paris XI Orsay, 1998. Français. NNT : . tel-03137846

HAL Id: tel-03137846
https://cea.hal.science/tel-03137846

Submitted on 10 Feb 2021

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.

ORSAY
N° D'ORDRE : 5402

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

PAR

Valérie LAPOUX

SUJET : Étude des diffusions élastiques de faisceaux radioactifs de ^{10,11}Be et ^{6}He sur des cibles de protons et carbone aux énergies du GANIL.

Soutenue le 28 septembre 1998 devant la commission d'examen :

Mr.	N. ALAMANOS	(Directeur de thèse)
Mr.	J. BARRETTE	
Mme.	N. FRASCARIA	(Président)
Mr.	W. MITTIG	(Rapporteur)
Mr.	W. Von OERTZEN	(Rapporteur)

À mes parents

À mes frères

Saclay, le 17 décembre 1998

Un travail de thèse requiert à la fois une structure administrative, un sujet riche qui emplisse les trois années dévolues à la thèse et offre des prolongements, ainsi qu'un groupe qui soit la source de conseils, de soutien et d'échanges.

Le choix du sujet engage l'avenir. Il est déterminé par des rencontres, cruciales, de personnes qui nous communiquent leur passion de la recherche et du domaine qu'ils ont choisi. J'ai ainsi eu la chance de rencontrer Nicolas Alamanos et Nimet Frascaria. Nicolas a été mon responsable de stage de maîtrise puis mon directeur de thèse. Il a aiguillé cette thèse, lui faisant toujours emprunter les chemins les plus escarpés mais finalement les plus directs (cela rappelle un certain trajet en voiture...). La thèse lui doit ses orientations et une grande partie des conclusions, chaque discussion conduisant à une vision plus complète et plus cohérente des données. Il a lancé souvent : « Jouons avec les données» , jouons à les interpréter, à comprendre la règle du jeu. Pour sa confiance, son soutien permanent, sa disponibilité et son aide, pour tout ce qu'il m'a appris et m'apprend en Physique Nucléaire, je le remercie.
Nimet Frascaria m'a conduit sur le chemin des faisceaux exotiques : elle m'a conseillé le stage de maîtrise dont l'influence a été essentielle sur le choix de ma thèse. Tous ses étudiants, dont j'ai fait partie, reconnaissent unanimement sa clarté, sa patience et ses qualités pédagogiques. Elle nous a transmis sa passion pour la discipline.

Parmi les personnes dont la rencontre m'a orientée vers la Physique Nucléaire, je tiens à remercier Marie-Geneviève Porquet qui a été à l'origine de mon intérêt pour la physique nucléaire de basse énergie lors du stage de licence effectué sous sa direction.

Au GANIL, j'ai rencontré Wolfi Mittig : il a conduit magistralement tous les réglages des expériences de ma thèse, et ses interventions, son esprit critique, ont été déterminants pour combattre les points épineux du dépouillement. L'analyse des données doit beaucoup à son coup d'oeil perçant sur les spectres et à son art d'improviser des solutions avec une intuition physique exceptionnelle.

Wolfgang Mittig et Wolfram von Oertzen ont participé au jury de thèse et ont accepté d'en être les rapporteurs, Jean Barrette et Nicolas Alamanos ont été membres de ce jury, et Nimet Frascaria l'a présidé : je leur adresse mes remerciements.

Cette thèse a été financée par le CEA. Ce financement que procure le CEA (mais ne procurera plus, peut-être, par décision politique), est celui qui est adapté à trois années de recherche qui suivent au minimum cinq années d'étude.
Trois années qui comptent triple, puisqu'elles représentent un apprentissage du domaine, une réalisation —des résultats — et une rédaction, le tout dépassant nécessairement le volume horaire « légal » .
À l'heure où l'on conteste au CEA son droit de financer des contrats de formation « par et pour la recherche» , je tiens à souligner que j'ai ressenti comme une chance la possibilité de faire ma thèse au CEA, et de bénéficier d'un environnement qui facilite son déroulement : au niveau du groupe lui-même, la grande disponibilité des chercheurs qui le composent permet d'apprendre rapidement des techniques, et d'être aiguillée efficacement sur le domaine de physique et au niveau du Service de Phy-

sique Nucléaire des formations sont proposées (écoles, conférences, séminaires). Les occasions sont nombreuses d'exposer son travail, aussi bien devant des physiciens du domaine que devant un auditoire plus large. Je tiens à remercier les Physiciens du Service de Physique Nucléaire (CEA-Saclay DSM/DAPNIA/SPhN) des discussions qui ont pu suivre des exposés, et de leur accueil dans le Service.

Les deux expériences, qui ont réalisé la prise des données, que j'analyse dans cette thèse ont été menées au GANIL, en novembre 1995 et mars 1996, en collaboration avec les Physiciens du GANIL : Marielle Chartier, J-M. Casandjian, Maria-Dolorès Cortina-Gil, Marion Mac Cormick, Wolfi Mittig, François de Oliveira, Patricia Roussel-Chomaz, ceux du LPC de Caen : Nigel Orr, John Winfield, et les Physiciens de l'IPN d'Orsay : Yorick Blumenfeld, John Kelley, François Maréchal, Jean-Antoine Scarpaci et Tiina Suomijärvi. Notre équipe réunissait Nicolas Alamanos, Françoise Auger, Valentin Fékou-Youmbi, Alain Gillibert, Frédéric Marie, Stéphanie Ottini et Jean-Luc Sida. Les p'tites chambres à dérive, dites « de Charles et Marion» , furent développées par Charles Spitaëls et Marion. Les techniciens du SPEG, Lionel Garreau, Jean-François Libin, Patrice Gangnant, minutieux et perfectionnistes ont assuré le bon fonctionnement des dispositifs de l'aire expérimentale SPEG tout au long des expériences. Ils ont toujours été prodigues d'informations sur les installations qu'ils réparent et améliorent, et je les en remercie.

Maria-Dolorès, mieux connue sous le nom de Lola, et Marielle Chartier m'ont appris le SPEG et guidée durant les manips. L'aide de Lola et Marion Mac Cormick de la Corniche fut précieuse pour le programme de programme de dépouillement. Tout était, comme le disait Lola, « sous contrôle » . Patricia, par sa sérénité à toute épreuve lors des expériences, a assuré avec efficacité la direction des opérations, je la remercie pour ses conseils (le petit classeur SPEG doit beaucoup à ses réponses précises).

J'ai apprécié les expériences auxquelles j'ai participé avec vous : Lola, Marielle, Marion, Jean-Marc, Patricia et Wolfi, Yorick et Tiina, François Maréchal et François de Oliveira, vous avez tous contribué à une ambiance chaleureuse et détendue des manip au GANIL.

Cette thèse a été effectuée dans le groupe de Structure Nucléaire et Faisceaux Exotiques au GANIL. Je tiens à souligner la qualité de l'accueil des étudiants dans ce groupe, à la fois par la bonne ambiance qui y règne, et la disponibilité de chacun de ses membres, que ce soit pour expliquer de la physique, un programme, un détecteur, conseiller un livre ou une BD, assister à des répétitions en catastrophe. Alain m'a apporté son aide pour corriger le manuscrit : merci pour ta précision et ta rigueur dans les corrections (impitoyables), ta lecture attentive des chapitres tronçonnés, et ton humour caustique (« Si ça continue, il faudra que ça cesse ! »).
Françoise m'a accordé son soutien tout au long de la thèse, par ses conseils et sa confiance. Jean-Luc, merci pour tes conseils, ton humour et tes dessins d'éléphants.

Merci à ceux qui m'ont écrit cet été, lorsqu'il faisait chaud et beau, pour m'encourager dans la rédaction, comme Valentin : nous avons échangé cet été des commentaires éclairés sur le jeu pratiqué lors de la coupe du monde. Il a été mon conseiller LaTeXet j'ai apprécié au début de la thèse son flegme de « Prince» à toute épreuve.
Avec Stéphanie, j'ai partagé la vision du contenu d'une thèse et de ses ingrédients nécessaires. Les années passées ensemble, en manip au GANIL, ou dans la salle info à Saclay ont été des périodes de discussions intenses et d'atmosphère joyeuse grâce à son énergie et à sa bonne humeur : Stéphanie Ottini-Hustache, animatrice du radiocrochet de notre salle info a conduit des duos remarquables sur des airs célèbres avec Antoine Drouart. Cédric Jouanne s'apprête à prendre le relais de l'animation (jeux, chocolats & co.) de la salle info, en compagnie d'Antoine. Compétents, efficaces, pleins d'humour, c'est le nouveau « Boy'z'band » du SPhN !
Je salue aussi Frédéric, aussi dynamique et efficace en manip que sur un terrain de foot. Avec Agatino et Tassos («j'ai un p'tit programme»), j'ai partagé de longues soirées au coin de l'ordinateur, ce furent finalement de bons moments passés ensemble.

Je remercie Paul Bonche pour tout le temps qu'il m'a consacré pour m'expliquer la philosophie skyrmiste et ses programmes HFB.
À l'Université du Surrey, Jim Al-Khalili, John Christley, Jeff Tostevin, Ian Thompson, m'ont toujours accueillie chaleureusement et ont toujours été disponibles pour des explications sur leurs modèles et calculs à plusieurs corps.

Je tiens à saluer ceux avec qui j'ai partagé de bons souvenirs lors de la thèse : Vincent Brindejonc («pgravité»), Philippe Buchet (un calembour par jour), Bernard Fernandez, Albert Lumbroso, Lolly Pollacco, Vanessa Chiste, Francesca Braga, Domenico Santonocito, «the Voice» Elias Khan, qui tous ont contribué à la bonne humeur lors des expériences ou au labo.

Je salue également mes amis Stéphane, Loïc, Julien, Bérengère, Philippe, Delphine, Michaël, Daniel, Claude que je n'ai guère vus toutes ces années mais avec lesquels nous avons échangé des messages fréquents de soutien pour nos thèses ou travaux respectifs.

Raff, pour ton soutien, tes attentions, et tes conseils, pour m'avoir apaisée aux moments critiques, je te remercie.

Je remercie mes parents et mes frères pour leurs « mises en boîte» et leur réconfort. Mille remerciements à mon Papa, qui a assuré la correction du manuscrit de A à Z et de :; , à « » ... passant au crible fautes, typographie, notations, espaces et les phrases trop longues. Mon frère Xavier a effectué lui aussi une lecture attentive

des chapitres, qu'il en soit remercié.

En cette année de Coupe du Monde (victorieuse, mais je ne m'étendrai pas ici sur le sujet) la période de rédaction a été euphorique de juin à juillet, et les discussions de la salle info (et du couloir), nombreuses, sur le style du jeu pratiqué. J'envoie des bisous à l'équipe de foot (la nôtre, celle du SphN) : les matchs hebdromadaires ont été de grands moments de défoulement en plein air avant de retourner aux calculs et à la rédaction.

À tous ceux qui, par leur gentillesse et leur bonne humeur dans le service, sur l'INB43, et lors des manip au GANIL, m'ont aidée à poursuivre ce travail dans une bonne ambiance, j'adresse mes amitiés.

Valérie !

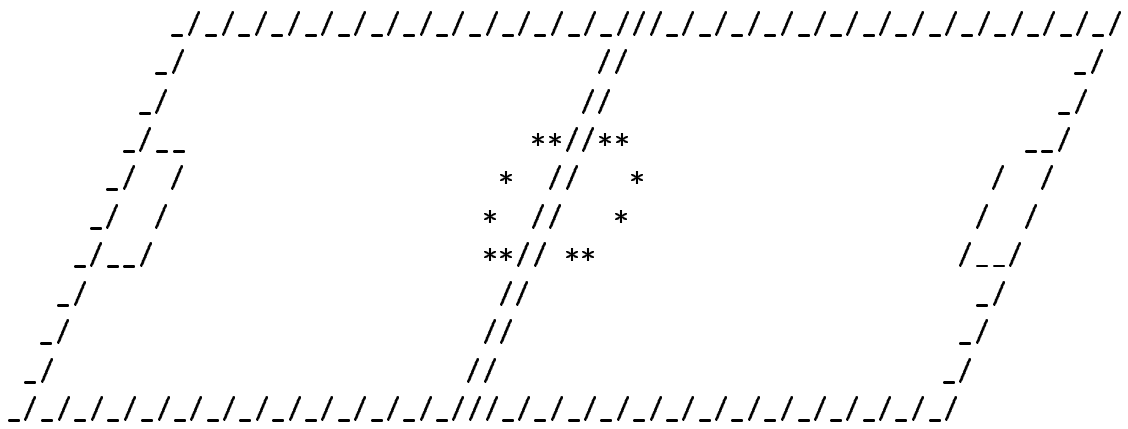


Table des matières

Introduction **13**

I Motivations **27**

I.1 Étude de la structure nucléaire 27

I.1.1 Interaction effective microscopique Nucléon-Nucléon 27

I.1.2 Modélisation de la matière nucléaire et des potentiels 31

I.1.3 Des noyaux exotiques, du halo et des clusters 32

I.2 Compréhension de la diffusion élastique des noyaux exotiques 36

I.2.1 Diffusion élastique noyau-noyau 38

I.2.2 Diffusion élastique p-noyau 42

I.2.3 Couplages au continuum et remise en cause des modèles . . . 47

I.3 Contraintes sur la méthode expérimentale 49

I.4 Récapitulatif des objectifs 50

II Expériences **53**

II.1 Présentation du dispositif expérimental au GANIL 54

II.1.1 Production et cycle d'accélération du faisceau primaire 56

II.1.2 Production et transmission du faisceau secondaire à l'aide du dispositif SISSI 58

II.1.3 Optimisation du taux de comptage du faisceau secondaire . . 61

II.1.4 Transmission de SISSI et du spectromètre *Alpha* 68

II.2 Sélection en moment par le spectromètre SPEG 70

II.2.1 Principe du spectromètre à perte d'énergie 70

II.2.2 Conditions expérimentales 75

II.3 Détection et paramètres de l'acquisition 77

II.3.1 Paramètres des trajectoires relevées par les chambres à dérive, les petites chambres et les galettes à microcanaux 81

II.3.2 Énergies mesurées par les plastiques et la chambre à ionisation 91

II.3.3 Acquisition 94
II.3.4 Paramètres calculés 96
II.4 Purification du faisceau secondaire dans le spectromètre *Alpha* 101
II.4.1 Principe du dégradeur achromatique 102
II.4.2 Sélection du faisceau secondaire 105
II.5 Calibration des détecteurs 107
II.5.1 Calibration en $B\rho$ 107
II.5.2 Calibration en moment et en énergie 110
II.5.3 Étalonnage angulaire entre le plan focal du SPEG et le plan de la cible de réaction 111
II.5.4 Calibration angulaire des petites chambres 116
II.6 Récapitulatif des conditions expérimentales 117

III Présentation et traitement des données 119
III.1 Données conditionnées 119
III.1.1 Conditionnements sur les paramètres bruts et calculés 120
III.1.2 Des images 125
III.1.3 Cinématique 129
III.1.4 Tableau récapitulatif 131
III.2 Performances de SPEG et du système de détection 132
III.2.1 Résolution en énergie 132
III.2.2 Résolution angulaire 135
III.2.3 Efficacité de détection 136
III.3 Principe du calcul des sections efficaces 140
III.3.1 Expression de la section efficace différentielle 140
III.3.2 Calcul de la section efficace avec les petites chambres 142
III.4 Simulation de la détection dans SPEG 144
III.4.1 Programme Monte-Carlo 144
III.4.2 Récupération du faisceau incident et des normalisations 145
III.5 Normalisation complète des sections efficaces 149
III.5.1 Normalisation par rapport aux potentiels globaux 149
III.5.2 Normalisation des sections efficaces de réaction sur protons . . 150
III.5.3 Résultats en fonction de l'angle de diffusion dans le centre de masse 152
III.5.4 Résultats en fonction du moment transféré 154

IV Discussion des modèles utilisés dans l'analyse 161
IV.1 Principes du calcul des densités nucléaires 162
IV.1.1 Zoologie des interactions effectives 162
IV.1.2 Modélisation du noyau 165
IV.1.3 Distribution de densités des noyaux stables 168
IV.1.4 Distribution de densités des noyaux exotiques 171
IV.2 Modèle Optique et Potentiels d'interaction 177
IV.2.1 Amplitude de diffusion 179
IV.2.2 Théorie de la réaction de Feshbach 181
IV.2.3 Échange de deux nucléons lors de l'interaction : «knock-on exchange» 183
IV.2.4 Forme générale du potentiel 183
IV.2.5 Potentiels phénoménologiques 186
IV.3 Potentiel de convolution 191
IV.3.1 Ingrédients et calcul de la convolution 191
IV.3.2 Interactions effectives NN employées pour le potentiel noyau-noyau 193
IV.3.3 Renormalisation de la partie réelle et partie imaginaire du potentiel noyau-noyau 199
IV.3.4 Analyse des données sur noyau avec l'interaction M3Y 200
IV.4 Potentiel microscopique noyau-nucléon 202
IV.5 Comparaison expérience-théorie : la méthode d'analyse, les précautions 206
IV.5.1 Schéma du processus suivi pour obtenir des informations sur les densités et les potentiels. 206
IV.5.2 Problèmes liés aux données et à la résolution 207
IV.5.3 Limitations des modèles élaborés sur les noyaux stables 210
IV.5.4 Effet des densités sur la diffusion élastique sur proton 211
IV.5.5 Problème de la normalisation et de la partie imaginaire du potentiel noyau-noyau 213
IV.5.6 Effets des couplages sur la diffusion élastique 213

V Comment comprendre les noyaux exotiques ? 215
V.1 Application des modèles à plusieurs corps à la diffusion élastique ^{6}He et ^{11}Be + ^{12}C 217
V.1.1 Modèle eikonal à plusieurs corps 217
V.1.2 Modèle adiabatique à plusieurs corps 219

V.1.3 Modèle adiabatique à quatre corps appliqué à la diffusion élastique ^{6}He + ^{12}C 219
V.1.4 Ingrédients des modèles à plusieurs corps 221
V.1.5 Facteur de forme du halo de ^{11}Be 228
V.1.6 Champ moyen versus plusieurs corps 231
V.2 Approche globale du potentiel de polarisation pour la diffusion noyau sur proton 233
V.2.1 Renormalisation du potentiel JLM 233
V.2.2 Renormalisation du potentiel CH89 et potentiel de polarisation 237
V.2.3 Caractéristiques générales du potentiel de polarisation déduites des données de diffusion de noyaux exotiques sur proton . . . 242
V.3 Potentiel de polarisation 247
V.3.1 Effets des couplages aux voies inélastiques et aux voies de cassure du noyau 247
V.3.2 Approche microscopique du potentiel de polarisation dans la diffusion noyau + noyau 247
V.3.3 Extraction du potentiel de polarisation avec le modèle à plusieurs corps 248
V.3.4 Caractéristiques générales du potentiel de polarisation 249
V.4 Effets des excitations nucléaires et coulombiennes des modes dipolaires « doux » dans l'^{6}He et le ^{11}Be. 251
V.4.1 Les potentiels de transition des modes dipolaires 252
V.4.2 Étude des modes dipolaires « doux », excités lors de la diffusion inélastique du ^{11}Be sur cible de plomb 253
V.4.3 Les densités et potentiels de transition pour l'étude de la diffusion noyau + proton 255
V.5 Discussion sur les modèles appliqués aux noyaux exotiques 259
V.5.1 Influence de la densité sur la diffusion élastique et « taille » des noyaux 259
V.5.2 Les potentiels nucléaires 261
V.5.3 Traitement général de la diffusion élastique pour les noyaux dont l'énergie de Fermi est proche de zéro 265

Conclusions : de la Physique du noyau exotique à celle du noyau composite et de son continuum **269**

A Électronique **279**

B Transport des particules chargées **281**

C Caractéristiques du spectromètre SPEG **285**
C.1 Résolution 285
C.2 Focale cinématique 286
C.3 Mesures de transmission depuis SISSI jusqu'au plan objet du SPEG . 287

D Procédure de réglage du faisceau secondaire avec SISSI **289**

E Calcul de alphadiff sans approximation **293**

F Simulation Monte-Carlo **295**

G Méthode de calcul du centre de gravité dynamique **297**

Références **309**

Abréviations **323**

Résumé **325**

Introduction

Ce travail a pour but d'étudier les sections efficaces angulaires de **diffusion élastique** de faisceaux exotiques ^{6}He, ^{10}Be et ^{11}Be sur des cibles de protons, carbone obtenues lors d'expériences menées au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL, à Caen). Pourquoi s'intéresser à ces noyaux légers riches en neutrons, dits «exotiques», alors que l'enjeu de la Physique Nucléaire de basse énergie est la description de l'interaction effective Nucléon-Nucléon pour parvenir à une meilleure compréhension des propriétés du noyau et des mécanismes de réaction ? Nous allons justifier ici cette étude et montrer que les noyaux choisis contribuent à la connaissance de la structure nucléaire et des mécanismes de réaction. Il nous faut alors définir et préciser certaines notions de Physique Nucléaire, depuis l'interaction Nucléon-Nucléon «libre» jusqu'à l'interaction Nucléon-Nucléon «effective», et passer du noyau stable au noyau radioactif, pour finalement présenter l'espèce du «noyau exotique», et voir ce qu'il apporte de nouveau, non pas au niveau de la zoologie des noyaux mais en termes d'interaction nucléaire.

L'aspect essentiel d'un noyau de A nucléons est l'interaction nucléaire de portée finie qui assure la liaison des A constituants. Suivant la formule de masse de Bethe-Weiszäcker, qui sert de base à la description macroscopique de l'énergie de liaison des noyaux stables, le noyau est vu comme une portion de matière nucléaire, modélisée comme une goutte liquide, pourvue d'une énergie de volume, de surface, d'une énergie liée à l'asymétrie neutron-proton, et de l'énergie coulombienne. Au niveau microscopique, on voudrait écrire une interaction entre deux nucléons inclus dans le noyau, pour décrire l'ensemble des propriétés du noyau. L'approche adoptée est l'élaboration de l'interaction à partir de l'interaction libre Nucléon-Nucléon NN. L'interaction libre NN est modifiée par des effets dus au milieu nucléaire : chaque nucléon agit sur ses voisins du noyau, et l'interaction entre deux nucléons au sein du noyau va dépendre du champ créé par tous les autres nucléons, on l'appelle alors interaction **effective** NN, parce qu'elle traduit les **effets du milieu** sur l'interaction dite «nue» ou libre NN. On ne sait pas calculer exactement cette interaction

libre à partir des théories de la matière nucléaire, elle est donc modélisée et déduite de données.

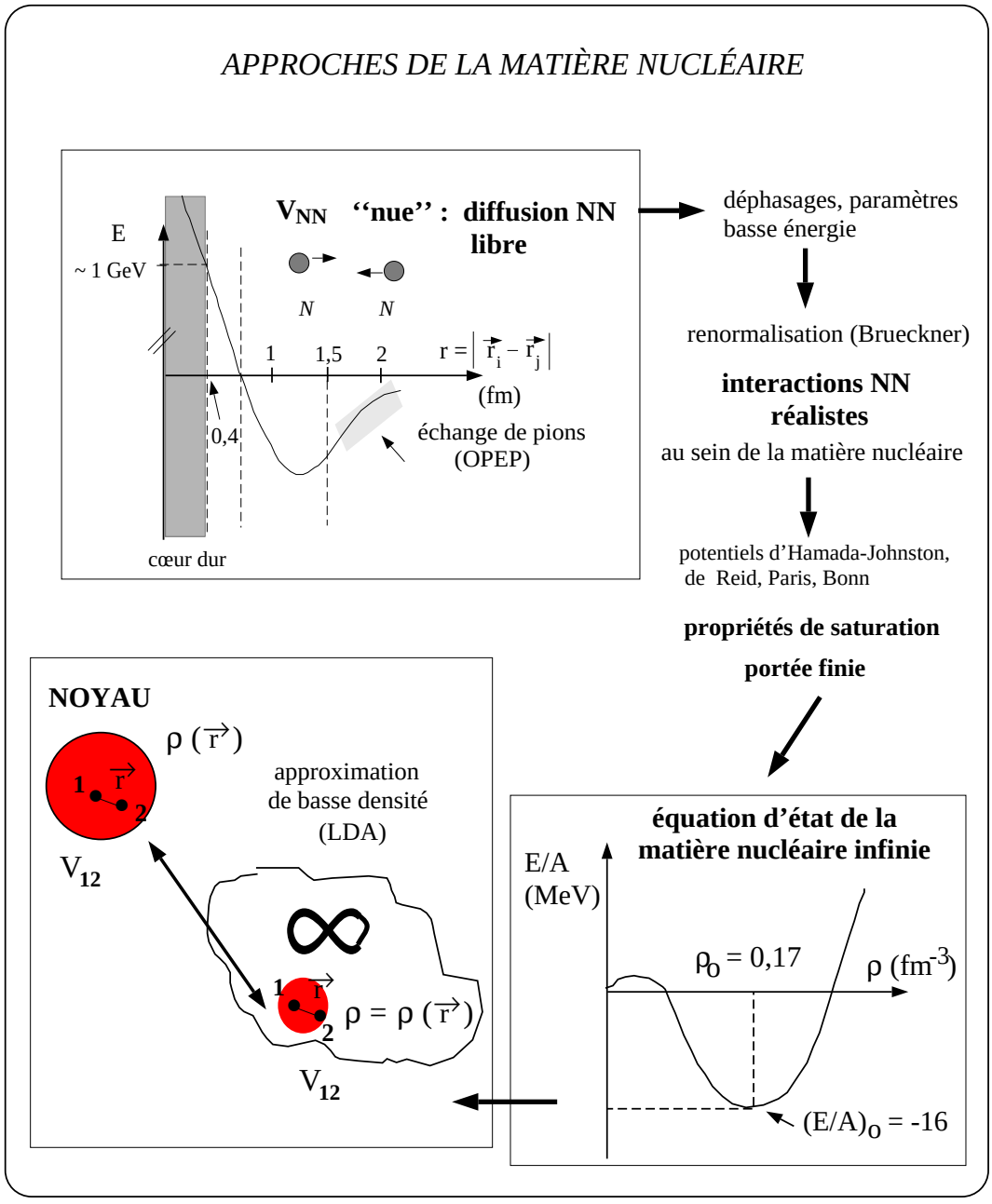


FIG. .1: *Approches de la matière nucléaire à partir de l'interaction NN libre.*

Grâce aux résultats des expériences de diffusion NN (p-p et p-n) sur une large gamme en énergie, on a pu paramétriser l'interaction NN libre de basse énergie et ses déphasages. Ainsi ont été générés les potentiels d'Hamada-Johnson, Bonn, Paris et Argonne. La figure .1 montre l'allure de l'interaction «réaliste» NN. À

longue portée, entre 1,5 fm et 2 fm, on décrit l'interaction libre NN par le **potentiel d'échange à un pion** (OPEP). Aux petites distances ($\sim 0,4$ fm) un **cœur répulsif dur** (dit de Reid) se développe, il est attribué à la composition en quarks des nucléons qui interagissent. La partie à moyenne portée, dans la région intermédiaire entre 1 et 2 fm, résulte de l'échange de mésons scalaires lourds. On **décrit** cette force nucléaire entre les deux nucléons, on ne l'explique pas. Comprendre la saturation de la force nucléaire NN et sa portée finie nécessiterait de travailler avec les degrés de liberté des quarks et des gluons de la Chromodynamique Quantique (QCD). Des approches systématiques sont ainsi menées pour construire une théorie de champ effectif, et développer une interaction NN déduite seulement de principes de physique générale et de considérations de symétries, et que l'on pourrait relier à la diffusion NN.

Mais dans le cas du noyau, le détail des degrés de liberté internes du nucléon ne permet pas de réduire le problème de l'interaction nucléon-nucléon. En effet, il faut alors considérer une interaction nucléon-nucléon NN prise au sein de la matière nucléaire. On est alors confronté au **problème à $\mathcal{N} = A$ corps** que l'on ne sait pas résoudre exactement. De même que le médecin n'a pas besoin, pour établir son diagnostic et soigner son malade, de connaître le fonctionnement de la cellule et les interactions entre ces cellules par message chimique, ainsi que les échanges de protéines à travers la membrane lipidique, le physicien nucléaire en basse énergie, ne se soucie pas de la structure interne du nucléon et des échanges de gluons entre quarks. Il n'ignore pas cette sous-structure, mais elle ne lui apporte rien pour résoudre son problème. L'interaction NN nue, que l'on peut déduire expérimentalement, ou tenter de déterminer théoriquement, est profondément différente de l'interaction de deux nucléons plongés dans le noyau. En théorie, l'interaction effective NN dans les noyaux où s'applique le champ moyen devrait être obtenue par la procédure de renormalisation de Brückner [Bru55] qui vise à corriger l'interaction libre NN des effets dus à l'environnement nucléaire. En pratique, le passage de l'interaction NN libre au noyau est rendu difficile par la complexité du problème à $\mathcal{A}$ corps et des calculs numériques avec une interaction qui comporte un cœur très répulsif. On saisit donc la nécessité de développer une **interaction effective** phénoménologique qui permette la description et la prédiction des propriétés du noyau, sa spectroscopie, sa densité de matière.

Une telle approche a conduit à l'élaboration des interaction effectives NN de Skyrme, locales, ou encore de Gogny, à portée finie. Elles ont été calculées à partir de l'étude de la matière nucléaire infinie et de ses propriétés de **saturation** (point de saturation $(E/A)_o(\rho_o = 0{,}17 \text{ fm}^{-3}) = -16$ MeV) et paramétrisées à partir de pro-

priétés de quelques noyaux finis. Ces interactions permettent de calculer l'équation d'état de la matière infinie qui donne l'énergie par nucléon E/A en fonction de la densité ρ (cette fonction est dessinée sur la figure .1). On les a appliquées aux noyaux stables, et elles décrivent bien les propriétés de ces noyaux.
Mais les noyaux stables, au nombre de 263, représentent environ 12 % des 2200 noyaux connus. Lorsqu'on regarde la table des noyaux en figure .2, la zone grisée des noyaux instables connus représente un océan autour des 263 ilôts que sont les noyaux stables figurés par des points noirs. On appelle «vallée de stabilité» cet ensemble de points noirs. Les noyaux instables ont une durée de vie finie, on dit aussi que ce sont des noyaux radioactifs car ils se désintègrent en émettant des particules.

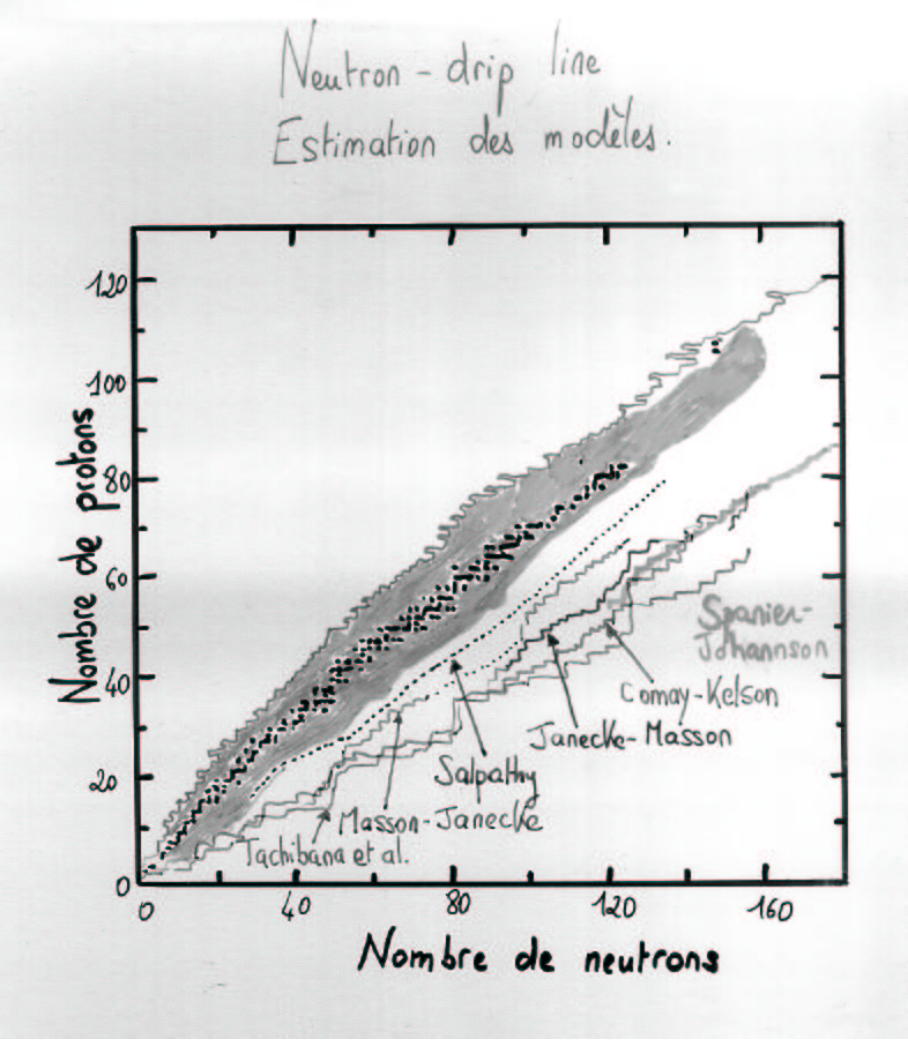


FIG. .2: *Table des noyaux connus et prévus [ADNDT 88].*

Les noyaux stables sont proches de la ligne $N = Z$ pour un nombre de masse A faible, inférieur à $\simeq 30$, et s'en écartent à mesure que A augmente : la cohésion est assurée pour un édifice où les neutrons sont plus nombreux que les protons, ce qui permet de contrebalancer l'effet répulsif du champ coulombien entre les protons. La compétition se joue entre l'énergie coulombienne et l'énergie de surface, à Z donné. Quand on ajoute encore des neutrons au noyau, on s'éloigne de la vallée de stabilité et on crée des noyaux instables dont l'énergie de liaison du neutron est de plus en plus faible, et qui vont décroître principalement par radioactivité β, c'est-à-dire par interaction faible. Pour les noyaux instables plus lourds, les effets d'interaction électromagnétique vont jouer un rôle, et d'autres voies de décroissance dominent, notamment l'émission de particules α, ou encore la fission spontanée.

À un numéro Z donné, lorsqu'on augmente le nombre de neutrons, on finit par atteindre la limite de saturation en neutrons de la matière nucléaire : c'est le point où, si l'on ajoute un neutron au noyau, il ne sera pas lié à ce noyau. La ligne qui correspond à cette limite dans le plan (N, Z) est appelée la **drip-line neutron**. Quand on diminue le nombre de neutrons à Z fixé, on atteint l'autre drip-line, dite proton. Cette frontière est prédite sans ambiguïté par divers modèles, qui font tous intervenir dans l'explication de cette ligne les effets dus à l'interaction coulombienne, connue. Les différentes lignes qui figurent sur la table des noyaux (fig. .2) sont des prédictions de la limite de saturation en neutrons de la matière nucléaire. Ces lignes sont celles des systèmes pour lesquels l'interaction forte ne peut pas lier entre eux A nucléons pour former un noyau. Les prédictions sont fournies par divers calculs de formules de masse [ADNDT 88], et on voit qu'elles sont très éloignées les unes des autres. Cette divergence des modèles illustre simplement le fait que l'**interaction effective Nucléon-Nucléon** (NN), est mal connue dans le cas des noyaux très instables, et mal adaptée pour un **degré d'asymétrie neutron-proton** (c'est-à-dire d'**isospin**) élevé, ce qui est le cas quand on s'éloigne de la vallée de stabilité suivant l'axe des N.

Des interactions valides pour la vallée de stabilité ne prédisent donc pas le nombre maximal de nucléons que l'on peut avoir pour constituer l'édifice nucléaire : si l'on s'éloigne vers les noyaux de A grands, dits «superlourds», rien ne dit que le calcul de leur masse par des formules théoriques soit cohérent avec la mesure.
Parmi les noyaux instables que l'on produit en laboratoire, certains ont révélé posséder des structures remarquables : ainsi l'étude des sections efficaces de réaction mettant en jeu des noyaux légers riches en neutrons a montré que certains ont un rayon de matière grand par rapport à celui de leurs isotopes stables [Tan82], comme

le ^{11}Li : $r \simeq 3,1$ fm, alors que le rayon quadratique de matière de son isotope stable, le ^{9}Li, a pour valeur $r \simeq 2,5$ fm. Une analyse plus approfondie à partir d'expériences étudiant la cassure du noyau ont montré l'existence de nouvelles structures dites « à halo », car leur densité s'étend à des distances anormalement grandes [Tan85]. Des données expérimentales ont ainsi conduit à des rayons moyens allant jusqu'à 9,75 fm pour des configurations « éloignées » du coeur constitué du ^{9}Li. Ce halo est constitué de deux neutrons. Cela conduit à une structure composée d'un cœur, et de deux neutrons dont les fonctions d'onde sont très étendues par rapport à la portée de l'interaction forte. Cela se traduit par une queue dans la distribution de densité des neutrons, et par conséquent, dans la densité de matière du noyau. Le **halo neutronique** doit son existence à la mécanique quantique qui autorise une particule de valence faiblement liée à se trouver à grande distance du cœur. Cette structure particulière est caractérisée par la faible énergie de liaison du noyau. Ainsi, dans le cas du ^{11}Li, les énergies de séparation d'un neutron ou de deux neutrons valent respectivement :
$S_n = 0,82 \pm 0{,}30$ MeV et $S_{2n} = 0,33 \pm 0{,}09$ MeV. Avec la diminution de l'énergie de séparation de particule, on note l'augmentation de la dimension radiale du noyau instable [Fed93], [Rii92]. Cet effet est accru dans le cas des noyaux faiblement liés proches de la drip line neutron. Ce phénomène de halo a été découvert pour les noyaux suivants, riches en neutrons : ^{6}He, ^{8}He, ^{11}Be, ^{11}Li, avec un cœur qui correspond à un noyau stable, et un « halo », de un ou plusieurs neutrons. Les noyaux faiblement liés très riches en neutrons ont donc été qualifiés d'« **exotiques** » du fait des structures inhabituelles que certains des leurs exhibaient, et de leur taille anormalement large par rapport à leurs isotopes stables. Dans le cas des noyaux riches en neutrons plus lourds, le champ moyen redevient une notion pertinente et la séparation n'est plus marquée entre un cœur et des particules de valence. On observe une « peau de neutrons » (par exemple de 8 neutrons dans le cas du ^{48}Ca) qui traduit l'excès de neutrons à large distance.

Des notions habituelles, comme les **nombres magiques** du **modèle en couches**, sont remises en cause par les noyaux exotiques. La configuration des noyaux stables est expliquée dans ses grandes lignes par le modèle en couches qui est établi sur un potentiel moyen obtenu comme l'interaction entre un nucléon et les $A-1$ autres nucléons. L'hypothèse de ce modèle est que les nucléons se meuvent presque indépendemment dans ce potentiel moyen. Le modèle en couches nucléaire est obtenu dans sa forme la plus simple en superposant deux puits de potentiel, l'un pour les protons et l'autre pour les neutrons, et en remplissant les couches de chaque poten-

tiel avec des nucléons à partir de l'état le plus bas en énergie.

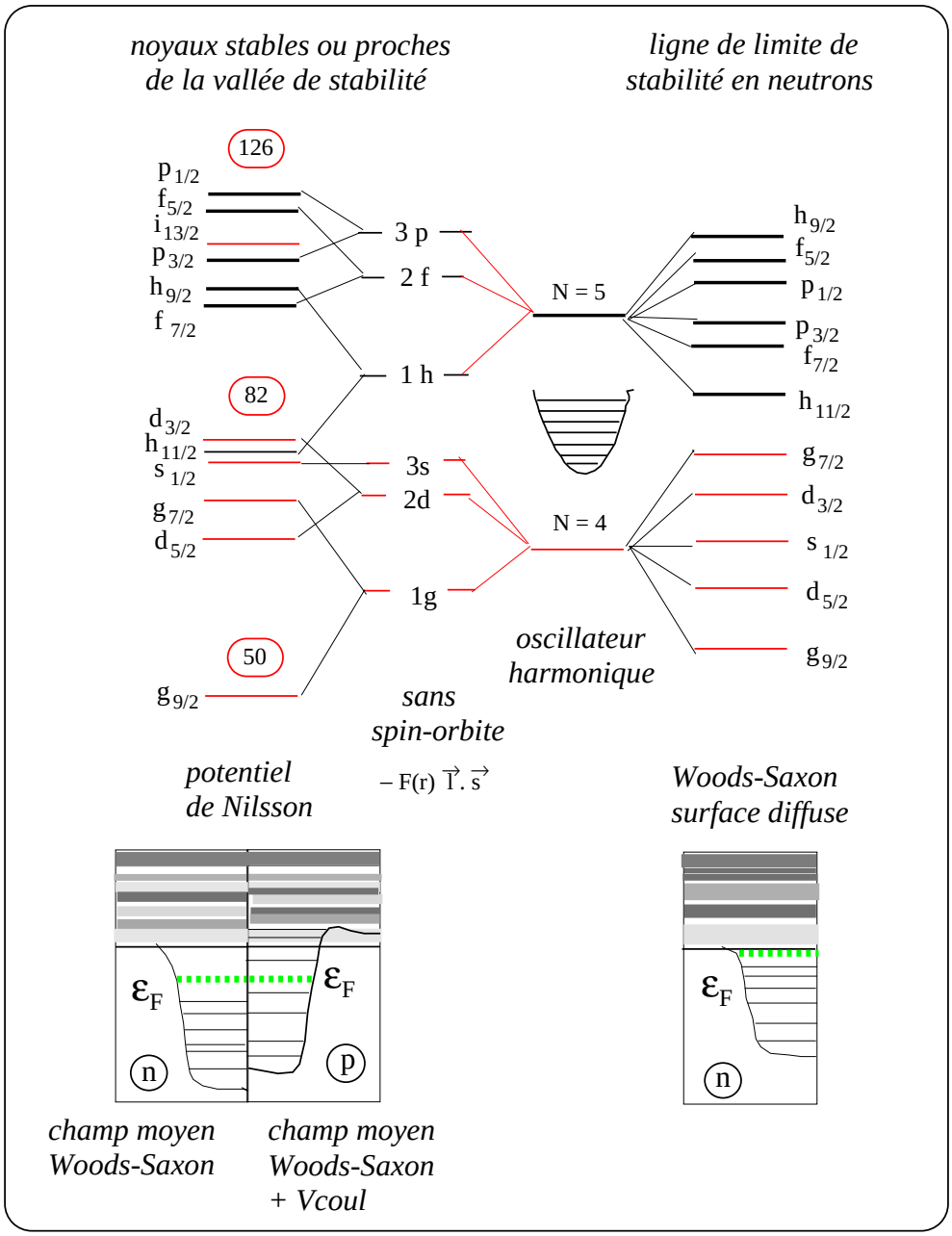


FIG. .3: *Structures en couches des niveaux nucléaires à une particule pour différents potentiels. De gauche à droite : le potentiel de Nilsson donne la structure en couches près de la stabilité, qui représente le mieux le champ moyen dans les noyaux normaux. Sans terme de spin-orbite on obtient un schéma dégénéré en spin-orbite, puis après deux niveaux dégénérés (N=4,5) de l'oscillateur harmonique, on voit la sé-*

quence correspondant à un potentiel avec un terme de spin-orbite mais une surface très diffuse [NuPECC97].

Les **nombres magiques** sont définis comme un nombre de protons ou de neutrons correspondant à des fermetures de couches, donc à des noyaux particulièrement stables et sphériques. Or, avec les noyaux exotiques, à la faible énergie de liaison et au grand nombre de neutrons, nous avons vu que la surface nucléaire est plus diffuse ; de plus, les calculs de champ moyen relativiste prévoient une réduction du spin-orbite, aussi le potentiel à considérer dans le modèle en couches pourrait-il être différent, et le schéma des niveaux à une particule pourrait donc changer. La figure .3 montre ainsi l'effet d'une modification du potentiel inclus dans le modèle en couches (sans potentiel de spin-orbite sur le deuxième schéma de niveaux de cette figure) et l'effet d'un potentiel de surface diffuse.

Les modèles prévoient ainsi la modification des nombres magiques lorsqu'on s'éloigne de la vallée de stabilité. Par exemple, le ^{32}Mg qui a 12 protons et 20 neutrons pourrait être non pas sphérique comme prévu par la fermeture de couches $N = 20$, mais déformé si cette fermeture n'a pas lieu, à cause de la modification de la répartition habituelle des neutrons sur les couches.

Quant aux noyaux exotiques légers auxquels nous nous intéressons, portés sur la figure .4, nous avons vu qu'ils sont susceptibles de posséder des structures inhabituelles : halo à 1 neutron (^{11}Be, ^{19}C), à deux neutrons (^{14}Be, ^{6}He, ^{11}Li,...), ou encore structure $\alpha + 3n + p$ pour le ^{8}Li et $\alpha + 4n$ pour l'^{8}He... Ces structures réclament des approches nouvelles, non seulement pour étudier l'état lié de ces noyaux faiblement liés, mais aussi **le continuum et les mécanismes de réaction** avec de tels noyaux. En particulier, les modèles à plusieurs corps se sont développés pour décrire les noyaux à halo, qui échappent à l'image usuelle du modèle en couches gouverné par un champ local à un corps. En effet, le cœur et son halo de neutron(s) n'ont pas de relation simple avec un champ moyen commun. Dans les cas du ^{11}Li, ou de l'^{6}He, les deux neutrons du halo évoluent ensemble, faiblement liés au cœur, et ce halo offre la possibilité d'étudier un système de 2 neutrons pratiquement libres et une structure du noyau très diffuse. Il faut alors comprendre comment de telles structures peuvent émerger du problème à plusieurs corps. Ainsi, l'^{6}He est un noyau dont l'énergie S_{2n} de séparation des deux neutrons, égale à 0,975 MeV, est très faible devant l'énergie de liaison habituelle d'un nucléon qui est de 8 MeV et devant l'énergie de liaison de la particule α qui est de 20 MeV. Il peut être décomposé comme un cœur constitué d'une particule α et de deux neutrons formant le **halo**. L'^{6}He est dit **borroméen** : étymologiquement ce terme vient de la famille Borromeo dont le blason était consti-

tué de 3 anneaux entrelacés comme sur le schéma dans le coin gauche de la figure I.3, les 3 sont liés mais si on coupe l'un d'eux, les 2 autres ne sont plus liés. C'est le cas de l'^{6}He, noyau faiblement lié, dont aucun des sous-systèmes binaires n'est lié, ni l'^{5}He, ni les 2 neutrons.
Les noyaux comme ^{6}He, le ^{11}Li, le ^{11}Be ne sont pas seulement des «anomalies» ou des «curiosités» : grâce à ces noyaux à halo, il est possible d'étudier les fonctions d'onde 1 neutron (^{11}Be) et 2 neutrons (^{6}He) loin du cœur, et l'^{6}He offre un cas rare, comme le ^{11}Li, de **modèle à trois corps en Physique Nucléaire**.

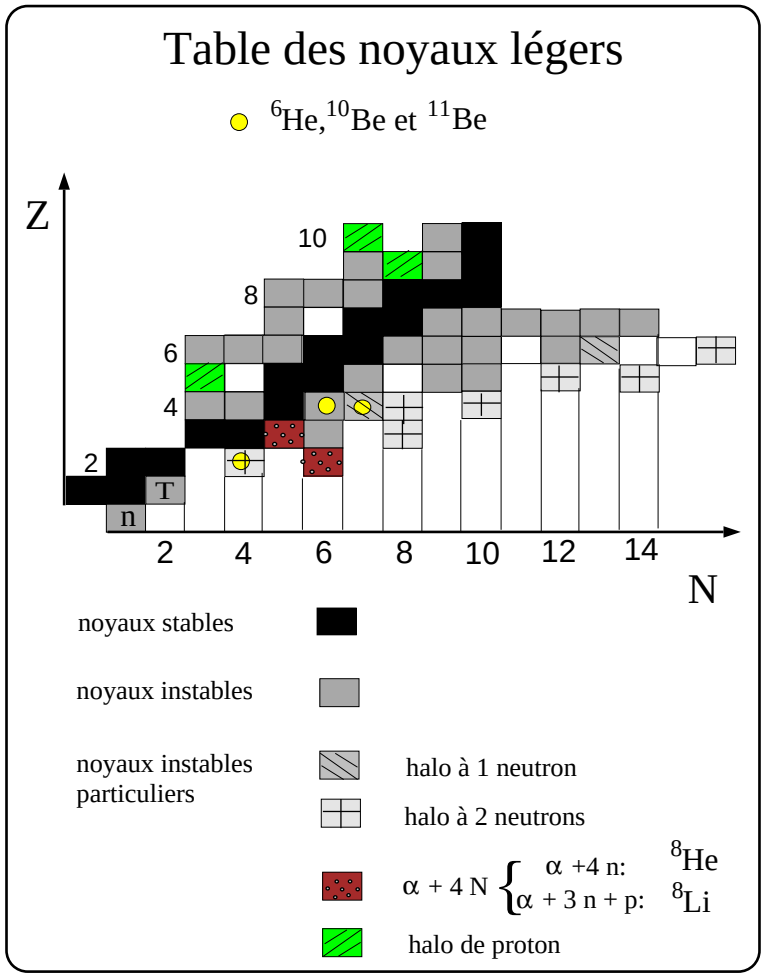


FIG. .4: *Table des noyaux légers.*

Les noyaux exotiques riches en neutrons de cette table .4 constituent un laboratoire privilégié pour approfondir nos connaissances sur les systèmes à densité anormalement faible et la matière de neutrons faiblement liée et diffuse. Ces noyaux

vont donc représenter l'éprouvette de l'interaction NN vue «in vivo», pour des neutrons loin du cœur. Ils offrent ainsi la possibilité de réinvestir la structure nucléaire et d'explorer des voies nouvelles d'étude, en dehors du chemin habituel du champ moyen.

Le halo est, chez certains noyaux légers instables, une manifestation «exotique» de leur faible liaison. Mais cette faible liaison a des conséquences importantes sur les mécanismes de réaction avec les noyaux exotiques : elle entraîne que **l'énergie de Fermi proche de zéro**, donc les couplages aux états excités du continuum, en particulier aux états du continuum de particules, seront importants lors de l'interaction de ces noyaux avec une cible. La compréhension de la diffusion élastique réclamera alors un traitement **en voies couplées**.

Les expériences avec des faisceaux radioactifs qui ont eu lieu depuis vingt ans ont suscité l'espoir de décrire des structures nucléaires nouvelles et de mieux connaître l'interaction effective loin de la vallée de stabilité. Des dispositifs expérimentaux se sont développés pour étendre la production des ions radioactifs de plus en plus loin de la vallée de stabilité : on étudie ainsi des noyaux qui ont un grand degré d'asymétrie neutron-proton, et dont la spectroscopie offre la possibilité de tester les composantes de l'interaction effective qui dépendent de ce degré de liberté et qui sont faibles pour les noyaux stables. On espère augmenter l'effet des termes dépendant de l'isospin et en déduire des corrections qui permettent d'améliorer la description de l'interaction effective NN.

L'exploration de la matière nucléaire va donc s'appuyer sur ces noyaux instables, susceptibles de présenter des différences de forme entre les densités de neutrons et de protons et des structures inhabituelles, qui se traduisent par la perte de magicité des remplissages de couches. Ce sont quelques-uns des sujets d'étude de notre groupe de Structure Nucléaire et Faisceaux Exotiques du Service de Physique Nucléaire (CEA-Saclay, DSM/DAPNIA/SPhN).

Comme les sections efficaces de **diffusion élastique** sont sensibles au **potentiel d'interaction noyau-noyau** qui dépend de la densité des 2 noyaux interagissant et de l'interaction effective NN, on les utilise comme une sonde pour les densités et l'interaction. On mesure alors des distributions angulaires de sections efficaces de noyaux exotiques légers sur des cibles de noyaux stables connus, et le but de l'étude est de comparer les sections efficaces expérimentales avec des calculs théoriques pour contraindre **les modèles nucléaires** et les interactions effectives Nucléon-

Nucléon. L'approche microscopique que nous adoptons suppose que le noyau est un ensemble de protons et de neutrons dont on ignore désormais la nature composite, sans structure, interagissant 2 à 2 par l'intermédiaire d'un potentiel. Les degrés de liberté internes comme quarks, mésons,... sont inclus implicitement, les effets relativistes et l'existence éventuelle de forces à plus de 2 corps sont complètement intégrés dans la forme de l'interaction effective NN. Cette approximation est justifiée dans notre contexte qui est celui de **la Physique Nucléaire à basse énergie**.

Comme le notait Paul Bonche, l'exploration de la matière nucléaire ne comporte pas « une manip phare susceptible d'éclairer l'ensemble de la discipline, mais chaque expérience est un élément de la **mosaïque**, et chaque élément est essentiel pour comprendre l'ensemble; s'il n'y a plus assez d'éléments connus dans une partie de la table des noyaux, on ne comprend plus rien. Regarder cette mosaïque avec d'autres critères, c'est la méconnaître ». Pour en apprendre plus sur le noyau, on peut s'intéresser à ses caractéristiques lorsqu'il est déformé (structures à haut spin), asymétrique (déplacement le long d'une série isotopique vers les déficients en neutrons ou les riches en neutrons), lourd (grand nombre de masse, étude des superlourds), chaud (grande énergie d'excitation). Nous allons mener une étude restreinte, mais dont l'objectif sera d'apporter quelques pièces (légères : ^{6}He, ^{10}Be, ^{11}Be) au puzzle-mosaïque des noyaux, et de comprendre certains aspects de la matière nucléaire loin de la vallée de stabilité : asymétrie, faible énergie de liaison des derniers nucléons, dépendance de l'interaction effective avec l'isospin. La diffusion élastique est un moyen privilégié pour étudier la densité de matière de ces noyaux et tester les modèles pour les potentiels d'interaction qui jusqu'à présent ont eu du succès avec les stables, mais sont remis en cause quand on s'éloigne de la vallée de stabilité.
Cela nous a conduit à proposer, au GANIL, des expériences de diffusion élastique de faisceaux exotiques d'^{6}He, de ^{10}Be et de ^{11}Be sur des cibles de protons et carbone.
Le chapitre I prolongera cette introduction en développant les problèmes soulevés par les noyaux exotiques et les motivations théoriques de l'étude : tester les potentiels, comprendre la structure des noyaux exotiques ^{6}He, ^{10}Be, ^{11}Be à travers l'étude de la diffusion élastique et à partir d'informations sur les potentiels d'interaction mis en jeu dans les réactions. Cela conduira à préciser le dispositif expérimental requis et ses qualités nécessaires à la réalisation de nos objectifs théoriques. Le dispositif expérimental des deux expériences et les calibrations seront ensuite détaillés au chapitre II. La prise de données s'est effectuée au cours de 2 expériences menées par une collaboration GANIL, IPN Orsay et Saclay. Les mesures pour les faisceaux de ^{10,11}Be se sont déroulées en novembre 1995, à l'aide du dispositif SISSI + SPEG ;

SISSI (ensemble de solénoïdes supraconducteurs) a permis la production, avec une bonne intensité, d'un **faisceau secondaire exotique** de ^{11}Be, puis de ^{10}Be, et SPEG (Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL) a assuré la sélection et la détection des particules diffusées. L'expérience (E251) était pionnière en ce qui concerne l'utilisation de **détecteurs de faisceau** placés avant la cible, dans la salle SPEG. Le déclenchement des détecteurs de faisceau était pris au niveau du plan focal du SPEG, donc pondéré par le nombre de coups diffusés, ce qui a distordu le signal permettant d'accéder à l'angle d'incidence sur la cible. Cela explique les difficultés qui se sont présentées à l'analyse : calibration pour l'angle incident incomplète, absence de mesure donnant la forme réelle du faisceau incident. Les problèmes de normalisation qui en découlèrent ont été résolus par l'élaboration d'un programme de simulation Monte-Carlo des distributions angulaires détectées par le SPEG. On verra dans le chapitre III comment les données ont été analysées à l'aide de ce programme, qui est valable désormais pour toutes les expériences effectuées avec les détecteurs de faisceau. En mars 1996, l'expérience E269 a mesuré les sections efficaces de diffusion élastique de l'^{6}He sur des cibles de ^{208}Pb, ^{12}C et proton. E269 a bénéficié de l'expérience acquise lors de E251 au sujet des détecteurs de faisceau, et le dispositif comprenait des galettes microcanaux dans le spectromètre *Alpha* et avant la cible de réaction, ce qui fournissait la forme du faisceau arrivant sur la cible, et un déclenchement correct des détecteurs de faisceau. Cela a permis de valider la méthode exposée au chapitre III.

L'objet du chapitre IV sera de présenter les modèles dont on dispose actuellement pour étudier la matière nucléaire, la structure des noyaux et le potentiel d'interaction dans le cas de la diffusion élastique. Les interactions effectives théoriques sont testées sur les noyaux stables, et les phénoménologiques sont bâties sur les caractéristiques des noyaux stables. On verra qu'il y a lieu de remettre en cause la validité de ces interactions effectives pour l'étude des noyaux exotiques. Nous avons des noyaux présentant une grande différence entre N et Z, un halo (^{11}Be, ^{6}He) donc des densités diffuses, aussi s'intéressera-t-on à des modèles au-delà du champ moyen, à plusieurs corps.

Le chapitre V exposera ce que les données de diffusion élastique des noyaux de ^{6}He, de ^{10}Be et de ^{11}Be, sur des cibles de proton et de carbone, nous apprennent sur le traitement de la matière loin de la vallée de stabilité et comment évaluer les effets liés aux couplages au continuum. Notre but est de développer des outils d'analyse fiables des réactions avec les noyaux exotiques en comparant les sections efficaces expérimentales aux calculs théoriques. La **sonde** choisie est la **diffusion**

élastique de noyaux exotiques légers à l'énergie de 40 MeV par nucléon. Il faudra dire à l'issue de l'analyse si une telle sonde est adaptée à l'étude des noyaux à halo, et quelles autres réactions on pourrait éventuellement envisager pour accéder à la structure de ces noyaux et à des informations sur le potentiel d'interaction de ces noyaux exotiques avec des noyaux stables. L'objectif est d'atteindre une meilleure compréhension des effets de **couplages au continuum** mis en jeu lors de la diffusion élastique de noyaux légers faiblement liés.

On montrera enfin comment prolonger cette étude au niveau théorique : trouver les remèdes, procéder à un changement ou à un raffinement des modèles... et expérimental : utiliser des expériences-sondes adéquates pour tester les structures des noyaux exotiques.

Chapitre I

Motivations

E. Schrödinger, dans Mécanique Quantique et Représentation du Monde :
« *Nous préférons dire [pour les modèles] adéquats et non vrais. Car, pour qu'une description soit susceptible d'être vraie, elle doit pouvoir être comparée directement avec les faits eux-mêmes. En général, cela n'est pas possible pour nos modèles.* »

Après avoir évoqué les caractéristiques de l'interaction effective microscopique Nucléon-Nucléon, on donnera les principes et hypothèses qui président à la modélisation de la matière nucléaire et des potentiels. On verra ensuite les caractéristiques des noyaux situés loin de la vallée de stabilité et les densités des noyaux exotiques légers riches en neutrons. On examinera ensuite ce que la diffusion élastique apporte comme informations sur **la structure des noyaux exotiques** notamment du ^{11}Be, et de l' ^{6}He qui possèdent respectivement un halo à un neutron, et deux neutrons. On verra aussi que la compréhension de la diffusion élastique avec des noyaux exotiques possédant un halo ou une configuration en clusters passe par une remise en cause des modèles et la prise en compte du couplage au continuum de particules. On s'appuiera sur des exemples tirés d'expériences précédentes pour dégager des perspectives d'analyse et la méthode expérimentale à adopter.

I.1 Étude de la structure nucléaire

I.1.1 Interaction effective microscopique Nucléon-Nucléon

Nous avons évoqué dans l'introduction comment l'interaction Nucléon-Nucléon a été comprise tout d'abord phénoménologiquement, par l'analyse de systèmes simples tels que le deuton, et l'étude des déphasages de la diffusion NN. Les caractéristiques

principales de toutes les interactions NN qui reproduisent les données expérimentales de la diffusion NN et du deuton, les propriétés nucléaires et les phases sont les suivantes :

- les pions dominent à grande distance (portée déterminée par $\frac{1}{m_\pi} = 1{,}4$ fm),

- il existe une source d'attraction de portée intermédiaire, qui résulte de l'échange de mésons scalaires lourds et qui est le plus souvent décrite de façon phénoménologique ;

- il existe une source de répulsion à courte portée.

Ces caractéristiques sont illustrées sur la figure I.1. Pour rendre compte de ces trois éléments, les modèles qui élaborent l'interaction N-N font appel à différents mécanismes physiques. Néanmoins, malgré ces différences, l'accord avec l'expérience est obtenu grâce au grand nombre de paramètres ajustables des modèles.
Selon un point de vue plus moderne, elle est interprétée comme l'échange de mésons dans le cadre de la théorie du **champ moyen relativiste**. Cette interaction V_{NN} se compose de termes déduits de principes généraux de symétries, et dépend du vecteur $\vec{r}$ qui sépare les deux nucléons, et des différents états de moment angulaire, de spins ($\vec{\sigma_1}$, $\vec{\sigma_2}$), et de parité. Nous avons vu aussi que la notion de champ moyen au sein du noyau conduisait à remplacer l'interaction NN libre, pourvue d'un « cœur » dur infiniment répulsif de courte portée, par une interaction dite **effective** excluant tout cœur dur [Bru55]. Dans l'approximation où la contribution d'échange de deux pions est représentée par l'échange de deux bosons, et dans la limite non-relativiste, avec un développement au premier ordre en $1/M_N$, où M_N est la masse du nucléon, le potentiel effectif a pour forme générale [zMat97] :

$$V_{NN}^{eff}(\vec{r}) = V_0(r) + V_1(r)\vec{\sigma_1}.\vec{\sigma_2} + V_T(r)[3(\vec{\sigma_1}.\vec{r})(\vec{\sigma_2}.\vec{r}) - \vec{\sigma_1}.\vec{\sigma_2}] + V_{SO}(r)\vec{L}.\vec{S} \qquad \text{(I.1)}$$

Il est ainsi entièrement déterminé par les constantes de couplage méson-nucléon (g_σ, g_ω), les nombres quantiques et la masse des mésons échangés (m_ω, m_σ,...). C'est l'échelle hadronique qui impose les **dépendances en spin et en isospin de l'interaction** de **nucléons à basse énergie**.

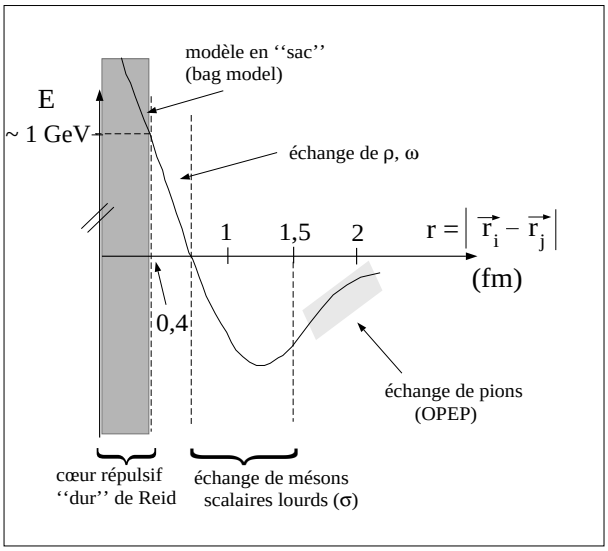


FIG. I.1: *Potentiel nucléon-nucléon dans l'espace des coordonnéespour une onde S.*

Examinons chacun des termes :

- $V_0(r)$ est la partie centrale ;
- partie spin-spin : $V_1(r)\vec{\sigma_1}.\vec{\sigma_2}$;
- $V_T(r)[3(\vec{\sigma_1}.\vec{r})(\vec{\sigma_2}.\vec{r}) - \vec{\sigma_1}.\vec{\sigma_2}]$est la partie tenseur ;
- $V_{SO}(r)\vec{L}.\vec{S}$ est le spin-orbite à courte portée ;

Les parties centrale et de spin-orbite proviennent surtout de l'échange de mésons isoscalaires σ et ω, et les parties tenseur et spin-spin de l'échange de mésons isovectoriels π et ρ [Mat89]. À l'ordre dominant en $1/M_N$ on peut écrire V_0 et V_{SO} :

$$V_O(r) \simeq -\frac{g_\sigma^2}{4\pi}\frac{e^{-m_\sigma r}}{r} + \frac{g_\omega^2}{4\pi}\frac{e^{-m_\omega r}}{r} \equiv V_{attr} + V_{rép} \quad \text{d'ordre 1.}$$

$$V_{SO}(r) \simeq -\frac{1}{2M_N^2}\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(V_{attr} - V_{rép}) \quad \text{d'ordre } 1/M^2.$$

Au niveau du potentiel pris dans la limite « non-relativiste », on trouve déjà une correction relativiste, qui est le **potentiel de spin-orbite**. Il sort « naturellement » dans la théorie de champ moyen relativiste, et est introduit comme terme *ad hoc* dans les calculs non relativistes.
Il faudrait prendre en compte une partie d'échange responsable des effets répulsifs de l'interaction V_{NN}^{eff} : $V_M P_N$, où l'opérateur d'échange P_N est tel que :

$P_N\phi(x_1, x_2) = \phi(x_2, x_1)$. Dans le cadre des théories du champ moyen relativiste, les **termes d'échange** (corrélations de Pauli) et les **corrélations à courte portée** ont été récemment inclus dans les calculs (de type Brueckner-Hartree-Fock), mais ils restent difficiles à traiter numériquement. Ils restent souvent négligés.
Les propriétés essentielles de l'interaction effective NN sont les suivantes :

- la portée finie de chaque terme de l'interaction ;
- la dépendance en impulsion ;
- la dépendance en densité ;
- la reproduction de la saturation de la matière nucléaire (grâce à la dépendance en densité ou en vitesse) ;
- le potentiel de spin-orbite ;
- la dépendance en isospin de l'énergie de liaison et du potentiel de spin-orbite.

En théorie relativiste, ces propriétés sont déduites directement de la connaissance des mécanismes dynamiques d'échanges de mésons qui interviennent sur la forme du potentiel NN. Au contraire, elles sont implémentées dans les interactions effectives phénoménologiques de type Skyrme, qui contiennent un petit nombre de paramètres ajustés sur les propriétés de la matière nucléaire et les caractéristiques de quelques noyaux.
Cependant, il ne convient pas d'opposer les deux types d'approche, la théorie relativiste semi-phénoménologique qui conserve la structure microscopique du potentiel NN, et l'approche phénoménologique avec une interaction effective de type Skyrme. Il ne s'agit pas, pour l'instant, d'établir une hiérarchie qui considérerait la théorie relativiste microscopique comme plus fondamentale que la théorie utilisant une interaction aux termes ajustés. Le traitement en champ moyen relativiste nécessite, lui aussi, beaucoup d'approximations et des paramètres. Ainsi la masse m_σ est-elle ajustée, car ce n'est pas vraiment une résonance et, si certaines des constantes de couplage sont fixées, d'autres, telles g_σ, sont aussi ajustables. De plus, on a dit que les calculs sont en général menés sous l'approximation Hartree (avec les termes directs) et non avec les termes d'échange (dits de Fock).

On sait paramétriser l'interaction sous une forme phénoménologique pour ensuite analyser les propriétés de la matière nucléaire et des noyaux. En général, on ne détaille pas les interactions nucléaires à trois corps dont on a des preuves expérimentales (systèmes complexes tels que le tritium) et qui sont parfois incluses dans

des calculs complets de la matière nucléaire. Les calculs exacts en champ moyen ne peuvent être menés numériquement que pour les systèmes à tout petit nombre de nucléons. Par exemple, des **calculs Monte-Carlo quantiques** ont été réalisés récemment par B. Pudliner, V. Pandaripande, R. Wiringa et collaborateurs [Pud98] et ont permis d'obtenir des résultats intéressants sur les noyaux $A < 7$, comparés à l'expérience. Ils ont appliqué un traitement Monte-Carlo avec principe variationnel sur un hamiltonien qui comporte les potentiels Urbana IX à trois nucléons et Argonne V_{18} à deux nucléons. Les noyaux légers peuvent être décrits comme des composés à A corps liés par une force NN libre ou nue, incluant des corrélations d'ordre supérieur, comme une force à trois corps. Le traitement des noyaux plus lourds est effectué dans le cadre du modèle en couches.

I.1.2 Modélisation de la matière nucléaire et des potentiels

Pour traiter le noyau, on recourt à la **méthode variationnelle Hartree-Fock**, dont l'idée originelle est de considérer la fonction d'onde du système comme la fonction d'onde de particules indépendantes, ce qui est valable en l'absence de corrélations au sein du noyau. Par la suite, des méthodes plus élaborées vont être développées pour prendre en compte ces corrélations. Nous les exposerons dans la section IV.1.2.

Les interactions effectives bâties pour prédire les propriétés d'un seul noyau ont pour point de départ la description de l'interaction NN au sein de la matière nucléaire infinie, en fonction de la densité. Elles utilisent les caractéristiques de l'interaction libre Nucléon-Nucléon et des approximations pour traiter correctement le « cœur dur » [Bru55].
Pour passer au noyau de taille fini, **l'approximation de densité locale** (LDA, Local Density Approximation) est invoquée : soit une paire de nucléons, située dans un noyau fini, à une position par rapport au centre donnée par le vecteur $\vec{r}$, où la densité est $\rho(\vec{r})$; l'interaction de ces nucléons est supposée être la même que dans un milieu de matière nucléaire infinie de densité uniforme égale à la valeur $\rho(\vec{r})$.
Pour décrire le potentiel d'interaction entre deux noyaux, on peut utiliser des potentiels phénoménologiques obtenus à partir d'ajustements sur un grand ensemble de données de sections efficaces. Ces potentiels dépendent de l'énergie d'interaction et des nombres de neutrons et de protons des deux noyaux. De tels potentiels sont en quelque sorte les indices des caractères communs à l'ensemble des interactions noyau-noyau.

D'un point de vue théorique, on peut aussi construire des interactions microscopiques, issues de calculs prenant en compte la matière nucléaire infinie et utilisant des prescriptions de champ moyen et l'approximation de basse densité comme l'illustre la figure .1. Ces interactions sont alors complexes, sans paramètre libre, issues directement d'une modélisation de l'interaction NN dans la matière nucléaire, comme par exemple l'interaction de Jeukenne-Lejeune-Mahaux [JLM77] que nous verrons en partie I.2.2.

I.1.3 Des noyaux exotiques, du halo et des clusters

Dans le cas des noyaux exotiques, instables, la densité de matière n'est pas connue. Il faudra recourir à des modèles pour extraire des données expérimentales les densités de matière de ces noyaux, alors que dans le cas des stables les densités sont bien connues. En effet, on peut faire diffuser des électrons sur une cible constituée de l'élément stable et cela donne la densité de charge ρ_{chp} qui conduit à la densité en proton par déconvolution de la densité de charge des nucléons. Ensuite, sachant que dans la vallée de stabilité les densités de neutrons sont similaires aux densités de protons dans le facteur $\frac{N}{Z}$ (pour les noyaux suffisamment légers tels que $A < 60$), on accède à la densité de matière totale. Cette procédure n'est plus valable pour les noyaux exotiques : ces noyaux sont radioactifs, à courte durée de vie, donc on ne peut en former des cibles. Leur densité de charge ne peut être mesurée par diffusion d'électrons. De plus, dans le cas d'un excès de neutrons, les comportements des densités de neutrons et de protons ne sont plus homothétiques, donc la densité de neutrons n'est plus accessible via celle des protons. Les densités sont alors obtenues en effectuant des diffusions élastiques à haute énergie sur des cibles de protons par exemple, et en extrayant, via un modèle, les densités. Les distributions de densité théoriques sont généralement calculées à l'aide du modèle Hartree-Fock, ou dans le cadre du modèle en couches. Les modèles microscopiques calculent les fonctions d'onde des noyaux, et donnent les densités neutron et proton par l'expression :

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

où $\Phi(r)$ est la fonction d'onde pour les protons et les neutrons (p ou n) confinés à l'intérieur d'un puits de potentiel. Suivant l'énergie de liaison des particules à l'intérieur du puits, on obtient des tailles différentes pour la fonction d'onde : plus l'énergie de liaison est faible, plus la taille mesurée en termes de rayon quadratique moyen sera importante, puisque les particules, faiblement liées, pourront avoir une probabilité de présence plus importante à grande distance du noyau.

De nombreuses études théoriques ont été menées pour comprendre la structure des noyaux exotiques, et notamment leur rayons au-dessus de la normale, découverts pour la première fois à partir de mesures de leurs sections efficaces de réactions à des énergies de l'ordre de centaines de MeV par nucléon [Tan88], [Tan92]. De ces mesures sont déduits les rayons de matière, en utilisant la théorie de Glauber de diffusion semi-classique [Tan96].
Le tableau I.1 présente les rayons quadratiques de matière de quelques noyaux exotiques présentant des structures à halo de un neutron, comme le ^{11}Be, à deux neutrons : ^{6}He ,^{11}Li, ^{14}Be, ou d'un noyau soupçonné de présenter un halo de proton, comme le ^{8}B, dont l'énergie de séparation proton est très faible $S_p = 140$ keV [1]. La première colonne du tableau donne d'anciennes estimations de ces rayons obtenus dans le cadre du modèle de Karol, à la limite optique, avec l'hypothèse de densités gaussiennes [Tan88]. La deuxième colonne présente des valeurs calculées par le modèle à plusieurs corps [Kha96].

noyau	$< rqm >_m$(fm)		
	valeur [Tan88]	nouvelle valeur [Kha96]	systématique $R = R_0.A^{1/3}$
^{6}He	2,42 ± 0,03	2,52 ± 0,05	2,18
^{8}B	2,39 ± 0,04	2.50 ± 0,04	2,4
^{11}Li	3,10 ± 0,17	3,54 ± 0,10	2,67
^{11}Be	2,71 ± 0,05	2,90 ± 0,05	2,67
^{14}Be	3,11 ± 0,38	3,20 ± 0,30	2,89

Tableau I.1: *Estimations des rayons quadratiques moyens de quelques noyaux à halo par le modèle de Karol [Tan88] et le modèle à plusieurs corps [Kha96] comparés aux valeurs de la systématique $R = R_0.A^{1/3}$, R_o = 1,2 fm.*

Pour une diffusion à haute énergie, la théorie de Glauber appliquée à un noyau composite (par exemple, l'^{6}He, avec son cœur d'α et ses deux neutrons) considère la diffusion de chaque composant, puis effectue une moyenne sur toutes les configurations du système. Cette approche a été fructueuse pour de « bons » noyaux, auxquels on pouvait appliquer le champ moyen [Kox87], [Tak88]. Mais l'utilisation du modèle de Glauber [Tan85] et de l'équirépartition de la densité de matière entre les composants du noyau n'est valable que si chacun des composants emporte la même fraction

1. L'existence d'un halo de protons et son influence dans le taux de réaction ^{7}Be(p ;γ) a été discuté par [RiJ93] et [Pec95]. Cette question est reliée au problème astrophysique de la prédiction d'une formation surabondante de ^{8}B dans le Soleil, qui dépend du taux à basse énergie ^{7}Be(p ;γ).

de matière du noyau, ce qui n'est pas le cas pour les noyaux à halo. Les valeurs obtenues par [Tan88] dans la limite optique de Glauber sont donc sous-estimées. Les barres d'erreurs indiquées prennent en compte, non seulement les erreurs expérimentales, mais aussi l'erreur liée à l'extraction par le modèle.

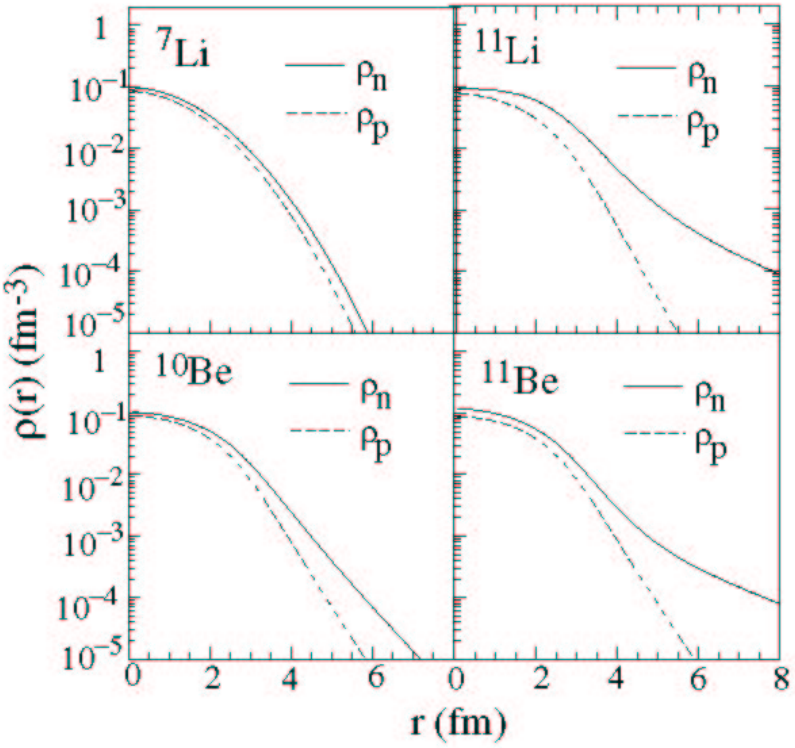


FIG. I.2: *Distributions de densités de protons et neutrons des noyaux étudiés, calculées par H. Sagawa.*

La figure I.2 présente les densités neutron et proton des noyaux ^{7}Li, ^{11}Li, ^{10,11}Be calculées par H. Sagawa à partir du modèle de Hartree-Fock. Le ^{7}Li est un noyau stable, ses densités de neutrons et de protons sont similaires. Pour les autres noyaux de cette figure, qui sont exotiques, les corrélations sont prises en compte par l'utilisation d'un modèle en couches pour calculer les probabilités d'occupation des niveaux pour les neutrons de valence [Sag92]. La faible énergie de séparation des derniers nucléons (ici des neutrons) est une donnée du calcul, et permet de prendre en compte l'effet du halo dans la distribution de densité des neutrons, ce qui se traduit sur la figure I.2 par une grande extension de cette densité pour les noyaux riches en

neutrons. L'effet est encore plus prononcé quand le noyau présente un halo, comme le ^{11}Be et le ^{11}Li.

Sans ajustement empirique de l'énergie de séparation, les approches habituelles en champ moyen échouent dans leur tentative de reproduire les rayons de matière des noyaux exotiques. Il est alors nécessaire d'aller au-delà de l'approximation du champ moyen et d'inclure des corrélations entre les clusters qui sont les sous-systèmes du noyau à halo.

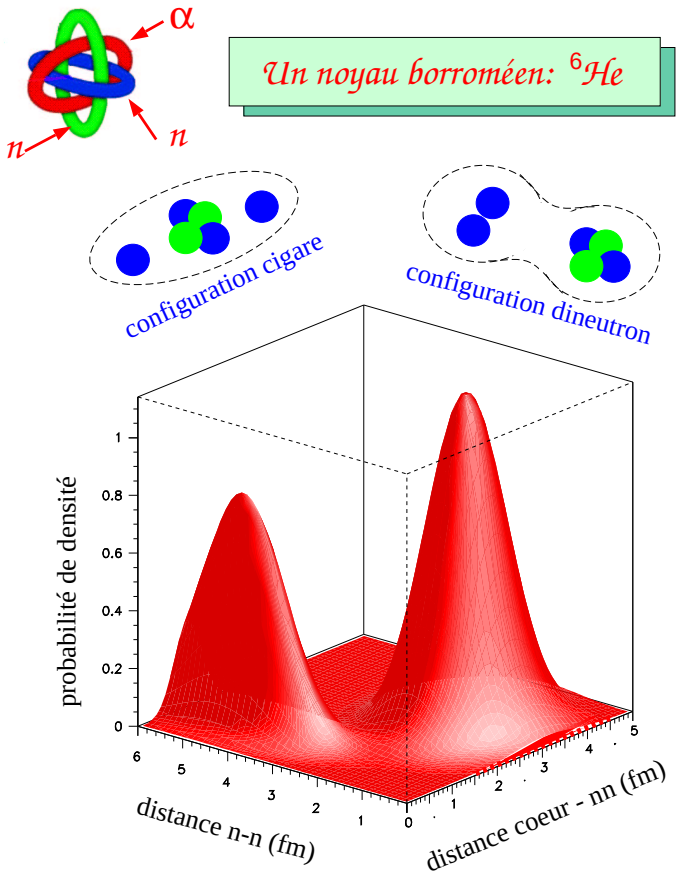


FIG. I.3: *Probabilité de densité de corrélation de l'* ^{6}*He [Zhu93].*

Dans le cas de noyaux légers exotiques, qui présentent des structures spéciales, des modèles à plusieurs corps sont nécessaires pour les décrire microscopiquement. Considérons ainsi la structure de l'^{6}He (figure I.3) prédite par des théoriciens, M. Zhukov

et ses collaborateurs [Zhu93] qui ont effectué des calculs de fonctions d'onde à trois corps. Cette structure est cohérente avec des données de distributions en moment du noyau [Gar98].

La densité de corrélation du cœur et des 2 neutrons qui est tracée (I.3) est la probabilité de trouver les 3 particules à différentes distances les unes de l'autre. Elle présente clairement 2 pics correspondant aux 2 configurations les plus probables : la forme cigare, pour des neutrons éloignés l'un de l'autre mais proches du cœur, et la forme dineutron, pour une distance n-n faible et cœur-ensemble $\{nn\}$ grande. Le rayon quadratique moyen du halo est évalué à 3,4 fm [Fun94] beaucoup plus large que le rayon d'environ 1,5 fm du cœur d'α. Les nucléons du halo, faiblement liés, peuvent occuper des orbites qui ont une extension radiale grande ce qui entraîne des **corrélations collectives à longue portée**, que les calculs en champ moyen ne prennent pas en compte. Dans le chapitre IV.1.4, des modèles appropriés qui incluent ces corrélations, par exemple les modèles à plusieurs corps, seront invoquées pour calculer la densité de matière de l'^{6}He.

Or le potentiel d'interaction noyau-cible de la diffusion élastique dépend de la densité du projectile et de la cible. La densité de la cible, noyau stable, est connue dans notre étude mais on ne connaît pas expérimentalement la distribution de matière pour le noyau exotique. On verra si nos données de diffusion élastique avec faisceau exotique sont sensibles à la forme du noyau incident ou bien seulement à son rayon quadratique moyen.

I.2 Compréhension de la diffusion élastique des noyaux exotiques

Les espoirs que l'on nourrit sont fondés sur une expérience précédente : E229, dont le but principal était la mesure des réactions d'échange de charge (p,n) avec des faisceaux exotiques [par exemple ^{6}He(p,n)^{6}Li]. Le dispositif **SISSI**, ensemble de Solénoïdes Supraconducteurs qui refocalise le faisceau secondaire après la cible de fragmentation (section II.1.2), avait permis la production des faisceaux secondaires avec une bonne intensité (supérieure pour les faisceaux étudiés à 10^4 pps). L'analyse des données de E229 [CG95] a montré qu'il était possible de séparer les diffusions élastiques et inélastiques grâce à la bonne résolution en énergie du Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL, le **SPEG**.

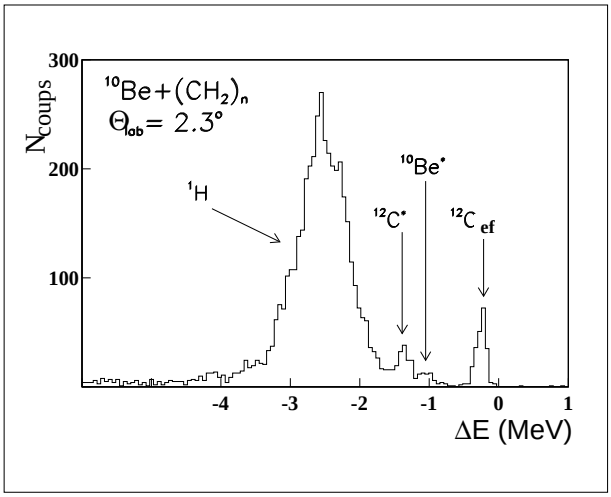


FIG. I.4: *Distribution de la perte d'énergie du projectile ^{10}Be diffusé, mesurée au plan focal de SPEG, à Θ_{lab} = 2,3° pour la réaction $^{10}Be + (CH_2)_3$ à 59,3 A.MeV [thCG96]. Les pics successifs, de gauche à droite, correspondent aux réactions suivantes (« ef» désigne l'état fondamental) : $p(^{10}Be,^{10}Be_{ef})p$, $^{12}C(^{10}Be,^{10}Be_{ef})^{12}C^*$, $^{12}C(^{10}Be,^{10}Be^*)^{12}C_{ef}$, $^{12}C(^{10}Be,^{10}Be_{ef})^{12}C_{ef}$.*

La résolution en énergie de la réaction ^{7}Li(p,n) était $\frac{\Delta E}{E} \sim 10^{-3}$ à une énergie E de 68 A.MeV, et dans le cas de $^6He(p,n)$, la résolution angulaire mesurée était : $\Delta\theta_{lab} \sim 0,3^0$. Lors de l'expérience de diffusion élastique ^{6}He + p, des informations sur la diffusion élastique ^{10,11}Be +^{12}C et proton ont été obtenues, car la cible était du polypropylène de formule $(CH_2)_3$, et le faisceau secondaire issu de SISSI n'était pas purifié. La gamme angulaire de ces données est restreinte (de 0,7 à 5° dans le laboratoire ce qui donne pour chaque réaction, dans le Centre de Masse :
^{6}He + ^{12}C : $\theta_{CM} < 8°$; ^{6}He + p : $\theta_{CM} < 40°$; ^{10,11}Be + ^{12}C : $\theta_{CM} < 10,5°$;
^{10}Be + p : $\theta_{CM} < 50°$; ^{11}Be + p : $\theta_{CM} < 55°$) et le but de nos 2 nouvelles expériences était d'élargir la gamme des données de diffusion sur proton jusqu'à 70-80°, et d'aller, si possible, au-delà de 14° en centre de masse dans le cas de la diffusion sur carbone, de façon à obtenir au minimum trois oscillations des distributions des sections efficaces, pour contraindre les modèles.
La figure I.4 est le spectre de la perte d'énergie ΔE pour une tranche fine en angle de diffusion centrée sur 2,3° (dans le laboratoire). Cette distribution en énergie, réalisée pour la réaction de ^{10}Be sur une cible de $(CH_2)_3$, montre que la diffusion élastique à 59,3 A.MeV de ^{10}Be sur carbone et sur proton est séparée des diffusions inélastiques au plan focal du spectromètre SPEG. Chaque pic correspond à un état d'énergie de la cible et du projectile : à droite on voit le pic associé à la diffusion élastique du ^{10}Be

sur ^{12}C, puis, de gauche à droite la diffusion élastique du ^{10}Be sur proton, et, bien séparées entre elles et distinctes des pics élastiques, les contributions inélastiques : le pic de diffusion inélastique du premier état excité du ^{10}Be (d'énergie 3,368 MeV) et le pic de diffusion inélastique sur le premier état excité (2^+) du ^{12}C (à 4.439 MeV). De la largeur à mi-hauteur du pic de diffusion élastique du ^{10}Be sur ^{12}C, on déduit la résolution en énergie, qui inclut les effets du straggling en énergie dans la cible et l'élargissement dû à la cinématique de la réaction. Une résolution en énergie meilleure que 10^{-3} (soit une séparation de 593 keV) est ainsi obtenue [thCG96]. Comme la cinématique des réactions inverses est forte, cette résolution se dégrade à la valeur 3×10^{-3} pour la diffusion sur proton. Ces mesures n'étaient pas l'objet principal de cette expérience et les résultats étaient très partiels, mais toutefois prometteurs : ils démontrent les possibilités expérimentales du SPEG pour la mesure des distributions angulaires de diffusions élastiques et inélastiques. Avec 3×10^{-3} de résolution en énergie, nous avons accès aux états excités, et à la spectroscopie des noyaux, ce qui n'était pas le cas pour l'expérience ^{12,14}Be $+^{12}$C à $E_{lab} = 57$ A.MeV, réalisée à MSU (Michigan State University) [Zah94].
En effet, la résolution en énergie était de $\frac{\Delta E}{E} \simeq 6$ %, ce qui, avec une énergie totale de $E_{totale} \simeq 798$ MeV, donne $\Delta E = 48$ MeV. Cela conduit donc non pas à la mesure de la diffusion élastique, mais à une mesure de diffusion quasi-élastique : l'élastique avec tous les niveaux excités jusqu'à 48 MeV. L'analyse des données est alors très incertaine.

I.2.1 Diffusion élastique noyau-noyau

La diffusion élastique, largement étudiée pour des noyaux stables, fournit des renseignements sur le potentiel d'interaction de deux noyaux en collision à des distances souvent inférieures au rayon d'absorption forte.
Pour calculer le potentiel d'interaction en diffusion élastique, on recourt au **modèle de convolution** : ce potentiel est écrit comme une intégrale double sur les densités de matière des 2 noyaux en interaction et l'interaction effective NN, ce qui fournit la partie réelle de l'interaction noyau-noyau. Cependant, la partie imaginaire du potentiel, qui est purement phénoménologique, reste une inconnue dans ce type de calcul et complique l'analyse. Les interactions effectives NN, qui ont eu du succès pour l'étude des diffusions élastiques avec les stables, sont les interactions du type **M3Y**, à trois paramètres de Yukawa, issues de calculs sur la matière infinie, ou encore **DDM3Y**, bâties sur le même principe que M3Y, avec une dépendance en den-

sité, nécessaire pour rendre compte de l'interpénétrabilité des noyaux aux énergies intermédiaires auxquelles nous travaillons. L'expression et les caractéristiques des interactions effectives NN seront examinées au chapitre IV. M3Y et DDM3Y permettent de reproduire convenablement les données pour un grand nombre de noyaux stables en prenant comme partie imaginaire celle proposée par le Modèle Optique. On se propose de tester ces interactions sur les données de diffusion élastique avec les noyaux exotiques légers. Au chapitre V, on emploiera aussi dans le modèle de convolution une interaction appartenant à une nouvelle génération : BDM3Y, développée par D. Khoa et W. Von Oertzen [KhO95].

Les expériences pionnières de diffusion sur cible de carbone avec des faisceaux exotiques ont été menées par [Kol92] avec du ^{11}Li d'énergie moyenne $E = 637$ MeV (données portées sur la figure I.5), et du ^{11}C d'énergie moyenne $E = 620$ MeV soit dans les deux cas une énergie intermédiaire d'environ $E = 60$ A.MeV. La résolution en énergie n'était pas assez bonne pour éviter l'inclusion, dans les données de diffusion élastique, des diffusions inélastiques d'un certain nombre d'états excités. Une analyse de ces données a été entreprise ; elle montre qu'une bonne description de la diffusion du ^{11}Li peut être obtenue dans le cadre de la convolution, avec une interaction NN du type DDM3Y, à condition que la densité utilisée pour le ^{11}Li soit «réaliste» (c'est-à-dire qu'elle inclut une queue due au halo) et si l'on prend en compte le potentiel dit de polarisation, attribué à l'effet de la cassure du noyau faiblement lié en cœur de ^{9}Li et deux neutrons. Les petits angles ne sont pas reproduits par les calculs, et ce désaccord pourrait être attribué à des événements concernant le ^{9}Li provenant de la cassure du ^{11}Li, événements qui sont inclus dans la section aux petits angles où la séparation est plus difficile.
Une analyse menée par [Car96] s'est appuyée sur M3Y et un traitement en portée finie de l'interaction. Ce traitement conduit à un calcul séparé des contributions du cœur et du halo au potentiel de convolution réel. Une estimation de la diffusion inélastique (figure I.5) montre qu'elle prédomine aux grands angles (à partir de 14°) et est faible aux petits angles. La figure I.5 illustre la comparaison entre les données et les sections calculées par cette méthode, l'accord est satisfaisant lorqu'on ajoute la contribution inélastique (en traits pointillés) à l'élastique (traits tiretés) ce qui donne la section de diffusion (trait plein).

Notons cependant que la première oscillation de la distribution angulaire est décalée en angle et n'est jamais reproduite en amplitude. Les erreurs expérimentales très grandes à partir de 16° CM n'ont pas permis d'établir une distinction entre les

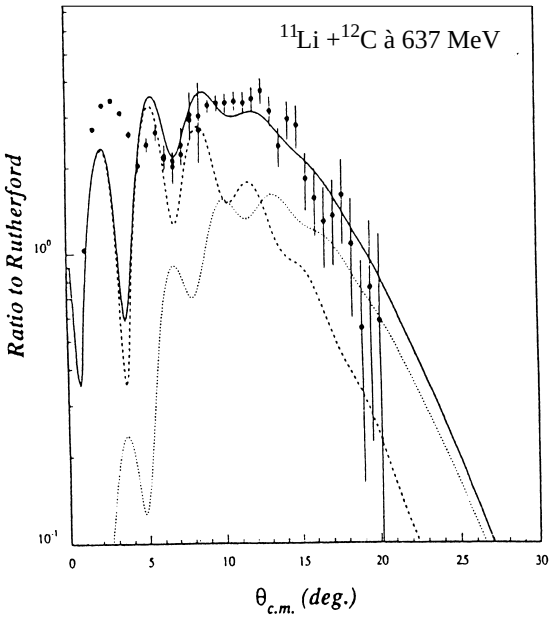


FIG. I.5: *Diffusion quasi-élastique de ^{11}Li sur ^{12}C à 637 MeV. La courbe en traits tiretés correspond au calcul des sections efficaces élastiques, et la contribution inélastique figure en traits pointillés. La somme fournit les sections de diffusion quasi-élastique. Les données sont tirées de [Kol92] et les calculs de [Car96].*

différents calculs théoriques proposés par la suite.

À l'exception de l'expérience E229 et des données avec ^{6}He et ^{10}Be qui vont être présentées dans les chapitres suivants, les données existant actuellement de diffusion élastique de faisceaux exotiques légers sur cible de ^{12}C, à des énergies inférieures à 100 A.MeV (^{8}B + ^{12}C [Pec95], ^{11}Li + ^{12}C [Kol92], [Lew93]) ou de ^{28}Si (^{6}Li +^{28}Si [Sch81], [Nad89] et [Nad93]) correspondent en fait à de la diffusion quasi-élastique, car la résolution en énergie des expériences ne permettait pas de distinguer entre diffusion élastique et inélastique, comme précédemment avec le ^{14}Be. Les analyses théoriques proposées pour les données de ^{12,14}Be +^{12}C à E_{lab} = 57 A.MeV [Zah94] ont été fondées sur le modèle optique phénoménologique [Mer93], [Mer94] ou ont utilisé le modèle de convolution microscopique [Car96]. Elles ont aussi conduit à des calculs qui utilisent pour les noyaux exotiques des fonctions d'onde réalistes à plusieurs corps dans le cadre de la théorie de Glauber avec des approches adiabatiques ([TKT93] [Kha95a],[Kha95b]) que nous examinerons au chapitre V.1. 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^+ (à 4,44 MeV) et le 3^- (à 9,64 MeV) du ^{12}C.

Pour mener une étude fiable il faut donc travailler avec des données purement élastiques. Une analyse théorique du potentiel d'interaction noyau exotique sur noyau stable ne pourra être menée efficacement que si l'on dispose de données de bonne résolution en énergie et angulaire, avec une bonne statistique. Ces valeurs seront précisées en fin de chapitre.

Des théoriciens du Surrey ont étudié la diffusion élastique du ^{11}Li sur carbone à 637 MeV, à l'aide d'un modèle eikonal à plusieurs corps ([Kha95a],[Kha95b]) ou encore avec un **modèle à 4 corps adiabatique** [Chr97a]. Les calculs ont été appliqués aux données de diffusion quasi-élastique du ^{11}Li sur carbone à 637 MeV. Un modèle eikonal à quatre corps, ^{6}He $+n$, $+n$, + ^{12}C, a été également utilisé [Kha96a] pour analyser les données de diffusion élastique de l'^{6}He sur carbone de l'expérience E229. Les ingrédients de ces modèles seront fournis au chapitre V.1.

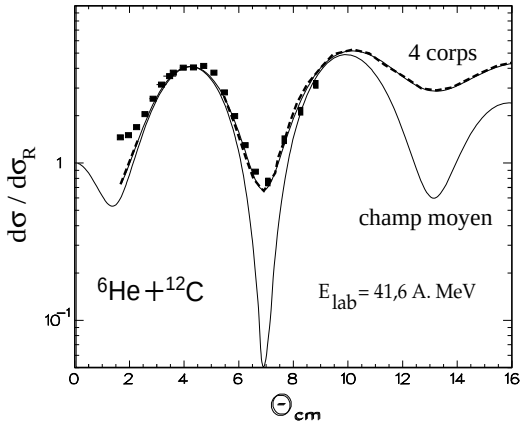


FIG. I.6: *Sections efficaces de diffusion élastique ^6He + ^{12}C à 41,6 A.MeV (données de E229) analysées par deux modèles : l'un de type champ moyen (courbe en trait plein) et l'autre à plusieurs corps (courbe en traits tiretés).*

Le calcul à quatre corps donne la courbe tiretée au premier minimum peu marqué sur la figure I.6. La courbe en trait plein dont le premier minimum est très profond résulte d'un calcul type champ moyen issu du le modèle de convolution : les densités de la cible et du projectile sont convoluées avec l'interaction effective nucléon-nucléon DDM3Y, ce qui donne la partie réelle du potentiel d'interaction. La partie imaginaire W est phénoménologique, on a pris un Woods-Saxon dont les paramètres sont fixés par la systématique donnée dans [BrSa88] : $W_I = 30$ MeV, le rayon réduit est $r_I = R_I/(A_p^{1/3} + A_c^{1/3}) = 1,1$ fm ; la diffusivité a_I est égale à 0,6 fm. La profondeur du premier minimum calculé dans ce type d'approche est liée aux ambiguïtés sur la

partie imaginaire du potentiel et peut être modifiée par la variation des paramètres de W, donc l'absorption.

Avec E229, on a des données qui ne s'étendent pas assez loin en angles CM pour contraindre les modèles à plusieurs corps. Ces données ne permettent pas de signer un effet à plusieurs corps, puisque le champ moyen peut lui aussi reproduire les données. Il présente certes un premier minimum très profond que les données ne possèdent pas, mais elles ne sont pas d'assez bonne qualité en résolution angulaire pour tirer des conclusions de ce minimum.

I.2.2 Diffusion élastique p-noyau

La diffusion élastique proton-noyau a été largement étudiée dans le passé pour des noyaux stables. Plusieurs interactions effectives ont été élaborées pour décrire l'ensemble de ces données. En particulier, on peut citer celle de JLM [JLM77] qui permet de rendre compte de la diffusion élastique nucléon-noyau à des énergies inférieures à 160 MeV, et est issue de calculs sur la matière nucléaire infinie. Un unique ajustement de cette interaction JLM a permis à J. S. Petler et al. [Petl85], de reproduire un vaste ensemble de résultats de diffusion élastique proton + noyau, aussi bien pour des noyaux lourds que pour des noyaux légers tels que ^{12}C, ^{14}N, ^{16}O et ^{27}Al. Récemment, des calculs JLM menés sur le système ^{6}He + p [CG96] ont montré la validité de cette approche pour des noyaux extrêmement légers, et même hors de la vallée de stabilité.
Ce qui est essentiel est l'absence de paramètre libre dans la formulation JLM. Elle inclut seulement l'énergie de réaction et la densité du noyau qui interagit avec le nucléon. Cela donne le potentiel d'interaction JLM noyau-nucléon puis on calcule les sections efficaces de réaction. On peut dès lors imaginer de mesurer les distributions angulaires de sections efficaces différentielles nucléon-noyau dans le but de les comparer à des distributions théoriques obtenues en utilisant JLM, et en postulant une certaine forme de la densité pour le noyau. Si la densité a un effet observable sur la section efficace, il devient possible d'extraire la densité de matière du noyau par déconvolution sur la section efficace, puisque la densité du proton est connue et que le potentiel JLM est supposé complètement connu lui aussi. On peut donc regarder l'influence de la forme et du rayon quadratique moyen (rqm) de la densité sur les prédictions des sections efficaces de diffusion élastique calculées par le potentiel JLM. On va l'illustrer sur l'exemple de la diffusion élastique de l'^{6}He sur cible de protons, dont on calcule les sections efficaces en adoptant trois types de densités :

- une densité, calculée par H. Sagawa, qui présente les effets dus au halo de l'^{6}He : une « queue » s'étendant jusqu'à des rayons très grands ; la grande extension spatiale de la densité de neutrons est similaire à celle proposée pour le ^{11}Li sur la figure I.2. Cette densité a un rayon de 2,2 fm.

- une densité de même rqm, mais qui ne présente pas de halo : on a pris une densité gaussienne.

- une densité compacte de forme $\rho_n = (N/Z)\rho_p$, en prenant pour ρ_p la densité de protons calculée par H. Sagawa. Cette forme de densité est utilisée pour les noyaux stables, elle est telle que $(rqm)_p = (rqm)_n$.

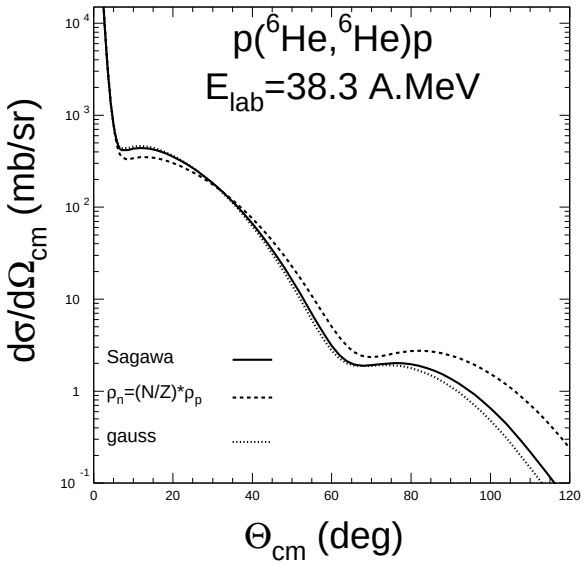


FIG. I.7: *Comparaison des sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He sur proton obtenues par un calcul avec le potentiel JLM, en supposant diverses formes pour la densité de l'^{6}He : la densité de H. Sagawa « à halo », une densité de même rqm (= 2,2 fm), mais de forme gaussienne (donc sans halo), et une densité « compacte » qui prend $\rho_n = (N/Z)\rho_p$ et de rqm égal à 1,9 fm.*

La figure I.7 montre les distributions angulaires de diffusion élastique sur proton obtenue pour ces trois densités, à une énergie incidente de 38,3 A.MeV. On a vu au début du chapitre I.1.3 que les densités compactes ne sont pas valides pour les noyaux exotiques. On voit ici qu'il sera possible de le montrer expérimentalement, puisque la densité compacte donne une courbe (ligne en tirets longs) qui se distingue

des deux autres dès les petits angles. Les distributions angulaires calculées à partir de deux distributions de densité de neutrons de rqm différents (densités gaussienne [ligne pointillée] et compacte) sont très différentes en forme, et ces différences sont plus marquées pour les angles les plus à l'arrière. Les densités de même rayon rqm, avec halo (H. Sagawa) et sans halo, ne présentent des différences significatives qu'aux grands angles ($> 70°$). Pour obtenir des informations sur la forme de la densité de matière, et vérifier ou infirmer l'hypothèse du halo, il faudrait donc étendre les mesures jusqu'à ces grands angles $> 70°$, et avec des barres d'erreur exceptionnelles pour séparer les deux courbes. La sensibilité des sections efficaces différentielles à la forme de la densité ne permettra donc pas de conclure sur le halo, mais la variation en fonction du rqm sera utilisée pour estimer la taille du noyau.
Il est donc intéressant de mener ce type d'études avec le potentiel JLM, pour des noyaux présentant une grande extension de leur densité de neutrons, tels le ^{11}Be, pour en extraire des informations sur le rayon de cette densité.
La figure I.8 présente les calculs effectués avec le potentiel JLM (lignes en trait plein)[CG96] pour décrire les données de diffusion élastique de noyaux légers sur proton obtenues lors de l'expérience antérieure E229. Pour reproduire les données de façon satisfaisante avec le potentiel JLM, il a été nécessaire de renormaliser soit la partie réelle du potentiel (avec le facteur de la partie imaginaire fixé à $\lambda_W = 0{,}8$) ce qui donne les courbes tiretées, soit la partie imaginaire (partie réelle maintenue constante : $\lambda_V = 1$), ce qui conduit aux courbes en pointillés. Dans le cas du ^{9}Li, on n'observe pas de variation significative des facteurs de normalisation. Seul le calcul « standard » sans renormalisation est présenté.
La densité n'est donc pas la seule inconnue du problème, et là encore, il est nécessaire d'étendre la gamme des données au-delà de 60° jusqu'à 100° pour s'assurer d'avoir la normalisation adéquate sur le potentiel.
Les calculs de diffusion élastique avec la paramétrisation phénoménologique CH89 (figure I.9) ont montré, eux aussi, qu'il convenait de renormaliser soit la partie réelle (avec le facteur λ_V indiqué sur les figures, et $\lambda_W = 1$), soit la partie imaginaire du potentiel (λ_V fixé à 1 ; même facteur λ_W appliqué aux potentiels imaginaires de volume et de surface, W_v et W_s) afin de reproduire les données. Comme on le verra en partie IV.2.5, CH89 est élaborée à partir du modèle optique, et les paramètres des potentiels Woods-Saxon sont ajustés sur des données de diffusion élastique sur proton d'un grand nombre de noyaux.

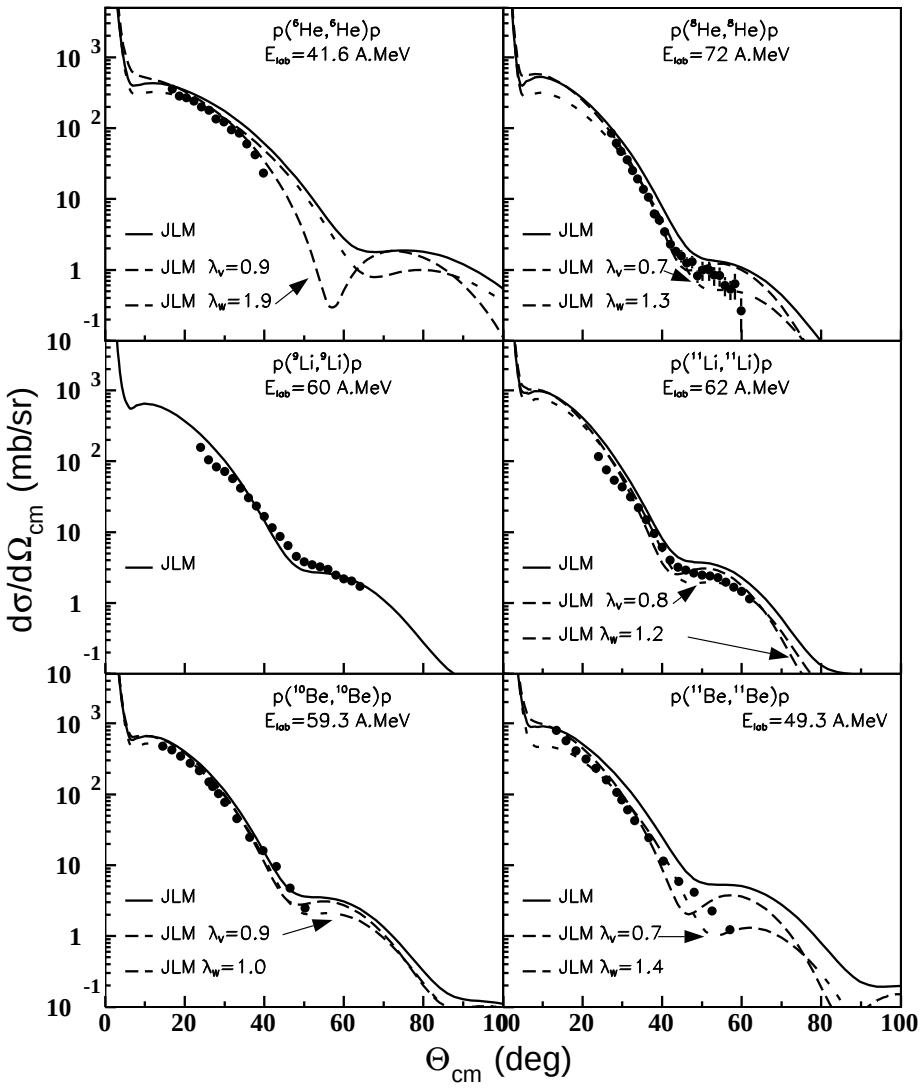


FIG. I.8: *Sections efficaces noyau + proton calculées avec le potentiel microscopique JLM [CG96]. Les données de diffusions élastiques sur proton ont été mesurées au Ganil [CG97] pour l'^{6}He, ^{10}He, le ^{7}Li et le ^{11}Be. Les données concernant le ^{6}Li et l'^{8}He sont extraites de [Kor93]. Les facteurs λ_V et λ_W sont expliqués dans le texte.*

Nous détaillerons les propriétés de l'interaction JLM au chapitre IV.4, et l'analyse des données de diffusion élastique sur proton s'appuiera principalement sur cette interaction. On regardera si la sensibilité est en termes de taille du noyau (son rayon quadratique moyen) ou si la forme (extension de la distribution de neutrons, halo) a une influence sur les sections efficaces.

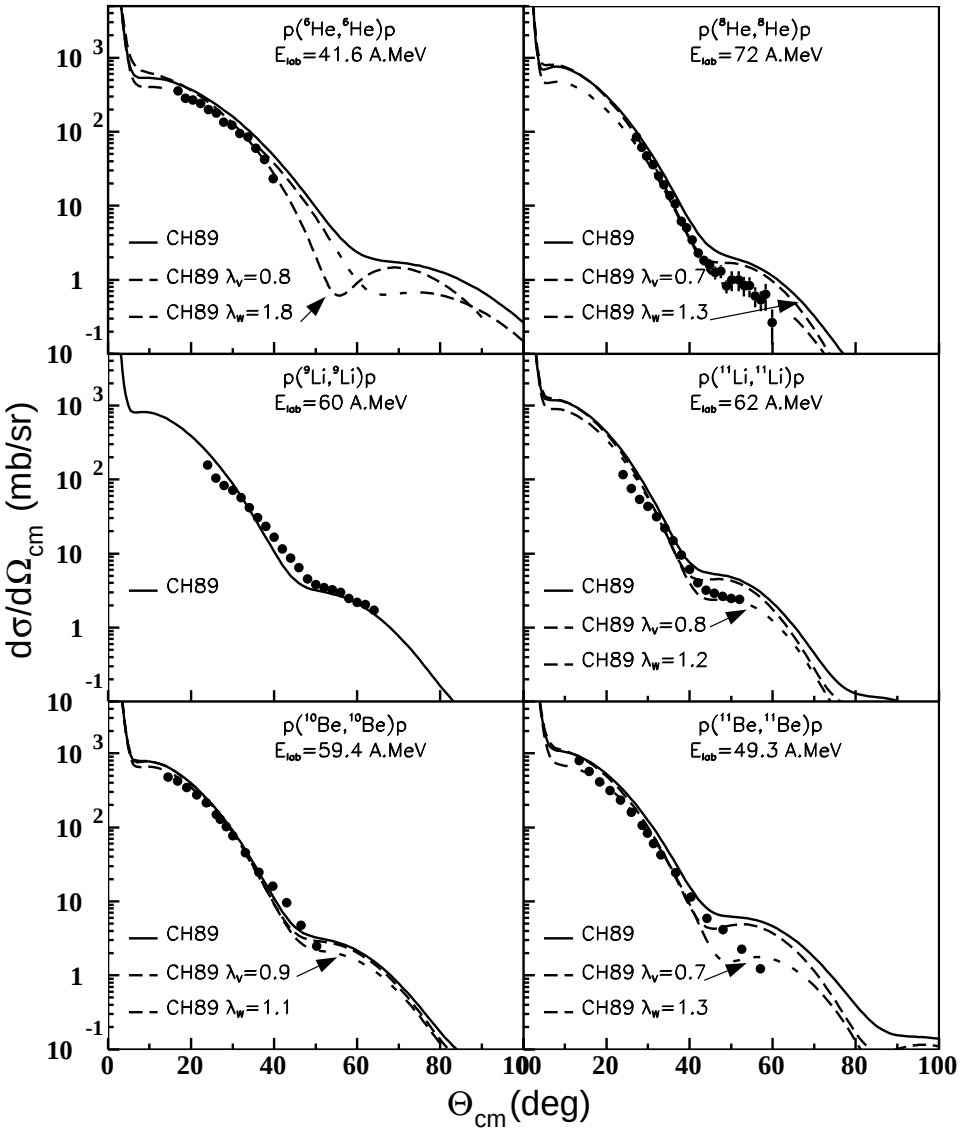


FIG. I.9: *Sections efficaces noyau-proton calculées avec le potentiel phénoménologique CH89 [CG96]. Les facteurs λ_V et λ_W sont expliqués dans le texte.*

Cette analyse suppose que l'on ait levé les ambiguïtés qui pèsent sur la renormalisation, soit de la partie réelle, soit de la partie imaginaire du potentiel. Sinon, les informations que l'on recherche sur la densité sont liées au facteur de normalisation utilisé, soit λ_V et λ_W. L'interprétation du facteur de normalisation du potentiel découlera de l'analyse menée au chapitre V. Elle passe par la remise en cause des modèles et par la compréhension des couplages au continuum qu'implique la faible liaison des noyaux exotiques. Nous abordons ce point de vue dans la suite.

I.2.3 Couplages au continuum et remise en cause des modèles

Les noyaux exotiques, à l'image de l'^{6}He présenté sur la figure I.10, possèdent des caractéristiques communes qui découlent de leur faible énergie de liaison et qui vont avoir une influence sur leur interaction avec une cible : leur densité de matière est très étendue spatialement, et leur énergie de Fermi est proche de zéro, ce qui entraîne que les seuils d'émission de particules, donc de cassure du noyau, sont très bas. Ainsi, dans le cas de l'^{6}He, on aura des probabilités de transition vers les états ^{5}He + n ou encore α + 2n.
Quelle sera l'influence de ces voies sur la diffusion élastique ?
D'après le modèle optique, le potentiel d'interaction qui va rendre compte de la diffusion élastique noyau-noyau se compose d'une partie réelle qui correspond à la voie de collision élastique, et d'une partie imaginaire qui a pour origine tous les processus non-élastiques pouvant survenir lors de la collision, notamment par couplage à des états excités, et qui entraînent une perte de flux. Quand on se tourne vers les exotiques, il a été vu qu'il est souvent nécessaire de renormaliser la partie réelle, en la diminuant au-delà du raisonnable (au-delà de 10 %), ou d'augmenter la partie imaginaire pour changer l'absorption. Ainsi, pour la diffusion élastique du ^{6}Li sur le ^{28}Si : on impose un facteur de normalisation $N_r = 0{,}554$ sur la partie réelle, quand on n'inclut pas d'effet de couplage [Sak87]. Or, pour les noyaux faiblement liés on observe des cassures (« break-up ») du noyau en ses sous-systèmes. Quand le couplage aux voies de cassure est inclus dans des calculs microscopiques en voies couplées de la diffusion élastique, la cassure a un effet surtout sur la partie réelle [Sak87].
On parle alors de **potentiel de polarisation complexe dû aux couplages** : on invoque un **couplage au continuum**, très favorisé pour ces noyaux dont le seuil d'émission de particules est très proche de l'état fondamental comme c'est le cas sur la figure I.10 qui donne la spectroscopie réduite de l'^{6}He. Dans la **théorie de réaction de Feshbach**, [Fes58], on sait traiter ce qui arrive au noyau stable en diffusion élastique sur une cible mais dans le cas des exotiques, ou de noyaux dont le continuum est très proche, on a des ambiguïtés sur les termes du potentiel d'interaction lié à des transitions de l'état fondamental du noyau vers les états excités suivi d'un retour au fondamental. Par exemple, l'analyse de la diffusion du ^{11}Li sur ^{12}C dans le cadre de modèles à champ moyen, en méthode du continuum discrétisé (CDCC, [Yab92]), ou encore à plusieurs corps [Kha95b], a mis en évidence deux effets opposés, qui conduisent à des prédictions discordantes dans le cas de la fusion

d'un noyau à halo avec une cible lourde.

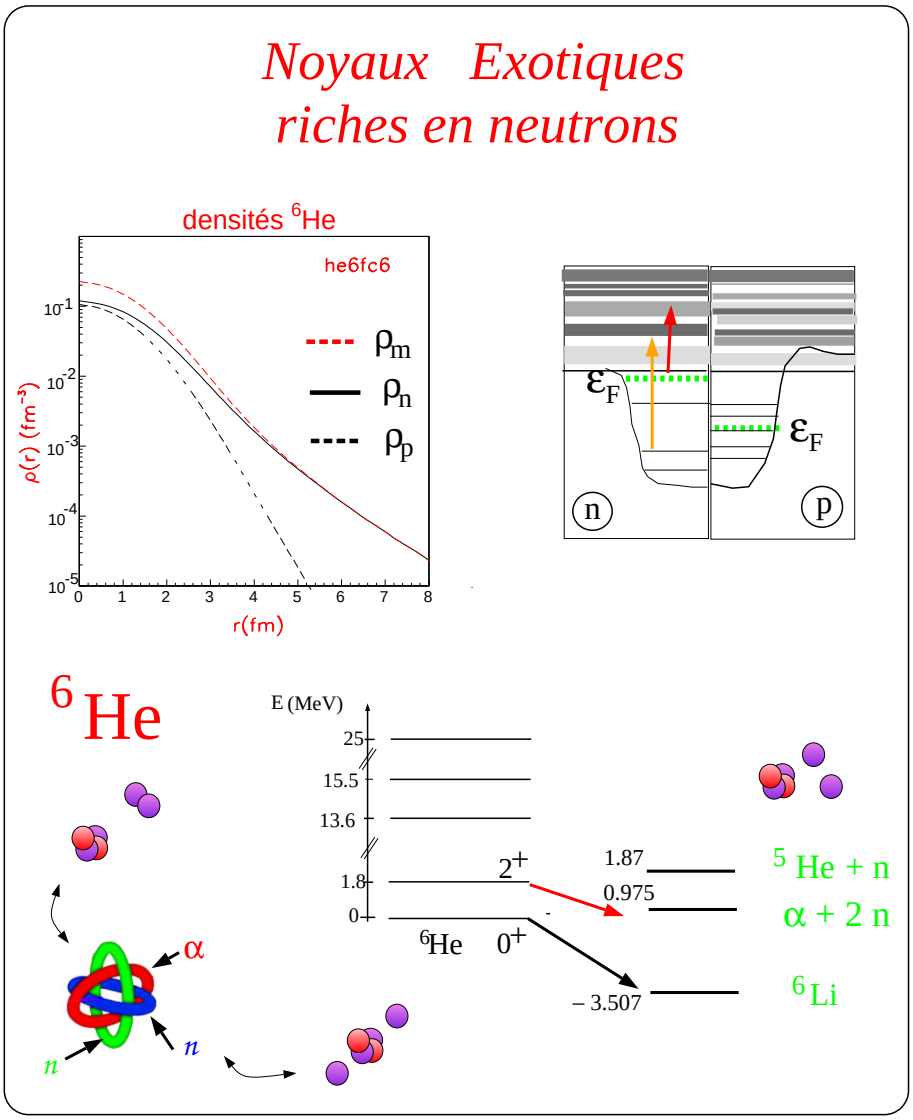


FIG. I.10: *Illustration des caractéristiques des noyaux riches en neutrons par l'exemple de l'^{6}He : faible énergie de liaison qui conduit à des décroissances du noyau, énergie de Fermi au voisinage de zéro, densité de neutrons étendue présentant une queue aux grands rayons.*

Ces effets sont liés à la faible liaison du noyau exotique : d'une part, la taille étendue du système produit dans le potentiel une longue queue, due au halo, qui entraîne la structure réfractive dans les sections efficaces, et d'autre part, les probabilités de cassure augmentées vers le système ^{9}Li + 2n. Cela montre qu'il est nécessaire, pour prédire les sections efficaces de fusion, de comprendre et de calculer

la diffusion élastique du ^{11}Li sur cible, en prenant en compte précisément les effets dus aux cassures du noyau.
Dans le cas des noyaux exotiques, le seul potentiel de diffusion purement élastique ne suffit pas à reproduire les données, ce qui signifie que le potentiel de polarisation n'est plus, dans ce cas, négligeable, et que le calcul du potentiel d'interaction doit désormais inclure non seulement les effets de voies couplées aux états excités mais aussi le **couplage dû à l'excitation des clusters**, et donc le couplage au continuum de particules. La cible crée un champ qui va exciter le projectile et le faire «vibrer» à la manière d'une molécule sous l'action d'un champ électrique, et le projectile va donc se retrouver dans un état d'excitation situé au-dessus du seuil d'émission de particules. On aura alors un état excité des composantes [(α,n,n) pour l'^{6}He] du noyau interagissant avec la cible.
À part l'intérêt purement **microscopique** de test des interactions effectives N-N, que ce soit au niveau du spin-orbite, des termes d'isospin ... l'intérêt est en termes de **mécanismes de réaction**. On travaille là sur la plus simple des réactions, la diffusion élastique, et il faut la comprendre en termes de **voies d'entrée, d'absorption, cassure ou couplage au continuum, potentiel de polarisation**,... comme on souhaite l'appeller, si l'on veut avoir une chance de comprendre les diffusions élastiques, les transferts, la fusion sous-coulombienne,... avec ces noyaux.

I.3 Contraintes sur la méthode expérimentale

On contraindra correctement les interactions si on travaille avec des données de bonne qualité, ce qui signifie avoir :

- une bonne résolution en énergie pour séparer les états excités et le fondamental, et faire ainsi de l'élastique et non du quasi-élastique ; dans le cas du ^{11}Be, si l'on veut séparer le premier état excité à 320 keV, cela exige une séparation au moins telle que $\Delta E \simeq 320$ keV, soit, à 40 A.MeV, une résolution en énergie $\frac{\Delta E}{E}$ de l'ordre de 8×10^{-4}.

- une haute intensité, supérieure à 10^4 pps, pour avoir suffisamment de statistique lors d'une prise de mesures qui dure environ 50 heures ;

- une bonne résolution angulaire, $\Delta\Theta \simeq 0.3°$, aux petits angles (où l'on teste la partie coulombienne), et aux grands angles (qui permettent de tester la sensibilité à la densité).

Pour l'expérience présentée ici, on se fondera donc sur :

- des **mesures de bonne statistique dans un grand domaine angulaire**, (notamment de 0° à 100° pour la diffusion élastique ^{10,11,12} Be + p),

- la détermination précise de l'angle de diffusion,

- des mesures aux angles CM ce qui permettra de tester efficacement les ingrédients employés pour le calcul du potentiel d'interaction noyau-noyau, les densités et le modèle d'interaction effective N-N et donc de contraindre les modèles.

- et la bonne qualité optique des faisceaux exotiques fournis en utilisant le double solénoïde supraconducteur SISSI.

On emploiera une cible de polypropylène $(CH_2)_3$, ce qui permettra d'avoir à la fois la réaction sur proton et sur carbone.
Des détecteurs de faisceau ont été utilisés de façon à reconstituer les trajectoires des faisceaux exotiques avant la cible de réaction. On a ainsi accès à **l'angle d'incidence sur la cible**, ce qui est nécessaire avec les faisceaux exotiques, car leur ouverture angulaire est grande, souvent de l'ordre de 1 degré. L'approximation utilisée pour les faisceaux stables, qui consiste à supposer que lorsque l'ouverture angulaire du faisceau est faible sur la cible, on est en incidence normale, n'est donc plus valide ici. Connaître l'angle d'incidence nous permet d'avoir une meilleure détermination de l'angle de diffusion. Cette ouverture angulaire est liée à la production du faisceau exotique par fragmentation. Des galettes à microcanaux dans le spectromètre *Alpha* et avant la cible, permettent d'avoir la forme du faisceau arrivant sur la cible. Après la cible de réaction, la particule diffusée est identifiée au niveau du plan focal par l'énergie qu'elle dépose dans une chambre à ionisation et des scintillateurs plastiques, et son angle avec l'axe optique est calculé par reconstitution de trajectoires à partir des positions X, Y données par 2 chambres à dérive. On dispose donc des angles avant et après la cible : on accède à l'angle de diffusion. En ce qui concerne les détecteurs de faisceau, on verra s'ils sont vraiment adaptés et efficaces dans notre cas.

I.4 Récapitulatif des objectifs

La qualité des résultats expérimentaux assurés par les possibilités du spectromètre SPEG en résolution d'énergie, et des détecteurs de faisceau devraient fournir des données originales et intéressantes. Ces mesures nous permettront de prolonger

l'étude des noyaux exotiques légers, étude entreprise avec l'expérience E229. Il s'agit de tester les interactions effectives nucléon-nucléon pour cette gamme de noyaux exotiques, et d'utiliser la sensibilité à la densité de nos modèles pour en déduire, par comparaison avec les données expérimentales, **la structure des noyaux exotiques** ^{10,11}Be et ^{6}He. On voudrait, en effet, avec ces mesures de diffusion élastique, étendre nos connaissances sur les propriétés des noyaux instables, tant au niveau des densités de matière nucléaire, qu'au niveau des potentiels d'interaction, et savoir si le modèle à trois corps est valide pour étudier la diffusion de l'^{6}He sur carbone. On veut aussi comprendre les effets du halo du ^{11}Be ou de l'^{6}He sur la diffusion élastique. Il s'agit de répondre à un certain nombre d'interrogations sur la validité de la description proposée pour traiter ces noyaux exotiques :

Qu'en est-il du champ moyen pour des noyaux exotiques très légers ? Et quels sont les problèmes que soulèvent les couplages au continuum ? Que peut-on apprendre des réactions envisagées ? Peut-on avoir des indications sur la forme des noyaux ? Quelle précision est-il nécessaire alors d'atteindre sur les sections efficaces ?

Après l'étude des données expérimentales, on s'attaquera aux modèles proposés par les théoriciens pour essayer de décrire avec cohérence les données de diffusion noyau exotique + proton et noyau exotique + noyau.

Chapitre II

Expériences

M. Planck : « *Les expériences sont le seul outil de connaissance dont nous disposions, le reste est poésie, imagination.* »

Dans ce chapitre, nous allons présenter le dispositif expérimental au GANIL. La bonne statistique et la haute résolution dont nous avons vu précédemment la nécessité pour étudier ^{10}Be, ^{11}Be et ^{6}He imposent le dispositif expérimental constitué de SISSI + SPEG : **SISSI**, pour produire par **fragmentation** avec une bonne intensité des faisceaux secondaires de ^{10}Be et de ^{11}Be, et d'^{6}He ; **SPEG** comme **spectromètre de haute résolution** pour séparer et étudier les fragments. On s'intéressera tout d'abord au système SISSI qui permet d'améliorer la production et la transmission du faisceau secondaire, puis à la sélection en moment du faisceau dans le spectromètre *Alpha*. Le rôle des spectromètres *Alpha*, placé après SISSI, et SPEG est double : filtrer en moment, et détecter avec une bonne résolution les particules. Un **dégradeur achromatique** dans l'*Alpha* effectue une purification du faisceau secondaire, ce qui permet la sélection de la particule d'intérêt. Ensuite, le faisceau est transporté jusqu'à la salle G3 où se trouve le spectromètre SPEG, dont le principe est de trier, au niveau de son plan focal, les réactions se produisant à la même énergie.
Nous expliquerons le principe du Spectromètre à perte d'énergie SPEG (II.2) et nous verrons en détail le fonctionnement de la détection du plan focal, ainsi que son électronique et le système d'acquisition des données. Les réglages pour optimiser la sélection du faisceau étudié nécessitent la visualisation de matrices de l'énergie en fonction du temps de vol, et d'énergie donnée par le plastique en fonction de la perte d'énergie dans la chambre à ionisation. C'est donc après avoir décrit la détection et

les paramètres de l'acquisition (II.3) que l'on expliquera dans la partie II.4 comment s'opère la purification du faisceau à l'aide d'un dégradeur achromatique placé dans l'*Alpha*. On détaillera la conversion des données brutes en données physiques qui fournissent les paramètres d'identification et de position (II.3), et enfin on expliquera les calibrations des détecteurs du SPEG et la reconstruction des trajectoires (II.5). On pourra enfin commenter les performances de SPEG et du dispositif adopté pour des expériences avec des faisceaux secondaires. On trouvera en annexe B le formalisme et les notions de base du transport des particules chargées, dont les trajectoires sont calculées et écrites avec des notations d'optique matricielle que nous utiliserons au cours de l'exposé.

II.1 Présentation du dispositif expérimental au GANIL

Dans toute réaction, les particules qui ont interagi doivent être identifiées et sélectionnées avec précision et efficacité. Elles sont caractérisées par leur nombre de masse A (masse M), leur nombre atomique Z, et leur état de charge Q. Pour comprendre la réaction qui a eu lieu, il faut pouvoir accéder à ces grandeurs A, Z, Q et à la vitesse v des particules. On veut pouvoir reconstruire les trajectoires de ces particules. On dispose de relations élémentaires permettant d'obtenir ces inconnues en mesurant des grandeurs auxiliaires. Dans la suite on va les écrire en approximation non relativiste, en utilisant les constantes m_u ($m_u = 931.502$ MeV) et c, vitesse de la lumière; ainsi la relation cinématique donnant l'énergie en fonction de la vitesse s'écrit :

$$E = \frac{Mv^2}{2} = \frac{1}{2}Av^2\frac{m_u}{c^2} \tag{II.1}$$

La **rigidité magnétique** est reliée à M, v et q puis à A, v et Q, par :

$$B\rho = \frac{P}{Q} = \frac{Mv}{Q} = \frac{Av}{Q}\frac{m_u}{c^2} \tag{II.2}$$

À la traversée d'un matériau, l'ion d'énergie E, de nombre atomique Z, va perdre une certaine quantité d'énergie ΔE, donnée, en première approximation, par la loi de Bethe :

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E} \tag{II.3}$$

Le temps de vol de la particule parcourant la distance d est :

$$T_{vol} = \frac{d}{v} \tag{II.4}$$

La détection repose sur la mesure de ces grandeurs et des positions de particules. À partir des expressions II.1 de l'énergie E et II.2 de la rigidité magnétique $B\rho$, on obtient la relation suivante :

$$\frac{Q^2}{A} = \frac{2E}{(B\rho)^2}\frac{m_u}{c^2} \tag{II.5}$$

Le temps de vol T_{vol} et l'énergie E fournissent A :

$$A = \frac{2}{L^2}ET_{vol}^2\frac{c^2}{m_u} \tag{II.6}$$

Les mesures de t_{vol}, E et $B\rho$ fournissent alors :

$$Q = \frac{2ET_{vol}}{L(B\rho)} \tag{II.7}$$

Les deux expériences d'étude du ^{10}Be et du ^{11}Be (E251) et de l'^{6}He (E269) se sont déroulées dans la salle expérimentale G3 du SPEG et ont duré respectivement 21 UT (une unité de temps : 1 UT = 8 heures) et 19 UT (temps total pour E269 qui incluait aussi l'étude du ^{8}B ; 7,5 UT de mesures étaient réservées pour l'^{6}He, et 1 UT pour la calibration du plan focal de SPEG). Elles ont été menées avec les **détecteurs de faisceau** pour mesurer l'**angle d'incidence** du faisceau sur la cible. Contrairement à E251, le dispositif de E269 comportait plusieurs systèmes de **galettes microcanaux** au niveau de l'*Alpha*, avant la cible et au plan focal. Ces galettes ont permis d'accéder à la forme du faisceau sur la cible et d'avoir un déclenchement convenable des détecteurs de faisceau, ce qui n'était pas le cas pour E251. Elles donnent aussi une identification par **temps de vol**.
On se réfèrera dans l'exposé à chacune de ces expériences par leur numéro, et on étudiera parfois des caractéristiques de la détection sur une seule de ces expériences.
Les faisceaux secondaires de ^{10}Be et ^{11}Be, d'^{6}He ont été envoyés lors de chaque expérience sur des cibles de polypropylène, ^{12}C et ^{208}Pb dans la chambre à réaction du SPEG. La rigidité magnétique ($B\rho$) de la ligne après la cible a été modifiée pour sélectionner la réaction à étudier.
L'identification des particules diffusées lors de la réaction a été réalisée au niveau du plan focal du SPEG, grâce aux mesures de leur **perte d'énergie** (équation II.3) et de leur énergie résiduelle, respectivement dans une **chambre à ionisation** et dans les **scintillateurs plastiques**. Deux **chambres à dérive** CD1 et CD2 mesurent les positions X_i et Y_i ($i = 1, 2$) des particules diffusées dans les plans horizontaux et verticaux, ce qui permet d'accéder, par **reconstruction des trajectoires** entre le plan des chambres et le plan focal, au moment et à l'**angle de l'éjectile** dans le plan focal de SPEG. Ensuite, par reconstruction des trajectoires, et à l'aide de la

calibration angulaire entre le plan focal et le plan de la cible, on obtient l'angle de la particule éjectée après la cible. L'**angle d'incidence** sur la cible est obtenu par les deux détecteurs de faisceau qui mesurent les positions dix et diy ($i = 1, 2$).
La production de faisceaux secondaires avec SISSI sera exposée en détail dans le cas de l'^{6}He. Un tableau récapitulatif II.8 en fin de chapitre permettra de consulter les caractéristiques propres à chaque expérience, E251 ou E269.

II.1.1 Production et cycle d'accélération du faisceau primaire

Des ions faiblement chargés sont extraits d'une source ECR (Electron Cyclotron Resonance) puis injectés dans un premier cyclotron compact, $C01$ ou $C02$, qui fonctionnent en alternance et accélèrent les ions jusqu'à quelques centaines de keV, puis les injectent au centre du premier cyclotron CSS1. Ensuite, ils sont à nouveau accélérés par CSS2. CSS1 et CSS2 sont des Cyclotrons dits « à Secteurs Séparés » (CSS) car ils sont composés de zones de champ magnétique fort et de zones de champ faible qui alternent.

CSS1 accélère les ions jusqu'à une dizaine de MeV. Le gain d'énergie par tour et par nucléon dépend des caractéristiques du cyclotron et est proportionnel à l'amplitude maximale de la tension accélératrice et à la charge de la particule accélérée. Or, CSS1 et CSS2 sont couplés en fréquence et en phase [thMC96], et leurs caractéristiques (harmonique, angle d'ouverture de la cavité accélératrice, nombre de gaps accélérateurs traversés) sont identiques. Pour que les ions subissent une nouvelle phase d'accélération plus efficace dans le 2^e cyclotron CSS2, il faut augmenter la charge de l'ion. Après CSS1, les ions sont donc épluchés par une feuille mince (dite « éplucheur », de 10 à 1000 $\mu g/cm^2$, par exemple une feuille mince de ^{12}C), qui provoque un changement d'état de charge, de Q_i à Q_f sans changement de vitesse ni augmentation d'émittance. Leur état de charge positive Q_f est alors bien supérieur à leur état de charge initial Q_i. À la sortie de CSS2, le faisceau a atteint son énergie finale. La gamme d'énergie des ions accélérés est de 20 à 100 A.MeV ; l'intensité maximale est de 10^{10} à 10^{12} ions par seconde.

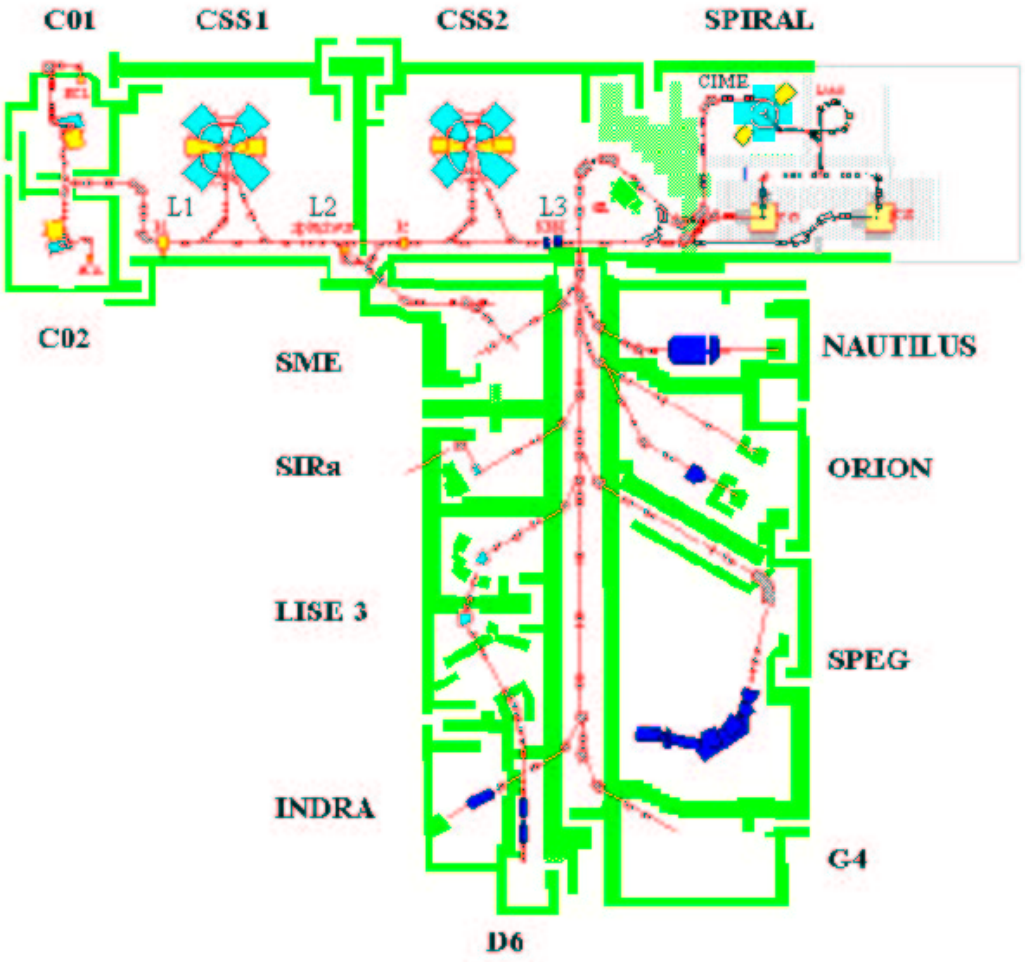


FIG. II.1: *Plan des aires expérimentales du GANIL couplées à SPIRAL.*

Le plan du GANIL (figure II.1), présente le système d'accélération ($C01$, $C02$, CSS1, CSS2). La partie SPIRAL était en chantier lors des expériences E251 (novembre 1995) et E269 (mars 1996).

II.1.2 Production et transmission du faisceau secondaire à l'aide du dispositif SISSI

Fragmentation

Pour produire le faisceau qui nous intéresse, par exemple l'^{6}He, on envoie le faisceau primaire de ^{12}C à 75 A.MeV sur une cible épaisse de carbone. Parmi les mécanismes de réaction dominant aux énergies entre 50 et 100 A.MeV figure **la fragmentation**. En termes du modèle d'abrasion-ablation proposé par les auteurs de [Huf75], les noyaux cible et projectile vont interagir et échanger des nucléons seulement dans leur zone de recouvrement. La partie restante du projectile (quasi-projectile) continue sa trajectoire avec une vitesse proche de celle du faisceau incident. Le quasi-projectile a acquis durant l'interaction une énergie d'excitation qu'il libère par l'émission («évaporation») de nucléons, durant une phase dite d'ablation. La distribution du rapport N/Z des noyaux produits est centrée sur une valeur proche du rapport du faisceau primaire. On produit donc surtout des noyaux stables ou proches de la vallée de stabilité, mais aussi des noyaux instables, à excès ou déficit de neutrons, du fait du processus d'abrasion-ablation. On produit ainsi par fragmentation du projectile sur la cible un ensemble de particules qui forment le faisceau dit **secondaire**, faisceau composite qui comporte des particules de nombre de masse et de numéro atomique inférieurs à ceux du faisceau primaire, depuis les noyaux stables jusqu'aux noyaux très éloignés de la vallée de stabilité : α, ^{6}He, ^{8}B, ^{6,7}Li, ^{9,10,11}Be...

Comme la fragmentation conduit à un faisceau secondaire très focalisé à l'avant, et dont la vitesse est proche de celle du faisceau primaire : cela favorise la collection et le transport des ions.

Mais le processus de fragmentation dégrade les qualités optiques du faisceau : l'ouverture angulaire du faisceau ainsi produit est grande, les ions secondaires sont dans un cône de demi-ouverture au sommet de 80-100 mrad ; or, avec l'acceptance angulaire réduite (5-10 mrad) à l'entrée de la ligne *Alpha*, la transmission va être faible : on perd une grande partie des particules produites. Pour améliorer cette transmission pour les faisceaux secondaires, un dispositif appelé SISSI (Superconducting Intense Source for Secondary Ions) a été conçu ; il augmente l'intensité des faisceaux secondaires en les refocalisant sur la ligne, tout en conservant une bonne qualité optique de ces faisceaux.

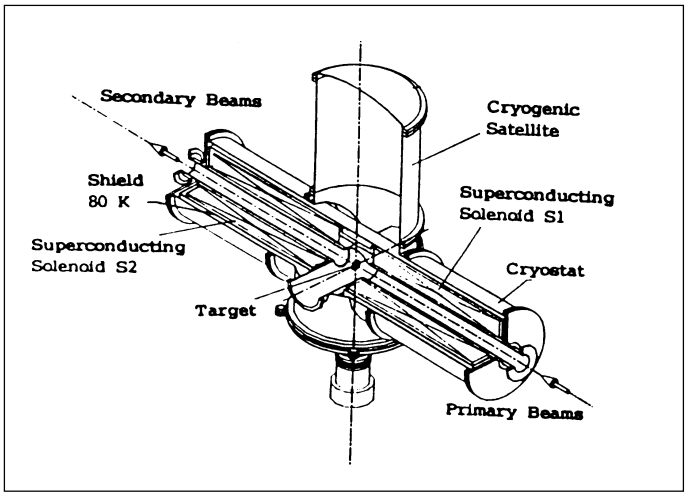


FIG. II.2: *Vue en perspective de SISSI [zBae93].*

Le dispositif SISSI

Le dispositif SISSI est implanté sur la ligne de faisceau après la sortie de CSS2 et avant le spectromètre *Alpha*. Ainsi l'énergie du faisceau primaire est aussi élevée que possible, l'acceptance en moment du faisceau secondaire sera ajustée au passage dans l'*Alpha* monochromatique et on pourra délivrer le faisceau secondaire dans n'importe quelle aire expérimentale. La cible épaisse de production est placée entre les deux solénoïdes supraconducteurs de SISSI, conçus pour augmenter l'acceptance angulaire jusqu'à $\pm$ 80 mrad ($= \pm 5°$).

Ces solénoïdes fonctionnent à la manière de **lentilles magnétiques** (II.3) : S1 focalise le faisceau primaire en une petite tache sur la cible, puis le faisceau est focalisé par S2, de courte focale (0,6 m) qui possède une très grande acceptance angulaire, 80 mrad. D'après le **théorème de Liouville**, l'émittance du faisceau est conservée dans des systèmes sans accélération, donc la taille de la tache Δx va varier en proportion inverse de l'angle $\Delta\theta$. Après S2, les ions produits sont pour la plupart collectés et refocalisés suivant les conditions d'adaptation standard de la ligne, si leur émittance ne dépasse pas l'émittance d'un faisceau primaire, soit si :

$\varepsilon = \pi \Delta x \Delta\Theta \leq 16\pi$ mm.mrad. Comme on a voulu $\Delta\Theta$ égal à 80 mrad (limitation principalement due à des aberrations sphériques), il faut que S1 produise une tache Δx d'environ 0,2 mm de rayon sur la cible. Cette condition fixe les caractéristiques de S1, qui doit être de courte focale (0,6 m).
Le faisceau secondaire est envoyé ensuite dans le spectromètre *Alpha* où il est pu-

rifié par un dégradeur achromatique : on sélectionne ainsi l'^{6}He qui est guidé par un système magnétique achromatique jusqu'à la chambre SPEG. On expliquera le principe de la purification dans la section II.4 de ce chapitre.

La rigidité magnétique élevée des particules (2,88 T.m) nécessite des champs magnétiques élevés de l'ordre de 11 T. Le tableau (II.1) présente les caractéristiques principales des solénoïdes de SISSI et la figure (II.2) montre la structure de SISSI et la position de la cible.

Température de fonctionnement	4,6 K
Intensité maximale de fonctionnement	195 A
Champ nominal maximum sur l'axe	11,76 T
Inductance	69,5 H
Énergie stockée au courant maximal opérationnel	1,2 MJ
Diamètre externe de bobinage	250 mm
Longueur du solénoïde	800 mm
Masse du bobinage	140 kg
Puissance maximale du cryogénérateur	5 W à 4,6 K

Tableau II.1: *Caractéristiques du système SISSI ([zBae93]).*

Les champs magnétiques intenses de SISSI sont maintenus grâce à un **système cryogénique** automatique qui effectue une détente de Joule-Thomson sur de l'hélium prérefroidi à 12 K. En théorie, l'énergie n'est pas dissipée dans les éléments supraconducteurs qui constituent les solénoïdes. On réfrigère alors les éléments supraconducteurs seulement pour compenser les pertes dues aux échanges thermiques (puissance nécessaire inférieure à 1,1 W). Cependant, quand le faisceau interagit avec la cible, un flux important de neutrons et de rayons gamma est créé et, environ 2 W apportés au solénoïde (protégé des neutrons par des écrans) correspondent à une puissance dissipée dans la cible de 0,5 à 1 kW. Il faut donc au moins un cryogénérateur d'une puissance au moins égale à 3,5 W. Lorsque la puissance apportée peut être assez élevée pour entraîner la fusion de la cible, on choisit de mettre en rotation cette cible, à la vitesse de 3000 tr/min, entre deux flasques refroidies à 20 °C. La chaleur est ainsi principalement dissipée par radiation. Le point de fusion du matériau qui sert de cible doit être supérieur à 1000 °C (par exemple : C, Ti, Ni, Zr,

Mo ou Ta ; les cibles adoptées sont du Carbone ou du Tantale, d'épaisseur inférieure à 13 mm).

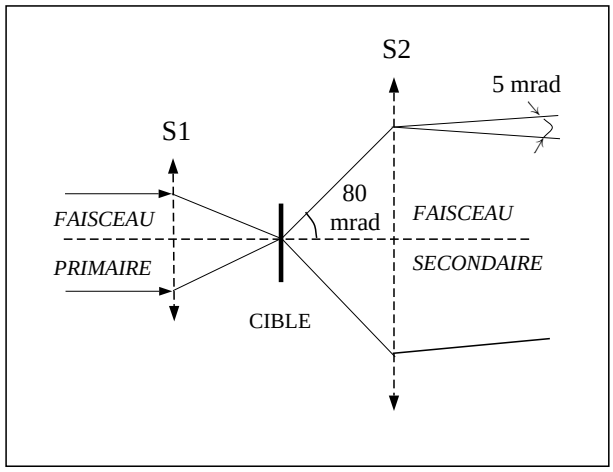


FIG. II.3: *Effet optique des 2 solénoïdes de SISSI.*

SISSI peut être mis hors faisceau durant l'expérience et on rétablit alors la configuration standard de la ligne de faisceau. Pour optimiser l'intensité du faisceau à étudier, on choisit un faisceau primaire et une cible de production adéquats, et on procède à un réglage de la rigidité magnétique de la ligne. La procédure utilisée va être décrite dans la section suivante.

II.1.3 Optimisation du taux de comptage du faisceau secondaire

• **Production de ^{10}Be et ^{11}Be :**

Pour prévoir les réglages de la ligne et les taux de production, on s'appuie sur les prédictions fournies par deux codes qui modélisent la production des faisceaux secondaires, leur interaction avec la cible et le dégradeur (perte d'énergie, diffusion multiple, équilibre de la distribution d'états de charge), leur état de charge final et leur séparation dans les spectromètres doublement achromatiques (A1200, LISE, SPEG) :

- le code LISE [zBaSo], qui est utilisé en cours d'expérience, permet de prévoir les réglages de la ligne LISE doublement achromatique [Ann87] ($B\rho_1$ avant le dégradeur, $B\rho_2$ après le dégradeur) pour optimiser le taux de comptage du fragment étudié.

– le code INTENSITY [Win92] utilisé principalement au GANIL pour la ligne SPEG.

Les sections efficaces de production de fragments sont incluses dans les deux programmes sous forme de formules analytiques qui constituent la **paramétrisation EPAX** et elles sont calculées à partir des travaux exposés dans la référence [Sum90] sur des données à haute énergie (quelques centaines de MeV par nucléon). Le domaine strict du calcul des fragments avec EPAX est limité à des nombres de masse supérieurs à 40. On ne dispose pas d'ensembles de données à plus basse énergie et J. Winger [Win92] s'appuie sur une relative indépendance, par rapport à l'énergie, des sections efficaces de production entre 40 A.MeV et 2 A.GeV, pour en déduire les valeurs des sections pour des énergies inférieures à 100 A.MeV.

Les étapes des mécanismes de réaction qui interviennent dans la production de fragments à énergie intermédiaire (10 à 100 A.MeV) est mal connu. On s'appuie donc sur la description du processus de fragmentation à haute énergie (supérieure à 100 A.MeV), en termes de collisions «participant-spectateur» de nature périphérique : la collision provoque l'ablation de nucléons (spectateurs) qui continuent sur leur trajectoire avec la vitesse du faisceau. Cela conduit au modèle statistique de Goldhaber [Gol74], qui permet de déterminer la largeur angulaire, et en moment, des fragments du projectile. Dans ce modèle simple, la largeur en moment de la distribution gaussienne des fragments, résultant seulement du processus de fragmentation, est isotropique dans le centre de masse du système et s'écrit :

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \frac{A_f(A_p - A_f)}{A_p - 1}$$

avec A_p et A_f les numéros de masse du projectile et du fragment, et σ_0 la largeur réduite estimée par $\sigma_0^2 = p_f^2/5$ où p_f est le moment de Fermi des nucléons à l'intérieur du projectile.

Dans ce processus, l'abrasion des nucléons à partir du projectile est rapide et nette, et la distribution en moment des nucléons dans le projectile avant la collision détermine les distributions du quasi-projectile après la fragmentation. Il n'y a donc pas de modification de la vitesse, ce qui est contraire aux indications expérimentales d'un petit décalage en vitesse, aux énergies intermédiaires (< 100 A.MeV). Une image simple donnée par [Bor85] peut décrire de façon satisfaisante ce décalage en vitesse du fragment V_f :

$$\frac{V_f}{V_p} = \sqrt{1 - \frac{8(A_p - A_f)}{A_f E_p}}$$

où E_p est l'énergie du projectile en MeV par nucléon. Cette fonction suppose que 8 MeV sont nécessaires pour enlever chacun des nucléons ayant subi l'ablation. Les parties transverse et parallèle de la distribution en moment des nucléons sont alors corrigées [Win92], grâce à cette formule qui est rendue symétrique de part et d'autre de $A_f = A_p/2$ pour rendre compte des données. On l'emploie ainsi dans les codes LISE et INTENSITY.

Les deux codes utilisent des données à plus haute énergie (entre 1 et 300 GeV) que celles du GANIL (10 à 100 A.MeV). Aux énergies du GANIL le mécanisme de fragmentation est différent et les formules de sections efficaces des programmes ne sont plus adaptées, mais on ne dispose pas d'un nombre suffisant de données de sections efficaces par fragmentation d'ions lourds aux énergies inférieures à 100 A.MeV [1]. À haute et moyenne énergie, la paramétrisation EPAX convient pour prédire la section efficace de production des fragments proches de la vallée de stabilité, mais la production de fragments légers est mal reproduite par EPAX. De plus, dans le cas des noyaux pauvres en neutrons, les sections efficaces de production mesurées sont généralement plus élevées que les prédictions [Web94] et surestimées pour les noyaux très riches en neutrons. Aux énergies du GANIL, l'hypothèse de la seule fragmentation ne suffit pas, des réactions de transfert peuvent contribuer à la production du fragment étudié.

Nous utilisons néanmoins les deux codes car ils nous permettent de calculer les réglages qui optimisent la production. Pour calculer les rigidités magnétiques de la ligne, les programmes lisent au début du calcul un fichier de caractéristiques optiques du dispositif (grandissements horizontal et vertical, angulaires, acceptance...) qui permet de décrire le transport du faisceau à l'aide de formules analytiques optiques du premier ordre.

Le tableau II.2 (extrait de la proposition d'expérience de décembre 1994) donne les résultats d'une simulation LISE des taux de comptage espérés pour $2e\mu A$ d'^{18}O (soit $\frac{2000nAe}{Z=8}$ =250 pnA soit $\frac{250pnA}{1,6\times10^{-10}} \simeq 1,6\times10^{12}$ pps) incidents sur la cible de production, et une acceptance $\dfrac{\Delta p}{p} = 0,6$ % et $\Delta\theta = \Delta\Phi = \pm$ 50 mrad pour SISSI. La rigidité magnétique supposée pour la ligne après SISSI correspond à l'optimum de transmission pour le ^{11}Be, les taux obtenus en ^{10}Be et ^{12}Be pour ce réglage sont également très proches de leur optimum. Remarquons que cette optimisation n'avait pas été possible dans l'expérience E229, car le prototype du porte-cible de SISSI disponible à

1. Récemment, des mesures de ce type ont été réalisées sur le spectromètre LISE lors d'une expérience dont les porte-parole étaient P. Roussel-Chomaz et R. Bimbot. Il faudrait étendre cette expérience pour dégager une systématique de la fragmentation aux énergies du GANIL.

cette époque ne permettait pas d'utiliser des cibles assez épaisses. Cependant, cette première expérience a permis de vérifier que les taux de production calculés avec le code LISE sont conformes aux mesures expérimentales pour les faisceaux considérés. De plus, les mêmes calculs ont été menés avec le code INTENSITY (tableau II.3) et conduisent à des résultats proches.

On sélectionne une épaisseur de cible calculée avec INTENSITY. On peut augmenter l'épaisseur de cette cible en faisant tourner la cible d'un angle α, ce qui permet d'avoir une densité (en mg/cm^2) traversée par le faisceau primaire de : $\rho e = \frac{\rho e_o}{\cos \alpha}$. La cible de fragmentation de SISSI est dans chaque cas du carbone d'épaisseur $e =$ 6 mm, de densité volumique 1800 mg/cm^3, ce qui donne une densité de : $\rho e_o = 1080$ mg/cm^2. Tournée de 29°, la cible a une densité de 1240 mg/cm^2, ce qui correspond à peu près à l'épaisseur optimale pour la production de ^{11}Be, et permet également de faire correspondre l'optimum de la production des noyaux riches en neutrons avec la rigidité magnétique des lignes de faisceau du GANIL.

• **Production de ^{6}He :**

On calcule avec INTENSITY la production de l'^{6}He par fragmentation sur une cible de carbone d'un faisceau primaire de ^{12}C à 75 A.MeV, d'intensité 250 pnA. L'acceptance en moment adoptée est de : $\pm$ 0,60 % et les acceptances angulaires horizontale et verticale sont de $\Delta\theta = \Delta\Phi = \pm$ 50 mrad pour SISSI.

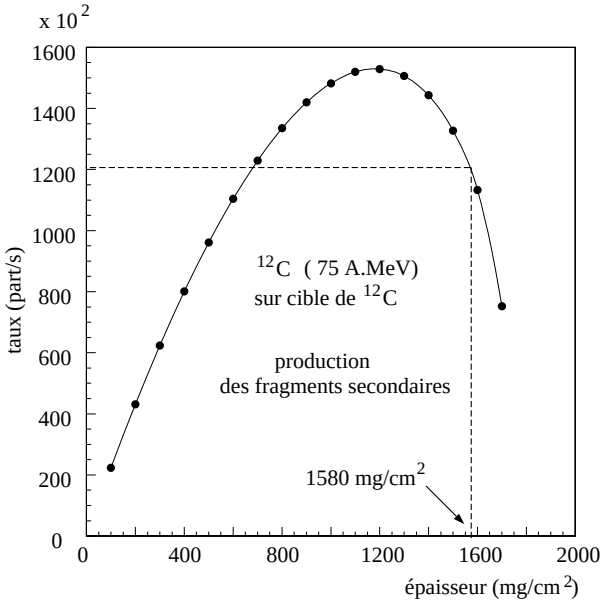


FIG. II.4: *Taux de production du faisceau secondaire en fonction de l'épaisseur de la cible dans le cas de l'^{6}He. Le calcul est effectué avec le code INTENSITY.*

Fragments	Production (pps)	Énergie A.MeV	Après purification
^{15}B	$2{,}2 \times 10^4$	42,4	
^{14}B	$3{,}7 \times 10^5$	48,5	
^{13}B	$2{,}1 \times 10^6$	56,0	
^{12}B	$5{,}5 \times 10^5$	65,5	
^{11}B	$2{,}0 \times 10^3$	77,4	
^{14}Be	1,0	31,3	
^{12}Be	$6{,}2 \times 10^4$	42,4	$4{,}0 \times 10^4$
^{11}Be	$8{,}7 \times 10^5$	50,3	$5{,}0 \times 10^5$
^{10}Be	$2{,}7 \times 10^6$	60,5	$2{,}2 \times 10^6$
^{9}Be	$3{,}7 \times 10^5$	74,1	
^{11}Li	6,0	28,6	
^{9}Li	$2{,}0 \times 10^5$	42,4	
^{8}Li	$1{,}8 \times 10^6$	53,4	
^{7}Li	$1{,}9 \times 10^6$	69,1	
^{6}Li	$3{,}4 \times 10^4$	92,9	
^{8}He	31,0	24,1	
^{6}He	$4{,}5 \times 10^5$	42,4	
^{4}He	$2{,}2 \times 10^5$	92,9	

Tableau II.2: *Production des faisceaux secondaires estimés par LISE avant et après purification. [zBaSo]*

On optimise le taux de production du faisceau secondaire en jouant sur l'épaisseur de la cible de Carbone de SISSI. La figure II.4 montre qu'on obtient un taux maximal pour une épaisseur égale à 1200 mg/cm^2, mais l'^{6}He est alors produit avec une énergie de 52,0 A.MeV, ce qui conduit à $B\rho = 3,156$ T.m supérieur à la rigidité magnétique maximale de la ligne : 2,88 T.m. Il faut donc employer une cible plus épaisse qui conduit à un faisceau secondaire d'^{6}He moins énergétique. De plus, l'expérience, E251, antérieure à celle de l'^{6}He, a été menée avec des faisceaux de ^{10}Be et ^{11}Be respectivement d'énergie 39,1 A.MeV et 38,4 A.MeV. Pour poursuivre l'étude des noyaux légers à cette même énergie d'environ 40 A.MeV, nous avons choisi une épaisseur de cible adéquate : 1580 mg/cm^2 qui donne, par un calcul avec le code INTENSITY, un faisceau d'^{6}He au taux de $4,2 \times 10^5$ pps, avec une rigidité magnétique de $B\rho = 2,736$ T.m soit une énergie de E = 39,3 A.MeV.

Il faut ensuite sélectionner la rigidité magnétique de la ligne, de SISSI à la première partie de la ligne avant le dégradeur achromatique de l'*Alpha*, de façon à optimiser la production de l'^{6}He (figure II.5).

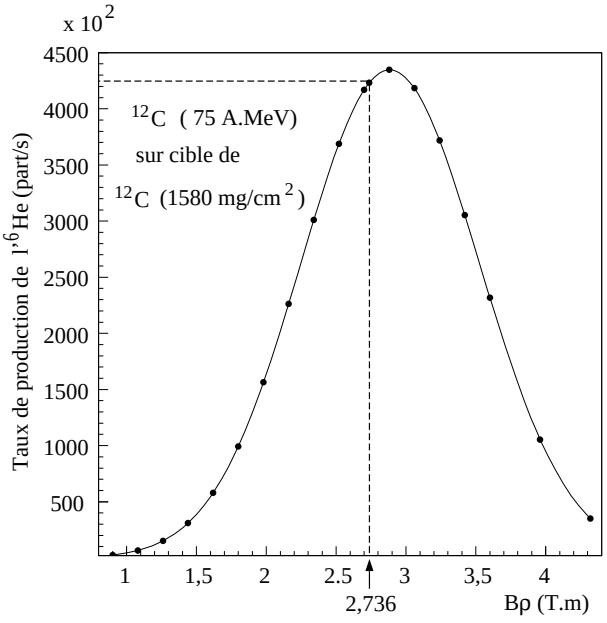


FIG. II.5: *Estimation, par le code INTENSITY, du taux de production de l'^{6}He en fonction de $B\rho$.*

	Prévisions INTENSITY		
	$\Delta\theta = \Delta\Phi = \pm$ 50 mrad pour SISSI		
	Acceptance $\frac{\Delta p}{p} = 0,5\%$	Acceptance $\frac{\Delta p}{p} = 0,6\%$	
	Ouverture des fentes 7,0 mm		
	^{6}He	**^{10}Be**	**^{11}Be**
faisceau primaire	^{12}C 75 A.MeV	^{18}O 75 A.MeV	^{18}O 75 A.MeV
comptage	160 pnA $\rightarrow 10^{12}$ pps	250 pnA $\rightarrow 0,75 \times 10^{12}$ pps	250 pnA $\rightarrow 0,75 \times 10^{12}$ pps
cible SISSI	^{12}C	^{12}C	^{12}C
épaisseur e_o $\rho_{^{12}\mathrm{C}} = 1,8$ mg/cm^3 épaisseur e' angle calculé	$e_o = 8,45$ mm $\rho e_o = 1521$ mg/cm^2 $\rho e' = 1580$ mg/cm^2 $\arccos(\rho e_o/\rho e') = 15,7^o$	$e_o = 6$ mm $\rho e_o = 1080$ mg/cm^2 $\rho e' = 1240$ mg/cm^2 20^o	$e_o = 6$ mm $\rho e_o = 1080$ mg/cm^2 $\rho e' = 1240$ mg/cm^2 $29,4^o$
dégradeur	$(CH_3 - CH = CH_2)$	^{27}Al	^{27}Al 270 mg/cm^2
comptage secondaire	$4,2 \times 10^5$ pps	$3,6 \times 10^6$ pps	$7,8 \times 10^5$ pps
$B\rho_1$(T.m)	2,7362	2,4120	2,6244
$B\rho_2$(T.m)	2,7006	2,2772	2,4821
énergie	38,31 A.MeV	39,14 A.MeV	38,43 A.MeV

Tableau II.3: *Production des faisceaux secondaires estimés par INTENSITY. $B\rho_1$ est la rigidité magnétique sur la ligne après SISSI et avant le dégradeur, $B\rho_2$ est celle de la ligne après le dégradeur et jusqu'au SPEG (avant la cible de réaction). ρe' est l'épaisseur effective de la cible de SISSI inclinée d'un angle α indiqué dans le cas de chaque faisceau, ρe_o étant l'épaisseur initiale de la cible avant rotation.*

• **Conditions expérimentales :** Les taux de comptage obtenus lors de l'expérience ainsi que les conditions de réglage réel sont indiqués sur le tableau II.8, en fin de chapitre. On pourra consulter, en annexe D, les conditions de réglage des rigidités magnétiques.

La production des faisceaux de ^{10}Be et ^{11}Be a été réalisée avec un faisceau primaire de ^{18}O à 75 A.MeV, avec une intensité de 200 pnA. Le choix de l'^{18}O, par rapport à ^{13}C, a été conditionné par la série isotopique que nous voulions étudier : ^{10,11,12}Be. Le taux de production de ^{12}Be était meilleur avec ^{18}O. En fait, les taux obtenus durant l'expérience (800 pps), plus faibles que prévus d'un facteur 50, ne nous ont pas permis de traiter ce noyau.

On optimise le taux de production du faisceau secondaire en tounant la cible de Carbone de SISSI ; on joue ainsi sur son épaisseur.
Le code INTENSITY calcule une épaisseur de cible ρe et une rigidité magnétique $B\rho$ peu éloignées des valeurs adéquates obtenues lors de l'expérience, mais son pouvoir prédictif pour les taux de production est faible. En effet, les formules donnant ρe et $B\rho$ pour sélectionner le fragment d'intérêt sont déduites de calculs de perte d'énergie et des relations cinématiques et dynamiques, mais on a vu que le taux de production dépend du mécanisme de fragmentation dans la cible, et que les formules employées pour la fragmentation dans le programme INTENSITY ne sont pas valides dans le cas des noyaux très riches en neutrons ou très déficients en neutrons. On obtient expérimentalement des taux de production d'un facteur 10 à 100 fois plus faibles que les prédictions. Par conséquent, les taux de production qui sont indiqués sur les deux graphes (II.4 et II.5) sont donnés à un facteur près... donné par l'expérience !

Le tableau II.2 a montré que le faisceau à étudier était produit avec un ensemble de particules, avec un taux de comptage correspondant à moins de 20 % du taux de comptage total du faisceau secondaire composite. Il sera donc préférable de purifier le faisceau, de façon à ne garder que la particule d'intérêt.

II.1.4 Transmission de SISSI et du spectromètre *Alpha*

Après SISSI, le faisceau secondaire est envoyé dans le spectromètre *Alpha* qui tire son nom de sa forme, et qui impose aux particules une déviation totale de 270° entre le point objet et les fentes de sortie. Le spectromètre permet de sélectionner en moment le faisceau et de le dévier vers l'entrée de l'arête de poisson qui dessert les différentes aires expérimentales (figure II.1).
La transmission est le rapport entre le taux de particules en sortie sur le taux en entrée d'un élément magnétique ou d'une ligne de transport. On peut aussi ca-

Transmission	Valeurs nominales [zNPT94]	Valeurs mesurées [thCG96]
angulaire (θ et φ)	$\pm$ 80 mrad (FWHM)	$\pm$ 45 mrad (FWHM)
en moment ($\Delta p/p$)	$\pm$ 0,6%	$\pm$ 0,5%
TOTALE	50 %	16 %

Tableau II.4: *Valeurs des transmissions de SISSI couplé au spectromètre Alpha.*

ractériser une transmission angulaire, ou une transmission en moment du faisceau. Le tableau II.4 compare les valeurs nominales (calculées avec le code de transport ZGOUBI [zNPT94]) aux valeurs mesurées de transmission du faisceau pour le système SISSI + *Alpha*. L'émittance nominale pour le système SISSI + *Alpha* est de 16 π mm.mrad.

Les mesures de transmission du faisceau depuis SISSI jusqu'au plan objet du SPEG ont été réalisées lors de l'expérience E229 [thCG96], que l'on a déjà évoquée au chapitre I, et confirmées ensuite par d'autres expériences menées avec le SPEG. Le principe de ces mesures est expliqué brièvement en annexe C.3. La transmission en moment totale, mesurée, a une valeur de 0,50 %, avec une erreur estimée à 10 %. Or, la valeur nominale totale de la transmission est de $\pm$ 0,6 % soit 1,2 %, et des expériences à la suite de E229, menées dans des aires expérimentales autres que le SPEG, telles que LISE ou ORION, ont donné une transmission de 1 %, proche de la valeur nominale. Ce problème de transmission a affecté aussi notre expérience E251. Entre les deux expériences E251 et E269, le problème a été résolu : on a compris qu'il provenait d'une inversion de polarité des quadrupôles Q31 et Q32 au niveau de l'*Alpha*. Les courants dans Q31 et Q32 sont normalement positifs. Ce nouveau réglage a permis d'augmenter l'intensité d'un facteur 10, facteur que l'on perdait auparavant dans l'*Alpha*.

Les transmissions angulaires mesurées dans les plans (X, Z) et (Y, Z) sont plus faibles que les valeurs nominales (II.4). Cette diminution est attribuée principalement à des problèmes d'alignement du faisceau primaire sur la cible de production.

II.2 Sélection en moment par le spectromètre SPEG

Le pouvoir de sélection de l'*Alpha* situé après la production du faisceau secondaire, et du spectromètre SPEG, localisé entre la cible de réaction et les détecteurs, permettent de filtrer et de détecter les particules avec une très bonne résolution.
Comme les faisceaux secondaires sont de moins bonne qualité optique que les faisceaux primaires, on essaie d'optimiser les performances en termes de résolution d'énergie des spectromètres. Leurs résolutions en énergie sont de l'ordre de 10^{-3} à environ 10^{-5}, que l'on peut comparer aux autres détecteurs (scintillateurs, semiconducteurs, galettes) dont les performances sont globalement moins bonnes de deux à trois ordres de grandeur.

II.2.1 Principe du spectromètre à perte d'énergie

Une particule de charge Q qui se meut à la vitesse $\vec{v}$ dans une région de l'espace où règne un champ magnétique $\vec{B}$ est soumise à une force d'intensité $\vec{F} = Q\vec{v} \wedge \vec{B}$ et on montre que la trajectoire est un arc de cercle de rayon ρ et donc que :

$$F = BQv = \frac{Mv^2}{\rho}.$$

Le champ magnétique permet de séparer les particules produites par la réaction nucléaire qui a lieu entre les particules du faisceau et la cible suivant la **rigidité magnétique** $B\rho = \frac{p}{Q}$, avec p l'impulsion de la particule. Elle est donnée par l'équation II.2 en approximation non relativiste.
Lorsqu'un faisceau de particules traversant un spectromètre c'est-à-dire une zone de l'espace où le champ $\vec{B}$ est constant (sauf effets de bord), les particules de rigidités magnétiques différentes vont suivre des trajectoires de courbure ρ différentes, donc en sortie du spectromètre leurs positions, sur un axe perpendiculaire au faisceau et à $\vec{B}$, seront séparées.

Le principe du SPEG est de séparer les produits de réaction issus de la cible et de mesurer le Q_r d'une réaction grâce aux mesures de l'impulsion du projectile et de l'éjectile. Le SPEG est constitué en aval de la chambre à réaction d'un système dit d'**analyse**, qui disperse le faisceau sur la cible, et en amont, d'un ensemble dit **spectromètre** qui sélectionne les produits de réaction.
En annexe B, un chapitre est consacré au transport des particules chargées et aux définitions et formules d'**optique magnétique** employées pour le code **TRANSPORT**. Les mêmes notations sont adoptées ici pour décrire le principe du spectro-

mètre SPEG. Ses caractéristiques relatives à l'optique magnétique sont détaillées en annexe dans le tableau C.1.

Sur la figure II.6, la ligne d'analyse, qui guide le faisceau depuis l'entrée de SPEG jusqu'à la cible, se compose de quadrupôles, sextupôles, et du dipôle d'analyse D3P. On dispose aussi de dipôles correcteurs, situés au niveau des dipôles principaux, permettant de déplacer horizontalement ou verticalement le faisceau et donc de corriger des effets du second ordre.

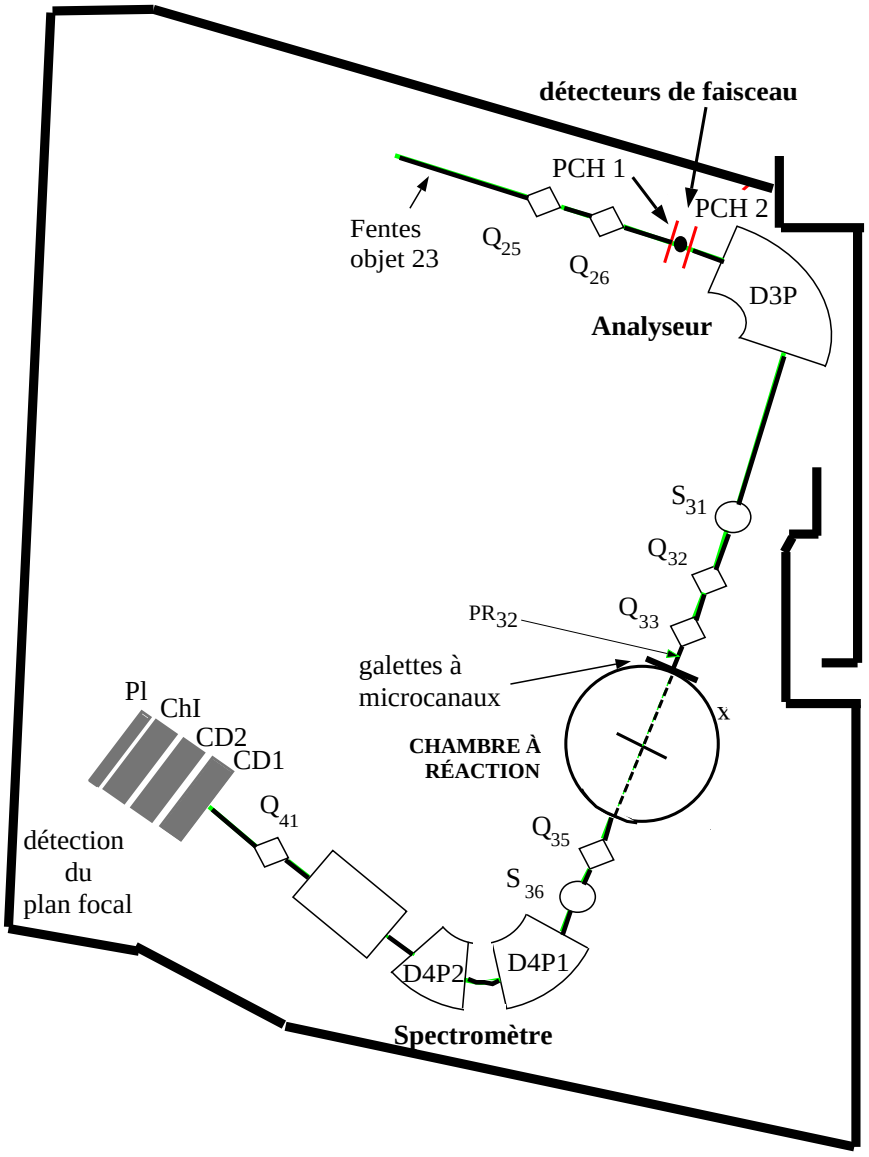


FIG. II.6: *Configuration de la chambre expérimentale SPEG.*

L'analyseur disperse le faisceau sur la cible. Le spectromètre est formé principalement de deux quadrupôles (Q_{35} en entrée et Q_{41} en sortie), d'un sextupôle S_{36} et de deux dipôles dipôles D4P1 et D4P2. Il guide les particules diffusées et l'analyseur est réglé de sorte que le spectromètre regroupe en une même image focale les particules qui ont subi dans la cible la même perte d'énergie, comme l'illustre la figure II.7. Ainsi, les particules qui ont subi la même réaction de diffusion élastique sur une cible infiniment lourde n'ont pas perdu d'énergie, elles conservent l'énergie du faisceau ($\delta = 0$) et elles laissent une trace qui correspond au point B de la focale. Pour toute autre réaction se traduisant par une perte d'énergie, $\delta \neq 0$ la focalisation se fait en un point B' situé à la distance $BB' = T_{16}\delta$.

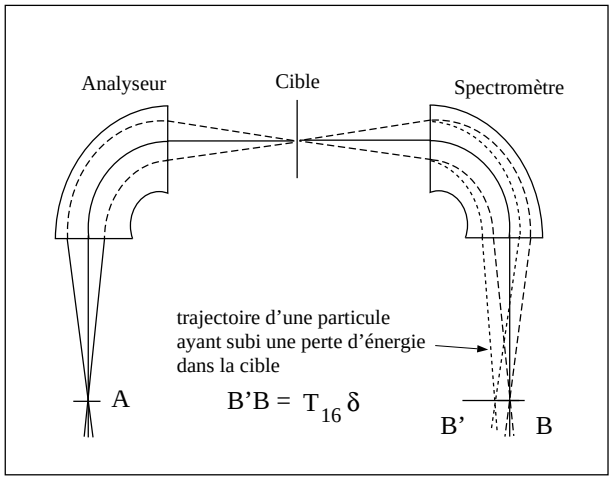


FIG. II.7: *Perte d'énergie.*

L'astuce, pour avoir une résolution en moment dans le plan focal indépendante de celle du faisceau, est de construire une ligne qui contienne des éléments magnétiques dispersifs (analyseur), mais dont le réglage soit tel que le système complet $SPEG = \{Spectro + Analyseur\}$ est achromatique (II.8). Nous allons montrer que pour un tel ensemble la position finale, x_{focal}, et donc la résolution, dépend seulement de la perte d'énergie dans la cible.
Un système est dit **non dispersif** si la dispersion est nulle $[T_{16} = \left(\frac{x}{\delta}\right) = 0]$, et **achromatique** si $T_{16} = 0$ et $T_{26} = 0$ où $T_{26} = \left(\frac{\theta}{\delta}\right)$ est la dispersion angulaire.
Nous allons examiner les relations de transport seulement au niveau de la coordonnée x, pour simplifier, et déduire de la condition d'achromaticité les caractéristiques optiques de l'analyseur à partir de celles du spectromètre. Le plan dispersif intermédiaire de l'analyseur détermine une focale intermédiaire qui est située au niveau du

plan du porte-cible, dans la chambre à réaction. Entre ce plan et le plan objet du spectromètre, la position en x, notée x_{cible} s'exprime sous la forme :

$$x_{cible} = \left(\frac{x}{x}\right)_A x_{objet} + \left(\frac{x}{\theta}\right)_A (\theta)_{objet} + \left(\frac{x}{\delta}\right)_A (\delta)_{objet} \qquad \text{(II.8)}$$

avec $\left(\frac{x}{x}\right)_A \equiv \left(\frac{x}{x}\right)_{Analyseur}$ et $\left(\frac{x}{x}\right)_S \equiv \left(\frac{x}{x}\right)_{Spectro}$. Comme on veut la focale intermédiaire au plan cible, on impose une focalisation point-point par $\left(\frac{x}{\theta}\right)_A = 0$.

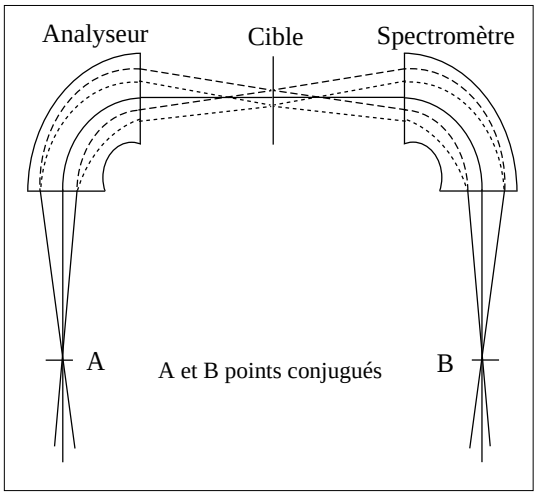


FIG. II.8: *Achromatisme.*

On relie la position au niveau du plan focal de SPEG, x_{foc} à la position intermédiaire x_{cible} (juste après le plan cible) par :

$$x_{foc} = \left(\frac{x}{x}\right)_S x_{cible} + \left(\frac{x}{\theta}\right)_S (\theta)_{cible} + \left(\frac{x}{\delta}\right)_S (\delta)_{cible} \qquad \text{(II.9)}$$

La focalisation point-point entre la cible et le plan focal est réalisée avec :
$\left(\frac{x}{\theta}\right)_S = 0$.
Les deux relations pour l'analyseur et le spectromètre se simplifient en :

$$x_{cible} = \left(\frac{x}{x}\right)_A x_{objet} + \left(\frac{x}{\delta}\right)_A (\delta)_{objet} \qquad \text{(II.10)}$$

$$x_{foc} = \left(\frac{x}{x}\right)_S x_{cible} + \left(\frac{x}{\delta}\right)_S (\delta)_{cible} \qquad \text{(II.11)}$$

Dans un premier temps, on va considérer qu'il n'y a pas de cible, donc pas de changement du moment au niveau du plan intermédiaire. En substituant x_{cible} dans

l'expression de x_{foc}, et comme on prend $(\delta)_{cible} = (\delta)_{objet}$, on obtient :

$$\begin{aligned} x_{foc} &= \left(\frac{x}{x}\right)_S \left[\left(\frac{x}{x}\right)_A x_{objet} + \left(\frac{x}{\delta}\right)_A (\delta)_{objet}\right] + \left(\frac{x}{\delta}\right)_S (\delta)_{cible} \\ &= \left(\frac{x}{x}\right)_S \left(\frac{x}{x}\right)_A x_{objet} + \left[\left(\frac{x}{x}\right)_S \left(\frac{x}{\delta}\right)_A + \left(\frac{x}{\delta}\right)_S\right] (\delta)_{objet} \end{aligned} \qquad \text{(II.12)}$$

Le système est non dispersif, si la position finale ne dépend pas de δ ce qui est réalisé en imposant : $\dfrac{\partial x_{foc}}{\partial \delta} = 0$. L'équation II.12 conduit alors à :

$$\left[\left(\frac{x}{x}\right)_S \left(\frac{x}{\delta}\right)_A + \left(\frac{x}{\delta}\right)_S\right] = 0 \qquad \text{(II.13)}$$

Les dispersions de l'analyseur et du spectromètre seront prises positives, ce qui impose un grandissement horizontal du spectromètre de valeur négative.

Les valeurs $\left(\frac{x}{x}\right)_S$ et $\left(\frac{x}{\delta}\right)_S$ du spectromètre étant fixées, on voit que cette relation impose la dispersion de l'analyseur. Le SPEG sera donc achromatique si l'équation II.13 est vérifiée et si $T_{26} = 0$.

La position en x_{foc} dépend alors seulement des grandissements horizontaux de l'analyseur et du spectromètre :

$x_{foc} = \left(\frac{x}{x}\right)_S \left(\frac{x}{x}\right)_A x_{objet}$.

Les paramètres ont été déterminés à partir de calculs TRANSPORT [zTRANS80] et fixés à des valeurs compatibles avec la relation II.13, et les exigences de sélectivité et de haute résolution du spectromètre [Bia89]. Ils sont indiqués dans la table suivante :

$$\left(\frac{x}{x}\right)_S = -\ 0{,}80216$$

$$\left(\frac{x}{\delta}\right)_S = 8{,}10788 \text{ cm/\%}$$

$$\left(\frac{x}{\delta}\right)_A = 9{,}86000 \text{ cm/\%}$$

$$\left(\frac{x}{x}\right)_A = 0{,}17593$$

Plaçons maintenant une cible à la focale intermédiaire :

désormais, $\delta_{foc} = \delta_{cible} = \delta_{objet} + \delta_{réaction}$

alors :

$$x_{foc} = \left(\frac{x}{x}\right)_S \left[\left(\frac{x}{x}\right)_A x_{objet} + \left(\frac{x}{\delta}\right)_A (\delta)_{objet}\right] + \left(\frac{x}{\delta}\right)_S \left[(\delta)_{objet}) + \delta_{réaction}\right]$$

$$= \left(\frac{x}{x}\right)_S \left(\frac{x}{x}\right)_A x_{objet} + \left[\left(\frac{x}{x}\right)_S \left(\frac{x}{\delta}\right)_A + \left(\frac{x}{\delta}\right)_S\right] (\delta)_{objet} + \left(\frac{x}{\delta}\right)_S \delta_{réaction} \tag{II.14}$$

qui se simplifie à l'aide de la relation (II.13) en :

$$x_{foc} = \left(\frac{x}{x}\right)_S \left(\frac{x}{x}\right)_A x_{objet} + \left(\frac{x}{\delta}\right)_S \delta_{réaction} \tag{II.15}$$

Le terme $\left(\frac{x}{x}\right)_S \left(\frac{x}{x}\right)_A x_{objet}$ doit être petit devant $\left(\frac{x}{\delta}\right)_S \delta_{réaction}$, et ainsi : $x_{foc} = \left(\frac{x}{\delta}\right)_S \delta_{réaction}$.

Les deux quadrupôles Q_{32} et Q_{33} réalisent $(T_{16})_{analyseur} = \frac{(T_{16})_{spectro}}{(T_{11})_{spectro}}$, ce qui remplit la condition II.13, et donne une dispersion accordée aux caractéristiques du spectromètre. Le quadrupôle Q_{35} situé derrière la cible entraîne une focalisation verticale, et il est réglé pour avoir une acceptance angulaire verticale de $\pm$ 35 mrad ($=\pm 2°$) dans le spectromètre. Q_{41} situé à la sortie du spectromètre permet de modifier la dispersion angulaire horizontale au plan focal.
L'ouverture angulaire du spectromètre est définie par deux paires de lèvres : la première, verticale, est placée directement à la sortie de la chambre à cibles, et la deuxième, horizontale, est située après le quadrupôle Q_{35} et du sextupôle S_{36}. Elles couvrent un domaine angulaire de $\pm$ 2° horizontalement et verticalement. Pour obtenir l'ouverture réelle, il faut veiller à corriger l'ouverture horizontale des effets dus aux éléments magnétiques.
Le SPEG a été conçu et réalisé avec une haute résolution nominale de 10^{-4} pour un objet de $\pm$ 0,5 mm sur la cible. La détermination de la résolution en fonction des caractéristiques du système est donnée en annexe C.1.

II.2.2 Conditions expérimentales

1° Contrôle du faisceau :

L'émittance du faisceau se règle grâce à des fentes horizontales et verticales réparties sur le parcours.

• Dans le cas des mesures à 0^0, la diffusion sur les bords des fentes produit un faisceau dégradé qui peut être transporté jusqu'au spectromètre, ce qui entraîne une augmentation considérable du bruit de fond dans la détection et rend toute mesure impossible. Pour éviter ce problème, la taille et la divergence du faisceau sont définies le plus en amont possible du point objet, et l'émittance est déterminée par des fentes placées avant l'*Alpha*. Ainsi, le bruit de fond de diffusion sur les fentes est diminué par le filtrage magnétique très sélectif du spectromètre *Alpha*.

• Il faut travailler avec les fentes fermées en vertical pour ne pas avoir de problèmes de calibration. Sinon, comme on procède en cinématique inverse, on se déplace énormément sur la focale avec SPEG, et on est vite limité suivant la dimension verticale, le faisceau frappe alors les bords des chambres du plan focal.

• Pour maîtriser les effets liés à la grande émittance des faisceaux secondaires : grande ouverture angulaire et largeur sur la cible des faisceaux incidents, augmentation des effets dus aux aberrations du spectromètre, il faut connaître la trajectoire du faisceau événement par événement.

• Pour s'affranchir des problèmes liés à l'ouverture des faisceaux secondaires ($\Delta\theta = 1°$) rencontrés lors de la précédente expérience sur SISSI (E229), on utilise des **détecteurs de faisceau** qui mesurent les positions horizontales et verticales des ions secondaires, particule par particule, et qui permettent de reconstituer leurs trajectoires avant la cible de réaction. Ces détecteurs sont nécessaires pour toutes les expériences avec les faisceaux secondaires. Leur fonctionnement sera détaillé dans la partie II.3.1.

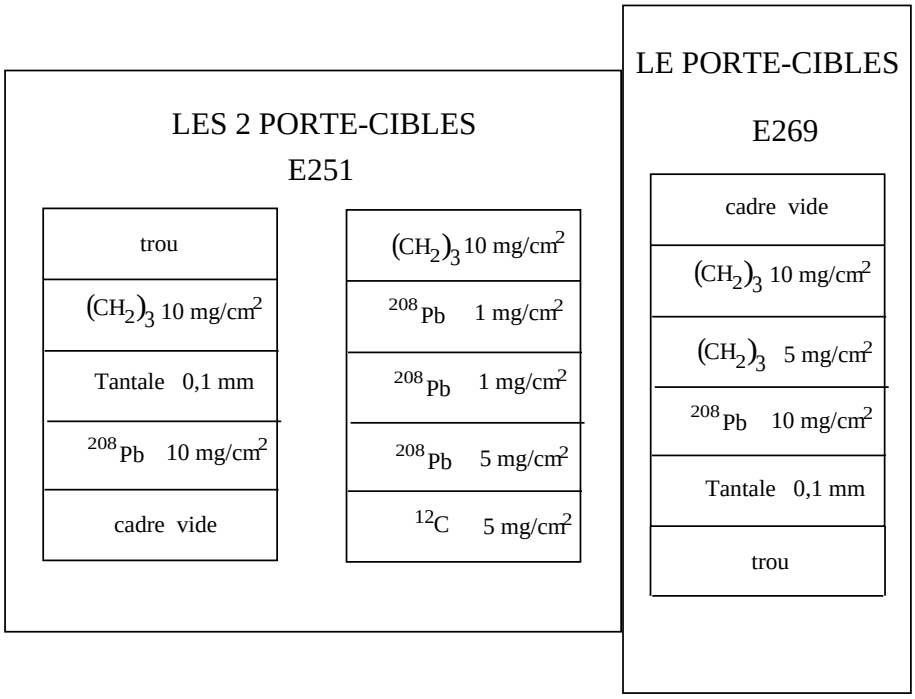


FIG. II.9: *Porte-cibles*

2^o La chambre à réaction :

Elle est située entre l'analyseur et le spectromètre et solidaire de celui-ci. Cylindrique, d'une hauteur de 130 cm et d'un rayon utile de 91 cm, elle est équipée d'un sas où l'on fait le vide, pouvant contenir 6 cibles, pour faciliter les changements de cibles durant l'expérience. La chambre à cibles possède trois couronnes d'axe vertical qui peuvent accueillir des détecteurs.
Dans un système fixé dans une extension en aval de la cible, on peut positionner un masque pourvu de fentes (c'est une grille que l'on appelle **écumoire** ou peigne africain!) et réaliser ainsi **l'étalonnage angulaire** qui sera détaillé en section II.5.3.

Les cibles.

On utilise des cibles de polypropylène $(CH_2)_3$ d'épaisseur 10 mg/cm^2
($\rho = 0,896$ g/cm^3 et $e = 100\ \mu m$) et ^{208}Pb d'épaisseur 3 mg/cm^2 (pour limiter les dispersions angulaires à environ 0,1°), 1 mg/cm^2 et 10 mg/cm^2.
Les dimensions des cibles (10 cm suivant X et 3 cm suivant Y) sont adaptées à la taille des faisceaux secondaires (dispersion de l'analyseur = 10 cm % et 1 % de largeur en moment du faisceau) . La figure II.9 présente la disposition des cibles dans les deux expériences.
Les épaisseurs de cibles nécessaires pour réaliser cette expérience limitent la résolution en énergie à environ 250 keV.

3° Exposition de SPEG :
Le spectromètre proprement dit, après la cible, peut tourner jusqu'à 90°. On fait varier l'angle en déplaçant les 200 tonnes de la partie mobile du spectromètre montée sur coussins d'air.
Les mesures de diffusion élastique sur la cible de $(CH_2)_3$ ont nécessité trois expositions de SPEG à trois angles différents pour obtenir les sections efficaces
^{10}Be + ^{12}C dans un domaine angulaire allant jusqu'à $\theta_{cm} = 15°$ environ ($\theta_{lab} = 7,5°$).
Dans le cas de la diffusion proton-noyau, on travaille en cinématique inverse puisque le projectile lourd est l'objet étudié. L'objectif était de mesurer la diffusion élastique ^{10,11} Be + p de 0 à environ 100° dans le Centre de Masse ($\theta_{lab} = 5,5°$). Soulignons que le SPEG peut effectuer des mesures autour de 0°, dans la direction des ions incidents, avec une grande efficacité et un bruit de fond limité.

II.3 Détection et paramètres de l'acquisition

Un schéma simplifié de la détection adoptée pour chaque expérience est présenté par les figures II.10 et II.11. On disposait de détecteurs au niveau de l'*Alpha* :

des galettes à microcanaux pour avoir une information en temps sur le faisceau secondaire et un scintillateur plastique pour identifier les particules en $E - \Delta E$.

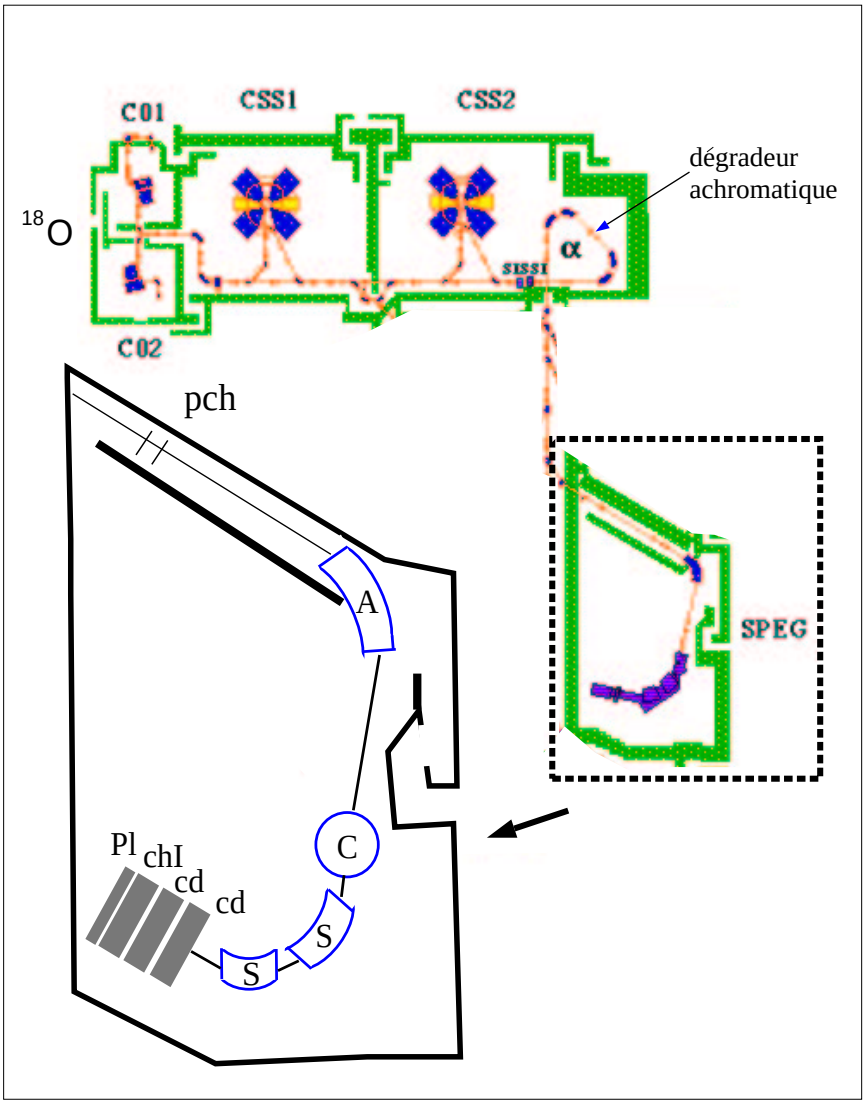


FIG. II.10: *Ensemble de détection de la chambre SPEG (E251)*

Lors de chaque expérience, le plan focal de SPEG était équipé de sa détection standard incluse dans les quatre modules de la chambre à vide : deux **chambres à**

dérive, pour suivre les **trajectoires des particules** diffusées, un plastique et une chambre à ionisation, pour les **identifier**. La particule diffusée dépose une partie de son énergie ΔE dans la chambre à ionisation ; elle s'arrête dans le scintillateur plastique, laissant l'énergie E_r. Le scintillateur donne un signal qui sert de référence en temps pour les chambres à dérive.

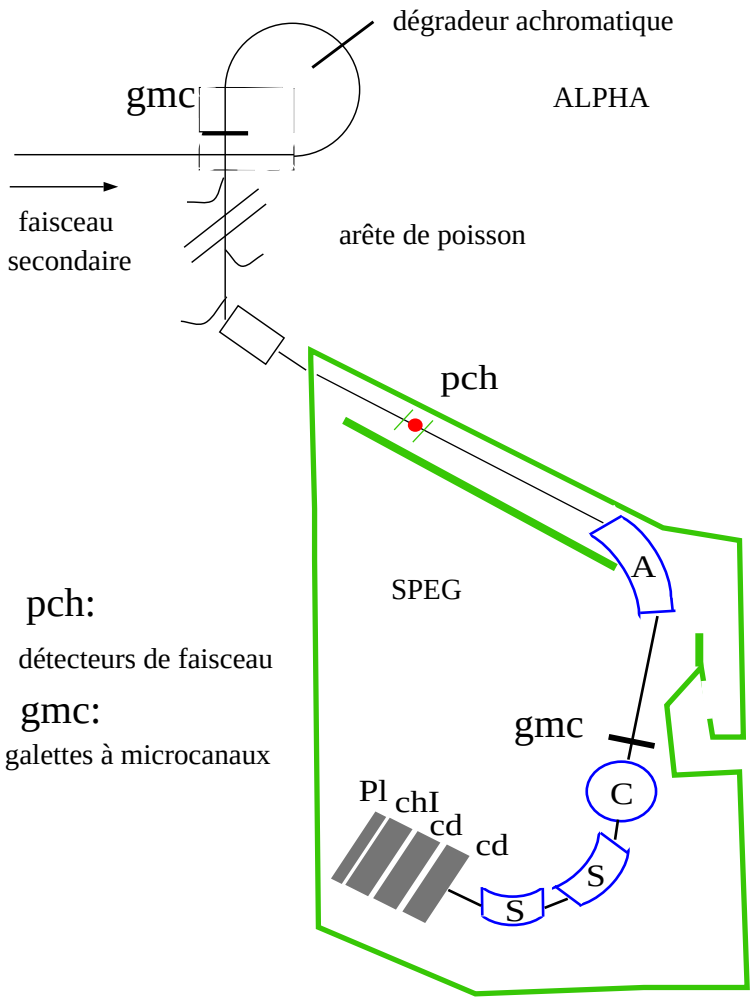


FIG. II.11: *Ensemble de détection de la chambre SPEG (E269)*

Tous ces détecteurs ont des dimensions utiles d'environ 80 cm de large sur 12 cm de haut. Les dispositions des détecteurs au plan focal de SPEG sont indiquées sur la figure II.12 pour chacune des expériences E251 et E269.

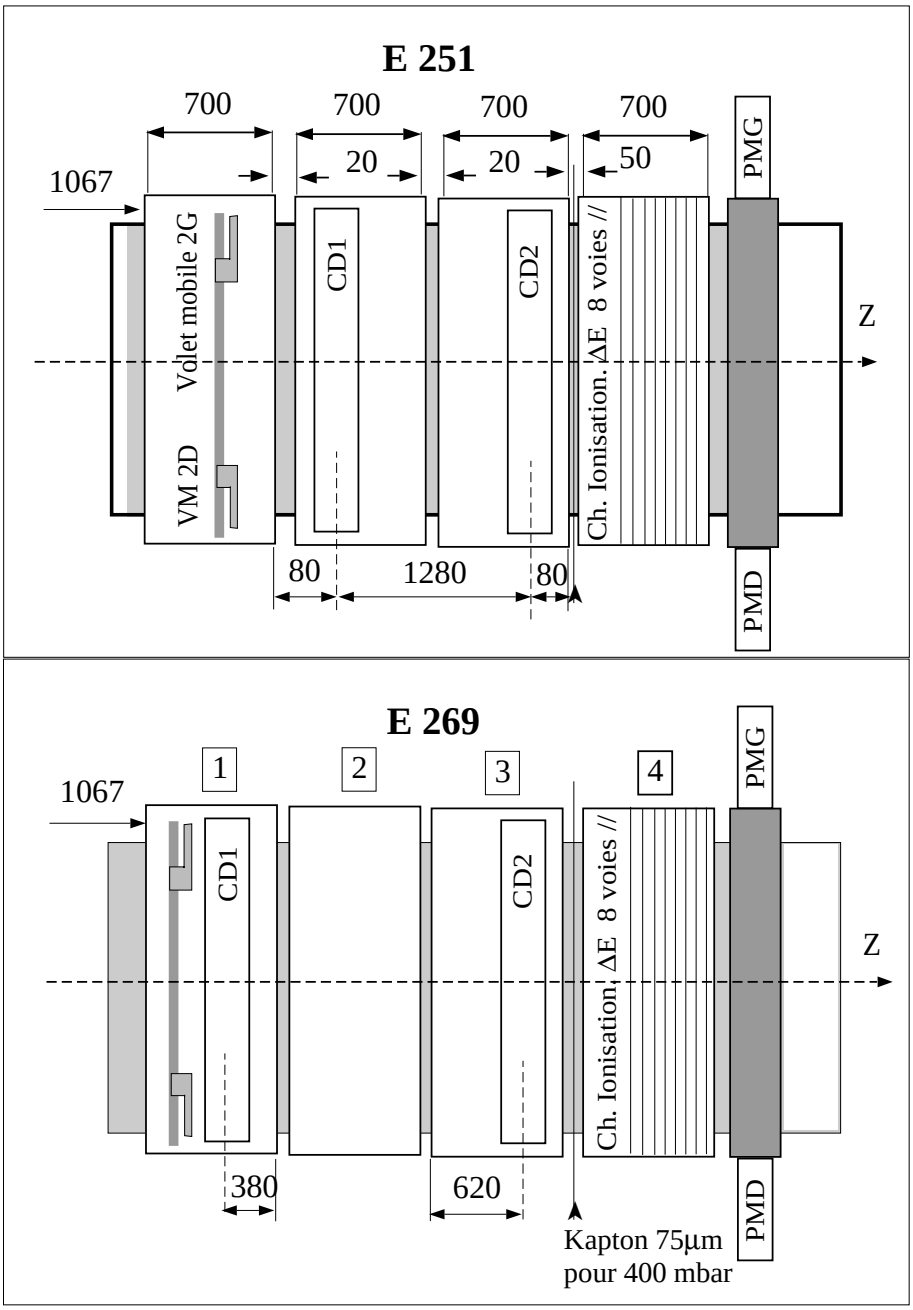


FIG. II.12: *Ensemble de détection au plan focal du SPEG*

Nous allons détailler le fonctionnement des détecteurs et l'obtention des paramètres bruts de position et d'énergie. Une table (II.25) récapitule les différents paramètres bruts obtenus.

II.3.1 Paramètres des trajectoires relevées par les chambres à dérive, les petites chambres et les galettes à micro-canaux

L'angle de diffusion et l'impulsion de la particule peuvent être déduits de la reconstruction des trajectoires des particules, effectuée par deux chambres à dérive (CD1 et CD2) placées à 70 cm du plan focal du spectromètre. CD1 et CD2 déterminent les positions X et Y des particules qui les traversent. Les détecteurs utilisés ont une résolution en position adaptée à la grande capacité de résolution du spectromètre.

Les chambres à dérive (CD)

L'extension de l'ensemble des trajectoires au voisinage du plan focal du spectromètre fixe les dimensions des 2 chambres : une longueur utile de 80 cm et une hauteur utile de 12 cm. CD1 et CD2 ont une épaisseur faible de 10 cm optimisée pour éviter qu'en les traversant, les ions ne subissent des pertes d'énergie significatives, et avoir au contraire des pertes d'énergie suffisantes dans le cas des ions les plus légers (jusqu'au carbone).

L'épaisseur des fenêtres d'étanchéité est très faible, $2,5\ \mu m$, pour limiter la dispersion angulaire des ions et ainsi restreindre la dégradation de résolution (0,1 à 0,2 mrad pour des ions légers de haute énergie). Avec de telles fenêtres, la pression de fonctionnement ne peut dépasser 30 torrs (1 torr = 1,3 mbar). Le gaz de la chambre est de l'isobutane à une pression de 20 mbar. Le détecteur se compose de deux zones présentées sur la figure II.13 : une région de dérive emplie d'un gaz, l'isobutane, à une pression de 20 mbar, et un compteur proportionnel où se produit le phénomène d'avalanche. Dans la première, l'ionisation du gaz provoquée par le passage des ions libère des électrons qui vont dériver vers l'anode, sous l'effet du champ électrique entre anode et cathode ($V_{\text{cathode}} \approx -800$ V). Le nombre d'électrons ayant migré jusqu'au fil de multiplication est amplifié par le compteur proportionnel porté à la tension de $V_{\text{fil}} \approx 800$ V. La cathode du compteur est constituée de petites bandes de 1 mm de large au pas de 2,54 mm reliées entre elles par des lignes à retard horizontales. Les positions $X11$ et $X11g$ dans le plan horizontal sont déduites des différences en temps entre les signaux recueillis à chaque extrémité de ces lignes à retard, après traitement par la chaîne d'électronique présentée sur la figure II.14.

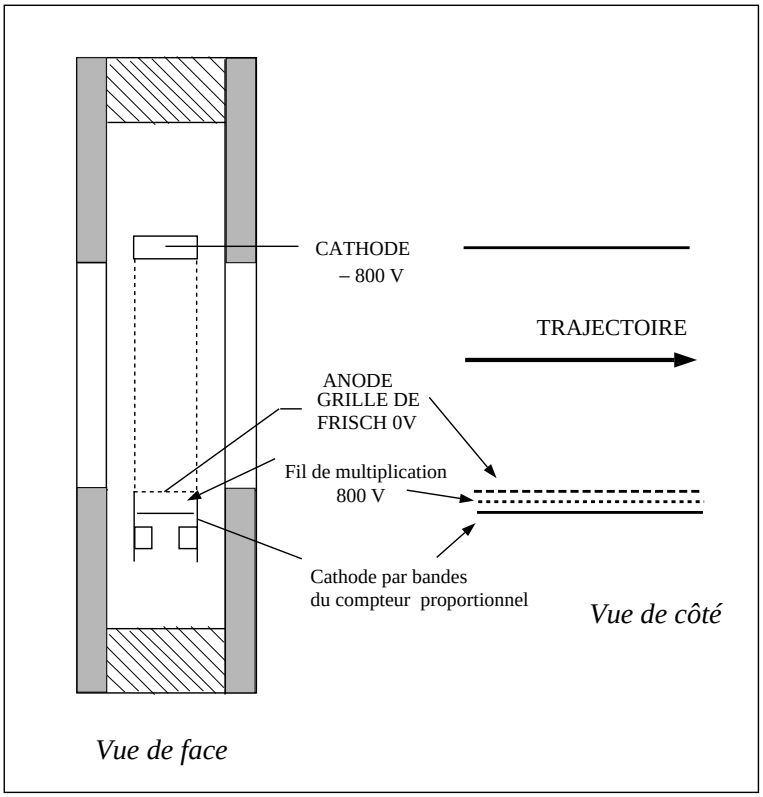


FIG. II.13: *Zones fonctionnelles d'une chambre à dérive.*

Mesures de position

La position dans le plan vertical est déduite du temps de dérive des électrons dans la chambre, sachant que leur vitesse de dérive est de 200 ns/cm. Le temps de dérive est alors la différence de temps entre T_{arr} et $T_{compteur}$, avec T_{arr} le signal d'arrivée de l'ion sur la chambre à dérive, et $T_{compteur}$ le signal collecté sur le fil du compteur proportionnel ; mais comme la vitesse des électrons est négligeable devant celle de l'ion qui a déclenché l'ionisation, on peut prendre T_{arr} comme le signal d'arrivée de l'ion sur le détecteur plastique toujours situé en aval des chambres à dérive. On obtient ainsi $Y1$ et $Y2$, les positions verticales dans les deux chambres. La charge induite sur la cathode du compteur proportionnel est collectée à chaque extrémité de la ligne à retard, et la mesure de la différence des temps d'arrivée de ces signaux donne la position dans le plan horizontal.

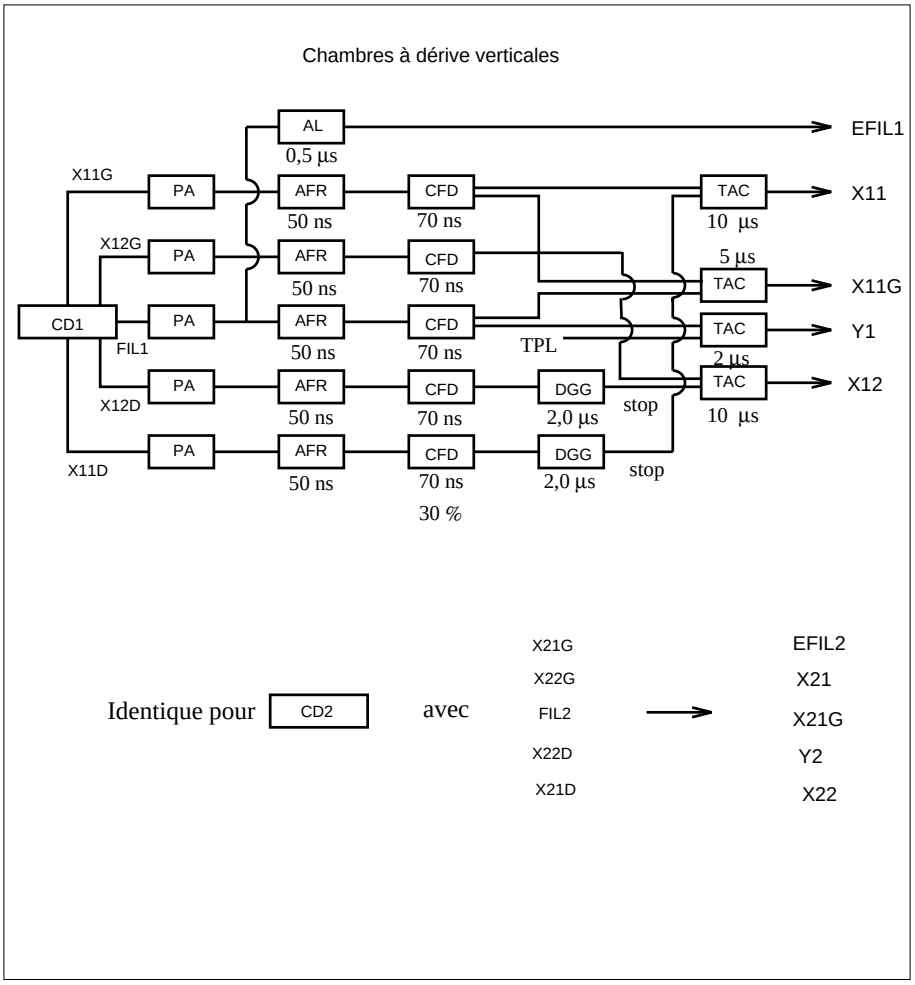


FIG. II.14: *Schémas de l'électronique des chambres à dérive.*

Si l'on veut une résolution de $\frac{dp}{p} = 10^{-4}$, et compte tenu de la dispersion du spectromètre : $8,5$ cm $\%$ (0,85 mm pour une variation de moment p de 10^{-4}) une résolution en position inférieure à 0,85 mm est nécessaire pour mener une expérience à haute résolution. Des mesures sur les CD ont montré que la résolution obtenue sur la position horizontale est d'environ 0,6 mm, et de 0,3 mm sur la position verticale.

Lors de l'expérience E269 :

$X11g$ et $X21g$ (gamme du TAC 5 μs) : résolution en position 1,8 mm ;

$X11$ et $X21$ (gamme du TAC 10 μs) : résolution en position ($X11$) 3,4 mm ;

La résolution en position obtenue pour $Y1$ était de 0,4 mm lors de E269.

Les détecteurs de faisceau

Pour obtenir l'angle d'incidence sur la cible, on dispose de deux **détecteurs de faisceau** qui sont des **petites chambres à dérive** PCH1 et PCH2. Elles vont fournir chacune deux mesures de position, X et Y. Elles sont insérées sur la ligne de faisceau après les Qpôles Q_{25} et Q_{26}, (PCH1 entre Q_{27} et PR23G, PCH2 entre PR23 et PR24) avant les fentes horizontales $FH24$. La position dans la ligne des petites chambres est conditionnée par la nécessité d'avoir une tache de faisceau de dimensions inférieures à celles de la zone utile des détecteurs de faisceau. On les place donc de part et d'autre du point objet de l'analyseur, ce qui garantit une extension spatiale réduite à cet emplacement. Elles sont espacées de 1 m. On peut les mettre hors ou dans le faisceau par commande automatique, ce qui permet de les retirer quand on règle et calibre la ligne avec le faisceau primaire, trop intense pour ces chambres. On déduira les angles juste avant la cible en effectuant une calibration entre l'angle donné par ces chambres et celui mesuré au plan focal de SPEG.
Ces détecteurs de faisceau ont été conçus et testés au GANIL par Marion Mac Cormick et Charles Spitaëls [MmC96]. Ils travaillent événement par événement, et supportent des taux de comptage inférieurs à 10^6 particules par seconde.
Chaque détecteur de faisceau se compose de 4 modules (II.15) fonctionnant sur le principe de la chambre à dérive détaillé plus haut et mesurant de façon indépendante les quatre positions x_{gauche} , x_{droit} , y_{bas} , y_{haut} .

Chaque module est rempli d'un gaz, l'isobutane, à la pression de 20 mbar ; ce gaz a traversé de l'alcool isopropylique, pour ralentir les effets du vieillissement, et l'alcool va alors constituer 1 % du mélange inclus dans le module.
Le champ électrique appliqué aux modules est orthogonal à la direction du faisceau incident, et a une direction différente dans chaque module. Les ions incidents qui traversent un module ionisent le gaz, ce qui produit des électrons. Ces électrons dérivent, sous l'effet du champ électrique, jusqu'au fil proportionnel où ils déclenchent une « avalanche », un arrachement d'électrons supplémentaires. De la charge collectée sur le fil proportionnel, on déduit la position. Des préamplificateurs de très haut gain, 200 mV/MeV, sont reliés directement à la sortie des fils proportionnels de tous les modules pour optimiser le rapport signal sur bruit.
La région de dérive est de 70 mm de longueur. Une grille de Frisch mise à la masse joue le rôle d'anode et sert de séparation entre les zones de dérive et de régime proportionnel. Des lamelles d'or sont déposées sous vide, par évaporation, à la surface des fenêtres d'entrée et de sortie (en mylar© d'épaisseur 0,5 μm) de chaque module, ce qui permet de répartir uniformément la tension entre l'anode A et la cathode C.

Ainsi, quel que soit le point d'entrée de l'ion, les électrons produits par l'ionisation subiront le potentiel $V_{CA} = V_C - V_A = -450$ V. Le champ électrique est donc uniforme entre les plaques : $E = \frac{|V_{CA}|}{d} = \frac{450}{7} = 64$ V.cm^{-1}. La vitesse de dérive v est de 5 cm/μs, et le temps de dérive sur les 70 mm est donc 1,4 μs.

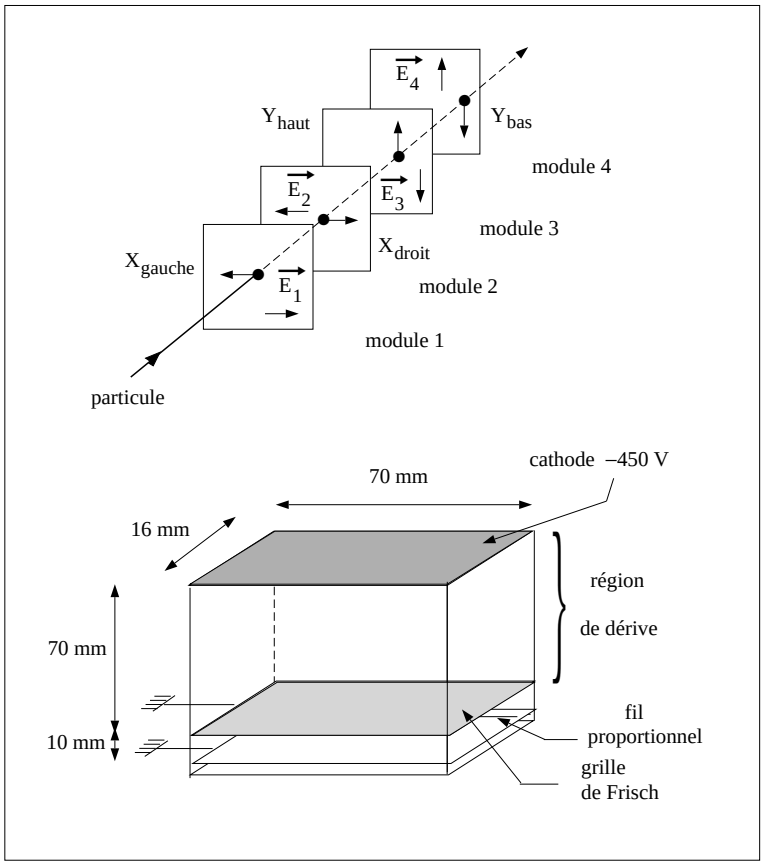


FIG. II.15: *Modules des détecteurs de faisceau.*

À bas taux de comptage le taux de coïncidences fortuites est négligeable, alors qu'à haute intensité leur contribution est parfois plus grande que celle des « vraies » coïncidences, et le temps mort lié à l'électronique est élevé. Pour augmenter l'efficacité, la solution adoptée a été les codeurs de temps (TDC) multi-hits Lecroy 2277. **Les petites chambres sont dépourvues d'un signal temps rapide, donc toutes les voies vont être déclenchées par un même signal, par exemple le temps plastique du SPEG**, puis sur une durée de 2 μs, elles peuvent accepter plusieurs signaux STOP de particules qui traversent les modules pendant que dérivent les électrons. Ensuite, au niveau du programme de traitement, il faut « démêler » (M.M.C *dixit*) l'information du TDC.

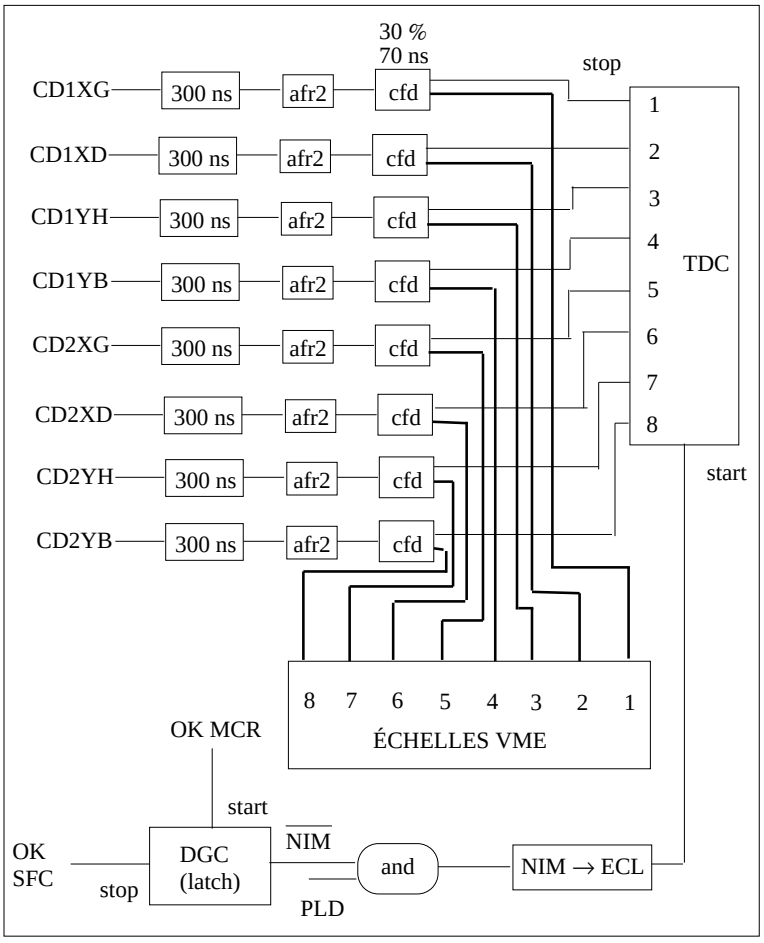


FIG. II.16: *Schéma de l'électronique des petites chambres à dérive.*

Dans le cas de tests menés au GANIL [thMC96] avec un faisceau secondaire obtenu par fragmentation de ^{78}Kr sur une cible de Ni de 100 mg/cm^2, l'efficacité totale a varié de 92 % pour une intensité de 6,7 $\times$ 10^4 particules par seconde à 72 % à 8 $\times$ 10^5 particules par seconde. Une excellente résolution spatiale de 0,2 mm a été mesurée avec un faisceau pinceau.

L'épaisseur en équivalent Silicium de ces détecteurs est de 600 μg/cm^2. Ils imposent donc des dispersions énergétique et angulaire sur la ligne de faisceau.

La figure II.17 est un exemple de spectre obtenu avec les deux signaux temporels $cd1xd$ droit et $xd1xg$ gauche d'un module de petite chambre pour un faisceau de ^{10}Be à 39,1 A.MeV d'intensité 10^5 particules par seconde. La longueur de la ligne de corrélation est proportionnelle à la largeur du faisceau, et la largeur de cette ligne est une convolution de la dispersion en vitesse et de la résolution du détecteur. On

reconstruit la position grâce à un tel spectre de corrélation : les mesures des temps corrélés se situent sur la ligne $cd1xg + cd1xd = 1400$ ns, où les 1400 ns sont le temps de dérive sur la longueur horizontale du détecteur. Ce temps est défini à une période HF du cyclotron près, d'où le décalage des lignes parallèles à la ligne de corrélation. On obtient la position en x par la différence entre cd1xg et cd1xd, que multiplie la vitesse de dérive 5 cm/μs. La méthode est identique sur y.

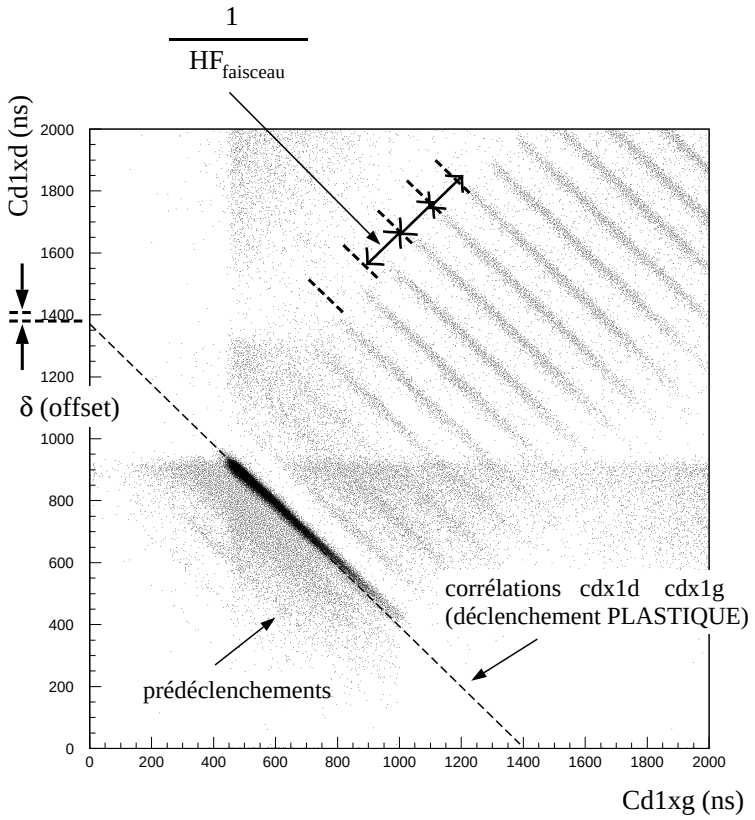


FIG. II.17: *Spectre de corrélation en temps cd1xg-cd1xd sur la première petite chambre à dérive pour un faisceau de ^{10}Be à 39,1 A.MeV d'intensité 10^5 pps. La ligne épaisse est obtenue pour des particules qui ont déclenché le plastique et les lignes parallèles correspondent à des coïncidences fortuites.*

Les galettes

Lors de l'expérience E269, on disposait d'un système nommé GALOTTE (normande) de galettes à microcanaux au plan image dispersif de l'analyseur, en amont de la cible de diffusion. Ces galettes mesuraient les positions x et y, ce qui fournissait

le profil du faisceau juste sur la cible. **Le signal temps de ces galettes permettait aussi d'obtenir un stop pour les TAC des petites chambres, on avait ainsi une référence en temps et donc un déclenchement indépendant des événements de diffusion au plan focal du SPEG.**

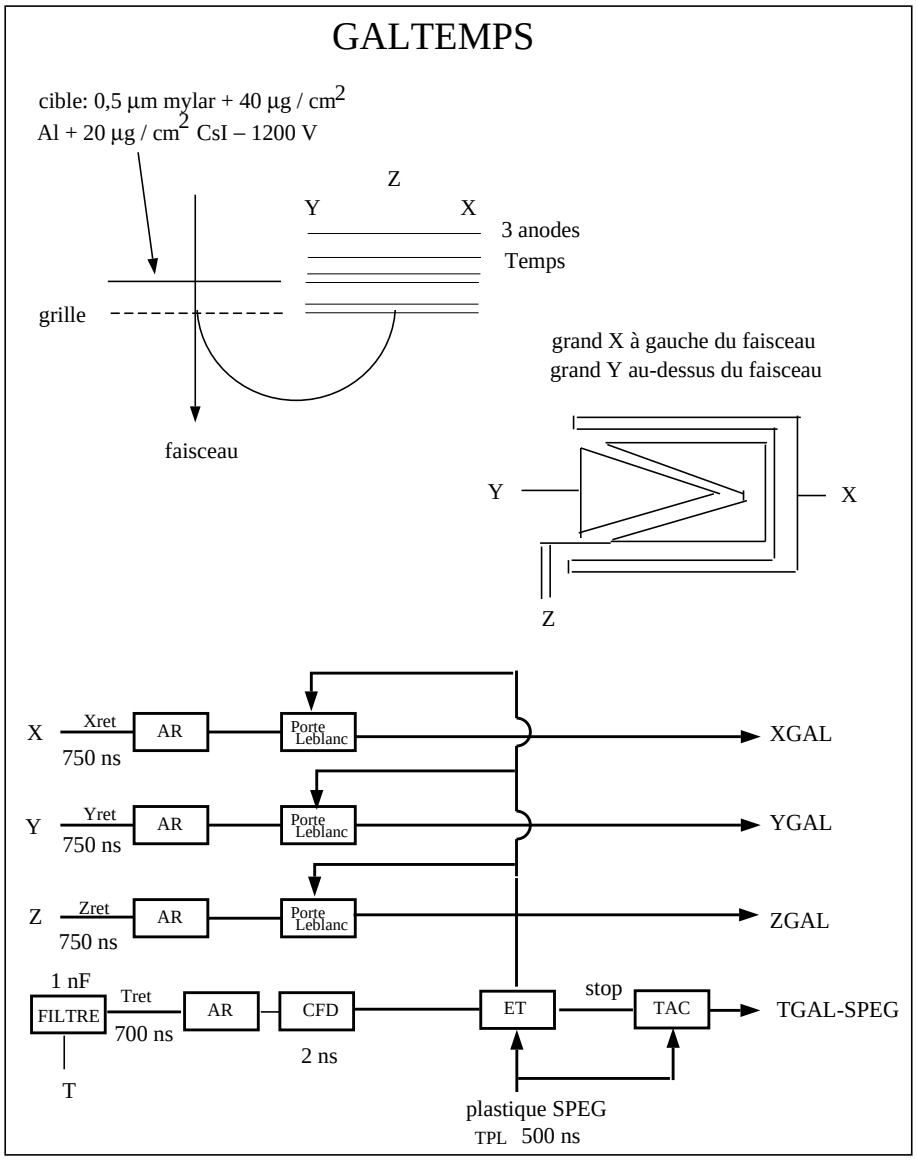


FIG. II.18: *Schéma de l'électronique des galettes GALTEMPS (Alpha)*

Le temps de vol des particules est mesuré depuis des détecteurs localisés à la sortie du spectromètre *Alpha* (détecteurs appelés galettes à microcanaux, dits «GALTEMPS», donnant le signal de départ «START») jusqu'aux détecteurs à microcanaux situés dans la chambre SPEG, délivrant le «STOP».

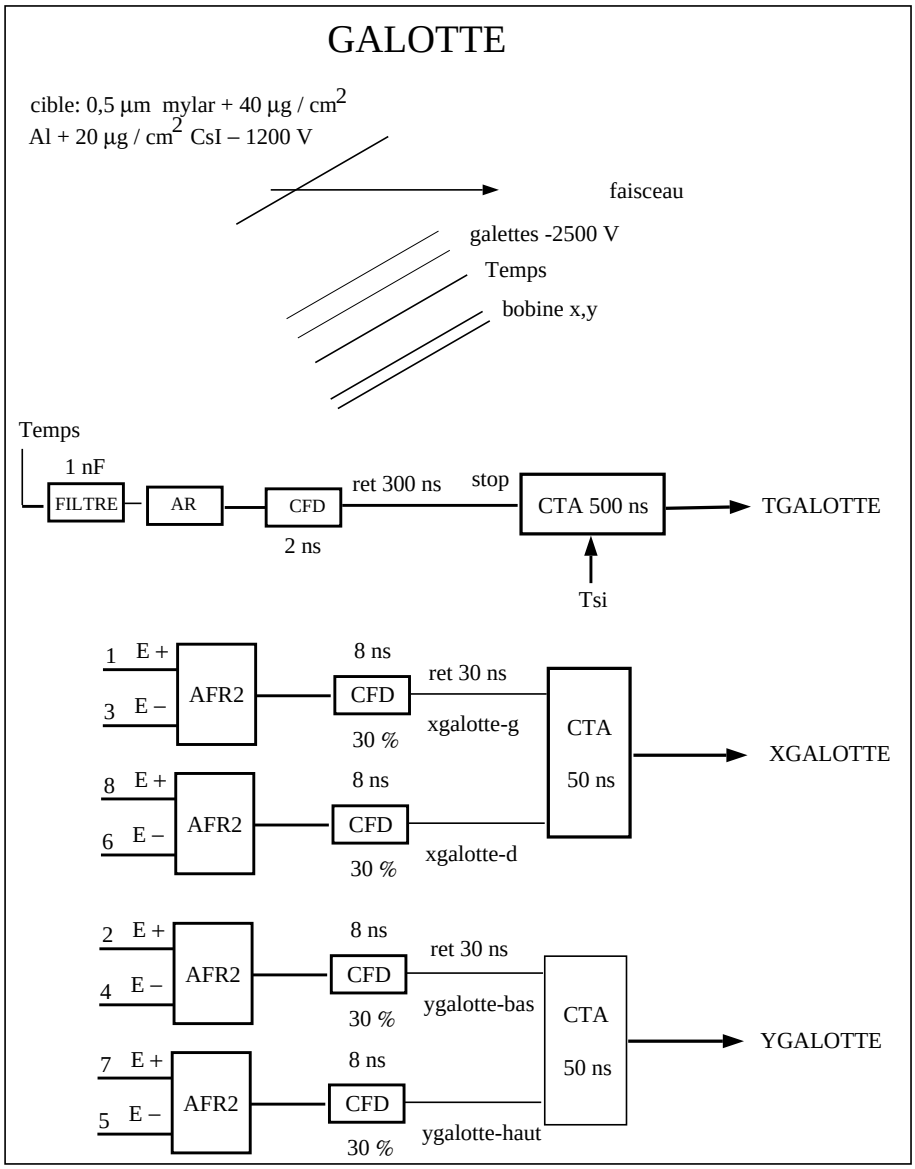


FIG. II.19: *Électronique des galettes GALOTTE (cible).*

Ces galettes à microcanaux ont été développées au GANIL, et utilisées pour la première fois lors de l'expérience de mesures de masse de l'étain 100 [thMC96].

GALOTTE et GALTEMPS sont identiques et disposent d'un système de localisation x,y et de mesures de temps, ce qui est nécessaire pour reconstruire les trajectoires, particule par particule, dans le cas d'expériences avec faisceau secondaire. Un schéma II.20 en coupe dans le plan vertical (Oy, Oz), Oz étant l'axe du faisceau, présente le principe général de fonctionnement de ces galettes. Pour effectuer une détermination rapide des positions des particules incidentes, avec une

bonne résolution, le matériau interposé sur la trajectoire du faisceau doit être de faible épaisseur : $\sim 50 - 100$ μg/cm^2, pour ne pas induire de perturbations, et on utilise des feuilles fines qui émettent des électrons secondaires au passage des particules. Il faut ensuite pouvoir suivre la trajectoire de ces électrons : un système de galettes à microcanaux a été conçu et testé dans ce but au GANIL [Odl96]. Il est placé en dehors de la zone de passage du faisceau pour que les champs magnétique et électrique de ces galettes ne modifient pas les trajectoires des particules incidentes, et que les galettes n'interceptent pas les ions. Les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont appliqués au système pour focaliser les électrons émis. Les électrons accélérés et focalisés frappent ensuite une grille de fils qui fournit une mesure de la position des électrons.
La référence [Odl96] explique la conception et le développement de ces détecteurs, et montre qu'une configuration de champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ parallèles améliore la résolution des galettes. La feuille émissive utilisée est constituée de feuilles de mylar© de 0,5 μm aluminisées sur une face (20 μg/cm^2) pour assurer la conductivité électrique. Un mince dépôt d'iodure de césium ($\sim$ 500 Å) déposé sur l'Aluminium multiplie, d'un facteur 5 environ, le nombre d'électrons secondaires produits. Deux galettes montées en chevron amplifient le nombre d'électrons incidents, d'un facteur 10^6. Ensuite, ces électrons sont transférés vers le système de localisation. La gamme d'énergie des électrons qui correspond à une efficacité optimale des galettes à microcanaux est située entre 100 et 200 eV, la tension d'accélération utilisée est donc de 100 à 400 V, de façon à garder une bonne efficacité de détection pour des particules faiblement ionisantes.
Le système de localisation est constitué de deux séries de bobinages parallèles, l'une en direction x et l'autre en y, de fils de tungstène doré de 150 μm de diamètre, espacés de $0,5$ μm. Les fils correspondent à une longueur de 20 ns. La partie de détection de la matrice couvre une surface de 65×65 mm^2, et les galettes ont un diamètre de 70 mm. Pour chaque plan, en x ou y, les fils sont associés deux à deux, l'un collecte la charge sortant de la deuxième galette de microcanaux, l'autre non. Les signaux sont lus aux deux extrémités de chaque paire de fils, puis amplifiés. Ainsi, par l'amplification différentielle, on élimine les couplages capacitifs par soustraction entre les signaux donnés par les deux fils. Le signal final correspond seulement à la charge collectée [Odl96]. Il constitue un signal Stop par rapport au signal temps rapide (Start) délivré par la face de sortie de la deuxième galette. Les électrons qui percutent les fils du bobinage induisent un signal électrique sur ces fils. La mesure du temps entre l'impact des électrons sur un fil et l'arrivée aux deux extrémités du signal électrique conduit à une détermination de la position d'arrivée de l'électron sur le fil.

La résolution intrinsèque de l'électronique est inférieure à 0,2 mm et la résolution en temps de l'ordre de 200-300 ps (données en largeurs à mi-hauteur) Des tests détaillés dans [Odl96] ont montré que l'efficacité des galettes de ce type est proche de 100% pour des particules de $Z \geq 8$ à une énergie de 50 MeV par nucléon. Or, nous travaillons avec l'^{6}He et ^{10,11}Be d'énergie 40 MeV par nucléon, ces particules sont faiblement ionisantes, et on verra que les performances des galettes sont très dégradées.

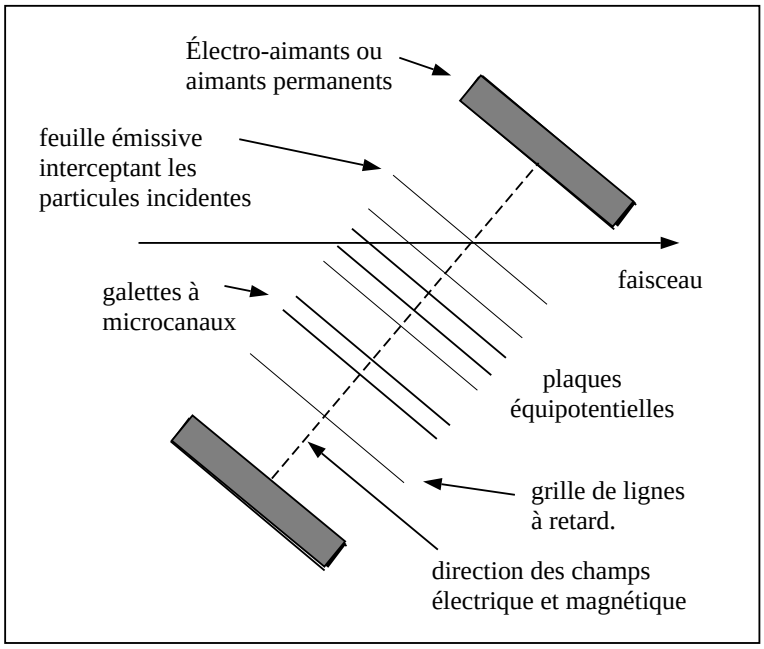


FIG. II.20: *Schéma en coupe, dans le plan vertical contenant l'axe du faisceau, du détecteur à galettes de microcanaux [Odl96].*

L'électronique de ces détecteurs est présentée sur les figures II.18 et II.19.

II.3.2 Énergies mesurées par les plastiques et la chambre à ionisation

Identification des fragments diffusés :

dans le plan focal arrivent plusieurs sortes d'ions, produits par la réaction de diffusion du faisceau sur la cible, et qui correspondent aux voies élastiques et inélastiques. Pour sélectionner et analyser les éjectiles, il faut disposer de paramètres permettant leur **identification** et qui dépendent soit de leur masse, soit de leur

état de charge, ou des deux. On adopte dans la pratique le temps de vol dans le spectromètre de la particule, sa perte d'énergie, son énergie totale et résiduelle. On dispose alors une chambre d'ionisation (CI) qui mesure la perte d'énergie des ions, et un plastique scintillateur (PL) qui permet l'obtention d'une deuxième mesure de la perte d'énergie, et un signal de temps de qualité, correspondant à l'instant de passage de la particule.

On identifie ainsi sans ambiguïté les fragments avant de mettre le dégradeur achromatique.
Le pouvoir d'arrêt s'écrit :

$$-\frac{dE}{dx} = C\frac{Z^2}{v^2}Log\frac{2mv^2}{I}$$

avec C un coefficient dépendant du milieu ralentisseur ; et grâce à la relation cinématique entre v et E :

$$-\frac{dE}{dx} = Cte\frac{M.Z^2}{E}Log(C'\frac{E}{M})$$

d'où :

$$E.\Delta E \propto MZ^2 \times [LogC' + Log(\frac{E}{M})]$$

comme le terme $Log(\frac{E}{M})$ varie faiblement en $\frac{E}{M}$, $E.\Delta E$ est proportionnel à $M.Z^2$, on retrouve ainsi la loi de Bethe que nous avons donnée en équation II.3. La courbe E = f(E) est donc globalement une hyperbole équilatère et, à partir de la mesure de E par le Plastique, et ΔE par la chambre à ionisation, on trace un spectre qui permet de repérer Z (courbes séparées en Z) et éventuellement M.

La chambre à ionisation

Elle permet de mesurer les pertes d'énergie ΔE nécessaires à l'identification des particules. Elle se compose d'une anode, d'une grille, d'une cathode, comme le montre la figure II.21. La largeur utile de la chambre est de 70 cm, sa hauteur utile de 12 cm, ce qui correspond à l'espace grille-cathode, et la profondeur est de 50 cm. Ses fenêtres d'entrée et de sortie sont en kapton, d'épaisseur 75 μm. Le gaz employé est l'isobutane à une pression de l'ordre de 500 mbar.

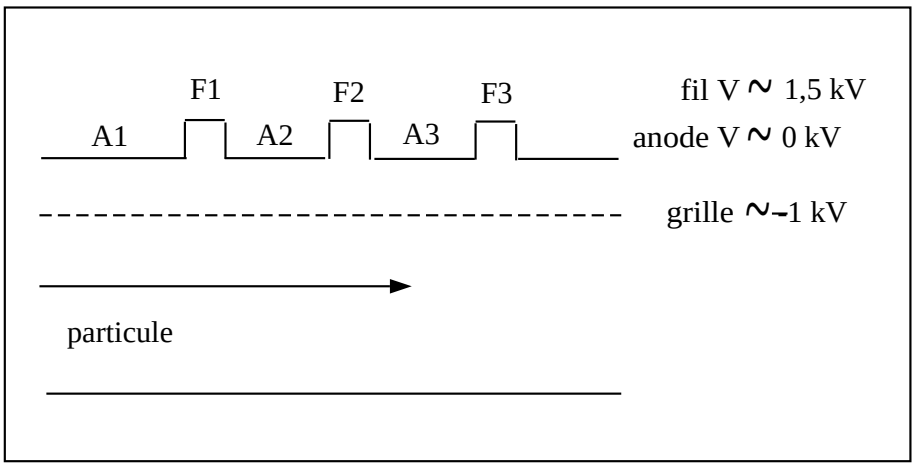


FIG. II.21: *Principe de la chambre à ionisation.*

L'anode est divisée en trois sections, et un compteur proportionnel, constitué d'un fil résistif ($47k\Omega/m$) porté à une tension positive, sépare chacune de ces sections. La mesure de la charge collectée sur les trois anodes donne **la perte d'énergie** ΔE dans le détecteur. Le signal est ensuite traité par la chaîne d'électronique présentée en figure II.22.

Le plastique scintillateur (PL)

C'est une lame de BC400 (NE102A) large de 72 cm, de 15 cm de hauteur et de 2 cm d'épaisseur. Il possède une efficacité plus grande qu'un détecteur à plaques parallèles pour donner le signal de temps correspondant à l'instant de passage d'une particule.
Il convertit une fraction de la perte d'énergie de l'ion qui le traverse en impulsion lumineuse (par désexcitation des molécules scintillantes). Deux photomultiplicateurs (PM), portés à $\approx$ 1,5 kV, placés à gauche et à droite du plastique et qui lui sont couplés optiquement, collectent les impulsions lumineuses et les convertissent en courant d'électrons. Au passage d'une particule, on obtient à chaque extrémité des signaux qui sont moyennés dans le temps, ce qui constitue le signal de référence en temps (= START), pour le déclenchement de l'acquisition des signaux fournis par les détecteurs. Le signal de STOP est délivré par un signal synchrone de la radiofréquence du deuxième cyclotron, et on obtient alors le temps de vol des particules, $t_{vol} =\mid t_{START} - t_{STOP} \mid$, à une période radiofréquence près. On peut aussi avoir une information sur le temps de vol par la différence entre le signal temps du plastique et celui donné par les galettes à microcanaux. Le montage électronique (II.22)

qui traite les signaux des PM délivre des signaux d'énergie EPLG et EPLD, et des signaux de temps TPLG et TPLD.

Il donne une réponse lumineuse fonction, soit de l'énergie, si la particule est arrêtée dans le scintillateur, soit de la perte d'énergie, si la particule en sort. Son rôle est donc de fournir une information complémentaire sur la perte d'énergie (ou l'énergie) des particules. Ainsi, on vérifie les données ΔE de la chambre à ionisation.

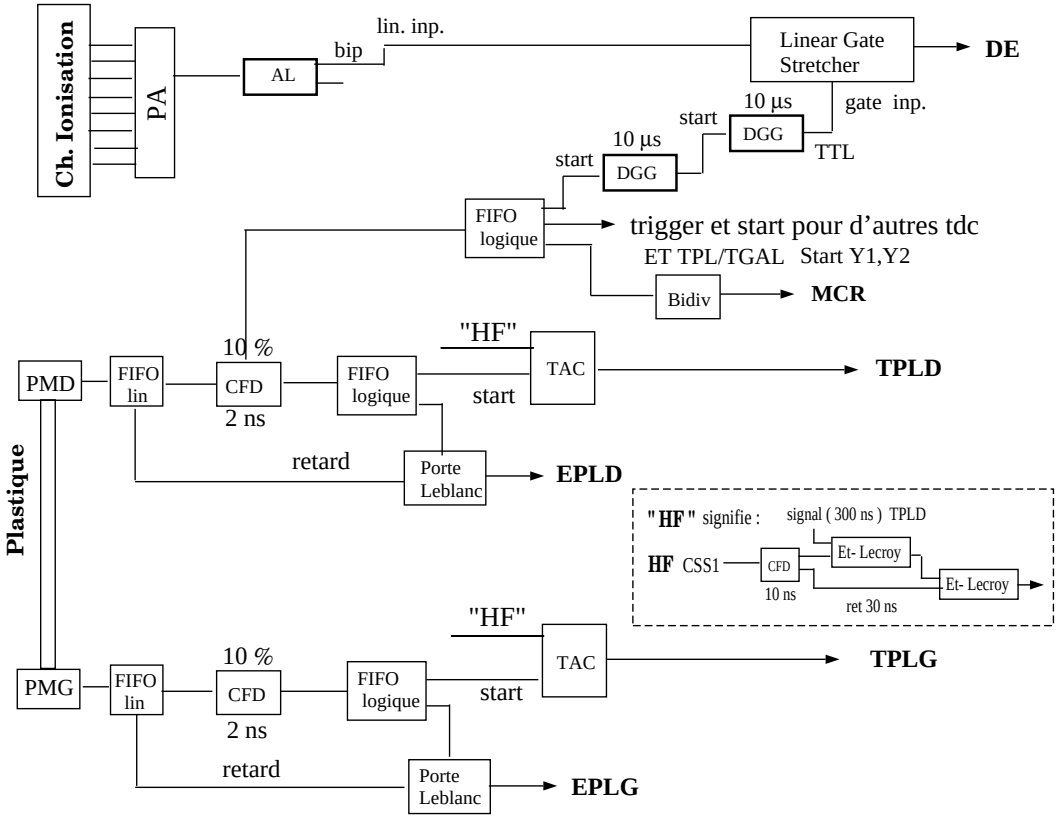


FIG. II.22: *Schéma de l'électronique du plastique et de la chambre à ionisation.*

II.3.3 Acquisition

L'électronique des détecteurs du plan focal, chambres à dérive, figure II.14, plastique et chambre à ionisation (II.22), et des détecteurs de faisceau (II.16), et des galettes de microcanaux (II.18), (II.19) (E269), fournit des signaux qui sont traités, mis en forme et codés pour être envoyés au système d'acquisition qui permettra leur enregistrement si la configuration étudiée est validée. A chaque événement, le module de coïncidences rapides (MCR), déclenché par le signal rapide délivré par

le scintillateur plastique, analyse la configuration qu'il reçoit sur ses 5 voies d'entrée. Si la configuration est validée, le MCR génère un signal d'acceptation (OK) qui déclenche l'ouverture des portes de tous les ADC. En fin de codage, les ADC délivrent un LAM, alors commence la lecture CAMAC. Les codeurs délivrent des signaux bruts enregistrés sur cassettes exabytes et en partie traités en ligne par le programme d'acquisition qui les transforme en paramètres physiques (temps, positions, énergie) puis génère des spectres qui sont contrôlés. On peut ainsi vérifier le fonctionnement des détecteurs et rectifier éventuellement leurs réglages.

Les fichiers suivants sont inclus dans le programme d'acquisition :

— Fichiers de prise de données, d'après la conversion en grandeurs électriques des signaux envoyés par les détecteurs (temps de passage, positions, perte d'énergie). Cela fournit les paramètres bruts.

— Fichiers de description des paramètres « calculés » : positions x, y, θ, φ, focale x_{foc}, y_{foc}, θ_{foc}, $B\rho$, signal de temps des plastiques : TPL, perte d'énergie dans les scintillateurs : ΔE,...

— Fichier de description des spectres.

— Fichiers de description des coefficients (notamment les seuils de détection).

Les facteurs d'étalonnage des chambres à dérive, calculés en ligne, sont inclus dans le programme d'acquisition. On calcule alors les trajectoires et X_{foc},Y_{foc}, et l'angle que fait une particule diffusée par rapport à l'axe optique.

Lors de E251, des dispositions particulières avaient été adoptées pour étudier la diffusion inélastique du ^{11}Be sur une cible de plomb. Les épaisseurs de cibles nécessaires pour réaliser l'expérience limitaient a priori la résolution à environ 250 keV, ce qui est suffisant pour séparer les états fondamentaux des états excités du ^{10}Be et du ^{12}Be, mais non pour séparer le premier état excité du ^{11}Be qui est à 320 keV. On avait alors adjoint au dispositif de détection du spectromètre un ensemble de détecteurs NaI, placés autour de la cible à une distance d'environ 10 cm, pour détecter les photons provenant de la désexcitation du ^{11}Be* lors de la réaction ^{208}Pb(^{11}Be,^{11}Be*)^{208}Pb. On détectait alors le ^{11}Be en coïncidence avec ces NaI, qui permettaient, avec une bonne efficacité de détection pour les photons[2], de séparer les diffusions élastiques des inélastiques.

Pour E251, le programme traitait donc la détection du ^{11}Be au plan focal et la détection en coïncidence par les NaI, et devait permettre d'accéder aux données de diffusion inélastique dans le cas de la réaction sur plomb. On avait alors comme

2. La recherche d'une très bonne efficacité avait motivé le choix des NaI. Le NaI est le cristal qui a le meilleur coefficient de scintillation.

entrées du MCR :

1 : SPEG divisé, 2 : SPEG, 3 : NaI divisé, 4 : NaI, 5 : Galettes (alpha)

Le signal de temps rapide du plastique gauche donnait le déclenchement des petites chambres. Dans l'expérience E269, le déclenchement des petites chambres était assuré par les galettes à microcanaux placées devant la cible.
Le MCR de E269 comportait les entrées :

1 : SPEG, 2 : galette cible, 3 : Plastique Alpha 4 : Silicium alpha.

si le plastique SPEG est touché, la valeur du MCR est égale à 1 ;

elle vaut 2 si les galettes situées avant la cible ont été touchées ;

et $imcr = 3$ si ces deux conditions sont réalisées.

Dans le programme d'analyse de E269, par exemple, on va sélectionner les événements tels que $imcr = 1$, ce qui revient à ne prendre en compte que les événements où le plastique a déclenché.

II.3.4 Paramètres calculés

Trajectoires

— Les positions X et Y sont données par les chambres à dérive de SPEG. À partir du signal droit et du signal gauche pour chacune des chambres, on obtient respectivement pour CD1 et CD2 : $X11 = X11g - X11d$ et $X21 = X21g - X21d$.

Les mesures de position par les chambres à dérive donnent, après reconstruction des trajectoires, le moment et l'angle des particules diffusées au niveau du plan focal.

— Les petites chambres donnent le profil du faisceau (positions horizontales et verticales x et y) avant la cible, en deux côtes z1 et z2 sur l'axe optique, ce qui permet de déduire l'angle d'incidence (θ, φ) du faisceau avant la cible.

Chaque temps de dérive dans l'un des modules d'une petite chambre est mesuré par rapport à un temps de référence donné par le plastique situé au niveau du plan focal ; on a donc les paramètres bruts cd1xd, cd1xg, cd1yh, cd1yb pour le premier détecteur, et cd2xd, cd2xg, cd2yh, cd2yb pour le deuxième.

Connaissant la vitesse des électrons : 200 ns/cm, on déduit de ces temps les positions exprimées en mm, d1xd, d1xg, d1yh, d1yb,.... et on calcule les positions horizontales et verticales :

$$d1x = (d1xg - d1xd)/2 \quad \text{et} \quad d1y = (d1yh - d1yb)/2.$$

La distance entre les 2 petites chambres est fixée à une valeur de 1 m, et on exprime

alors les angles que fait la trajectoire de la particule avec l'axe optique, respectivement dans les plans (X,Z) et (Y,Z) :

$$\theta_f = -(d2x - d1x)/1000 \quad \text{et} \quad \varphi_f = (d2y - d1y)/1000.$$

Reconstruction des trajectoires

La reconstruction des trajectoires des ions à la sortie du spectromètre est nécessaire pour connaître précisément l'énergie de la particule analysée. Les détecteurs D_i fournissent les coordonnées (X_i, Y_i, Z_i) permettant de reconstruire les trajectoires, à partir desquelles on déduit les positions horizontale X_{foc} et verticale Y_{foc} de la particule dans le plan focal à l'ordonnée Z_{foc}, et les angles $(\theta_{foc}, \varphi_{foc})$ avec l'axe optique. Le calcul de X_{foc} est issu d'une minimisation de χ^2 à partir des positions x_j mesurées dans chaque détecteur CD1 et CD2. On cherche X_{foc} comme l'intersection de la trajectoire de la particule, d'équation $x = a_i z + b_i$ avec le plan focal, qui a pour équation : $x = (z - z_o)A$ avec $A = tan\beta$, β étant l'angle que fait le plan focal avec l'axe optique OZ dans le plan (X,Z). a_i et b_i sont les inconnues.

L'intersection s'écrit : $A(z - z_o) = a_i z + b_i$ donc $Z_{foc} = \dfrac{Az_o + b_i}{A - a_i}$,

et $X_{foc} = \dfrac{a_i(Az_o + b_i)}{A - a_i} + b_i$.

Le χ^2 est calculé par :

$$\chi^2 = \sum_j \frac{x_j - a_i z_j + b_i}{\sigma_j^2}$$

où la sommation j porte sur les signaux délivrés par l'électronique des chambres, $X11$, $X11g$, $X21$, $X21g$.

Ainsi : $\sigma_{11} = \sigma_{11g} = 2,8$ (CD1) et $\sigma_{21} = \sigma_{21g} = 10,7$ (CD2).

De la minimisation du χ^2 : $\frac{\partial \chi^2}{\partial a_i} = 0$ et $\frac{\partial \chi^2}{\partial b_i} = 0$, on extrait a_i et b_i et donc X_{foc} θ_{foc}, et l'équation de la trajectoire. Une subroutine calcule de la même façon l'ordonnée Y_{foc} et l'angle φ_{foc} à partir de $Y1$ et $Y2$.

X_{foc} est proportionnel à la valeur de l'impulsion p et donc lié à l'énergie de la particule détectée. L'énergie est alors calculée à partir de X_{foc} après étalonnage du plan focal.

Les angles θ_{foc} et φ_{foc} des trajectoires par rapport à l'axe optique du spectromètre conduisent à la détermination de l'angle de diffusion de la particule.

La subroutine ABER [Cas] calcule les angles juste après la cible grâce à une paramétrisation dont les coefficients sont issus de calculs de transport de faisceau de type ZGOUBI [zMéo93]. Elle donne θ_1, φ_1, et le moment Δ_1 en tenant compte des

aberrations du premier ordre et θ_2, φ_2, Δ_2 au second ordre. Elle calcule ensuite la moyenne entre les valeurs au premier ordre et au second : θ_m, φ_m, Δ_m. Suivant les réglages adoptés pour l'expérience (notamment suivant les valeurs des champs des deux dipôles de SPEG) on choisira comme valeurs des angles et du moment, celles conduisant à une correction adéquate des aberrations observées, par exemple lors des calibrations angulaires. En effet, l'ordre 2 est parfois trop corrigé et il est alors nécessaire de prendre plutôt la moyenne entre les deux ordres. Pour E251 on a pris θ_m, φ_m et Δ_m, et pour E269, θ_2, φ_2 et Δ_2.

Les mesures de l'angle de diffusion

Habituellement, lorsqu'on n'a pas accès aux angles d'incidence, on suppose dans un premier temps que l'incidence sur la cible est normale (figure II.23), et comme on dispose de $(\theta_{cible}, \varphi_{cible})$, ainsi que de l'angle sous lequel sont effectuées les mesures : Θ_{speg}, il est possible de calculer l'angle de diffusion $angdiff2$ par la formule suivante :

$$\cos(angdiff2) = \frac{\cos(\theta_{speg} + \theta_{cible})}{(\cos^2\theta_{cible} + \tan^2\theta_{cible} + \tan^2\varphi_{cible})^{1/2}} \qquad \text{(II.16)}$$

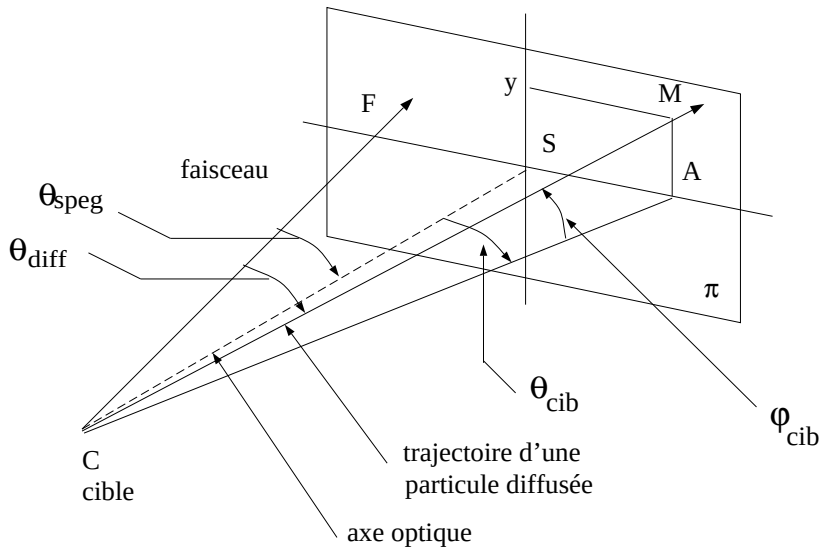


FIG. II.23: *Angle de diffusion calculé avec incidence normale sur la cible.*

Le programme de traitement des données utilise alors cette formule ou une version simplifiée pour calculer $angdiff2$ à partir de θ_{cible} et φ_{cible}.
Pour nous, θ_{cible}=calib(θ_m) et φ_{cible} =calib(φ_m). Cette approche est tout à fait valable pour les faisceaux stables dont l'ouverture angulaire est petite. Pour les faisceaux

exotiques, produits comme lors de cette expérience par fragmentation sur la cible de SISSI, l'émittance est grande, et on modifie cette formule pour prendre en compte l'ouverture angulaire du faisceau sur la cible. Il devient nécessaire de connaître l'angle d'incidence du faisceau sur la cible et d'en tenir compte dans les calculs.

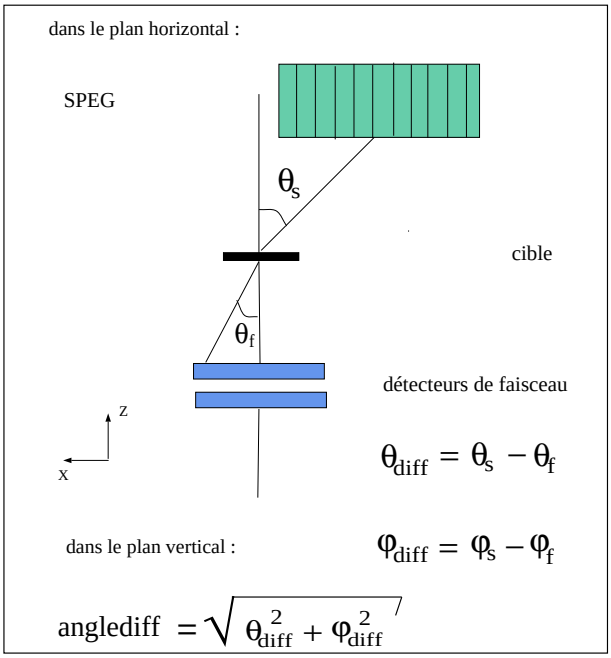


FIG. II.24: *Angle de diffusion calculé avec les petites chambres*

On dispose des angles (θ_m,φ_m) après la cible après calibration entre le plan en aval de la cible et le plan focal. Les petites chambres nous donnent l'angle d'incidence θ_f, φ_f sur la cible. On calcule alors :

$$\theta_f = calibration(\theta_f)$$

$$\varphi_f = calibration(\varphi_f)$$

On introduit l'angle auquel on a mis le spectromètre Θ_{SPEG} :

$$\theta_s = \theta_m + \Theta_{SPEG}$$

$$\theta_{diff} = \theta_s - \theta_f$$

$$\varphi_{diff} = \varphi_s - \varphi_f$$

Le calcul de l'angle de diffusion sans approximation sera trouvé en annexe E. Nous utiliserons dans la suite une expression approchée (à mieux de 1 %) de l'angle de diffusion pour les angles inférieurs à 12 deg dans le laboratoire :

$$\alpha_{diff} = \sqrt{\theta_{diff}^2 + \varphi_{diff}^2} \quad .$$

Les paramètres d'identification des particules :

$E = (EPLG \times EPLD)^{1/2}$ est une mesure de l'énergie résiduelle des particules après la traversée des chambres à dérive et de la chambre à ionisation.

Les paramètres mesurés servant à l'identification sont le temps de vol des ions, TOF_{mes} et leur perte d'énergie, ΔE_{mes}. On constitue une représentation bidimensionnelle du temps de vol en fonction de la perte d'énergie, la **matrice d'identification**, où les différents types d'ions sont repérés par leur position (T_{vol}, ΔE). Dans le cas de particules légères, la connaissance de l'emplacement de l'une d'elles permet d'obtenir de proche en proche toutes les autres, par la ligne $\frac{A}{Z} = Cte$ et le réseau des courbes des isotopes. En approximation non relativiste, et en supposant que $B\rho$ varie faiblement avec X_{foc}, les grandeurs mesurées (dont une première écriture est donnée par les expressions II.1, II.2, II.3 et II.4), sont telles que :

$$E \propto \frac{q^2}{A}(B\rho_0)^2(1 + 2\alpha X_{foc}) \quad ,$$

$$\Delta E \propto \frac{A^2 Z^2}{q^2}\frac{1}{(B\rho_0)^2}(1 - 2\alpha X_{foc}) \quad ,$$

$$TOF \propto \frac{A}{q}\frac{1}{(B\rho_0)^2}(1 - \alpha X_{foc})(1 + \beta\theta_{foc}) \quad ,$$

où θ_{foc} est l'angle de la trajectoire de la particule analysée avec l'axe optique, dans le plan horizontal à la sortie du spectromètre. La combinaison de ces grandeurs conduit aux paramètres d'identification selon les relations II.5, II.6 et II.7.

La table II.25 présente un récapitulatif sur les paramètres utilisés dans l'expérience et l'analyse.

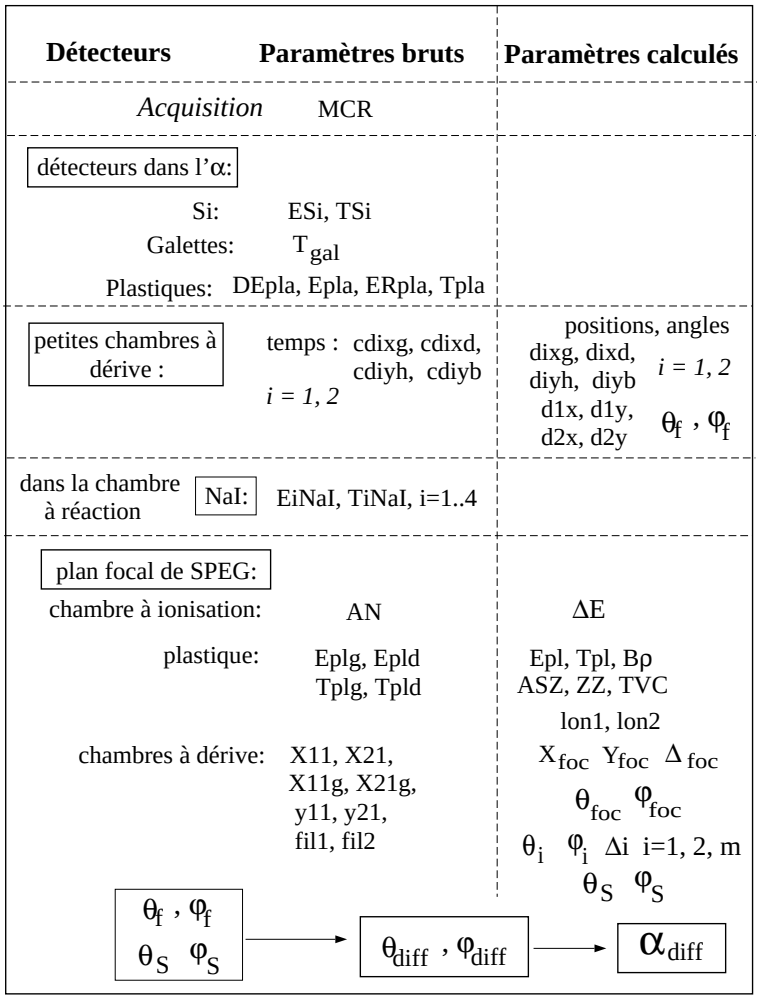


FIG. II.25: *Paramètres bruts et calculés de l'expérience.*

II.4 Purification du faisceau secondaire dans le spectromètre *Alpha*

Les taux de comptage (obtenus par simulation) pour les différents faisceaux secondaires conduits simultanément jusqu'à SPEG sont supérieurs à 10^5 pps (II.8) or les taux de comptage supportés par les détecteurs de faisceau et par leur électronique est de 10^5 pps, donc il est nécessaire d'effectuer une purification avec un dégradeur achromatique placé dans le spectromètre *Alpha*. On souhaite également éliminer les contaminants du faisceau secondaire pour travailler principalement avec la particule d'intérêt et avoir des spectres de diffusion nets. On va alors utiliser un dégradeur

achromatique pour purifier le faisceau. Le principe de la sélection est l'utilisation de relations sur les paramètres d'identification des particules : $E.\Delta E \propto AZ^2$ et $\Delta E.TOF = A^3Z^2$.

II.4.1 Principe du dégradeur achromatique

Le principe employé pour sélectionner les particules est le ralentissement des ions secondaires dans un dégradeur achromatique épais [Ann87]. La méthode est simple et efficace, ses inconvénients sont les dispersions en énergie et angulaire des ions au passage dans le dégradeur ce qui va augmenter l'émittance du faisceau.

On met au niveau de la focale d'un achromate une feuille d'épaisseur adaptée à la purification que l'on veut réaliser. Cett feuille de « dégradeur », va permettre une perte d'énergie qui favorisera la sélection magnétique des faisceaux. Les dispersions en position et angulaire du système constituant l'*Alpha* sont nulles : il est donc doublement achromatique en x et θ. On place le dégradeur au niveau de la focale intermédiaire de l'*Alpha*, entre les sections d'analyse D_A et de compensation D_C, composées, chacune, de deux dipôles et un sextupôle. La figure II.26 schématise la disposition et le principe du dégradeur achromatique.

La variation de l'énergie ΔE d'un ion de nombre de masse A, de nombre atomique Z et d'énergie E à la traversée d'un matériau est approchée par la formule du pouvoir d'arrêt donnée par la loi de Bethe :

$$\frac{dE}{dz} = \frac{1}{2} K_{mat} \frac{AZ^2}{E} \tag{II.17}$$

K_{mat} dépend des caractéristiques du matériau traversé. Comme les particules ont perdu de l'énergie dans le dégradeur, la rigidité magnétique $(B\rho)_2$ de D_C est inférieure à celle de D_A. Or la relation II.5 montre que pour des ions complètement strippés ($Q = Z$), l'énergie E_1 des ions déviés dans les éléments magnétiques de la première section (D_A, champ magnétique B_A) est proportionnelle à Z^2/A ; par conséquent la perte d'énergie relative dans un dégradeur localisé au plan focal de D_A est évaluée par :

$$\frac{dE}{E_1} \sim K_{mat} \frac{A^3}{Z^2} e. \tag{II.18}$$

où K_{mat} est une constante dépendant de la nature du dégradeur, et e est l'épaisseur de dégradeur traversée par l'ion que l'on a considéré. Cette expression montre que si l'on diminue la valeur du champ magnétique dans la deuxième section (D_C) de

la quantité : $\frac{dB}{B_1} \sim \frac{1}{2}\frac{dE}{E_A}$, les ions possédant la même valeur A^3/Z^2 seront focalisés au même point du plan focal du spectromètre *Alpha*, après avoir choisi l'épaisseur e et le rapport $\frac{(B\rho_1)}{(B\rho_2)}$.

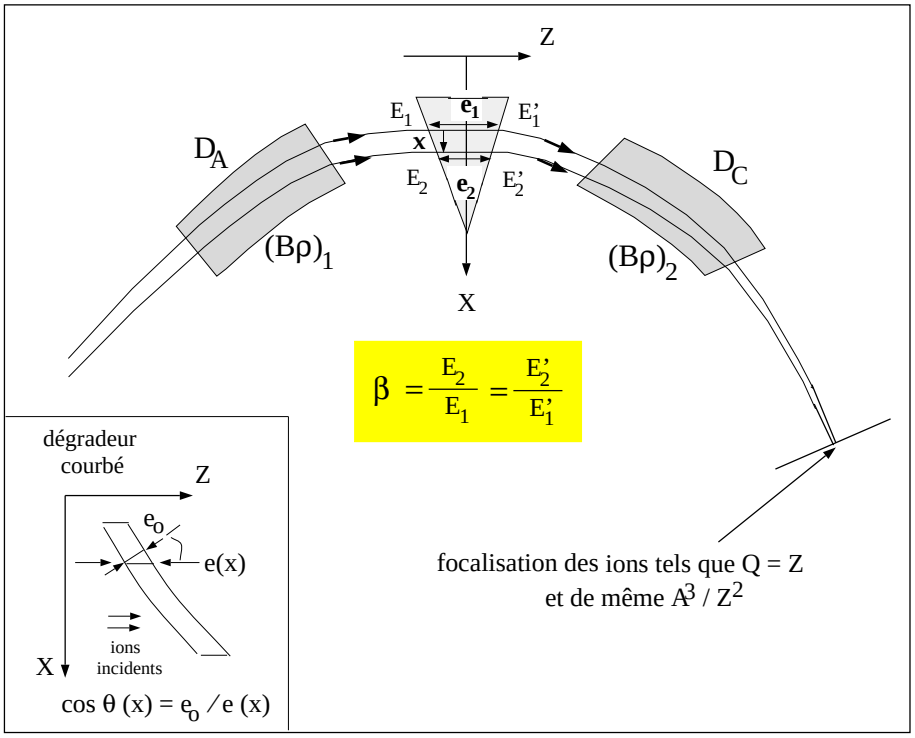


FIG. II.26: *Principe et illustration du profil d'un dégradeur achromatique : e_1 et e_2 sont les épaisseurs traversées respectivement par les particules notées 1 et 2. E_i et E'_i sont les énergies avant et après le dégradeur de la particule i (i = 1,2).*

La perte d'énergie à travers le dégradeur pour chacune des particules se traduit par les équations suivantes :

$$E_1 - (dE/dz)_{E_1}\ e_1 = E'_1 \qquad \text{(II.19)}$$

$$\beta E_2 - (dE/dz)_{E_2=\beta E_1}\ e_2 = E'_2 = \beta E'_1 \quad (1) \qquad \text{(II.20)}$$

Or, d'après la relation II.3, la perte d'énergie (dE/dz) est proportionnelle à AZ^2/E, ce qui permet de déduire de (1) le rapport des épaisseurs $\frac{e_2}{e_1} = \beta^2$, qui ne dépend que de la dispersion de D_A et non de l'ion à sélectionner.

Profil du dégradeur :

Un tel dispositif, avec des fentes disposées à la sortie de l'*Alpha*, sélectionne les ions complètement strippés : $Q = Z$ **de rapport** $\frac{A^3}{Z^2}$ **constant**. Or, on veut que l'ensemble (D_A, D_C, et le dégradeur) reste **achromatique**, donc que les ions de même rapport A^3/Z^2 arrivent au même point à la sortie du spectromètre (figure II.26), indépendemment de leur énergie. Cela impose que la variation d'épaisseur $e(x)$ du dégradeur, le long du plan focal intermédiaire, soit ajustée sur la dispersion $T_{16} = (\frac{x}{\delta})_{D_A}$ (en cm/%), pour maintenir les propriétés d'achromaticité du spectromètre (D_A, D_C).

Avec les notations de TRANSPORT, en prenant p_1 comme impulsion de référence, la variation relative d'impulsion correspondant au déplacement x sur la focale s'écrit : $\delta_{12} = \frac{p_2 - p_1}{p_1} = \frac{\Delta p}{p_1} = \frac{x}{100 T_{16}}$. Soit β le rapport des énergies E_2/E_1 entre deux particules séparées d'une distance x au plan focal de D_A :

$$\beta = \frac{E_2}{E_1} = \frac{p_2^2}{p_1^2} = (1 + \delta_{12})^2 = \left(1 + \frac{x}{100 T_{16}}\right)^2 \qquad \text{(II.21)}$$

La fonction $e(x)$ doit donc être telle que le rapport β soit le même à l'entrée et en sortie du dégradeur, soit $\beta = E_2'/E_1' = E_2/E_1$, ou encore $e(x)$ est telle que le rapport $\gamma = E'/E$ entre l'énergie E' en sortie et l'energie E d'une même particule soit indépendante de son moment relatif δ, ce qui se traduit par :

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \delta} = \frac{\partial}{\partial \delta}\left(\frac{E - (dE/dz)_E \; e(x)}{E}\right) = 0 \qquad \text{(II.22)}$$

Et en utilisant la loi de Bethe II.17 qui fournit (dE/dz),

donc l'équation II.22 se simplifie en :

$$\frac{\partial}{\partial \delta}\left(\frac{e(x)}{E^2}\right) = 0 \qquad \text{(II.23)}$$

Cette équation conduit à l'équation différentielle [zMit94] à variables séparables[3] :

$$100 T_{16} \frac{de(x)}{dx} - 4(1 + \frac{x}{100 T_{16}}) e(x) = 0 \quad ,$$

dont la solution est le profil $e(x)$ du dégradeur achromatique :

$$\frac{e(x)}{e(0)} = \left(1 + \frac{x}{100 T_{16}}\right)^4 \; .$$

3. En écrivant $E = \frac{p^2}{(2Am_u/c^2)}$, $\frac{\partial E}{\partial \delta} = \frac{p_o^2}{A}[\delta + 1]$ et : $\frac{\partial e(x)}{\partial \delta} = 100 T_{16} \frac{de(x)}{dx}$

On retrouve ainsi la relation indiquée en légende de la figure II.26. Ce rapport ne dépend que de la dispersion T_{16} en cm/% du dipôle et non des caractéristiques (A, Z, E et Q) de l'ion à sélectionner. Dans la pratique, pour modifier l'épaisseur traversée dans le dégradeur, on fait varier non pas directement l'épaisseur du dégradeur, mais sa courbure (schéma en bas de la figure II.26).

L'efficacité de sélection est bonne, après purification ne restent que deux à trois types de particules. On peut minimiser l'augmentation de l'émittance du faisceau dû aux dispersions angulaire et en énergie dans le dégradeur, en plaçant ce dégradeur en un endroit de double focale.

II.4.2 Sélection du faisceau secondaire

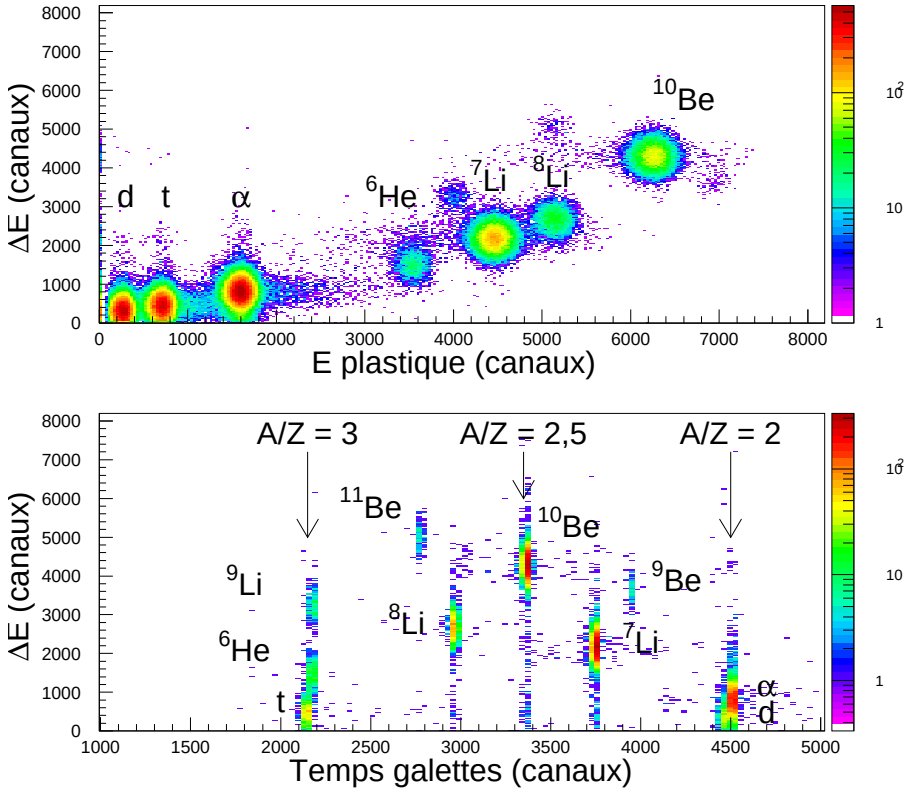


FIG. II.27: *Spectres d'identification sans dégradeur dans l'Alpha.*

- Réglages de SISSI et de l'Alpha :

On peut voir, dans le tableau II.2, le résultat de la simulation dans le cas où un dégradeur achromatique en Aluminium de 500 μm a été utilisé dans l'*Alpha*. Chacun des noyaux qui nous intéressent (^{10}Be, ^{11}Be) passe alors seul, le taux de comptage pour les éventuels contaminants étant de trois ordres de grandeur inférieur. Les taux de comptage obtenus pour les faisceaux purifiés sont alors supportables pour les détecteurs de faisceaux (moyennant une légère réduction de l'intensité pour ^{10}Be).

Les procédures de réglages de la rigidité magnétique $B\rho$ et la sélection du faisceau secondaire grâce au dégradeur lors de l'expérience sont exposées en annexe D.

• On règle la rigidité magnétique du faisceau secondaire depuis SISSI jusqu'au SPEG à la valeur $(B\rho)_2$ voulue pour l'^{6}He. On regarde les matrices d'identification $E - \Delta E$ obtenues au plan focal (figure II.27), ensuite on installe le dégradeur achromatique dans l'*Alpha*, et enfin on règle $(B\rho)_1$ qui correspond à la première partie de l'*Alpha* et à SISSI, de façon à obtenir la même matrice d'identification que précédemment, à l'exception des noyaux éliminés par la purification (figure II.28).

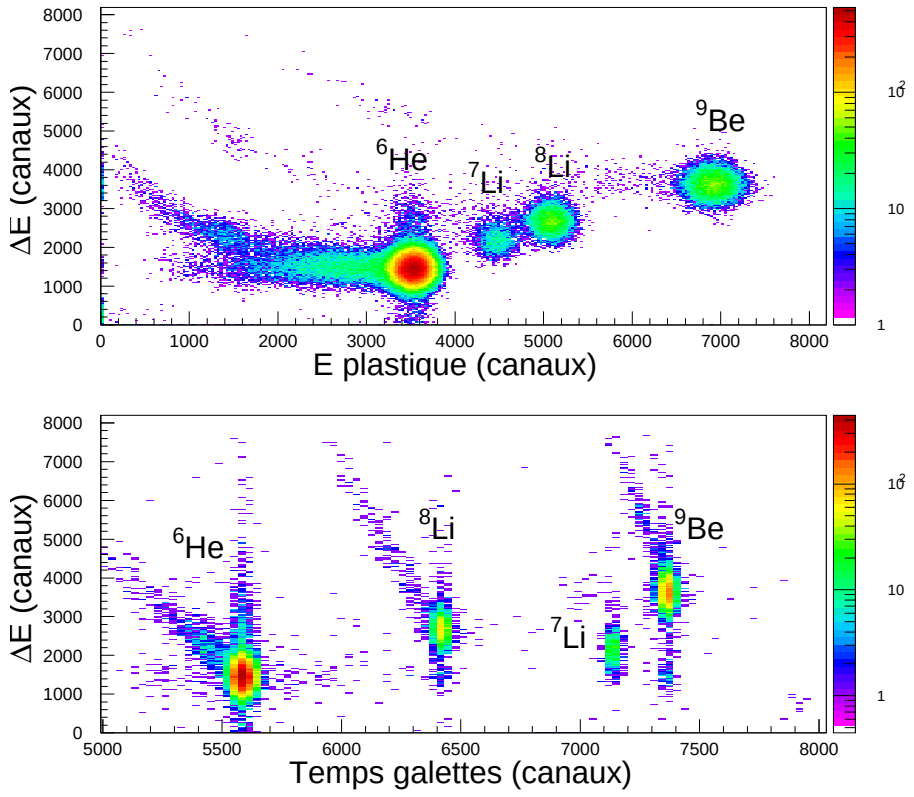


FIG. II.28: *Spectres d'identification après insertion du dégradeur.*

Run ^{10,11}Be	B_1(T)	B_2(T)	B$\rho_{spectro}$ (T.m)	% B$\rho_{spectro}$	$X11$ (canaux)	$X21$ (canaux)
27	1,0278	1,0324	2,4829	0 %	4308	4543
28	1,0127	1,0175	2,4471	-1,44 %	3777	3950
29	1,001	1,0047	2,4164	-2,68 %	3054	3240
30	1,04070	1,04544	2,51418	1,26 %	2423	2595
32	1,0505	1,0545	2,53603	2,14 %	1886	2045

Tableau II.5: *Calibration des chambres à dérive (E251).*

II.5 Calibration des détecteurs

II.5.1 Calibration en $B\rho$

Les tableaux II.5 et II.6 fournissent pour les deux expériences, E251 et E269, les mesures des signaux $X11$ et $X21$ en fonction des champs magnétiques du spectromètre. Ces mesures permettent d'effectuer la calibration en $B\rho$ des chambres à dérive. La valeur centrale de la rigidité magnétique était B$\rho_{spectro}$ = 2,4829 T.m pour E251, et B$\rho_{spectro}$ = 2,7006 T.m pour E269.

Avec les notations de TRANSPORT, $x = a_{11}x_0 + a_{12}\theta + a_{16}\delta$, Au plan focal du SPEG, on a : $a_{12} = 0 = a_{11}$; la dispersion est $a_{16} = 8$ cm /%.
On cherche donc le coefficient de calibration C en cm/canal
tel que $C(\Delta x)_{canal} = (\Delta x)_{cm} = a_{16}\delta$,

$$\text{avec } \delta = \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta(B\rho)}{(B\rho)} \text{ en \%}, \qquad \text{d'où } C = \frac{a_{16}(cm/\%)}{(\Delta x)_{cm}} \frac{\Delta(B\rho)}{(B\rho)}(\%).$$

On trace le pourcentage de $B\rho$ en fonction de la position $Xi1$ (i numéro du détecteur) et on multiplie la pente obtenue (en % par canal) par la dispersion, 8 cm/%, ce qui donne les paramètres de calibration suivants :

Run ^{6}He	B_1(T)	B_2(T)	B$\rho_{spectro}$ (T.m)	% B$\rho_{spectro}$	$X11$ (canaux)	$X21$ (canaux)
26	0,60041	0,60335	Bρ_o = 1,4470	0,53 %	3394	2977
27	0,59465	0,59759	1,4325	-0,43 %	3900	3426
28	0,58883	0,59189	1,4181	-1,39 %	4410	3880
29	0,58286	0,58586	1,4036	-2,39 %	4928	4337
30	0,57699	0,57976	1,3891	-3,39 %	5438	4791
31	0,60628	0,60926	1,4615	1,52 %	2864	2504
32	0,61211	0,61511	1,4759	2,49 %	2336	2035
33	0,61801	0,62101	1,4904	3,48 %	1758	1525
34	0,59724	0,60013	1,4386	0 %	3665	3215

Tableau II.6: *Calibration des chambres à dérive (E269).*

pour E251 :	pour E269 :
$X11_{cm} = -0,015982\ X11_{cx}$	$X11_{cm} = -0,014992\ X11_{cx}$
$X21_{cm} = -0,015599\ X21_{cx}$	$X21_{cm} = -0,016875\ X21_{cx}$

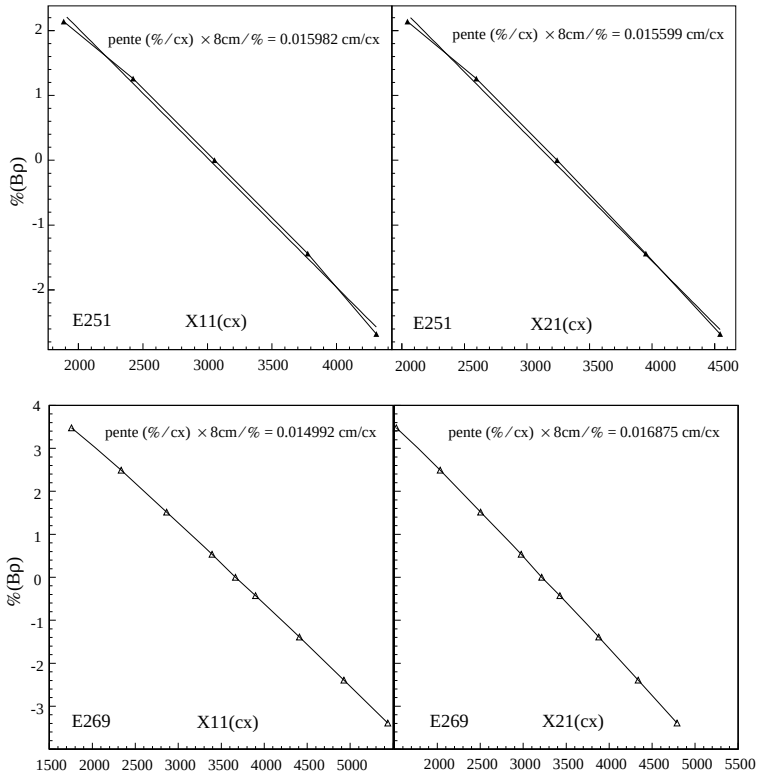


FIG. II.29: *Étalonnage des signaux de position des chambres à dérive en fonction de la rigidité magnétique du spectromètre $B\rho$ (expériences E251, E269)*

Le facteur d'étalonnage en Y :

la gamme des convertisseurs Temps-Amplitude employés pour $Y1$ et $Y2$ est de 5 μs pour 8192 canaux, or la vitesse de dérive des électrons est de 5 cm/μs, donc on obtient un étalonnage de 25 cm pour 8192 canaux soit 0,003 cm par canal pour $Y1$ et $Y2$. Lors de cet étalonnage, on avait disposé la grille de calibration, et l'on voyait une série de pics sur les signaux de position des chambres. À grande rigidité magnétique $B\rho$ (lors des runs 30 et 32 de l'expérience E251), on observe une double structure sur les pics $Y1$ ou $Y2$. Pour savoir si ce dédoublement était dû à un problème d'électronique ou à l'apparition d'une deuxième composante du faisceau pour les grands $B\rho$ (similaire à la double structure observable en $\varphi_f\%\theta_f$ dans le cas du faisceau pinceau à 0 deg), nous avons étudié l'évolution en fonction du temps du barycentre sur 1000 événements des signaux Y. Le «temps» est défini comme proportionnel au nombre d'événements. Cette méthode du centre de gravité dynamique est décrite en annexe G. L'évolution n'a pas présenté de structures périodiques qui auraient été la signature d'un problème lié à l'électronique. On a donc attribué cette structure à un dédoublement du faisceau en Y. Ce phénomène s'observait pour des

runs où la rigidité magnétique avait été augmentée, et était proche de la rigidité magnétique maximale égale à 2,88 T.m, ce qui pouvait entraîner des aberrations au niveau de la définition des trajectoires.

II.5.2 Calibration en moment et en énergie

La position horizontale des ions analysés dans le plan focal dépend linéairement de leur impulsion. La détermination de l'énergie des niveaux excités des noyaux nécessite alors l'étalonnage en impulsion (ou en énergie) du plan focal horizontal :

$\frac{\Delta pc}{\Delta X_{foc}}$ en MeV/canal

On détermine ensuite, sur les spectres de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie, les lignes cinématiques correspondant aux diverses réactions.

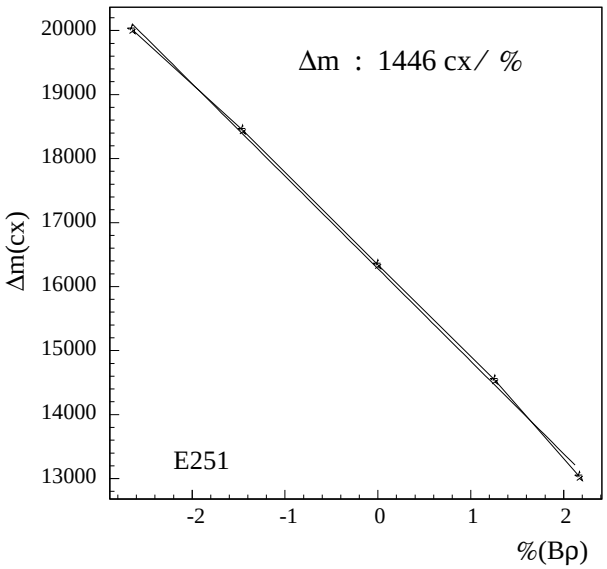


FIG. II.30: *Étalonnage du moment Δ_m en fonction de la variation de la rigidité magnétique du spectromètre $B\rho$, pour l'expérience E251.*

On verra au chapitre suivant (III.1.3), lors du conditionnement des données, comment compenser les décalages éventuels sur l'angle de diffusion en tenant compte de la cinématique des réactions.

II.5.3 Étalonnage angulaire entre le plan focal du SPEG et le plan de la cible de réaction

On réalise un étalonnage sur θ/φ, d'une part entre le plan situé après la cible et le plan focal, puis entre le plan focal et les petites chambres à dérive.

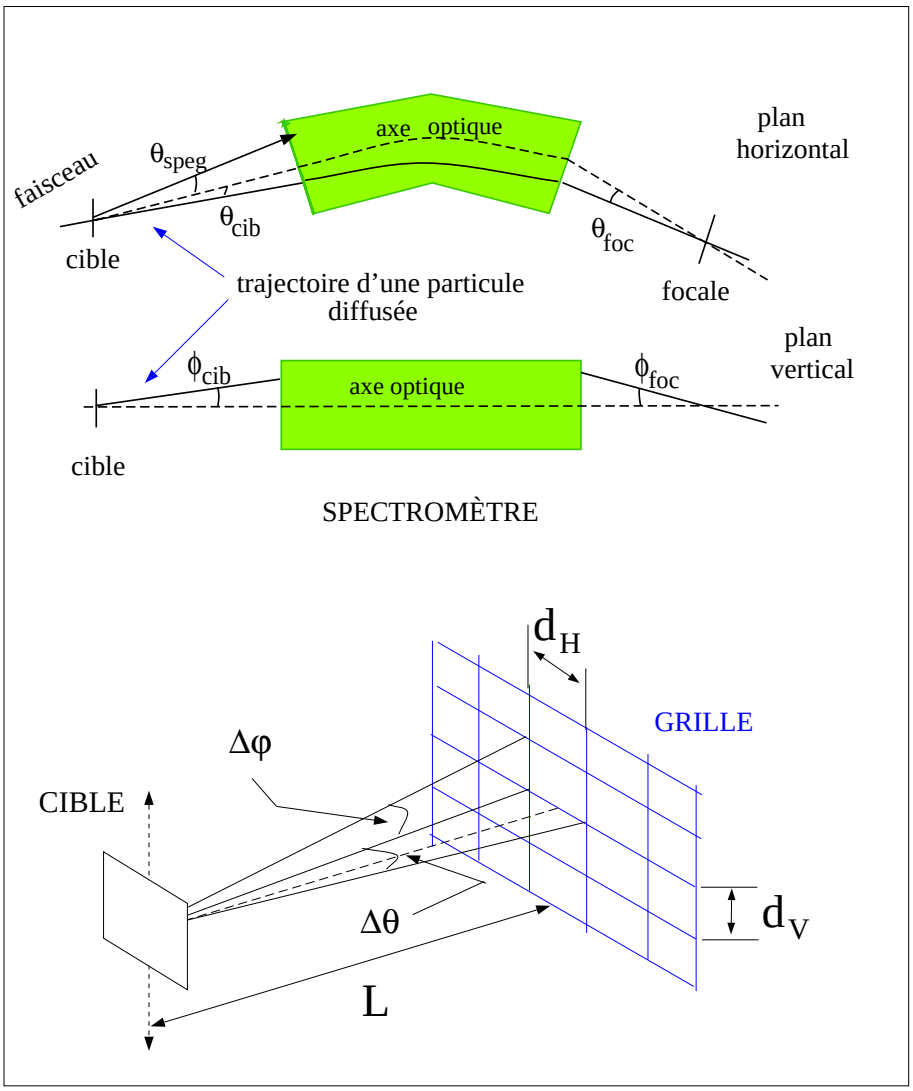


FIG. II.31: *Calibration angulaire entre le plan de la cible de réaction et le plan focal du spectromètre.*

— La calibration angulaire cible–plan focal est réalisée grâce à une grille positionnée en aval du plan de la cible. On éclate le faisceau primaire sur la cible de Tantale à 0^o, les particules diffusées dépassent le plan de la grille et sont ensuite détectées au

niveau du plan focal où l'on observe l'image de la grille. La rigidité magnétique de l'Analyseur est réglée à la valeur calculée pour effectuer par la suite l'expérience. Ce réglage correspond à l'énergie souhaitée pour le faisceau qu'on étudie. On travaille avec le faisceau primaire, son émittance est réduite à environ
0.3 π mm.mrad.

Le programme de reconstitution des trajectoires calcule les angles θ_{foc} et φ_{foc} de chaque trajectoire par rapport à l'axe optique en sortie du spectromètre, mais on veut connaître les angles θ_{cible} et φ_{cible} des trajectoires avant le spectromètre, pour calculer l'angle de diffusion.

On pourrait obtenir la correspondance entre angles de sortie et angles d'entrée par la matrice de transfert de SPEG, mais celle-ci ne permet de travailler sur les coordonnées de sortie du spectromètre qu'au premier ordre de leur dépendance en coordonnées d'entrée. On procède alors d'une façon empirique, mais cela fournit, en principe, **un étalonnage angulaire plus précis**, puisqu'il tient compte des ordres supérieurs. Cela permet de calculer θ_{cible} et φ_{cible} avant le spectromètre, et ainsi, avec Θ_{speg}, on peut accéder à $\theta_{diffusion}$.

On ajuste la rigidité magnétique du spectromètre à la valeur centrale (choisie pour les mesures de sections efficaces) pour que le pic de diffusion élastique soit au centre du plan focal. On ferme bien les fentes de l'alpha pour limiter la dispersion en énergie. On utilise une cible de tantale épais pour éclater le faisceau pinceau qui arrive à 0 degré. En aval de la cible de tantale épais, on installe une grille θ/φ (baptisée écumoire ou peigne africain) (figure II.32), constituée d'un ensemble de 225 fentes (15 horizontales et 15 verticales) pour réaliser l'étalonnage qui doit nous permettre de calculer les angles de la particule diffusée $(\theta_{cible}, \varphi_{cible})$, grâce à la correspondance univoque entre angles d'entrée dans le spectromètre et angles de sortie, et donc entre $(\theta_{cible}, \varphi_{cible})$ et $(\theta_{foc}, \varphi_{foc})$.
Cette correspondance varie avec le champ magnétique $B_{spectro}$, aussi réalise-t-on des séries de mesures pour différentes valeurs de $B_{spectro}$, dans le cas où l'expérience réclame une modification du champ magnétique $B_{spectro}$ en cours d'étude. Les particules diffusées qui passent par les fentes et traversent le spectromètre donnent une image de la grille dans le plan focal. Pour chaque ensemble de particules associé à l'image d'une des fentes, la reconstruction des trajectoires calcule les coordonnées angulaires $(\theta_{foc}, \varphi_{foc})$, alors la connaissance des angles $(\theta_{cible}, \varphi_{cible})$ de la fente (par la géométrie et la position de la grille) conduit à la relation univoque désirée entre $(\theta_{foc}, \varphi_{foc})$ et $(\theta_{cible}, \varphi_{cible})$, qui va dépendre faiblement de la rigidité magnétique de la particule (donc de sa position X_{foc}).

GRILLE (= ÉCUMOIRE = PEIGNE AFRICAIN)
UTILISÉE POUR LA CALIBRATION DU PLAN FOCAL

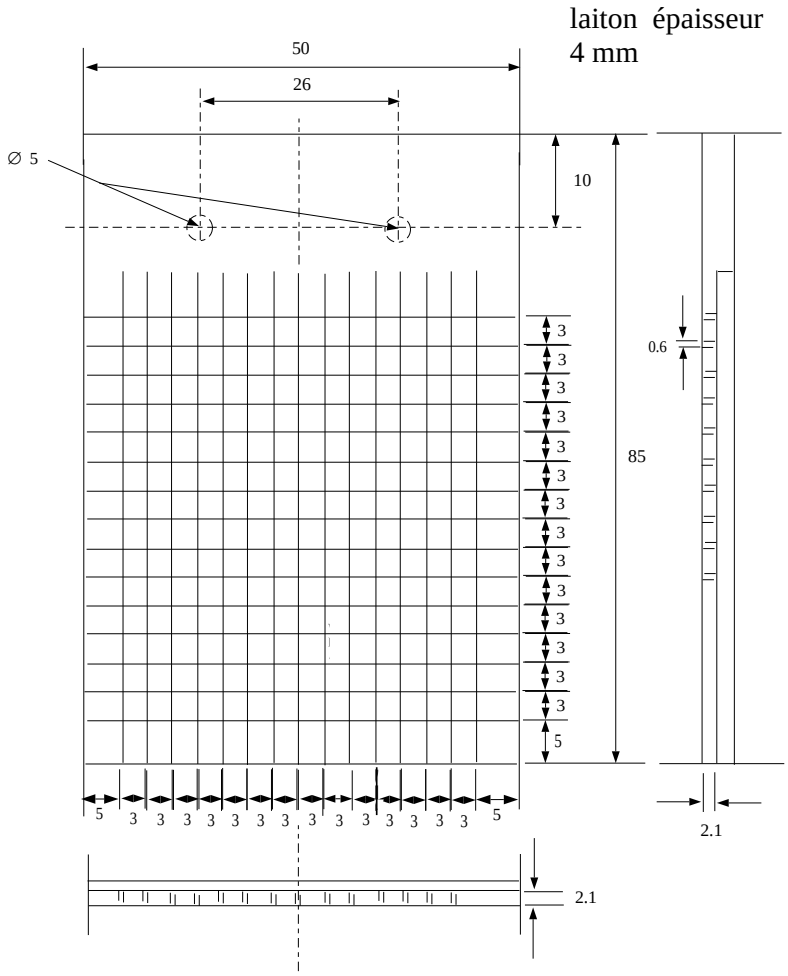


FIG. II.32: *Schéma de la grille d'étalonnage angulaire (distance en mm).*

Dans le système de coordonnées (θ,φ), l'image d'une ouverture réelle de la grille (II.32) en $\Delta\theta_{grille}$ par $\Delta\varphi_{grille}$ correspond à une image au plan focal d'ouverture $\Delta\theta_m$ par $\Delta\varphi_m$. Ce sont les ronds que l'on voit sur la figure II.33.
La grille est placée à la distance $l = 650$ mm de la cible. Les notations sont indiquées sur la figure II.31 qui présente le schéma de la calibration cible-plan focal. Dans l'expérience E251, la grille était constituée de fentes de dimensions
$d_H = 3$ mm $= d_V$ donc :

$$tan(\Delta\theta) = \frac{3}{650} = 4,615410^{-3} = tan(\Delta\varphi)$$

soit : $\Delta\theta = \Delta\varphi = 4,6153$ mrad $= 0{,}2644$ deg.

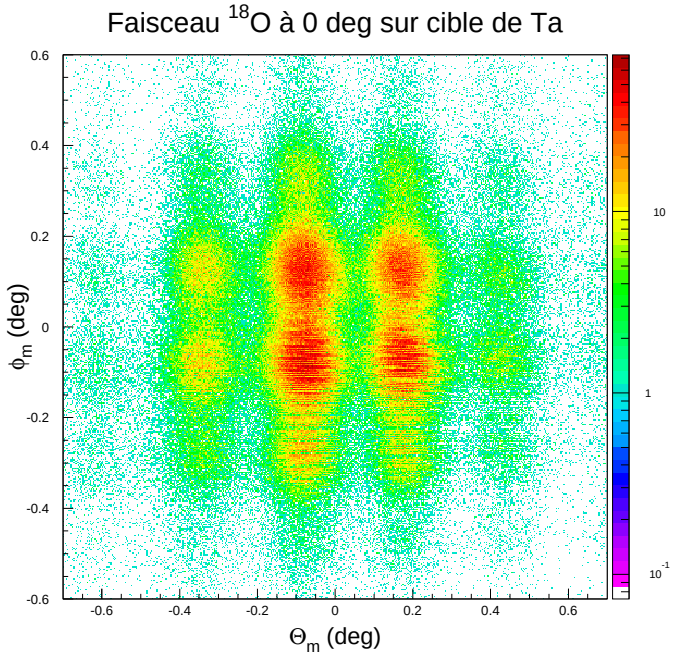


FIG. II.33: *Image de la grille en θ (abscisse), φ (ordonnée) au plan focal.*

Pour l'expérience E269, une grille moins fine a été construite : les fentes ont pour dimensions $d_H = 5$ mm , $d_V = 10$ mm donc :

$$tan(\Delta\theta_{grille}) = \frac{5}{650} \text{ et } tan(\Delta\varphi_{grille}) = \frac{10}{650}$$

soit : $\Delta\theta_{grille} = 7,69$ mrad $= 0{,}44$ deg et $\Delta\varphi_{grille} = 15,38$ mrad $= 0{,}88$ deg.
On projette l'image de la grille sur l'axe theta (figure II.34) en effectuant une coupe en phi et on observe une série de pics correspondant aux ouvertures de la grille. Le maillage de la grille est régulier en x et en y, donc les ouvertures sont régulières.

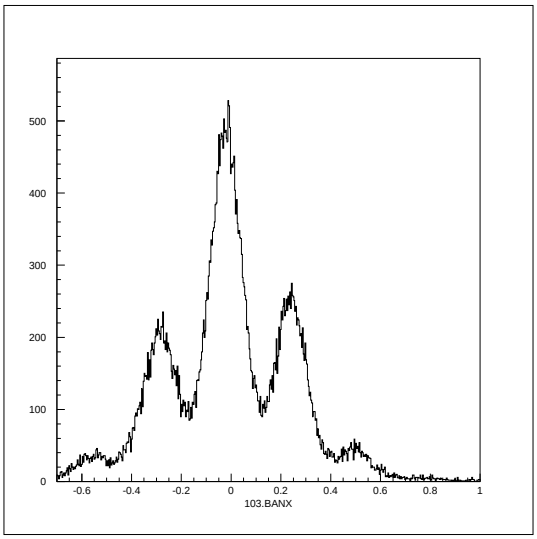


FIG. II.34: *Projection de l'image de la grille sur θ.*

On ajuste des gaussiennes sur les pics du graphe et on fait une moyenne sur l'ensemble des écarts observés $\Delta\theta_m$ entre les moyennes de ces pics. On procède de même pour $\Delta\varphi_m$, par tranche d'angle θ (figure II.35).

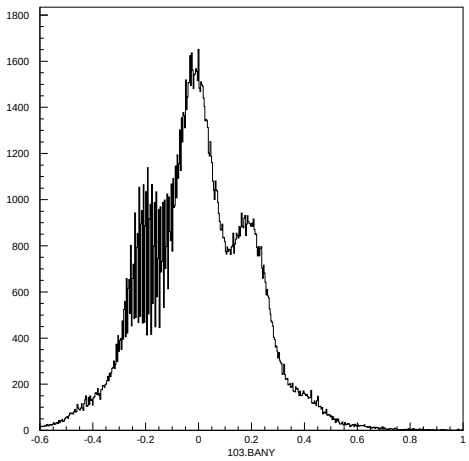


FIG. II.35: *Projection de l'image de la grille sur φ.*

On calcule ainsi les facteurs de calibration angulaire :

$$\text{calib}(\theta_m) = \frac{\Delta\theta_{grille}}{\Delta\theta_m} = 1,027 \text{ et } \text{calib}(\varphi_m) = \frac{\Delta\varphi_{grille}}{\Delta\varphi_m} = 1,353 \ .$$

Pour E269 on a obtenu : calib(θ_2) = 0,946 et calib(φ_2) = 1,363.

II.5.4 Calibration angulaire des petites chambres

La calibration angulaire des petites chambres est réalisée par rapport au plan focal : on met le spectromètre à 0^o, le porte-cible de la chambre à réaction est placé sur la position du cadre vide et on envoie un faisceau « pinceau » dans SPEG. L'angle incident (avant la position de la cible) du faisceau est donc égal à l'angle après la cible, qui est donné par θ_m et φ_m. Ceux-ci ont été calibrés, donc ils servent de référence pour ajuster θ_f et φ_f. On doit vérifier les égalités : $\theta_f = \theta_m$ et $\varphi_f = \varphi_m$.

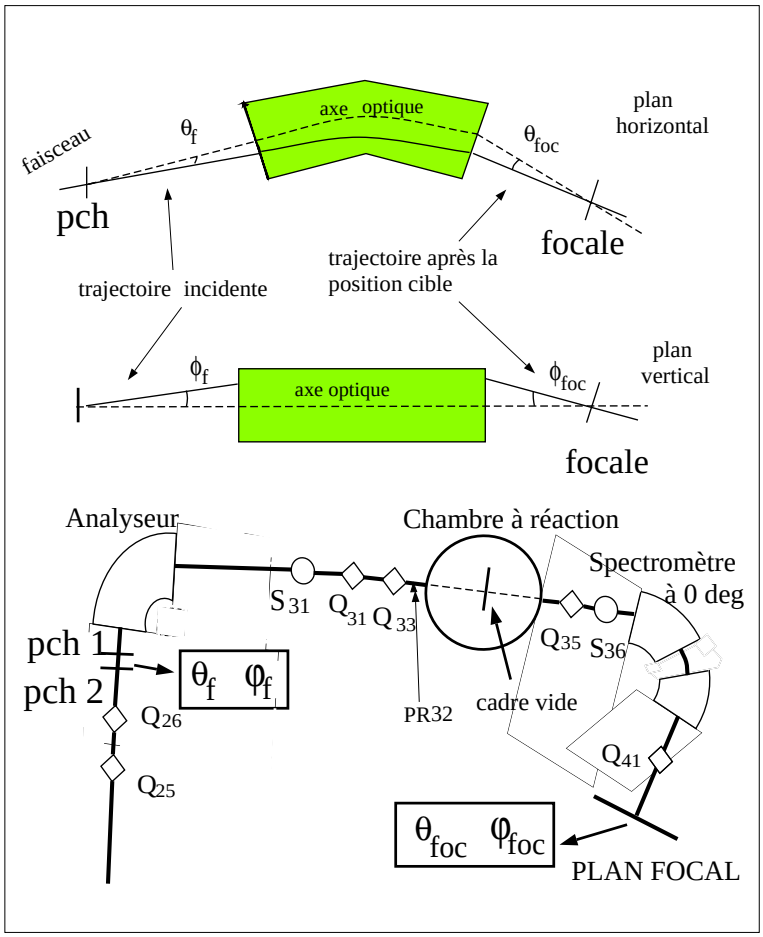


FIG. II.36: *Étalonnage angulaire entre le plan intermédiaire défini par les deux petites chambres à dérive et le plan focal.*

On va réaliser un ensemble de positions en inclinant le faisceau pinceau à l'aide de dipôles correcteurs DC22HO (une variation de l'intensité du dipôle provoque une déviation horizontale de la position du faisceau qui traverse ce dipôle) et DC23VE (variation verticale). Par exemple, dans le plan horizontal, on observe les distributions étroites de θ_f et θ_m dont on prend les moyennes, ce qui fournit un couple

	^{6}He	^{10}Be	^{11}Be
FH31	± 8,5 mm	± 12 mm	±20 mm
Fentes sup/inf	± 2 deg	± 1 deg (±50 mm)	± 1 deg
Fentes gauche/dr	-2 ; 1,98 deg	± 2 deg	-1,2 ; 2 deg
Émittance (mm.mrad)	$\varepsilon_H = 10\pi$ $\varepsilon_V = 10\pi$	$\varepsilon_H = 60\pi$ $\varepsilon_V = 60\pi$	$\varepsilon_H = 60\pi$ $\varepsilon_V = 60\pi$

Tableau II.7: *Conditions expérimentales.*

de valeurs $moy(\theta_f)$ et $moy(\theta_m)$. On peut ajuster une droite sur ces points, dont l'équation est :

$$\theta_f = -1,557 * \theta_2 + 2,532$$

d'où la valeur calibrée de θ_f, calib(θ_f) : $\theta_f = -1,557 * calib(\theta_f) + 2,532$,

soit : calib$(\theta_f) = (\theta_f - 2,532)/(-1,557) = -0,6423 * \theta_f + 1,626$

Dans le cas de E251 : $\theta_f = -1,2218 * \theta_m + 0,00944$,

soit calib$(\theta_f) = (\theta_f - 2,532)/(-1,557) = -0,81846 * \theta_f - 7,710^{-3}$

et calib$(\varphi_f) = -2,573 * \varphi_f - 0,307$.

Pour E269, on a utilisé les dipôles correcteurs pour déplacer le faisceau dans le plan de la cible, ce qui a permis d'obtenir plusieurs couples de points :

($moy(\theta_f)$, $moy(\theta_m)$) et ($moy(\varphi_f)$, $moy(\varphi_m)$) correspondant à chaque position du faisceau d'où une calibration précise, alors que pour E251 on a dû travailler avec une seule position du faisceau, donc directement sur une distribution angulaire en θ_f et sa distribution correspondante en θ_m.

On calcule enfin alphadiff en incluant la calibration.

Notons que cette calibration et les calculs exposés sont valables si l'on suppose le découplage au niveau des petites chambres entre la mesure de x, donc de θ, et celle de y, donc de φ. Si φ comporte des termes dépendant de x, le couplage en (θ, φ) peut modifier la calibration et rendre difficile la mesure précise de φ.

II.6 Récapitulatif des conditions expérimentales

Le tableau II.7 récapitule les ouvertures et l'émittance et le tableau II.8 résume les conditions de production du faisceau secondaire.

	PRODUCTION.		
	^{6}He	**^{10}Be**	**^{11}Be**
$T_{1/2}$	S_{2n}= 0,975 MeV 806,7 ms	S_n = 6,81 MeV 1,51 10^6 ans	S_n = 0,51 MeV 13,81 s
faisceau primaire	^{12}C 75 A.MeV	^{18}O 75 A.MeV	^{18}O 75 A.MeV
comptage	160 pnA	200 pnA	200 pnA
	$\rightarrow 10^{12}$ pps	$\rightarrow$ 1,25 $\times$ 10^{12} pps	$\rightarrow$ 1,25 $\times$ 10^{12} pps
cible SISSI	^{12}C	^{12}C	^{12}C
épaisseur e_o $\rho_{^{12}C}$ = 1,8 g/cm^3 angle (EXP)	8,45mm ρe_o = 1521 mg/cm^2 15^o ρe' = 1575 mg/cm^2	6 mm ρe_o = 1080 mg/cm^2 36^o ρe' = 1335 mg/cm^2	6 mm ρe_o = 1080 mg/cm^2 37^o ρe' = 1352 mg/cm^2
dégradeur	$(CH_3 - CH = CH_2)$ 0,5 mm	^{27}Al	^{27}Al 270 mg/cm^2
comptage 2^{aire}	10^5 pps	10^5 pps	3 $\times$ 10^4 pps
$B\rho_1$ (T.m)	2,7270	2,4112	2,6320
$B\rho_2 = B\rho_{Ana}$ (T.m)	2,70060	2,27720	2,4796
énergie	38,31 A.MeV	39,14 A.MeV	38,43 A.MeV
énergie totale	229,86 MeV	391,4 MeV	422,73 MeV

Tableau II.8: *Production du faisceau secondaire (résultats expérimentaux). $B\rho_1$ est la rigidité magnétique sur la ligne après SISSI et avant le dégradeur, $B\rho_2$ est celle de la ligne après le dégradeur et jusqu'au SPEG (avant la cible de réaction). ρe' est l'épaisseur effective de la cible de SISSI inclinée d'un angle α indiqué dans le cas de chaque faisceau.*

Chapitre III

Présentation et traitement des données

Nous allons, dans un premier temps, exposer les conditionnements imposés aux données. Il s'agit de sélectionner les événements de la diffusion élastique pour le noyau étudié, par des coupures sur l'énergie et le rejet des événements non physiques. On précisera ensuite les performances du système de détection. Après ce traitement des données, on expliquera le calcul des sections efficaces. Ce calcul réclame l'angle solide relatif à l'angle de diffusion, calculé à partir de l'angle d'incidence des petites chambres. Il faut connaître aussi le profil du faisceau incident sur la cible, et donc la distribution en nombre de coups des angles incidents θ_f et φ_f. La normalisation et l'angle solide vont alors être obtenus suivant une procédure générale, qui permet d'accéder simplement aux sections efficaces expérimentales, à partir du nombre de coups par tranches en angle de diffusion, des conditions d'ouverture et d'angles (du spectromètre, des fentes) de la prise de mesures, et du profil du faisceau sur la cible. Cette procédure provient de la simulation Monte-Carlo que nous avons dû développer pour traiter l'expérience E251, dans laquelle le profil du faisceau était distordu par suite d'un déclenchement pris pour les détecteurs de faisceau au niveau du plastique du plan focal, comme nous l'avons vu dans la partie II.3.1. L'angle d'incidence θ_f était pondéré par les événements qui déclenchaient l'acquisition au plan focal.

III.1 Données conditionnées

Un premier traitement consiste à éliminer les événements non physiques qui proviennent de prédéclenchements ou d'un mauvais fonctionnement du détecteur.

III.1.1 Conditionnements sur les paramètres bruts et calculés

La liste des opérations à mener sur les événements bruts sont, dans l'ordre :

- les conditions sur l'énergie : sur le spectre d'identification $E - \Delta E$ (II.28), on trace un contour sur la tache correspondant au noyau d'intérêt, et on sélectionne les événements dont les paramètres E et ΔE sont inclus dans cette fenêtre ;
- le conditionnement sur les longueurs de ligne à retard des chambres à dérive de SPEG ;
- le conditionnement sur les longueurs des petites chambres ;
- le conditionnement sur les différences de signaux des petites chambres ;
- on sélectionne enfin, sur les spectres d'angle de diffusion en fonction de Δ_m, les coups de la diffusion élastique étudiée.

Nous détaillons ci-dessous les conditionnements sur les chambres à dérive de SPEG et sur les petites chambres.

Conditionnement sur les longueurs des chambres de SPEG :

Le temps mis pour parcourir l'ensemble de la ligne d'une chambre à dérive est proportionnel à sa longueur puisque les électrons ont une vitesse de dérive constante dans la ligne à retard. Il faut donc s'assurer que le temps $Xi1d+Xi1g$ (i=1,2 pour les deux chambres) qui correspond à la somme des temps mis pour dériver à droite et à gauche (informations recueillies aux deux bouts de la ligne à retard de la chambre à dérive) est constant, à une dispersion près liée aux imperfections du détecteur et de l'électronique. La somme $X11d+X11g$ est appellée longueur de ligne et notée $Lon1$. On va tester la longueur de ligne pour chaque événement, c'est-à-dire s'assurer que la somme est comprise dans une fenêtre d'acceptation.
Au départ, on définit $Alon1$ et $Alon2$ pour chaque chambre :

$$Aloni = Xi1g + \alpha_i * Xi1d \quad i = 1,2$$

et on veut que $Aloni$ soit indépendant du paramètre α_i Prenons le cas de $Alon1$: comme la chaîne d'électronique est différente pour les deux informations $X11g$ et $X11d$ aux extrémités de la ligne à retard, il faut ajuster le coefficient α_1. On trace

alors le spectre de corrélation du paramètre $Alon1$ en fonction de $X11d$, et on calcule α_1 tel que la longueur de la ligne soit constante, donc apparaisse sur le spectre comme une ligne horizontale. Ensuite, on impose que $Alon1$ soit compris dans un intervalle $[Alon1a, Alon1b]$, ce qui élimine les événements non physiques : déclenchements ne correspondant pas au passage d'une particule, dans la chambre, mauvais fonctionnement de la chambre à dérive (empilements). On procède ainsi pour les deux chambres à dérive, et on a alors sélectionné les événements pour lesquels les trajectoires sont reconstruites correctement.
Avant de présenter le conditionnement sur les signaux des petites chambres, nous allons nous intéresser au problème de leur forme.

Forme des signaux des petites chambres :

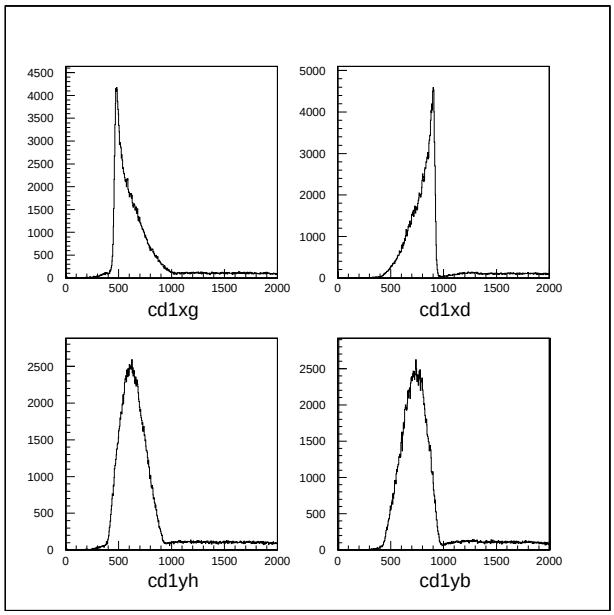


FIG. III.1: *Signaux bruts en temps de la première petite chambre à dérive pour un faisceau secondaire de ^{10}Be à 39,1 A.MeV.*

La figure III.1 présente les spectres des signaux bruts en temps suivant X et Y des petites chambres, pour l'expérience E251. Ces signaux permettent de reconstruire, comme on l'a vu en partie II.3.4, les positions en X ($d1x$, $d2x$) et Y ($d1y$, $d2y$) dans chaque détecteur. On note que les signaux en X n'ont pas d'axe de symétrie; leur forme, contrairement à celle des signaux suivant Y, n'a pas une allure gaussienne. L'angle dans le plan horizontal θ_f, est mesuré, on l'a vu, grâce aux signaux

horizontaux des chambres convertis en position ; il n'a pas non plus une allure symétrique, comme on le voit sur les figures III.2 et III.3, observées lorsque l'on analyse un run sur cible ; dans le cas d'un run sans cible (III.4), l'angle d'incidence θ_f a un profil symétrique. Cet effet, que l'on a noté sur les paramètres de E251, est lié à l'absence de galettes devant la cible et à un déclenchement des petites chambres par le plastique de SPEG : on déclenche lorsqu'on a un événement correspondant à une particule diffusée qui arrive au plan focal de SPEG, donc on prend en compte seulement les événements qui contribuent à la distribution angulaire du nombre de coups de diffusion.

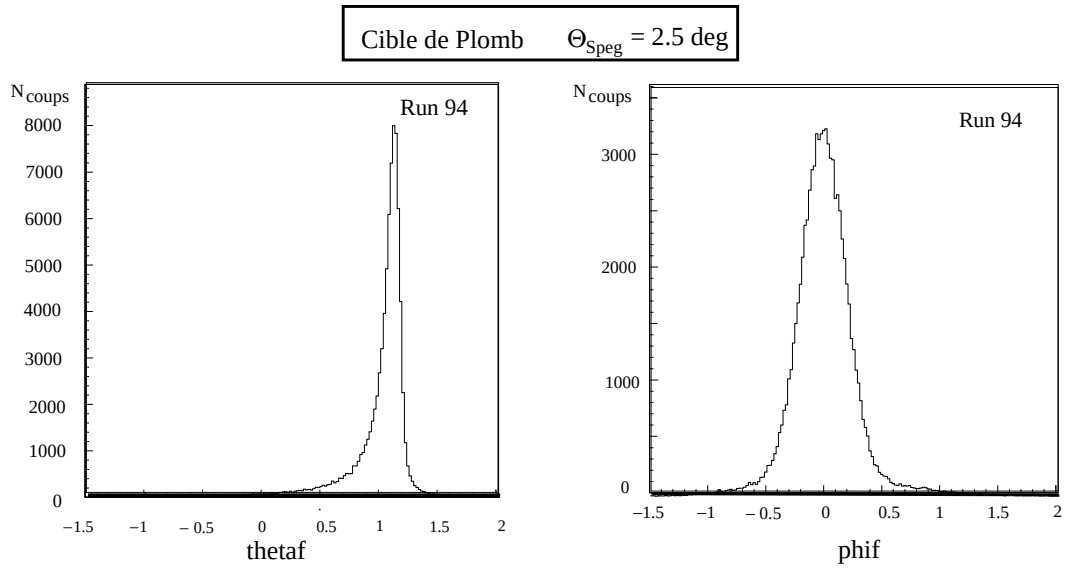


FIG. III.2: *Distributions des angles θ et φ du faisceau incident de ^{10}Be lors d'un run sur cible de Plomb pour un angle du spectromètre de 2,5 deg.*

Comme cette distribution ne dépend pas de φ, le déclenchement n'a pas entraîné de distorsion des signaux en φ des petites chambres. Lors des expériences ultérieures, notamment pour E269 consacrée à la mesure de l'^{6}He sur $(CH_2)_3$, on a remedié à ce problème en utilisant le système de galettes microcanaux Galotte disposées avant la cible, qui fournissent une référence en temps aux petites chambres. Les signaux en temps de ces petites chambres donnent alors la forme réelle du faisceau incident.

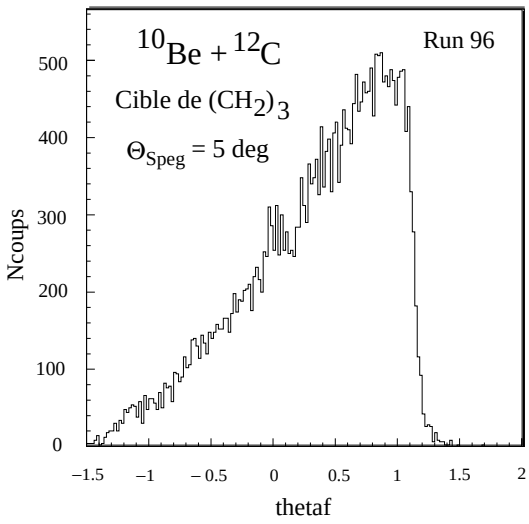


FIG. III.3: *Distribution en θ du faisceau incident de ^{10}Be sur cible de $(CH_2)_3$ pour un angle du spectromètre de 5 deg.*

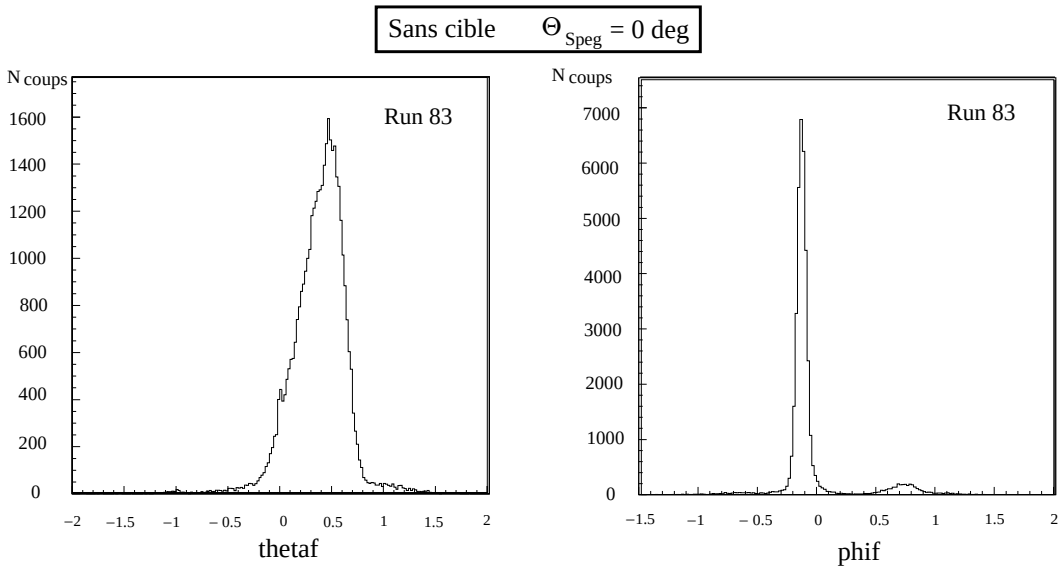


FIG. III.4: *Distributions des angles θ et φ du faisceau incident lors d'un run sans cible pour un angle du spectromètre de 0 deg.*

Conditionnement sur les signaux des petites chambres :

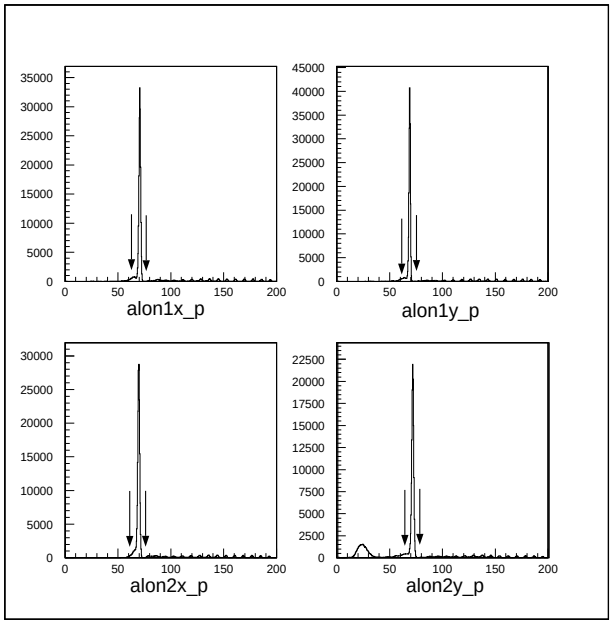


FIG. III.5: *Signaux bruts de longueur des petites chambres à dérive, pour un faisceau secondaire de ^{10}Be à l'énergie de 39,1 A.MeV.*

Comme pour les chambres de SPEG, on doit imposer des coupures sur les longueurs de ligne pour enlever les signaux non physiques et les prédéclenchements. La figure II.17 présentait les signaux en x non conditionnés de la première petite chambre et on a vu que les événements physiques sont sur la ligne de corrélation $cd1xd - cd1xg$. Pour sélectionner les événements physiques des petites chambres, il est alors nécessaire de les conditionner aussi sur le signal $cd1xd - cd1xg$. Les coupures que l'on va imposer sur les longueurs et également les différences des signaux vont nettoyer les spectres, car on ne garde que les événements corrélés en $cd1xg$ par rapport au signal $cd1xd$ et $cd1yh$ par rapport au signal $cd1yb$.

Les longueurs sont définies à partir de la somme des signaux :

$\alpha * (cd1xd + cd1xg) = alon1xp$, longueur en x, et $\alpha * (cd1yh + cd1yb) = alon1yp$, longueur en y.

Les différences des signaux pour la première petite chambre dans les directions x et y s'écrivent : $cd1x = \beta * (cd1xg - cd1xd)$ et $cd1y = \beta * (cd1yb - cd1yh)$.

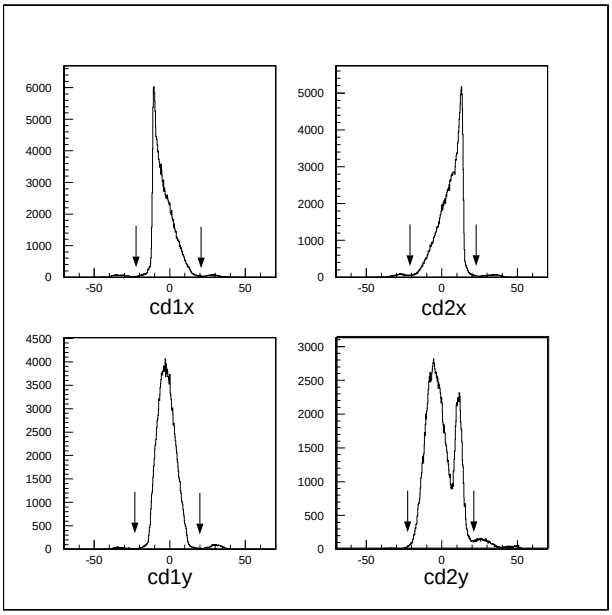


FIG. III.6: *Signaux bruts de différence des signaux gauche-droit ou haut-bas des petites chambres à dérive pour un faisceau secondaire de ^{10}Be à 39,1 A.MeV.*

Sur les spectres III.5 et III.6, les deux flèches indiquent sur chaque spectre la fenêtre que l'on prend pour le signal, les événements situés à l'extérieur sont rejetés.

III.1.2 Des images

Cette partie présente quelques spectres de l'angle de diffusion alphadiff en fonction du paramètre Δ_m (défini en partie II.3.4 comme proportionnel au moment relatif $\frac{\Delta p}{p}$) obtenus pour les différents noyaux sur cible de polypropylène : ^{10}Be (figure III.7), ^{11}Be (III.8) et ^{6}He (III.9). Sur chaque spectre, la ligne verticale à droite est la réaction noyau sur carbone, la ligne épaisse et courbée correspond aux événements de diffusion noyau sur protons. Dans le cas du ^{10}Be on distingue une seconde ligne verticale qui correspond à des diffusions inélastiques : ^{10}Be sur le premier état excité 2^+ (à 4,439 MeV) du ^{12}C et premier état excité (à 3,368 MeV) du ^{10}Be sur ^{12}C.

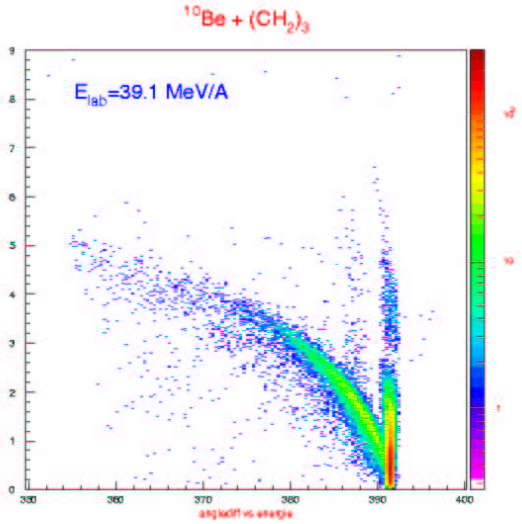


FIG. III.7: *Spectre de diffusion du ^{10}Be à l'énergie de 39,1 A.MeV sur cible de $(CH_2)_3$ au plan focal du SPEG ; le spectromètre est tourné à 3,5 deg.*

Ces figures, obtenues avec tous les conditionnements évoquées dans le début du chapitre, illustrent la nécessité des petites chambres. Les deux spectres de la figure III.10 présentent l'angle de diffusion en fonction de l'énergie ; ils ont été réalisés à partir des mêmes données : une réaction de ^{6}He sur polypropylène, mais avec 2 calculs différents pour l'angle de diffusion. Dans le premier cas, on a pris le calcul qui est utilisé pour les faisceaux stables : leur ouverture angulaire est faible, donc on peut supposer qu'ils sont en incidence normale par rapport à la cible. Dans le cas des faisceaux exotiques, on a vu que l'ouverture angulaire est souvent de 1 deg, et qu'il faut alors connaître l'angle incident sur la cible pour avoir un calcul précis de l'angle de diffusion.

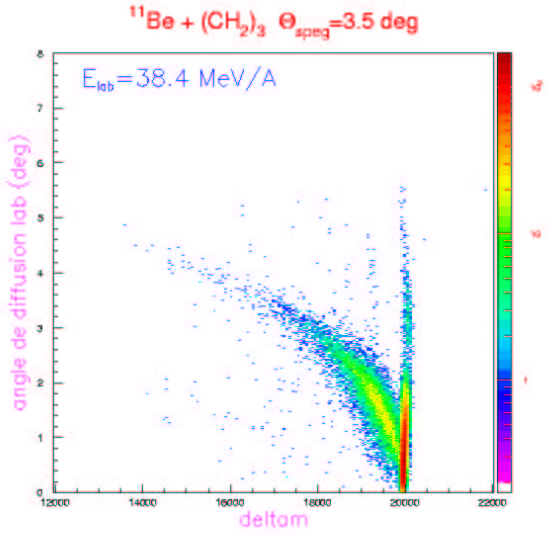


FIG. III.8: *Spectre de diffusion du ^{11}Be à l'énergie de 38,4 A.MeV sur cible de $(CH_2)_3$ au plan focal du SPEG ; le spectromètre est tourné à 3,5 deg.*

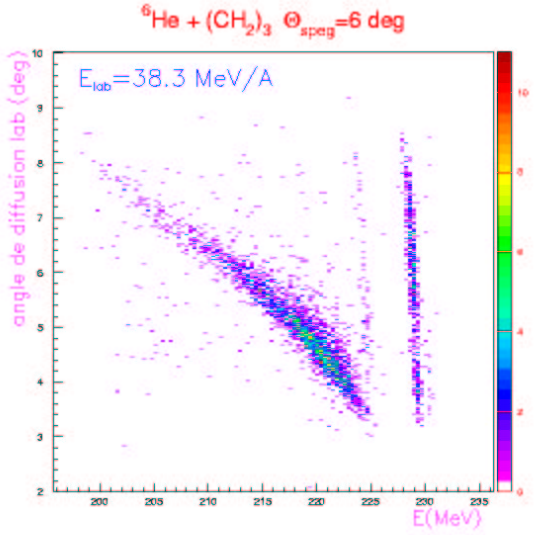


FIG. III.9: *Spectre de diffusion de l'^{6}He à l'énergie de 38,3 A.MeV sur cible de $(CH_2)_3$ au plan focal du SPEG ; le spectromètre est tourné à 6 deg.*

Le deuxième spectre prend en compte l'information donnée par les petites chambres à dérive pour calculer l'angle de diffusion, comme cela a été exposé dans la partie

(II.3.4) des paramètres calculés du chapitre précédent. Sur les deux spectres, la ligne droite est la réaction ^{6}He sur carbone, la ligne épaisse et courbée concerne ^{6}He + p. Dans les deux spectres, cette ligne ^{6}He + p est large en énergie à cause de la forte cinématique de la réaction et de la grande ouverture angulaire du faisceau incident. On voit qu'avec l'information donnée par les petites chambres, cette ligne est affinée et que la résolution angulaire est améliorée.

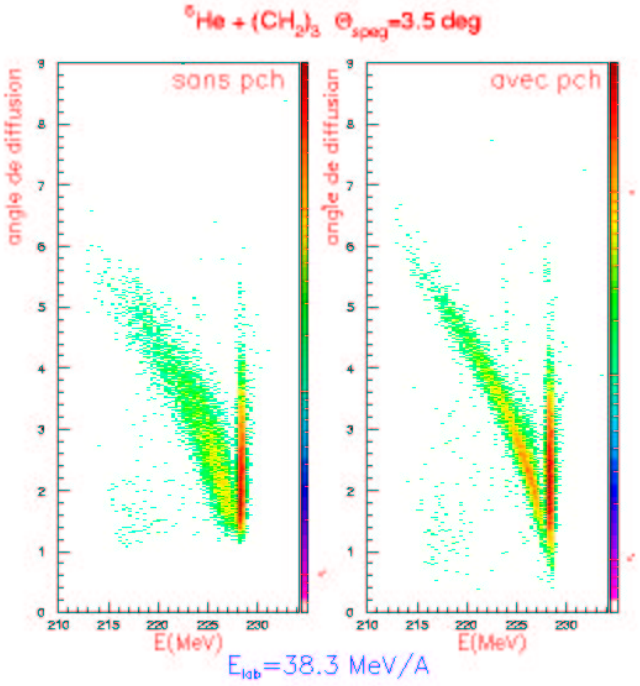


FIG. III.10: *Spectre de diffusion de l'^{6}He sur cible de $(CH_2)_3$ au plan focal du SPEG ; le spectromètre est tourné à 3,5 deg. L'angle de diffusion est calculé pour le spectre de gauche en supposant que l'incidence du faisceau sur la cible est normale, dans le second spectre en prenant en compte l'angle d'incidence donné par les petites chambres.*

La projection, pour une réaction sélectionnée, du spectre sur l'axe vertical donne le nombre de coups en fonction de l'angle de diffusion.

III.1.3 Cinématique

L'utilisation des courbes connues de cinématique, des réactions d'un noyau sur cible de proton et sur cible de carbone, permet de déterminer les éventuels décalages en angle de diffusion qui affectent les spectres de diffusion. Pour une tranche fine en angle de diffusion α_{diff}, on projette le spectre de diffusion sur l'axe horizontal de Δ_m. Par exemple, dans le cas de la diffusion sur polypropylène illustré par la figure III.15, on observe deux pics correspondant aux diffusions sur proton et carbone. On ajuste deux gaussiennes sur ces deux pics et on calcule la différence en canaux $\Delta(\Delta_m)_{cx}$ entre les centres des gaussiennes. À l'aide de la calibration en énergie $calib(\Delta_m)$, on déduit la différence d'énergie $\Delta E(\alpha_{diff})$ en MeV entre les deux centres de gravité :

$$\left(\frac{\Delta E(\alpha_{diff})}{E}\right)_{mes} = 2\frac{\Delta(\Delta_m)_{cx}}{calib(\Delta_m)}$$

où $calib(\Delta_m) = 1446$ cx/% (E251) ce qui, connaissant E, énergie du faisceau, égale à 39,1 A.MeV dans le cas du ^{10}Be, donne $\Delta E(\alpha_{diff})$.
$\Delta E(\alpha_{diff}) = E_{^{12}\mathrm{C}}(\alpha_{diff}) - E_p(\alpha_{diff})$, où $E_{^{12}\mathrm{C}}(\alpha_{diff})$ et $E_p(\alpha_{diff})$ désignent respectivement l'énergie de la diffusion élastique de ^{10}Be sur ^{12}C et sur proton pour l'angle de diffusion α_{diff}.

La cinématique de la diffusion élastique ^{10}Be sur ^{12}C donne $E_{^{12}\mathrm{C}}(\alpha_{diff})$, ce qui permet de calculer $E_p(\alpha_{diff}) = E_{^{12}\mathrm{C}} - \Delta E$. On compare la valeur obtenue à celle fournie par la cinématique de diffusion élastique ^{10}Be sur proton. Si l'angle qui correspond à cette énergie est α'_{diff}, le décalage qui affecte l'angle de diffusion est alors : $\Delta\alpha_{diff} = \alpha'_{diff} - \alpha_{diff}$, comme l'illustre la figure III.14.

Les figures III.11, III.12, et III.13 présentent pour chaque noyau étudié les calculs de cinématique pour les réactions mises en jeu lorsque ce noyau interagit avec la cible de polypropylène. On visualise la cinématique des réactions élastiques sur proton et carbone, ainsi que les diffusions inélastiques du premier état excité du noyau sur le carbone, et de l'état fondamental du noyau sur le premier état excité 2^+ du carbone. Les réactions sur carbone et sur hydrogène offrent la possibilité de vérifier nos étalonnages en énergie obtenus précédemment (section II.5.2), grâce à la superposition des lignes cinématiques sur proton et carbone aux spectres expérimentaux d'angle de diffusion en fonction de l'énergie. On obtient également par cette superposition le décalage en angle, et on verra dans la partie III.2.2, que la résolution angulaire est estimée à partir des événements de la réaction sur proton.

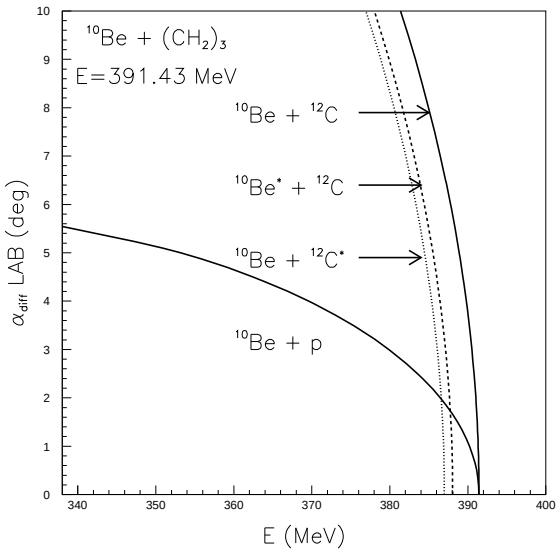


FIG. III.11: *Lignes cinématiques de l'angle de diffusion (dans le laboratoire) en fonction de l'énergie de la particule détectée (le ^{10}Be), relatives à l'interaction du ^{10}Be avec la cible de $(CH_2)_3$ à 39,1 A.MeV. Les lignes, de gauche à droite, sont les cinématiques des réactions $^{1}H(^{10}Be,^{10}Be)^{1}H$, $^{12}C(^{10}Be,^{10}Be^{*})^{12}C$, $^{12}C(^{10}Be,^{10}Be)^{12}C^{*}$, $^{12}C(^{10}Be,^{10}Be)^{12}C$.*

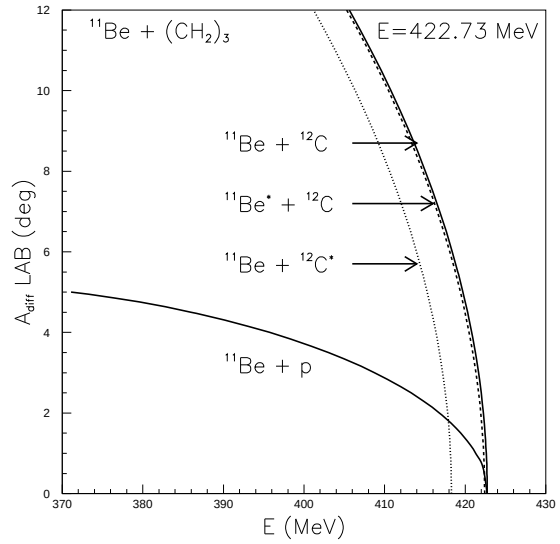


FIG. III.12: *Lignes cinématiques de l'angle de diffusion (dans le laboratoire) en fonction de l'énergie de la particule détectée (le ^{11}Be), relatives à l'interaction du ^{11}Be avec la cible de $(CH_2)_3$ à 38,4 A.MeV. Les lignes, de gauche à droite, sont les cinématiques des réactions $^{1}H(^{11}Be,^{11}Be)^{1}H$, $^{12}C(^{11}Be,^{11}Be)^{12}C^{*}$, $^{12}C(^{11}Be,^{11}Be^{*})^{12}C$, $^{12}C(^{11}Be,^{11}Be)^{12}C$.*

Sur le spectre de diffusion III.10 de l'^{6}He sur cible de polypropylène (réalisé pour un angle du spectromètre Θ_{SPEG} = 3,5 deg), le décalage en angle obtenu par la cinématique, et corrigé sur la figure III.13, est de + 0,35.

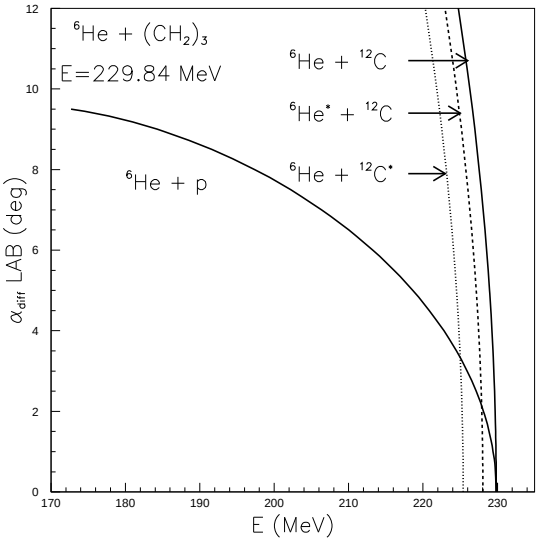


FIG. III.13: *Lignes cinématiques de l'angle de diffusion (dans le laboratoire) en fonction de l'énergie de la particule détectée (l'^{6}He), relatives à l'interaction de l'^{6}He avec la cible de $(CH_2)_3$ à 38,3 A.MeV. Les lignes, de gauche à droite, sont les cinématiques des réactions $^1H(^6He,^6He)^1H$, $^{12}C(^6He,^6He)^{12}C^*$, $^{12}C(^6He,^6He^*)^{12}C$, $^{12}C(^6He,^6He)^{12}C$.*

III.1.4 Tableau récapitulatif

Le tableau III.1 présente la plage angulaire de détection sur chaque type de cible. La première ligne présente les limites angulaires pour la diffusion sur proton, imposées par la cinématique. Par exemple, l'intervalle $1° \rightarrow 9,6°(lim)$ donné pour la réaction d'^{6}He sur proton dans le référentiel du laboratoire, correspond aux limites théoriques imposées : la limite inférieure de 1° est l'angle à partir duquel on peut distinguer nettement dans les spectres expérimentaux de diffusion la réaction sur proton de celle sur carbone, et la limite supérieure de 9,6° est le maximum obtenu pour le calcul cinématique inverse de la réaction sur proton. La seconde ligne présente l'intervalle correspondant calculé cette fois dans le centre de masse (CM) : $7° \rightarrow 94,7°$. Ensuite, la ligne "p LAB exp " donne les limites obtenues sur les spectres de diffusion, dans le référentiel du laboratoire. Pour les réactions sur ^{12}C et sur plomb,

	^{6}He	^{10}Be	^{11}Be
p LAB th	$1 \rightarrow 9,6(lim)$	$1 \rightarrow 5,7(lim)$	$1 \rightarrow 5,2(lim)$
p CM th	$7,02 \rightarrow 94,7$	$11,0 \rightarrow 86,6$	$12,0 \rightarrow 87,8$
p LAB exp	$1,35 \rightarrow 8,55$	$0,63 \rightarrow 5,6$	$1 \rightarrow 5,2$
p CM exp	$9,49 \rightarrow 71,4$	$7,14 \rightarrow 80,4$	$12,0 \rightarrow 87,8$
^{12}C LAB	$1.35 \rightarrow 13,65$	$1,25 \rightarrow 8,75$	$1 \rightarrow 9$
^{12}C CM	$2,0 \rightarrow 20,6$	$2,32 \rightarrow 16,2$	$1,9 \rightarrow 17,4$
^{208}Pb LAB	$1 \rightarrow 11$	$1 \rightarrow 7$	$1 \rightarrow 8$
^{208}Pb CM	$1,0 \rightarrow 11,3$	$1,05 \rightarrow 7,35$	$1,05 \rightarrow 8,4$

Tableau III.1: *Plages angulaires des résultats, exprimées en degrés, dans le référentiel du laboratoire et dans le centre de masse. Les deux premières lignes, concernant la diffusion sur proton, donnent les limites angulaires imposées par la cinématique.*

on donne les intervalles angulaires, dans le laboratoire et dans le CM, des données obtenues.

III.2 Performances de SPEG et du système de détection

Il s'agit de voir les performances de notre système de détection : ses résolutions en énergie et angulaire, et son efficacité.

III.2.1 Résolution en énergie

On trace le spectre de diffusion α_{diff} en fonction de Δ_m (figure III.7) et on projette une tranche en angle de diffusion $[\alpha_1, \alpha_2]$ sur l'axe Δ_m ce qui donne un spectre similaire à la figure III.15.

Sur l'intervalle $[\alpha_1, \alpha_2]$ on calcule tout d'abord la « résolution » due uniquement à

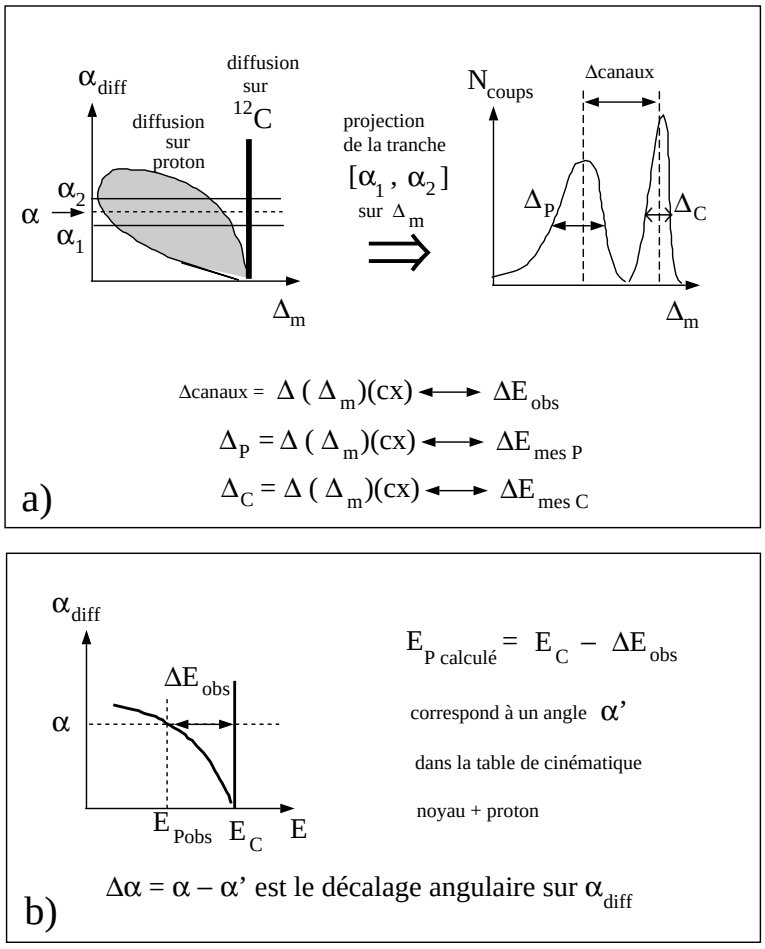


FIG. III.14: *Calcul de la résolution et du décalage en angle de diffusion.*

la cinématique :

$$(\frac{\Delta E}{E})_{cin} = \frac{E(\alpha_1) - E(\alpha_2)}{E(\alpha_1)}$$

On mesure, sur la projection de la tranche, la largeur à mi-hauteur du pic de diffusion sur le ^{12}C (comme schématisé sur la figure III.14 -a) : $\Delta_C = \Delta(\Delta_m)_{cx} = 2,35 * \sigma_{12C}$, exprimé en canaux, et comme la calibration en Δ_m a donné $calib(\Delta_m) = 1446$ cx/%, (pour E251) [et $calib(\Delta_2) = 1550$ cx/%, pour E269], on peut calculer :

$$(\frac{\Delta E}{E})_{mes\ \%} = 2\frac{\Delta p}{p} = 2\Delta(\Delta_m)_{\%} = 2\frac{\Delta(\Delta_m)_{cx}}{calib(\Delta_m)}$$

donc la résolution mesurée vaut :

$$(\frac{\Delta E}{E})_{mes} = 0,02 * 2,35 * \sigma_{12C}/calib(\Delta_m)$$

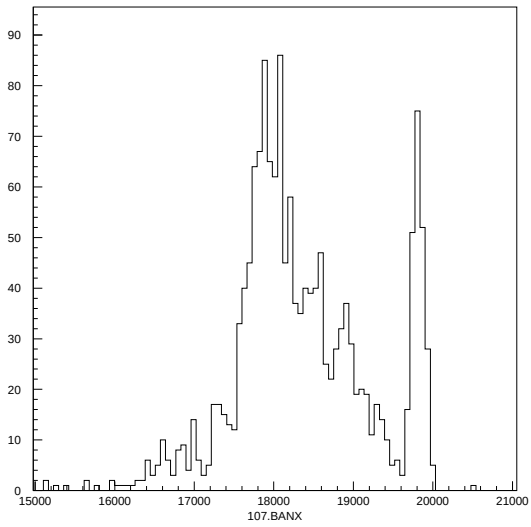


FIG. III.15: *Projection sur l'axe du moment Δ_m suivant la tranche angulaire* $[3; 3, 1]$ *du spectre de diffusion du* ^{10}Be *à 3,5 deg dans le SPEG.*

La résolution «intrinsèque» pour l'expérience est alors :

$$\frac{\Delta E}{E}_{res} = \sqrt{\left([(\frac{\Delta E}{E})_{mes}]^2 \ - [(\frac{\Delta E}{E})_{cin}]^2 \right)}$$

Ici avec 10^{-3} à 391 MeV, on ne peut pas séparer à moins de $\Delta E = 391$ keV. La résolution mesurée est de l'ordre de 10^{-3} à comparer à la résolution nominale du SPEG, 10^{-4}. Le premier niveau excité du carbone est un 2^+ à 4,439 MeV ; pour le ^{10}Be il s'agit d'un état à 3,368 MeV. La différence en énergie est de 1,1071 MeV que l'on peut a priori séparer. On a vu sur la figure I.4 que ces deux énergies de particules diffusées étaient bien séparées au plan focal dans le cas de l'expérience E229 qui bénéficiait d'une très bonne résolution en énergie de 6×10^{-4}. Dans notre expérience, on ne distingue pas sur la figure III.7 les lignes correspondant aux diffusions ^{10}Be + ^{12}C* et ^{10}Be* + ^{12}C par manque de statistique. Avec la résolution de 10^{-3} à 391 MeV, on ne sépare pas entre elles les diffusions inélastiques ^{12}C(^{10}Be, ^{10}Be)^{12}C* et ^{12}C(^{10}Be, ^{10}Be*)^{12}C de la diffusion élastique ^{12}C(^{10}Be, ^{10}Be)^{12}C.
Dans le cas du premier état excité du ^{11}Be à 320 keV, la résolution en énergie n'est pas assez bonne pour assurer la séparation élastique - inélastique.

III.2.2 Résolution angulaire

La résolution angulaire est évaluée sur le pic épais de diffusion sur proton obtenu par projection d'une tranche $[\alpha_1, \alpha_2]$ du spectre de diffusion sur l'axe Δ_m. La largeur naturelle en énergie de ce pic est donnée par la cinématique sur proton :

$\Delta E_{nat} = E_p(\alpha_1) - E_p(\alpha_2)$.

On mesure la largeur à mi-hauteur du pic (partie notée a) de la figure III.14) : $\Delta_P = \Delta(\Delta_m)_{cx} = 2,35 * \sigma_P$, ce qui donne la valeur de $\frac{\Delta p}{p}$ en pourcentage :

$$\frac{\Delta p}{p} = \Delta(\Delta_m)_{\%} = \frac{2,35 * \sigma_P}{calib(\Delta_m)}$$

La valeur de $\frac{\Delta E}{E}$ calculée sur le pic de proton s'écrit :

$$(\frac{\Delta E}{E})_{mesP} = 0,02 * 2,35 * \frac{\sigma_P}{calib(\Delta_m)}$$

alors : $(\Delta E)_{mesP} = (\frac{\Delta E}{E})_{mesP} * E_p(\alpha_1)$

L'élargissement dû à la résolution en énergie, $(\frac{\Delta E}{E})_{res}$ calculée dans la partie III.2.1, est : $(\Delta E)_{résolution} = \frac{\Delta E}{E}_{res} * E_p(\alpha_1)$.

$$\text{Avec} \quad cinema = -1/2 * (\frac{dE}{d\theta}(\alpha_1) + \frac{dE}{d\theta}(\alpha_2))(\text{keV/deg}),$$

l'élargissement en énergie qui provient de la résolution angulaire s'écrit :

$$\Delta E_{\Delta\theta} = \Delta\Theta_{résolution} \times cinema$$

Finalement, on obtient :

$$\Delta E_{\Delta\theta} = \sqrt{[(\Delta E_{mesP})^2 \ - (\Delta {E_{nat}}^2) - (\Delta E_{résolution})^2 \ ]}$$

et ensuite la résolution $\Delta\Theta_{résolution}$ est extraite.

Les résolutions obtenues sont résumées dans le tableau III.2. Ces résolutions sont médiocres comparées à celles qu'on peut obtenir en faisceau primaire, mais rappelons que nous avons travaillé avec des faisceaux secondaires de grande émittance (60 π mm.mrad). Or, l'optique de SPEG est moins bonne dans ces conditions que pour les faisceaux primaires. Les résolutions angulaires et en énergie se dégradent quand l'angle de diffusion augmente : on a des aberrations optiques liées à la grande émittance des faisceaux secondaires ce qui entraîne un couplage $\frac{\theta}{\delta}$.

De plus, les détecteurs de position ont de mauvaises résolutions pour les noyaux légers qui ionisent peu le gaz.

	^{6}He	^{10}Be	^{11}Be
$\frac{\Delta E}{E}$	9×10^{-4}	10^{-3}	10^{-3}
$\Delta\theta$ LAB	0,3 deg ; 0,5 deg	0,5 deg	0,5 deg
$\Delta\theta$ CM p	2,1 ; 3,5	5,49	6
$\Delta\theta$ CM ^{12}C	0,45 ; 0,76	0,93	0,97

Tableau III.2: *Résolutions en énergie et angulaire des réactions étudiées avec les trois faisceaux secondaires. La résolution angulaire est donnée dans le laboratoire pour chacun des trois faisceaux, puis dans le centre de masse, pour les systèmes noyau + proton et noyau + ^{12}C. Les deux valeurs de résolution qui sont données dans le cas de l'^{6}He correspondent aux zones en angle de diffusion (laboratoire) avant et après 4°. La résolution se dégradait avec l'angle de diffusion.*

III.2.3 Efficacité de détection

Dans cette partie, on va étudier les pertes d'événements liés aux divers conditionnements imposés sur les données. Cela conduit à évaluer une « pseudo-efficacité » liée aux événements physiques qui sont retenus dans l'analyse.

Les chambres à dérive :

Il s'agit ici de savoir si toutes les trajectoires de particules sont bien incluses dans la zone de détection utile des chambres à dérive du plan focal. Pour évaluer la taille du faisceau au niveau des détecteurs du plan focal, on trace les spectres de la position verticale $Y1$ d'une chambre en fonction de la coordonnée horizontale $X11$ dans le détecteur (figure III.16). On relève 2700 canaux d'étalement en hauteur sur la première chambre et 3300 canaux sur la deuxième, ce qui, compte-tenu de l'étalonnage de 0,003 cm/canal en Y, conduit respectivement à des hauteurs de 8,1 cm et 9,9 cm ; or, la hauteur des deux détecteurs est de 10 cm.

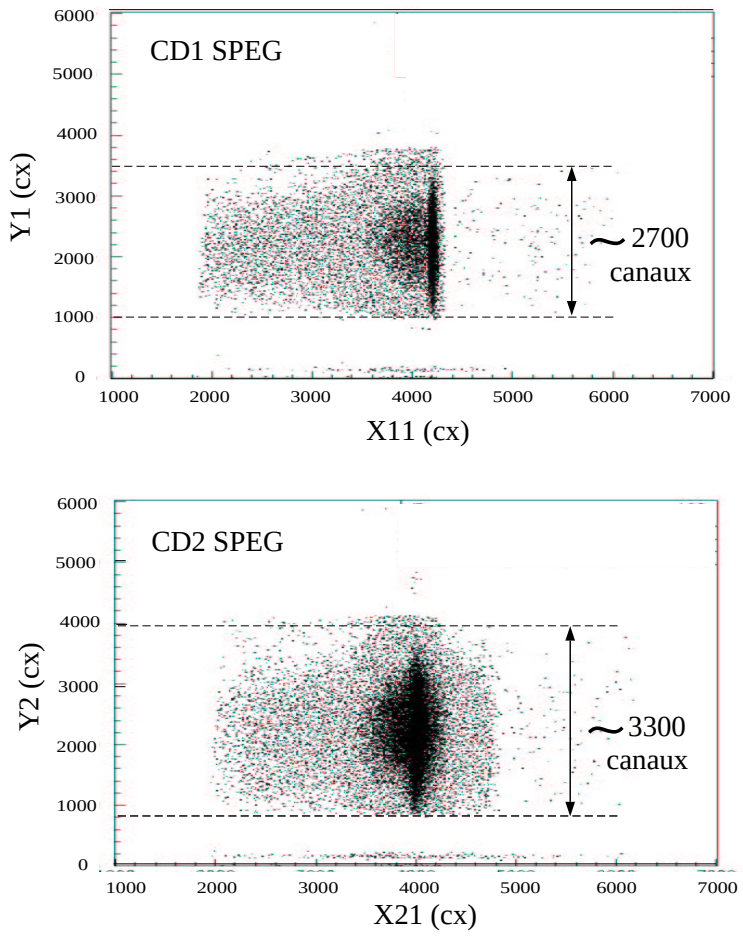


FIG. III.16: *Position verticale en fonction de la position horizontale, positions mesurées dans les chambres à dérive du plan focal.*

On voit donc que si l'on travaille avec un faisceau légèrement décentré, les trajectoires de particules peuvent sortir des détecteurs, ce qui conduira à des pertes d'efficacité de l'ordre de quelques %. Le grandissement vertical $T_{33} = (\frac{y}{y})_{SPEG}$ entre la cible et le plan focal est égal à $-4,7$ (consulter le tableau des caractéristiques du SPEG C.1), donc lorsqu'on travaille avec des faisceaux secondaires dont l'ouverture est grande sur la cible, de l'ordre de $\pm$ 0,8 cm (dans la direction verticale), on obtient une tache de l'ordre de $\pm$ 4 cm en vertical dans le plan focal. Dans nos deux expériences, cela n'a pas été la source de la perte d'efficacité. L'utilisation de galettes microcanaux pour la mesure des positions du faisceau sur la cible, dans l'expérience E269, a assuré le centrage du faisceau.

La perte d'efficacité (pseudo-efficacité au niveau de la méthode d'analyse) est liée à des déclenchements défectueux de l'ensemble des détecteurs et correspond au

taux d'événements non physiques que l'on rejette en conditionnant les détecteurs. Mais il est nécessaire d'avoir une référence pour évaluer l'efficacité d'analyse des événements : on établit alors le calcul sur le plastique et la chambre à ionisation.

On trace alors le spectre de la perte d'énergie dans la chambre à ionisation (ZDE) en fonction de l'énergie mesurée dans le plastique, EPL. On met ensuite une fenêtre sur ce spectre (par exemple un contour autour du noyau d'^{6}He sur la figure II.28) et on compte le nombre d'événements $N_{énerg}$ qui vérifient les conditions sur ZDE et EPL imposées par la fenêtre. Puis on applique à ce spectre les conditions dues à l'ensemble des détecteurs (détaillées en première partie III.1 : conditions des longueurs des chambres, sur les petites chambres, et sur les signaux en énergie) et on relève le nombre de coups dans le spectre N_{final}. Le rapport $N_{final}/N_{énerg}$ donne la pseudo-efficacité globale des chambres CD1 et CD2 et des petites chambres. Elle est de 40 % dans le cas de l'^{6}He , de 54 % pour le ^{10}Be, et de 57 % pour le ^{11}Be.

Le manque d'efficacité des petites chambres augmente lorsque le taux de comptage atteint 10^5 pps, comme c'était le cas pour le ^{10}Be, et pour l'^{6}He . Les TDC multi-hits employés pour l'électronique des petites chambres connaissent alors des problèmes d'empilement, et le taux des coïcidences fortuites sur les vraies est élevé, supérieur à 10 %.

La figure III.17 montre que les effets des divers conditionnements sur le signal de position $X11$ (conditions sur les longueurs de ligne de CD1 et CD2 et sur les petites chambres) ne sont pas corrélés à la position de la particule dans la chambre CD1. On a vérifié ainsi que pour les différents faisceaux étudiés, et pour tous les signaux de position de CD1 et CD2, de telles corrélations ne se produisaient pas. La perte d'efficacité n'est donc pas liée à la position de la particule dans le plan focal.

Les galettes à microcanaux :

L'efficacité des galettes avec des particules faiblement ionisantes est faible : on calcule une efficacité des galettes GALOTTE en coïncidence avec le plastique du plan focal de l'ordre de 10 % pour l'^{6}He , et de 20 % pour les particules ^{7,8}Li, qui accompagnaient le faisceau d'^{6}He après purification.

Conclusions sur les performances du système de détection complet, avec petites chambres et galettes à microcanaux.

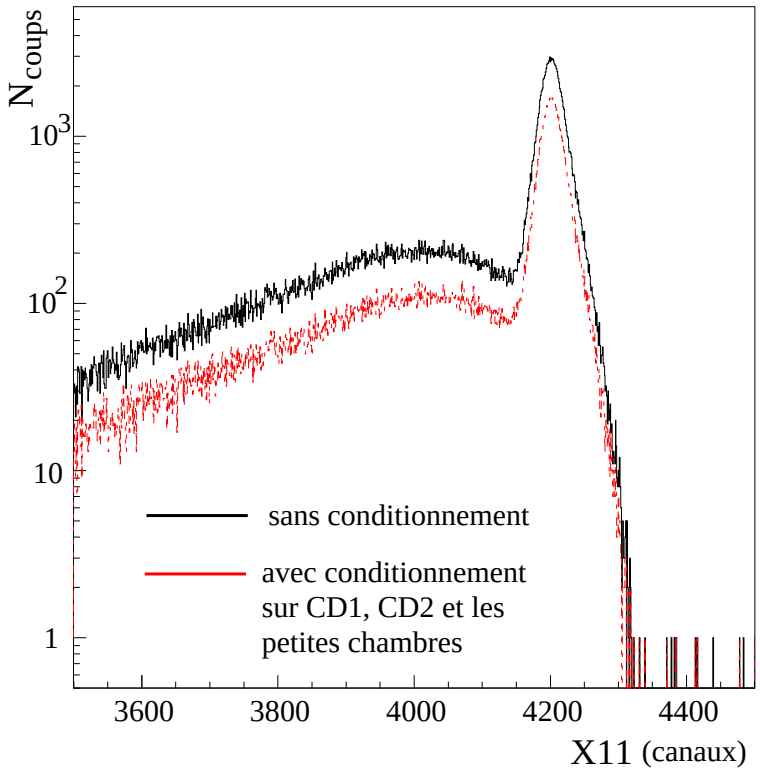


FIG. III.17: *Signal de position X11 de la première chambre à dérive CD1 de SPEG vu sans et avec conditionnement sur les longueurs des chambres à dérive de SPEG et sur les signaux des petites chambres à dérive.*

La résolution angulaire est dégradée à cause des petites chambres, et de plus, la faible ionisation primaire des grandes chambres du SPEG par les faisceaux exotiques légers entraîne un manque de résolution.
Il faut noter que les manipulations qui ont servi de bancs d'essai pour les détecteurs furent généralement réalisées avec des faisceaux lourds (^{78}Kr à 73 A.MeV pour les galettes et pour les petites chambres [thMC96]), ce qui explique que les excellentes performances obtenues dans les tests se trouvèrent fort dégradées quand un faisceau exotique fut venu. Nous avons vu (chapitre II.3.1) que les galettes microcanaux ont été conçues avec une efficacité de détection proche de 100 % pour des particules telles que $Z \geq 8$ et E $\geq$ 50 A.MeV [Odl96]. Dans le cas des noyaux que nous étudions, ces deux conditions ne sont pas remplies. Globalement, pour les deux expériences qui traitaient des noyaux légers faiblement ionisants, le facteur de perte dans l'analyse

des événements, dû au manque d'efficacité des petites chambres et des galettes est de 0,5.

III.3 Principe du calcul des sections efficaces

III.3.1 Expression de la section efficace différentielle

Par définition :

$$\Big(\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}}\Big)_{cm^2/sr} = \frac{N_{diff}(\alpha_{diff})}{N_{inc}\ N_{cible}\ \Delta\Omega_{sr}}$$

où l'on a noté :

- N_{inc}, le nombre de particules envoyées par seconde sur la cible. Dans les expériences avec faisceau stable, ce nombre est calculé grâce à une mesure du courant qui traverse la cage de Faraday placée avant la cible, sur la ligne SPEG : $N = \frac{Q}{Zq_e}$ avec Q, charge intégrée en Coulomb, et Z, le nombre de charge des ions incidents. Cette cage de Faraday est sensible aux taux de comptage des faisceaux primaires, supérieurs à 10^9 pps, mais elle n'est pas assez sensible pour mesurer le taux d'un faisceau secondaire, inférieurs à 10^7 pps. Dans notre cas, l'information est obtenue indirectement. On verra lors de l'étude de la normalisation comment régler le problème.

- N_{cible}, le nombre de centres diffuseurs dans la cible : $N_c = \frac{N_A \rho e}{A}$ où N_A est le nombre d'Avogadro, A le nombre de masse de la cible, et ρ et e sont respectivement sa densité et son épaisseur.

- $N_{diff}(\alpha_{diff})$, le nombre d'événements par seconde enregistrés à l'angle α_{diff}.

- $\Delta\Omega$, l'angle solide dans lequel on effectue la mesure de $N_{diff}(\alpha_{diff})$.

Durant les temps morts du calculateur gérant l'acquisition, les données ne sont pas enregistrées, d'où la nécessité de corriger N_{diff} par le temps mort (T_m) de l'acquisition :

$$\Big(\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}}\Big)_{cm^2/sr} = \frac{N_{diff}(\alpha_{diff})}{N_{inc}\ N_c\ \ \Delta\Omega_{sr}}\ \frac{1}{1-T_m}$$

De façon pratique, le calcul des sections efficaces s'effectue sous la forme :

$$(\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}})_{cm^2/sr} = Normal^o\Big(\frac{N_{diff}(\alpha_{diff})}{\Delta\Omega_{sr}}\Big) \quad ,$$

avec $Normal^o$ un facteur de normalisation.

intervalle de détermination de la section efficace différentielle :

Pour déterminer la distribution expérimentale $(\frac{d\sigma}{d\Omega})(\alpha_{diff})$, il faut se fixer un intervalle de calcul $\delta\alpha_{diff}$, qui est la largeur de la tranche que l'on découpe autour d'un angle de diffusion de valeur α_{diff} pour compter le nombre de coups $N_{diff}(\alpha_{diff})$. Il est choisi à partir de la statistique accumulée dans les spectres bidimensionnels représentant l'angle de diffusion en fonction de la position horizontale dans le plan focal, et de l'allure des distributions angulaires prévues par les calculs (positions des extrema...). On tient aussi compte de la résolution angulaire $\Delta\theta$ obtenue : on prend $\delta\alpha_{diff} \geq \Delta\theta$.

Calcul de l'angle solide du spectromètre :

• Approximation plane :

La valeur exacte de l'angle solide défini par θ_{diff} dans le cas d'une sphère de rayon d = distance de la cible à l'ensemble de détection est :

$$\Omega_{sphère} = \frac{S}{d^2} = 2\pi(1 - \cos\theta_{diff}) \ .$$

L'angle solide correspond à une calotte sphérique, mais pour de petits angles ($\alpha_{diff} \leq 10°$), on peut assimiler la portion de sphère à un disque ; alors :

$$\Omega_{disque} = \frac{S}{d^2} = \frac{\pi}{d^2}(d^2 \sin\theta_{diff})^2 = \pi \sin^2\theta_{diff} \ .$$

Dans le cas des mesures à 0 degré, le passage du faisceau dans l'ouverture angulaire et la forme rectangulaire de cette acceptance rendent délicate la détermination de l'angle solide mais les angles petits justifient le recours à l'approximation plane : en effet, si $\theta_{diff} \simeq 0$, alors $1 - \cos\theta_{diff} \simeq \frac{\theta_{diff}^2}{2} \simeq \frac{\sin^2\theta_{diff}}{2}$;
donc $\Omega_{disque} \simeq \Omega_{sphère}$, on calcule donc Ω_{disque}.

On se ramène par conséquent à calculer des portions de couronnes délimitées par un rectangle dont on connaît l'ouverture angulaire à partir de la cible, dans un plan muni d'un système de coordonnées polaires (θ, φ), selon le découpage illustré par le schéma III.18. On calcule :

$$\Omega = \int d\varphi \int \sin\theta d\theta.$$

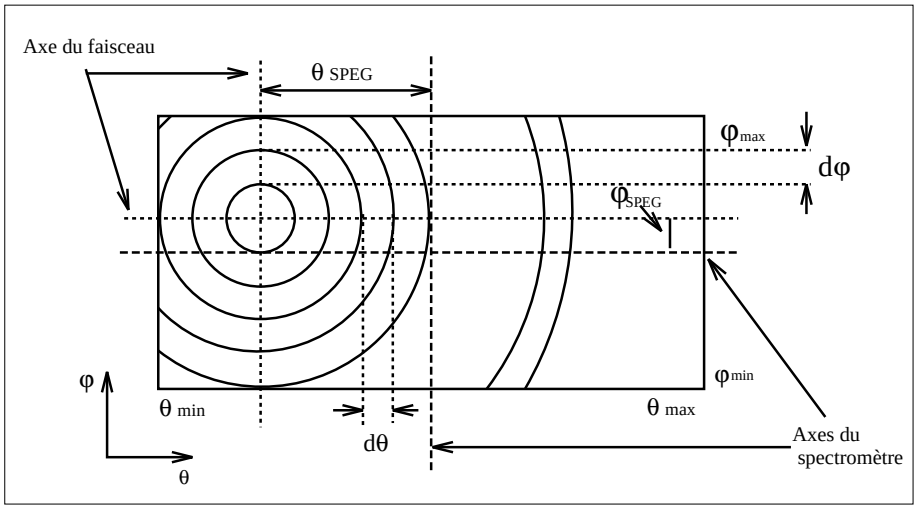


FIG. III.18: *Calcul de l'angle solide par découpage de l'acceptance angulaire en portions de couronnes de dimensions largeur $d\theta \times d\varphi$.*

III.3.2 Calcul de la section efficace avec les petites chambres

Dans le cas classique où l'on ne travaille pas avec l'angle d'incidence :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N_{coups}(\theta)}{\Delta\Omega N_{cible} N_{inc}}$$

où N_{inc} est le nombre total de particules incidentes, qui ont constitué tout le spectre de diffusion et $\Delta\Omega$ est l'angle solide dans lequel ont été détectés les $N_{coups}(\theta)$ correspondant aux événements de la diffusion qui nous intéresse. Or, nous travaillons ici avec l'angle d'incidence donné par les petites chambres à dérive, et l'angle de détection dans le SPEG : $\theta_s = \theta_m + \theta_{SPEG}$ et $\varphi_s = \varphi_m$.

L'angle de diffusion α_{diff} est donc une fonction de $(\theta_f, \varphi_f\ , \theta_s, \varphi_s)$.

Influence de la forme du faisceau incident sur la section efficace :

Prenons une tranche horizontale en angle de diffusion dans le spectre, entre α_{diff1} et α_{diff2}, centrée sur α_{diff}. On relève dans cette tranche N_{coups} qui correspondent à $N_{diff}(\alpha_{diff})$. Par tranches en α_{diff} on lit donc N_{diff} qui inclut déjà la forme du faisceau.

Dans quels angles de détection a-t-on vu ces coups ? Prenons comme sur la figure III.19 deux valeurs proches de α_{diff}, α_{diff} et α'_{diff}, situées dans la tranche $[\alpha_{diff1}, \alpha_{diff2}]$. Par exemple, α'_{diff} correspond dans le plan horizontal à :
$\theta_{diff} = \theta_s - \theta_f$ et dans le plan vertical à $\varphi_{diff} = \varphi_s - \varphi_f$. L'écriture est similaire

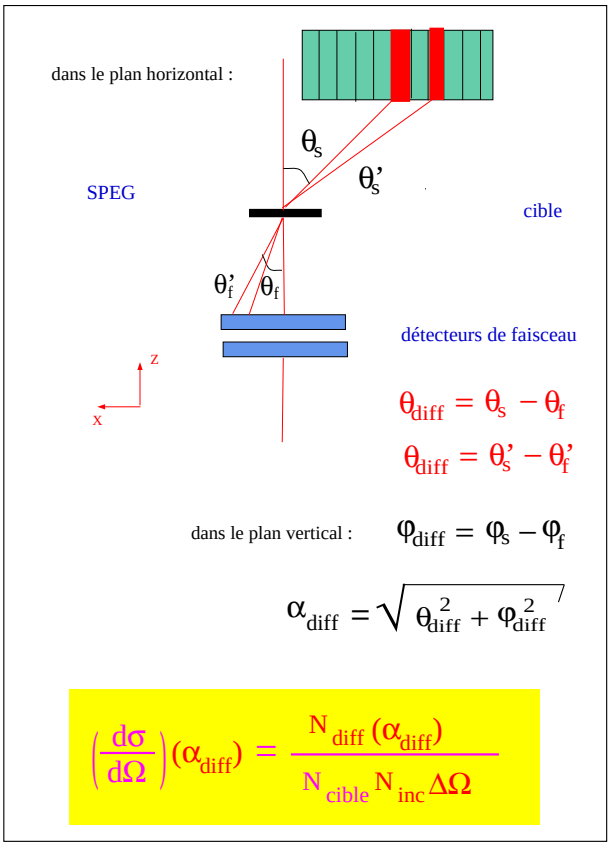


FIG. III.19: *Calcul de l'angle de diffusion.*

pour α'_{diff} avec l'indice prime '. Ces deux angles sont dans la même tranche en angle de diffusion, mais ils sont reliés à des angles de détection dans le SPEG différents : θ'_s et θ_s, φ'_s et φ_s. Le problème est que nous n'avons pas unicité de θ_s et de θ_f pour un angle de diffusion donné, et a priori la tranche en angle spectro peut correspondre aussi à un autre angle de diffusion. Le calcul de l'**angle solide de diffusion** dans lequel s'effectue la détection est donc délicat : il correspond à la détection de particules diffusées en (θ_s, φ_s) par le spectromètre dans un angle solide $d\Omega(\theta_s, \varphi_s)$ mais, comme l'illustre la figure III.19, à cette détection peuvent correspondre plusieurs angles de diffusion α_{diff} et réciproquement, pour un même angle α_{diff}, on peut avoir une détection dans des tranches en $d\Omega$ différents, puisque l'on prend en compte l'extension de l'angle d'incidence sur la cible.

Nous allons devoir calculer globalement $N_{inc} \times \Delta\Omega$ pour la tranche d'angle de diffusion considérée, avec N_{inc} le nombre de particules incidentes ayant contribué à $N_{diff}(\alpha_{diff})$ et $\Delta\Omega$ l'angle solide dans lequel ce nombre de coups a été détecté dans

le spectromètre. On va appeller dans la suite **normalisation globale** de la tranche, centrée sur un angle de diffusion α_{diff} donné, la quantité : $(N_{inc} \times \Delta\Omega)(\alpha_{diff})$.
Lors de l'expérience E251, les mesures concernant la forme du faisceau incident sur la cible ont été omises, or elles sont cruciales pour la normalisation des sections efficaces dans le cas des faisceaux exotiques, car ils ont une ouverture angulaire importante sur la cible. Néanmoins, nous avons la forme du faisceau conditionnée par la détection au plan focal, ce qui conduit à des spectres d'angles incidents en theta (déviation dans le plan horizontal) convolués avec les distributions angulaires (figure III.3). Connaissant le profil déformé en θ_f du faisceau, il faut donc imaginer une méthode pour remonter à l'ouverture réelle du faisceau que nous avions durant l'expérience.

Un **programme Monte-Carlo** a été élaboré pour simuler les événements détectés dans le SPEG, et calculer la normalisation globale $(N_{inc} \times \Delta\Omega)(\alpha_{diff})$ suivant les différentes conditions du run : ouverture du spectromètre, ouvertures en θ_f (inconnue qui va être l'hypothèse du calcul) et en φ_f du faisceau incident. La section suivante va expliquer comment, grâce aux résultats de ce programme et aux données du ^{10}Be sur ^{208}Pb, nous avons déduit l'ouverture réelle du faisceau en θ_f.

III.4 Simulation de la détection dans SPEG

III.4.1 Programme Monte-Carlo

On peut simuler la détection des particules en effectuant un tirage aléatoire de particules suivant des gaussiennes d'ouvertures $\Delta\theta_f$ et $\Delta\varphi_f$ pour le faisceau incident, ce qui donne l'angle d'incidence : (θ_f, φ_f) ; puis un tirage aléatoire après la cible, en imposant d'arriver dans l'ouverture du spectro, sachant qu'il est tourné de θ_{SPEG} et que les fentes définissent une ouverture $\theta_{SPEG} \pm \Delta\theta_s$ dans le plan horizontal, et $\pm\ \Delta\varphi_s$ dans le plan vertical (voir la figure de l'angle solide). On récupère ainsi l'angle (θ_s, φ_s) de la particule diffusée, et l'angle de diffusion se calcule par

$$\alpha_{diff} = \sqrt{(\theta_s - \theta_f)^2 + (\varphi_s - \varphi_f)^2} \quad .$$

La distribution de normalisation (en fonction de l'angle de diffusion) $(N_{inc} \times \Delta\Omega)(\alpha_{diff})$ **notée** $np(\alpha_{diff})$ **est alors parfaitement déterminée connaissant** $\Delta\theta_s$, $\Delta\varphi_s$, $\Delta\theta_f$, $\Delta\varphi_f$.

Le problème est de calculer les normalisations np **quand on ne connaît pas la forme du faisceau incident et donc son ouverture** , comme c'était le cas pour l'analyse de E251, puisqu'on a vu que, dans cette expérience, l'angle

d'incidence θ_f était distordu par un mauvais déclenchement (figure III.3), qui était effectué au niveau du plan focal, et non au niveau du plan situé avant la cible.

L'astuce est alors d'inclure dans le programme de simulation un calcul des sections efficaces que l'on suppose connues pour ^{10}Be $+^{208}$Pb (la réaction ^{10}Be $+^{208}$Pb est dominée par les effets coulombiens aux petits angles et on suppose alors que $\frac{d\sigma}{d\sigma_R} \approx 1$ pour $\theta_{CM} < 10°$), par tranches d'α_{diff}, et de calculer l'angle d'incidence comme si l'on avait coïncidence avec l'événement de diffusion, c'est-à-dire que l'on procède à un tirage de particules en imposant la coïncidence avec la détection de la particule diffusée dans le spectromètre. L'angle d'incidence θ_f s'incrémente alors non pas avec le tirage aléatoire suivant la gaussienne comme précédemment, mais avec le poids qu'on a imposé, qui dépend de la section efficace implémentée dans le programme. Ainsi, le programme nous donne la distribution d'angle θ_f déformé par la section efficace, et il peut calculer une normalisation globale np liée à cet angle distordu, puis avec le nombre de coups calculé par tirage aléatoire par angle de diffusion, on accède à une section simulée qui correspond à la détection. En annexe F, on trouvera un organigramme du programme de simulation Monte-Carlo (F.1) et un schéma de la méthode adoptée (F.2) pour déduire, grâce au programme, l'ouverture du faisceau incident à partir du profil distordu expérimental θ_f et de la distribution expérimentale du nombre de coups en fonction de l'angle de diffusion dans le laboratoire.

III.4.2 Récupération du faisceau incident et des normalisations

On suppose que l'ouverture du faisceau incident est $(\Delta\theta_f)_{HYP}$ et on calcule le nombre de coups pour chaque tranche d'angle de diffusion α_{diff}.

La figure III.20 présente dans le cas du ^{11}Be la comparaison entre le nombre de coups calculés (noté comme « section simulée non normalisée ») et le nombre de coups obtenu par tranches en α_{diff} dans le spectre de diffusion $\alpha_{diff}\%\Delta_m$ de la réaction ^{11}Be sur Plomb. Cette comparaison s'effectue à un facteur près qui correspond au rapport entre le nombre incident total dans le run considéré sur le nombre incident total de particules que l'on prend pour effectuer la simulation. On fait l'hypothèse d'une ouverture en θ_f égale à $(\Delta\theta_f)_{HYP}$, et l'on calcule la normalisation globale np qui correspond à $(\Delta\theta_f)_{HYP}$ et aux conditions d'ouverture fixées du spectromètre. La normalisation globale np est portée sur la figure III.20. Ensuite on divise le nombre de **coups mesurés** par la normalisation globale $np(\alpha_{diff})$ obtenue par tranches en

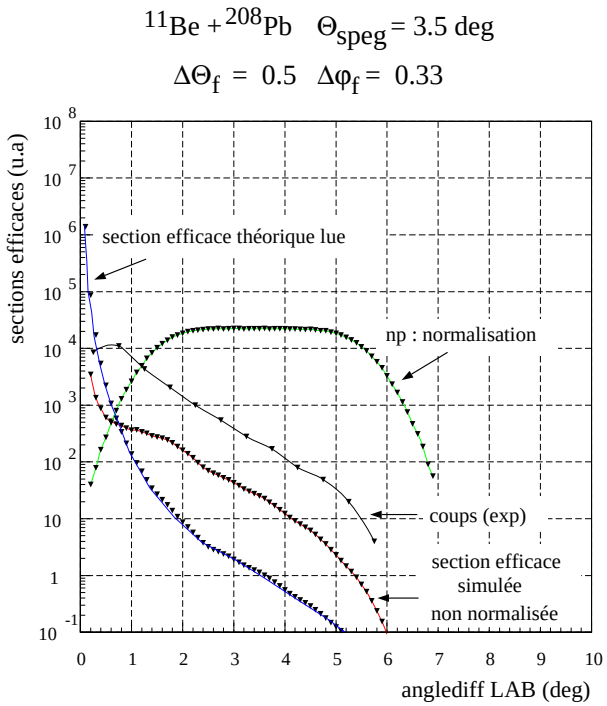


FIG. III.20: *Comparaison entre les sections efficaces simulées non normalisées, et la distribution expérimentale des coups relevés pour la réaction ^{11}Be + ^{208}Pb en fonction de l'angle de diffusion dans le laboratoire. La section efficace théorique de diffusion élastique ^{11}Be + ^{208}Pb est lue dans le programme.*
np est la normalisation globale $(N_{inc} \times \Delta\Omega)(\alpha_{diff})$.

α_{diff} grâce au programme, et l'on déduit ainsi la section efficace expérimentale qui dépend de l'hypothèse $(\Delta\theta_f)_{HYP}$. La comparaison entre la section obtenue par le programme (nombre de coups simulés divisés par np) et expérimentale (nombre de coups relevés dans le spectre divisés par np) sur la figure III.21 permet de savoir si l'hypothèse $(\Delta\theta_f)_{HYP}$ est valide ou non. Dans le cas présenté, leurs formes sont similaires, ce qui montre que l'hypothèse est correcte.

On trace également les spectres θ_f et φ_f. Par le programme, on obtient le profil du faisceau gaussien qui correspond à l'ouverture $\Delta\Theta_f$ supposée et le profil du faisceau distordu par la détection de la particule diffusée. La figure III.22 illustre la comparaison entre les distributions en angle θ_f simulées et expérimentales dans le cas d'un faisceau de ^{11}Be.

En comparant aussi la distribution en θ_f obtenue expérimentalement, et simulée par le programme, on parvient aussi par essais successifs de $(\Delta\theta_f)_{HYP}$ à récupérer la valeur $(\Delta\theta_f)$ que l'on avait lors de l'expérience pour le run en ^{10}Be +^{208}Pb.

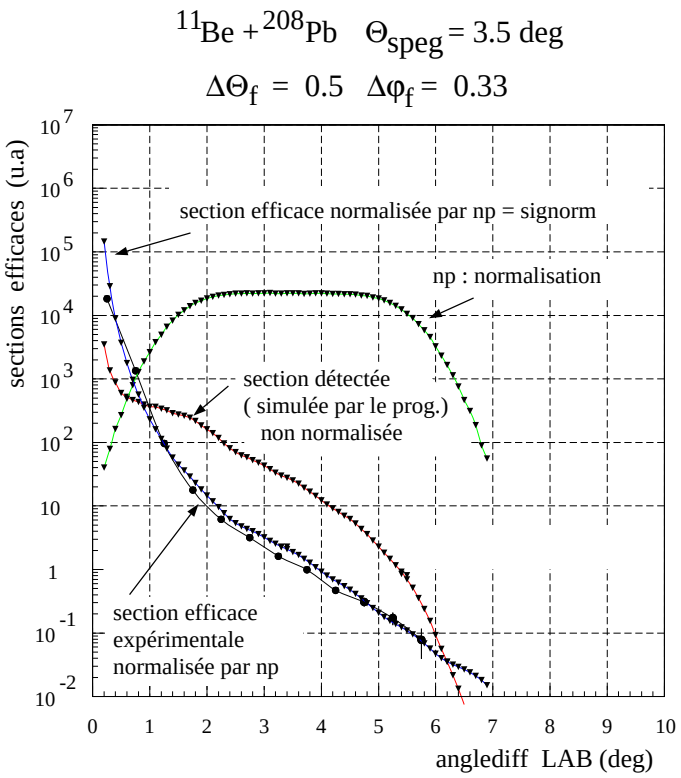


FIG. III.21: *Comparaison entre les sections efficaces simulées et les sections expérimentales de diffusion élastique ^{11}Be + ^{208}Pb, pour des mesures réalisées avec le spectromètre SPEG tourné de 3,5°. Les sections sont normalisées, par tranche en angle de diffusion, par la distribution de la normalisation globale : $np = (N_{inc} \times \Delta\Omega)(\alpha_{diff})$. Les différentes fonctions sont représentées en fonction de l'angle de diffusion dans le laboratoire.*

On récupère ainsi la forme du faisceau (ouvertures incidentes $\Delta\theta_f$, $\Delta\varphi_f$) et donc la normalisation globale est égale à : $normalisation(\alpha_{diff}) = \Delta\Omega(\alpha_{diff}) \times N_{inc}(\alpha_{diff})$ par tranche en angle de diffusion α_{diff} ; N_{inc} est le nombre de particules incidentes qui ont donné des événements détectés dans la tranche, et $\Delta\Omega$ est l'angle solide correspondant à cette tranche.

Sachant que les conditions d'ouverture angulaire du spectromètre, de réglage des fentes et de l'émittance, sont les mêmes pour les réactions ^{10}Be +^{208}Pb et ^{10}Be + ^{12}C, l'ouverture $\Delta\theta_f$ obtenue sur le Plomb est donc valable sur $(CH_2)_3$, et de même la normalisation globale. Il suffit ensuite de diviser le nombre de coups par la normalisation globale et par le nombre N_c de particules dans la cible :

$$\frac{N_{diff}(\alpha_{diff})}{\Delta\Omega(\alpha_{diff}) \times N_{inc}(\alpha_{diff}) \times N_c}$$

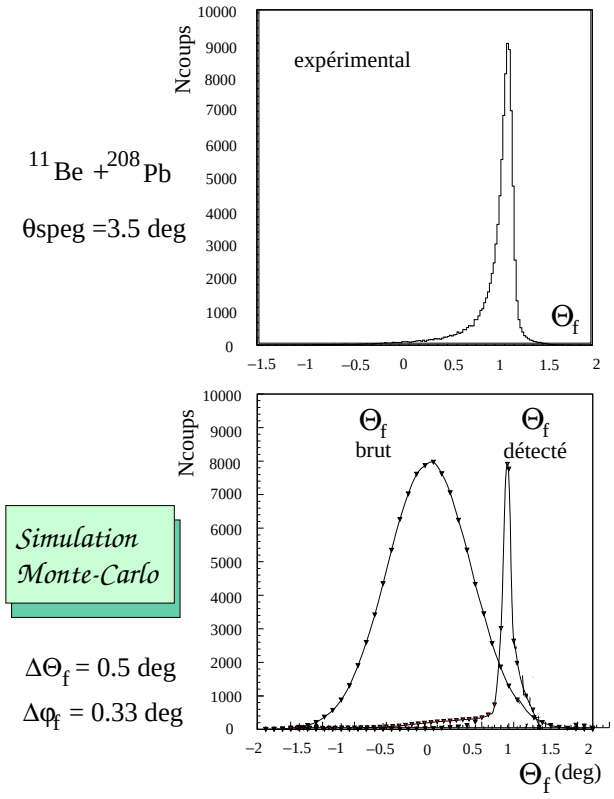


FIG. III.22: *Distribution expérimentale en θ_f (figure du haut) pour un faisceau de ^{11}Be et distributions simulées (figure du bas) d'un angle incident θ_f de forme gaussienne et de l'angle correspondant, détecté en coïncidence avec les particules diffusées dans le spectromètre SPEG.*

et l'on obtient les sections efficaces normalisées correctement par le profil incident du faisceau, à un facteur de normalisation (constant) près.

On verra dans la partie suivante comment achever la normalisation des sections efficaces. Dans le cas de l'^{6}He , les galettes permettaient d'avoir une référence en temps pour les petites chambres, et donc un relevé du faisceau incident indépendamment de la détection des particules diffusées. La distribution de θ_f était alors correctement déterminée, et $\Delta\theta_f$ était connue. Le programme de simulation a donc seulement (!) servi à calculer la normalisation globale par tranches en angle de diffusion $(N_{inc} \times \Delta\Omega)(\alpha_{diff})$. La forme du faisceau obtenue dans cette expérience nous a permis de justifier les hypothèses effectuées pour récupérer l'ouverture du faisceau en θ_f dans l'expérience E251, et a servi de vérification de la méthode de simulation des sections efficaces détectées. Nous avons ainsi validé le calcul de la normalisation globale.

III.5 Normalisation complète des sections efficaces

Nous avons dans la partie précédente normalisé les sections efficaces par rapport au profil du faisceau incident. Ces courbes correspondent à des détections pour différents angles du spectromètre, angles choisis de façon à avoir une zone de recouvrement des sections efficaces pour chaque run. On fixe la courbe obtenue pour le plus petit angle du spectromètre, par exemple à 2,5° et on peut normaliser relativement la courbe suivante (pour 3,5°) et ainsi de suite. Les courbes sont normalisées les unes par rapport aux autres, puisque le nombre total de particules incidentes est inconnu. La courbe complète, pour l'ensemble de la plage angulaire mesurée, nécessite alors une ultime normalisation. Ce dernier paramètre va être fixé grâce à des calculs de sections efficaces qui donnent une normalisation absolue aux petits angles.

III.5.1 Normalisation par rapport aux potentiels globaux

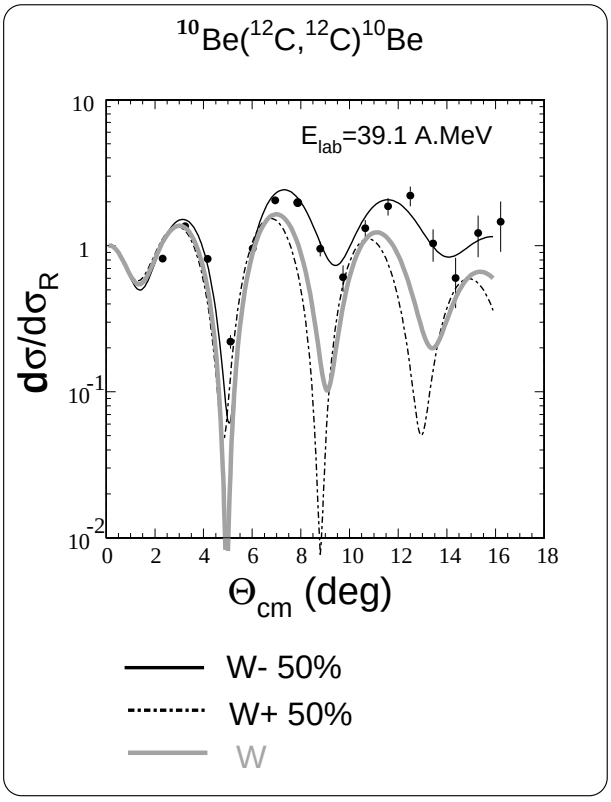


FIG. III.23: *Distribution expérimentale de sections efficaces de diffusion élastique à 39,1 A.MeV de ^{10}Be sur ^{12}C, superposée à des distributions calculées avec des potentiels globaux.*

Aux petits angles dans le centre de masse (de 0 à 4° pour les noyaux légers) la diffusion élastique sur carbone est dominée par les effets du potentiel coulombien. La valeur du premier maximum présenté par la distribution entre 2 à 4° ne dépend pas du potentiel nucléaire, on peut donc comme dans [thCG96] utiliser un potentiel nucléaire quelconque, par exemple un potentiel reproduisant la diffusion d'un noyau léger ($A \leq 20$) sur carbone à des énergies inférieures à 100 A.MeV. La normalisation des sections efficaces expérimentales va donc être réalisée en ajustant les données aux angles $< 4°$ sur le premier maximum donné identique par tous les calculs sur le système projectile-cible qui nous intéresse. Cela fixe la normalisation pour l'ensemble de la distribution expérimentale de sections efficaces, et comme le positionnement de la courbe des données par rapport aux courbes calculées est effectué à $\pm$ 5 % près, la valeur des sections efficaces est elle aussi donnée à $\pm$ 5 % (en plus de la barre d'erreur statistique).
Prenons le cas des données de ^{10}Be sur ^{12}C : on peut soit déduire le potentiel nucléaire d'une paramétrisation globale à basse énergie comme celle de R. Broglia et A. Winther [OvBrW81], soit prendre, par exemple, le potentiel nucléaire obtenu dans [Rou88] pour le système ^{16}O + ^{12}C à 95 A.MeV. Ensuite, on calcule avec le code ECIS97 [Ray81] les distributions angulaires de sections efficaces de diffusion élastique de ^{10}Be sur ^{12}C. La figure III.23 présente trois courbes obtenues avec trois potentiels globaux différents : leur partie réelle est identique, issue d'un calcul de potentiel global pour le système ^{10}Be + ^{12}C, paramétrisé en suivant [OvBrW81] ; la partie imaginaire est prise égale à la partie réelle dans un premier temps (notée « W » sur la figure), ou bien on diminue cette valeur de 50 %, ou on l'augmente de 50 %.

Le premier minimum à 3° est identique pour les trois calculs, et c'est sur lui que l'on normalise les données. On a procédé de même pour le ^{11}Be (figure III.24) et l'^{6}He .

III.5.2 Normalisation des sections efficaces de réaction sur protons

Avec cible de polypropylène, on obtient lors d'un même run (mêmes conditions d'ouverture du spectromètre, des fentes en énergie et en émittance, même taux de particules incidentes) les distributions angulaires de diffusion élastique à la fois sur carbone et sur proton.

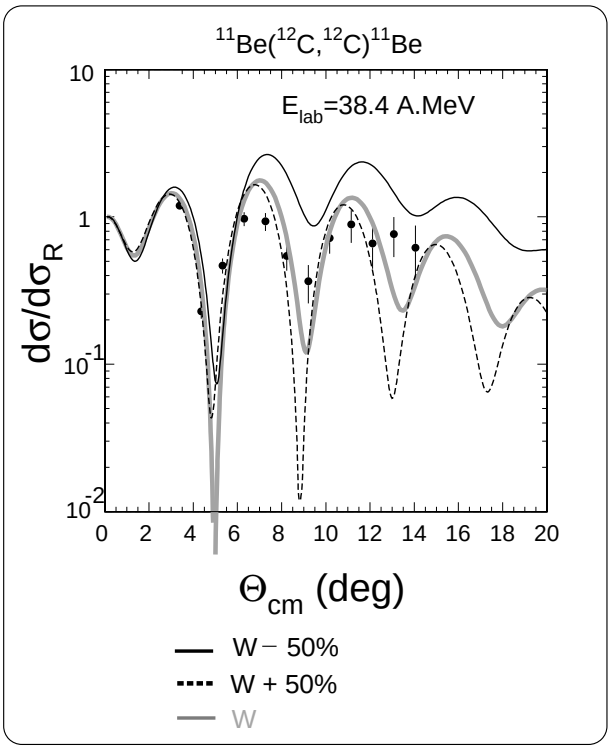


FIG. III.24: *Distribution expérimentale de sections efficaces de diffusion élastique à 38,3 A.MeV de ^{11}Be sur ^{12}C, superposée à des distributions calculées avec des potentiels globaux.*

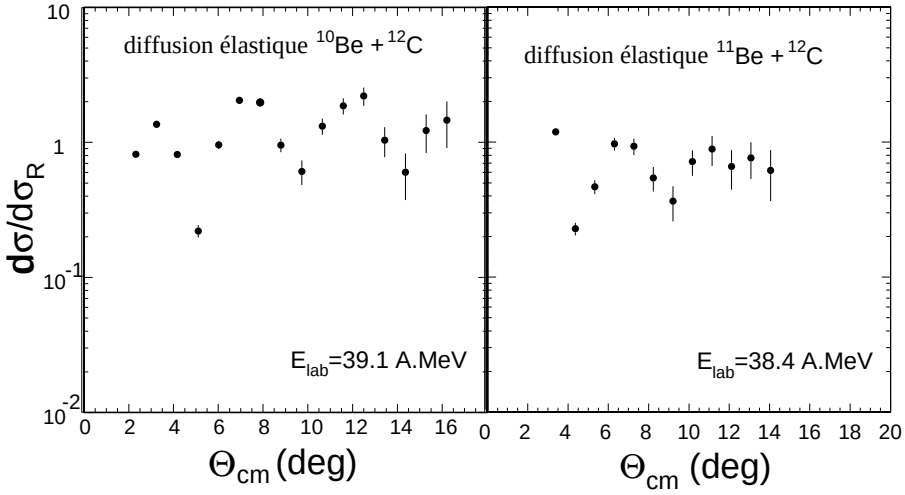


FIG. III.25: *Distributions angulaires de sections efficaces de ^{10}Be sur ^{12}C mesurées à 39,1 A.MeV et de ^{11}Be sur ^{12}C à 38,4 A.MeV.*

L'épaisseur de la cible $(CH_2)_3$ était $\rho e = 10$ mg/cm^2. Pour calculer la section efficace de la diffusion sur carbone, vue la composition de la cible, il faut prendre $N_{cible} = (\rho e) * 12./14.$ dans le calcul de la section efficace.
Dans le cas de la réaction sur proton, $N_c = (\rho e)/7$. L'ajustement run par run obtenu pour les sections de diffusion sur carbone est appliqué de manière identique pour la diffusion sur proton.

III.5.3 Résultats en fonction de l'angle de diffusion dans le centre de masse

Les distributions angulaires obtenues lors des expériences E251 et E269 sont présentées ici (figures III.25, III.26, III.27 et III.28) ; dans le cas de l'^{6}He sur ^{12}C, on a superposé les sections efficaces avec les données de l'expérience antérieure E229, mesurées à 41,6 A.MeV ([thCG96]). Ces sections efficaces correspondent toutes à de la diffusion purement élastique sur carbone et proton à l'exception de la diffusion ^{11}Be+p qui inclut aussi la contribution inélastique du premier état excité du ^{11}Be à 320 keV.

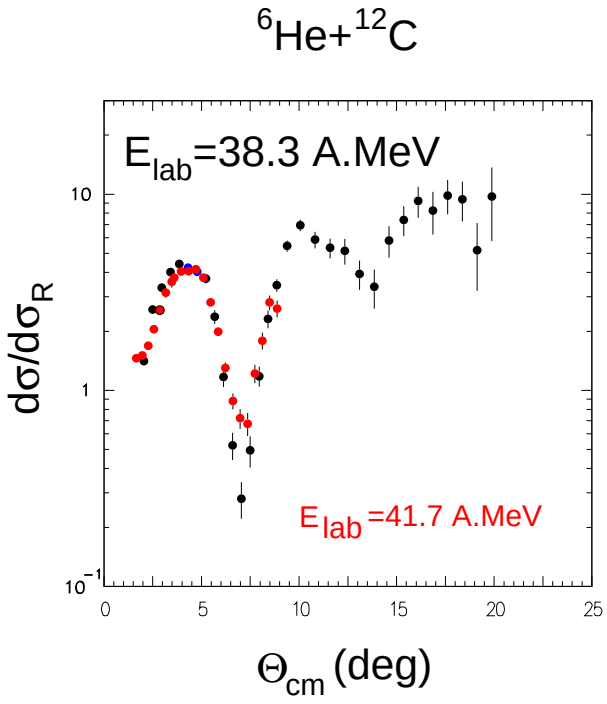


FIG. III.26: *Distribution angulaire de sections efficaces de diffusion élastique d'^{6}He sur ^{12}C, mesurée à 38,3 A.MeV, présentée avec les données d'^{6}He sur ^{12}C, mesurées à 41,6 A.MeV (E229).*

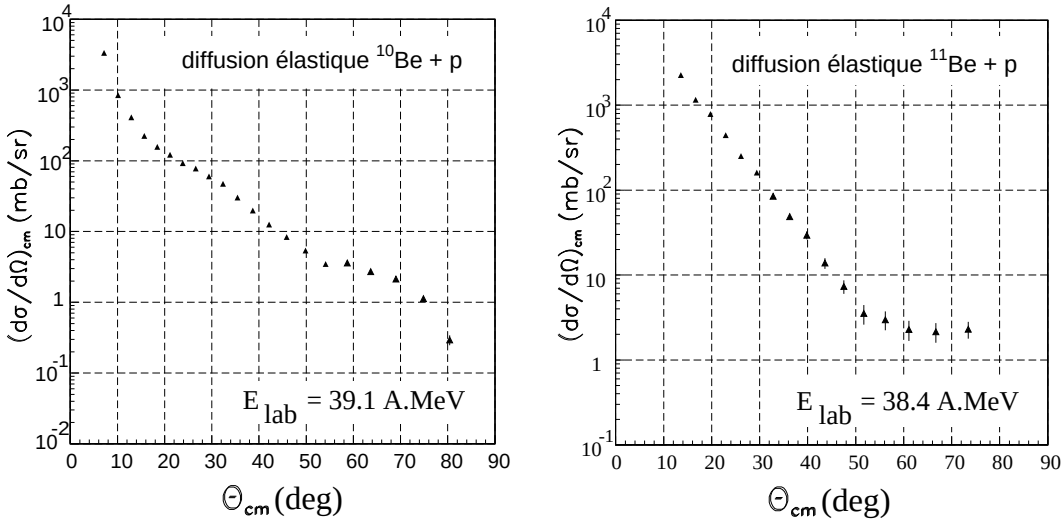


FIG. III.27: *Distributions angulaires de sections efficaces de diffusion élastique de ^{10}Be sur proton et quasi-élastique de ^{11}Be sur proton, mesurées respectivement à 39,1 et 38,4 A.MeV.*

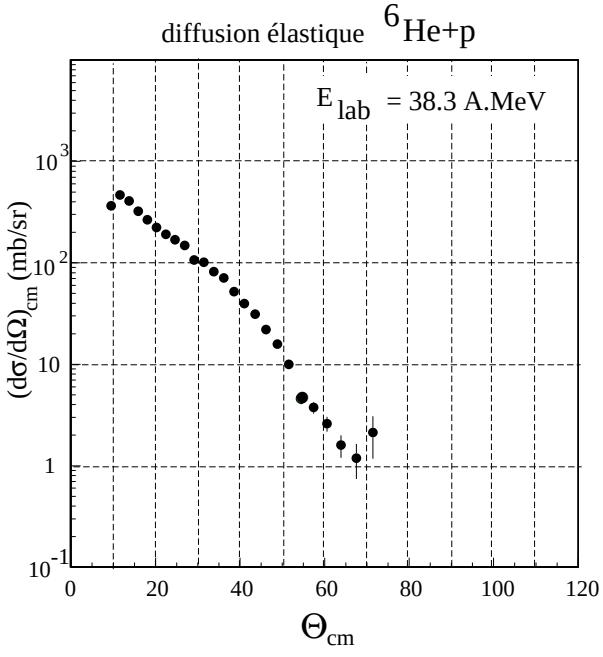


FIG. III.28: *Distribution angulaire de sections efficaces de diffusion élastique d'^{6}He sur proton mesurée à 38,3 A.MeV.*

III.5.4 Résultats en fonction du moment transféré

Les énergies des faisceaux ^{10}Be, ^{11}Be et ^{6}He dans l'expérience E229 étaient respectivement de 59,4 A.MeV , 49,3 A.MeV et 41,6 A.MeV. Or, dans cette étude, nous avons 39,1 A.MeV, 38,4 A.MeV, 38,3 A.MeV. Mais nous sommes dans la même gamme d'énergie et les mêmes modèles s'appliquent : pour reproduire les données, par exemple ^{10}Be + ^{12}C, à 59,4 A.MeV ou à 39,1 A.MeV, nous aurons besoin d'un potentiel d'interaction issu d'une théorie similaire. En d'autres termes, si l'on s'appuie sur les constatations de [KhO95], la partie **diffractive** de la section efficace de diffusion élastique noyau sur noyau, qui est produite par interférence entre les composantes de côté « proche » et « éloigné » de l'amplitude de diffusion, changera peu dans la gamme d'énergie considérée de 30 A.MeV à 60 A.MeV. On conservera aussi bien la position des structures de diffraction (écartements selon l'axe horizontal) que l'amplitude des pics. Ce comportement dépend du rayon du noyau considéré comme semi-transparent et de la largeur de la région de surface. On trace donc ici les données de sections efficaces $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, $\frac{d\sigma}{d\sigma_R}$ en fonction du moment transféré linéaire $\vec{Q}_{CM}$, où $\vec{Q}_{CM} = (\vec{k_d} - \vec{k_i})$, ou bien en moment multiplié par le rayon $Q_{CM}R$, avec $R = A_T^{1/3} + A_P^{1/3}$ fm. Si l'on utilise la formule de Blair pour la diffusion sur un « disque noir », le schéma diffractif, tracé en moment transféré $Q_{CM}R$, serait le même à toutes les énergies de la plage.
La partie **réfractive**, à grand angle de diffusion dans le centre de masse $\alpha_{diff\ CM}$, ou à grand $Q_{CM}R$, pourra être clairement distinguée de la structure diffractive, elle est décalée vers les petits angles à énergie incidente croissante. Ce genre d'études a été mené, par exemple, sur les données ^{16}O + ^{16}O, à des énergies incidentes de 10 à 30 MeV par nucléon, par Khoa et von Oertzen [KhO95]. Cela permet de tirer des caractéristiques générales sur le caractère de la diffusion élastique sur toute une plage en énergie.

Comme elles ont été mesurées pour des énergies dans la même gamme (10 A.MeV $\leq$ E $\leq$ 100 A.MeV), les données des deux séries d'expériences, E229 d'une part, et E251, E269 d'autre part, vont donc se superposer si on les regarde non pas en angle de diffusion dans le centre de masse, mais en moment transféré. Les figures III.29, III.30, III.31 donnent la comparaison en moment transféré pour la diffusion élastique noyau sur ^{12}C des deux expériences, et III.32, III.33, III.34 pour la diffusion sur proton[1]

1. Les points expérimentaux sont plaçés sur des lignes indiquées pour guider l'œil.

On calcule Q_{CM} par :

$$Q_{CM} = 2\frac{(pc)_{CM}}{(\hbar c)}\sin(\alpha_{diff\ CM}/2)$$

$\hbar c = 197,3$ MeV.fm et $umasse = 931,48$ MeV/c^2.

On définit : $\mu = (At \times Ap)/(At + Ap)$, Ap et At sont les nombres de masse de l'ion incident et de la cible.

Avec e_{inc} l'énergie en MeV par nucléon du projectile, on obtient en approximation non relativiste :

$$Q_{CM} = 2\frac{\mu}{(\hbar c)} \times \sqrt{(e_{inc} * 2 * umasse)} \times \sin(\alpha_{diff\ CM}/2)$$

Les écarts relevés sur les graphes correspondent :

- à une coupure dans la distribution, quand la rigidité magnétique a été mal adaptée et ne permet de couvrir au plan focal qu'une partie de la distribution angulaire des protons (on coupe la banane des protons, comme on peut le voir sur la figure de cinématique III.12). C'est le cas, sur la figure III.32, pour la courbe ^{6}He +p (E229) qui chute brutalement sur les derniers points par rapport aux données de E269 ; on observe le même comportement sur la figure III.33.

- à des différences de résolution angulaire entre les deux expériences (globalement 0,5° pour E251 dans le laboratoire, et 0,3 ° pour E229, mais dans cette dernière expérience l'angle d'incidence sur la cible n'était pas connu, donc le calcul de l'angle de diffusion est celui d'*angdiff*2 (équation II.16 dans le chapitre II.3.4) ;

- à des différences de résolution en énergie : pour E229, $\frac{\Delta E}{E} = 6 \times 10^{-4}$, à environ 60 A.MeV, et pour E251 et E269, $\frac{\Delta E}{E} = 10^{-3}$ à environ 40 A.MeV.

On observe une bosse entre 10° et 15° sur les deux distributions de sections efficaces d'^{6}He sur proton à 38.3 A.MeV et 41.6 A.MeV (figure III.32). Ces deux distributions proviennent de deux expériences réalisées dans des conditions différentes ; il n'y a donc pas lieu d'invoquer un artefact expérimental. Les données antérieures de diffusion élastique de noyaux exotiques sur proton ne montraient pas une telle bosse, mais elles étaient limitées aux angles avant à environ 20° dans le centre de masse : la diffusion élastique ^{11}Li sur proton a été mesurée à Riken à 62 A.MeV sur la plage

angulaire 24° à 62° [Moo92] ; et la diffusion élastique ^{6}He sur proton à 71 A.MeV de 20° à 49° dans le centre de masse [Kor98].

Cette bosse apparaît comme un point particulier de la diffusion élastique d'^{6}He sur proton, et si elle est due à la configuration borroméenne de l'^{6}He , alors elle devrait être observée dans le cas du ^{11}Li, également borroméen. Une expérience pour étudier la diffusion du ^{11}Li sur proton à des angles plus avant devrait être entreprise. Cela se fera dès que nous aurons compris ce point à l'aide des différentes structures proposées pour les noyaux borroméens. L'explication que nous pouvons proposer est celle d'un effet d'excitation coulombienne aux angles de diffusion très proches de 0°. Ce n'est pas directement lié au halo, qui a un effet de un pour mille dans la densité, alors que la « bosse » correspond à une augmentation de 350 mb/sr à 450 mb/sr soit de 29 %.

Le chapitre suivant a pour objet d'explorer les modèles qui serviront de cadre à l'analyse de ces données, et le calcul du potentiel d'interaction projectile-cible dans le cas où un noyau exotique est impliqué.

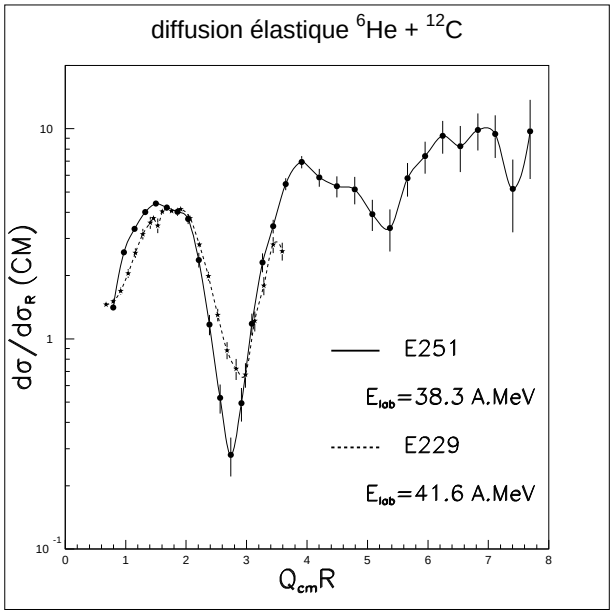


FIG. III.29: *Distributions expérimentales de sections efficaces ^{6}He + ^{12}C, à 38,3 A.MeV (E269), en fonction du moment transféré dans le centre de masse $Q_{cm}R$, comparées aux distributions mesurées à 41,6 A.MeV (E229).*

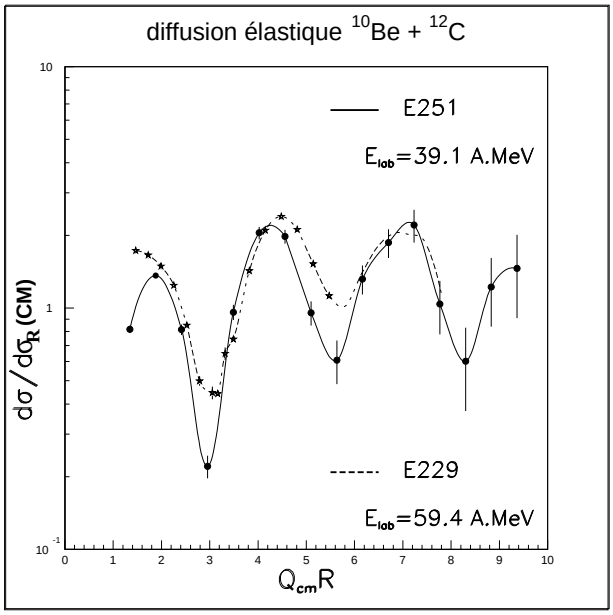


FIG. III.30: *Distributions expérimentales de sections efficaces ^{10}Be + ^{12}C, à 39,1 A.MeV (E251), en fonction du moment transféré dans le centre de masse $Q_{cm}R$, comparées aux distributions mesurées à 59,4 A.MeV (E229).*

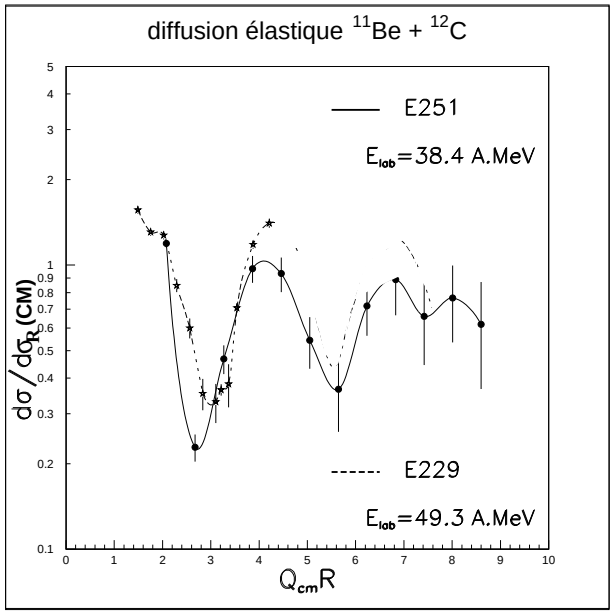


FIG. III.31: *Distributions expérimentales de sections efficaces ^{11}Be + ^{12}C, à 38,4 A.MeV (E251), en fonction du moment transféré dans le centre de masse $Q_{cm}R$, comparées aux distributions mesurées à 49,3 A.MeV (E229).*

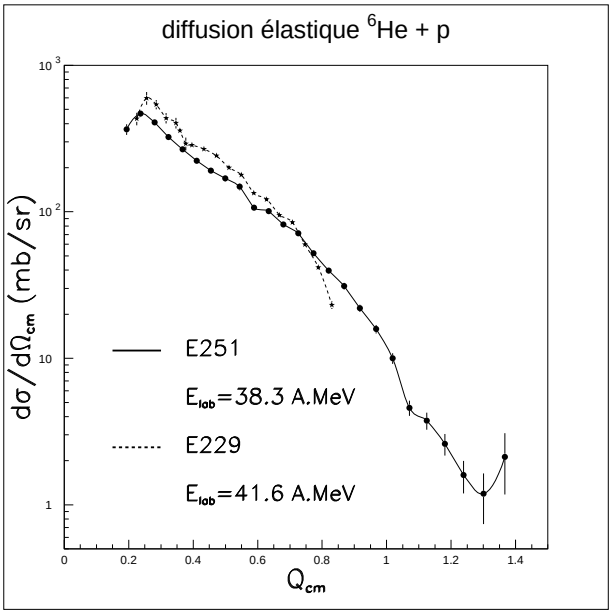


FIG. III.32: *Distributions expérimentales en $Q_{cm}R$ de sections efficaces ^{6}He + p à 38,3 A.MeV (E269), comparées aux distributions mesurées à 41,6 A.MeV (E229).*

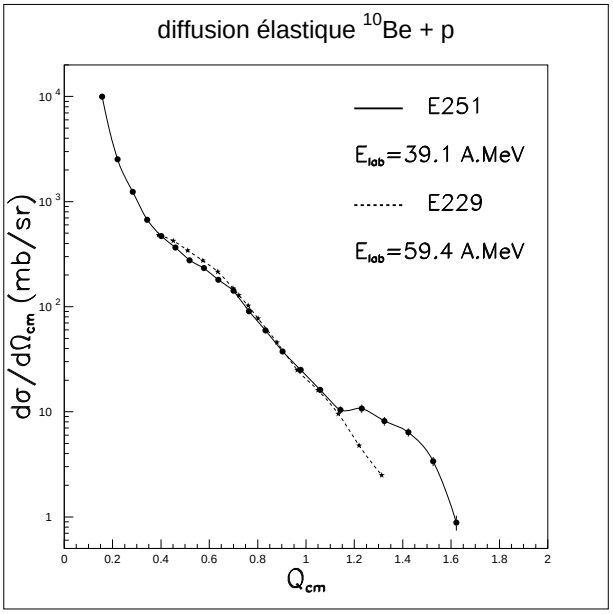


FIG. III.33: *Distributions expérimentales de sections efficaces ^{10}Be + p, à 39,1 A.MeV (E251), en fonction du moment transféré dans le centre de masse $Q_{cm}R$, comparées aux distributions mesurées à 59,4 A.MeV (E229).*

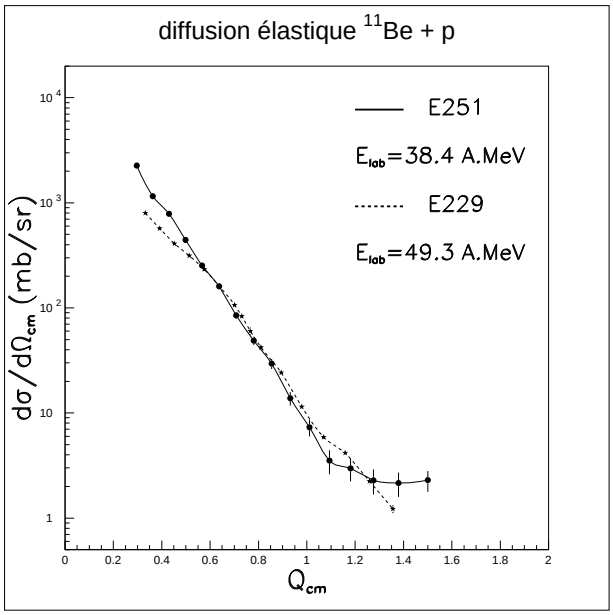


FIG. III.34: *Distributions expérimentales de sections efficaces ^{11}Be + p, à 38,4 A.MeV (E251) en fonction du moment transféré dans le centre de masse, en $Q_{cm}R$, comparées aux distributions mesurées à 49,3 A.MeV (E229) .*

Chapitre IV

Discussion des modèles utilisés dans l'analyse

P.A.M Dirac, Les Méthodes en Physique Théorique. « *Lorsqu'on connaît mieux un sujet, lorsqu'on dispose d'une large assise sur laquelle s'appuyer, on peut s'orienter de plus en plus vers la démarche mathématique. La motivation profonde devient alors la recherche de l'élégance mathématique. Les physiciens théoriciens assument ce désir de beauté mathématique comme un acte de foi.* »

Ce chapitre a pour but de présenter les concepts et les outils que l'on emploiera pour analyser les données de sections efficaces de diffusion élastique présentées lors du chapitre précédent. Nous avons évoqué au chapitre I.1 les principes qui conduisent à la construction des interactions effectives NN, et à la modélisation du noyau. Ils vont permettre de calculer les densités nucléaires, suivant les méthodes que nous indiquons en IV.1. On se placera ensuite dans le cadre du modèle optique pour écrire les potentiels d'interaction mis en jeu dans la diffusion élastique. On étudiera des modèles microscopiques, comme le modèle de convolution, et on discutera les interactions effectives NN employées dans ce formalisme, et déjà rencontrées au chapitre I.2, lors de la présentation des motivations de notre étude : M3Y, DDM3Y, BDM3Y pour le calcul du potentiel d'interaction noyau-noyau. Dans le cas du potentiel noyau-nucléon, nous utiliserons le potentiel microscopique JLM et le potentiel phénoménologique CH89. On précisera les procédures à suivre pour extraire des informations sur la structure nucléaire et les interactions effectives à partir de la comparaison des sections efficaces théoriques et expérimentales. On verra les ambiguïtés des potentiels proposés pour rendre compte des données dont nous disposons et on exposera les corrections à envisager pour pallier les limites des modèles dans

le cas des noyaux exotiques légers. Le chapitre V poursuivra et complètera cette analyse.

IV.1 Principes du calcul des densités nucléaires

Nous allons voir comment la densité de matière et les propriétés générales des noyaux sont déduites d'interactions effectives NN de type Skyrme ou Gogny. Différentes modélisations du noyau sont proposées dans le cadre des théories bâties sur le champ moyen ; on les examinera et on envisagera des modélisations plus spécifiques capables de décrire les noyaux à faible nombre de nucléons et pour lesquels les corrélations à longue portée jouent un rôle important. En effet, nous avons vu au chapitre I.1.3 que des structures particulières dites à «halo», correspondant à une grande extension spatiale de la fonction d'onde de neutrons de valence, étaient susceptibles de se développer dans le cas de noyaux légers faiblement liés. Il faudra comprendre quelles améliorations ont été apportées aux modèles pour décrire convenablement la densité de matière de ces noyaux à halo. Nous présenterons les calculs effectués pour obtenir les densités de noyaux exotiques ^{10}Be, ^{11}Be, et ^{6}He.

Paul Bonche : « Les calculs phénoménologiques marchent au début toujours mieux que les calculs microscopiques. Les calculs *ab initio* sont toujours plus ambitieux et demandent que l'on regarde finement les détails ».

IV.1.1 Zoologie des interactions effectives

Interactions locales de Skyrme

Elles sont générées à partir d'études complètes de la matière nucléaire infinie, symétrique et asymétrique, jusqu'à la matière composée uniquement de neutrons et obtenues par des paramétrisations sur certaines des caractéristiques d'un petit nombre de noyaux stables (rayons quadratiques moyen du Plomb, de l'Oxygène). La forme d'origine a été proposée par T. Skyrme [Sky59a], comme somme d'une partie à deux corps et d'une partie à trois corps :

$$V + \sum_{i<j} v_{ij}^{(2)} + \sum_{i<j<k} v_{ijk}^{(3)} \quad .$$

Pour simplifier les calculs, T. Skyrme a utilisé une expansion de courte portée de l'interaction à deux corps, et fixé ses paramètres, en ajustant l'énergie et le moment de Fermi de matière nucléaire sur les valeurs à la saturation $E/A = -17,04$ MeV,

$k_F = 1,37$ fm^{-1}, et également en imposant que soient reproduites les énergie de liaison et les différences de masse de quelques noyaux légers, calculées avec les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique. Les effets liés à une dépendance en densité de l'interaction ont été étudiés par D. Vautherin et M. Brink [VaBr72] qui ont modifié l'expression de l'interaction. Ils ont montré que cette forme, même aussi simple et à portée nulle, était apte à décrire avec succès les états fondamentaux des noyaux sphériques, et à reproduire les énergies de liaison et les rayons à travers la table des noyaux [VaBr72]. Ils ont prouvé que la force à trois corps prise par T. Skyrme sous forme d'une interaction de portée nulle : $v_{123}^{(3)} = t_3\delta(\vec{r_1}-\vec{r_2})\delta(\vec{r_2}-\vec{r_3})$ était équivalente à l'interaction à deux corps dépendant de la densité :

$$v_{12} = \frac{1}{6}t_3(1+P^\sigma)\delta(\overrightarrow{r_1}-\overrightarrow{r_2})\rho(\frac{\overrightarrow{r_1}+\overrightarrow{r_2}}{2}) \quad .$$

Ils ont analysé les relations entre les paramètres de l'interaction et les propriétés générales de la matière nucléaire et des noyaux. Récemment, de nouvelles forces de Skyrme ont été élaborées ([Cha95], [thCh95]) pour prendre en compte le degré de liberté de l'isospin et travailler sur des noyaux situés loin de la vallée de stabilité. Elles doivent donner une description fiable des propriétés statiques (état fondamental, énergie de liaison,...) et dynamiques (déformation, moment quadrupolaire,...) de ces noyaux. La forme générale de l'interaction entre deux nucléons 1 et 2 est :

$$\begin{aligned} V(1,2) &= t_o(1+x_oP^\sigma)\delta(\overrightarrow{r_1}-\overrightarrow{r_2}) \\ &+\tfrac{1}{2}t_1(1+x_1P^\sigma)[\delta(\overrightarrow{r_1}-\overrightarrow{r_2})\overrightarrow{k}^{\,2}+\delta(\overrightarrow{r_1}-\overrightarrow{r_2})\overrightarrow{k'}^{\,2}] \\ &+t_2(1+x_2P^\sigma)\overrightarrow{k}\cdot\delta(\overrightarrow{r_1}-\overrightarrow{r_2})\overrightarrow{k'} \\ &+t_3(1+x_3P^\sigma)\delta(\overrightarrow{r_1}-\overrightarrow{r_2})\rho^{\sigma_d}(\tfrac{\overrightarrow{r_1}+\overrightarrow{r_2}}{2}) \\ &+iW_o(\overrightarrow{\sigma_1}+\overrightarrow{\sigma_2})\overrightarrow{k}\times\delta(\overrightarrow{r_1}-\overrightarrow{r_2})\overrightarrow{k'} \end{aligned} \qquad \text{(IV.1)}$$

$P^\sigma = (1+\vec{\sigma_1}.\vec{\sigma_2})/2$ est l'opérateur d'échange de spin, $\vec{\sigma_1}$ et $\vec{\sigma_2}$ sont les matrices de spin de Pauli, $\vec{k} = \frac{1}{2i}(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2)$ est un opérateur d'impulsion qui agit à droite, et $\vec{k'}$ est son complexe conjugué. Le premier terme en t_o est le terme central local de l'interaction qui inclut un terme d'échange de spin fixé par x_o. Les deuxième

et troisième termes simulent la partie de portée finie de l'interaction, le quatrième dépend de la densité du noyau ρ. Le dernier est la partie de spin-orbite.

Les 10 paramètres de l'interaction sont les 6 issus de la théorie initiale de Skyrme, t_o, x_o, t_1, t_2, t_3 et W_o, auxquels s'ajoutent x_1, x_2, x_3, σ. Ils sont ajustés sur les propriétés de la matière nucléaire infinie (densité ρ_o et énergie de liaison moyenne par nucléon), sur les propriétés de quelques noyaux magiques (énergies de liaison, rayons moyens, différences d'énergie entre les niveaux à une particule 1p1/2 et 1p3/2 dans le ^{208}Pb et l'^{16}O). Quand le facteur σ_d est pris légèrement inférieur à un, il donne une équation d'état de la matière nucléaire adoucie et permet une bonne reproduction des données sur les résonances géantes.

Interaction de portée finie de Gogny

Le processus initial de formation de l'interaction $D1$ de Gogny (D1S dans sa forme récente [DeGo80]), est identique à celui de Skyrme, et il inclut en plus des termes de portée finie, qui figurent en première ligne de l'expression :

$$\begin{aligned} V(1,2) \;&= \sum_{i=1}^{2} e^{-(\overrightarrow{r_1}+\overrightarrow{r_2})^2/\mu_i^2}(W_i + B_i P^\sigma - H_i P^\tau - M_i P^\sigma P^\tau) \\ &+ iW_o(\overrightarrow{\sigma_1}+\overrightarrow{\sigma_2})\overrightarrow{k'} \times \delta(\overrightarrow{r_1}-\overrightarrow{r_2})\overrightarrow{k} \\ &+ t_3(1+P^\sigma)\delta(\overrightarrow{r_1}-\overrightarrow{r_2})\rho^{1/3}(\tfrac{\overrightarrow{r_1}+\overrightarrow{r_2}}{2}) \end{aligned} \qquad \text{(IV.2)}$$

Les notations $\overrightarrow{k'}$ et P^σ sont similaires à celles employées pour l'interaction de Skyrme. P^τ désigne l'opérateur d'échange d'isospin. Le premier terme est non local, et représente une meilleure approximation des effets de portée finie qu'une simple dépendance en densité, le deuxième terme est le terme de spin-orbite, et le dernier dépend de la densité au centre de masse des deux nucléons.

Les 12 paramètres de l'interaction $\mu_1 = 0,7$ fm, $\mu_2 = 1,2$ fm, W_i, B_i, H_i et M_i, $i = 1, 2$, W_o, t_3, sont ajustés sur les propriétés de la matière nucléaire infinie, de la matière semi-infinie pour le coefficient de surface, sur un nombre restreint de données, notamment concernant les noyaux ^{16}O et ^{90}Zr, et les différences de masse pair-impair dans quelques isotopes de l'étain, qui sont sensibles aux propriétés d'appariement de l'interaction nucléaire.

IV.1.2 Modélisation du noyau

Nucléons plongés dans un champ moyen : calcul du potentiel par la méthode Hartree-Fock.

Le système étudié est un ensemble de A nucléons, supposées identiques et de masse M_N. La méthode de Hartree-Fock est employée pour déduire, de l'interaction effective NN à deux corps, le champ moyen $U_{HF}^{(i)}$ produit par les interactions binaires entre les particules, et senti par un nucléon i à l'intérieur d'un noyau de taille finie, de nombre de masse A. L'approximation Hartree-Fock consiste à supposer que l'état fondamental du système est celui de l'ensemble des A particules indépendantes, dans le champ moyen U_{HF}. Cela permet d'écrire la fonction d'onde du système étudié Ψ_A, comme vecteur propre avec la valeur propre E (énergie totale du système) de l'hamiltonien, associé aux A particules, qui prend en compte l'énergie cinétique du système $\sum_i T_i$ et les termes de l'interaction nucléaire $\frac{1}{2}\sum_{i\neq j} V_{ij}$ au sein du milieu considéré : $H\Psi_A = E\Psi_A$ où H a pour forme : $H = \sum_i T_i + \frac{1}{2}\sum_{i\neq j} V_{ij}$. L'état fondamental est donc un produit de A orbitales $\psi_{\alpha i}$ à une particule, que l'on antisymétrise pour préserver l'indiscernabilité de l'ensemble des A fermions, ce qui donne un déterminant de Slater des fonctions d'onde propres à une particule. La matrice de densité ρ est le projecteur sur les états à une particule de l'hamiltonien. L'énergie est alors prise comme fonctionnelle de la matrice densité à un corps et elle est égale à la valeur moyenne de l'opérateur hamiltonien $\widehat{H}$ sur l'état Ψ_A.
Pour i= 1,..,A, en omettant les sommations sur les coordonnées du spin et de l'isospin, l'écriture du principe variationnel de minimisation de E fournit l'ensemble des équations de Schrödinger, non linéaires, couplées, équations dites de Hartree-Fock :

$$-\frac{\hbar^2}{2M_N}\Delta\psi_{\alpha i}(\vec{r}) + U_{HF}^{(dir)}(\vec{r})\psi_{\alpha i}(\vec{r}) + \int U_{HF}^{(éch)}(\vec{r},\vec{r'})\psi_{\alpha i}(\vec{r'})\, d\vec{r'} = \epsilon_{\alpha i}\psi_{\alpha i}(\vec{r}) \quad \text{(IV.3)}$$

Dans ces équations, le champ moyen se compose de deux parties qui dépendent des orbitales occupées et de l'interaction V_{NN}, le champ moyen direct, qui est le potentiel local :

$$U_{HF}^{(dir)}(r) = \sum_{i=1}^{A}\int \psi_{\alpha i}^*(r')V_{NN}(r-r')\psi_{\alpha i}(r')\, dr' \quad \text{(IV.4)}$$

et le champ moyen d'échange :

$$U_{HF}^{(éch)}(r,r') = -\sum_{i=1}^{A}\psi_{\alpha i}^*(r')V_{NN}(r-r')\psi_{\alpha i}(r) \quad \text{(IV.5)}$$

Ce terme d'échange n'a pas d'équivalent classique, il est purement quantique, non local.

Les variantes

Les forces de Skyrme, locales, ne rendent pas compte, contrairement aux forces de Gogny, de l'appariement ; elles incluent alors les effets d'appariement en ajoutant à l'hamiltonien une interaction résiduelle. Des programmes issus de la méthode Hartree-Fock prennent en compte l'appariement en introduisant des corrélations au niveau des fonctions d'onde, et respectent la conservation de la symétrie du système. Cette approche permet de maîtriser les changements que l'on introduit au niveau de la théorie en champ moyen. Des calculs de densité pour les noyaux ^{10,11,12}Be ont été menés récemment [LiHe96]. Pour le ^{11}Be et le ^{12}Be ont été utilisées, respectivement, les interactions de Skyrme Skm* (qui reproduit bien les résonances géantes d'une large gamme de noyaux), et SLy4, développée récemment à Lyon par J. Meyer et E. Chabanat [Cha95].
Pour traiter le noyau de façon complète au niveau de l'appariement, et pour décrire de façon satisfaisante la structure et les excitations des noyaux, il est nécessaire d'aller au-delà du champ moyen, et de considérer la tendance à l'appariement entre 2 neutrons ou 2 protons dont les projections de spin sur un axe sont opposées. Cette tendance est à l'origine de corrélations à courte portée, d'où la généralisation de la méthode HF en paires indépendantes qui se traduit par l'introduction d'une composante supplémentaire dite «champ d'appariement», cela conduit à la méthode dite HFB (**Hartree-Fock-Bogolyubov**), dont nous allons décrire les procédures de calculs des densités.

Calculs des densités

Lorsqu'on étudie des noyaux au voisinage de la drip line neutron (respectivement proton), par définition, le niveau de Fermi en neutron (proton) se rapproche de zéro, et l'espace de paires s'étend vers le continuum à mesure que l'énergie de Fermi diminue. La description de corrélations de paires puis le calcul des propriétés nucléaires est par conséquent difficile. Les méthodes telles que HF + BCS ne sont donc pas valables, puisqu'elles prévoient que des nucléons occupent des états du continuum. La méthode HFB autorise le couplage aux états résonnants d'énergie positive, en maintenant le confinement de la matière nucléaire. Elle permet la détermination des déformations de noyaux riches en neutrons, grâce à des méthodes théoriques établies par P. Bonche, H. Flocard, P.H. Heenen, et à l'aide d'un programme $H_{eenen}F_{locard}B_{onche}$ qu'ils ont mis au point. Il s'agit de méthodes microscopiques de type champ moyen fondées sur la technique Hartree-Fock (H.F) qui découle de l'approximation de particules indépendantes. Le programme fondé sur la méthode de

résolution HFB permet d'appliquer la méthode du champ moyen sur réseau et de calculer les densités de noyaux et le minimum de l'énergie relatif à tous les degrés de liberté non contraints du système. Il n'est pas nécessaire d'introduire explicitement la forme du noyau. Les équations de HF sont résolues dans le référentiel intrinsèque lié au noyau.
Un exemple de ces calculs appliqué à des noyaux exotiques (séries isotopiques du Magnésium et du Soufre) sera trouvé dans la référence [THFB96]. Nous allons évoquer les aspects principaux de cette méthode. Le réseau est figuré par une boîte parallélépipédique; chaque direction est subdivisée [en x par exemple on prend N_x points séparés d'un pas Δx] et on impose l'annulation des fonctions d'onde aux bords de la boîte.

On voudrait calculer un nombre limité de fonctions d'onde, sans avoir à diagonaliser l'ensemble de la matrice. C'est possible en déterminant une solution itérative par la méthode du temps complexe. Dans le cas d'un noyau faiblement lié, on a la diffusion des paires nucléoniques à partir des états liés vers les particules à énergie positive. L'interaction de paires joue alors un rôle important qu'il faut savoir évaluer. Dans l'approximation BCS, le noyau est entouré par un gaz de particules qui résulte de la diffusion virtuelle de paires de nucléons à partir d'états liés vers des états d'énergie positive; on peut le montrer en décomposant la fonction d'onde BCS en contributions provenant des états liés ($\epsilon_i < 0$) et des états quasi-liés ($\epsilon_j > 0$) :

$$\psi_{BCS} = \prod_{i,\varepsilon_i<0} (u_i + v_i a_i^+ a_i^+) \prod_{j,\varepsilon_j>0} (u_j + v_j a_j^+ a_j^+) \mid 0\rangle \quad .$$

La composante liée représente la fonction d'onde localisée, c'est-à-dire qu'elle va décroître asymptotiquement. Le deuxième produit sur des états quasi-liés va produire des densités non localisées dont le comportement asymptotique n'est pas correct. Par construction d'une base de taille finie, et de la boîte du réseau dans lequel on mène les calculs, les densités doivent disparaître à l'infini. Mais les fonctions d'onde d'énergie positive ne décroissent pas à l'extérieur du volume nucléaire qui est fixé. Ce problème est résolu dans la méthode HFB, qui inclut, dans le cadre de la méthode à 2 bases, une interaction de paires réaliste pour laquelle le couplage aux états liés est correctement traité [Dob84],[Dob96]. Quand on abandonne l'approximation BCS, on ne néglige plus les termes non diagonaux de l'interaction d'appariement. On a de bonnes propriétés asymptotiques si $\varepsilon_F < 0$, et même si on a des états liés couplés au continuum (on n'a pas de gaz spurieux en dehors du noyau).

Méthode à 2 bases :

on prend une interaction Skyrme qui agit dans la voie particule-trou (p-h), et

une interaction V_P dépendant de la densité de portée nulle dans la voie p-p. Avec P_σ l'opérateur d'échange de spin, et $\rho(\vec{r})$ la densité dans l'espace des coordonnées, l'interaction V_P a pour expression :

$$V_P(\vec{r_1},\vec{r_2}) = V_o(1-P_\sigma)(1-\frac{\rho(\vec{r_1})}{\rho_c})\delta(\vec{r_1}-\vec{r_2})$$

V_o et ρ_c sont deux paramètres qui contrôlent respectivement la force du pairing et la dépendance en $\vec{r}$ du champ de pairing. La base HF présente l'avantage d'être plus facilement interprétée que la base de quasi-particules, qui se relie plus difficilement aux modèles phénoménologiques.

Pour calculer la densité de matière d'un noyau exotique léger comme, par exemple, l'^{6}He, des méthodes sophistiquées comme celle de HFB sont en défaut. En effet, les calculs HFB ne prennent pas en compte les corrélations collectives à longue portée qui peuvent se révéler importantes dans le cas des noyaux à halo, puisque les nucléons faiblement liés peuvent occuper des orbites qui ont une extension radiale grande. Pour aller au-delà du champ moyen, et traiter les noyaux à petit nombre de nucléons, ainsi les exotiques légers comme les isotopes du Be, il est nécessaire de rétablir des corrélations angulaires et donc de travailler avec un mélange de fonctions d'onde qui tient compte de ces corrélations. Cette méthode est dite des **coordonnées génératrices** (GCM : Generator Coordinate Method) elle assure une description microscopique du noyau représenté en clusters et inclut la possibilité de mouvements collectifs de grande amplitude [OvRiSc80]. Ce modèle GCM présente l'avantage de prendre en compte l'effet du halo (la grande extension spatiale des fonctions d'onde des neutrons) sur les densités.

IV.1.3 Distribution de densités des noyaux stables

Selon le type de noyau étudié, on adopte des formes différentes pour représenter les distributions des centres de masse des nucléons. On obtient expérimentalement les distributions de charge par la diffusion d'électrons sur le noyau, puis ces distributions sont déconvoluées de la densité de charge des nucléons.
On appelle «densités-point» de neutrons et protons les distributions des centres de masse des neutrons et de protons, notées respectivement ρ_n et ρ_p. ρ_{chN} et ρ_{chP} sont les distributions de charge du neutron et du proton. On peut écrire la relation entre la distribution de charge du noyau ρ_{ch}, et les distributions ρ_n, ρ_p, ρ_{chN} et ρ_{chP} ([SatL79]) :

$$\rho_{ch}(\overrightarrow{r}) = \int\int \rho_{chN}(\overrightarrow{r_n})\rho_n(\overrightarrow{r} - \overrightarrow{r_n})d^3\overrightarrow{r_n} + \int\int \rho_{chP}(\overrightarrow{r_p})\rho_p(\overrightarrow{r} - \overrightarrow{r_p})d^3\overrightarrow{r_p} \quad \text{(IV.6)}$$

Dans l'espace des moments, en désignant par $\tilde{\rho}$ la transformée de Fourier de la distribution ρ, cette relation devient :

$$\tilde{\rho_{ch}}(k) = \tilde{\rho_{chN}}(k)\tilde{\rho_n}(k) + \tilde{\rho_{chP}}(k)\tilde{\rho_p}(k) \quad \text{(IV.7)}$$

Si l'on considère que les densités de n et p sont homothétiques, ce qui est vérifié dans le cas de noyaux stables légers et peu exotiques (on peut le voir sur la figure I.2 donnant le tracé des densités de neutrons et de protons du ^{7}Li), on a l'approximation d'une densité compacte, avec : $\rho_n(r) = (N/Z)\rho_p(r)$, d'où :

$$\begin{aligned} \rho_p(k) &= \frac{Z}{N}\rho_n(k) \\ &= \rho_{ch}(k)\left(\rho_{chP}(k) + \frac{N}{Z}\rho_{chN}(k)\right)^{-1}. \end{aligned} \quad \text{(IV.8)}$$

On considère alors la fonction $\rho(r)$ définie par :

$$\rho(r) = \rho_P(r) + \frac{N}{Z}\rho_N(r) \quad \text{(IV.9)}$$

et on calcule sa transformée de Fourier $\rho(k)$:

$$\rho(k) = \rho_{chP}(k) + \frac{N}{Z}\rho_{chN}(k) \quad \text{(IV.10)}$$

De cette relation on déduit que

$$< r^2 > = < r^2 >_{chP} \quad \text{(IV.11)}$$

Des formes simples à quelques paramètres sont utilisées pour représenter la densité de protons, neutrons et de matière du noyau. Elles sont adéquates pour reproduire les données de distribution de charges, leurs paramètres étant ajustés pour chaque noyau. Les densités que l'on va écrire, seront toutes normalisées ainsi :

$$\int \rho_m(\vec{r})d^3\vec{r} = A\,; \int \rho_N(\vec{r})d^3\vec{r} = N \text{ où } N = p \text{ ou } n$$

On conçoit aisément que pour les noyaux stables, la densité de matière ρ_m soit quasi uniforme au centre, puis décroisse lentement. La densité est plus élevée au centre du noyau qu'en surface, surtout pour les noyaux lourds, et cela se traduit par une décroissance gaussienne ou des formules de type Fermi que l'on va détailler.

— densité gaussienne : $\rho(r) = \rho_o * \exp(-\frac{r^2}{a^2})$, où ρ_o est ajustée de façon à réaliser la normalisation de ρ ($a = \sqrt{\frac{2}{3}} rqm_m$ et $\rho_o = \frac{A}{a^3 \pi^{3/2}}$) ;

— densité à deux paramètres de Fermi (notée 2pF) :

$$\rho(r) = \frac{\rho_o}{1 + \exp \frac{r - C_p}{a_p}}$$

C_p est la largeur à mi-hauteur. Par exemple, les densités neutron et protons du ^{12}C sont identiques, et à deux paramètres de Fermi, avec $\rho_o = 0{,}207/2$ fm^{-3}, $C_p = 2{,}1545$ fm et $a_p = 0{,}425$ fm, on obtient la figure IV.1.

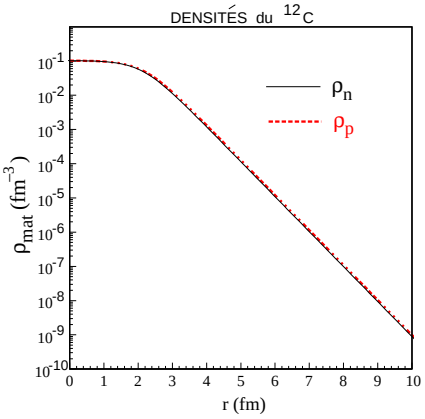


FIG. IV.1: *Densités de neutrons et de protons du ^{12}C calculées à deux paramètres de Fermi.*

— densité à trois paramètres de Fermi (3pF) :

$$\rho(r) = \rho_o * \frac{(1 + w * (r/c)^2)}{(1 + \exp(\frac{r-c}{z}))}$$

— densité d'oscillateur harmonique [ADNDT74] :

$$\rho(r) = \rho_0(1 + \alpha(r/a)^2) exp(-(r/a)^2) \qquad \text{(IV.12)}$$

avec les paramètres suivants reliés au nombre de masse du noyau, à son numéro atomique et son rayon quadratique en proton :

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

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

$$\alpha_0 = (Z-2)/3 \qquad a_p^2 = (2/3) < r^2 >_{proton}$$

Pour chacune de ces formes, les paramètres de la densité de protons sont obtenus par une analyse des données de diffusion d'électrons sur une cible constituée du noyau à étudier. La densité de neutrons est ensuite déduite de la formule $\rho_n(r) = (N/Z)\rho_p(r)$. Les paramètres sont tabulés en fonction du noyau [ADNDT74].
On peut aussi construire des densités à partir du modèle en couches ou du modèle Hartree-Fock, comme on l'a vu dans la partie précédente, plutôt que d'utiliser des modèles analytiques tels que la distribution de Fermi. Les modèles analytiques sont adaptés pour les noyaux stables dont les densités peuvent être paramétrisées simplement puisqu'elles répondent aux mêmes caractéristiques (densité constante au cœur puis décroissant rapidement). Dans le cas des noyaux exotiques, notamment pour les noyaux à halo, il faudra utiliser des modèles microscopiques pour décrire les fonctions d'onde étendues des particules de valence.

IV.1.4 Distribution de densités des noyaux exotiques

Nous allons exposer la méthode développée par H. Sagawa pour calculer les densités de matière de noyaux exotiques légers dans le cadre du modèle Hartree-Fock.

Modèle Hartree-Fock avec interaction de Skyrme et modèle en couches : étude des distributions de densité du ^{11}Be.

L'étude [Sag92] découle de l'équation de Schrödinger :

$$\Big[-\nabla\frac{\hbar^2}{2m^*(r)}\nabla + V(r)\Big]\psi_\alpha(r) = \varepsilon_\alpha\psi_\alpha$$

où le potentiel est : $V(r) = V_{central} + V_{s.o} + V_{coulomb}$ dans lequel on injecte les paramètres de l'interaction de Skyrme SkM*. De plus, il est introduit un paramètre de normalisation f [SAg92] tel que :

$V_{central}(r) = fV_{HF}(r)$ avec $\begin{cases} f \neq 1 & \text{pour la dernière configuration en neutron} \\ f = 1 & \text{sinon.} \end{cases}$

La méthode consiste à renormaliser $V_{central}$ de façon à reproduire l'énergie expérimentale de séparation d'un neutron S_n, ce qui permet ensuite de calculer la fonction d'onde du neutron faiblement lié. Les calculs numériques HF incluent empiriquement les corrélations grâce aux probabilités d'occupation des nucléons données par le modèle en couches.

^{10}Be (cœur)		^{11}Be	
$\sqrt{\langle r^2\rangle_{cal}}$	$\sqrt{\langle r^2\rangle_{exp}}$	fonctions d'onde H.F	$\sqrt{\langle r^2\rangle_{cal}}$
2,39	$2,46 \pm 0,03$	total	2,90
	[Tan88]	$2s$ 1/2	6,49
		$1p$ 1/2	5,96
		$1d$ 5/2	3,79

Tableau IV.1: *Rayons quadratiques moyens des distributions de matière et des fonctions d'onde calculées par H. Sagawa & al. [Sag92] pour le ^{11}Be.*

Pour le ^{11}Be, S_n vaut 0,51 MeV. La méthode HF et la connaissance de S_n et des probabilités d'occupation de couches fournit les fonctions d'onde du ^{11}Be.

L'analyse des données de distributions en moments de ^{11}Be sur cible de carbone ou de plomb a été effectuée en incorporant les densités de neutrons et de matière obtenues précédemment, et un bon accord a été observé (dans la référence [Fuk91]) entre les données et le modèle.
Les calculs H.F de H. Sagawa donnent les rayons quadratiques moyens portés dans le tableau IV.1, comparés à un rayon calculé d'après l'expérience [Tan88]. L'état fondamental du ^{11}Be a pour spin et parité : $J^\pi = \frac{1}{2}^+$. Il est dit «anormal» car une description par le modèle en couches classique prévoit un état fondamental $1/2^-$. Cette description est schématisée par la figure IV.2. Ce noyau échappe donc à cette description naïve. On va donner le principe du modèle en couches variationnel (VSM) qui permet d'expliquer la parité anormale du ^{11}Be.

Application du modèle VSM [Ots93] au cas du ^{11}Be

Dans le cadre de la théorie VSM, on envisage des couplages entre un cœur constitué de ^{10}Be et un neutron faiblement lié pour rendre compte de l'état fondamental $1/2^+$ du ^{11}Be, comme le montre la figure IV.2. La procédure VSM consiste à utiliser des paramètres dits *variationnels* labellés $\{\alpha\}$. La fonction d'onde à une particule s'écrit alors :

$$\phi_i(x;\{\alpha\}) \equiv R_i(r;\{\alpha\})[Y^{(l)} * u]^{(j)}$$

où u est la fonction de spin, les $Y^{(l)}$ sont les harmoniques sphériques, et R_i les grandeurs radiales. Le déterminant de Slater donne une fonction d'onde à plusieurs nucléons $\mid \psi_i;\{\alpha\}\rangle$, ce qui permet d'écrire l'hamiltonien H, et d'obtenir, à partir de

sa diagonalisation, sa valeur propre la plus basse E.
On recherche le minimum de E par rapport aux $\{\alpha\}$:

$$\frac{\delta E(J^\pi;\{\alpha\})}{\delta\alpha} \equiv 0 \quad ,$$

et l'on peut ensuite former :

$$\mid J^\pi;\{\alpha\})\rangle = \sum_i c_i(J^\pi;\{\alpha\}) \mid \psi_i \;;\{\alpha\}\rangle \; .$$

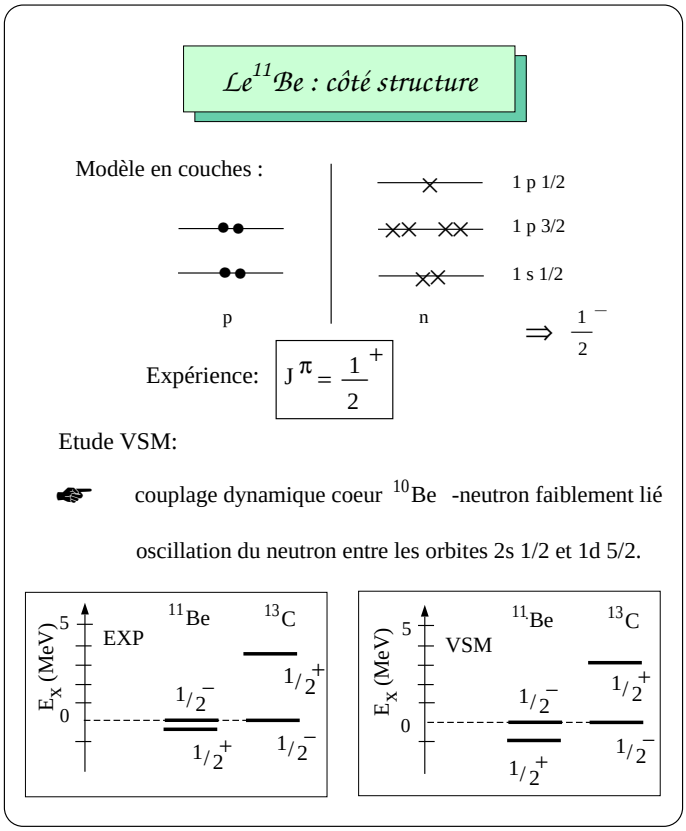


FIG. IV.2: *Structure du ^{11}Be.*

La technique VSM permet la détermination simultanée de $\phi_i(r;\{\alpha\})$, c_i et $E(J^\pi;\{\alpha\})$. Avec une interaction SIII (simplifiée : on prend un terme répulsif à deux corps dépendant de la densité) on a la densité du cœur qui satisfait la saturation. L'étude du ^{11}Be dans le cadre de la théorie VSM fournit un état fondamental $\frac{1}{2}^+$ qui sécrit en fonction des états 0^+_C, 2^+_C, qui sont des états à J^π donnée du coeur de ^{10}Be, et des orbites à une particule du neutron désignées par $\mid ...\rangle_\nu$:

$$|\ \frac{1}{2}^{+}\ \rangle \approx \xi_1 0^+_C \times\ |\ 2s\ 1/2\rangle_\nu + \xi_2 \Big[2^+_C \times\ |\ 1d\ 5/2\rangle_\nu\Big]^{(1/2)}$$

Le couplage des deux composantes de la formule précédente entraîne la production de l'état lié $\frac{1}{2}^+$ observé, qui se traduit la vibration du neutron du halo par rapport à la surface du coeur de ^{10}Be, c'est-à-dire qu'on a un couplage dynamique entre le coeur et le neutron faiblement lié. Ce neutron oscille entre les deux orbites $2s\ 1/2$ et $1d\ 5/2$.

Les rayons quadratiques moyens pour les densités de neutrons et protons fournies

noyau	$< rqm >_p\ (fm)$	$< rqm >_n$(fm)	$< rqm >_m$(fm)
^{6}He	1,91	2,34	2,22
^{7}Li	2,27	2,38	2,33
^{11}Li	2,21	3,03	2,81
^{10}Be	2,26	2,56	2,43
^{11}Be	2,27	3,24	2,90

Tableau IV.2: *Rayons quadratiques moyens des distributions de protons, neutrons et de matière calculées par H. Sagawa & al. [Sag92]*

par H. Sagawa sont répertoriés dans la table IV.2. Les densités de neutrons et de protons des noyaux de ^{10}Be, ^{11}Be, ^{7}Li et ^{11}Li ont été présentées au chapitre I avec la figure I.2. Elles sont en bon accord avec les distributions de densités empiriques qui conviennent pour reproduire des données de distributions en moments des noyaux exotiques sur cibles de carbone ou de plomb.

Densités de l'^{6}He : « la ménagerie de l'^{6}He »

H. Sagawa nous a fourni ses densités calculées en prenant le modèle Hartree-Fock et incluant des corrélations qui prennent en compte la faible énergie de liaison neutron de l'^{6}He, comme précédemment dans le cas du ^{11}Be.

On a vu qu'une approche à plusieurs corps était préférable pour traiter les corrélations à longue portée de l'^{6}He. Les 2 neutrons de l'^{6}He ne voient pas le même champ moyen que les neutrons du coeur α. On décrit alors l'^{6}He par des fonctions d'onde à trois corps de type Faddeev-Popov [Zhu93] : la description est en termes de coordonnées spatiales de Faddeev, avec une interaction NN réaliste, qui reproduit les propriétés de basse énergie de la diffusion nucléon-nucléon, et une interaction de

type Woods-Saxon pour l'interaction de cœur α - n. Une approche récente [CFJ98], dans le cadre d'un modèle à trois corps, propose une interaction α - n paramétrisée pour reproduire précisément les décalages en phase des ondes s, p et d jusqu'à 20 MeV. Des gaussiennes sont prises pour rendre compte de la forme radiale et permettre une dépendance en moment angulaire l des forces et des portées. À partir des potentiels V_{nn} et $V_{n\alpha}$ choisis, le calcul génère sans paramètre supplémentaire une fonction d'onde, dont on calcule l'énergie de liaison $E(2n)$ et le rayon quadratique moyen rqm. Zhukov et ses collaborateurs [Zhu93] modifient alors les potentiels de base pour approcher la valeur expérimentale de l'énergie de liaison $E(2n)$ de l'^{6}He, égale à -0,97 MeV. Ils ont constaté que l'utilisation, dans le calcul à plusieurs corps, d'interactions nn et α - n qui sont cohérentes avec les données de diffusion élastique, conduit pour l'^{6}He à des structures trop faiblement liées et donc trop étendues.

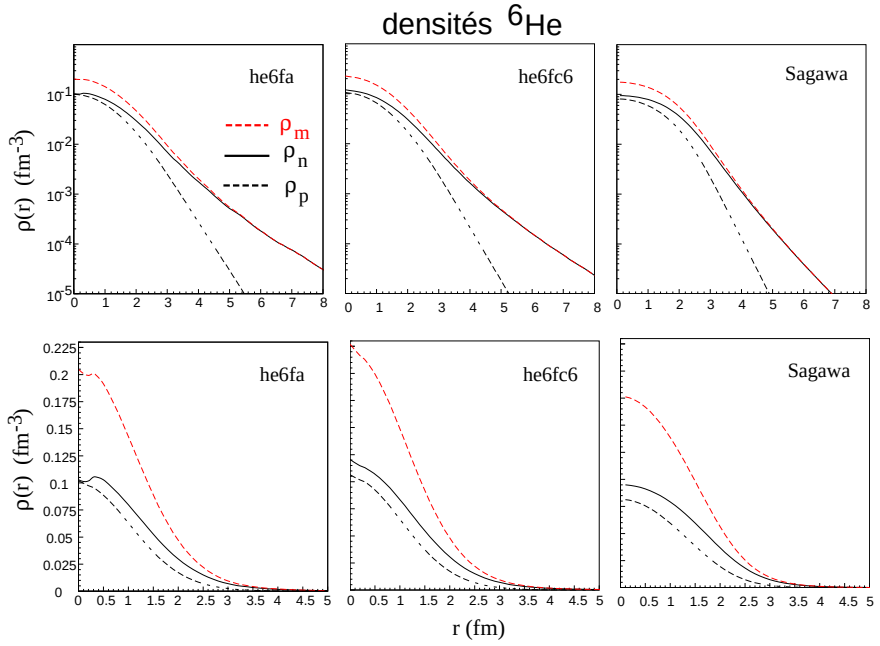


FIG. IV.3: *Distribution de densités de protons et neutrons de l'^{6}He en calculs à trois corps (he6fa et he6fc6) [Tho97] et calculés par H. Sagawa & al. [Sag92]. La première ligne et la seconde présentent les mêmes densités, respectivement en échelle logarithmique et en échelle linéaire.*

Pour approcher la valeur de $E(2n)$, ils ont choisi d'augmenter la portée de l'interaction de cœur (de l'ordre de quelques %) pour tenir compte d'éventuels effets de polarisation du cœur. La table II de la référence [Kha96b] répertorie les densités de l'état fondamental de l'^{6}He par leurs rayons quadratiques moyens et indique

leurs caractéristiques : potentiels V_{nn} et $V_{n\alpha}$ utilisés pour les générer, et l'énergie de séparation des deux neutrons ainsi obtenue. Elles sont données en supposant que le rayon du cœur α vaut 1,58 fm. Nous disposons de densités de l'^{6}He issues de ce modèle à trois corps, mais calculées avec un cœur de rayon 1,49 fm, plus conforme aux analyses expérimentales de diffusion élastique d'^{6}He et d'^{8}He sur proton à haute énergie [Alk97]. Elles constituent, selon les termes de Ian Thompson qui nous les a fournies : « The ^{6}He menagerie». Dans ce troupeau, nous retenons les densités fa et fc6 qui présentent respectivement des énergies de séparation des deux neutrons $S(2n)$ $[= -E(2n)]$ de 0,49 et 0,93 MeV, et des rayons quadratiques de 2,64 fm ($< rqm >_n$ = 2,91 fm, $< rqm >_p$ = 1,99 fm) et 2,53 fm ($< rqm >_n$ = 2,78 fm, $< rqm >_p$ = 1,94 fm). Nous avons choisi fa, en dépit de sa faible énergie de séparation, parce qu'elle présente un grand rayon quadratique, et que l'on veut tester dans les calculs de la diffusion élastique sur proton les effets liés à la grande extension de la densité de matière du noyau. La figure IV.3 compare les densités calculées par H. Sagawa avec les deux densités fa et fc6. La première ligne présente ces densités en échelle logarithmique, ce qui permet de voir la longue portée des densités neutron, et la seconde les donne en linéaire, ce qui rend visible les différences des trois densités aux petits rayons.

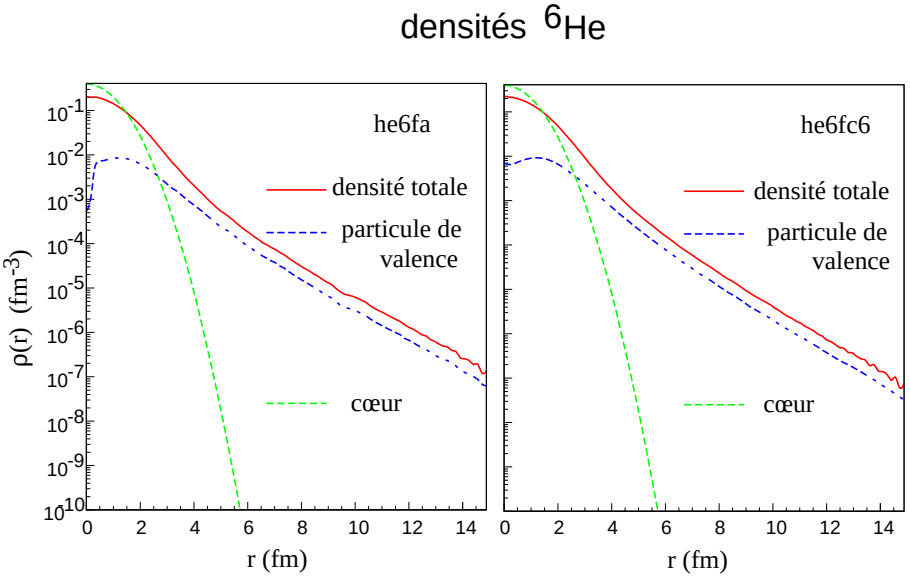


FIG. IV.4: *Distribution de densités de cœur et d'une particule de valence de l'^{6}He en calculs à trois corps (he6fa et he6fc6) [THOco97].*

On voit, pour le modèle à trois corps, les densités du cœur et de la particule de valence, le neutron, sur la figure IV.4. La présence du halo se manifeste par la

queue qui s'étend aux grands rayons (r > 6 fm) dans les distributions de densités de neutrons et dans les distributions de densités de la particule de valence. La densité que nous utiliserons dans nos calculs aux chapitres IV et V sera la densité fc6.
Les rayons quadratiques moyens des densités à trois corps fc6 de l'^{6}He sont validés par l'étude des distributions en impulsion (^{5}He, neutron) et de cassure à des énergies d'environ 700 A.MeV [Gar98], et l'étude des données de sections efficaces de diffusion élastique d'^{6}He sur proton [Alk97] en fonction du carré du moment de transfert ($q^2 = -t$) à 717 A.MeV [KhT98]. Cette analyse traite les degrés de liberté à plusieurs corps explicitement et utilise les fonctions d'onde à trois corps de l'^{6}He. La fonction d'onde qui permet la meilleure reproduction des données a un rqm de 2,5 fm, en supposant un cœur de 1,49 fm.

IV.2 Modèle Optique et Potentiels d'interaction

Au niveau énergétique, une collision entre projectile et cible peut se traduire par un processus **élastique, inélastique ou de transfert**. Elle peut conduire aussi à la formation d'un **noyau composé** ([Hod60],[OvHod94]). Ces phénomènes d'interaction se produisent avec des probabilités qui dépendent de l'énergie du système et du paramètre d'impact de la collision. Nous nous intéresserons ici seulement aux diffusions élastiques et inélastiques :

— **diffusion élastique** : cible et projectile ne subissent pas de changement de structure (ils restent dans leur état fondamental) et leur énergie dans le centre de masse est inchangée ;

— **diffusion inélastique** : cible et projectile subissent des modifications, les nucléons sont dans un état excité ; dans le cas de la collision nucléon projectile-noyau cible, le noyau peut absorber le nucléon.

La diffusion élastique va représenter la base pour la compréhension des mécanismes de réactions nucléaires entre ions lourds, puisqu'elle constitue la voie d'entrée de la plupart des processus.

Lorsqu'un nucléon pénètre dans un noyau, il subit l'effet du champ produit par les nucléons du noyau cible. Les sections efficaces, les caractéristiques de la réaction dépendent ensuite de l'interaction nucléon-nucléon et de la densité nucléaire.
On veut étudier la collision de deux noyaux de numéros de masse respectifs A_1 et A_2. Il faudrait écrire l'équation de Schrödinger pour chaque nucléon dans le champ créé par tous les autres nucléons. On se trouve alors confronté au problème à $\mathcal{N} = A_1 + A_2$

corps. La résolution de l'équation de Schrödinger pour ce système de deux noyaux en interaction est impossible à résoudre en pratique.
Pour décrire la diffusion élastique, on modélise alors le système par deux corps sans structure qui interagissent via un potentiel $U_E(\vec{R})$, où $\vec{R}$ est la distance séparant les centres des deux noyaux. On introduit alors un potentiel phénoménologique, censé reproduire par exemple les interactions entre les nucléons de deux noyaux qui interagissent, et on s'intéresse à une interaction nucléon-nucléon effective. Ainsi le problème à $\mathcal{N}$ corps peut-il être évité. On a réduit le problème à $\mathcal{N}$ corps de la diffusion d'un noyau par un noyau cible en un problème soluble de **diffusion d'une seule particule par un potentiel complexe à un corps** : on est alors dans le cadre du **modèle optique**. Dans une approche plus microscopique, on obtiendra l'interaction noyau-noyau en convoluant une interaction nucléon-nucléon effective avec les densités de matière des deux noyaux en interaction (partie IV.3) ; dans une approche globale, on rendra compte de l'interaction noyau-noyau par un potentiel standard $U_E(\vec{R})$ paramétrisé pour décrire les données de diffusion élastique d'une large gamme de noyaux, sur une plage étendue en énergie (partie IV.2.5). Les coefficients de ce potentiel sont calculés pour l'énergie du système E et les numéros de masse et nombre atomique des deux noyaux.

Pour rendre compte des deux processus de diffusion, élastique et inélastique, dans l'expression du potentiel d'interaction entre cible et projectile, on adopte une formulation similaire à celle de l'Optique : les réactions d'interaction directe se produisent principalement à la surface du noyau cible, mais pour leur analyse on tient compte de tout le volume, et le milieu nucléaire est caractérisé par un indice complexe dont la partie réelle est directement reliée au potentiel moyen du système étudié, et dont la partie imaginaire traite l'absorption des ondes incidentes et sortantes des particules étudiées, tout au long de leur progression dans le milieu. Cette partie imaginaire prend en compte les couplages de la diffusion élastique aux voies inélastiques et modélise la perte de flux dans les autres voies possibles de réaction. Le potentiel nucléaire qui rend compte de l'interaction se décompose en une partie réelle V_R associée à la diffusion élastique (analogue d'une propagation) et une partie imaginaire W_I pour l'ensemble des voies inélastiques couplées à la diffusion élastique. W_I représente donc la probabilité pour le projectile d'effectuer une collision non élastique. Le potentiel d'interaction dit potentiel optique a donc pour forme :

$$U_{cible/projectile} = V_R + i\ W_I$$

dans le cadre du **modèle optique**. En faisant apparaître les termes de spin-orbite,

d'isospin $V_\tau(r)(\vec{T}\cdot\vec{t})$, et de Coulomb, la forme générale est donnée par :

$$V(r) = -V(r) - iW(r) - (V_{so}(r) + W_{so}(r))(\vec{l}.\vec{\sigma}) - V_\tau(r)(\vec{T}\cdot\vec{t}) - V_{Coul} \qquad \text{(IV.13)}$$

Les niveaux d'énergie du noyau sont alors vus dans ce processus d'interaction comme une succession discrète, le premier niveau correspondant à la diffusion élastique, les autres aux diffusions non élastiques. Le noyau est ensuite décrit sous l'approximation des niveaux continus de Woods Saxon. Dans l'approximation du champ moyen, pour décrire les états de diffusion, les paramètres du potentiel moyen associé, et en particulier sa profondeur, deviennent des fonctions de l'énergie des particules incidentes. On suppose que leur variation sera lente et que l'on retrouve à l'énergie zéro les caractéristiques du **modèle en couches**. Ceci constitue l'une des hypothèses du modèle optique. Dans la partie IV.2.4, on verra quelles formes adopter pour les potentiels V_R et W_I.

Notons déjà que la partie réelle convient bien pour des noyaux pairs pour lesquels le spin est nul, et les premiers états relativement éloignés du fondamental (à grandes énergies d'excitation). Mais l'approximation des états continus pour W_I sera discutable dans ce dernier cas ; ainsi, pour l'Hélium dont le premier état excité est à 20 MeV. En général, les noyaux légers ne seront pas décrit correctement avec les hypothèses précédentes formulées habituellement pour W_I.

IV.2.1 Amplitude de diffusion

Pour résoudre le problème des deux noyaux en interaction, on s'est donc ramené au problème de l'interaction à deux corps nucléon-noyau et on va déterminer la fonction d'onde $\psi(\vec{r})$ d'un nucléon dans le champ moyen créé par les autres nucléons, champ décrit par un potentiel $V_N(r)$. On va donner l'exemple d'un cas simple, avec la description de la diffusion élastique par le potentiel $V_N(r)$ d'une particule neutre sans spin, d'énergie E.
Le formalisme de la diffusion qui va être décrit dans les paragraphes suivants est fondé sur l'aspect ondulatoire de la particule incidente. En coordonnées polaires, en choisissant l'axe du faisceau incident Oz comme axe polaire, l'onde incidente est décrite par une onde plane : $\psi_1 = e^{i(kz-\omega t)}$, l'axe polaire Oz étant l'axe du faisceau incident, et l'onde diffusée par une onde sphérique : $\psi_2 = f(\Theta)\ e^{i\vec{k}.\vec{r}}\ \dfrac{e^{-i\omega t}}{r}$, où $f(\Theta)$ est l'amplitude de diffusion, et avec $k = \dfrac{(2mE)^{1/2}}{\hbar}$. Dans la région asymptotique, soit à grande distance de séparation entre les deux noyaux, on peut écrire les fonctions

d'onde du système comme superposition d'une onde plane ψ_1 non perturbée par l'interaction, et d'une onde sphérique ψ_2 :

$$\psi(\vec{r}) \underbrace{\rightarrow}_{r\to+\infty} [\psi_1(\vec{r}) + \psi_2(\vec{r})] \quad .$$

L'observable de section efficace différentielle est reliée à l'amplitude de diffusion par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) = |f(\Theta)|^2 \tag{IV.14}$$

où Θ est l'angle mesuré dans le centre de masse du système par rapport à l'axe Oz et $d\Omega$ l'angle solide. Il s'agit maintenant de calculer $f(\Theta)$, $V_N(r)$ étant supposé connu. L'amplitude de diffusion se déduit du potentiel optique conventionnel $V(r)$ entre cible et projectile, en résolvant l'équation de Schrödinger pour la fonction d'onde Ψ totale :

$$[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V_N(r)]\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r}) \tag{IV.15}$$

avec μ la masse réduite du système des deux noyaux, $\vec{r}$ la séparation du centre de masse des noyaux, et E l'énergie dans le système du centre de masse de leur mouvement relatif. Indiquons les étapes principales du calcul[1] :
on développe Ψ en somme de produits de parties radiales et angulaires [avec (P_l) les polynômes de Legendre], sur le moment angulaire orbital l, pour résoudre IV.15 :

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

et l'on substitue cette expression dans l'équation IV.15 ; à l fixé on multiplie à gauche par $P_l(\cos\Theta)$, puis l'on intègre sur Θ, ce qui fournit l'équation radiale :

$$\frac{d^2u_l}{dr^2}(r) + \left\{\frac{2m}{\hbar^2}(E - V_N(r)) - \frac{l(l+1)}{r^2}\right\} u_l(r) = 0 \tag{IV.16}$$

Le potentiel coulombien n'a pas été inclus dans le potentiel V_N, donc dans la région asymptotique, $V_N(r)$ décroît plus vite que $\frac{1}{r}$ et peut être négligé, pour un certain rayon R. L'équation précédente devient alors : $\frac{d^2u_l}{dr^2}(r) + k^2u_l(r) = 0$, qui se résout sous la forme :

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

1. On pourra consulter les reférences [BMH60] et [OvHod94] pour y trouver le détail des calculs.

grâce à l'introduction d'un déphasage δ_l constant, dont la valeur sera fixée dans la région nucléaire. La solution $f(\Theta)$ de l'équation IV.15 a alors pour expression générale :

$$f(\Theta) = (\frac{\mu}{2\pi h^2}) \int e^{i \overrightarrow{q} \overrightarrow{r}} V_N(r) d^3 \overrightarrow{r}$$

avec $\overrightarrow{q}$ le vecteur d'onde transféré : $\vec{q} = \hbar(\vec{k_d} - \vec{k_i})$.
On peut alors exprimer l'amplitude de diffusion sous deux formes :

$$\begin{aligned} f(\Theta) &= \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin\delta_l \; P_l(\cos\Theta) \\ \text{ou } f(\Theta) &= \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} \sqrt{4\pi(2l+1)} e^{i\delta_l} \sin\delta_l \; Y_l^0(\Theta) \end{aligned} \qquad \text{(IV.17)}$$

Toute l'information physique est alors transportée grâce aux déphasages δ_l du potentiel $V_N(\vec{r})$ jusqu'aux sections efficaces de diffusion.

IV.2.2 Théorie de la réaction de Feshbach

Cette théorie est exposée en détail dans la référence [Fes58]. La fonction d'onde totale pour le projectile (P) et la cible (C) est développée en termes d'ensemble complet des fonctions d'onde internes des noyaux individuels :

$$\Psi = \sum_{ij} \chi_{ij}(r) \psi_{Pi}(\xi_P) \psi_{Cj}(\xi_C) \qquad \text{(IV.18)}$$

Ici, nous ignorons l'effet de de l'antisymétrie entre les deux noyaux, que nous étudierons dans la section suivante, cependant nous supposons ψ_{Pi} et ψ_{Cj} antisymétriques. L'interaction entre cible et projectile est notée V, elle intervient dans l'équation de Schrödinger à un corps, IV.15. On fait appel à un opérateur de potentiel effectif [Fes58] :

$$U_E = V_{00} + \lim_{\varepsilon \to 0} \sum_{(\alpha,\alpha') \neq (0,0)} V_{0\alpha} \left(\frac{1}{E - H + i\varepsilon} \right)_{\alpha\alpha'} V_{\alpha' 0} \qquad \text{(IV.19)}$$

où la somme est sur tous les états excités de l'un ou des deux noyaux. V_{00} correspond à l'élément V_{00} qui ne fait intervenir que la projection de V sur les états fondamentaux de la cible et du projectile :

$$U_F(r) \equiv V_{00} = (\phi_{P0}\phi_{C0} \mid V \mid \phi_{P0}\phi_{C0}) \qquad \text{(IV.20)}$$

ϕ_{P0} et ϕ_{C0} sont les états propres des deux noyaux dans leur état fondamental.
Le terme restant de l'équation IV.19 résulte du couplage aux autres états. Le potentiel V excite l'un ou les deux noyaux vers un état $\alpha = (i, j)$ avec

$(i,j) \neq (0,0)$. Le système se propage vers un état inélastique différent (α') selon l'opérateur $\lim_{\varepsilon \to 0} \left(\frac{1}{E - H + i\varepsilon} \right)_{\alpha\alpha'}$, puis le potentiel V induit le retour à la voie élastique par une transition $\alpha' \to 0$. Plus difficile à calculer, il est en général complexe, non local, et dépend explicitement de l'énergie et du moment angulaire. On l'appelle **potentiel de polarisation**. Nous pouvons raisonnablement penser que son rôle devient important lorsque quelques voies ont une influence forte sur la diffusion élastique, ce qui semble être le cas pour les noyaux avec une énergie de liaison faible, dont les voies de cassure ont une probabilité élevée, susceptible d'augmenter le potentiel de polarisation. Nous avons évoqué ce rôle du potentiel de polarisation sur la diffusion élastique du ^{6}Li sur une cible de ^{28}Si dans le chapitre I.2.3.
On notera désormais sous la forme abrégée U_E, le potentiel effectif incluant le potentiel restant de l'équation IV.19 de polarisation ΔU_{pol} qui survient des couplages aux voies inélastiques :

$$U_E = U_F(r) + \Delta U_{pol} \ .$$

Si V est un opérateur local à deux corps, et avec les indices 1 et 2 qui désignent respectivement un nucléon du projectile et de la cible :

$$V = \sum_{i \in 1, j \in 2} U_{NN}(\{ij\}) \quad ,$$

U_F peut se traduire dans l'espace des configurations comme un **potentiel de convolution** illustré par la figure IV.5 :

$$U_F(\vec{R}) = \int d^3\vec{r}_2 \int d^3\vec{r}_1 \rho_1(\vec{r}_1) U_{NN}(\vec{r}_{12}) \rho_2(\vec{r}_2) \qquad \text{(IV.21)}$$

où : $\vec{r}_{12} = \vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2$. $\rho_1(\vec{r}_1)$ et $\rho_2(\vec{r}_2)$ sont respectivement les densités de matière du projectile et de la cible.

On pourra relier le potentiel optique à l'interaction effective NN en exprimant le potentiel d'interaction comme un potentiel de convolution [SatL79] sur les densités des noyaux cible et projectile et l'interaction NN. Cette approche microscopique permettra d'obtenir, par comparaison avec les données, des informations sur la structure des noyaux et la validité des interactions utilisées dans le calcul.

Une autre approche, phénoménologique, modélise U_E par un potentiel local et complexe à un corps de type Woods-Saxon. Les potentiels utilisés dans ces approches sont paramétrisés pour reproduire une large gamme de données de diffusion élastique. Dans le cadre du modèle optique, on suppose que le potentiel réel décrit la diffusion élastique des deux noyaux et que le potentiel imaginaire absorbera les processus inélastiques. La théorie des perturbations, fondée sur l'approximation

de Born des ondes distordues (DWBA, Distorted Wave Born Approximation), permet de les calculer lorsque le couplage des voies élastiques et inélastiques est faible. Lorsque celui-ci est fort, la théorie DWBA n'est plus applicable. Il faut procéder à la résolution d'équations en voies couplées.
Nous calculons les distributions angulaires de sections efficaces à l'aide du **code d'équations couplées en itération séquentielle** (ECIS), développé par Jacques Raynal du CEA/SPhT [Ray81]. Il est possible d'inclure le couplage aux états excités dans le calcul de la section efficace.

IV.2.3 Échange de deux nucléons lors de l'interaction : « knock-on exchange»

Les fonctions d'onde des noyaux individuels qui interviennent dans les équations IV.18 et IV.20 sont antisymmétrisées mais, d'après le principe de Pauli, la fonction d'onde totale Ψ doit aussi être antisymétrisée sous l'échange de nucléons entre les deux noyaux. Cela conduit à des calculs complexes menés par H. Feshbach [Fes82]. Dans le cadre du modèle de convolution, pour introduire cette antisymétrie, on ne va considérer que l'échange entre deux nucléons interagissant, phénomène qui est nommé « knock-on exchange». Comme l'interaction projectile(1)-cible(2) est écrite comme somme d'interactions $V_{i\in 1,j\in 2}$ à deux corps entre un nucléon i du projectile et un j de la cible, l'inclusion de l'échange équivaut à remplacer $V_{i\in 1,j\in 2}$ par :

$V_{i\in 1,j\in 2}(1-P_{ij})$, où P_{ij} est l'opérateur d'échange des coordonnées des nucléons i et j. L'équation IV.20 se réécrit alors :

$$U_F(r) \equiv V_{00} = \left(\phi_{P0}\phi_{C0} \mid \sum_{i\in 1;\, j\in 2} V_{i\in 1,\, j\in 2}\ (1-P_{ij}) \mid \phi_{P0}\phi_{C0} \right) \qquad \text{(IV.22)}$$

ce qui montre qu'il faudra écrire le potentiel U_F comme somme d'un terme direct U_F^{dir} et d'un terme d'échange $U_F^{\acute{e}ch}$. Ce terme d'échange a été calculé, et il peut être estimé correctement en ajoutant un pseudo-potentiel de portée nulle, $D(E)\delta(\vec{r_{ij}})$, à l'interaction $V_{i\in 1,\, j\in 2}$ [Pet69],[LoO75] :

$$V_{i\in 1,\, j\in 2}(1-P_{ij}) \longrightarrow V_{i\in 1,\, j\in 2} + D(E)\delta(\vec{r_{ij}}) \quad .$$

Ce terme $D(E)$ a été évalué par l'étude de données de la diffusion élastique, il dépend faiblement de l'énergie E, et nous l'écrirons explicitement dans la section IV.3.2.

IV.2.4 Forme générale du potentiel

Nous allons justifier brièvement les différentes composantes du potentiel et en donner la forme. Nous utiliserons les mêmes définitions et notations pour tous les

chapitres suivants.
Comme l'interaction nucléon-nucléon est de courte portée et décroît exponentiellement à longue distance, la forme du potentiel doit respecter la condition $V_{nucl}(r) \sim e^{-\alpha r}$ (1) avec r grand devant la portée de l'interaction nucléaire. Du fait de la saturation des forces nucléaires, un nucléon à l'intérieur du noyau subit l'interaction des nucléons dans son voisinage immédiat, et non la force exercée par les autres, donc le potentiel est le même dans toutes les directions, et il est uniforme pour des rayons petits, c'est-à-dire pour la zone de cœur du noyau. Le potentiel nucléaire est attractif, ce qui rend compte d'une structure liée, et il varie doucement en fonction du rayon par rapport au centre du noyau. On peut alors l'écrire sous la forme : $V_{nucl}(r) = -Vf(r)$ (2) avec V la profondeur du potentiel et f un facteur de forme.

Les fonctions les plus utilisées pour représenter les potentiels sont les fonctions de Woods-Saxon (WS). On notera désormais $f(r, R, a)$ le facteur de forme de type Woods-Saxon, qui est fonction de r et dépend des paramètres R, rayon du potentiel, et a que l'on appelle la diffusivité :

$$f(r, R, a) = \frac{1}{1 + e^{(r-R)/a}} \tag{IV.23}$$

On utilisera aussi dans la suite les notations suivantes :

$$V(r) = \Re e U(r) = -Vf(x)\ ,\ f(x) = (e^x + 1)^{-1}\ ,\ \ x = \frac{(r - R_R)}{a_R} \tag{IV.24}$$

Les conditions (1) et (2) sont alors satisfaites en ajustant R et a sur les caractéristiques des noyaux considérés. a mesure la rapidité de la décroissance du potentiel ou de la diffusivité de sa surface, la valeur courante est $a = 0,6$ fm. Les paramètres peuvent être déterminés de façon plus précise à partir d'études détaillées de données expérimentales, comme on le verra en partie IV.2.5.

Comme le rayon d'un noyau de masse A est en général proportionnel à $A^{1/3}$, le rayon des potentiels phénoménologiques pour des ions lourds de nombre de masse A_1 et A_2 s'écrit souvent : $R_i = r_i(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, r_i est défini comme le rayon réduit dans les collisions noyau sur noyau, et dans le cas noyau + proton : $R_i = r_i(A_1^{1/3})$.

La forme générale du potentiel standard complexe $U(r)$ dans le modèle optique, dont on va détailler certains des termes, est alors :

$$\begin{aligned} U(r) &= -Vf(r, R, a) - iW_v f(r, R_w, a_w) + (4a_{vs})V_S \frac{d}{dr} f(r, R_s, a_s) \\ &+ i\ (4a_w)\ W_S \frac{d}{dr} f(r, R_w, a_w) \\ &- 2(V_{so} + iW_{so})\ (\frac{-1}{r}) \frac{d}{dr} f(r, R_{so}, a_{so})(\vec{l}.\vec{\sigma}) + V_{coul}(r) \end{aligned} \tag{IV.25}$$

On a des termes de volume réel V et imaginaire W_v qui simulent l'interaction sur tout le volume du noyau, et des termes de surface, comme le terme en W_S qui produit les effets d'absorption à la surface nucléaire. On prend les termes de surface comme des dérivées de fonctions Woods-Saxon et le potentiel complexe de surface s'écrit [2] :

$$\begin{aligned} U_{surf} &= V_{surf} + iW_{surf} = (4a_{vs})V_{su}\frac{d}{dr}f(r,R_s,a_s) + i\ (4a_w)\ W_{su}\frac{d}{dr}f(r,R_w,a_w) \\ &= 4V_S\frac{df(x_S)}{dx_S} + i\ 4W_S\frac{df(x_S)}{dx_S} \\ &= -4V_S\frac{e^{x_S}}{(e^{x_S}+1)^2} + i\ 4W_S\frac{e^{x_S}}{(e^{x_S}+1)^2} \end{aligned} \qquad \text{(IV.26)}$$

Ces termes de surface vont jouer un rôle important dans les cas des noyaux faiblement liés, dont les probabilités de cassure à la surface de la cible, lors de la diffusion élastique, vont être grandes. L'interaction entre deux nucléons dépend de leur spin, d'où le terme de spin-orbite complexe $V_{so} + iW_{so}$. Dans une approche simplifiée, on peut écrire des forces spin-orbite autorisées par des considérations générales d'invariance, par exemple la force en $\vec{L}.\vec{\sigma}$ qui permet d'expliquer la séparation des états $L \pm \frac{1}{2}$ dans les noyaux. Les effets prédominants sont des effets de surface, on peut donc prendre une dérivée d'une fonction de Woods-Saxon. La déduction de ce potentiel à partir de la théorie mésoniques des forces nucléaires fait intervenir le carré de la longueur d'onde Compton du pion, d'où le coefficient $(\frac{\hbar}{m_\pi c})^2 \simeq 2{,}00$ fm^2 dans l'expression du potentiel de spin-orbite réel (d'origine relativiste) :

$$V_{so}(r) = (\frac{\hbar}{m_\pi c})^2\frac{V_{so}}{r}\frac{df(r)}{dr}\vec{L}.\vec{\sigma} \quad .$$

Les calculs qui s'appuient sur l'interaction NN phénoménologique donnent aussi un potentiel de cette forme.

Le potentiel $V_{coul}(r)$ est pris comme le potentiel d'interaction coulombienne entre une charge ponctuelle $Z_1 e$ et la charge $Z_2 e$ distribuée uniformément dans une sphère de rayon R_{ch} :

$$\begin{aligned} V_{coul}(r) &= \frac{Z_1.Z_2\ e^2}{r}\ , r \geq R_{ch} \\ V_{coul} &= \frac{Z_1.Z_2\ e^2}{2R_{ch}}(3 - \frac{r^2}{R_{ch}^2})\ ,\ r \leq R_{ch} \end{aligned} \qquad \text{(IV.27)}$$

Dans le cas d'une diffusion proton-noyau, $Z_1 = 1$ le paramètre R_{ch} est pris équivalent au rayon de charge uniforme déduit de mesures comme la diffusion d'électrons :

2. Le facteur 4 que l'on inclut dans la définition permet d'avoir des fonctions V_{surf} et W_{surf} qui prennent respectivement la valeur V_S et W_S en $r = R_{surf}$.

$R_{ch} \simeq [\frac{5}{3}\langle r^2\rangle_{ch}]^{1/2}$. En général, pour les autres systèmes, incluant les ions lourds la forme utilisée est : $R_{ch} \simeq R_{ch1} + R_{ch2}$. Si l'on veut prendre en compte précisément la surface nucléaire diffuse, on doit recourir à un potentiel coulombien convolué sur les distributions de densité de charge ρ_{ch} [OvSat83], obtenues par des mesures de diffusion délectrons ou, dans le cas des noyaux instables, déduites d'un modèle. Ainsi, pour une interaction noyau-proton, le potentiel coulombien prend la forme d'une convolution simple sur la densité de charge du noyau, que l'on suppose ici sphérique pour simplifier :

$$V_{coul} = e \int \frac{\rho_{ch}(r')}{\mid \vec{r} - \vec{r'} \mid} d\vec{r'} \qquad \text{(IV.28)}$$

Notons que si ρ_{ch} est prise constante pour $r \leq R_{ch}$ et nulle au-delà, l'expression IV.28 donne IV.27. Dans le cas de l'interaction noyau-noyau, on écrit une intégrale double sur les densités de charge des deux noyaux, en posant
$r_{12} = \mid \vec{r}_\alpha + \vec{r}_2 - \vec{r}_1 \mid$:

$$V_{coul} = e \int \rho_{ch1}(r_1)\rho_{ch2}(r_2)\frac{1}{\vec{r}_{12}} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \qquad \text{(IV.29)}$$

Cette formule dévie de la relation IV.27 pour les petites valeurs de r, aussi peut-elle se révéler utile lorsque l'on traite des cas d'absorption incomplète, où la diffusion est sensible aux valeurs du potentiel aux petites valeurs de r.

Pour décrire la diffusion, on peut recourir à des potentiels phénoménologiques à un corps, qui présentent l'avantage de fournir rapidement une estimation de l'interaction cible-projectile avec lequel on calcule les sections efficaces, comme on l'a fait au chapitre III.5.1, pour obtenir la normalisation de nos données. Pour comprendre la diffusion en termes d'interaction des nucléons, il faudra incorporer des informations sur la structure nucléaire, donc générer le potentiel par convolution (section IV.3) avec des interactions effectives NN ou des potentiels microscopiques (comme dans le cas noyau-nucléon en section IV.4).

IV.2.5 Potentiels phénoménologiques

Pour rendre compte des propriétés d'interaction d'une large gamme de noyaux, et disposer d'une forme simple pour le potentiel d'interaction noyau-noyau en diffusion élastique, des travaux de paramétrisation ont été menés sur des ensembles de données. Nous allons en donner quelques exemples, que nous emploierons par la suite. Un potentiel global de modèle optique possède des paramètres qui sont des fonctions douces des nombres de masse et des numéros atomiques de la cible et du projectile,

ainsi que de l'énergie du projectile dans le laboratoire. Il décrit les données sur une large gamme de ces paramètres. On obtient ainsi un potentiel phénoménologique qui reflète des propriétés globales de la matière nucléaire.

Potentiels noyau-noyau globaux de R. Broglia et A. Winther

La référence [OvBrW81] propose une paramétrisation de la partie réelle du potentiel, qui est de forme Woods-Saxon. La diffusivité a et le rayon sont paramétrisés en fonction du nombre de masse de la cible et du projectile A_t et A_p, et la profondeur s'exprime ensuite en fonction des nombres de neutrons et protons des deux noyaux, et de a. L'ajustement des paramètres est réalisé sur un large ensemble de données de diffusion élastique aux énergies intermédiaires (< 100 A.MeV), en adoptant une partie imaginaire égale à la partie réelle.

Potentiels noyau-nucléon globaux

L'une des premières paramétrisations efficaces de la diffusion nucléon-noyau, valable pour des noyaux de nombre de masse A > 40 a été calculée par Becchetti et Greenlees [BeGr69] à partir de données mesurées à des énergies incidentes E < 50 MeV. Une autre série d'expressions est présentée dans l'article [Pat76], elle donne, à partir du modèle de Lane, une paramétrisation nucléon + noyau dépendant de l'énergie.
La paramétrisation que nous utiliserons au chapitre V est la paramétrisation CH89, dont nous allons préciser l'élaboration et le domaine de validité.

Paramétrisation p + noyau CH89

La paramétrisation CH89 du potentiel nucléon-noyau pris dans le cadre du modèle optique, a été calculée par R. Varner et collaborateurs [Var91] à partir d'ajustements sur des données pour des noyaux $A = 40$ à 209, les énergies de protons variant de 16 à 65 MeV, et les énergies des neutrons vont de 10 à 26 MeV. Les données incluent des mesures en faisceau polarisé. La forme du potentiel est déduite du modèle de convolution et de considérations sur le potentiel d'un nucléon dans la matière nucléaire. Les incertitudes sur les paramètres et les coefficients de corrélation entre les paramètres ont été calculés. Son ajustement est de meilleure qualité, en termes de moindre carré sur l'ensemble des données adoptées pour l'analyse, que celui des paramétrisations globales antérieures, comme celle de Becchetti et Greenlees (BG) [BeGr69], tout en utilisant un nombre de paramètres (20) proche de celui de (BG)

(16 paramètres). R. Varner et collaborateurs soulignent que cette paramétrisation diffère des autres paramétrisations par les caractéristiques suivantes [Var91] :

— l'ajustement requiert un décalage des paramétrisations des rayons de charge des potentiels par rapport à la loi proportionnelle en $A^{1/3}$: $R = r_o^{(o)} + R_o A^{1/3}$;

— le potentiel isovectoriel réel $V_\tau = 13 \pm 1$ MeV est faible, la moitié de la valeur qui lui est attribuée usuellement. Cela a des conséquences importantes pour extrapoler le potentiel optique aux noyaux instables;

— la paramétrisation présente une variation lente de profondeurs des potentiels imaginaires (volume, surface) avec l'énergie.

— la profondeur du spin-orbite est indépendante de E et de A pour
$10 < E < 65$ MeV et $40 < A < 209$.

La gamme d'énergie adoptée pour l'analyse, $10 < E < 65$ MeV, a autorisé l'utilisation du potentiel optique dans une équation de Schrödinger non-relativiste pour effectuer les calculs de sections efficaces et d'ajustement sur les données. Les effets relativistes sont minimes à ces énergies : à l'énergie incidente maximale de 65 MeV, le moment incident a une correction relativiste inférieure à 2 %. La forme générale qui a été adoptée pour le potentiel s'écrit :

$$\begin{aligned} V(r) &= -Vf(r,R,a) - iW_V f(r,R_w,a_w) - i\ (4a_w)\ W_S \frac{d}{dr} f(r,R_w,a_w) \\ &- 2(V_{so} + W_{so})\ (\frac{-1}{r}) \frac{d}{dr} f(r,R_{so},a_{so})(\vec{l}.\vec{\sigma}) + V_{coul} \end{aligned} \qquad \text{(IV.30)}$$

avec $f(r,R,a)$ le facteur de forme de type Woods-Saxon. Le potentiel coulombien V_{coul} est donné par la formule IV.27,
avec $Z_P = 1$ et $Z_T = $ Z numéro atomique du noyau dans le cas du proton incident. $V_{coul} = 0$ pour les neutrons incidents.
Le tableau IV.3 présente les termes du potentiel obtenu par la paramétrisation CH89, qui est valable pour des énergies (E $\geq$ 15 MeV). Le paramètre d'asymétrie d'isospin du noyau $\frac{N-Z}{A}$ est noté ε.

Les rayons s'écrivent : $R = r^{(o)} + r\ A^{1/3}$.

Les formes du potentiel de volume et du potentiel de surface imaginaires sont respectivement :

$$W_V = W_{v0}[1 + \exp(\frac{W_{ve0} - (E - E_c)}{W_{vew}})]^{-1}$$

$$W_V = (W_{s0} \pm W_{st}\varepsilon)[1 + \exp(\frac{(E - E_c) - W_{se0}}{W_{sew}})]^{-1}$$

	Paramètres des potentiels		
Volume	$V_R = V_O \pm V_t\varepsilon + (E - E_c)V_e$	R_R	a_R
réel	$52,9 \pm 13,1\varepsilon - 0,299(E - E_c)$	$-0,225 + 1,250\ A^{1/3}$	0,690
Incertitudes	± 0,2 ; ± 0,8 ; ± 0,004	$\Delta r_R^{(\circ)} = \pm$ 0,009 ; $\Delta r_R = \pm$ 0,002	± 0,006
Volume	W_v (MeV)	R_W	a_w
imaginaire	W_{v0}= 7,8 ; W_{ve0} = 35 ; W_{vew} = 16	-0,42 + 1,33 $A^{1/3}$	0,69
Incertitudes	± 0,3 ; ± 1 ;± 1	$\Delta r_W^{(\circ)} = \pm$ 0,03 ; $\Delta r_W = \pm$ 0,01	± 0,01
Surface	$W_S(MeV)$	R_I	a_I
imaginaire	W_{s0} = 10,0 ; W_{st} = 18 W_{se0} = 36 ; W_{sew} = 37	-0,42 + 1,33 $A^{1/3}$	0,69
Incertitudes	± 0,2 ; ± 1 ; ± 2 ; ± 2	$\Delta r_W^{(\circ)} = \pm$ 0,03 ; $\Delta r_W = \pm$ 0,01	± 0,01
Potentiel	V_{SO} (MeV. fm^2)	R_{so}	a_{so}
Spin-orbite	5.9	$-1,2 + 1,34\ A^{1/3}$	0,63
Incertitudes	± 0,1	$\Delta r_{so}^{(\circ)} = \pm$ 0,1 ; $\Delta r_{so} = \pm$ 0,03	± 0,02
Potentiel	V_C	R_c	a_c
Coulombien	$E_c = \frac{1,73Z}{R_c}$	$0,116 + 1,238\ A^{1/3}$	0,75

Tableau IV.3: *Paramétrisation CH89 pour la diffusion proton-noyau [Var91].*

	Paramètres des potentiels CH89 à 40 A.MeV		
	^{6}He + p	^{10}Be + p	^{11}Be + p
V_R (MeV)	46,25	44,57	45,711
R_R (fm)	1,126	1,145	1,148
a_R (fm)	0,69		
W_v (MeV)	4,124	4,097	4,021
R_I (fm)	1,099	1,135	1,141
a_I (fm)	0,69		
W_S (MeV)	7,909	6,743	7,455
R_{SI} (fm)	1,099	0,783	1,141
a_{SI} (fm)	0,69		
V_{SO} (MeV)	5,900		
R_{SO} (fm)	0,680	0,7835	0,801
a_{SO} (fm)	0,63		
R_C (fm)	1,305	1,295	1,293
a_C (fm)	0,6		

Tableau IV.4: *Paramètres du potentiel CH89 pour la diffusion proton-noyau à 40 A.MeV. Les rayons pour le potentiel sont donnés réduits :* $R_{réduit} = R/(A_P^{1/3})$.

Dans l'expression du potentiel de volume réel $V_O \pm V_t$... et dans celle de la surface imaginaire, $W_{s0} \pm W_{st}$.., le + est pour les protons, le − pour les neutrons.

Les analyses de données concernant les noyaux stables légers (A < 40) à l'aide du potentiel CH89 ont donné des résultats satisfaisants, notamment la diffusion élastique sur proton de noyaux légers ^{6,7,9}Li est bien décrite [Moo92]. Au chapitre I.2.2, nous avons montré les figures des sections efficaces de diffusion élastique de noyaux exotiques légers (^{10,11}Be, ^{9,11}Li, ^{6,8}He) calculées avec CH89 [thCG96], et comparées aux données obtenues lors d'une expérience précédente, E229. CH89 reproduisait bien les données, à condition de renormaliser soit sa partie réelle, soit l'imaginaire. Nous analyserons également nos données avec CH89. Elles s'étendent plus loin en angle que dans le cas de E229, cela permettra donc de tirer, au chapitre V, des conclusions précises sur la renormalisation du potentiel.
Dans le tableau IV.4 figurent les paramètres du potentiel pour les trois diffusions élastiques que nous étudions.

IV.3 Potentiel de convolution

IV.3.1 Ingrédients et calcul de la convolution

La théorie de la réaction de Feshbach, que nous avons examinée en section IV.2.2, a montré que le potentiel d'interaction noyau-noyau, associé à la diffusion purement élastique, s'exprimait comme un potentiel de convolution dans l'espace des coordonnées, selon l'expression IV.21.

R. Satchler et W. Love [SatL79] ont développé le modèle de convolution pour calculer ce potentiel d'interaction noyau-noyau. Le potentiel est généré par double convolution : on intègre sur les deux densités des noyaux entrant en collision et sur l'interaction effective Nucléon-Nucléon (NN), adoptée pour simuler l'interaction entre un nucléon de la cible et un nucléon du projectile. On note comme précédemment $\rho_1(\vec{r}_1)$ et $\rho_2(\vec{r}_2)$ les densités de matière du projectile (1) et de la cible (2), normalisées par : $\int \rho_i(\vec{r}) d^3\vec{r} = A_i \quad i = 1$ et 2, avec A_1 et A_2 les nombres de nucléons de chaque noyau. Nous avons indiqué au début du chapitre comment modéliser le noyau et calculer des densités microscopiques des noyaux ; dans le cas des noyaux stables, on peut utiliser une paramétrisation simple de la densité (IV.1.3). La densité de la cible est donc connue, celle du projectile est une hypothèse du calcul. Pour analyser les données dont nous disposons sur les noyaux exotiques, nous utiliserons, dans le cas des noyaux ^{10}Be et ^{11}Be, les densités microscopiques calculées par H.

Sagawa (présentées en section IV.1.4). Pour l'^{6}He, nous emploierons les densités $fc6$ issues de calculs à trois corps, qui ont été tracées dans la partie IV.1.4. L'autre ingrédient, l'interaction effective NN, sera examiné dans la section suivante.
Dans le cas général, la partie centrale de l'interaction effective a pour forme :

$$V_{12} = V(\vec{r}_{12}) = V_{00}(\vec{r}_{12}) + V_{01}(\vec{r}_{12})(\vec{\tau_1}.\vec{\tau_2}) + V_{10}(\vec{r}_{12})(\vec{\sigma_1}.\vec{\sigma_2}) + V_{11}(\vec{r}_{12})(\vec{\tau_1}.\vec{\tau_2})(\vec{\sigma_1}.\vec{\sigma_2}) \tag{IV.31}$$

Dans le cas où le projectile ou la cible ont un spin nul, et l'un des deux a un isospin nul, seul contribue le terme $V_{00}(\vec{r}_{12})$ de l'équation IV.31. Il dépend en général de l'énergie. Dans ce qui suit, nous expliquons comment mener facilement les calculs du potentiel à l'aide de la transformée de Fourier et nous simplifions la description en adoptant une interaction effective réduite au premier terme : $V_{12} = V_{00}(\vec{r}_{12})$.

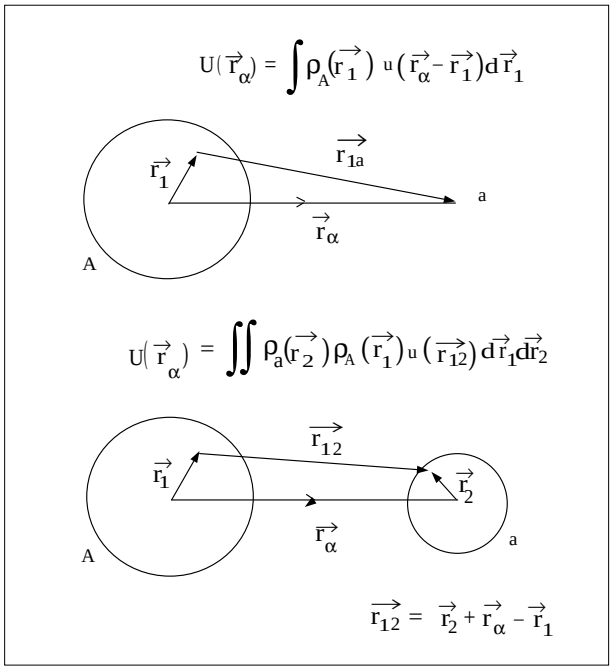


FIG. IV.5: *Modèle de convolution.*

Dans le cas d'une interaction nucléon-noyau, le potentiel s'écrit comme convolution simple sur l'interaction effective N-N et la densité du noyau :

$$U_F(\vec{R}) = \int d^3\vec{r}_1 \rho_1(\vec{r_1}) v(\vec{r_{12}} = \vec{R} - \vec{r_1}) \tag{IV.32}$$

Si l'on passe à l'espace des moments, on définit la transformée de Fourier et son inverse par :

$$\tilde{f}(\vec{k}) = \int d^3\vec{r}_1 f(\vec{r}) e^{-i\vec{k}.\vec{r}} \text{ et } f(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3\vec{k} \tilde{f}(k) e^{i\vec{k}.\vec{r}} \qquad \text{(IV.33)}$$

Avec ces notations, on peut alors introduire dans l'équation IV.21 l'interaction NN sous la forme suivante :

$$U_{NN}(\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \tilde{U}_{N-N}(\vec{k})(\vec{k}) e^{i\vec{k}(\vec{R}-\vec{r}_1+\vec{r}_2)} d^3\vec{k}$$

ce qui donne :

$$U_F(\vec{R}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int\int\int \rho_1(\vec{r}_1)\rho_2(\vec{r}_2) U_{NN}(\vec{r}_{12}) e^{i\vec{k}.(\vec{R}+\vec{r_2}-\vec{r_1})} d^3\vec{r}_1 . d^3\vec{r}_2 . d^3\vec{k}$$

Dans l'espace des moments, la transformée de Fourier du potentiel d'interaction se réduit au produit des trois transformées de Fourier suivantes, si l'interaction U_{NN} est indépendante de la densité :

$$\tilde{U_F}(\vec{k}) = \tilde{\rho}_1(\vec{k})\tilde{\rho}_2(\vec{k}) U_{NN}(\vec{k}) \qquad \text{(IV.34)}$$

C'est un produit de deux transformées dans le cas du potentiel nucléon-noyau. Le calcul de la transformée de Fourier inverse peut être simplifié par la prise en compte de la symétrie sphérique des fonctions de densités et de l'interaction effective, suivant l'expression :

$$\begin{aligned} \tilde{f}(k) &= \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\int_0^{\infty} f(r) e^{-ikr\cos\theta} r^2 \sin\theta . dr . d\theta . d\phi \quad \text{où} \widehat{\theta\ \vec{k}, \vec{r}} \\ \tilde{f}(k) &= \frac{4\pi}{k} \int_0^{\infty} f(r) \sin(kr) r dr \end{aligned} \qquad \text{(IV.35)}$$

On génère donc le potentiel effectif par transformée de Fourier inverse de l'expression IV.34. Nous présentons maintenant les diverses formes d'interactions effectives NN élaborées pour le calcul du potentiel noyau-noyau dans le cadre du modèle de convolution.

IV.3.2 Interactions effectives NN employées pour le potentiel noyau-noyau

Nous avons indiqué au chapitre I.1.2 comment les interactions effectives étaient déduites de calculs sur la matière nucléaire infinie, et appliquées au noyau grâce à l'approximation de densité locale. Lorsqu'on veut traiter l'interaction de deux nucléons lors de la diffusion noyau-noyau, on doit décrire deux portions de matière

nucléaire en mouvement relatif. L'approche choisie consiste à négliger les effets dynamiques du mouvement sur l'interaction effective NN, et à utiliser l'approximation LDA en considérant la somme des densités de la cible et du projectile. C'est ainsi que sont obtenues les interactions les plus utilisées, issues de la forme M3Y, que nous allons présenter.

- **M3Y** a été élaborée par Bertsch et ses collaborateurs [Ber77].

  Elle est représentée par une somme de trois termes de Yukawa, la force de chacun de ces termes est ajustée d'après un ensemble sélectionné d'éléments de matrices correspondant à des termes de la matrice-G, qui est la matrice du potentiel de Reid [Rei68], dans une base d'oscillateurs. Par construction, les interactions de ce type, souvent appelées M3Y, incluent correctement le potentiel d'échange à un pion (OPEP, one pion-exchange potential), simulé par l'un des termes de l'interaction. Un autre terme rend compte des échanges multiples de pions. Leur accord est raisonnable avec les données, à la fois de diffusion inélastique et d'échange de charge pour des nucléons, et de diffusion d'ions lourds.
  De leur provenance comme éléments de la matrices-G pour les nucléons liés, ces interactions effectives M3Y, et toutes celles qui sont construites à partir de M3Y (DDM3Y,BDM3Yn...) sont **réelles** et doivent être complétées par des **parties imaginaires phénoménologiques**.
  M3Y équivaut à considérer que les deux noyaux sont dans une matière nucléaire de densité nucléaire égale à 1/3 de la densité normale. Cette approximation peut être remise en cause aux énergies $E < 50$ A.MeV où l'on déduit des données de diffusion élastique que les noyaux s'interpénètrent et que la transparence de surface augmente ([thRou86]).
  De plus, les M3Y ne dépendent pas explicitement de l'énergie et de la densité : de leur origine comme ajustements de matrices d'oscillateur, elles sont des moyennes d'interactions sur certaines plages d'énergie et de densité, plages qui sont déterminées par la base de l'oscillateur harmonique utilisée. Elles représentent donc des effets moyens, et sont valides pour des noyaux à nombre de nucléons supérieur à 40 environ, tandis que dans le cadre de notre étude de noyaux légers, on a probablement un comportement individuel très fort des nucléons, et des potentiels globaux ne reflètent alors plus correctement le comportement des nucléons. Les calculs [AnTB83] qui génèrent toutes les composantes de l'interaction effective de l'équation IV.31 ont été menés avec une forme récente du potentiel de Paris NN. Les deux variantes des interac-

tions sont nommées M3Y-Reid et M3Y-Paris, nous n'en donnons que le terme central V_{00}, seul utile dans le cadre de notre étude. On peut les écrire avec la partie $D(E)\delta(\vec{r})$ qui simule les termes d'échange décrits en section IV.2.3.

$$\begin{aligned}(\text{Reid})\ V_{00}^{M3Y}(\vec{r}) &= \left[7999\frac{e^{-4r}}{4r} - 2134\frac{e^{-2,5r}}{2,5r}\right] \\ &\quad -276[1-0,005(\frac{E}{A})]\delta(\vec{r}) \quad (\text{MeV}) \quad \text{(IV.36)}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}(\text{Paris})\ V_{00}^{M3Y}(\vec{r}) &= \left[11061,625\frac{e^{-4r}}{4r} - 2537,5\frac{e^{-2,5r}}{2,5r}\right] \\ &\quad -590[1-0,002(\frac{E}{A})]\delta(\vec{r}) \quad (\text{MeV}) \quad \text{(IV.37)}\end{aligned}$$

On peut écrire une forme qui n'inclut que des fonctions de Yukawa, en exprimant chacun des termes direct et d'échange comme suit :

$$\begin{aligned}(\text{Reid})\ V_{00}^{dir}(\vec{r}) &= \left[7999\frac{e^{-4r}}{4r} - 2134\frac{e^{-2,5r}}{2,5r}\right] \quad (\text{MeV}) \\ \text{et} \quad V_{00}^{\acute{e}ch}(\vec{r}) &= \left[4631\frac{e^{-4r}}{4r} - 1787\frac{e^{-2,5r}}{2,5r} - 7,8474\frac{e^{-0,7072r}}{0,7072r}\right] \quad (\text{MeV})\end{aligned} \quad \text{(IV.38)}$$

$$\begin{aligned}(\text{Paris})\ V_{00}^{dir}(\vec{r}) &= \left[11061,625\frac{e^{-4r}}{4r} - 2537,5\frac{e^{-2,5r}}{2,5r}\right] \quad (\text{MeV}) \\ V_{00}^{\acute{e}ch}(\vec{r}) &= \left[-1524,25\frac{e^{-4r}}{4r} - 518,75\frac{e^{-2,5r}}{2,5r} - 7,8474\frac{e^{-0,7072r}}{0,7072r}\right] \quad (\text{MeV})\end{aligned} \quad \text{(IV.39)}$$

Les deux interactions, Reid ou Paris, sont similaires, à condition d'inclure les termes d'échange.

- Pour assurer la saturation des forces nucléaires, l'interaction effective doit diminuer quand la densité augmente, donc l'interaction entre deux nucléons au sein du noyau doit dépendre de la densité du milieu environnant. Cela a motivé la construction d'une interaction **DDM3Y** [AzSa85], qui dépend explicitement de la densité et de l'énergie. On paramétrise comme suit la variation de V avec la densité :

$$V(r_{12},\rho,E) = V^{M3Y}(r_{12})\mathcal{F}(\rho,E) = V(r_{12}) \times C(E)[1+\alpha(E)e^{-\beta(E)\rho}] \quad \text{(IV.40)}$$

où $V^{M3Y}(r_{12})$ est l'interaction M3Y (incluant le pseudo-potentiel d'échange), décrite auparavant. La densité ρ qui intervient dans l'interaction est prise à mi-distance entre les deux noyaux, et elle s'écrit, dans le cadre de l'approximation de densité locale :

$$\rho = \rho_1(\mid \vec{r}_1 + \frac{1}{2}\vec{r_{12}} \mid) + \rho_2(\mid \vec{r}_2 - \frac{1}{2}\vec{r_{12}} \mid)$$

Si l'on suppose de plus que $\rho \simeq \rho_1(r_1) + \rho_2(r_2)$, l'expression IV.40 devient :

$$V(r_{12}, \rho, E) = V^{M3Y}(r_{12}) \times C(E)[1 + \alpha(E)e^{-\beta(E)\rho_1}e^{-\beta(E)\rho_2}]$$

Grâce à la factorisation qui intervient dans le second terme, les calculs de transformée de Fourier de l'expression IV.34 seront du même type que dans le cas d'une interaction indépendante de la densité en remplaçant ρ_i par $\rho_i \exp(-\beta\rho_i)$. La dépendance en énergie des paramètres α, β et C a été calculée de façon à faire correspondre l'interaction avec les résultats de matrices-G obtenus dans la référence [JLM77]. Pour fixer la paramétrisation de l'interaction, il est intéressant de considèrer l'intégrale de volume du potentiel nucléaire, qui peut être beaucoup mieux déterminée par les données que le potentiel lui-même. Elle fournit donc une indication précieuse pour la détermination des interactions.

Si l'on définit l'intégrale de volume d'une fonction f par :

$$J(f) = \int f(r)4\pi r^2 \, dr \ , \qquad \text{(IV.41)}$$

dans le cas où U_{NN} ne dépend pas des densités, l'intégrale de volume du potentiel de convolution se factorise aisément en :

$$J(U_F) = J(\rho_1)J(U_{NN})J(\rho_2) = A_1A_2J(U_{NN}) \quad . \qquad \text{(IV.42)}$$

On peut donc déduire simplement les propriétés de l'intégrale de volume de l'interaction U_{NN} à partir de celles de $J(U_F)$ déterminées par l'analyse de données de diffusion élastique d'ions lourds. L'intégrale de volume du terme $V_{00}(r, \rho, E)$ de l'interaction DDM3Y, terme indépendant du spin et de l'isospin, est identifié avec la fonction $V_o(\rho, E)/\rho$, où V_o est la partie isoscalaire réelle du potentiel microscopique optique obtenu à partir de calculs de matrices-G [JLM77].

– L'intérêt d'introduire une dépendance en densité est de pouvoir contraindre l'interaction effective sur les propriétés de saturation de la matière nucléaire

que nous avons évoquées en introduction. Quand on calcule l'énergie de liaison par nucléon E/A en fonction de la densité ρ pour les différentes interactions, on obtient que l'interaction M3Y ne conduit pas à un minimum de E/A en fonction de ρ, c'est-à-dire qu'elle ne présente pas de point de saturation, quant à DDM3Y, elle donne la saturation à l'énergie $(E/A)_o = 16$ MeV, mais pour une densité trop basse ($\rho_o \simeq 0,07$ fm^{-3}). D.T. Khoa et W. Von Oertzen et leurs collaborateurs se sont donc intéressés à une paramétrisation de l'interaction effective [KhO95c] qui satisfasse les propriétés de saturation de la matière nucléaire. Ils ont imposé, pour simplifier, que les paramètres de la fonction $\mathcal{F}$ soient indépendants de l'énergie. La dépendance en énergie est mise sous un facteur $g(E)$, et l'interaction est combinée, comme dans le cas de DDM3Y, au terme $V^{M3Y}(r_{12})$ qui est l'interaction de Reid ou de Paris pourvue de son terme d'échange. Ce terme est traité explicitement, sans faire l'approximation de portée nulle. L'interaction s'écrit alors :

$$V(r_{12},\rho,E) = V^{M3Y}(r_{12}) \times \mathcal{F}(\rho) g(E) = V^{M3Y}(r_{12}) \times \mathcal{F}(\rho)[1-\gamma(\frac{E}{A})] \quad \text{(IV.43)}$$

Dans le cas où V^{M3Y} est l'interaction de Reid, $\gamma = 0{,}002$ MeV^{-1}, dans le cas de celle de Paris, $\gamma = 0{,}003$ MeV^{-1}. Dans une première étape, ils ont pris la forme $\mathcal{F}(\rho) = C[1 + \alpha e^{-\beta\rho_1} e^{-\beta\rho_2}]$ de l'expression IV.40, et ajusté les paramètres α, β et C , pour obtenir le point de saturation $B_o(\rho_o = 0,17 fm^{-3}) = 16$ MeV. Cela a conduit à l'interaction nommmée **DDM3Y1**. Les équations d'état de la matière nucléaire (EOS) obtenues avec cette interaction sont « douces », c'est-à-dire que la courbure de la fonction $B(\rho)$ à la densité $\rho = \rho_o$ est faible, et le degré d'incompressibilité de la matière nucléaire vaut : $\kappa = 171$ MeV dans le cas où l'interaction de Reid est adoptée, et 176 MeV avec l'interaction de Paris[3]. Ensuite, ils ont pris une dépendance en densité $\mathcal{F}$ plus réaliste, qui peut changer de signe aux grandes densités, et fournir une valeur plus élevée du degré d'incompressibilité κ : $\mathcal{F} = C(1-\alpha\rho^\beta)$. Pour β, on choisit une valeur telle que la valeur 3β soit entière, de sorte que $\mathcal{F}$ ait une dépendance par rapport à une puissance entière du moment de Fermi k_F, puisque $\rho = \frac{2}{3\pi^2} k_F^3$.

3. Le degré d'incompressibilité est défini par : $\kappa = 9\rho^2 (\frac{\partial^2 B}{\partial \rho^2})_{\rho=\rho_o}$ Avec l'interaction de Skyrme SkM*, $\kappa = 217$MeV, avec celle de Gogny $\kappa = 248$ MeV. En champ moyen relativiste, avec l'approximation Hartree : $\kappa = 522$ MeV, et lorsqu'on inclut les corrélations à courte portée, en calcul de type Brueckner-Hartree-Fock relativiste, le paramètre d'incompressibilité est compris entre 200 et 290 MeV (290 MeV dans la référence [BrM90]). La valeur qui sert de référence est celle obtenue par l'étude microscopique (calculs HF et RPA) de la résonance géante monopolaire de quelques noyaux [Bla80] : $\kappa = 210 \pm 30$MeV.

De plus, si l'on veut mener des calculs simples de potentiel de convolution avec cette nouvelle forme d'interaction, et avec l'hypothèse $\rho = \rho_1 + \rho_2$, il est nécessaire de pouvoir séparer les variables ρ_1 et ρ_2 dans le calcul de la transformée de Fourier, comme on l'a indiqué pour DDM3Y. Cela impose d'avoir des valeurs entières de β. Les valeurs de β choisies sont n= 1,2 et 3, et, à nouveau, les paramètres α et C de l'interaction (avec le terme $V^{M3Y}(r_{12})$ de Reid ou de Paris) sont ajustés sur le point de saturation. Les interactions correspondantes sont notées **BDM3Y***n*. BDM3Y1(Paris) donne $\kappa = 270$ MeV. DDM3Y1 et BDM3Y1 ont été appliquées avec succès à la diffusion de nucléons, de particules α [KhO95c] (avec une nouvelle paramétrisation de $\mathcal{F}(\rho)$ donnée dans [KSO97]) et d'ions légers sur des noyaux cibles [KhO95a].

Les M3Y et variantes ont la partie réelle, la partie imaginaire est obtenue phénoménologiquement (par un potentiel global, comme ceux décrits en IV.2.5, ou par ajustement sur les données de diffusion noyau + noyau). Cette partie imaginaire traduit l'effet des voies couplées, dont nous examinerons l'influence au chapitre IV.5.6, dans le cas de la diffusion élastique d'un noyau exotique sur une cible. Dans le cadre du modèle de convolution, le potentiel optique total U_E donné en section IV.2.2 s'écrit ainsi :

$$U_E = U_{élast} + \Delta U_{pol} = U_F + V_{pol} + iW_{pol} \qquad \text{(IV.44)}$$

où $\Delta U_{pol} = V_{pol} + i\ W_{pol}$ est le potentiel de polarisation et U_F est la partie réelle calculée suivant le modèle de convolution, avec une interaction NN M3Y, ou bâtie à partir de M3Y. La partie imaginaire est en fait : $W_{pol} = \Delta W_{pol} + W$. Usuellement, il suffit de considérer une partie W phénoménologique, donc le potentiel est : $U_E = U_F + V_{pol} + iW$. Comme on ne sait pas calculer facilement ΔU_{pol}, on introduit des paramètres dont le rôle est d'inclure les effets de ΔU_{pol} dans le potentiel total, par l'ajustement sur les données de diffusion élastique. Le potentiel optique noyau-noyau est reformulé : $U = N_r U_F + i\ W$, avec le facteur N_r qui renormalise la partie réelle U_F, de façon à reproduire les données de diffusion élastique du système envisagé, à l'aide d'une partie imaginaire adéquate W, généralement prise comme une fonction de Woods-Saxon.

On pourra considérer que le modèle de convolution réussit à rendre compte des données si N_r est proche de 1.

Les interactions NN M3Y et DDM3Y permettent de reproduire convenablement les données pour un grand nombre de noyaux stables, avec une faible renormalisation de la partie réelle ($N_r \simeq 1$). Cela montre que le potentiel de convolution est la contribution majeure de la partie réelle du potentiel optique, et donc que la part

due au potentiel de polarisation est petite pour les noyaux stables, dans la plupart des cas. Nous allons nous pencher sur les analyses effectuées dans ce cadre de la convolution pour en tirer des indications sur l'interprétation de nos données.

IV.3.3 Renormalisation de la partie réelle et partie imaginaire du potentiel noyau-noyau

Pour écrire la partie imaginaire, on s'appuie sur les travaux de M. Brandan et R. Satchler. Ils ont décrit avec succès [BrSa88] un ensemble de données de diffusion élastique, mesurées entre 9 A.MeV et 120 A.MeV d'énergie incidente, pour les systèmes ^{12,13}C + ^{12}C et ^{16}O + ^{12}C. Leur analyse repose sur un potentiel réel obtenu par le modèle de convolution, avec l'usage de l'interaction NN DDM3Y, et un potentiel imaginaire Woods-Saxon (WS). Pour tout le jeu de données, la normalisation de la partie réelle est proche de l'unité, et le potentiel imaginaire est trouvé faiblement absorptif (de profondeur 20-28 MeV). Pour traiter l'interaction avec des cibles plus lourdes, on peut se référer aux résultats exposés dans la thèse de P. Roussel-Chomaz [thRou86], qui reproduit la diffusion élastique de systèmes d'ions lourds : ^{16}O + ^{12}C, ^{28}Si, ^{40}Ca, ^{90}Zr, ^{208}Pb, à énergie intermédiaire, à l'aide du modèle de convolution et d'un potentiel WS pour la partie imaginaire. Ces études donnent des indications précieuses sur l'évolution des paramètres en fonction de la masse du système, et l'évolution de la profondeur du potentiel réel en fonction de l'énergie. Malheureusement, si le potentiel réel est donné sur un domaine large, appelé région sensible [thRou86], qui correspond à un fort recouvrement des densités des deux noyaux, le potentiel imaginaire n'est déterminé qu'au voisinage du rayon d'absorption forte. Dans le cas où l'on adopte l'interaction M3Y pour mener l'analyse de nos données, deux inconnues sont donc à préciser : le facteur de normalisation de la partie réelle N_r, et le potentiel imaginaire. Avec l'interaction DDM3Y, on a une inconnue supplémentaire : la densité du noyau exotique.

Quand on a une énergie incidente faible (<10 A.MeV), ou que le noyau a de grandes probabilités de cassure du fait de sa faible liaison, le potentiel de polarisation devient important, et on observe qu'il est nécessaire d'imposer une diminution du potentiel réel. Dans le cas d'une diffusion avec un noyau faiblement lié, par exemple le ^{6}Li sur carbone, on a vu que la partie réelle calculée avec M3Y est fortement réduite d'un facteur $N_r \simeq 0,5 - 0,6$. On peut alors s'attendre à des effets au moins aussi importants pour l'^{6}He ou le ^{11}Be, qui ne sont liés respectivement que de 975 keV, et 511 keV. Nous allons mener une analyse simple avec l'interaction M3Y pour

savoir si nous retrouvons des caractéristiques similaires avec nos données.

IV.3.4 Analyse des données sur noyau avec l'interaction M3Y

La figure IV.6 regroupe les courbes de sections efficaces de diffusion élastique noyau sur carbone obtenues par le modèle de convolution. L'interaction effective utilisée est M3Y. Les paramètres des parties imaginaires des potentiels d'interaction noyau sur carbone sont indiqués dans le tableau IV.5. Les données sont mieux reproduites lorsque la partie réelle est renormalisée d'un facteur N_r. On constate que l'on obtient un facteur de 1,32 pour l'^{6}He, identique à celui déduit de l'analyse de données de diffusion élastique α +^{12}C entre 100 MeV et 200 MeV à l'aide de l'interaction DDM3Y [BrSa87]. Pour le ^{10}Be et le ^{11}Be, les facteurs appropriés valent respectivement 0,69 et 0,54, ce qui est conforme à ce que l'on attendait pour des noyaux faiblement liés. On note que que le ^{11}Be, plus faiblement lié que le ^{10}Be, requiert un facteur de normalisation plus petit.

	Énergie	Partie imaginaire		
	A.MeV	W_I (MeV)	r_I (fm)	a_I (fm)
^{6}He	38,3	31,6	1,13	0,63
^{10}Be	39,1	13,8	1,1	0,63
^{11}Be	38,4	17,1	1,105	0,75

Tableau IV.5: *Paramètres de la partie imaginaire des potentiels de diffusion élastique noyau exotique sur carbone.*

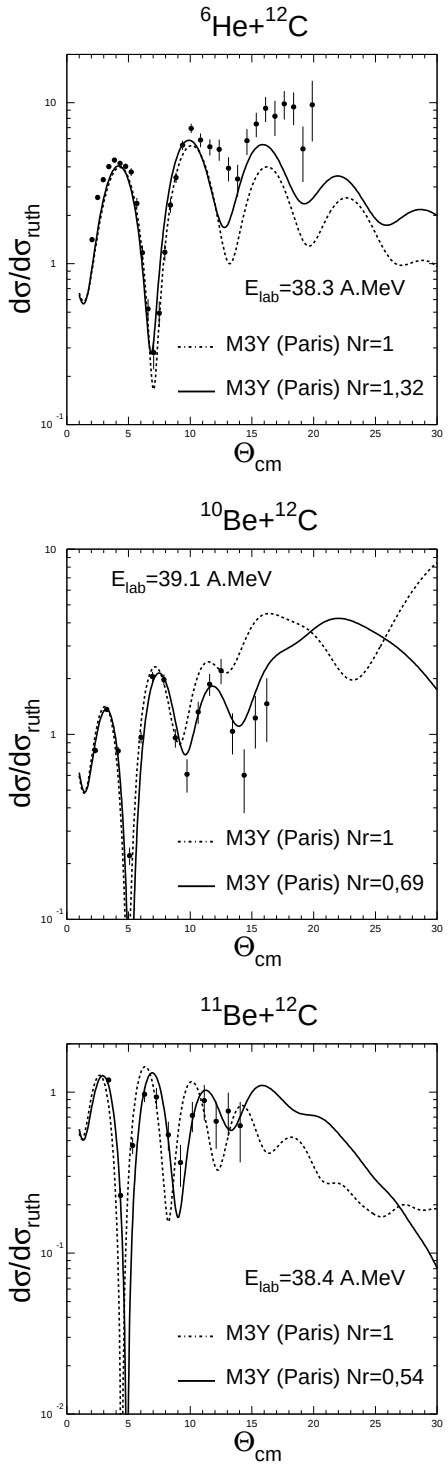


FIG. IV.6: *Superposition des données de diffusion élastique ^{6}He + ^{12}C à 38,3 A.MeV, ^{10}Be + ^{12}C, à 39,1 A.MeV, et ^{11}Be + ^{12}C, à 38,4 A.MeV à des courbes de sections efficaces obtenues dans le cadre du modèle de convolution avec l'interaction M3Y.*

IV.4 Potentiel microscopique noyau-nucléon

Des données de bonne qualité [Mel83] ont été obtenues en proton + noyau aux énergies intermédiaires, durant les 3 dernières décennies. Il s'agissait d'accéder aux densités de matière des noyaux cibles en utilisant des faisceaux de protons pour sonder le noyau, à la manière des faisceaux d'électrons qui permettaient d'extraire les densités de charge des noyaux cibles. En effet, le potentiel d'interaction en jeu dans la diffusion élastique noyau-nucléon peut être obtenu en incluant la densité de matière du noyau dans le calcul de l'interaction microscopique JLM ([JLM76], [JLM77]), ce qui fournit des informations sur la densité de matière. Cette interaction JLM est **complexe**, contrairement à l'interaction M3Y, elle est **sans paramètre libre**, et elle est valable à **basse énergie** ($E < 160$ MeV). Pour reproduire la diffusion entre ce noyau et un nucléon, JLM ne nécessite comme ingrédients que l'énergie incidente du projectile, que l'on notera toujours E par la suite, et la densité du noyau.

Les dépendances en énergie et en densité des parties réelles et imaginaires du potentiel nucléon-nucléon sont calculées dans la matière nucléaire infinie à partir de l'interaction NN de Reid à cœur dur [Rei68] en faisant appel à l'approximation de Brueckner-Hartree-Fock.
La discussion est limitée au domaine d'énergie $E < 160$ MeV.

Le potentiel d'interaction noyau-nucléon JLM se décompose en une part isoscalaire et une part isovectorielle ; la partie coulombienne sera incluse sous forme d'une correction sur l'énergie qui intervient dans l'expression des composantes isoscalaire et isovectorielle. Nous donnons tout d'abord les expressions de ces composantes pour le potentiel complexe du Modèle Optique dérivé des calculs de matière nucléaire infinie. Elles sont paramétrisées en fonction de l'énergie et de la densité dans [JLM77]. Nous verrons ensuite comment les auteurs de [JLM77] obtiennent le potentiel noyau-nucléon.

• **la composante isoscalaire** $V_o(\rho, E) + i\, W_o(\rho, E)$ qui correspond à la matière nucléaire infinie et symétrique $N = Z$:

$$V_o(\rho, E) = \sum a_{ij} \rho^i E^{j-1}$$

$$W_o(\rho, E) = \frac{1}{1 + \dfrac{D}{(E - \varepsilon_f)^2}} \sum d_{ij} \rho^i E^{j-1} \quad \text{où } D = 600 \text{ MeV}^2$$

et $\varepsilon_f(\rho)$ est l'énergie de Fermi : $\varepsilon_f(\rho) = \rho(-510.8 + 3222\rho - 6250\rho^2)$.

• **la composante isovectorielle** $\pm\ \alpha V_1(\rho,E) + i\ W_1(\rho,E)$ (les signes + et − se réfèrent respectivement aux neutrons et aux protons) découle de l'excès de neutrons. Soient respectivement ρ_n et ρ_p les distributions de densités de neutrons et de protons, la différence entre le nombre de neutrons et de protons est prise en compte par l'introduction du paramètre d'asymétrie :

$$\alpha = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$$

Le potentiel réel associé est :

$$V_1(\rho,E) = (1 - \sum c_{ij}\rho^i E^{j-1})(\sum b_{ij}\rho^i E^{j-1})$$

et le potentiel imaginaire :

$$W_1(\rho,E) = \frac{1}{1+\frac{F}{(E-\varepsilon_f)}} \sum f_{ij}\rho^i E^{j-1} \quad \text{où } F = 1 \text{ MeV.}$$

• **composante coulombienne** du potentiel :

dans le cas où le nucléon incident est un proton, il subit un effet répulsif dû au potentiel coulombien créé par les Z protons du noyau :

$$\begin{aligned} \text{si} \quad r < R_c \quad V_C(r) &= 0,5Ze^2\left(\frac{3R_c^2 - r^2}{R_c^3}\right) \text{ avec } e^2 = 1,44 \text{ MeV.fm} \\ \text{si} \quad r > R_c \quad V_C(r) &= \frac{Ze^2}{r} \end{aligned} \qquad \text{(IV.45)}$$

où R_c est le rayon coulombien. On devrait donc ajouter ce potentiel coulombien V_c à l'expression du potentiel optique complexe précédent. En fait, comme ce potentiel optique est non-local et dépend de l'énergie, le potentiel coulombien va être pris en compte en remplaçant la variable d'énergie E par $E - V_C$ dans toutes les expressions.

Ainsi, la composante isoscalaire du potentiel pour un proton d'énergie E va-t-elle s'écrire :

$$V_o(\rho, E - V_c) + iW_o(\rho, E - V_c).$$

On peut exhiber une sorte de correction coulombienne en écrivant l'expression précédente sous la forme :

$$V_o(\rho,E) + iW_o(\rho,E) + [\Delta_c(\rho,E) + iW_C(\rho,E)]$$

$$\begin{aligned} \text{avec } \Delta_c(\rho,E) &= V_0(\rho,E-V_c)-V_o(\rho,E) \\ &\approx [\frac{m^*(\rho,E)}{m}-1]V_C \end{aligned} \qquad \text{(IV.46)}$$

$$\text{et } W_c(\rho,E)=W_o(\rho,E-V_c)-W_o(\rho,E)\ .$$

L'expression complète du potentiel est alors :

$$U=(V_0+\alpha V_1)+i(W_0+\alpha W_1)$$

Pour obtenir l'interaction JLM, le potentiel optique dépendant de l'énergie et de la densité ρ a été modélisé dans la matière nucléaire infinie. On le note $U(\rho,E)$.

L'hypothèse que le potentiel d'interaction d'un nucléon libre et d'un nucléon lié est approchée par l'interaction entre deux nucléons liés dans le milieu infini, assure le passage de la matière nucléaire infinie au noyau de taille finie, en interaction avec un nucléon. L'approximation de densité locale (LDA) formulée au chapitre I.1.2 est alors utilisée pour calculer le potentiel pour un noyau fini : on suppose que le potentiel optique dans un noyau où la densité est ρ, est le même que le potentiel $U(\rho,E)$ dans la matière nucléaire infinie de densité ρ, en prenant le même excès de neutrons et la même énergie que le noyau considéré. Les densités de nucléons sont donc remplacées dans les formules donnant le potentiel par les distributions réelles dans le noyau, ce qui introduit désormais une dépendance radiale dans le potentiel. Le potentiel qui est ainsi défini par la LDA dépend de r, la distance entre le nucléon projectile et le centre du noyau, donc on remplace $U(\rho,E)$ par $U(\overrightarrow{r},E)$. Le problème est alors le choix du point où l'on calcule ρ, la forme la plus simple est : $\rho\big(\frac{\overrightarrow{r_p}+\overrightarrow{r_t}}{2}\big)$.
Si l'on veut décrire la diffusion noyau-nucléon, il faut avoir une description réaliste des effets de portée finie : le nucléon projectile subit le champ créé par l'ensemble des nucléons du noyau cible, le potentiel est donc modifié en convoluant la distribution des nucléons, prise comme un facteur de forme gaussien, avec le potentiel obtenu avec la LDA, $U(\overrightarrow{r},E)$. On tient ainsi compte de la portée des autres nucléons du noyau. Cela constitue une version «améliorée» de la LDA, qui conduit à une interaction de portée finie :

$$\widetilde{U}(\overrightarrow{r_p},E)=\int U(\overrightarrow{r}',E)f(\overrightarrow{r_p}-\overrightarrow{r}')d\overrightarrow{r}'$$

$$\text{où} f(\overrightarrow{r_p}-\overrightarrow{r}')=(t\sqrt{\pi})^{-3}\exp\Big[-(\overrightarrow{r_p}-\overrightarrow{r}')^2/t^2\Big]$$

t reflète la portée finie de la force nucléaire.

JLM utilise une valeur $t_R=1,2$ fm pour le potentiel réel et suggère que peut-être une valeur plus grande serait appropriée pour t_I (qui intervient dans le potentiel

imaginaire). Par la suite, il a été montré, grâce à des analyses expérimentales, qu'une valeur de t = 1.0 fm donne de meilleurs résultats [Mel83] et qu'une autre façon d'adoucir le potentiel consiste à écrire ([MeDi83]) :

$$\widetilde{U}(\overrightarrow{r_p}, E) = \frac{U(\overrightarrow{r_p})}{\rho(\overrightarrow{r_p})} \int f(\overrightarrow{r_p} - \overrightarrow{r}')d\overrightarrow{r}'$$

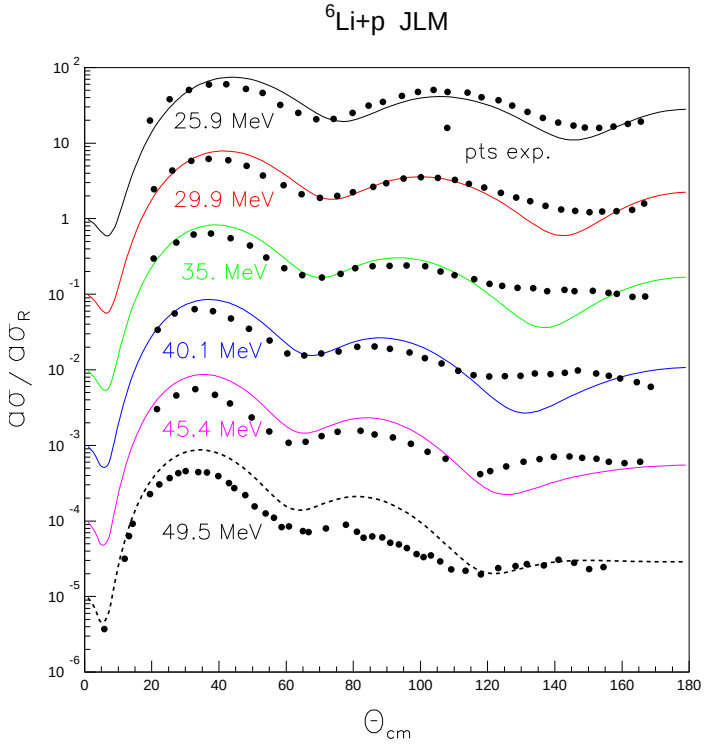


FIG. IV.7: *Sections efficaces de diffusion élastique $^6Li + p$ calculées avec l'interaction JLM. Les données à 49,5 MeV sont tirées de la référence [Man71], les autres de [Bra72].*

Les travaux exposés dans les références [Mel83], [Petl85] et [Pet93] montrent que la reproduction de la diffusion élastique noyau-nucléon à l'aide du potentiel JLM est bonne à condition de normaliser la partie imaginaire du potentiel avec un facteur $\lambda_W \sim 0,8$. On adoptera désormais cette valeur pour calculer le potentiel JLM «standard» dans le cas de noyaux exotiques légers.

L'intérêt de ce type de réactions de diffusion élastique sur protons avec les noyaux exotiques est donc d'extraire des informations sur la structure de ces noyaux et de tester la validité de l'interaction JLM qui donne des résultats excellents avec les noyaux stables. Les données de la figure proviennent de la référence [Bra72],

exceptées celles mesurées à 49,5 MeV [Man71]. La mauvaise reproduction par la théorie JLM des sections efficaces mesurées à 49,5 MeV peut être expliquée par le problème de normalisation des données évoqué dans les références [Bra72] et [Pet93].

IV.5 Comparaison expérience-théorie : la méthode d'analyse, les précautions

On veut contraindre la théorie à partir des données ; les informations sur la structure et les potentiels d'interaction ne sont pas extraites directement mais via une comparaison entre les données et les calculs qui visent à les reproduire, comme on va l'illustrer dans les paragraphes suivants.

IV.5.1 Schéma du processus suivi pour obtenir des informations sur les densités et les potentiels.

—À partir des potentiels d'interaction générés par convolution, les calculs de sections efficaces différentielles sont effectués avec le code ECIS (Équations Couplées en Itérations Séquentielles), développé par Jacques Raynal (CEA-Saclay SPhT). La diffusion élastique noyau-nucléon décrite avec le potentiel JLM est calculée grâce au code de Franck Dietrich (LLNL-Livermore). Les mesures de diffusion renseignent sur la structure nucléaire : la diffusion élastique nous renseigne sur les densités des noyaux ; la diffusion inélastique sur les densités de transition. Dans le cas de la diffusion élastique que nous étudions, nous exploitons la sensibilité du potentiel JLM à la densité du projectile pour obtenir des informations sur la structure du noyau. La densité de matière est obtenue par le filtre d'un modèle. Les hypothèses posées (potentiels, densités pour calculer les sections efficaces théoriques) peuvent être validées ou infirmées par la comparaison avec les données expérimentales. On voit par exemple si la densité de matière supposée est valable, et au besoin, on affine son calcul.

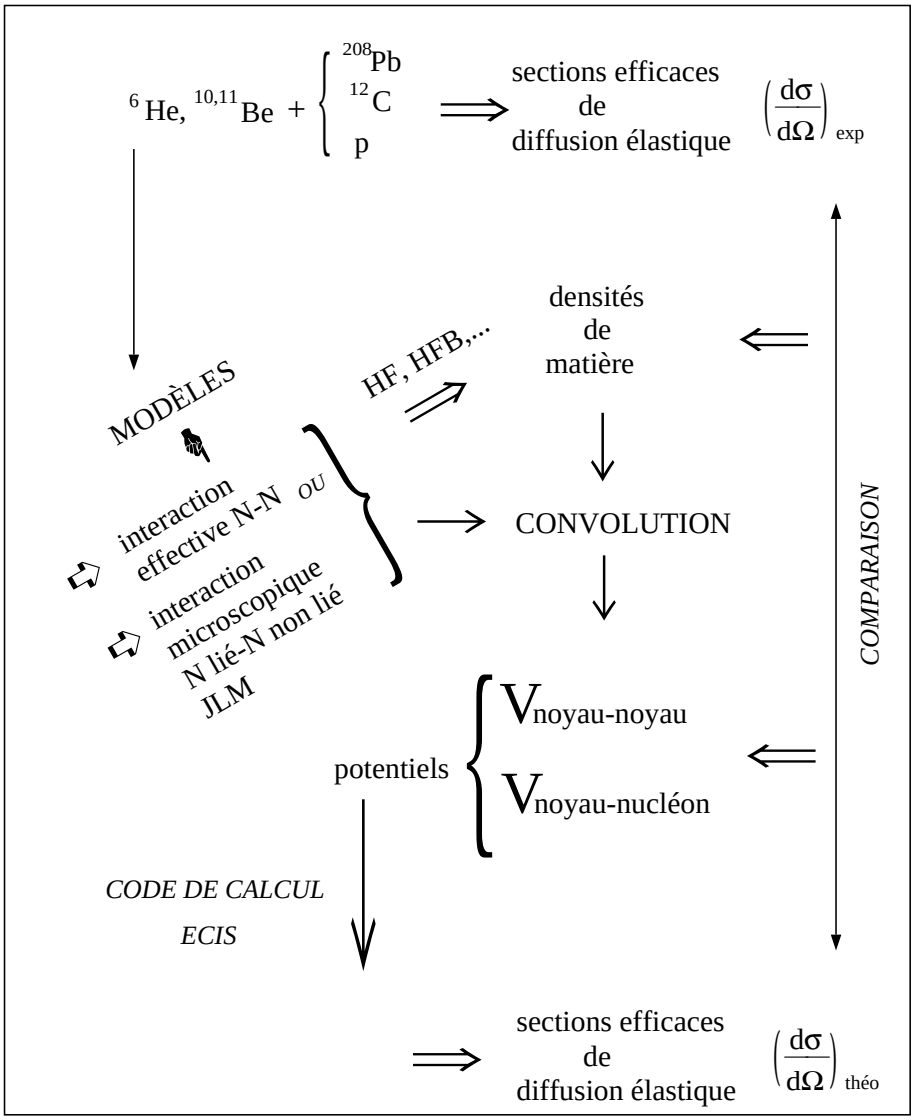


FIG. IV.8: *Méthode d'analyse.*

La comparaison entre les sections efficaces théoriques et les données expérimentales est illustrée par la figure IV.8 et permettra de contraindre les modèles et de tester les interactions effectives NN sur les noyaux exotiques.

IV.5.2 Problèmes liés aux données et à la résolution

Les courbes théoriques de sections efficaces noyau + proton que nous présentons ont été calculées en utilisant l'interaction JLM et on utilise la normalisation standard qui s'applique aux noyaux légers (évoquée en partie IV.4) : $\lambda_V = 1$ et $\lambda_W = 0,8$. Les paramètres du potentiel CH89 calculé pour les noyaux de ^{10}Be, ^{11}Be, ^{6}He sur

proton sont fournis dans le tableau IV.4. Nous avons calculé les sections efficaces pour la diffusion élastique du ^{10}Be sur proton à 39,1 A.MeV, avec les potentiels JLM et CH89 (figure IV.9).
Pour prendre en compte l'effet de la résolution angulaire sur les courbes théoriques, on convolue ces courbes avec une fonction gaussienne dont la largeur à mi-hauteur correspond à la résolution angulaire mesurée. Les valeurs des résolutions $\Delta\Theta_{CM}$ pour chaque réaction peuvent être trouvées dans la table III.2.

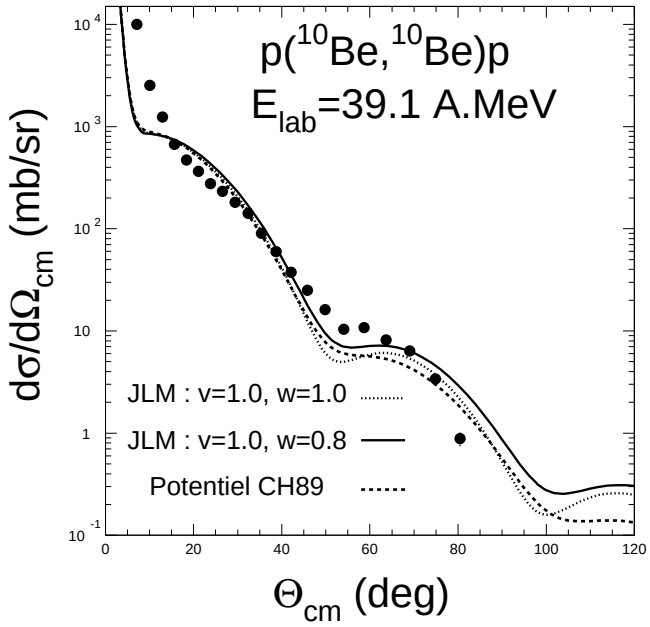


FIG. IV.9: *Sections efficaces expérimentales de ^{10}Be sur proton comparées aux sections calculées avec le potentiel JLM (calculs réalisés avec la densité de H. Sagawa) et le potentiel CH89.*

Dans le cas des diffusions du ^{10}Be et du ^{11}Be sur proton, la résolution angulaire des mesures était moins bonne (respectivement $\Delta\Theta_{CM} = 5,5°$ et 6°) et les effets de résolution se traduisent sur la figure IV.11 par un décalage aux petits angles des courbes convoluées par rapport aux courbes initiales.

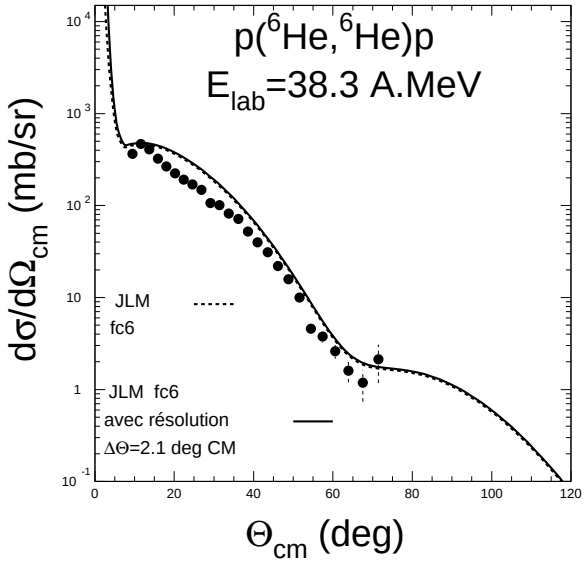


FIG. IV.10: *Effet de la résolution $\Delta\Theta_{CM} = 2,1°$ sur la courbe des sections efficaces de diffusion élastique $^6He + p$, calculées avec le potentiel JLM et la densité de l'^6He $fc6$ (obtenue par le modèle à trois corps).*

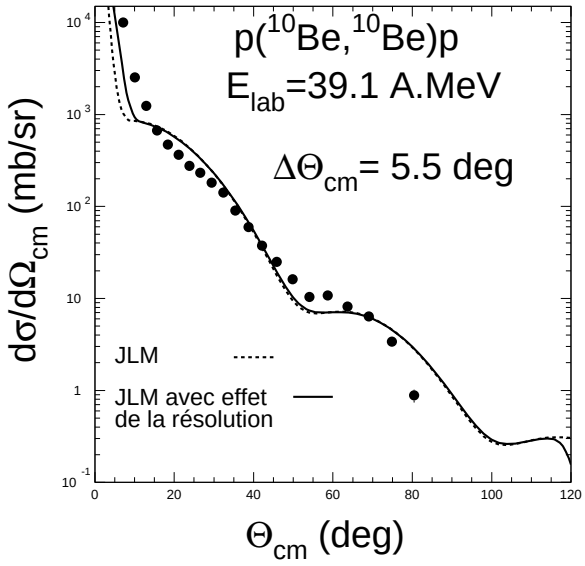


FIG. IV.11: *Courbe de sections efficaces de diffusion élastique $^{10}Be + p$, calculée avec le potentiel JLM ($\lambda_W = 0,8$), superposée à la courbe prenant en compte les effets liés à la résolution angulaire des mesures de diffusion : $\Delta\Theta_{CM} = 5,5°$.*

Dans le cas de la réaction ^{6}He + p, la résolution angulaire était bonne ($\Delta\Theta_{CM} = 2,1°$) et la figure IV.10 montre que la courbe théorique convoluée par la fonction de

résolution est peu différente de la courbe théorique initiale. D'après le tableau III.2, la résolution angulaire dans le CM pour les réactions sur carbone est inférieure à 1°. L'effet de la résolution sur les courbes de sections efficaces de diffusion élastique noyau-noyau est donc faible.

IV.5.3 Limitations des modèles élaborés sur les noyaux stables

On veut appliquer des modèles qui ont été élaborés et testés sur des noyaux stables. Pour ceux-ci, les hypothèses de champ moyen sont bien adaptées. Ce n'est pas le cas pour des noyaux exotiques légers où le comportement «individuel» de certains nucléons est plus marqué : ainsi pour les noyaux à halo, tels que l'^{6}He. Pour ces noyaux, les effets de cassure et les couplages au continuum, envisagés au chapitre I.2.3 modifient le potentiel d'interaction. Il faut donc revoir les modèles utilisés usuellement.

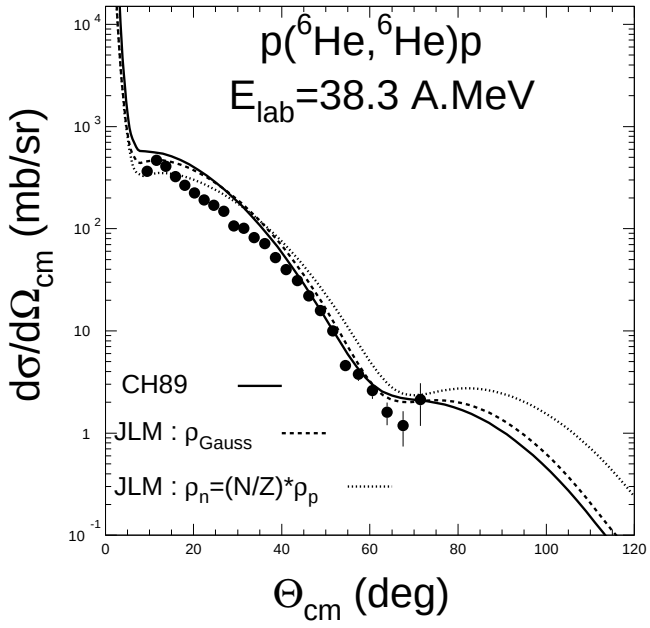


FIG. IV.12: *Comparaison des sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He + p obtenues par un calcul avec le potentiel CH89 et, d'autre part par calcul de l'interaction JLM avec une densité gaussienne de même rayon quadratique moyen que la densité de H. Sagawa puis avec une densité «compacte» $\rho_n = (N/Z)\rho_p$.*

Nous avons évoqué au chapitre I.2.2 les problèmes que soulevait l'analyse des données de diffusion élastique de noyaux exotiques sur cible de proton et qui étaient

illustrés par les figures I.8 et I.9. Les sections efficaces calculées, qu'elles soient obtenues grâce à un potentiel microscopique (JLM) incluant la distribution de densité ou qu'elles proviennent d'un calcul mené avec un potentiel phénoménologique (CH89), sont plus grandes que les sections mesurées dans le cas des noyaux riches en neutrons. On l'observe sur la figure IV.12 qui compare nos données et les sections calculées avec JLM et CH89. Il faut renormaliser soit la partie réelle, soit la partie imaginaire des potentiels d'interaction.
Malgré ce problème de renormalisation du potentiel, nous pouvons déjà nous intéresser au effets de la densité sur les sections efficaces.

IV.5.4 Effet des densités sur la diffusion élastique sur proton.

On a présenté au chapitre I.2.2 les sections efficaces calculées avec le potentiel JLM et trois types de densité (figure I.7). Ici, nous les comparons aux sections expérimentales sur la figure IV.13.

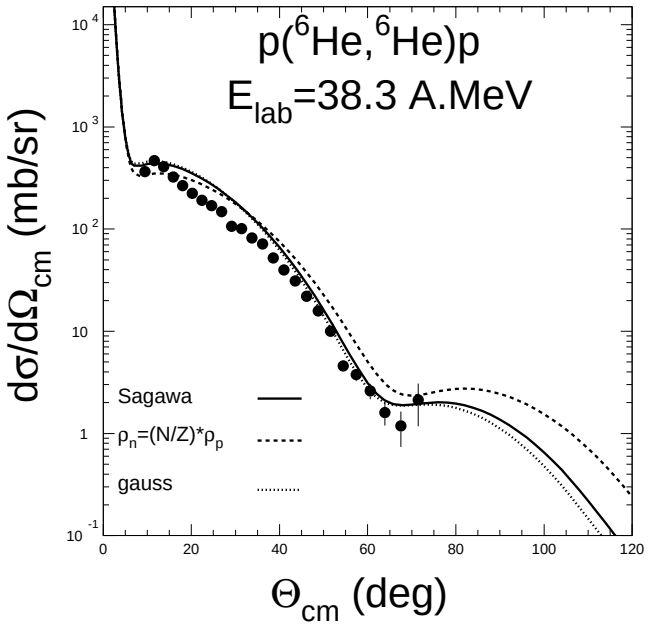


FIG. IV.13: *Comparaison des sections efficaces de diffusion élastique ^6He sur proton expérimentales et calculées, obtenues par un calcul avec le potentiel JLM en supposant diverses formes pour la densité de l'^6He : la densité de H. Sagawa « à halo», une densité de même rqm, mais de forme gaussienne (donc sans halo), et une densité « compacte» qui prend $\rho_n = (N/Z)\rho_p$.*

On voit que les données montrent que la densité de type compacte n'est pas valide pour l'^{6}He, comme on l'avait dit précédemment. On avait aussi vu que l'effet du halo (inclus dans la densité de H. Sagawa, absent dans la densité gaussienne) se manifestait aux grands angles sur les courbes de distributions angulaires de sections efficaces. Ici, il faut aller au-delà de 70° pour distinguer les deux courbes : celle en trait plein réalisée avec la densité incluant le halo, l'autre en traits pointillés fins qui prend une densité gaussienne. Mais les données ne s'étendent pas assez loin angulairement pour distinguer l'effet du halo. Cependant, on devrait pouvoir distinguer les courbes calculées avec des densités de rqm différant d'au moins 0,1 fm. Pour cela, il faudra comprendre les effets du potentiel de polarisation et la renormalisation du potentiel JLM.

Comparaison JLM et CH89.

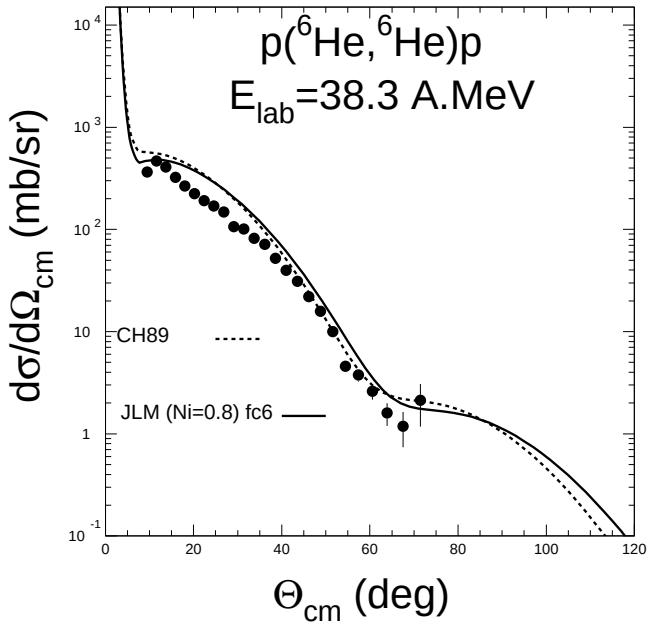


FIG. IV.14: *Comparaison des sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He + p obtenues avec le potentiel CH89 et avec le potentiel JLM convolué avec les densités fc6 de l'^{6}He.*

La comparaison JLM et CH89 soulève une question : quelle est la densité qu'il convient d'adopter pour calculer le potentiel noyau-proton avec l'interaction JLM,

de façon à coïncider avec la section efficace prédite par CH89 ? La réponse donne des indications sur la vision de la matière nucléaire qui régit le potentiel microscopique et le phénoménologique. Les figures IV.12 et IV.14 montrent la comparaison du calcul des sections mené avec CH89, avec les calculs effectués avec JLM et les densités suivantes : densité compacte (rqm = 1,91 fm), densité de H. Sagawa avec halo (rqm = 2,22 fm), densité gaussienne (rqm = 2,2 fm) et densité fc6 avec halo (rqm = 2,5 fm). Le meilleur accord entre CH89 et JLM est obtenu dans le cas de la densité gaussienne de rqm = 2,22 fm, qui a les mêmes valeurs de rayons rqm de neutrons et de protons que celle de Sagawa : $< rqm >_p = 1,91$ fm et $< rqm >_n = 2,34$ fm. CH89 n'est pas similaire à la courbe obtenue avec la densité compacte, qui a $< rqm >_p = < rqm >_n$, il se fixe sur une densité dont les tailles des densités de neutrons et de protons sont différentes, ce qui montre que CH89 prend bien en compte l'asymétrie neutron-proton du noyau.

IV.5.5 Problème de la normalisation et de la partie imaginaire du potentiel noyau-noyau

Pour mener à bien l'analyse de la diffusion élastique d'un noyau exotique sur proton, nous avons constaté dans la partie précédente qu'il faudra découpler les effets des variations de densité du noyau et de normalisation sur les courbes théoriques noyau + proton.
La détermination de la normalisation du potentiel est également un problème que nous devons attaquer dans la diffusion élastique noyau-noyau et nous devons aussi comprendre le rôle de la partie imaginaire qui permet d'ajuster les calculs aux données expérimentales.
M3Y, DDM3Y, BDM3Y,.. rendent bien compte de la diffusion élastique pour la plupart des noyaux stables, sauf pour ceux qui ont des états excités d'énergie peu élevée. Dans le cas des noyaux exotiques faiblement liés, la renormalisation de la partie réelle du potentiel est reliée aux fortes probabilités de cassure du noyau, comme nous le suggéraient les exemples abordés dans la section I.2.3.

IV.5.6 Effets des couplages sur la diffusion élastique

La perte de flux dans la voie de sortie se traduit par des effets d'absorption simulés, on l'a vu, par un potentiel imaginaire. Ceci est valable lorsqu'aucune des voies inélastiques n'est fortement couplée à la voie élastique. Sinon, l'introduction de ces voies fortement couplées modifie le potentiel imaginaire, mais aussi le potentiel réel. L'influence des couplages des voies inélastiques sur les valeurs du potentiel a été

étudié sur les systèmes $^{16}O + ^{12}C$ and $^{13}C + ^{12}C$, à basse énergie, par Y. Sakuragi et M. Kamimura [SaKa84], qui ont montré que le couplage entre la voie élastique et les états excités de la cible de carbone et du projectile devaient être pris en compte, et, plus précisément, les excitations des états collectifs cible-projectile, qui ont une grande section efficace et peuvent avoir des effets notables sur le potentiel quand on couple ces voies inélastiques à la diffusion élastique. Nous verrons les effets des couplages aux états excités dans le chapitre V. Les méthodes de traitement des couplages, issus de l'excitation coulombienne et nucléaire de modes dipolaires « doux », dans l'^{6}He et le ^{11}Be, seront expliquées dans la partie V.4 et les calculs des potentiels de transition associés aux excitations seront développés dans la section V.4.1.

R.Feynman, La nature de la Physique : « *Les physiciens ne peuvent se convertir à un autre langage [que les mathématiques]. Si vous voulez apprendre à connaître la nature, à l'apprécier, vous devez comprendre son langage.* »

Chapitre V

Comment comprendre les noyaux exotiques ? Interprétations des données : des modèles à plusieurs corps au potentiel de polarisation.

R.Feynman, La nature de la Physique : « *La physique n'est pas les mathématiques, les mathématiques ne sont pas la physique. L'une aide l'autre. Mais en physique, vous devez comprendre le lien entre les mots et le monde réel.* »

Règle de Murphy : quand on travaille à résoudre un problème, cela aide toujours de connaître la solution.

Ixième loi de Murphy : pour la gamme d'angles où les courbes théoriques divergent, et où l'on pourrait par comparaison des données avec les courbes théoriques, déduire des informations et décrire des phénomènes intéressants, les données n'existent pas, ou sont difficiles à obtenir, ou ont une barre d'erreur trop importantes pour différencier les courbes théoriques.

Nous commençons ce chapitre par l'étude des données de diffusion élastique de l'^{6}He sur carbone, à l'aide des modèles à plusieurs corps, dont les développements récents ont permis l'exploration des noyaux composites. Les approximations eikonales, valables à haute énergie (plusieurs centaines de MeV par nucléon), ont été examinées, et le cadre du modèle eikonal à plusieurs corps a été transformé pour permettre le traitement de la diffusion aux énergies intermédiaires ($<$ 100 A.MeV),

grâce à des corrections non-eikonales. Ces modèles fournissent une interprétation originale des données de diffusion élastique du ^{11}Be sur carbone, grâce à une factorisation des sections efficaces qui fait intervenir le facteur de forme. Nous le verrons en section V.1.5.

Mais nous voudrions comprendre et quantifier les effets de cassure et de couplages au continuum, dont nous avons senti l'importance au chapitre IV.5, et montré qu'ils sont nécessaires pour expliquer nos données. Or, ces modèles à plusieurs corps ne nous donnent pas une interprétation directe du potentiel de polarisation, dont nous verrons qu'il est inclus implicitement dans les calculs à plusieurs corps.
Nous allons donc mener une étude préliminaire (V.2) sur la diffusion noyau + proton. Elle ne saurait pas remplacer un calcul complet, en voies couplées, incorporant le traitement du continuum [Sak83], mais elle se révèlera précieuse pour dégager des informations qualitatives et des caractéristiques générales du potentiel de polarisation (V.2.3). Par la suite, nous verrons que ces déductions sont cohérentes avec le potentiel que l'on peut extraire des calculs à plusieurs corps, appliqués à la diffusion de l'^{6}He sur carbone. Elles coïncident aussi avec les conclusions tirées par Sakuragi de son étude du potentiel de polarisation dans la diffusion élastique des noyaux exotiques. Il a confronté les observations sur les résultats obtenus dans le cadre des modèles à plusieurs corps avec ceux déduits en champ moyen. Son interprétation sera donnée et comparée à nos résultats en section V.3.2. Nous verrons de manière simplifiée les effets des excitations nucléaires et coulombiennes des modes dipolaires «doux» dans la diffusion élastique de l'^{6}He et du ^{11}Be (V.4) et nous exposerons le calcul des potentiels de transition V.4.1, ce qui nous permettra ensuite de mesurer l'effet des couplages aux états excités sur la diffusion élastique noyau + proton.

Dans la dernière partie V.5, nous discuterons des modèles bâtis pour étudier les noyaux exotiques et nous envisagerons les améliorations à leur apporter, ainsi que les pistes à suivre pour développer des outils fiables qui devraient nous permettre d'expliquer la diffusion élastique des noyaux exotiques composites, par la compréhension microscopique des effets de couplages au continuum des états excités et au continuum des clusters.

V.1 Application des modèles à plusieurs corps à la diffusion élastique ^{6}He et ^{11}Be + ^{12}C

V.1.1 Modèle eikonal à plusieurs corps

La théorie de Glauber [OvGla59] de la diffusion multiple a été bâtie à l'origine pour la diffusion proton sur noyau. Elle repose sur l'approximation eikonale, inspirée de l'étude de la diffraction dans le domaine optique, qui suppose que la trajectoire suivie par le projectile est assimilable à une droite. Cette hypothèse est valide si l'on peut considérer que l'énergie incidente E_{inc} du projectile est très grande devant le potentiel d'interaction V de la diffusion.
C'est le cas pour des énergies $E_{inc} \geq 100$ A. MeV. Le modèle de Glauber requiert ensuite au moins les trois suppositions suivantes pour permettre les calculs de diffusion élastique :

- les nucléons de la cible sont « gelés » pendant la diffusion, c'est l'approximation dite « soudaine », ou encore **adiabatique** ;
- le projectile diffuse indépendemment sur chaque nucléon de la cible, ce qui va entraîner l'additivité des phases de diffusion ;
- à haute énergie, la diffusion se fait à l'avant.

Pour examiner des réactions menées avec des faisceaux radioactifs, il est essentiel que les modèles de réaction incorporent les caractéristiques clés des structures exotiques. Ainsi, des réactions avec des systèmes borroméens tels que ^{6}He, ^{11}Li et ^{14}Be requièrent-elles un modèle de diffusion qui inclut les corrélations à trois corps du projectile et également les interactions entre les clusters qui le composent et la cible. Il s'agit donc de bâtir un modèle à quatre corps.
Le modèle eikonal à plusieurs corps est établi sur les méthodes eikonale et adiabatique, améliorées pour inclure les effets de recul du cœur et de corrélation. Ce modèle s'appuie sur deux hypothèses :

- l'énergie de séparation du (des) neutron(s) de valence est très faible devant l'énergie incidente du faisceau, $S_n/E_{inc} \ll 1$;
- une approximation eikonale peut être utilisée pour la diffusion aux angles avant ($< 20°$).

Les systèmes de coordonnées employés par ce modèle eikonal, et par le modèle adiabatique à plusieurs corps, sont présentés sur la figure V.1, dans les cas d'un projectile

à 2 corps et à 3 corps en présence d'une cible.
La première génération d'expériences avec faisceaux radioactifs a été conduite à des énergies intermédiaires (>50 A.MeV), domaine où les approximations eikonale et adiabatique sont valables pour les angles de diffusion d'intérêt. Désormais, lorsqu'on s'oriente vers la compréhension de réactions à plus basse énergie, il faudra étudier les limites de basse énergie (domaine où les effets en voies couplées sont plus significatifs) des modèles dont on dispose.

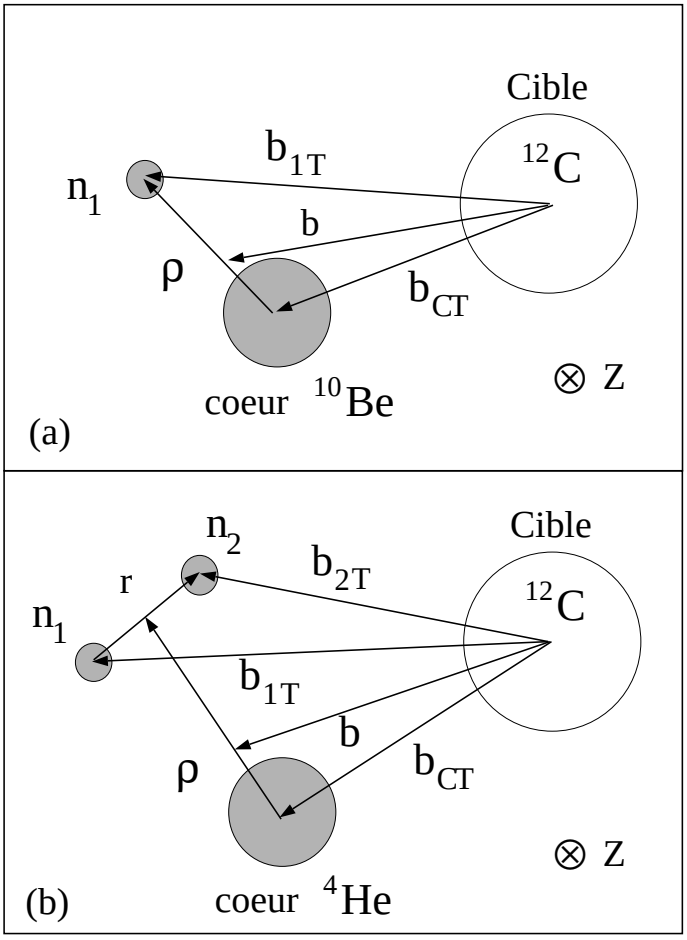


FIG. V.1: *Définition des coordonnées de position dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau, dans le cas a) d'un projectile à 2 corps, b) à 3 corps en présence d'une cible.*

On va décrire un modèle de diffusion adiabatique à quatre corps qui s'appuie sur les équations de la mécanique quantique, et qui ne réclame aucune approximation

semi-classique ([Chr97a],[Chr97b]).

V.1.2 Modèle adiabatique à plusieurs corps

Pour des projectiles légers à énergie de liaison faible, tels que le deuton, ^{6}He, ^{6,7}Li, ^{11}Li, les effets de cassure jouent un rôle important dans le processus de la diffusion élastique. R. Johnson and P. Soper [JoSo70] ont montré comment les contributions de cassure peuvent être incluses en utilisant l'approximation adiabatique. Les méthodes adiabatiques et des Voies du continuum Couplées Discrétisées (Coupled Discretised Continuum Channels (CDCC) [Sak87] ont réussi à montrer comment la cassure du projectile en deux corps affecte les sections efficaces élastiques et inélastiques et les observables de polarisation. Le modèle adiabatique peut être étendu pour traiter la cassure du projectile en trois corps.

Un modèle de diffusion à quatre corps [Kha95b], incluant une description adiabatique à trois corps du projectile a déjà été développé et utilisé pour analyser des réactions impliquant les noyaux de ^{11}Li, ^{14}Be et ^{6}He. Ce modèle effectue un traitement adiabatique des coordonnées internes du projectile avec l'approximation de Glauber ou l'approximation eikonale. La comparaison entre calculs eikonaux et exacts suggère que l'approximation est valable seulement pour des énergies d'au moins 40 MeV par nucléon. La généralisation de la méthode adiabatique de R. Johnson and P. Soper ne nécessite pas de faire l'approximation eikonale et peut alors être valable pour des énergies de réaction plus faibles.

Le modèle est encore en développement. Les applications du modèle sont des calculs de diffusion pour une description complète à trois corps du ^{6}Li et du ^{11}Li et leur comparaison, respectivement, avec les traitements adiabatiques conventionnels en clusters à deux corps et de Glauber.

V.1.3 Modèle adiabatique à quatre corps appliqué à la diffusion élastique ^{6}He + ^{12}C

Dans l'approche adiabatique à quatre corps, le potentiel d'interaction ^{6}He + ^{12}C est une somme de trois potentiels, entre la cible et chacun des clusters, le *cœur* et les deux particules de valence *n1* et *n2* :

$$U(\vec{R},\vec{\rho},\vec{r}) = U_{\textit{cœur-cib}}(\vec{R},\vec{\rho}) + U_{\textit{n1-cib}}(\vec{R},\vec{\rho},\vec{r}) + U_{\textit{n2-cib}}(\vec{R},\vec{\rho},\vec{r})$$

où $\vec{R}, \vec{\rho}, \vec{r}$ sont les coordonnées relatives indiquées en figure V.2, qui illustre aussi la décomposition du système. Durant l'interaction du noyau composite avec la cible, les degrés de liberté sont supposés «gelés». Ils peuvent alors être traités comme des paramètres du calcul. Dans ce modèle, **les effets de cassure sont inclus dans la fonction d'onde à trois corps de l'^{6}He**, et leur contribution au potentiel de polarisation proviendra entièrement des relations de fermeture qui interviennent sur la fonction d'onde dans les calculs. L'énergie de séparation des particules de valence de l'^{6}He est de 975 keV, donc aux énergies auxquelles nous travaillons ($\simeq$ 40 A.MeV), l'hypothèse $S_n/E_{inc} \ll 1$ est vérifiée. Elle permet de remplacer l'hamiltonien interne du système cœur-particule de valence par un opérateur constant dans les calculs de diffusion.

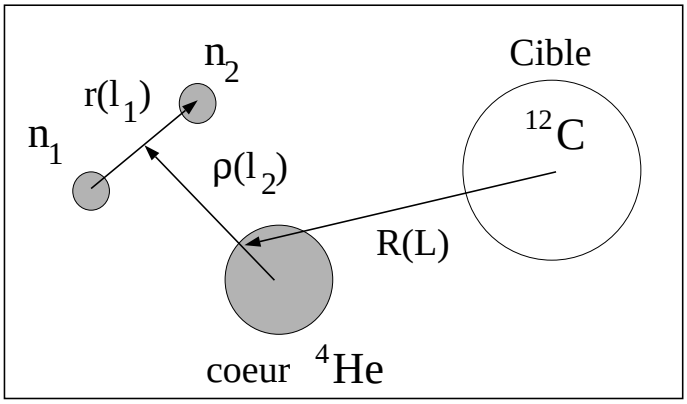


FIG. V.2: *Définition des coordonnées de position dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau dans le cadre du modèle adiabatique à quatre corps.*

Le calcul de la diffusion élastique de l'^{6}He sur le ^{12}C par le modèle à plusieurs corps requiert donc les trois ingrédients suivants :

- la fonction d'onde à trois corps de l'^{6}He (décrite en section IV.1.4, elle est généralement de type Faddeev-Popov [Zhu93]) ;
- les potentiels optiques $\{\alpha +^{12} C\}$ et $\{n +^{12} C\}$ pris à la même énergie par nucléon que celle du projectile d'^{6}He.

Initialement, le calcul à plusieurs corps [Kha96a] utilisait un potentiel $\{n +^{12} C\}$ déduit d'une paramétrisation du potentiel optique du nucléon [Coo93], et l'interaction $\{\alpha +^{12} C\}$ est prise comme un potentiel Woods-Saxon dont les paramètres des parties réelle et imaginaire sont ajustés sur les données de diffusion élastique qui existent à l'énergie de 166 MeV soit 41,5 A.MeV [Ta70], proche de 38,3 A.MeV. Les paramètres de ces potentiels sont donnés dans le tableau V.1.

	Profondeur (MeV)	Rayon (fm)	diffusivité (fm)
	potentiel Woods-Saxon (WS) $\{\alpha +^{12} C\}$		
WS réel	114,0	2,793	0,8
WS imag	13,8	4,373	0,5
	potentiel Woods-Saxon (WS) $\{n +^{12} C\}$		
WS réel	47,6	2,747	0,517
WS imag	5,76	3,205	0,7

Tableau V.1: *Paramètres des potentiels Woods-Saxon* $\{n+^{12}C\}$ *et* $\{\alpha+^{12}C\}$ *employés dans le modèle à plusieurs corps pour décrire la diffusion élastique* ^6He + ^{12}C.

V.1.4 Ingrédients des modèles à plusieurs corps

Nous allons examiner la sensibilité du modèle à plusieurs corps par rapport à la fonction d'onde de l'^{6}He utilisée, et la sensibilité aux potentiels $\{\alpha +^{12} C\}$ et $\{n +^{12} C\}$. Il s'agit de voir quels sont les ingrédients qui affectent notablement la description de la diffusion élastique ^{6}He + ^{12}C et de les contrôler en fixant leur valeur sur des données. Dans le cas des potentiels, la forme adoptée doit varier continûment avec l'énergie et être vérifiée sur un ensemble de données prises à des énergies qui encadrent la valeur de 38,3 A.MeV des données ^{6}He +^{12}C. Pour avoir un potentiel qui soit fiable pour reproduire des données sur toute une gamme d'énergie, on a préféré recourir au potentiel JLM. Nous avons vu au chapitre IV.4 que l'interaction JLM, complexe, permet une bonne description des sections efficaces nucléon + noyau, sans autre normalisation que la valeur standard $\lambda_W = 0{,}8$ sur la partie imaginaire du potentiel quand on a un noyau léger. La figure (V.3) présente un ensemble de sections efficaces expérimentales n + ^{12}C (extraites de la référence [Petl85]) à des énergies comprises entre 20 et 40 A.MeV, et les courbes calculées correspondantes. L'adéquation des courbes avec les données permet d'utiliser avec confiance le potentiel JLM pour calculer n + ^{12}C à l'énergie qui nous intéresse : 38,3 A.MeV.

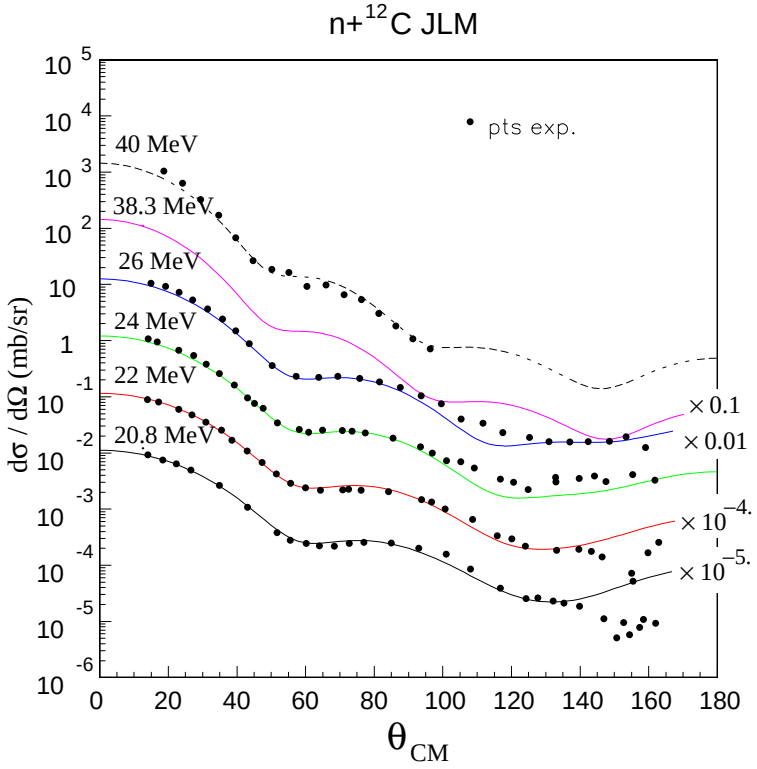


FIG. V.3: *Sections efficaces $n + {}^{12}C$ calculées avec JLM. Les données sont extraites de la référence [Petl85]*

A priori les données $\{\alpha + {}^{12}C\}$ existent dans la gamme d'énergie autour de 38,3 A.MeV : les données de [TaB70] ont ainsi été utilisées pour déduire le potentiel $\{\alpha + {}^{12}C\}$ du modèle à plusieurs corps. Mais la description par un potentiel d'interaction de la diffusion α+^{12}C est ambiguë. Dans le cas noyau + noyau nous avons vu que le modèle de convolution ne fournissait pas la partie imaginaire, et qu'il était parfois nécessaire de renormaliser la partie réelle du potentiel par un facteur N_r pour reproduire les données de diffusion élastique. Les paramètres ainsi déduits sont donc fortement dépendants du jeu de données étudiées et peuvent être affectés par les problèmes de de normalisation de ces dernières. Un ensemble plus large de données va donc être analysé, dans le but de s'affranchir des incertitudes de l'ajustement sur des données prises à une seule énergie. Le but est d'obtenir le facteur N_r et une partie imaginaire qui permette de reproduire des données sur une gamme en énergie autour de la valeur qui nous intéresse. L'analyse est cohérente si les paramètres de W varient régulièment en fonction de l'énergie. On a ainsi examiné des données α + ^{12}C mesurées à l'énergie de : E_α = 172,5 MeV (43,12 A.MeV) à Julich [Kis87], et à 139 MeV (34,75 A.MeV) à l'Université du Maryland [Smi73]. Ces données ont

été analysées avec des potentiels optiques dans la référence [GSB74]. On décrit les données par le modèle de convolution qui inclut l'interaction effective NN BDM3Y1 (Paris) [KSO97], convoluée avec la densité de matière de la particule α employée dans la référence [KhO95c] (une densité gaussienne de paramètres $a = 1,193$ fm et $\rho_o = 0,423$ fm^{-3}, son rayon quadratique vaut 1,46 fm) et celle du carbone[1]. Cela fournit la partie réelle du potentiel d'interaction V_r. Ensuite, les sections efficaces théoriques sont calculées en ajoutant au potentiel $V_{\alpha+^{12}C}$ un potentiel imaginaire W de type Woods-Saxon, calculé au départ grâce à une paramétrisation phénoménologique [BrW81], dont on fixe la diffusivité à 0,6 fm. Le potentiel total s'écrit : $V_{\alpha+^{12}C} = N_r V_r + i\ W$. On ajuste la profondeur W_I et le rayon R_I de W sur les données existantes, ainsi que la normalisation du potentiel réel N_r.

Le tableau V.2 récapitule le résultat des recherches sur les paramètres N_r, W_I, R_I pour les trois ensembles de données. Le potentiel de convolution $\alpha +^{12} C$ a été calculé

Énergie (A.MeV)	E (MeV)	g(E)	N_r	W_I	R_I	a_I	χ^2	σ_R
26	104	0,9220						
34,75	139	0,8957	1,33	20,35	3,83	0,6	5,3	781,2
41,5	166	0,8755	1,26	33,27	3,35	0,6	1,25	716,7
43,125	172,5	0,8706	1,19	17,8	3,68	0,6	5,7	666,1
38,3	153,2	0,8851	1,19	17,8	3,68	0,6		

Tableau V.2: *Paramètres (N_r, W_I, R_I) du potentiel d'interaction pour les trois ensembles de données α + ^{12}C analysés dans le cadre du modèle de convolution.*

grâce à un code de calcul des termes direct et d'échange du potentiel de convolution. Ce code, fourni par D.T. Khoa [KHOco98], peut incorporer des interactions dépendant de la densité, comme DDM3Y ou les interactions BDM3Yn.

1. La densité du ^{12}C est prise comme la forme à deux paramètres de Fermi donnée en section IV.1.3, avec $\rho_o = 0,207$ fm^{-3}, $C_p = 2,1545$ fm et $a_p = 0,425$ fm ; ces paramètres sont issus de mesures de diffusion (e,e). Le rayon quadratique moyen correspondant à cette densité de matière vaut 2,2 fm.

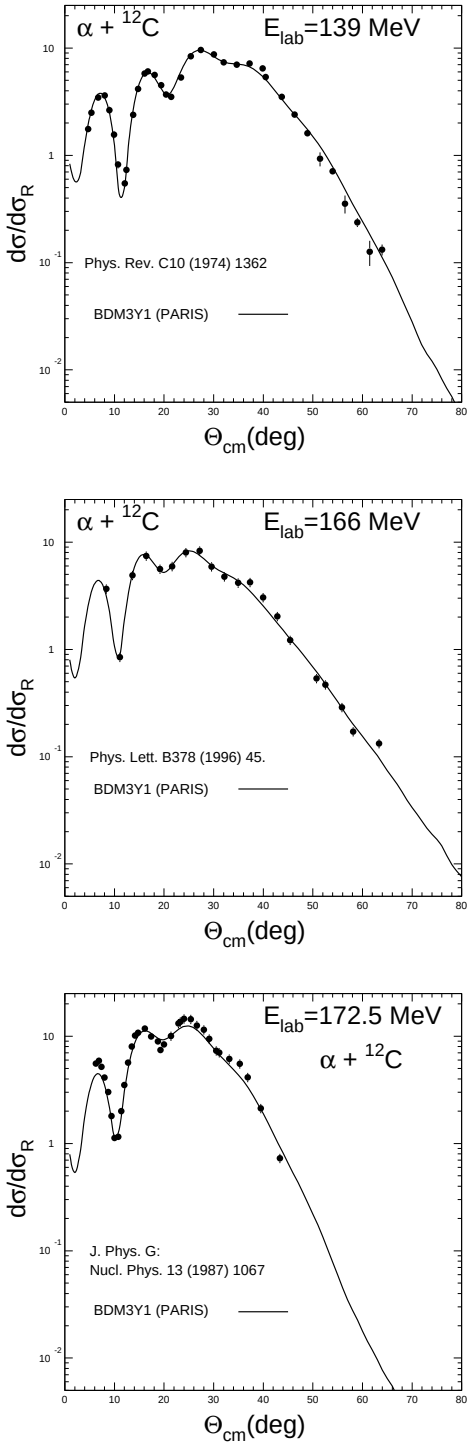


FIG. V.4: *Les données de diffusion $\alpha + {}^{12}C$, à 139 MeV, à 166 MeV et 172 MeV, sont reproduites grâce au potentiel de convolution réel calculé avec l'interaction BDM3Y1 et à l'ajustement de la partie imaginaire indiqué dans le texte.*

Nous avons effectué le calcul avec l'interaction BDM3Y1-Paris. Comme toute la dépendance en énergie de l'interaction BDM3Y1-Paris est incluse dans le facteur $g(E) = (1 - 0,003\ E/A)$, il suffit de calculer $g(E$ =104 MeV) et le facteur $g(E)$ pour déduire le potentiel BDM3Y1 à l'énergie voulue E, à partir du potentiel à 104 MeV. La figure V.4 illustre la bonne reproduction des trois ensembles de données grâce à l'interaction BDM3Y1 et à l'ajustement de la partie imaginaire.
Nous adoptons désormais les valeurs N_r, et (W_I, R_I) indiquées en dernière ligne du tableau V.2 pour calculer le potentiel d'interaction α + ^{12}C qui est incorporé dans le code du modèle adiabatique.

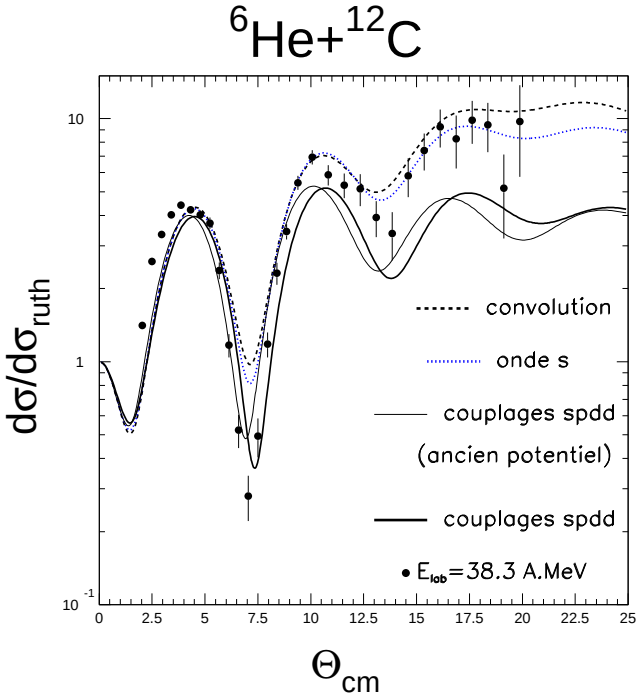


FIG. V.5: *Diffusion élastique ^{6}He sur ^{12}C calculée par la méthode de convolution en clusters (courbe en pointillés longs) et dans le cadre du modèle adiabatique avec un couplage en onde s (pointillés courts), et les couplages complets spdd (trait fin). Deux potentiels α +^{12}C différents ont été utilisés comme ingrédients des calculs, l'un est de type WS (ancien potentiel), l'autre a été obtenu par convolution de l'interaction BDM3Y1 avec les densités α et ^{12}C, et une partie imaginaire WS, décrite dans le texte. Ce dernier potentiel conduit à la courbe spdd tracée en trait fort.*

La figure V.5 présente trois types de calculs de diffusion élastique :

– la convolution en clusters, qui consiste à calculer le potentiel d'interaction ^{6}He + ^{12}C en décomposant l'^{6}He en trois particules, α et deux neutrons, non

corrélées, et en sommant les potentiels d'interaction cluster + cible [$\alpha + {}^{12}$C pris à 153,2 MeV (38,3 A.MeV), et n+^{12}C à 38,3 MeV]. Ensuite, ce potentiel est utilisé dans le modèle de convolution ;

- le calcul adiabatique qui ne considère que la configuration en onde s du noyau cluster pour les calculs de couplages ;

- le calcul adiabatique *spdd* qui incorpore toutes les configurations des ondes *spdd* et les couplages associés. Avec les notations indiquées sur V.2, cela signifie que ce calcul inclut la cassure s, p, d suivant la coordonnée ρ, et la cassure des ondes s et d suivant la coordonnée r.

Le calcul adiabatique mené avec les anciens potentiels WS est désigné sur la figure par « ancien potentiel » ; les calculs effectués avec les nouveaux potentiels sont tracés en trait plus fort. On observe sur cette figure V.5 que le changement du potentiel α+^{12}C a pour effet de creuser légèrement le premier minimum de la distribution et de décaler de + 1° les sections efficaces.

Pour tester la sensibilité aux fonctions d'onde employées, des calculs adiabatiques utilisant un jeu de fonctions d'onde à trois corps, de rayons quadratiques moyens variant de 2,34 fm à 2,79 fm ont été effectués par J. Christley avec les nouveaux potentiels n + ^{12}C et α + ^{12}C que nous lui avons fournis. Nous avons expliqué au chapitre IV.1.4 comment les fonctions d'onde ont été générées. Les résultats sont présentés sur la figure V.6. De 0 à 11°, les courbes se superposent. Cela s'explique, d'une part, par la prédominance des effets coulombiens par rapport à l'interaction nucléaire sur la diffusion élastique noyau + noyau aux petits angles (entre 0 et 6° pour le système ^{6}He + ^{12}C). Nous l'avons déjà notée et utilisée pour normaliser les données de sections efficaces au chapitre III.5.1. D'autre part, les fonctions d'onde ne présentent des différences notables qu'aux rayons supérieurs à 5 fm, donc le calcul adiabatique ne montre pas de sensibilité à la fonction d'onde aux petits angles de diffusion. Cette sensibilité est très réduite, et même si l'on était capable, dans le cadre de ce modèle, de reproduire l'excès de section efficace aux angles entre 14 et 20°, les barres d'erreur dues à la faible statistique ne permettraient pas d'établir une sélection entre les courbes.

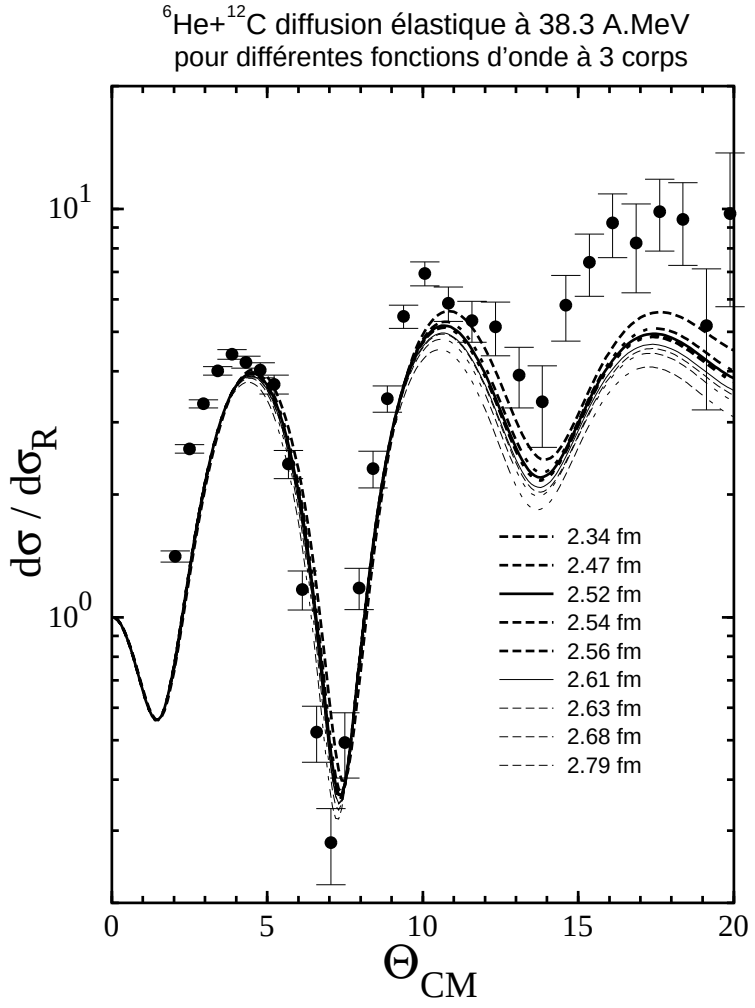


FIG. V.6: *Diffusion élastique ^{6}He sur ^{12}C à 38,3 A.MeV, calculée dans le cadre du modèle adiabatique, avec différentes fonctions d'onde à trois corps.*

En conclusions de cette étude, nous pouvons constater que la sensibilité du modèle par rapport aux ingrédients du calcul est faible, et que quelque soit le potentiel α+^{12}C (cohérent, toutefois, avec les données à des énergies voisines), les calculs adiabatiques ne décrivent pas la diffusion élastique ^{6}He + ^{12}C. Ils ne sont pas capables de reproduire à la fois le deuxième minimum très profond (à 7,5°), et la «bosse» du troisième maximum. Cependant, on peut déjà dégager quelques constatations de la figure V.5 :
la convolution en clusters considère le noyau d'^{6}He comme un corps composite dont les sous-structures ne sont pas corrélées entre elles, et elle conduit à des sections efficaces trop élevées autour de 7,5°. Les calculs adiabatiques avec couplages en onde *s* souffrent du même défaut. Mais les calculs adiabatiques complets, avec tous les

degrés de liberté du système, décrivent assez bien le premier minimum mais donnent des sections efficaces trop faibles à partir de 15°. Cette comparaison laisse supposer que les calculs à plusieurs corps, pour la diffusion élastique de l'^{6}He sur carbone, prédisent des effets de cassure de l'^{6}He trop prononcés. Y. Sakuragi & al. [Sak82] formulaient la même réserve au sujet des calculs adiabatiques, en observant que l'approximation adiabatique surestime souvent les effets de cassure du noyau, parce qu'elle néglige les transferts d'énergie durant la collision. Ils suggéraient alors de réexaminer la validité de cette approximation.

V.1.5 Facteur de forme du halo de ^{11}Be

La diffusion élastique d'un noyau composite à deux corps [cœur de masse m_C (nombre de masse A_C) et particule de valence de masse A_v] sur une cible de masse m_{cib} a été décrite à l'aide d'un modèle à plusieurs corps développé dans les références [JKT97],[KTB97]. Les trois corps qui interagissent sont supposés être sans spin et sans structure. Deux hypothèses sont formulées pour calculer la fonction d'onde de diffusion à trois corps qui correspond au projectile incident de moment $\vec{K}$ dans le référentiel du centre de masse de l'ensemble projectile-cible (le système de coordonnées est dessiné sur la partie a) de la figure V.1) :

- l'interaction entre la cible et la particule de valence est négligeable devant l'interaction entre le cœur et la cible $V_{\{cib\}-v} \ll V_{C-cib}$;
- le mouvement relatif entre le cœur et la particule de valence est lent, comparé au mouvement relatif entre la cible et le centre de masse du projectile, ce qui autorise un traitement adiabatique [JoSo70] du problème, c'est-à-dire que les degrés de liberté internes du projectile (entre les clusters) sont gelés lors de l'interaction. L'hamiltonien interne du système cœur-particule de valence est alors remplacé dans les équations de diffusion par un opérateur constant.

Ces hypothèses sont valides pour le ^{11}Be en interaction avec le carbone, car le neutron du halo est faiblement lié, et à nos énergies, on a bien $V_{\{cib\}-v} \ll V_{C-\{cib\}}$ $A_v \ll A_c$. Avec ces hypothèses, le modèle à trois corps conduit à la factorisation des sections efficaces de diffusion élastique sous la forme :

$$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\{^{11}Be+^{12}C\}} = (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\{point\}} \mid F(Q) \mid^2 \qquad \text{(V.1)}$$

où Q est le moment transféré calculé pour la diffusion élastique à l'énergie considérée (ici 38,4 A.MeV) pour le système ^{11}Be + ^{12}C, et $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\{point\}}(\Theta_{cm})$ est la distribution

angulaire qui est obtenue en supposant que le noyau de ^{11}Be, ponctuel, réduit à son cœur de ^{10}Be, diffuse sur le ^{12}C. On calcule cette section efficace «point» en considérant la diffusion d'un objet de numéro de masse $A = 11$ et de numéro atomique $Z = 4$ sur le ^{12}C à 38,4 A.MeV par l'intermédiaire du potentiel d'interaction ^{10}Be sur ^{12}C à 38,4 A.MeV. Ce potentiel est obtenu par ajustement d'un potentiel phénoménologique sur les données ^{10}Be + ^{12}C qui ont été mesurées à une énergie voisine (39,1 A.MeV) des données ^{11}Be + ^{12}C. La figure V.7 présente les courbes du facteur de forme en fonction de l'angle de diffusion dans le CM. Les calculs correspondent à divers rqm supposés pour le ^{11}Be. Cette analyse serait valable aussi pour le ^{19}C qui est un noyau à halo de un neutron, et qui vérifie dans ce modèle les mêmes hypothèses que le ^{11}Be.

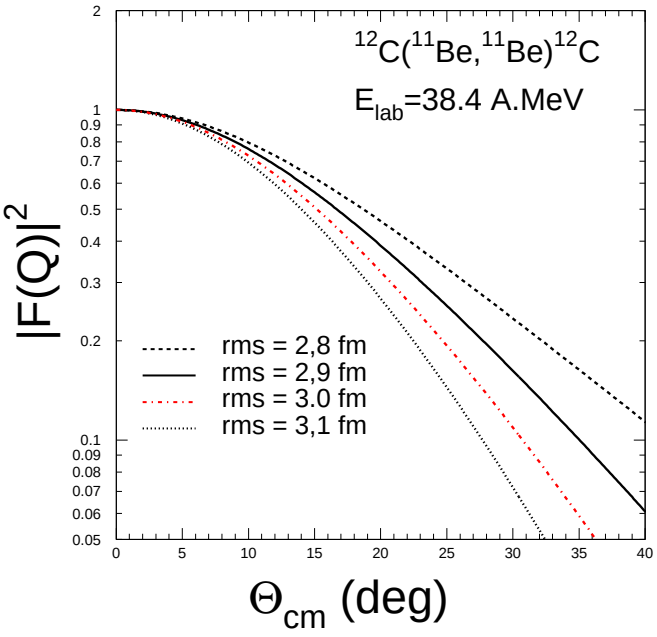


FIG. V.7: *Facteur de forme* $|F(Q)|^2$ *du* ^{11}*Be calculé comme fonction de l'angle de diffusion dans le centre de masse* θ_{cm} *pour la diffusion élastique du* ^{11}*Be sur* ^{12}*C.*

La section totale est obtenue par multiplication du facteur de forme, qui donne un rayon quadratique de 2,9 fm (valeur attendue pour le ^{11}Be) pour les densités de matière du ^{11}Be, par la section point, tracée en traits pointillés sur la figure V.8. Sur cette figure, la section totale est comparée aux données. Les courbes de sections

de diffusion élastique du ^{11}Be sur ^{12}C obtenues en supposant différents rayons rqm pour le ^{11}Be sont présentées sur la figure V.9.

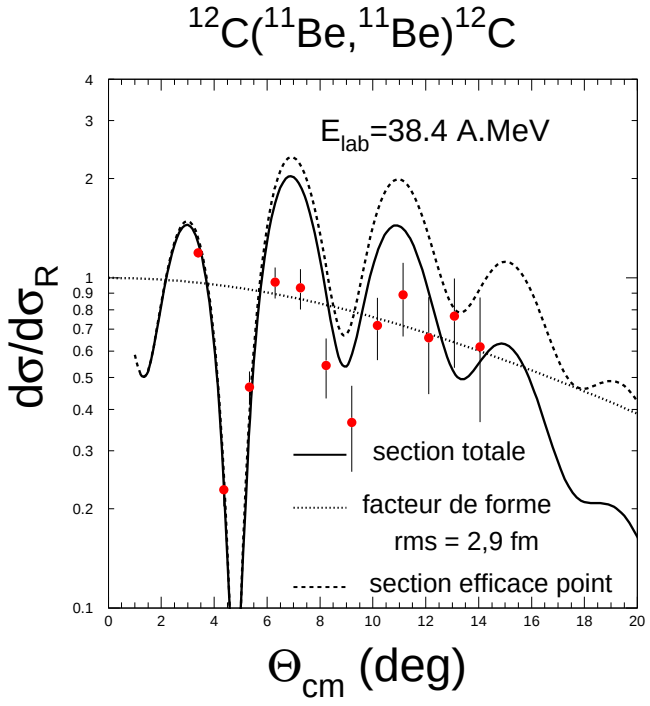


FIG. V.8: *Calculs des distributions angulaires de sections efficaces de la diffusion élastique ^{11}Be sur ^{12}C à 38,4 A.MeV, avec rqm = 2,9 fm. La multiplication de la courbe en traits pointillés longs, qui est la section efficace « point», du ^{11}Be considéré comme réduit au cœur par le facteur de forme $|F(Q)|^2$, correspondant à un rayon moyen de rqm = 2,9 fm (ligne en traits pointillés fins) fournit la section efficace totale ^{11}Be sur ^{12}C (ligne en trait fort).*

On voit qu'il faudrait aller aux grands angles ($> 14°$) pour distinguer les diverses courbes entre elles. De plus, tous les calculs surestiment les sections efficaces de presque 20 % et il faudrait un rayon beaucoup trop grand ($> 3{,}2$ fm) pour reproduire ces données. Pour expliquer ce problème, on peut invoquer une incertitude sur la normalisation de nos données, dont on avait vu au chapitre III.5 qu'elle était donnée à $\pm$ 5 % près. Cependant, nous avons constaté au chapitre IV.3.4 que les trois premiers points entre 3 et 6° (CM) coïncidaient avec les courbes des calculs M3Y. Une autre explication tient aux hypothèses du modèle à plusieurs corps, qui néglige les transferts d'énergie durant la collision. De plus, nous ne contrôlons pas les effets

de cassure. Une modification du potentiel employé dans ce calcul pourrait conduire à l'accord des courbes reliées à des rqm entre 2,8 et 3,1 fm, avec les données.

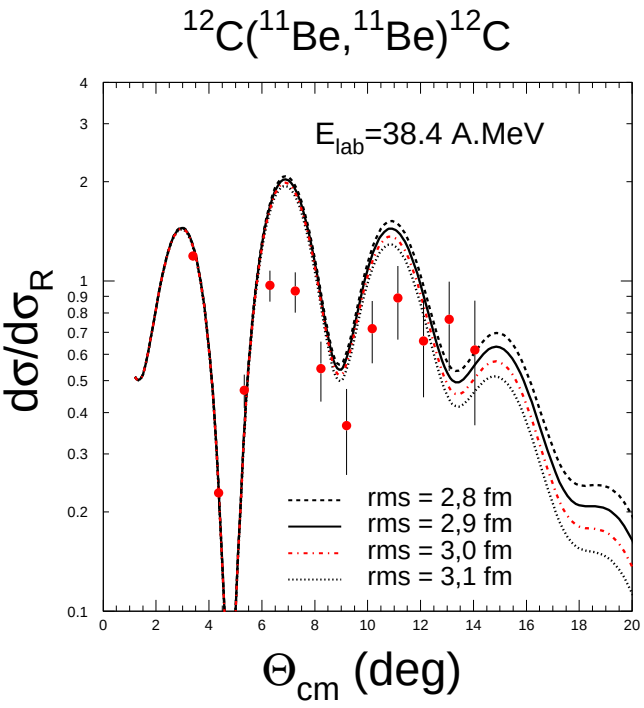


FIG. V.9: *Calculs des distributions angulaires de sections efficaces de la diffusion élastique ^{11}Be sur ^{12}C à 38,4 A.MeV. Les trois séries de courbes commentées dans le texte correspondent à des rayons quadratiques moyens différents pour le ^{11}Be.*

V.1.6 Champ moyen versus plusieurs corps

Nous présentons sur la figure V.10 la comparaison d'un calcul adiabatique (courbe grise) et d'un calcul en champ moyen pour la diffusion élastique ^{6}He sur carbone. Le résultat du calcul adiabatique à quatre corps a été présenté auparavant sur la figure V.5. Le calcul en champ moyen est réalisé avec le modèle de convolution. L'interaction est BDM3Y1, et la densité de l'^{6}He est fc6. Pour le facteur de renormalisation du potentiel réel généré par convolution, et pour la partie imaginaire on adopte des valeurs proches de celles obtenues dans l'analyse de la diffusion élastique de la particule α sur cible de carbone, et dont on a vu qu'elles fournissaient une excellente reproduction des données (à 104 MeV, 145 MeV, 172,5 MeV) : Nr = 1,2, et la partie imaginaire est prise comme un Woods-Saxon de profondeur W_I = 20 MeV, de rayon

réduit $r_I = 1{,}13$ fm et de diffusivité $a_I = 0,63$ fm. Cela correspond à des schémas réfractifs des diffusions élastiques d'α et d'^{6}He sur carbone aux angles supérieurs à 16°, pour des énergies autour de 40 A.MeV. On peut observer sur la figure V.4 ces effets réfractifs dans le cas $\alpha + {}^{12}$C. Les deux approches, champ moyen ou plusieurs corps sont insuffisantes pour interpréter les données d'^{6}He sur carbone. Nous avons déjà évoqué la possibilité que le calcul adiabatique surestime les effets liés aux cassures du noyau. Mais il ne peut pas les modifier simplement puisque ces effets sont inclus par l'intermédiaire de la fonction d'onde du noyau. Le potentiel de polarisation est donc «intrinsèque» dans ce modèle. Il faudrait revoir les ingrédients : par exemple modifier la diffusivité du potentiel imaginaire de la diffusion $\alpha + {}^{12}$C, en maintenant bien sûr l'accord avec les données $\alpha + {}^{12}$C. Il faudrait disposer de données sur les sections efficaces de cassure pour contraindre le modèle à plusieurs corps et maîtriser les effets du potentiel de polarisation.

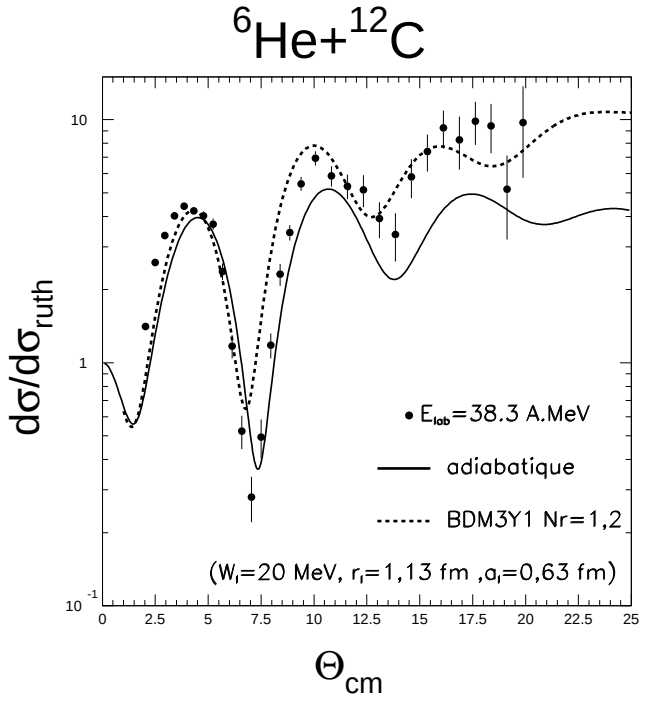


FIG. V.10: *Calculs de la diffusion élastique de l'^{6}He sur ^{12}C en champ moyen et en modèle adiabatique à plusieurs corps à 38,3 A.MeV.*

Quant au calcul en champ moyen, il ne prend pas en compte les effets liés à la cassure du noyau. On ne comprendra les données ^{6}He sur carbone que lorsque le potentiel de polarisation aura été bien traité. Une approche convenable au-delà du

champ moyen consisterait à effectuer des calculs microscopiques en voies couplées avec l'interaction M3Y et la fonction d'onde à trois corps fc6 de l'^{6}He, suivant la méthode de discrétisation du continuum employée par Y. Sakuragi [Sak83] pour étudier la diffusion élastique ^{6}He + ^{28}Si. Une autre solution sera proposée en section V.5.2, avec un calcul incluant une interaction NN appartenant à une nouvelle génération d'interactions dépendant de la densité.

V.2 Approche globale du potentiel de polarisation pour la diffusion noyau sur proton

Avec le modèle de l'interaction complexe JLM, nous n'avons pas d'incertitudes sur la partie imaginaire du potentiel, ce qui n'est pas le cas pour l'analyse noyau-noyau. Nous devons seulement renormaliser le potentiel JLM dans le cas des noyaux exotiques. Aussi commençons-nous notre étude de l'influence des effets de cassure par la diffusion noyau + proton. Toutes les courbes qui seront présentées ont été convoluées avec la résolution angulaire qui leur correspond (indiquée en section IV.5.2 et dans le tableau III.2).

V.2.1 Renormalisation du potentiel JLM

Nous avons vu au chapitre IV.5.3 que les sections efficaces prédites par des calculs avec les potentiel JLM ou CH89 étaient surestimées par rapport aux données dans la région angulaire intermédiaire, entre 20 et 60 ° globalement. Cet effet est noté sur l'ensemble de nos données, sur les données antérieures de E229 et sur les données de Riken concernant le ^{11}Li [Moo92]. Nous allons dans un premier temps corriger ce désaccord en renormalisant, soit la partie réelle (facteur λ_V), soit la partie imaginaire du potentiel (λ_W) de façon à minimiser l'écart quadratique (le χ^2) entre les courbes de sections efficaces calculées et les données. Les paramètres obtenus pour l'^{6}He, le ^{10}Be et le ^{11}Be sont respectivement donnés dans les tableaux V.3, V.4 et V.5. Les figures V.11, V.12 et V.13 présentent les sections efficaces calculées avec les potentiels renormalisés.

	Recherche sur le(s) paramètre(s)			
	sur λ_V λ_W fixé = 0,8	sur λ_W λ_V fixé = 1	sur λ_V et λ_W	$\lambda_W = 0{,}8$ $\lambda_V = 1$
λ_V	0,74	1	0,74	1
λ_W	0,8	1,36	0,83	0,8
σ_R(mb)	328,0	453,7	336,6	337,9

Tableau V.3: *Paramètres de normalisation des potentiels JLM pour ^{6}He sur proton à 38,3 A.MeV.*

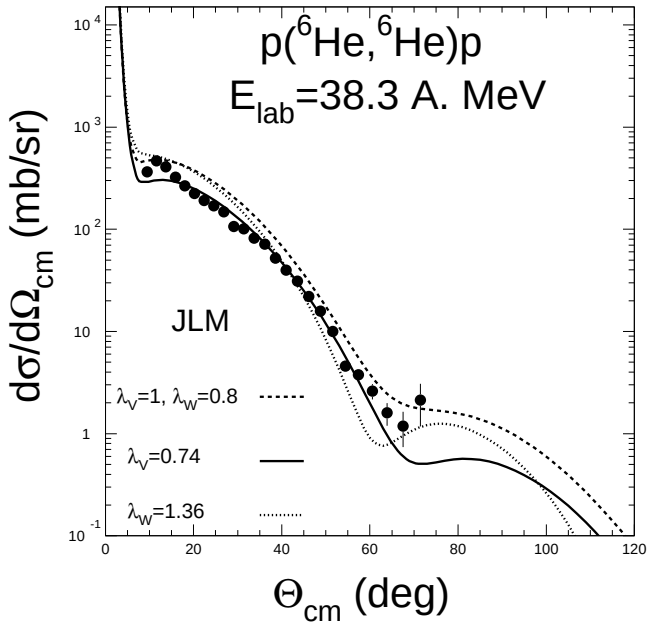


FIG. V.11: *Sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He + p à 38,3 A.MeV. Les lignes sont les résultats de calculs utilisant le potentiel JLM. La ligne en trait plein (respectivement pointillés fins) correspond à des calculs pour lesquels la partie réelle (imaginaire) a été renormalisée. La ligne en traits tiretés correspond au calcul habituel du potentiel JLM pour les noyaux légers : λ_V=1, λ_W = 0,8.*

	Recherche sur le(s) paramètre(s)			
	sur λ_V λ_W fixé = 0,8	sur λ_W λ_V fixé = 1	sur λ_R et λ_W	λ_W=0.8 λ_V = 1
λ_V	0,82	1	0,91	1
λ_W	0,8	1,46	1,23	0,8
σ_R(mb)	379,5	528,4	480,4	389,1

Tableau V.4: *Paramètres de normalisation des potentiels JLM pour ^{10}Be sur proton à 39,1 A.MeV.*

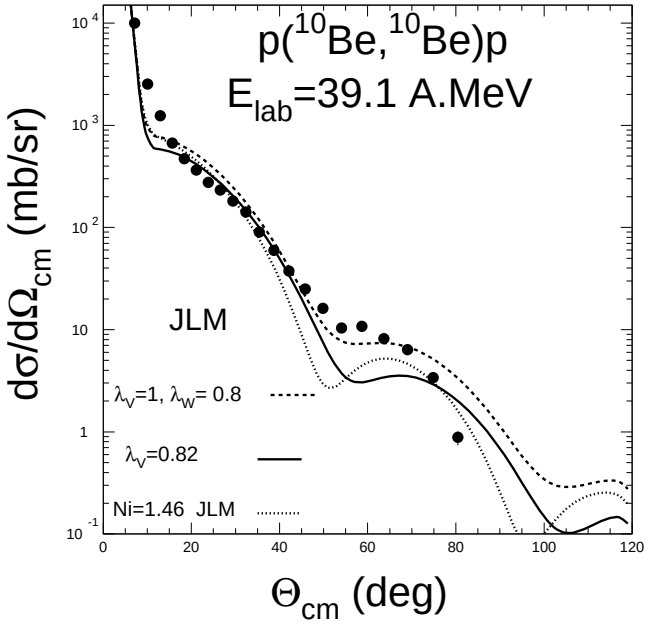


FIG. V.12: *Sections efficaces de diffusion élastique ^{10}Be + p à 38,4 A.MeV calculées avec JLM. Mêmes commentaires qu'en figure V.11.*

	Recherche sur le(s) paramètre(s)			
	sur λ_V λ_W fixé = 0,8	sur λ_W λ_V fixé = 1	sur λ_V et λ_W	$\lambda_W = 0.8$ λ_V=1
λ_V	0,84	1	1,06	1,0
λ_W	0,8	1,41	1,52	0,8
σ_R(mb)	447,3	601,0	621,7	455,9

Tableau V.5: *Paramètres de normalisation des potentiels JLM pour ^{11}Be sur proton à 38,4 A.MeV.*

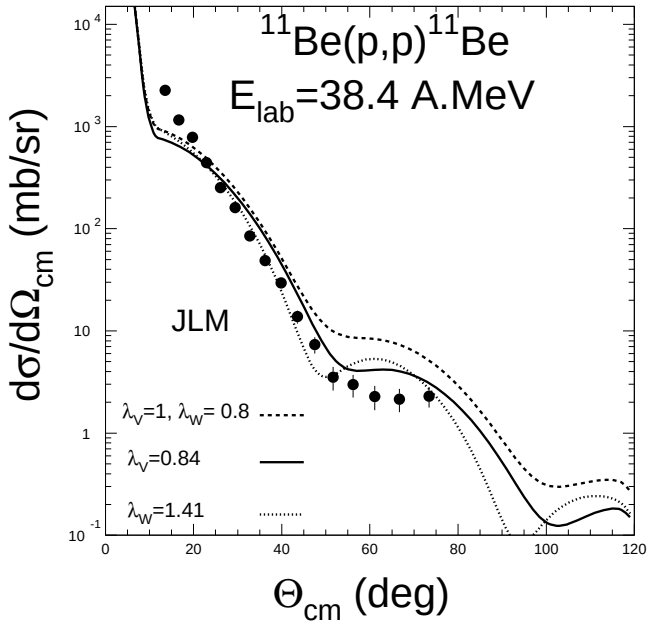


FIG. V.13: *Sections efficaces de diffusion élastique ^{11}Be + p à 38,4 A.MeV. Mêmes commentaires qu'en figure V.11.*

Les facteurs de normalisation obtenus pour les trois noyaux correspondent à une réduction de la partie réelle et à une augmentation de la partie imaginaire du potentiel, ce qui est l'effet que l'on attendrait d'un potentiel de polarisation

dynamique provoqué par les couplages aux voies de cassure du noyau.

V.2.2 Renormalisation du potentiel CH89 et potentiel de polarisation

Nous allons travailler désormais avec le potentiel CH89, sur lequel on peut opérer et ajouter des termes plus simplement qu'avec l'interaction JLM. On a établi une comparaison au chapitre IV.5.3 entre les résultats fournis par ces deux potentiels. Nous avons vu que CH89 était en bon accord avec JLM pour des angles de diffusion CM inférieurs à 80°, ce qui correspond à la plage de nos données. Comme nous voulons obtenir en premier lieu des informations sur les potentiels d'interaction noyau exotique-proton, sans considérer les effets liés à la densité, nous allons développer toute l'étude du potentiel de polarisation en nous appuyant sur CH89. La partie V.2.1 montre que l'abaissement des sections efficaces expérimentales entre 15 et 40° est mieux reproduit par une renormalisation de la partie réelle du potentiel que par une modification de la partie imaginaire. On poursuit donc l'étude en s'intéressant principalement à la partie réelle du potentiel. Notre but n'est pas, pour l'instant, de décrire l'ensemble des distributions de sections efficaces sur toute la plage angulaire mesurée, mais de générer des courbes dont la pente entre 15 et 40° coïncide avec celle des données. Dans un premier temps, nous avons procédé comme avec JLM pour renormaliser la partie de volume réel du potentiel CH89 de façon à décrire les données de diffusion élastique noyau exotique sur proton. Sur chacune des figures V.14, V.16 et V.17 sont tracées la courbe de sections efficaces obtenue avec CH89 non modifié (traits tiretés), et la courbe correspondant au potentiel de volume réel normalisé par un facteur N_r (traits pointillés fins). Les facteurs de normalisation N_r répertoriés dans la table V.6 sont très voisins (à mieux que 3 %) de ceux obtenus pour JLM (facteur λ_V). Mais on voit que la seule normalisation de la partie réelle ne suffit pas à la description des données. Si des excitations virtuelles de modes collectifs de surface interviennent, on s'attend à ce que le potentiel de polarisation agisse comme un terme localisé à la surface, or la partie réelle de CH89 est volumique. C'est pourquoi nous développons une autre approche, inspirée de celle adoptée dans la référence [HuSa94] pour évaluer les effets du potentiel de polarisation sur la diffusion quasi-élastique ^{11}Li + ^{12}C. Un potentiel de surface complexe *ad hoc*, dont la partie réelle est répulsive, est ajouté au potentiel optique de diffusion élastique. Il simule les effets de surface générés par le potentiel de polarisation. La forme adoptée est une expression classique de potentiel de surface qui est la dérivée d'une forme WS avec un rayon pris nul (pour limiter le nombre de paramètres ajustables à la diffusivité a

et à la profondeur V_o, et comparer les résultats obtenus pour les différents noyaux).

$$V_{pol} = V_{surf} = V_o \ \exp(r/a)/[1+\exp(r/a)]^2 \qquad \text{(V.2)}$$

Le potentiel imaginaire a la même forme et la même diffusivité, sa profondeur est W_o, ajustable.

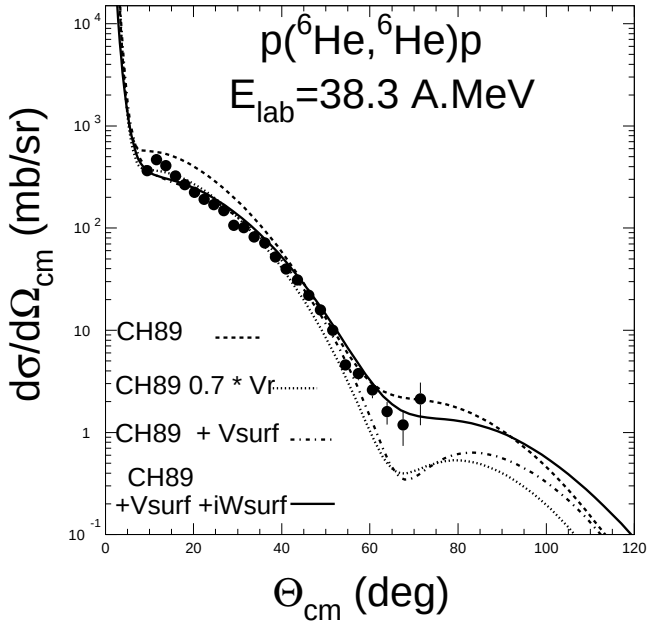


FIG. V.14: *Sections efficaces de diffusion élastique ^6He + p à 38,3 A.MeV. Les lignes sont calculées avec le potentiel CH89 (ligne en tirets), puis en renormalisant la partie de volume réel de CH89 (pointillés fins), et avec l'ajout d'un potentiel de polarisation réel (tirets-pointillés) puis complexe (trait plein) donné dans le tableau V.6. Ces courbes théoriques sont convoluées avec la résolution expérimentale.*

Nous avons ainsi reproduit les données sans renormaliser la partie réelle ou imaginaire de CH89, en ajustant les paramètres V_o, W_o et a par minimisation du χ^2. Au début, on ajoute à CH89 seulement le potentiel réel de polarisation V_{pol}, et on détermine V_o et a, puis ces paramètres sont fixés, et on ajoute W_{pol} dont on ajuste la profondeur.
On a porté sur les figures V.14, V.16 et V.17 les courbes obtenues avec CH89 et le potentiel réel V_{pol}, et celles calculées avec le potentiel total de polarisation ΔU_{pol}.

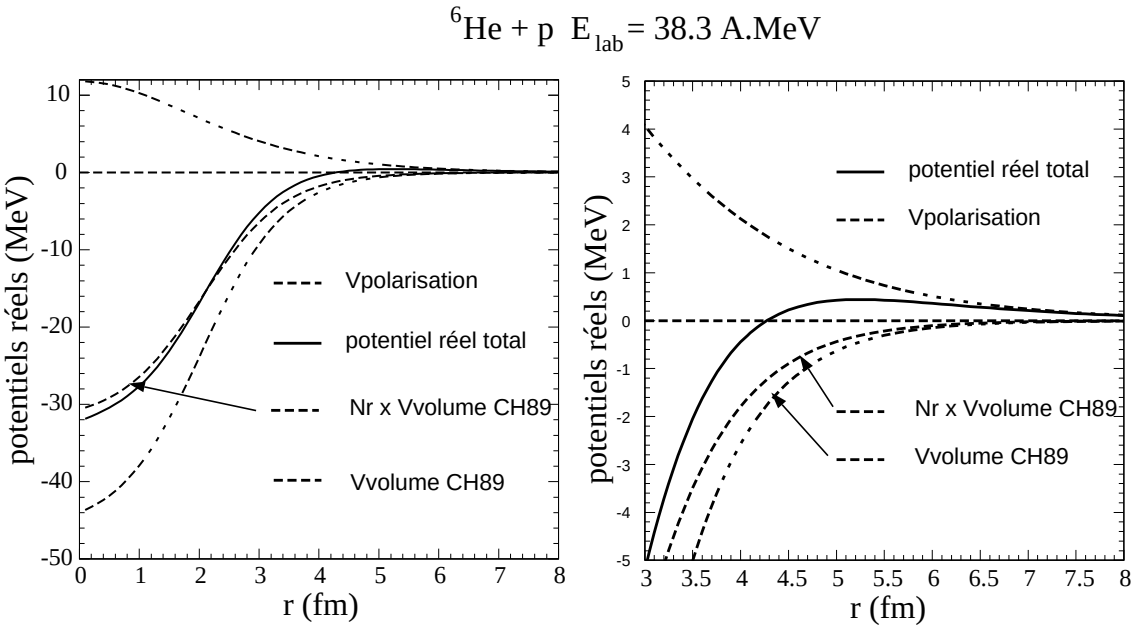


FIG. V.15: *Décomposition de la partie réelle du potentiel d'interaction employé pour décrire la diffusion élastique ^{6}He + p à 38,3 A.MeV. Les portions de courbes incluses dans le cadre de la figure située à gauche sont tracées sur une échelle plus large à droite. Le potentiel total est égal à $V_{volume} + V_{pol}$. V_{volume} est le potentiel le plus profond.*

Les parties réelles des potentiels correspondant à la renormalisation de CH89 et au potentiel de polarisation, obtenues par ajustement en χ^2 sur les données ^{6}He + p sont tracées sur la figure V.15. Les paramètres des potentiels noyau + p sont donnés dans le tableau V.6, situé à la fin de cette section. Les parties imaginaires n'ont pas été représentées, car W_{pol} modifie peu le potentiel imaginaire donné originellement par la paramétrisation CH89. En effet, CH89 contient déjà un terme de surface imaginaire qu'il suffit de modifier légèrement par l'ajout de W_{pol}. C'est au niveau de la partie réelle que le potentiel CH89 de base nécessite des changements importants. On observe dans chaque cas que le potentiel de polarisation V_{pol} réduit le potentiel V_{volume}. Par rapport à la renormalisation du potentiel ($N_r \times V_{volume}$), qui distribue les effets en volume, le potentiel V_{pol} agit sur le potentiel dans la région de surface ($r > 5$ fm).

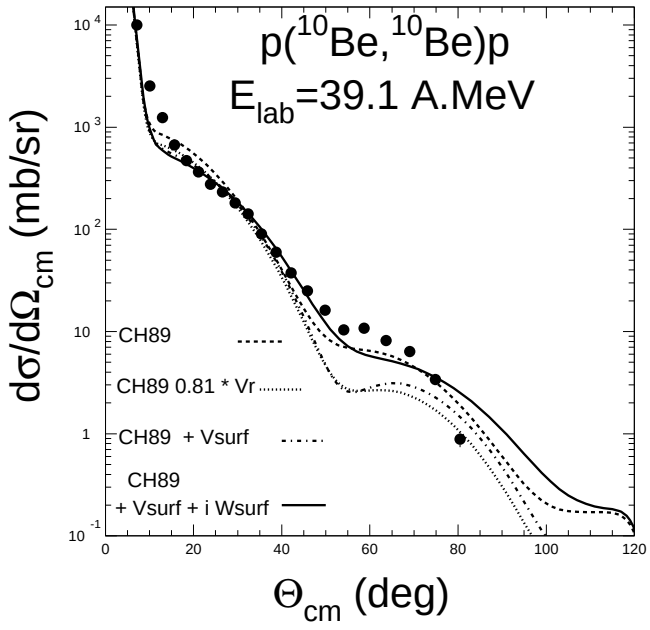


FIG. V.16: *Commentaires identiques à ceux de la fig. V.14 pour les sections efficaces de diffusion élastique ^{10}Be + p à 39,1 A.MeV.*

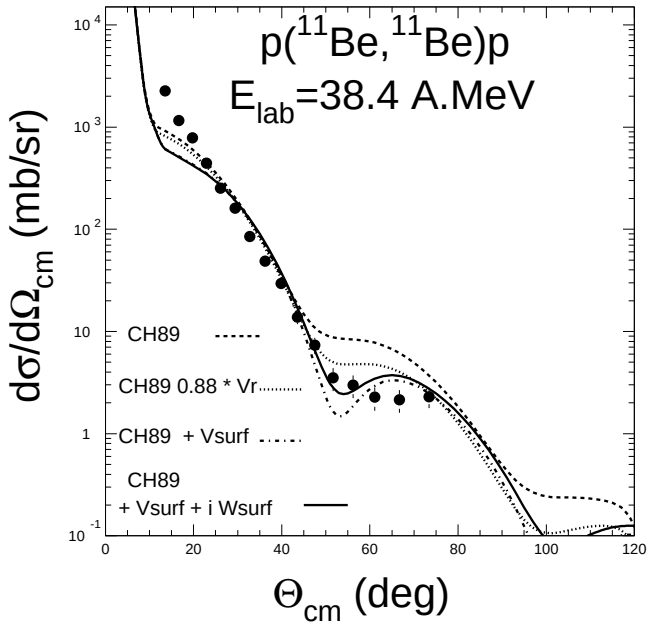


FIG. V.17: *Sections efficaces de diffusion élastique ^{11}Be + p à 38,4 A.MeV. Mêmes commentaires que pour la fig. V.14.*

	Paramètres des potentiels CH89		
	^{6}He + p 38,3 A.MeV	^{10}Be + p 39,1 A.MeV	^{11}Be + p 38,4 A.MeV
volume réel			
V_R (MeV)	46,25	44,57	45,711
σ_R (mb)	423,99	500,3	551,7
Normalisation du volume réel			
V_{Rn} (MeV)	32,24	35,91	40,00
$N_R = \frac{V_{Rn}}{V_R}$	0,70	0,81	0,875
σ_R (mb)	409,03	489,0	543,7
CH89 + Potentiel de polarisation réel V_{surf}			
V_{pol} (MeV)	-44,8	-28,2	-40,0
R_{pol} (fm)	0		
a_{pol} (fm)	1,332	1,559	1,68
σ_R (mb)	401,1	482,0	519,6
CH89 + V_{surf} + i W_{surf}			
V_{pol} (MeV)	-47,2	-50,4	-44,4
R_{pol} (fm)	0		
a_{pol} (fm)	1,332	1,559	1,68
W_{pol} (MeV)	-4,4	-3,84	-1,0
R_{Ipol} (fm)	0		
a_{Ipol} (fm)	1,332	1,559	1,68
σ_R (mb)	385,0	334,1	502,7

Tableau V.6: *Paramètres de la partie réelle des potentiels CH89 calculés pour la diffusion élastique noyau sur proton à 40 A.MeV, et potentiels de polarisation adéquats.*

V.2.3 Caractéristiques générales du potentiel de polarisation déduites des données de diffusion de noyaux exotiques sur proton

En utilisant le potentiel CH89 et un potentiel de polarisation de la forme donnée par l'équation V.2, nous reproduisons un ensemble de données de diffusion élastique sur proton, comme le montrent les figures suivantes, que nous allons commenter. Pour simplifier, nous avons calculé les sections efficaces à partir de CH89 et de la partie réelle du potentiel de polarisation, dont nous avons vu, en section V.2.2, qu'elle suffisait à bien reproduire les données de sections efficaces de diffusion élastique sur proton aux angles inférieurs à environ 60°.

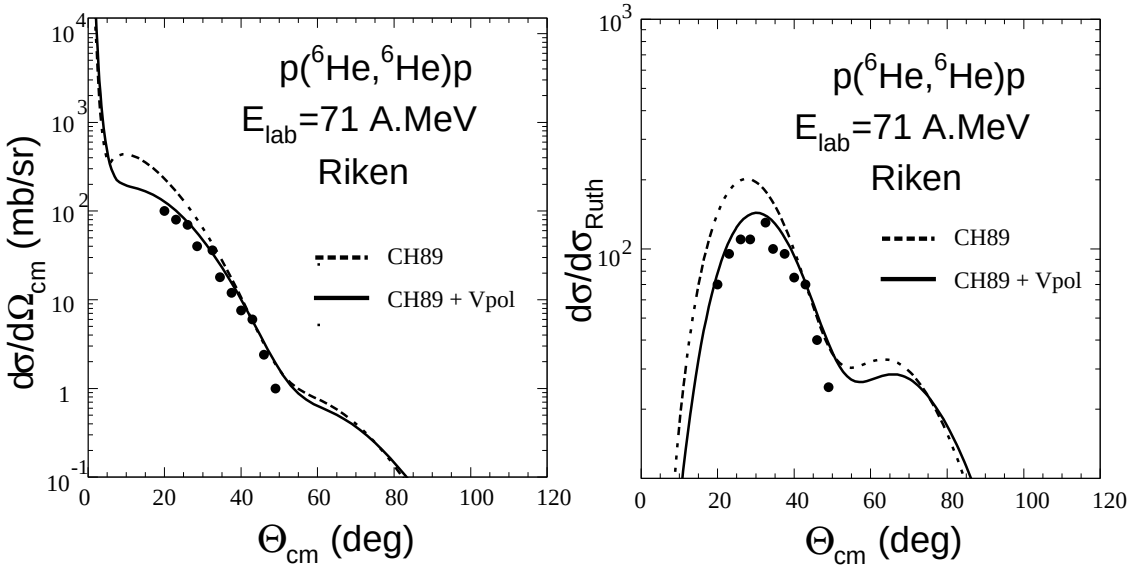


FIG. V.18: *Sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He + p à 71 A.MeV (Riken) reproduites avec CH89 et grâce au potentiel de polarisation obtenu par l'analyse de la diffusion ^{6}He + p à 38,3 A.MeV. La courbe en traits tiretés est réalisée avec le potentiel CH89 seul. L'ajustement sur les données de la courbe en trait plein est effectué grâce à l'ajout à CH89 d'un potentiel de surface réel qui simule le potentiel de polarisation. Ses paramètres sont expliqués dans le texte.*

Nous présentons ici le traitement des données ^{6,7}Li + p avec CH89 (figure V.19). Il a été nécessaire de renormaliser la partie réelle du potentiel pour reproduire les données ^{6}Li + p.

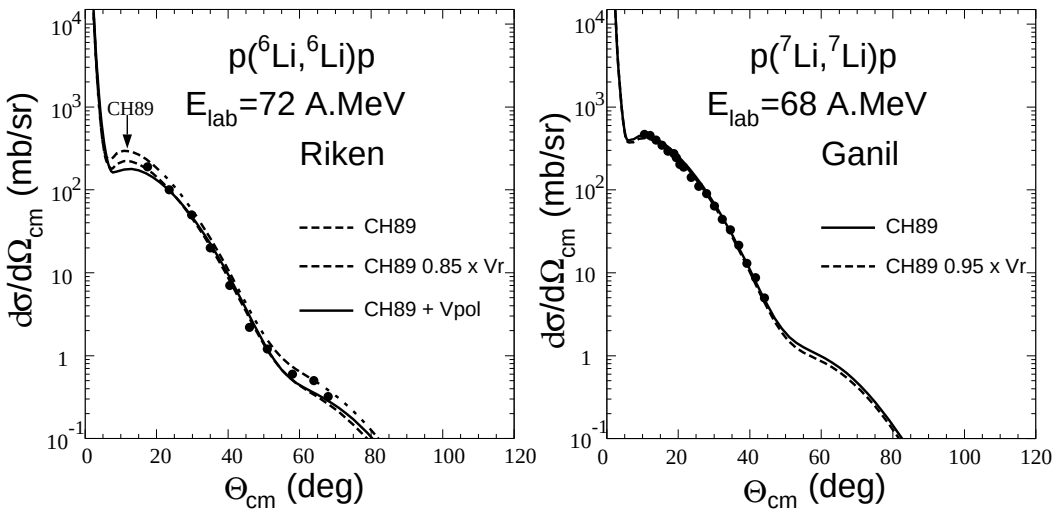


FIG. V.19: *Reproduction des données de sections efficaces de diffusion élastique ^{6}Li + p à 72 A.MeV soit en renormalisant la partie réelle du potentiel CH89 (ligne tiretée) soit en ajoutant un potentiel de polarisation décrit dans le texte au potentiel CH89. Les données de diffusion élastique ^{7}Li + p à 72 A.MeV (Ganil) sont bien reproduites grâce au potentiel CH89 seul (ligne en trait plein). La renormalisation de V_r calculée par χ^2 sur les données est négligeable, $N_r \simeq 1$.*

Les données de Riken [Kor98] pour la diffusion élastique de l'^{6}He sur proton à 71 A.MeV ont été analysées en prenant le potentiel CH89. La figure V.18 représente les données de sections efficaces et deux courbes calculées avec CH89, l'une avec potentiel de polarisation, l'autre sans. La courbe en trait plein est obtenue à partir du potentiel CH89, pris à 71 A.MeV, auquel on a ajouté le même potentiel de polarisation que pour l'^{6}He sur proton à 38,3 A.MeV : $V_{surf} = -47,8$ MeV et $a_{surf} = 1,33$ fm ; ce potentiel est simulé par un potentiel de surface (c'est-à-dire une dérivée de Woods-Saxon). La reproduction des données est remarquable, sans aucun ajustement supplémentaire.

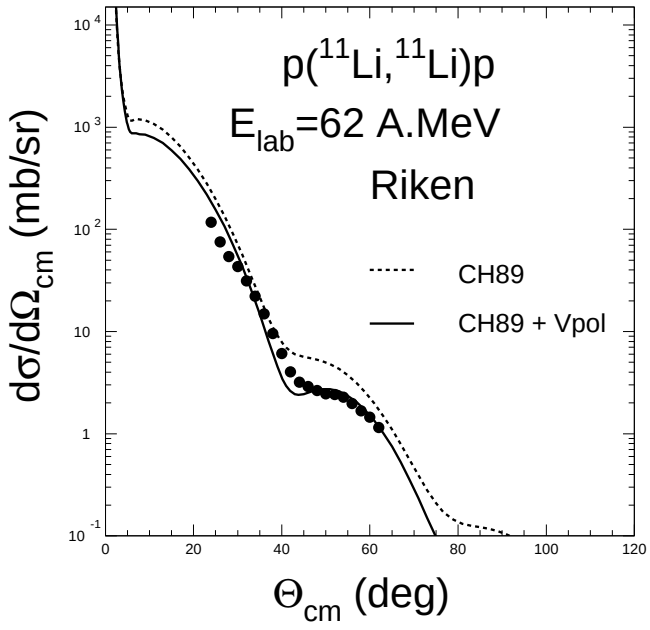


FIG. V.20: *Reproduction des données de sections efficaces de diffusion élastique* ^{11}Li *+ p de Riken [Moo92] à 62 A.MeV avec le potentiel CH89 et un potentiel de polarisation empirique.*

Dans la gamme d'énergie de 20 à 100 A.MeV, le potentiel de polarisation obtenu pour un noyau donné sur cible de protons subit donc peu de variations en fonction de l'énergie. En effet, entre 20 et 100 A.MeV c'est surtout le potentiel coulombien qui subit des variations notables en fonction de l'énergie ; le potentiel nucléaire, lui, varie peu, et cette variation est entièrement incluse dans le potentiel CH89 que l'on a recalculé à 71 A.MeV. De plus, comme on a une interaction noyau-proton, ce sont les effets nucléaires qui dominent. Le potentiel de polarisation qui dépend des couplages des états excités du noyau avec la cible ne subit pas de variations sensibles lorsqu'on passe de 38,3 A.MeV à 71 A.MeV.
Si l'on examine maintenant les données de diffusion élastique sur proton d'un autre noyau faiblement lié et susceptible de connaître des couplages importants avec les états excités, on voudrait pouvoir les analyser dans le même cadre : ainsi, ^{11}Li sur proton à 62 A.MeV, diffusion mesurée à Riken par Moon et al. [Moo92]. La figure V.20 montre les données et la courbe de sections efficaces obtenues avec CH89, et celle tracée à partir de CH89 et d'un potentiel de polarisation, dont les paramètres

ont été ajustés pour reproduire les données. On est parti pour cela de la forme minimale du potentiel réel de polarisation : une dérivée de Woods-Saxon, avec R = 0 fm. L'ajustement donne : $V_{surf} = -52,8$ MeV et $a_{surf} = 1,054$ fm. L'analyse des données de sections efficaces de diffusion de l'^{8}He sur proton (figure V.21), mesurées à trois énergies différentes, s'effectue avec le même potentiel de polarisation (dont les paramètres sont donnés dans le tableau V.7).

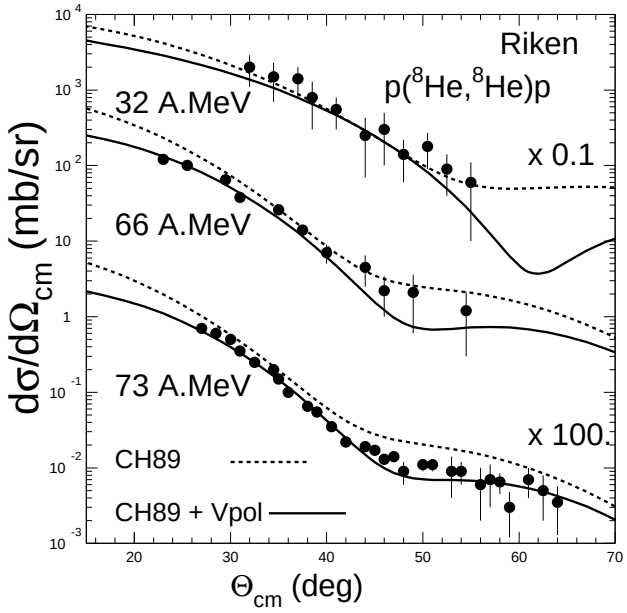


FIG. V.21: *Reproduction d'un ensemble de données de sections efficaces de diffusion élastique ^{8}He + p à 32, à 66 et 73 A.MeV avec le potentiel CH89 et le même potentiel de polarisation empirique, détaillé dans le texte.*

La table V.7 montre que plus l'énergie de séparation du noyau est faible, plus la profondeur du potentiel de polarisation est importante. Les probabilités de cassure sont d'autant plus importantes que la liaison du noyau est faible, et ces cassures entraînent un fort couplage au continuum des clusters du noyau, qui amplifie le potentiel de polarisation lors de l'interaction du noyau exotique avec une cible.

noyau J^π	$\mu_{cn} = \frac{A_c A_h}{A}$	$E_{séparation}$ (MeV)	$\langle rqm \rangle_m$ (fm)	N_r CH89	V_{pol} (MeV) a_{pol} (fm)	V_{pol0}(MeV) $a_{fixé} = 1,33 fm$
^{6}He (0^+)	$\frac{2\times4}{6} = \frac{2}{3}$	(S_{2n}) 0,975	2,52	0,70	-47,2 ; a = 1,33 fm	-47,2
^{8}He (0^+)	$\frac{4\times4}{8} = 2$	(S_{4n}) 3,1	2,6	0,74	-56,4 ; a = 1,64 fm	-64,4
^{6}Li		($S_{^6Li\to\alpha+d}$) 1,474	2,57	0,85	-40,4 ; a = 0,71 fm	-18,8
^{7}Li		($S_{^7Li\to\alpha+t}$) 2,467	3,39	0,95	-6 ; a = 1,28 fm	-6
^{11}Li ($\frac{3}{2}^-$)	$\frac{18}{11}$	(S_{2n}) 0,33	3,54	0,81	-52,8 ; a = 1,06 fm	-38,8
^{10}Be (0^+)		(S_n) 6,81	2,43	0,81	-28,0 ; a = 1,56 fm	-34
^{11}Be ($\frac{1}{2}^+$)	$\frac{10}{11}$	(S_n) 0,51	2,90	0,875	-44,4 ; a = 1,68 fm	-51,6

Tableau V.7: Paramètres des noyaux exotiques légers. μ_{cn} est la masse réduite du noyau à halo, système à plusieurs corps. N_r est le facteur de normalisation de la partie de volume réel du potentiel CH89. L'avant-dernière colonne donne les paramètres du potentiel de polarisationV_{pol} et a_{pol} déduits de l'analyse de la diffusion noyau sur proton et de l'ajustement sur les données, la dernière colonne donne la profondeur V_{pol0} obtenue en fixant la diffusivité à 1,33 fm.

V.3 Potentiel de polarisation

V.3.1 Effets des couplages aux voies inélastiques et aux voies de cassure du noyau

On s'attend à ce que la faible liaison des constituants du noyau modifie le potentiel optique de diffusion élastique, comme on l'a envisagé dans la partie I.2.3. Dans le cas de la diffusion élastique décrite par le modèle adiabatique à plusieurs corps, les effets de cassures sont déjà prises en compte dans la fonction d'onde à trois corps de l'^{6}He à travers les relations de fermeture qui interviennent dans le calcul des amplitudes de diffusion. I. Thompson et M. Nagarajan [ThNa81] ont montré que l'inclusion des effets dus à la cassure du ^{6}Li, dans un calcul adiabatique de la diffusion élastique sur cible de carbone, calcium et plomb à 156 MeV améliorait l'accord avec les données. D'autre part, l'étude menée par R. Satchler et ses collaborateurs [BrSa97] sur les noyaux exotiques a conduit aux constatations suivantes : la diffusion élastique est reproduite convenablement par le modèle de convolution, en adoptant l'interaction M3Y, si l'on prend les densités adéquates pour les noyaux en interaction, et si l'on diminue la partie réelle du potentiel d'un facteur $N_r = 0,6$. On peut alors rendre compte de la diminution de la partie réelle par l'introduction du potentiel de polarisation qui s'explique par des couplages forts de l'état fondamental du noyau exotique au continuum des états excités. Une approche microscopique démontre cet effet.

V.3.2 Approche microscopique du potentiel de polarisation dans la diffusion noyau + noyau

Les courbes obtenues avec le calcul adiabatique pour les diffusions élastiques du ^{6}Li sur diverses cibles sont similaires à celles données par le potentiel de convolution dont la partie réelle est renormalisée. Y. Sakuragi a prouvé, en effectuant un calcul microscopique en voies couplées, avec la technique du continuum discrétisé (CDCC), que la renormalisation de la partie réelle du potentiel de convolution correspondait aux effets de cassure du noyau, que le modèle adiabatique à plusieurs corps introduisait grâce à la fonction d'onde en clusters du ^{6}Li ([Sak82], [Sak87]). Il a établi son calcul sur l'interaction effective M3Y, et sur la fonction d'onde en clusters $\alpha + d$ du ^{6}Li. Les cassures du ^{6}Li en $\alpha + d$ dans les états d'ondes relatifs s, p et d sont ainsi incluses.

La matrice de diffusion élastique S obtenue par ce calcul en voies couplées avec l'interaction $V^{M3Y} + iN_I \times V^{M3Y}$ est similaire à celle calculée en champ moyen par

le modèle de convolution avec l'interaction $N_R \times V^{M3Y} + iN_I \times V^{M3Y}$. Dans les deux cas la partie imaginaire est prise sous forme V^{M3Y}, et normalisée d'un facteur $N_I = 0,62$.

Cette étude montre que l'on peut reproduire les données de diffusion élastique à l'aide du potentiel de convolution non renormalisé, à condition d'inclure correctement les couplages aux voies de cassure. Le potentiel de polarisation qui est déduit par cette technique exhibe une partie réelle fortement répulsive dans la zone de surface nucléaire. La partie imaginaire du potentiel total d'interaction est très proche de $N_I \times V^{M3Y}$; aucun terme imaginaire supplémentaire n'est nécessaire.

V.3.3 Extraction du potentiel de polarisation avec le modèle à plusieurs corps

Les calculs à plusieurs corps fournissent, pour les sections efficaces, une prédiction qui inclut les effets liés au potentiel de polarisation. De ces sections efficaces on peut extraire le potentiel d'interaction total ($= V_{élast} + \Delta U_{polarisation}$) entre la cible et le projectile.

On calcule ensuite le terme de diffusion purement élastique et sans corrélation du potentiel, par un calcul de convolution en clusters, qui néglige les corrélations entre les clusters du projectile. On note ce potentiel $V_{élast}^{clusters}$. Nous avons vu en partie V.1.4) la courbe de sections efficaces obtenue avec ce potentiel. Le potentiel de polarisation est alors déduit par différence entre le potentiel total et $V_{élast}$, et il peut être employé dans des calculs en champ moyen.
Pour analyser la diffusion quasi-élastique de ^{11}Li, ^{11}C + ^{12}C à des énergies de l'ordre de 60 A.MeV [KhO95b] Khoa, Satchler et von Oertzen utilisent ainsi un potentiel de polarisation complexe $\Delta U_{pol}(R) = V_{pol}(R) + i\Delta W_{pol}(R)$ dont les paramètres sont fixés pour donner des valeurs au point R = 6,5 fm proches de celles obtenues dans le cadre de calculs réalistes à quatre corps [Kha95a], [Kha95b]. La partie réelle de ce potentiel est répulsive en surface (r> 4 fm). De la même façon, on peut extraire du modèle à plusieurs corps le potentiel de polarisation intervenant dans la diffusion élastique ^{6}He + ^{12}C à 229 MeV, pour en relever les caractéristiques générales, et l'ajouter à un potentiel calculé grâce au modèle de convolution. Les parties réelle et imaginaire de ce potentiel de polarisation dynamique ont été calculées par J.S Al-Khalili [Khaco97]. Elles sont représentées sur la figure V.22 avec le potentiel optique de diffusion élastique obtenu par une convolution en clusters et le potentiel total du modèle à plusieurs corps.

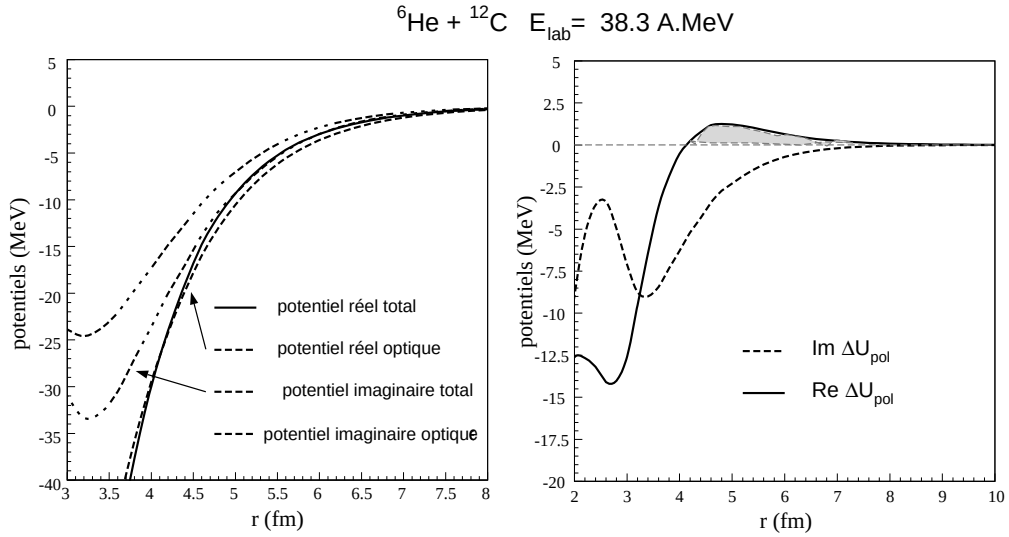


FIG. V.22: *Potentiels d'interaction employés pour décrire la diffusion élastique ^6He + ^{12}C. La figure à gauche donne les partie réelle et imaginaire du potentiel optique purement élastique, et du potentiel total qui est la somme du potentiel optique et du potentiel de polarisation dynamique. Celui-ci est représenté à droite. Potentiels d'interaction employés pour décrire la diffusion élastique ^6He + ^{12}C à 38,3 A.MeV.*

La forme et l'amplitude du potentiel de polarisation réel pour des rayons inférieurs à 4 fm ont peu d'effets sur les sections efficaces. C'est en surface ($R > 4,5$ fm) que V_{pol} joue un rôle en diminuant le potentiel réel optique. Le potentiel de polarisation à la surface (r>4 fm) est répulsif pour la partie réelle et attractif pour la partie imaginaire. Cela correspond aux effets que nous avons observés : une diminution du facteur de normalisation de la partie réelle du potentiel et une augmentation de sa partie imaginaire. Ces caractéristiques du potentiel de polarisation avaient déjà été notées dans le cas de la diffusion élastique du deutéron sur cible légère à une énergie de 56 MeV [Yah86].

V.3.4 Caractéristiques générales du potentiel de polarisation

^{6,7}Li sont des noyaux faiblement liés , et le ^{7}Li est stable. La diffusion élastique du ^{7}Li sur cible de protons est bien décrite par les potentiels microscopique JLM ou CH89 phénoménologique. Ce n'est pas le cas pour le ^{6}Li, pour lequel le potentiel d'interaction avec la cible de proton doit être renormalisé d'un facteur $\sim$ 0,85 pour que les courbes de sections efficaces théoriques reproduisent les données.

D'après les considérations théoriques de Y. Sakuragi [Sak87], le potentiel de polarisation est indépendant de l'énergie (entre 20 à 100 A.MeV). Nous l'avons également montré en utilisant le même potentiel de polarisation, pour décrire les données de diffusion élastique d'un noyau donné sur cible de proton, à différentes énergies incidentes. Nous avons également constaté que, plus le noyau a la possibilité de se clustériser, donc plus son énergie de séparation neutron ou 2 neutrons est faible, et plus le potentiel de polarisation est profond. Des mesures de sections efficaces de break-up de noyaux exotiques confirment ces deux constatations : La référence [Tos89] présente des sections efficaces de cassure dans le cas des noyaux de ^{6}Li et ^{7}Li. Les réactions ^{6,7}Li(p,p') sont étudiées à l'aide de faisceaux de protons polarisés, à deux énergies incidentes, E_p = 65 MeV et 80 MeV. Les sections efficaces doublement différentielles $\frac{d^2\sigma}{d\Omega\ dE}$ ont été mesurées pour une tranche en énergie d'excitation, E_x = 1,48 - 3,5 MeV pour le ^{6}Li (son état fondamental est lié seulement de 1,47 MeV), et E_x = 2,47 - 5,85 MeV pour le ^{7}Li (lié par 2,467 MeV). Pour un noyau donné, les deux distributions de sections mesurées aux énergies 65 MeV et 80 MeV sont tracées en fonction de l'angle de diffusion dans le centre de masse. Elles se superposent, ce qui montre l'indépendance en énergie du phénomène de cassure des noyaux étudiés sur proton. Ces sections sont plus importantes dans le cas du ^{6}Li que dans celui du ^{7}Li, ce que l'on peut relier à la plus faible liaison du ^{6}Li.

Nous avons vu que le potentiel de polarisation traduisait les couplages au continuum des états excités et, dans le cas des noyaux composites, il inclut les probabilités de cassure du noyau, et donc les couplages au continuum en clusters du noyau ; par exemple, la vibration des composés du ^{6}Li : α + d et les couplages des clusters à la cible (α, d) + p. Par conséquent, les observations expérimentales concernant la cassure des noyaux exotiques corroborent nos déductions sur le potentiel de polarisation issues de l'analyse de la diffusion élastique. Lorsque l'on analyse la diffusion élastique ^{6}Li + p à l'aide du potentiel CH89 on a une renormalisation du potentiel réel assez faible, de l'ordre de 0,85 (tableau V.7) ; or, en ^{6}Li sur cible de ^{12}C (ou ^{28}Si, ^{40}Ca [Sak87]) la renormalisation du potentiel M3Y utilisé pour décrire l'interaction est un facteur Nr $\simeq$ 0.5-0.6. Pourquoi cette différence ? En fait, la collision élastique entre ions lourds est affectée principalement par des effets de surface alors que la collision d'un ion lourd sur cible de proton va être dépendante d'effets distribués en volume : la contrainte, dans le premier cas, est le principe de Pauli qui va interdire aux nucléons de la surface d'occuper les couches internes du noyau partenaire. Dans la diffusion sur proton, le proton va pénétrer plus profondément dans le noyau, et le potentiel d'interaction sera moins perturbé par les effets de surface. Or, le poten-

tiel de polarisation résulte des effets de voies couplées qui agissent à la façon d'un potentiel de surface répulsif, d'après la référence [Sak87], et l'étude que nous avons menée dans la partie précédente V.3.4. Le potentiel de polarisation aura donc pour conséquence de diminuer plus fortement le potentiel d'interaction réel de diffusion élastique ^{6}Li sur noyau que celui du ^{6}Li sur proton. D'autre part, la méthode d'inversion a été appliquée à la diffusion élastique [IoM85][Mac74]. Les conclusions qui se dégagent des différentes approches sont identiques, et dans les grandes lignes, on obtient les caractéristiques globales suivantes sur les composantes du potentiel total $U = U_{élast} + \Delta U_{pol}$:

- dans la région de la surface nucléaire, la cassure produit un effet répulsif sur le potentiel effectif total, ce qui réduit la partie réelle du potentiel de 30 % à 40 % au voisinage du rayon d'absorption forte. La valeur du potentiel de polarisation peut être prise globalement sous la forme : $V_{pol} = \Re e \Delta U_{pol} \simeq -(0,3 - 0,4)V_r$;
- la partie imaginaire subit peu de modifications, le terme imaginaire à ajouter au potentiel $U_{élast}$ coïncide avec la partie imaginaire phénoménologique déjà incluse : $W_{pol} = \Im m \Delta U_{pol} = W + \Delta W_{pol} \simeq W$;
- l'effet est attractif au centre du noyau ;
- le potentiel de polarisation est globalement indépendant de l'énergie pour la région à laquelle nous nous intéressons, entre 20 et 100 A.MeV d'énergie incidente. À très basse énergie, vers 10 A.MeV on s'attend à observer une modification du potentiel de polarisation due à l'augmentation des forces de couplages.

Elles sont similaires à nos conclusions en partie V.2.3.

V.4 Effets des excitations nucléaires et coulombiennes des modes dipolaires « doux » dans l'^{6}He et le ^{11}Be.

Dans tous les noyaux qui présentent des structures particulières, comme le halo (^{6}He, ^{11}Be, ^{11}Li) ou des configurations en clusters (^{6}Li $= \alpha + d$), on peut s'attendre, lors de l'excitation de modes liés à la vibration des sous-structures, à des phénomènes qui influent sur toutes les voies élastiques, inélastiques et de transfert. On peut ainsi envisager le phénomène de polarisation du cœur d'un noyau à halo, ou encore d'excitations vers le continuum, qu'un calcul en voies couplées devra incorporer. Jusqu'à présent, les études des résonances dipolaires de noyaux à halo tels

que l'^{6}He, le ^{11}Li et le ^{11}Be se sont concentrées sur l'excitation de modes dipolaires «doux» (soft dipole modes, SDM) par effet dynamique coulombien. Des calculs à trois corps pour l'^{6}He ([Zhu93][Fun94]) et pour le ^{11}Li [Dan94] ont prédit une forte transition dipolaire électrique E1 vers le continuum de basse énergie, situé juste au-dessus du seuil à trois corps. Cette transition épuise la règle de somme associée à la résonance SDM.
Nous allons dans un premier temps donner les expressions des densités de transition dans le formalisme de Goldhaber-Teller, et nous présenterons l'exemple de la diffusion inélastique du ^{11}Be sur cible de plomb, et la méthode de calcul du potentiel de transition nucléaire pour l'excitation des modes $L = 1$, $T = 1$. Nous verrons le traitement de la résonance SDM associée à l'excitation coulombienne de la structure en halo. Le cadre d'étude étant précisé, nous nous intéresserons aux modes dipolaires excités dans l'^{6}He, non plus par excitation coulombienne avec une cible lourde, mais lors de la diffusion élastique sur proton.

V.4.1 Les potentiels de transition des modes dipolaires

Dans le modèle macroscopique de Goldhaber-Teller, les sphères de N neutrons et de Z protons rigides oscillent l'une par rapport à l'autre en gardant leur centre de masse fixé. Quand la résonance dipolaire épuise la règle de somme, les densités de transition associées sont de la forme :

$$g_1^n(r) = -\alpha_1 \frac{2Z}{A}\frac{d\rho_n}{dr} \quad ; \quad g_1^p(r) = -\alpha_1 \frac{2N}{A}\frac{d\rho_p}{dr} \quad , \tag{V.3}$$

où ρ_n et ρ_p sont les distributions de densités de neutrons et de protons du noyau étudié pris dans son état fondamental et l'amplitude d'oscillation α_1 est donnée par :

$$\alpha_1^2 = \frac{\pi\hbar^2}{2m}\frac{A}{NZE_x} \, , \tag{V.4}$$

avec E_x l'énergie d'excitation de la résonance dipolaire. Si ρ_n et ρ_p ont la même forme radiale, en sorte que $\frac{\rho_n}{\rho_p} = \frac{N}{Z}$, la densité de transition isoscalaire $g_1^{10}(r) = g_1^n(r) - g_1^p(r)$ s'annule. Le mode isoscalaire dipolaire est donc excité seulement par la différence entre les distributions de neutrons et de protons. En supposant des rayons légèrement différents pour ces distributions, et à partir d'approximations sur les densités de neutrons et de protons. R. Satchler déduit de la densité de transition isoscalaire le potentiel de transition nucléaire pour l'excitation des modes $L = 1$, $T = 1$. Il en propose deux écritures :

$$G_1^{10}(r) = \alpha_1\gamma\Big(\frac{N-Z}{A}\Big)\Big[\frac{dU_0}{dr} + \frac{1}{3}\,\frac{d^2U_0}{dr^2}\Big] \tag{V.5}$$

$$G_1^{10}(r) = -2\frac{\alpha_1}{A}\Big[Z\frac{dU_n}{dr} - N\frac{dU_p}{dr}\Big] \tag{V.6}$$

U_0 est le potentiel de la voie d'entrée, U_n et U_p les potentiels optiques correspondant respectivement aux parties neutrons et protons.

Le facteur γ qui intervient dans la première expression est relié aux rayons quadratiques moyens des distributions de neutrons et de protons, R_n et R_p, et à leur différence $R_{np} = R_n - R_p$:

$$\gamma = \frac{3}{2}\frac{A}{(N-Z)}\frac{\Delta R_{np}}{\frac{R_p + R_n}{2}} \tag{V.7}$$

L'excitation coulombienne est incluse dans les calculs en ajoutant le potentiel de transition usuel [Sat87] qui s'exprime en fonction de la probabilité de transition dipolaire $B(E1)$ donnée par la formule V.8.

Les deux expressions pour le potentiel de transition, V.5 et V.6, ont été comparées [Sat87], elles donnent des résultats très similaires dans le cas de ^{4}He + ^{116}Sn. Dans un premier temps, on veut évaluer simplement la section efficace de diffusion inélastique, aussi adopte-t-on dans la suite la première écriture du potentiel de transition,V.5, qui se déduit facilement de la partie réelle et imaginaire d'un potentiel optique phénoménologique U_0. Pour prendre compte les différences de forme entre les densités de neutrons et de protons dans le cas des noyaux riches en neutrons, on reformulera le potentiel de transition en section V.4.3 à partir de l'équation V.6.

V.4.2 Étude des modes dipolaires « doux », excités lors de la diffusion inélastique du ^{11}Be sur cible de plomb

Comme le ^{11}Be est un noyau exotique qui possède un halo d'un neutron, on s'attend à des propriétés intéressantes lorsqu'il subit une excitation coulombienne, par exemple dans le cas d'une réaction sur cible de plomb, où le champ coulombien provoque la transition de l'état fondamental $1/2^+$ à l'état $1/2^-$ situé à une énergie de 320 keV. Nous allons détailler les outils qui permettent de calculer l'excitation du mode ($L = 1$, $T = 1$) et de déterminer $B(E1)$ lors de la diffusion inélastique du ^{11}Be sur une cible de ^{208}Pb. La formule générale de la probabilité de transition dipolaire est :

$$B(E1)\uparrow = \frac{9}{4\pi}\frac{\hbar^2}{2m}\frac{NZ}{AE_x}e^2 \tag{V.8}$$

La transition est bien connue en énergie, mais mal comprise au niveau des contributions nucléaire et coulombienne. Cette transition du premier état excité du ^{11}Be

vers son état fondamental est la transition $E1$ la plus forte connue aujourd'hui : $B(E1)$ =0,116 e^2.fm^2. Si des mesures de diffusion inélastique sont obtenues sur cible légère et sur cible lourde, cela devrait faciliter la déconvolution de l'interaction coulombienne et nucléaire. Dans la diffusion inélastique ^{11}Be + ^{208}Pb, c'est l'interaction coulombienne qui domine la transition $L = 1, T = 1$ entre le niveau fondamental du ^{11}Be et son premier niveau excité. Par contre, dans la diffusion inélastique ^{11}Be + ^{12}C et ^{11}Be + p, c'est la partie nucléaire qui devrait dominer cette transition.

On possédait auparavant des valeurs théoriques et expérimentales incompatibles. Pour un faisceau incident de ^{11}Be à 43 A.MeV, une section efficace de 191 $\pm$ 26 mb [Ann95] a été mesurée pour l'excitation du niveau 320 keV, alors que sous l'hypothèse d'une excitation coulombienne pure du premier ordre, la théorie des perturbations prédit une section efficace de 490 $\pm$ 50 mb. Ce calcul de perturbations au premier ordre est mené en utilisant une valeur de $B(E1) = 0,116 \pm 0,012$ e^2.fm^2, obtenue par une moyenne effectuée sur trois expériences distinctes, dont l'une est effectuée selon la méthode DSA utilisée par [Mil83]. Ces expériences fournissent un temps de vie de 166 $\pm$ 15 fs pour l'état excité $\frac{1}{2}^-$ à 320 keV.

Les données concernant les valeurs de l'excitation électromagnétique dipolaire, $B(E1)$ étaient donc contradictoires. Récemment les mesures ont été reprises à Riken [Nak97] et à MSU et ont conduit à une valeur qui coïncide avec les calculs déduits des mesures de temps de vie.

Notons que selon des calculs en voies couplées [ALAco], menés avec le code ECIS, on obtient une estimation qui concorde avec la valeur de $B(E1)$ déduite des mesures de temps de vie. La procédure est la suivante :

pour décrire les potentiels de transition, on prend l'expression V.5, et on va utiliser la dérivée d'un potentiel de volume et d'un potentiel de surface.

$$C_r^{ECIS} = C_V \frac{dV_V(r)}{dr} + C_S \frac{dV_S(r)}{dr} \quad , \tag{V.9}$$

et avec les définitions d'ECIS[2], on obtient que :

$$C_V = -\frac{1}{\sqrt{4\pi}} V_0 \alpha_1 \gamma \Big(\frac{N-Z}{A}\Big) \tag{V.10}$$

$$C_S = -\frac{V_0}{12\sqrt{4\pi}} R_0 \alpha_1 \gamma \Big(\frac{N-Z}{A}\Big) \tag{V.11}$$

Remarquons que C_V et C_S sont proportionnels à ΔR_{np}, donc la section efficace d'excitation nucléaire est proportionnelle à $(\Delta R_{np})^2$.

2. Selon la définition de ECIS, C_V est positif, et C_S est négatif.

Selon les expressions V.4 et V.8, on peut écrire :

$$\alpha_1 = \mathcal{C}R = \frac{2\pi}{3}\Big(\frac{A}{NZ}\Big)[B(E1)]^{1/2} \qquad \text{(V.12)}$$

Pour le cas de l'interaction coulombienne, à la suite de l'expression V.12, on peut écrire que $\mathcal{C}R_C = \alpha_1$, avec $R_C^2 = \frac{5}{3}\langle r^2\rangle$.

On utilise dans les calculs un rayon pour le potentiel coulombien égal à R_C. On suppose que le potentiel de la voie d'entrée est donné par la paramétrisation discutée par R. Broglia et A. Winther [BrW81], et que l'on a évoquée en section IV.2.5.

Cette paramétrisation conduit à un potentiel dont les paramètres réels sont :

$$V_0 = 46,93 \text{ MeV},\ \alpha = 0,63 \text{ fm},\ r_0 = 1,194 \text{ fm}.$$

Nous savons que le rayon quadratique moyen pour la distribution de charge est de 2,51 fm [ADNDT74], ce qui conduit à un rayon coulombien R_C de 3,227 fm. Dans ce cas, la section efficace coulombienne est : σ =518 mb et l'interférence avec l'interaction nucléaire est ici **constructive**, de l'ordre de $2-7\%$ si ΔR_{np} varie de 1 à 4 fm.

V.4.3 Les densités et potentiels de transition pour l'étude de la diffusion noyau + proton

Les hypothèses émises pour le calcul des densités et potentiels de transition, dans la section V.4.1, doivent être remises en cause dans le cas de noyaux exotiques qui présentent une grande extension de leur distribution de neutrons, voire un halo : la déduction de l'expression V.5 par R. Satchler [Sat87] est fondée sur de faibles différences de rayons entre ρ_n et ρ_p ; or, dans le cas de l'^{6}He, divers calculs[3] (on pourra consulter la la Table III de la référence [Fun94] ou considérer, dans la section IV.1.4 les rayons des densités fa et fc6) nous donnent $R_{np} = 0,75-0,83$ fm (corroborés par des analyses expérimentales qui fournissent $R_{np} = 0,87 \pm 0,06$ fm). Cette différence est beaucoup plus grande que les valeurs obtenues dans le cas des noyaux stables (inférieures à 0,2-0,3 fm).

Un autre problème réside dans la nécessité de prendre en compte l'excitation des neutrons de valence par rapport au cœur, lors de l'excitation du noyau à halo par le champ créé par une cible. Les auteurs de [Fun95], [Sak95] ont étudié la dissociation coulombienne des deux noyaux à halo, l'^{6}He et le ^{11}Li, sur une cible lourde pour

3. calculs en modèle de multiclusters microscopiques, approche en Harmoniques Hypersphériques (HH), modèle en couches à orbitales de clusters (COSM), coordonnées d'espace Faddeev (CSF).

des énergies de 5 A.MeV à 70 A.MeV, à l'aide d'une méthode microscopique de voies couplées. Ils ont alors déduit l'effet de la dissociation sur la diffusion élastique. Leur analyse de la SDM est fondée sur la reformulation de la densité de transition isoscalaire du modèle de Goldhaber-Teller. Dans le cas des noyaux à halo, le modèle est étendu pour être appliqué à la transition E1 associée au mouvement relatif du système à trois corps cœur $+n+n$. Auparavant, on regardait la sphère des neutrons variant par rapport à celle des protons ; dans le cas de la SDM, ce sont les neutrons du halo qui oscillent par rapport au cœur. La composante d'un neutron de valence dans la densité de neutrons du noyau est notée $\rho_{2n}(r)$.

On désigne respectivement par A et A_c les nombres de masse du noyau à halo et de son cœur. Z_c et N_c sont les nombres de neutrons et de protons du cœur. Lors de la résonance SDM, l'excitation dipolaire du cœur est «gelée», ce qui impose, comme on l'a vu en section V.4.1, que les densités de neutrons et de protons du cœur soient similaires, suivant :

$$\rho_n^{c\text{œ}ur} = \frac{N_c}{Z_c}\rho_p^{c\text{œ}ur} = \frac{N_c}{A_c}\rho^{c\text{œ}ur} \quad ,$$

où r est une distance prise à partir du centre de masse du noyau à halo. À partir de cette relation, et en écrivant que $\rho_n(r) = \rho_n^{c\text{œ}ur}(r) + \rho_{2n}(r)$, et $\rho_p(r) = \rho_p^{c\text{œ}ur}(r)$, on déduit, par analogie avec V.3, la densité de transition nucléaire entre l'état fondamental et l'état dipolaire sous la forme [Fun95] :

$$g^{(10)}(r) = -\alpha_1\left[\frac{2Z_C}{A}\frac{d\rho_{2n}(r)}{dr} - \frac{2n}{A}\frac{d\rho_p^{c\text{œ}ur}(r)}{dr}\right] \equiv g_{2n}(r) + g_p^{c\text{œ}ur}(r) \equiv g_{SDM}^{(iso)}(r) \tag{V.13}$$

où n est le nombre de neutrons de valence ($n = 2$ pour les noyaux à halo de deux neutrons). Le deuxième terme de cette équation correspond à la densité de transition de charge pour l'excitation coulombienne de la SDM :

$$g_{o^+\to 1^-}^{(E1)}(r) = \alpha_1\frac{2n}{A}\frac{d\rho_p}{dr} \quad . \tag{V.14}$$

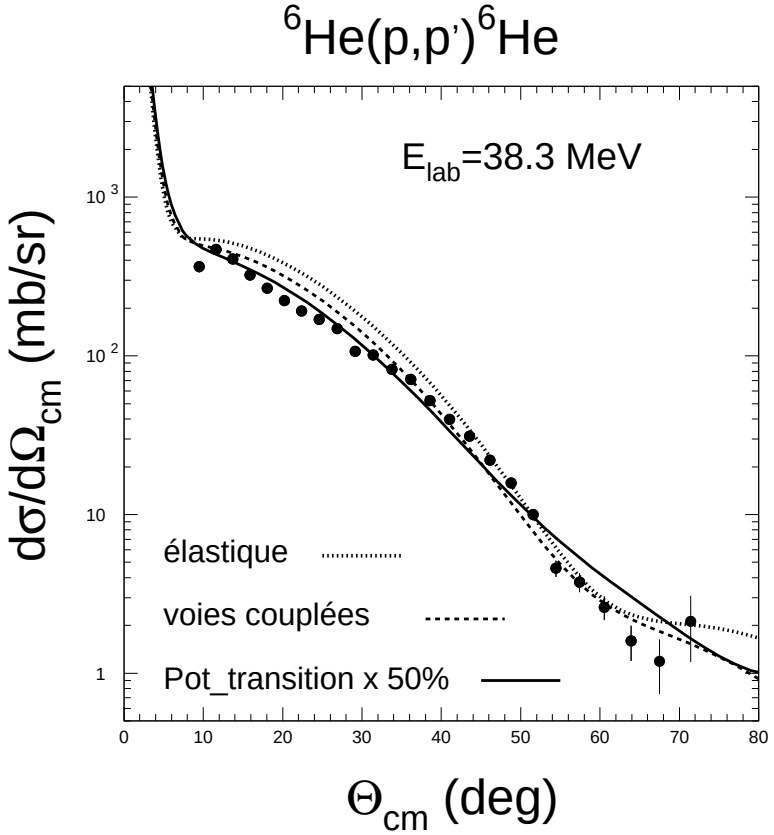
La force des densités de transition α_1 peut être désormais déterminée en écrivant que la valeur $B(E1)$ calculée pour la transition épuise la règle de somme de SDM :

$$\mid \int_0^\infty g_{o^+\to 1^-}^{(E1)}(r) r^3 dr \mid^2 = B(E1, SDM) \equiv \frac{3}{4\pi}(\frac{nZ_c}{A})^2 e^2 \langle R^2_{c-(val)}\rangle \quad , \tag{V.15}$$

$\langle R^2_{c-(val)}\rangle$ est le carré du rayon quadratique moyen de la distance entre le centre de masse des neutrons de valence et celui du cœur dans l'état fondamental du noyau à halo. Les relations V.14 et V.15 conduisent à une formule simple pour

α_1 : $\alpha_1 = \frac{\pi}{3}\langle R_{c-(val)^2}\rangle$, que nous utiliserons dans la suite.

Nous allons maintenant travailler dans un cadre extrêmement simplifié, pour savoir si le potentiel de transition, de l'état fondamental 0^+ de l'^{6}He à un état excité 1^- du continuum, a un effet mesurable sur la diffusion élastique ^{6}He sur proton. Une analyse complète réclamerait la connaissance des forces de transition (cela nécessite l'étude des résonances de basse énergie de l'^{6}He dans les réactions (p,p')[4]) et la prise en compte des excitations dues au champ nucléaire, et non plus seulement des excitations coulombiennes, sur la formulation de la densité de transition isoscalaire. De plus, une nouvelle expression du potentiel de transition mis en jeu par la résonance dipolaire douce devrait être dérivée de la densité isoscalaire que l'on a proposée en équation V.13.



4. Cette expérience a été effectuée au Ganil à l'aide du dispositif à strips MUST qui détectait la particule légère de recul. L'analyse est en cours à Saclay.

FIG. V.23: *Effets des voies couplées aux excitations nucléaires dipolaires sur la diffusion élastique ^6He + p.*

Le potentiel de transition est choisi selon les prescriptions de R. Satchler [Sat87], et son paramètre essentiel est ΔR_{np}. $\Delta R_{np} = 0{,}5$ fm dans nos calculs, et α_1 vaut 4 fm. Nous adoptons le potentiel phénoménologique noyau-proton CH89 comme potentiel U_0, qui intervient dans l'expression V.5 du potentiel de transition. Les paramètres du potentiel CH89 pour ^{6}He + p ont été donnés dans le tableau IV.4. Les parties réelle et imaginaire du potentiel de transition ont été calculées à partir des composantes correspondantes de CH89, $V_r(r)$ et $W_V(r)$, lesquelles sont décrites comme des fonctions de Woods-Saxon de profondeurs respectives V_r et W_V, de diffusivité $a = 0{,}69$ fm et de rayons R_V et R_W. Le facteur γ de la partie réelle du potentiel de transition est pris sous la forme $\gamma = \frac{3}{2}\frac{A}{(N-Z)}\frac{\Delta R_{np}}{R_V}$, (de même pour la partie imaginaire avec R_W). L'excitation coulombienne est traitée avec les formules de la section V.4.2.

Les calculs de sections efficaces qui incluent la contribution de ce potentiel de transition à la diffusion élastique sont présentés sur la figure V.23 par la courbe en trait tiretés. La courbe issue d'un calcul purement élastique de la diffusion est tracée en pointillés. On voit que le couplage diminue la section efficace. La courbe en trait plein est obtenue lorsque le potentiel de transition est augmenté de 50 %, de façon à reproduire au mieux les données entre 10 et 50°. Or, le potentiel de transition est proportionnel à ΔR_{np}, qui vaut 0,5 fm. L'augmentation correspond donc à une valeur nécessaire pour ΔR_{np} de $0,5 \times 1,5 = 0{,}75$ fm, proche des valeurs $0,75 - 0,83$ fm données par les calculs et confirmées expérimentalement. Cette bonne description des données dans la zone intermédiaire en angle de diffusion a été obtenue aussi en ajoutant un potentiel de polarisation au potentiel CH89, dans la partie V.2.2. Cela laisse supposer que le potentiel de polarisation de la diffusion élastique ^{6}He + p peut être interprété comme provenant du potentiel de transition de l'état fondamental vers les états excités 1^- du continuum.

Dans la diffusion élastique ^{11}Be + p, le modèle simple que nous avons élaboré pour le couplage aux états excités du ^{11}Be ne conduit pas à des effets sensibles sur la section efficace. Le calcul complet de la diffusion élastique du ^{11}Be sur proton devra donc traiter correctement les effets de cassure en ^{10}Be + n, et les couplages au continuum qui en résultent. Cela devrait permettre d'expliquer la remontée des distributions angulaires aux angles arrière (figure V.13), et d'expliquer à l'aide de calculs microscopiques la forme du potentiel de polarisation obtenue en section V.2.2 qui donne une bonne reproduction des angles intermédiaires (de 20 à 60°).

V.5 Discussion sur les modèles appliqués aux noyaux exotiques

V.5.1 Influence de la densité sur la diffusion élastique et « taille » des noyaux

Maintenant que les problèmes de pente ont été résolus pour la description de la diffusion élastique noyau + proton, nous pouvons utiliser le potentiel JLM convenable, avec le facteur adéquat de normalisation N_r de la partie réelle. Ce facteur permet de prendre en compte globalement les effets de polarisation. On calcule avec ce facteur les potentiels d'interaction noyau + proton correspondant à différentes densités pour le noyau.

Nous prenons l'exemple de l'^{6}He. Le facteur N_r a été trouvé égal à 0,74 en section V.2.1. On constate, lorsque l'on trace les sections efficaces de diffusion élastique de l'^{6}He sur proton avec l'interaction JLM, et des densités avec différents rayons quadratiques moyens (figure V.24), que l'on peut déterminer le rayon (ou plutôt l'intervalle de rayon à $\pm$ 0,2 fm) de la densité de matière convenable pour reproduire les données. La forme (gaussienne, type champ moyen, HF+ corrélations, ou bien issue de calculs à 3 corps) a peu d'influence sur les sections efficaces dans la zone d'angles $< 60°$. On avait montré (section I.2.2) que la courbe des sections efficaces correspondant à une densité pourvue d'une queue, due au halo, ne se distinguait par rapport à une courbe réalisée avec une densité de même rayon, sans halo, qu'aux grands angles, et que ces effets survenant pour des sections efficaces faibles (de l'ordre du mb/sr) étaient difficilement mesurables. Les conclusions sont ici identiques, même avec un potentiel d'interaction approprié, renormalisé pour prendre en compte le potentiel de polarisation.

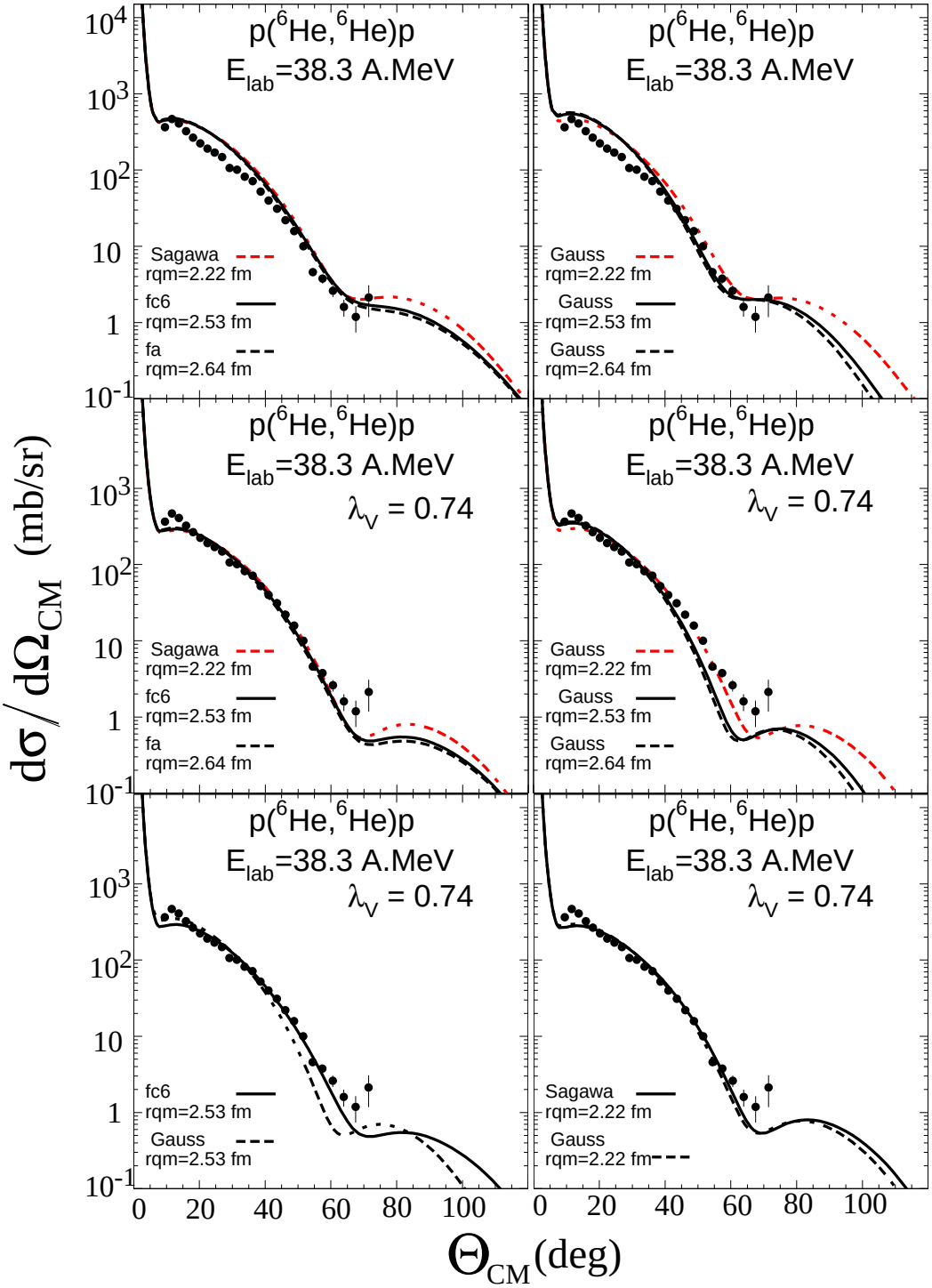


FIG. V.24: *Sections efficaces de diffusion élastique $^6He + p$ calculées avec le potentiel JLM en utilisant différentes densités gaussiennes pour l'^6He.*

V.5.2 Les potentiels nucléaires

R. Satchler et M. Brandan [BrSa97, p232] : « One conclusion, however, seems well established. It is that a good description of the ^{11}Li scattering can be obtained by using a folding model for the real potential, based upon the kind of interaction that we have seen to be successful for other, more normal light heavy-ions, provided a realistic density, with a halo tail, is used and some account is taken of the very important dynamic polarization potential (DPP) due to break-up. »

Application à la diffusion élastique ^{6}He + ^{12}C

De nouvelles interactions CDM3Yn ont été développées par D. Khoa, G. Satchler et W. von Oertzen [KSO97], qui les ont appliquées avec succès à des systèmes noyau + noyau pour lesquels la diffusion élastique présentait des schémas fortement réfractifs, comme par exemple dans le cas α + noyau que nous avons examiné dans la partie V.1.4. Elles prennent comme dépendance en densité $\mathcal{F}(\rho)$ une forme hybride des fonctions de densité adoptées pour les interactions DDM3Y1 et BDM3Y1, décrites en section IV.3.2. Cette fonction a pour expression : $\mathcal{F}(\rho) = C[1+\alpha e^{-\beta\rho} - \gamma\rho]$. Nous avons mené des calculs de diffusion élastique dans le cadre du modèle de convolution avec l'une de ces interactions, notée CDM3Y6[5], et à l'aide du code de D.T. Khoa [KHOco98]. Nous prenons la version « Paris » du terme $V^{M3Y}(r_{12})$ pour l'interaction CDM3Y6. On note $U_F(CDM3Y6)$, le potentiel de convolution calculé avec CDM3Y6, et W la partie imaginaire. On effectue un premier calcul avec une densité de matière de l'^{6}He gaussienne (de rqm = 2,55 fm). Avec les notations de l'équation IV.44, le potentiel optique total est :

$$U = U_{\text{élast}} + \Delta U_{pol} = U_F(CDM3Y6) + V_{pol} + iW$$

W inclut W_{pol}. Une partie imaginaire qui donne des résultats cohérents avec les données, sans renormaliser la partie réelle, a pour paramètres : $W_I = 20$ MeV, $r_i = 1,13$ fm (rayon réduit) et a_I =0,63 fm. **Elle est proche de la partie imaginaire obtenue dans la description de la diffusion élastique α + ^{12}C à 38,3 A.MeV en section V.1.4**. On parvient à reproduire les données en ajoutant au potentiel optique U précédent un potentiel de surface complexe, U_{pol}, similaire au potentiel de polarisation de l'équation V.2, obtenu dans la diffusion élastique sur cible de protons. La profondeur V_o de la partie réelle a pour valeur -64 MeV, et sa diffusivité est de 1,33 fm. La figure V.25 superpose les données aux deux courbes obtenues avec

5. Ses paramètres valent : α = 3,8033 , β = 1,4099 fm^3, γ = 4,0 fm^3 et C = 0,2658.

CDM3Y6, sans et avec potentiel de polarisation (respectivement la courbe en traits pointillés et celle en trait plein).

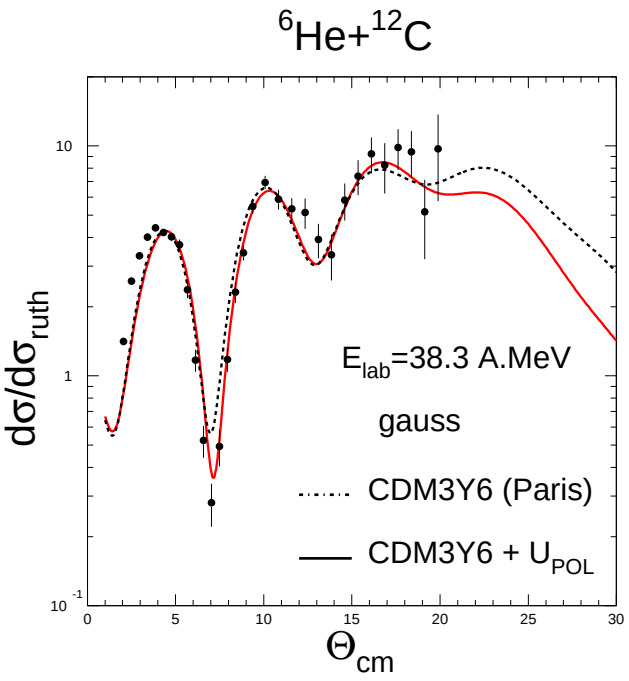


FIG. V.25: *Reproduction des données de sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He + ^{12}C à 38,3 A.MeV à l'aide d'un potentiel de convolution calculé avec l'interaction CDM3Y6-Paris et une densité gaussienne pour l'^{6}He. La courbe en traits pointillés est réalisée avec le potentiel CDM3Y6. L'ajustement obtenu avec la courbe en trait plein est effectué grâce à l'ajout d'un potentiel de surface complexe qui simule le potentiel de polarisation. Ses paramètres, ainsi que ceux de la partie imaginaire WS sont expliqués dans le texte.*

Lorsque l'interaction qui sert de base au calcul du potentiel optique rend compte des propriétés de saturation de la matière nucléaire, et possède les dépendances en densité adéquates, on peut supposer qu'elle est capable, moyennant des ajustements qui simulent l'effet du potentiel de polarisation, de décrire la diffusion élastique d'un noyau faiblement lié sur une cible. Ce fut le cas pour l'interaction JLM en section V.2.1. Grosso-modo, l'interaction CH89 est équivalente à JLM pour les facteurs de renormalisation de la partie réelle, et elle est également complexe. De l'étude de la diffusion ^{6}He + p avec CH89, l'allure du potentiel de polarisation a pu être déduite. Ici, avec un potentiel de polarisation similaire et l'interaction CDM3Y6 qui est dotée d'une dépendance en densité bien contrôlée, nous obtenons également un bon résultat pour l'^{6}He sur carbone. On voit donc que l'analyse de la diffusion élastique

de l'^{6}He sur proton, avec des interactions dont les parties réelle et imaginaire étaient fortement contraintes, a permis d'obtenir des indications essentielles sur les voies couplées liées à la cassure de l'^{6}He.

Nous calculons le potentiel de convolution avec la densité fc6 de l'^{6}He. Il s'agit de savoir si l'utilisation d'une densité réaliste, qui inclut les caractéristiques du halo, comme fc6, avec CDM3Y6, conduit à une meilleure reproduction des données que dans le cas de la densité gaussienne. On constate que l'accord est moins bon avec fc6 qu'avec une densité gaussienne de même rayon quadratique, même en ajoutant la contribution du potentiel de polarisation. Nous avions déjà constaté que cette densité fc6 conduisait à des effets de cassure trop importants dans les calculs à plusieurs corps. Dans le cas du champ moyen, elle donne de nouveau des sections efficaces plus faibles que les données, aux angles compris entre 16 et 20°.

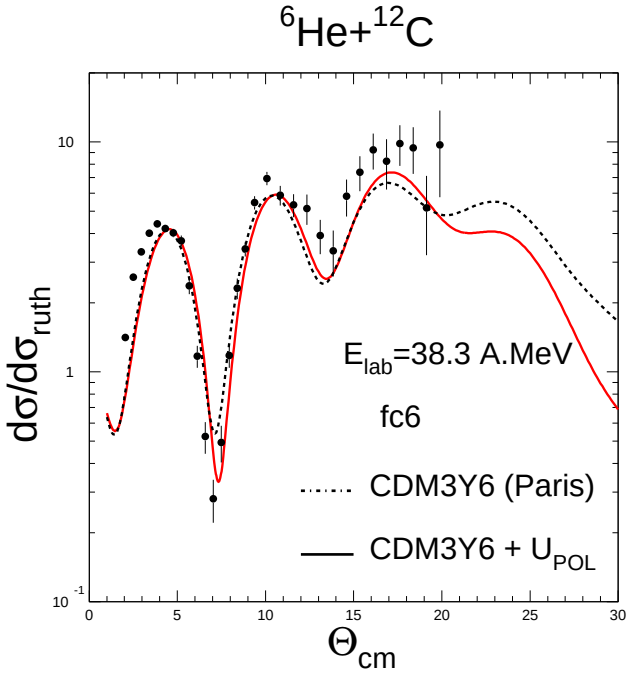


FIG. V.26: *Reproduction des données de sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He + ^{12}C à 38,3 A.MeV par la même méthode que pour la figure V.25 mais avec la densité fc6 pour l'^{6}He.*

Nous procédons ensuite de même pour la diffusion élastique du ^{10}Be et du ^{11}Be sur cible de carbone. Nous employons le potentiel de polarisation obtenu pour la diffusion élastique sur proton, et nous en ajustons éventuellement la profondeur. Les

paramètres de la partie imaginaire de volume et du potentiel de polarisation sont fournis dans le tableau V.8 en fin de chapitre.

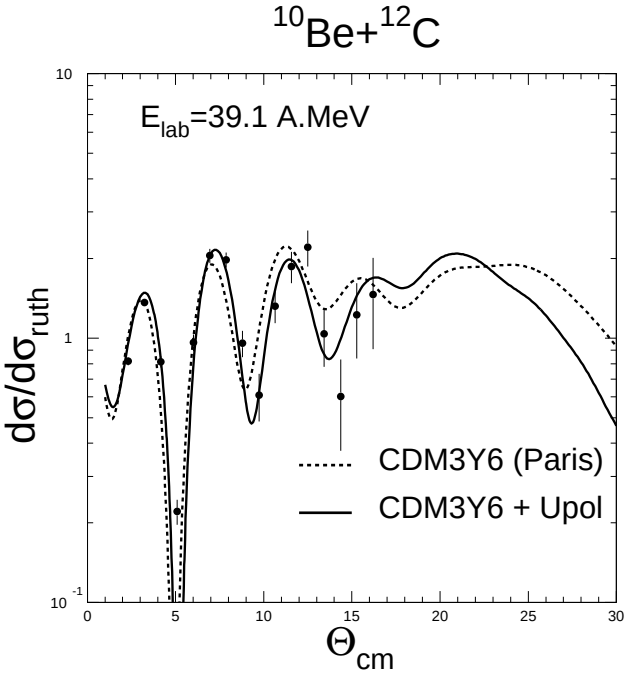


FIG. V.27: *Reproduction des données de sections efficaces de diffusion élastique* ^{10}Be + ^{12}C *à 39,1 A.MeV avec la densité calculée par H. Sagawa pour le* ^{10}Be. *Méthode similaire à celle de la figure V.25.*

Nous obtenons un accord satisfaisant grâce aux potentiels de polarisation empiriques. Cependant, il faudra reprendre l'étude avec un potentiel de surface de rayon réduit non nul r_{pol}, ce qui devrait permettre de reproduire à la fois la diffusion sur proton et carbone avec le même rayon réduit r_{pol}, et la même diffusivité sans avoir à réajuster les profondeurs du potentiel de polarisation. En effet, r_{pol} donnera un rayon $R_{pol} = (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}) \times r_{pol}$ pour la diffusion sur carbone, et $R_{pol} = (A_P^{1/3}) \times r_{pol}$ pour la diffusion sur proton, donc les effets du potentiel de polarisation, à un certain rayon r, dépendront de la taille du système considéré. La détermination d'un rayon de surface nucléaire est délicate avec des noyaux exotiques légers dont la surface est diffuse. On pourra en donner une estimation, indirectement, en calculant le rayon autour duquel se croisent les différents potentiels centraux capables de reproduire les données de la diffusion élastique sur carbone.

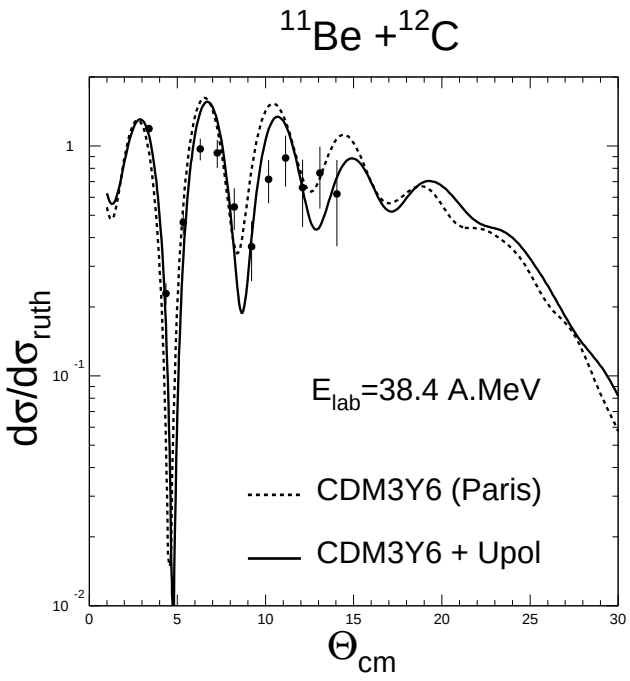


FIG. V.28: *Mêmes commentaires qu'en figure V.27 pour la diffusion élastique du ^{11}Be sur ^{12}C à 38,4 A.MeV.*

	W_I	a_I	r_i	V_{pol}	ΔW_{pol}	a_{pol}
^{10}Be	20,9	1,1	0,63	-86,8	-15,36	1,6
^{11}Be	22,5	1,105	0,63	-88,0	-20	1,68

Tableau V.8: *Paramètres des potentiels de volume imaginaire et de polarisation pour $^{10,11}Be$ sur carbone respectivement à 39,1 et à 38,4 A.MeV.*

V.5.3 Traitement général de la diffusion élastique pour les noyaux dont l'énergie de Fermi est proche de zéro

Les noyaux exotiques sont caractérisés par leur faible liaison et la possibilité de décroître facilement vers des états de clusters. Les effets de cassure et de couplages au continuum qui surviennent durant leur diffusion élastique sur une cible affectent le potentiel total projectile-cible, et nécessitent la prise en compte du potentiel de polarisation. On peut le déduire de façon phénoménologique, en s'appuyant sur les

modèles existants, et en ajoutant des termes de surface aux potentiels. Les effets systématiques de la cassure sur les sections efficaces peuvent être aussi déduits d'une étude microscopique en voies couplées [Sak83]. Un autre moyen de travailler sur le potentiel de polarisation serait d'extraire le potentiel à partir des données expérimentales de diffusion élastique, soit par le développement en série du potentiel déduit des données indépendemment de tout modèle [Bar96] soit par la méthode d'inversion [Mac74].

Contraintes à mettre sur les calculs : Les sections efficaces de réaction et de break-up

Le potentiel total noyau-noyau, avec les notations de l'équation IV.44, possède, on l'a vu, deux inconnues : V_{pol} et W. On peut attribuer à chacun de ces termes des effets particuliers sur la diffusion élastique : diminution de la partie réelle du potentiel purement élastique pour le premier, absorption plus ou moins prononcée pour le second. La séparation entre les effets dus à V_{pol} et W est ambiguë, surtout dans l'analyse de la diffusion noyau–noyau, où l'on ne dispose pas d'une modélisation bien établie de la partie imaginaire, comme c'est le cas en diffusion élastique sur proton avec CH89 et JLM. Nous avons travaillé seulement sur les distributions angulaires de sections efficaces, dont la gamme en angle de diffusion dans le centre de masse ne permettait pas une détermination précise. Pour extraire des informations plus complètes, il faut disposer de données supplémentaires, par exemple de sections efficaces totales de réaction sur cibles de proton ou de carbone, et contrôler les effets de cassure sur le potentiel élastique grâce à la connaissance des sections efficaces de cassure. Le tableau V.9 montre que pour des ajustements voisins obtenus avec les deux densités, les sections efficaces totales présentent un écart significatif.

Des données de sections efficaces totales de réaction sur proton, avec des faisceaux exotiques ^{6}He, ^{11,12}Be, ^{20}N, ^{22}O ^{26}Ne, ^{30,32}Mg, ^{36}Si, ^{42}S ont été recueillies au GANIL en juillet dernier lors de l'expérience E291. Les sections de réaction étaient mesurées par la méthode d'atténuation avec une cible d'hydrogène liquide. Elles sont en cours d'analyse. Il s'agissait initialement de contraindre les paramètres de renormalisation λ_V et λ_W de l'interaction JLM. En effet, nous avons vu que la renormalisation de la partie réelle ou imaginaire pouvait rendre compte des données de E229, dont la gamme angulaire était réduite. Cette ambiguïté a été levée dans le chapitre V, néanmoins les valeurs de σ_R peuvent nous aider aussi à mieux fixer le potentiel de polarisation, ou à déterminer quelle densité est la plus appropriée.

densité	rqm (fm)	λ_V	λ_W	σ_R (mb)
H. Sagawa	2,22	1	0,8	321,3
H. Sagawa	2,22	0,74	0,8	310,9
H. Sagawa gauss	2,22	1	0,8	336,3
H. Sagawa gauss	2,22	0,74	0,8	325,6
fc6	2,55	1	0,8	337,9
fc6	2,55	0,74	0,8	328
fc6 gauss	2,55	1	0,8	385,4
fc6 gauss	2,55	0,74	0,8	374,1

Tableau V.9: *Sections efficaces de réaction de l'^{6}He à 38,3 A.MeV calculées avec l'interaction JLM. La notation 'Sagawa gauss' concerne la densité gaussienne de même rqm que celle calculée par H. Sagawa.*

Conclusions : de la Physique du noyau exotique à celle du noyau composite et de son continuum

Les données obtenues lors des expériences menées au GANIL avec des faisceaux exotiques, depuis E229 jusqu'à celles présentées dans cette thèse, sont uniques à ce jour : ce sont les premières données de diffusion purement élastique de noyaux exotiques légers (^{10}Be, ^{6}He) sur cible de carbone. Nous avons résolu nos problèmes de normalisation par rapport à la distribution angulaire du faisceau incident, par l'élaboration d'un programme de simulation Monte-Carlo des distributions angulaires détectées par le SPEG et normalisées grâce aux distributions de l'angle d'incidence. Ce programme est valable désormais pour toutes les expériences effectuées avec les détecteurs de faisceau. Il fournit une procédure générale pour obtenir simplement la normalisation et l'angle solide et donc pour calculer les sections efficaces expérimentales, à partir du nombre de coups mesurés par tranches en angle de diffusion, des conditions d'ouverture et d'angles (du spectromètre, des fentes) de la prise de mesures, et du profil du faisceau sur la cible.

Nous disposions également des données sur proton, qui ont constitué le point de départ de notre étude du potentiel de polarisation engagé dans les interactions.
On a constaté que les calculs effectués avec les potentiels JLM ou CH89 surestimaient les sections efficaces expérimentales. Nos données s'étendaient à des angles assez grands, dans le référentiel du centre de masse, pour nous permettre d'attribuer la diminution observée de sections efficaces avant 60°_{CM} à des effets sur la partie réelle du potentiel. Nous avons peu à peu déterminé le cadre adéquat pour traiter la diffusion élastique des noyaux exotiques. Ainsi, le recours aux modèles à plusieurs corps

a montré que l'effet du potentiel de polarisation n'était pas contrôlé dans ce type de formalisme, alors que l'approche en champ moyen nous a conduit à une étude plus complète du potentiel de polarisation. Les limitations des modèles à plusieurs corps proviennent, d'une part, de leur champ d'application réduit aux noyaux exotiques qui présentent une décomposition en clusters (^{6}Li, ou encore « cœur + halo », ^{11}Be, ^{6}He), et ensuite de l'inclusion des effets de cassure directement dans les fonctions d'onde du noyau exotique, sans connaissance détaillée des effets de cassure et de couplages. Le potentiel de polarisation inclus dans le modèle à plusieurs corps est ensuite déduit indirectement, par la différence entre le potentiel optique total qui correspond aux sections efficaces données par le modèle, et un potentiel de convolution en clusters (en absence de corrélations). Comme nous voulions comprendre et quantifier les effets de cassure et de couplages au continuum, nous avons choisi de travailler en champ moyen, avec des interactions qui reproduisent convenablement les données de diffusion d'un grand nombre de noyaux stables. La diffusion élastique de noyaux stables est bien décrite par le modèle de convolution, mais la description souffre des incertitudes qui pèsent sur la partie imaginaire, habituellement ajustée pour reproduire les données. Nous avons donc commencé l'analyse par les données noyau-nucléon qui présentent moins d'ambiguïtés que la diffusion noyau-noyau.

L'analyse noyau-nucléon à l'aide du potentiel microscopique complexe JLM a montré que la cassure du noyau a un effet surtout sur la partie réelle. Un potentiel de surface complexe, dont la partie réelle est répulsive, a été ajouté au potentiel optique de diffusion élastique. Il a simulé les effets de surface générés par le potentiel de polarisation. En utilisant le potentiel CH89 et ce potentiel de polarisation, nous avons reproduit nos données ainsi qu'un ensemble de données de diffusion élastique de noyaux exotiques sur proton. Dans la gamme d'énergie de 20 à 100 A.MeV, le potentiel de polarisation obtenu pour un noyau donné sur cible de protons subit donc peu de variations en fonction de l'énergie. Dans la région de la surface nucléaire, **la cassure produit un effet répulsif** sur le potentiel effectif total, ce qui réduit la partie réelle du potentiel de 30 % à 40 %, tandis que la partie imaginaire subit peu de modifications.

Nous avons également regardé l'excitation du noyau d'^{6}He dans le champ créé par la cible de protons. Jusqu'à présent, les études considéraient l'excitation coulombienne du noyau à halo dans le champ coulombien créé par une cible lourde. Un modèle simplifié du potentiel de transition, associé à un **mode dipolaire « soft »** excité dans l'^{6}He par la cible de proton, a montré que l'excitation entraînait des couplages, dont l'effet était similaire à celui obtenu avec le potentiel de polarisation

empirique.

Ensuite, nous avons calculé le potentiel d'interaction du noyau exotique sur ^{12}C dans le cadre du modèle de convolution, avec de nouvelles interactions NN dépendantes de la densité (CDM3Yn). Nous avons ajouté au potentiel de convolution le potentiel de polarisation obtenu dans l'analyse de la diffusion sur proton. La reproduction des données est alors satisfaisante. Les caractéristiques générales du potentiel de polarisation déduites de l'analyse coïncident avec les conclusions tirées des calculs complets, en voies couplées et incorporant le traitement du continuum, calculs qui sont menés par Y. Sakuragi sur l'exemple de la diffusion élastique ^{6}Li sur ^{28}Si à 99 MeV.

La thèse a donc dégagé un traitement adéquat de la diffusion élastique d'un noyau exotique léger sur cible. Nous avons obtenu des résultats généraux sur les potentiels noyau exotique-proton, et sur l'influence des probabilités de cassure du noyau faiblement lié sur la diffusion élastique. On a montré que la compréhension de la diffusion élastique avec des noyaux exotiques possédant un halo ou une configuration en clusters passe par une remise en cause des modèles et la prise en compte du couplage au continuum de particules. Pour des noyaux dont l'énergie de liaison est faible, l'énergie de Fermi est proche de zéro et le seuil d'émission de particules est très proche de l'état fondamental. La faible liaison implique donc des **couplages au continuum** lors d'une interaction. Le calcul du potentiel d'interaction doit désormais inclure non seulement les effets de voies couplées aux états excités mais aussi le **couplage dû à l'excitation des clusters**, et donc le couplage au continuum de particules. Il faut alors traiter explicitement les voies de décroissance.

Nous avons montré sur l'exemple de noyaux exotiques légers ^{6}He, ^{10,11}Be, que les interactions effectives usuelles sont valables pour l'étude de la diffusion élastique avec des noyaux exotiques, moyennant l'inclusion du potentiel de polarisation qui traduit des transitions aux états excités ou au continuum lors de la diffusion élastique. Comme nous l'avons annoncé en introduction, une meilleure connaissance de la diffusion élastique, qui est la voie d'entrée de la plupart des processus d'interaction, nous offre des outils pour analyser des mécanismes de réaction plus complexes comme les diffusions inélastiques, les transferts, la fusion sous-coulombienne avec des noyaux à halo.

Les résultats obtenus sont essentiels, car toute théorie microscopique établie sur un potentiel d'interaction et susceptible de s'appliquer à des noyaux faiblement liés

doit tenir compte des couplages au continuum : que ce soit le modèle optique, ou le modèle en couches dont le départ du calcul est une interaction à un corps, le modèle du noyau composé dont la formation est décrite grâce au potentiel d'entrée, les calculs de cascade nucléaire... Il faudra élaborer des outils d'analyse fiables de l'interaction avec des noyaux exotiques et caractériser les interactions valides pour les étudier, ainsi que l'influence des voies de cassure sur les processus étudiés. On a fait dans le chapitre V la phénoménologie des effets de cassure, il faudrait maintenant être capable de l'aborder microscopiquement par des techniques récentes, comme les méthodes CDCC qui traitent de façon appropriée les effets de cassure du noyau par l'inclusion des fonctions d'onde et la discrétisation du continuum. Dans une autre approche, une meilleure connaissance et un traitement réaliste des couplages devrait nous permettre de calculer les potentiels de transition qui génèrent le potentiel de polarisation. Il est nécessaire d'atteindre une compréhension microscopique des effets de couplages au continuum des états excités et au continuum des clusters, pour les noyaux faiblement liés, pour décrire efficacement toutes les réactions qui mettent en jeu ces noyaux.

Au niveau expérimental, les objectifs sont désormais de prolonger cette étude par le développement d'une campagne de mesures, pour disposer d'une gamme de données pour les noyaux exotiques légers, sur laquelle établir des tendances systématiques. L'analyse des expériences et l'ensemble de la thèse conduisent à souhaiter une meilleure résolution en énergie (nous n'avons pas pu séparer le premier niveau excité du ^{11}Be à 320 keV de son état fondamental) et en angle. La nouvelle détection du plan focal de SPEG nous permettra de travailler avec une plus grande résolution en énergie[6](de l'ordre de 6×10^{-5}) et des détecteurs de faisceau adaptés aux faisceaux exotiques, comme les CATS (Chambres À Trajectoires de Saclay) fourniront des mesures de position de chaque particule des faisceaux exotiques avec une précision de 0,4 mm pour des intensités allant jusqu'à 10^6 pps.

Nous voulons aussi travailler à plus basse énergie avec des noyaux exotiques, pour approfondir notre étude sur l'influence des voies couplées. Le projet SPIRAL (Séparation d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne, fondé sur une collaboration internationale impliquant le DAPNIA, le GANIL et l'IN2P3) nous offrira des mesures de réactions à basse énergie (< 25 A.MeV) avec des noyaux exotiques. La partie

6. L'expérience E306 se propose de tester ce système de détection avec l'étude de la structure fine de la résonance géante dipolaire dans le plomb, par diffusion inélastique ^{17}O sur ^{208}Pb. Elle aura lieu en décembre 1998.

SPIRAL est représentée sur la figure II.1 qui montrait les aires expérimentales du GANIL. SPIRAL permettra de réaliser des expériences à plus grande intensité avec des faisceaux radioactifs de meilleure qualité optique. Ainsi l'émittance devrait être 6 fois plus petite qu'actuellement avec SISSI, qui délivre en général des faisceaux exotiques d'émittance 16 π mm.mrad. Les systèmes de détection prévus et adaptés à SPIRAL sont principalement le spectromètre VAMOS de haute résolution, grand angle solide ($\Delta\Omega \simeq 100$ msr) et large acceptance angulaire ($\Delta\Theta \leq 200$ mr) et le détecteur 4π de grande efficacité, EXOGAM.

Avec SPIRAL des ions radioactifs de la masse 6 à la masse 100 environ seront produits avec des énergies (dans le laboratoire) proches, et dans certains cas supérieures à l'énergie de la barrière coulombienne avec les cibles disponibles. On a montré que l'analyse des données de distributions angulaires de sections efficaces devait prendre en compte l'effet des **voies couplées au continuum**, et notamment les probabilités de cassure de ces noyaux exotiques faiblement liés. Or, on s'attend à ce que ces effets soient importants à basse énergie. L'étude sur les noyaux de ^{10,11}Be et d'^{6}He, via la diffusion élastique, a donné des critères sur les interactions, et des méthodes d'études et de prévisions des données de sections efficaces pour les noyaux exotiques. L'un des objectifs sera de mesurer les sections efficaces de diffusion élastique avec des noyaux exotiques en allant aussi loin que possible en angle, pour contraindre plus efficacement les modèles, et d'appliquer nos résultats de façon systématique à l'ensemble des données dont nous disposerons à la suite des expériences menées sur les noyaux exotiques à SPIRAL, ou auprès d'autres accélérateurs européens.
On pourra aussi, à ces faibles énergies, travailler sur la **fusion sous-coulombienne**. Cette fusion est possible par traversée de la barrière coulombienne par effet Tunnel. L'effet est purement quantique, les approches semi-classiques ne sont donc pas valides. Le potentiel de fusion dépend des parties coulombienne et nucléaire. Fixer de façon correcte la partie réelle du potentiel, comprendre les effets du halo a une importance sur la compréhension de la fusion sous-coulombienne. Pour l'analyser efficacement, il faut disposer à la fois de données de fusion de noyaux exotiques sur des cibles lourdes (e.g ^{6,8}He + ^{238}U)[7], et d'une analyse approfondie des potentiels d'interaction en jeu dans les diffusions élastiques (voie d'entrée) et inélastiques avec ces noyaux exotiques. Il faut contrôler la voie d'entrée de ce processus sinon on peut

7. Les mesures des réactions d'^{6}He sur des cibles de ^{209}Bi et d'^{238}U seront prises en octobre 1998 à Louvain-La-Neuve. Elles suivent un programme expérimental lancé au GANIL : FUSION (FUsion by Secondary ION beams facility) qui avait pour objectif d'étudier les réactions ^{9}Be,^{11}Be + ^{238}U et l'influence du halo de neutrons sur la section efficace de fusion aux énergies proches de la barrière coulombienne [thVFY97].

dire avec certains que l'effet du halo augmente la section efficace de fusion (par le couplage aux voies inélastiques et de transfert : Dasso & al), ou avec d'autres qu'il la diminue (avec l'inclusion des cassures : Hussein & al). On ne pourra envisager la synthèse d'éléments très lourds par la fusion sous-coulombienne avec noyau exotique que si la fusion est effectivement augmentée avec les noyaux riches en neutrons. Sinon il faudra envisager d'autres mécanismes de formation.

D'autre part, nous souhaitons de nouvelles observables sur lesquelles tester nos modèles. Par exemple, on peut envisager des mesures de **sections efficaces totales de réaction** σ_R pour obtenir, comme on l'a vu au chapitre V, des contraintes sur les densités employées dans le potentiel d'interaction noyau-nucléon. Avec SPIRAL, les mesures de l'expérience E291 réalisées avec des faisceaux exotiques produits par SISSI et une cible d'hydrogène liquide pourront être généralisées avec des noyaux exotiques plus lourds, et sur des séries isotopiques (Ne, Mg, S).

Nos observables de distributions angulaires de sections efficaces ^{6}He + proton ne sont pas sensibles aux variations du **potentiel de spin-orbite**, sauf aux angles supérieurs à 100° où les différences de sections efficaces ne sont pas mesurables. Il faudra donc travailler avec une autre observable, le paramètre d'**asymétrie**, qui est sensible à l'influence du potentiel de spin-orbite. Le projet d'une **cible polarisée** Hydrogène-Deuterium a été développé au GANIL, pour mesurer la distribution d'asymétrie de la diffusion élastique ^{6}He + $\vec{p}$. Les effets de couches sont liés directement au spin-orbite. Ce que l'on en sait actuellement dépend des expériences menées sur les noyaux stables, et les prédictions théoriques dépendent fortement du modèle. On voudrait aussi savoir si le spin-orbite dépend de l'isospin. Or, en théorie non relativiste, ce terme est ajouté, et ne possède a priori pas de dépendance en isospin, alors que cette dépendance découle de l'application du formalisme relativiste. Mieux connaître le spin-orbite conduira à de meilleures estimations des distributions des états de particules indépendantes loin de la vallée de stabilité, et informera alors sur l'évolution du modèle en couches et sur la drip-line en neutrons. De plus, des calculs récents[8] ont montré qu'une diminution du terme de spin-orbite améliorait l'accord entre les abondances stellaires observées et calculées.

Les **objectifs** sont, via l'étude des exotiques, de préciser, et mieux comprendre comment jouent **les corrélations d'appariement** et **le degré d'isospin**. Cela permettra de préciser la dépendance en isospin (qui a des conséquences sur l'éner-

8. calculs évoqués dans la proposition d'expérience de la cible polarisée : B. Pfeiffer & al., Z. Phys A. 1998.

gie de symétrie), et le terme d'appariement dans les interactions effectives NN, et d'obtenir des informations sur le degré d'incompressibilité et la masse effective de la matière nucléaire. Les interactions effectives NN dépendantes de la densité peuvent être employées dans le modèle de convolution, pour décrire les données de diffusion élastique. De chacune des interactions dépendantes de la densité, validées par de larges gammes de données de diffusion élastique, on déduit une valeur du facteur d'incompressibilité κ de la matière nucléaire. On pourra tester ces interactions et donc les facteurs κ proposés sur les données des noyaux exotiques produits avec SPIRAL. Dans le cas des stables, elles ont une valeur prédictive remarquable sur la plage d'énergie de 10 à 100 A.MeV. Mais les interactions effectives NN employées pour décrire le potentiel d'interaction noyau-noyau ne prennent pas en compte l'isospin, qui est élevé quand on s'éloigne de la vallée de stabilité. Récemment des interactions qui traitent explicitement ce degré de liberté ont été conçues pour travailler sur l'interaction entre deux noyaux riches en neutrons, et en déduire un traitement de la matière asymétrique [KHAco98]. SPIRAL sera donc un laboratoire pour examiner l'interaction effective NN.

À SPIRAL, on mesurera des distributions angulaires de sections efficaces de diffusion élastique de noyaux exotiques, les résonances de basse énergie, des réactions de transferts à des énergies inférieures à 25 MeV pour lesquelles l'effet du potentiel de polarisation est amplifié. La comparaison entre les données et les théories proposées pour aborder les effets du continuum permettra d'élargir nos connaissances sur les voies couplées au continuum. Une approche à plus haute énergie ($\geq$ 100 A.MeV) masque ces effets.
Notre étude a montré que la diffusion élastique est sensible au rayon quadratique moyen de la densité de matière, mais pas à sa forme, sauf aux grands angles ($\geq 70°$) dans le cas de la diffusion noyau-nucléon. Il serait préférable d'exciter très légèrement le noyau pour en étudier les composantes : les énergies de SPIRAL sont adaptées à ce type d'expériences.

En excitant faiblement les noyaux à halo, on peut les sonder sans les casser (faibles énergies incidentes, faible transfert d'énergie). L'étude sera menée par l'exploration des résonances à basse énergie (produites par l'excitation du continuum). On peut envisager des **transferts** (p,d), (d,p) pour analyser la structure en couches (fermetures de couches loin de la stabilité) et déduire les **facteurs spectroscopiques**. Ces transferts permettent de mesurer les sections efficaces de réactions d'intérêt astrophysique de basse énergie (les chemins de nucléosynthèse, avec les processus rp et r, font intervenir des noyaux exotiques).

On pourra aussi étudier les excitations nucléaires (p,p'), (d,d') et les excitations coulombiennes sur cibles lourdes. L'outil privilégié dans les réactions (p,p'), (d,d') sera le **détecteur MUST** (MUrs à STrips) conçu et développé par une collaboration DSM/DAPNIA, Bruyères-Le-Châtel, et IPN Orsay pour la localisation et la mesure de l'énergie des particules légères de recul lors des réactions de diffusion (p,p') et CATS (pour la localisation du faisceau incident, la mesure de l'angle d'incidence et du point d'impact sur la cible de réaction).
Avec des données de meilleure qualité (pour les résolutions angulaires et en énergie) on pourra extraire les potentiels d'interaction avec une bonne précision, par l'analyse en modèle indépendant, et les comparer avec ceux des calculs théoriques, ce qui permettra d'affiner notre compréhension de l'absorption pour des noyaux exotiques légers. Il s'agit de mieux déterminer la partie imaginaire des potentiels d'interaction noyau exotique-noyau stable. Au niveau de la densité on testera les prédictions pour des nouvelles interactions effectives Nucléon-Nucléon qui prennent en compte le degré d'isospin par construction. Les potentiels de polarisation seront extraits alors comme différence entre le potentiel optique obtenu par la méthode en modèle indépendant et le potentiel global ou microscopique issu d'une théorie bien établie.

Les grandes extensions des densités de matière, le phénomène du halo, toute la zoologie des structures inhabituelles développées par les noyaux exotiques riches en neutrons ont longtemps masqué la caractéristique essentielle : la faible liaison, qui non seulement autorise l'extension spatiale des fonctions d'onde des neutrons, mais surtout favorise les couplages au continuum. C'est désormais à la **physique des noyaux à clusters** qu'il s'agit de s'intéresser. Il faut être capable de calculer l'influence des voies de cassure du noyau en ses différents clusters, et l'influence de l'excitation des clusters sur les potentiels d'interaction.

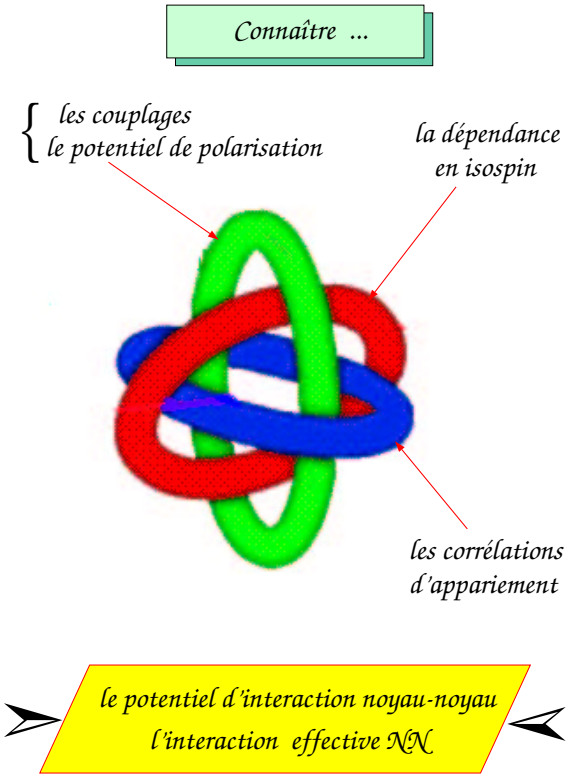


FIG. .29: *L'enjeu de la Physique Nucléaire de basse énergie ($\leq$ 100 A.MeV) est la description de l'interaction effective Nucléon-Nucléon NN, pour parvenir à une meilleure compréhension des propriétés du noyau et des mécanismes de réaction. Il faut à la fois connaître les corrélations d'appariement qui interviennent dans le calcul des densités, savoir écrire le potentiel de polarisation issu des couplages et tenir compte du degré d'isospin pour mener une étude complète.*

Annexe A

Électronique

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

Tableau A.1: Symboles des signaux électroniques

symbole	module
ADC	Convertisseur analogique-digital (codage d'amplitude)
AFR	Amplificateur à Filtre Rapide
PA	Pré-Amplificateur
AL	Amplificateur Lent
AR	Amplificateur Rapide
BIDIV	Bidiviseur synchrone
CFD	Discriminateur à Fraction Constante
DGG	(Dual Gate Generator) Générateur de porte
ET	Module de coïncidence ET
FIFO	Module entrée-sortie logique
Lin FIFO	Module entrée-sortie analogique
OU	Module de coïncidence OU
PM	Photomultiplicateur
Porte Leblanc	Porte intégratrice
PSA/T-SCA	Analyseur en forme du signal/ Analyseur temps-monocanal
QDC	Intégrateur de charge
RDV	Générateur de porte
SUM-INV	somme-inverseur de signaux
TAC	Convertisseur Temps-Amplitude
TDC8	Convertisseur Temps-Amplitude
TTL-NIM	Transposeur de signaux TTL$\rightarrow$ NIM

Tableau A.2: *Symboles des modules électroniques.*

Annexe B

Transport des particules chargées

Connaissant la position initiale d'une particule chargée et les caractéristiques de tous les éléments magnétiques disposés sur la ligne de transport, on voudrait déterminer la trajectoire $\mathcal{P}$ de la particule. A priori, les cartes de champ des éléments, la configuration de la ligne et les équations de mouvement de la particule chargée dans les zones de champ magnétique suffisent à calculer cette trajectoire. Mais si l'on souhaite voir l'effet d'une variation du champ magnétique dans certains éléments, ces calculs ne se prêtent pas à une détermination rapide des trajectoires.

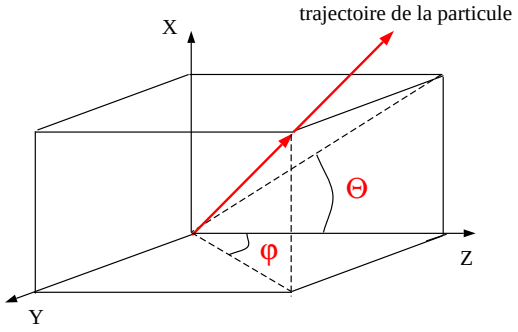


FIG. B.1: *Conventions d'angles pour TRANSPORT.*

On préfère donc effectuer les calculs par rapport à une trajectoire Γ_o que suivrait une particule d'impulsion p_o, passant par l'axe optique de tous les éléments de la ligne. Γ_o est dite **trajectoire centrale** ou **trajectoire de référence** du système optique ([zMit94][zNPT94]). On se place en un point O de Γ_o et on définit un système d'axes (Ox,Oy,Oz) (trièdre direct) à partir de Oz qui est l'**axe optique**, défini comme la tangente à la trajectoire Γ_o. On désigne par s_o l'abscisse curviligne le long de Γ_o.

On suppose que la particule que l'on étudie suit une trajectoire $\mathcal{P}$ peu éloignée de la trajectoire de référence et on définit alors ses coordonnées dans le système (x,y,z) (figure B.1) :
l'abscisse et l'ordonnée le long de Ox et Oy, x, y,
θ (φ) l'angle entre l'axe Oz et la projection de la trajectoire $\mathcal{P}$ sur le plan horizontal (x, z) (respectivement vertical (y, z)),
δ l'impulsion relative de la particule ($\delta = \dfrac{p - p_o}{p_o}$)
et l la la différence de longueur $s - s_o$ entre la trajectoire considérée (d'abscisse curviligne s) et la trajectoire centrale.

Cela constitue le vecteur de position $\mathcal{X} = (x, \theta, y, \varphi, l, \delta) \equiv (X)_{1 \leq i \leq 6}$.

La position initiale est notée $\mathcal{X}_{ini}$. La position finale $\mathcal{X}_{fin}$ est donnée grâce à une fonction à six composantes $\mathcal{F}$, qui dépend des caractéristiques des éléments magnétiques traversés par la particule et permet d'écrire : $\mathcal{X}_{fin} = \mathcal{F}(\mathcal{X}_{ini})$.
Comme $\mathcal{P}$ est proche de Γ_o, on peut effectuer des développements de Taylor de $\mathcal{F}$ au premier ordre, par rapport aux coordonnées $(x_o, \theta_o, y_o, \varphi_o, l_o, \delta_o)$ au point $\mathcal{X}_{fin}$ et en position $\mathcal{X}_{ini}$. Ensuite, on obtient la relation entre $\mathcal{X}_{ini}$ et $\mathcal{X}_{fin}$:

$$\mathcal{X}_{fin} = \sum_{j=1}^{6} \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial X_j} \right)_{fin} (\mathcal{X}_{ini})_j \quad .$$

La **matrice de transport** (ou de transfert) T de la position initiale à la position finale est alors définie par :

$$T = \left(\frac{\partial \mathcal{F}_i}{\partial X_j} \right) \equiv (T_{ij})_{1 \leq i,j \leq 6} \ .$$

On note pour simplifier :

$$\frac{\partial \mathcal{F}_i}{\partial X_j} = \frac{\partial X_i}{\partial X_j} \equiv \frac{X_i}{X_j}$$

Ainsi, $\frac{\partial \mathcal{F}_1}{\partial X_1} = \frac{\partial x}{\partial x} \equiv \frac{x}{x}$.

Si les éléments magnétiques numérotés 1,2,..,n se succèdent dans cet ordre sur la ligne, et sont associés au premier ordre aux matrices de transport $T_1, T_2, ..., T_k, ..., T_n$, la matrice du système total s'écrira : $T = T_n \ T_{n-1} \ ...T_k...T_1$.

Parmi les éléments de la matrice T, les termes suivants définissent des propriétés importantes de la ligne :

- $T_{11}(T_{33})$ est le grandissement horizontal (vertical)

- $T_{12}(T_{34})$ est le rapport de focalisation horizontale (verticale) (cm/mrad).
- $T_{21}(T_{43})$ est l'inverse de la distance focale.
- $T_{22}(T_{44})$ est le grandissement angulaire horizontal (vertical).
- $T_{16}(T_{36})$ est la dispersion horizontale (verticale) (cm/ %).
- $T_{26}(T_{46})$ est la dispersion angulaire horizontale (verticale) (mrad/ %).

On définit alors la notion de **focale** horizontale (verticale) comme l'endroit du plan horizontal (vertical) où toutes les particules de même impulsion se retrouvent focalisées quel que soit l'angle initial θ_{ini} (φ_{ini}) des particules. Une focale dans le plan horizontal (vertical) au point z_{fin} vérifie la relation : $\left(\frac{x}{\theta}\right)_{z_{fin}} = 0$ ($\left(\frac{y}{\varphi}\right)_{z_{fin}} = 0$).

Remarquons que le développement au premier ordre de $\mathcal{F}$ n'est pas suffisant en général dans le cas des faisceaux exotiques, dont l'émittance est grande (souvent de l'ordre de 60π.mm.mrad). Les déviations par rapport à la trajectoire centrale peuvent être importantes, et il est alors nécessaire d'effectuer le développement aux ordres supérieurs, ce qui conduit à calculer les aberrations du système optique.

Annexe C

Caractéristiques du spectromètre SPEG

C.1 Résolution

Soient G le grandissement , ΔO la largeur de l'objet, ΔI la largeur de l'objet et X sa position sur l'axe focal. La résolution du spectromètre est le $\frac{dp}{p}$ minimal mesurable au niveau du plan focal. La limite théorique de séparation correspond à la largeur de l'image, $\Delta I = G \times \Delta\theta$ plus petite que le déplacement de cette image. Soit : $G \times \Delta\theta < \Delta X = D\frac{dp}{p} = D\delta$ et l'on tire : $\frac{dp}{p} > \frac{G}{D}\Delta O$ et le terme de droite donne l'expression de la résolution en fonction de la dispersion D , du grandissement G et de la taille du faisceau ΔO.

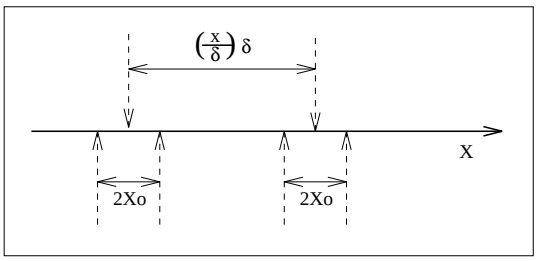


FIG. C.1: *Résolution du spectromètre.*

La haute résolution nominale est de 10^{-4} pour un objet de $\pm$ 0.5 mm sur la cible. Elle peut être obtenue avec un faisceau incident d'une résoltion de quelques 10^{-3}, grâce à l'achromatisme.

C.2 Focale cinématique

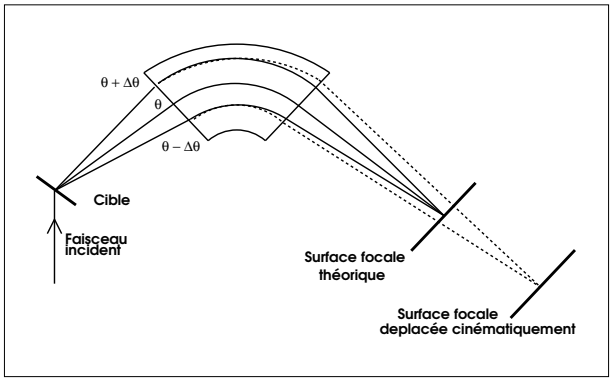


FIG. C.2: Cinématique et focale.

• Réglage des détecteurs du plan focal :

On positionne le spectromètre à un angle petit θ_r non nul, et on envoie le faisceau d'ions sur une cible quelconque. La variation du champ magnétique dans les dipôles fait parcourir la longueur de la focale à l'impact des ions du faisceau, diffusés élastiquement. Grâce aux signaux reçus, les bords du scintillateur sont repérés, et on peut alors déterminer la valeur du champ magnétique correspondant approximativement au passage des ions au centre de la focale horizontale (champ de l'élastique).

Cette valeur de B étant fixée, les tensions de fonctionnement des détecteurs (CI,CD1 et CD2) sont réglés, et leur seuil de déclenchement vérifié ; puis, la mise en temps des signaux rapides est réalisée et la logique associée à la génération du déclencheur est réglée.

• Adaptation de la ligne d'analyse :

elle est réalisée, sous les mêmes conditions que précédemment (angle du spectro et faisceau envoyé sur une cible), par le réglage du quadrupôle Q_{26} situé en amont du dipôle, ce qui permet d'ajuster la focalisation horizontale suivant les conditions cinématiques imposées dans l'expérience (valeur du facteur cinématique $K \neq 0$).

• Position de la focale :

Soit $B\rho_0$ la rigidité moyenne des ions analysés. Si $B\rho$ varie faiblement en fonction de X_{foc} , elle s'écrit au premier ordre :

$$B\rho = B\rho_0(1 + \alpha X_{foc}), \text{avec } \alpha = \frac{1}{T_{16}}, \alpha X_{foc} \ll 1$$

C.3 Mesures de transmission depuis SISSI jusqu'au plan objet du SPEG

Deux méthodes ont été appliquées pour obtenir la transmission en moment lors de l'expérience E229 [thCG96] :

— la méthode de l'ouverture équivalente ; le taux de comptage du faisceau secondaire direct est mesuré sur une jonction de Silicium, placée à la sortie du spectromètre *Alpha*, en fonction de l'ouverture des fentes d'énergie FH31 (placées entre les dipôles du spectromètre *Alpha*).

La valeur de l'ouverture équivalente obtenue est de ± 18,62 mm.

Au point de la ligne FH31 , la dispersion donnée par le calcul TRANSPORT [zTRANS95] est de 6,9 cm/% : les ± 18,62 mm correspondent à une transmission en moment de ± 0,27 %. Comme l'ouverture maximale des fentes FH31 est de ± 35 mm, elles ne constituent pas une limitation pour la transmission en moment.

— la mesure de la résolution en temps du faisceau par la mesure du temps de vol T_{vol} du faisceau secondaire ^{10}Be à 59,3 A.MeV. Elle utilise la relation :

$$\delta = \frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\Delta t}{T_{vol}} \tag{C.1}$$

Δt correspond à la largeur à mi-hauteur du pic en temps du ^{10}Be mesuré par des galettesà microcanaux. Les fentes en énergie FH31 étaient complètement ouvertes.

Les résultats obtenus sont : Δt = 3,48 ns et T_{vol} = 767 ns qui donnent pour la dispersion en temps, donc en moment, une valeur de ± 0,23 %.

La moyenne des résultats obtenus par les deux méthodes donne une transmission en moment totale de 0,50 %, et l'erreur est estimée à 10 %, ce qui a été confirmé par d'autres expériences réalisées sur le SPEG.

spectromètre	
Dispersion	8,1659 cm par % en moment
Résolution	Δ p/p $=10^{-4}$
Grandissement horizontal T_{11}	-0,8
Grandissement vertical T_{33}	-4,7
Acceptance horizontale	$\pm$35 mrad
Acceptance verticale	$\pm$35 mrad
Angle solide	4, 9 msr
Rayon de l'orbite moyenne	2,4 m
Déviation de l'orbite moyenne	$2 \times 42,5 = 85$ deg
Acceptance en moment	7% ($\pm 3,5\%$
Longueur de la focale	60 cm
Inclinaison de la focale par rapport à l'axe optique	8 deg
Déplacement cinématique de la focale $K = \frac{1}{p}\frac{dp}{d\theta}$	$7 \times K$ m
Gamme angulaire	-10 à +105 deg
Champ maximal dans les dipôles	1,2 T
Puissance requise pour le champ max.	300 kW
Rigidité magnétique maximale	2,88 T.m
Analyseur	
Dispersion sur la cible T_{16}	9,86 m
Grandissement horizontal T_{11}	0,175 m
Grandissement vertical T_{33}	-0,173 m
Déviation de l'orbite moyenne	75 deg
Rayon de l'orbite moyenne	3 m
Champ maximal dans les dipôles	1 T
Rigidité magnétique maximale	3 T.m

Tableau C.1: *Caractéristiques de SPEG (Bia89).*

Annexe D

Procédure de réglage du faisceau secondaire avec SISSI

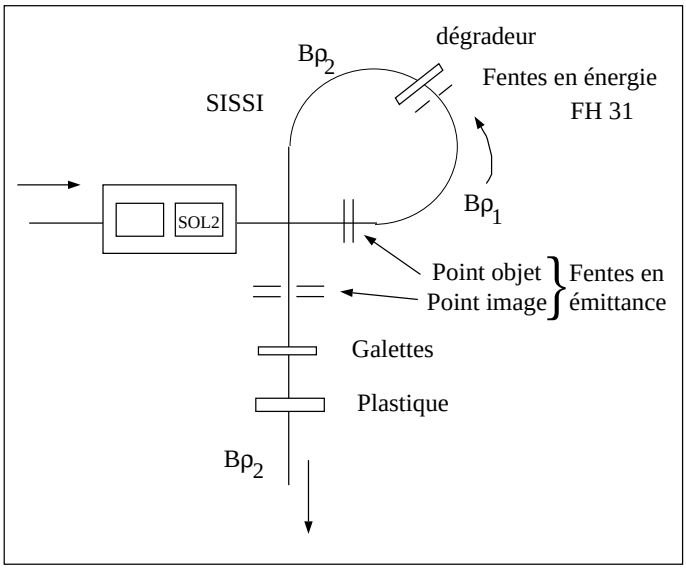


FIG. D.1: *Dispositif au niveau de l'Alpha.*

Avec INTENSITY on a une idée sur la nature de la cible de production, son épaisseur (angle) et sur le dégradeur et son épaisseur. On calcule le $B\rho_1$ de la ligne avant le dégradeur et le $B\rho_2$ après le dégradeur.

• On effectue les réglages au niveau du SPEG avec $B\rho_2$ calculé pour notre noyau favori.

• SPEG à 0^o , pas de dégradeur, ligne réglée au $B\rho_2$ donné par INTENSITY (toute la ligne), cible : vide.

• Quand on passe le faisceau, pour ne pas endommager les détecteurs exposés au faisceau secondaire direct, on doit enlever les petites chambres, fermer la détection SPEG.

Pour éviter de trop compter dans le SPEG, on réduit l'intensité du faisceau primaire en insérant le pepperpot (masques sur le parcours du faisceau situés avant CSS1 (facteur de réduction 125), ou en utilisant le hacheur (facteur de réduction 3).

• On fait passer le faisceau pinceau.

• On ouvre la détection SPEG sans HT sur les chambres à dérive 1 et 2 pour contrôler le taux de comptage.

• Identification dans le plastique *Alpha* et le plastique SPEG.

On regarde les spectres d'identification des noyaux produits $E - TOF$ (meilleur TOF : entre les galettes *Alpha* et le plastique SPEG car il n'y a pas de rebouclage) et $E - \Delta E$ (il est nécessaire d'avoir une HF "propre" notée "HF" sur le schéma d'électronique du Plastique SPEG).

• Contrôler la résolution en position des CD de SPEG.

• Fermer le système de détection du SPEG et enlever les détecteurs de faisceau, ouvrir les fentes de l'*Alpha* Dégradeur dans l'*Alpha* (Optique avec dégradeur) ; mettre le $B\rho$ de la ligne avant le dégradeur à la valeur $B\rho_1$ calculée dans INTENSITY.

$\theta_{cibleSISSI} = 0\ deg.$

Contrôler la transmission sur le plastique SPEG et la résolution en position des chambres à dérive SPEG.

• Relever le taux de comptage des différents noyaux.

• Optimiser $B\rho_1$ pour avoir un bon taux de comptage du noyau d'intérêt sur le plastique. On fait varier de quelques pour mille (I=365.5A à I=366.5A) le courant dans D3P de l'*Alpha*.

• On centre le faisceau d'intérêt à la sortie de l'*Alpha*, on doit être au centre du plan focal SPEG.

• S'il y a un problème de transmission au niveau de l'*Alpha*, vérifiez la polarité des Qpôles Q31 et Q32 : ils sont normalement positifs. Ils doivent être inversés,

c'est-à-dire $I(Q31)$ et $I(Q_{32})$ négatifs, dans certains cas rares :

— *Alpha* dégradée avec SISSI Q31-32 inversés ;

— *Alpha* sans SISSI optique adaptation rapport=15 ;

— *Alpha* sans SISSI optique adaptation rapport=2, $5 \times 5\pi$ non acceptant en DW ;

— *Alpha* sans SISSI optique ralentisseur, $20 \times 17\pi$ adaptation rapport=2 non acceptant.

• Changer $B\rho_1$ pour l'accorder avec la valeur de D3P optimale.

• Tourner la cible de production de SISSI pour optimiser le taux de comptage. Si nécessaire, faire varier le courant de SOL2 d'environ $\pm$1A et SOL1 aussi, éventuellement.

• Contrôler à nouveau la transmission et la résolution des détecteurs de SPEG (galettes, chambres à dérive...).

• On relève les positions des noyaux sur le plastique *Alpha*. On peut fermer à l'image de l'*Alpha* pour ne garder que le faisceau intéressant.

• À $B\rho_1$ fixé, on peut optimiser le taux de comptage du noyau avec le $B\rho_2$.

• Remarque : au début du réglage, avant le passage du faisceau secondaire, on peut passer en optique avec dégradeur dans l'*Alpha*, avec faisceau primaire ralenti, pour vérifier que l'alignement reste bon (vérifier les polarités de Q_{31} et Q_{32} dans la ligne L3 ; elles doivent être inversées).

Relever $I_{cibleSISSI}$, I_{CF44}.

Avec la nouvelle optique, le faisceau est désaligné sur L3PR43 et 44, repris avec D3C3 et C4.

Annexe E

Calcul de alphadiff sans approximation

La calibration des petites chambres et des chambres de SPEG a permis d'établir :

$\theta_f = \theta_f * calibthf + zthf$
et $\varphi_f = \varphi_f * calibphif + zphif$,
$\theta_s = \theta_m + \theta_{SPEG}$ et $\varphi_s = \varphi_m$,
d'où les angles de diffusion vertical et horizontal :
$thetadiff = \theta_s - \theta_f$, $phidiff = \varphi_s - \varphi_f$

À partir des paramètres θ_f, φ_f, θ_s et φ_s on écrit les rayons-vecteurs normalisés à 1 de la trajectoire incidente :

$$\begin{aligned} \vec{r}_{inc} &= (x_{inc}, y_{inc}, z_{inc}) \\ &= \frac{1}{\cos\theta_f \ + \sin\varphi_f \ \times \cos\varphi_f}(\sin\theta_f \ \times \cos\varphi_f \ , \cos\theta_f \ \times \sin\varphi_f \ , \cos\varphi_f \ \times \cos\theta_f \ ) \end{aligned} \tag{E.1}$$

et de la trajectoire diffusée :

$$\begin{aligned} \vec{r}_{diffs} &= (x_{diffs}, y_{diffs}, z_{diffs}) \\ &= \frac{1}{\cos\theta_s \ + \sin\varphi_s \ \times \cos\varphi_s}(\sin\theta_s \ \times \cos\varphi_s \ , \cos\theta_s \ \times \sin\varphi_s \ , \cos\varphi_s \ \times \cos\theta_s \ ) \end{aligned} \tag{E.2}$$

L'angle de diffusion compris entre 0 et $\pi/2$ s'écrit donc :

$$\cos(alphadiff) = \frac{\vec{r}_{inc}.\vec{r}_{diffs}}{\| \vec{r}_{inc} \| \, . \, \| \vec{r}_{diffs} \|} = \vec{r}_{inc}.\vec{r}_{diffs}$$

On calcule les différents produits qui interviennent dans l'angle de diffusion, $proda = x_{inc} \times x_{diffs}$, $prode$ en y et $prodi$ en z, et avec le dénominateur suivant :

$$denomin = \frac{1}{(\cos\theta_s \ + \sin\varphi_s \ \times \cos\varphi_s \ )(\cos\theta_f \ + \sin\varphi_f \ \times \cos\varphi_f \ )}$$

l'angle de diffusion s'écrit :

$$alphadiff = acos\frac{(proda + prode + prodi)}{denomin}$$

Annexe F

Simulation Monte-Carlo

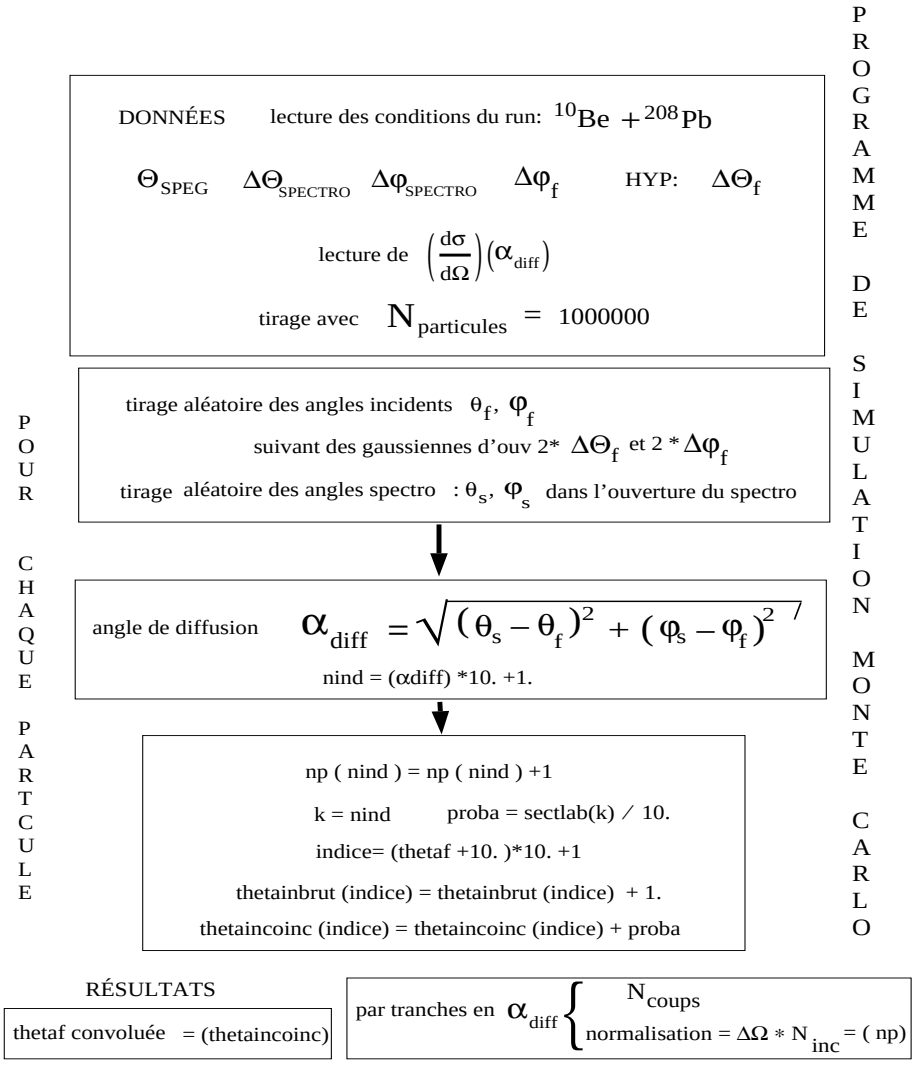


FIG. F.1: *Programme de simulation Monte-Carlo.*

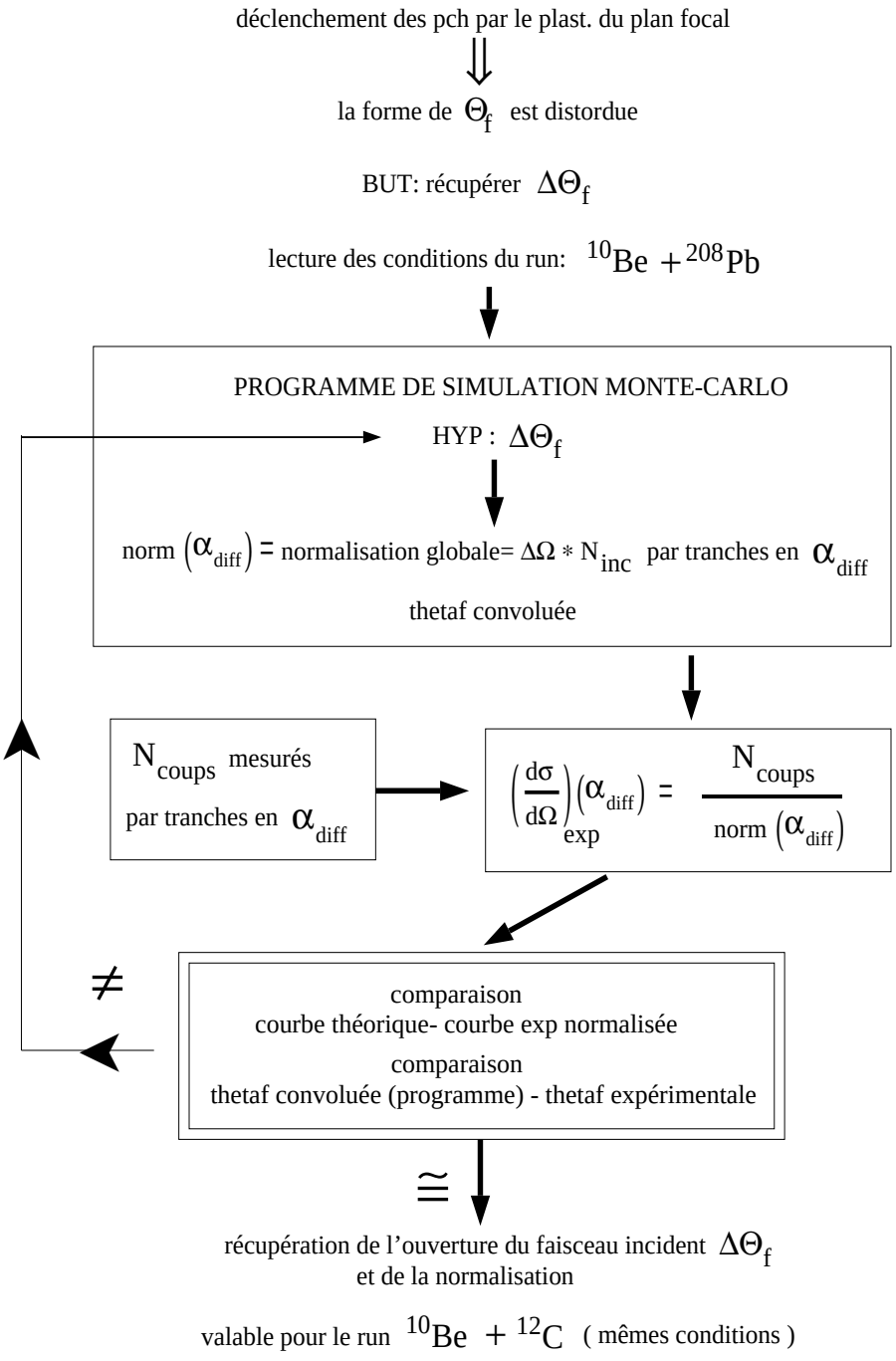


FIG. F.2: *Organigramme de la simulation Monte-Carlo.*

Annexe G

Méthode de calcul du centre de gravité dynamique

voici les extraits du programme de dépouillement (skippy.f) concernant le calcul du centre de gravité dynamique :

```
c*********************************************************
          call leclon
           cgy2=cgy20
           print *,'cgy2=',cgy2
          call lectrx
          call lectry
c         call lecide
c --- Traitement de l'evenement
          nevt=nevt+1
c ========================================================
c
c----Traitement de l'evenement
c
c subroutines de traitement de l'\'ev\'enement:
Call appel_calculs
C*** calcul du centre de gravite dynamique (m\'ethode W.Mittig.)
         call CGdyn(nevt)
c 69      return

c ========================================================
        subroutine CGdyn(nevt)
```

```
c valeurs lues dans dans le fichier dolon.dat appel\'e dans
c la subroutine leclon
        real cgy2,shift,tempscg,y2corr
        common/nbevtmoy/Nmoy
        common/cgdyn0/cgy2moy,cgy20,y2min,y2max
        common/ntuaber/x11,x11g,x21,x21g,y1,y2,xfoc,yfoc,
     1       thetafoc,phifoc,theta2,phi2,alon1,alon2
        common/ntucgy/cgy2,shift,tempscg,y2corr

          if(y2.gt.y2min.and.y2.lt.y2max)then
          cgy2=cgy2*(1-(1/float(Nmoy)))+y2/float(NMoy)
          shift=cgy2-cgy2moy
          y2corr=y2-shift
          tempscg=nevt/Nmoy
        endif

        return
        end
*************************************************************
```

On crée un N-tuple dans le programme, qui permet de tracer y2corrige ou le shift en fonction du tempscg= temps calculé. Cela permet de vérifier si l'on a des oscillations en fonction du pseudo-temps tempscg qui est calculé par rapport au numéro d'événement. Si l'on a des structures périodiques en fonction du "temps", cela signifie qu'un problème lié à l'électronique affecte les données et crée des pics spurieux. Sinon, il s'agit d'un problème dû au faisceau lui-même (aberrations, division du faisceau en deux composantes qui vont créer deux taches dans les matrices ϕ_f en fonction de θ_f).

On peut rentrer à chaque lecture la valeur moyenne cgy2moy, Nmoy et cgy20. On peut aussi sélectionner la zone de y2 sur laquelle on veut effectuer le calcul : l'intervalle [y2min ; y2max].

Liste des figures

.1 Approches de la matière nucléaire à partir de l'interaction NN libre . 14
.2 Table des noyaux connus et prévus 16
.3 Structures en couches des niveaux nucléaires à une particule pour différents potentiels 19
.4 Table des noyaux légers 21

I.1 Potentiel nucléon-nucléon dans l'espace des coordonnées pour une onde S 29
I.2 Distributions de densités de protons et neutrons des noyaux étudiés, calculées par H. Sagawa 34
I.3 Probabilité de densité de corrélation de l'^{6}He (Zhu93) 35
I.4 Distribution de la perte d'énergie du projectile ^{10}Be diffusé, mesurée au plan focal de SPEG à $\Theta_{lab} = 2{,}3°$ pour la réaction ^{10}Be $+(CH_2)_3$ à 59,3 A.MeV 37
I.5 Diffusion quasi-élastique de ^{11}Li sur ^{12}C à 637 MeV 40
I.6 Sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He + ^{12}C (E229) calculées par un modèle de champ moyen et un modèle à quatre corps 41
I.7 Comparaison des sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He sur proton obtenues par un calcul avec le potentiel JLM, en supposant diverses formes pour la densité de l'^{6}He, avec ou sans halo 43
I.8 Sections efficaces noyau-proton calculées avec le potentiel JLM (CG96) 45
I.9 Sections efficaces noyau-proton calculées avec le potentiel CH89 (CG96) 46
I.10 Illustration des caractéristiques des noyaux riches en neutrons par l'exemple de l'^{6}He 48

II.1 Plan des aires expérimentales du GANIL couplées à SPIRAL 57
II.2 Vue en perspective de SISSI 59
II.3 Effet optique des 2 solénoïdes de SISSI 61

II.4 Taux de production du faisceau secondaire calculé avec le code INTENSITY en fonction de l'épaisseur de la cible dans le cas de l'^{6}He . 64
II.5 Estimation du taux de production de l'^{6}He en fonction de $B\rho$ (code INTENSITY) 66
II.6 Configuration de la chambre expérimentale SPEG 71
II.7 Perte d'énergie 72
II.8 Achromatisme 73
II.9 Porte-cibles 76
II.10 Ensemble de détection de la chambre SPEG (E251) 78
II.11 Ensemble de détection de la chambre SPEG (E269) 79
II.12 Ensemble de détection au plan focal du SPEG 80
II.13 Zones fonctionnelles d'une chambre à dérive 82
II.14 Schémas de l'électronique des chambres à dérive 83
II.15 Modules des détecteurs de faisceau 85
II.16 Schéma de l'électronique des petites chambres à dérive 86
II.17 Spectre de corrélation en temps cd1xg-cd1xd sur la première petite chambre à dérive 87
II.18 Schéma de l'électronique des galettes GALTEMPS (*Alpha*) 88
II.19 Électronique des galettes GALOTTE (cible) 89
II.20 Schéma en coupe, dans le plan vertical contenant l'axe du faisceau, du détecteur à galettes de microcanaux (Odl96) 91
II.21 Principe de la chambre à ionisation 93
II.22 Schéma de l'électronique du plastique et de la chambre à ionisation . 94
II.23 Angle de diffusion calculé avec incidence normale sur la cible 98
II.24 Angle de diffusion calculé avec les petites chambres 99
II.25 Paramètres bruts et calculés de l'expérience 101
II.26 Principe d'un dégradeur achromatique 103
II.27 Spectres d'identification sans dégradeur dans l'*Alpha* 105
II.28 Spectres d'identification après insertion du dégradeur 106
II.29 Étalonnage en $B\rho$ des chambres à dérive (exp. E251, E269) 109
II.30 Étalonnage en $B\rho$ de Δ_m (E251) 110
II.31 Calibration angulaire du spectromètre 111
II.32 Schéma de la grille d'étalonnage angulaire 113
II.33 Image de la grille en θ, φ au plan focal 114
II.34 Projection de l'image de la grille sur θ 115
II.35 Projection de l'image de la grille sur φ 115

II.36 Étalonnage angulaire petites chambres à dérive –plan focal 116

III.1 Signaux bruts en temps de la première petite chambre à dérive pour un faisceau secondaire de ^{10}Be à 39,1 A.MeV 121
III.2 Distributions des angles θ et φ du faisceau incident de ^{10}Be lors d'un run mené à $\Theta_{SPEG} = 2{,}5$ deg sur cible de Plomb 122
III.3 Distribution en θ du faisceau incident de ^{10}Be sur cible de $(CH_2)_3$ pour un angle du spectromètre de 5 deg 123
III.4 Distributions des angles θ et φ du faisceau incident lors d'un run sans cible avec $\Theta_{SPEG} = 0$ deg 123
III.5 Signaux bruts de longueur des petites chambres à dérive, pour un faisceau secondaire de ^{10}Be à l'énergie de 39,1 A.MeV 124
III.6 Signaux bruts de différence des signaux gauche-droit ou haut-bas des petites chambres à dérive pour un faisceau secondaire de ^{10}Be à 39,1 A.MeV 125
III.7 Spectre de diffusion du ^{10}Beà 39,1 A.MeV sur cible de $(CH_2)_3$ au plan focal du SPEG ; le spectromètre est tourné à 3,5 deg 126
III.8 Spectre de diffusion du ^{11}Be à 38,4 A.MeV sur cible de $(CH_2)_3$ au plan focal du SPEG ; le spectromètre est tourné à 3,5 deg 127
III.9 Spectre de diffusion de l'^{6}He à 38,3 A.MeV sur cible de $(CH_2)_3$ au plan focal du SPEG ; le spectromètre est tourné à 6 deg 127
III.10 Spectre de diffusion de l'^{6}He sur cible de $(CH_2)_3$ au plan focal du SPEG ; le spectromètre est tourné à 3,5 deg 128
III.11 Lignes cinématiques des réactions du ^{10}Be sur la cible de $(CH_2)_3$ à 39,1 A.MeV 130
III.12 Lignes cinématiques des réactions du ^{11}Be sur la cible de $(CH_2)_3$ à 38,4 A.MeV 130
III.13 Lignes cinématiques des réactions de l'^{6}He sur la cible de $(CH_2)_3$ à 38,3 A.MeV 131
III.14 Calcul de la résolution et du décalage en angle de diffusion 133
III.15 Projection sur l'axe du moment Δ_m suivant la tranche angulaire $[3; 3,1]$ du spectre de diffusion du ^{10}Be à 3,5 deg dans le SPEG 134
III.16 Position verticale en fonction de la position horizontale, positions mesurées dans les chambres à dérive du plan focal 137
III.17 Signal de position $X11$ de la première chambre à dérive CD1 de SPEG vu sans et avec conditionnement sur les longueurs des chambres à dérive de SPEG et sur les signaux des petites chambres à dérive . . 139

III.18 Calcul de l'angle solide par découpage de l'acceptance angulaire en portions de couronnes de largeur $d\theta$ 142
III.19 Calcul de l'angle de diffusion 143
III.20 Comparaison entre les sections efficaces simulées non normalisées, et la distribution expérimentale des coups relevés pour la réaction ^{11}Be + ^{208}Pb en fonction de l'angle de diffusion dans le laboratoire. 146
III.21 Comparaison entre les sections efficaces simulées et les sections expérimentales ^{11}Be + ^{208}Pb. Les sections sont normalisées, par $np = (N_{inc} \times \Delta\Omega)(\alpha_{diff})$ 147
III.22 Comparaison des angles θ_f incidents, expérimental et simulé. Distributions simulées, dans le cas du faisceau de ^{11}Be, d'un angle incident θ de forme gaussienne et de l'angle correspondant détecté en coïncidence avec les particules diffusées dans le spectromètre SPEG 148
III.23 Distribution expérimentale de sections efficaces de diffusion élastique à 39,1 A.MeV de ^{10}Be + ^{12}C, superposée à des distributions calculées avec des potentiels globaux 149
III.24 Distribution expérimentale de sections efficaces de diffusion élastique à 38,3 A.MeV de ^{11}Be + ^{12}C, superposée à des distributions calculées avec des potentiels globaux 151
III.25 Distributions angulaires de sections efficaces de diffusion élastique ^{10}Be + ^{12}C mesurées à 39,1 A.MeV et ^{11}Be + ^{12}C à 38,4 A.MeV . . . 151
III.26 Distribution angulaire de sections efficaces de diffusion élastique d'^{6}He + ^{12}C, mesurée à 38,3 A.MeV, présentée avec les données d'^{6}He sur ^{12}C, mesurées à 41,6 A.MeV (E229) 152
III.27 Distributions angulaires de sections efficaces de diffusion élastique ^{10}Be + p et quasi-élastique ^{11}Be + p, mesurées respectivement à 39,1 et 38,4 A.MeV 153
III.28 Distribution angulaire de sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He + p mesurées à 38,3 A.MeV 153
III.29 Distributions expérimentales de sections efficaces ^{6}He + ^{12}C, à 38,3 A.MeV (E269), en fonction du moment transféré dans le centre de masse $Q_{cm}R$, comparées aux distributions mesurées à 41,6 A.MeV (E229) 156
III.30 Distributions expérimentales de sections efficaces ^{10}Be + ^{12}C, à 39,1 A.MeV (E251), en $Q_{cm}R$, comparées aux distributions mesurées à 59,4 A.MeV (E229) 157

III.31 Distributions expérimentales de sections efficaces ^{11}Be + ^{12}C, à 38,4 A.MeV (E251), en $Q_{cm}R$, comparées aux distributions mesurées à 49,3 A.MeV (E229) 157

III.32 Distributions expérimentales en $Q_{cm}R$ de sections efficaces ^{6}He + p à 38,3 A.MeV (E269), comparées aux distributions mesurées à 41,6 A.MeV (E229) 158

III.33 Distributions expérimentales de sections efficaces ^{10}Be + p, à 39,1 A.MeV (E251), en $Q_{cm}R$, comparées aux distributions mesurées à 59,4 A.MeV (E229) 158

III.34 Distributions expérimentales de sections efficaces ^{11}Be + p, à 38,4 A.MeV (E251), en $Q_{cm}R$, comparées aux distributions mesurées à 49,3 A.MeV (E229) 159

IV.1 Densités de neutrons et de protons du ^{12}C calculées à deux paramètres de Fermi 170

IV.2 Structure du ^{11}Be 173

IV.3 Distribution de densités de protons et neutrons de l'^{6}He en calculs à 3 corps (he6fa et he6fc6) (Tho97) et calculés par H. Sagawa & al. (Sag92) 175

IV.4 Distribution de densités de cœur et d'une particule de valence de l'^{6}He en calculs à trois corps (he6fa et he6fc6) (THOco97) 176

IV.5 Modèle de convolution 192

IV.6 Superposition des données de diffusion élastique ^{6}He + ^{12}C à 38,3 A.MeV, ^{10}Be + ^{12}C, à 39,1 A.MeV, et ^{11}Be + ^{12}C, à 38,4 A.MeV à des courbes de sections efficaces obtenues dans le cadre du modèle de convolution avec l'interaction M3Y 201

IV.7 Sections efficaces de diffusion élastique ^{6}Li + p calculées avec JLM . 205

IV.8 Méthode d'analyse 207

IV.9 Sections efficaces expérimentales de ^{10}Be sur proton comparées aux calculs JLM et CH89 208

IV.10 Effet de la résolution sur la courbe des sections efficaces ^{6}He + p, calculées avec le potentiel JLM 209

IV.11 Courbe de sections efficaces de diffusion élastique ^{10}Be + p, calculée avec le potentiel JLM ($\lambda_W = 0,8$), superposée à la courbe prenant en compte les effets liés à la résolution angulaire des mesures de diffusion : $\Delta\Theta_{CM} = 5,5°$ 209

IV.12 Sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He + p calculées avec CH89 et avec l'interaction JLM prise pour deux types de densité. 210
IV.13 Comparaison des sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He sur proton expérimentales et calculées, obtenues par un calcul avec le potentiel JLM en supposant diverses formes pour la densité de l'^{6}He, avec ou sans halo 211
IV.14 Sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He + p 212

V.1 Définition des coordonnées de position dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau, dans le cas d'un projectile à 2 corps et d'un projectile à 3 corps 218
V.2 Définition des coordonnées de position dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau dans le cadre du modèle adiabatique à quatre corps 220
V.3 Sections efficaces n + ^{12}C calculées avec JLM 222
V.4 Reproduction des données de diffusion α + ^{12}C, à 139 MeV, à 166 MeV et 172 MeV, grâce à l'interaction BDM3Y1 et à l'ajustement de la partie imaginaire 224
V.5 Diffusion élastique ^{6}He sur ^{12}C calculée par la méthode de convolution en clusters et dans le cadre du modèle adiabatique avec un couplage en onde s, et les couplages complets *spdd* 225
V.6 Diffusion élastique ^{6}He sur ^{12}C à 38,3 A.MeV, calculée dans le cadre du modèle adiabatique, avec différentes fonctions d'onde à trois corps 227
V.7 Facteur de forme $\mid F(Q) \mid^2$ du ^{11}Be calculé comme fonction de θ_{cm} pour la diffusion élastique du ^{11}Be sur ^{12}C 229
V.8 Calculs des distributions angulaires de sections efficaces de la diffusion élastique ^{11}Be sur ^{12}C à 38,4 A.MeV, avec rqm = 2,9 fm pour le ^{11}Be 230
V.9 Calculs des distributions angulaires de sections efficaces de la diffusion élastique ^{11}Be sur ^{12}C à 38,4 A.MeV, avec trois rqm différents pour le ^{11}Be 231
V.10 Calculs de la diffusion élastique de l'^{6}He sur ^{12}C en champ moyen et en modèle à plusieurs corps à 38,3 A.MeV 232
V.11 Sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He + p à 38,3 A.MeV 234
V.12 Sections efficaces de diffusion élastique ^{10}Be + p à 39,1 A.MeV . . . 235
V.13 Sections efficaces de diffusion élastique ^{11}Be+ p à 38,4 A.MeV 236

V.14 Sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He + p à 38,3 A.MeV calculées avec CH89 et un potentiel de polarisation 238
V.15 Partie réelle du potentiel d'interaction employé pour décrire la diffusion élastique ^{6}He + p à 38,3 A.MeV 239
V.16 Sections efficaces de diffusion élastique ^{10}Be + p calculées avec CH89 et un potentiel de polarisation à 39,1 A.MeV 240
V.17 Sections efficaces de diffusion élastique ^{11}Be+ p calculées avec CH89 et un potentiel de polarisation à 38,4 A.MeV 240
V.18 Sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He + p à 71 A.MeV reproduites avec CH89 et grâce au potentiel de polarisation obtenu par l'analyse de la diffusion ^{6}He + p à 38,3 A.MeV 242
V.19 Reproduction des données de sections efficaces de diffusion élastique ^{6}Li + p à 72 A.MeV et ^{7}Li + p à 72 A.MeV avec le potentiel CH89 . 243
V.20 Reproduction des données de sections efficaces de diffusion élastique ^{11}Li + p à 62 A.MeV avec le potentiel CH89 et un potentiel de polarisation empirique 244
V.21 Reproduction d'un ensemble de données de sections efficaces de diffusion élastique ^{8}He + p à 32, à 66 et 73 A.MeV avec le potentiel CH89 et le même potentiel de polarisation empirique 245
V.22 Potentiels d'interaction employés pour décrire la diffusion élastique ^{6}He + ^{12}C à 38,3 A.MeV avec le potentiel de polarisation 249
V.23 Effets des voies couplées aux excitations nucléaires dipolaires sur la diffusion élastique ^{6}He + p 257
V.24 Sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He + p calculées avec JLM et différentes densités pour l'^{6}He 260
V.25 Reproduction des données de sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He + ^{12}C à 38,3 A.MeV à l'aide d'un potentiel de convolution (CDM3Y6-Paris) incluant une densité gaussienne et d'un potentiel de polarisation empirique 262
V.26 Reproduction des données de sections efficaces de diffusion élastique ^{6}He + ^{12}C à 38,3 A.MeV à l'aide d'un potentiel de convolution (CDM3Y6-Paris) incluant la densité fc6 et d'un potentiel de polarisation empirique 263
V.27 Reproduction des données de sections efficaces de diffusion élastique ^{10}Be + ^{12}C à 39,1 A.MeV à l'aide d'un potentiel de convolution (CDM3Y6-Paris) et d'un potentiel de polarisation empirique 264

V.28 Reproduction des données de sections efficaces de diffusion élastique ^{11}Be + ^{12}C à 38,4 A.MeV à l'aide d'un potentiel de convolution (CDM3Y6-Paris) et d'un potentiel de polarisation empirique 265
.29 Pour connaître l'interaction effective NN 277

B.1 Conventions d'angles pour TRANSPORT 281

C.1 Résolution du spectromètre 285
C.2 Cinématique et focale 286

D.1 Dispositif au niveau de l'*Alpha* 289

F.1 Programme de simulation Monte-Carlo. 295
F.2 Organigramme de la simulation Monte-Carlo. 296

Liste des tableaux

I.1 Estimations des rayons quadratiques moyens de quelques noyaux à halo par le modèle de Karol (Tan88) et le modèle à plusieurs corps (Kha96) comparés aux valeurs de la systématique $R = R_0.A^{1/3}$ 33

II.1 Caractéristiques du système SISSI 60
II.2 Production des faisceaux secondaires estimés par LISE 65
II.3 Production des faisceaux secondaires estimés par INTENSITY 67
II.4 Valeurs des transmissions de SISSI couplé au spectromètre *Alpha* . . 69
II.5 Calibration des chambres à dérive (E251) 107
II.6 Calibration des chambres à dérive (E269) 108
II.7 Conditions expérimentales 117
II.8 Production du faisceau secondaire (résultats expérimentaux) 118

III.1 Plages angulaires des résultats 132
III.2 Résolutions en énergie et angulaire des réactions étudiées avec les trois faisceaux secondaires 136

IV.1 Rayons quadratiques moyens des distributions de matière calculées par H. Sagawa & al. (Sag92) pour le ^{11}Be 172
IV.2 Rayons quadratiques moyens des distributions de protons, neutrons et de matière calculées par H. Sagawa & al. (Sag92) 174
IV.3 Paramétrisation CH89 pour la diffusion proton-noyau (Var91) 189
IV.4 Paramètres du potentiel CH89 pour la diffusion proton-noyau à 40 A.MeV 190
IV.5 Paramètres de la partie imaginaire des potentiels de diffusion élastique noyau exotique sur carbone 200

V.1 Paramètres des potentiels Woods-Saxon $\{n + ^{12}C\}$ et $\{\alpha + ^{12}C\}$ employés dans le modèle à plusieurs corps pour décrire la diffusion élastique ^{6}He + ^{12}C. 221

V.2 Paramètres (N_r, W_I, R_I) du potentiel d'interaction pour les trois ensembles de données α + ^{12}C analysés dans le cadre du modèle de convolution 223
V.3 Paramètres de normalisation des potentiels JLM pour ^{6}He sur proton à 38,3 A.MeV 234
V.4 Paramètres de normalisation des potentiels JLM pour ^{10}Be sur proton à 39,1 A.MeV 235
V.5 Paramètres de normalisation des potentiels JLM pour ^{11}Be sur proton à 38,4 A.MeV 236
V.6 Paramètres de la partie réelle du potentiel CH89 et du potentiel de polarisation calculés pour la diffusion élastique noyau sur proton à 40 A.MeV 241
V.7 Paramètres des noyaux exotiques légers 246
V.8 Paramètres des potentiels de volume imaginaire et de polarisation pour ^{10,11}Be sur carbone respectivement à 39,1 et à 38,4 A.MeV. . . . 265
V.9 Sections efficaces de réaction de l'^{6}He à 38,3 A.MeV calculées avec l'interaction JLM 267

A.1 Symboles des signaux électroniques 279
A.2 Symboles des modules électroniques 280

C.1 Caractéristiques de SPEG (Bia89) 288

Références

[ADNDT74] H. de Vries & al., Atomic Data and Nuclear Data Tables, **Vol.14**, No. **5, 6**, Nov/Dec 1974.

[ADNDT88] Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. **39**, No. **2**, July 1988, *Atomic Mass Predictions* 1986-1987.

[ADNDT90] H. Hubert, R. Bimbot et H. Gauvin, Atomic Data and Nuclear Tables, **Vol 46-1** (1990).

[AjS88] F. Ajzenberg-Selove, *Energy levels of light nuclei A = 5-10*, Nucl. Phys. **A** 490 (1988) 1.

[AjS90] F. Ajzenberg-Selove, *energy levels of light nuclei A = 11-12*, Nucl. Phys. **A 506** (1990) 1.

[AjS91] F. Ajzenberg-Selove, *Energy levels of light nuclei A = 13-15*, Nucl. Phys. **A 523** (1991).

[ALAco] N. Alamanos, *communication privée.*

[Ala84] N.Alamanos & al., Phys. Lett. **137B** (1984) 37.

[Alk97] G. D. Alkhazov & al., *Nuclear matter distributions in ^{6}He and ^{8}He from small angle p-He scattering in inverse kinematics at intermediate energy*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2313.

[AlRo96] N.Alamanos, P.Roussel-Chomaz, Ann. Phys. Fr., vol **21**, 601 (1996).

[AnTB83] R.Anantaraman, H. Toki et G.F. Bertsch, Nucl. Phys. **A 398** (1983) 269.

[Ann87] R.Anne & al, NIM in Phys. Res **A 257** (1987) 215.

[Ann95] R.Anne & al, *Projectile Coulomb excitation with fast radioactive beams*, Z. Phys. **A 352** (1995) 397.

[AzSa85] M. El Azab Farid et G. R. Satchler, Nucl. Phys. **A 438** (1985) 525, Nucl. Phys. **A 441** (1985) 157.

[Bar96] G. Bartnitzky & al., *Model-unrestricted nucleus-nucleus scattering potentials from measurement and analysis of* $^{16}O + ^{16}O$ *scattering*, Phys. Lett. **B 365** (1996) 23.

[BeGr69] F.D. Becchetti et G.W Greenlees, Phys. Rev. **182** (1969) 1190.

[Bel95] M.D.Belbot & al., *A delayed n decay of* ^{14}Be , Phys. Rev **C 51** (1995) 239.

[Ber91] G.F. Bertsch & al., *Pair correlations near the neutron drip line*, Annal of Phys. **209** (1991) 327.

[Ber77] G. Bertsch & al., Nucl. Phys. **A 284** (1977) 399.

[BERT93] C.A. Bertulani, L.F. Canto et M.S. Hussein, *Structure and reactions of neutron-rich nuclei*, Phys. Rep. **Vol 226** (1993).

[BERT95] C.A. Bertulani, L.F. Canto, M.S. Hussein, *A coupled-channels study of* ^{11}Be *Coulomb excitation*, Phys. Lett. **B 353** (1995) 413-416.

[Bia89] L.Bianchi & al., *SPEG : an energy loss spectrometer for Ganil*, NIM **A 276** (1989) 509-520.

[Bla80] J.-P. Blaizot, Phys. Rep. **64** (1980) 171.

[BMH60] B. Buck, R.N Maddison et P.E Hodgson, Phil. Mag. **5** (1960) 1181.

[Bor83] V.Borrel & al., Z. Phys. **A 314** (1983) 191.

[Bra72] K. H. Bray & al., *Elastic and inelastic scattering of protons from* ^{6}Li *between 25 and 45 MeV*, Nucl. Phys. **A 189** (1972) 35.

[BrM90] R. Brockmann et R. Machleidt, Phys. Rev. **C 42** (1990) 1965.

[Bro83] R.A. Broglia & al., Phys. Lett. **B 133** (1983) 34.

[BrR78] F.A.Brieva et J.R. Rook, Nucl. Phys. **A 307** (1978) 493.

[BrSa88] M.E.Brandan et G.R. Satchler, Nucl. Phys. **A 487** (1988) 477.

[BrSa97] M.E.Brandan et G.R. Satchler, *The interaction between light heavy-ions and what it tells us*, Phys. Rep. **285** (1997) 143-243.

[Bru55] K.A. Brueckner , Phys. Rev. **97** (1955) 1353.

[BrW81] R.A. Broglia & A.Winther, *Heavy Ions Reactions, Lectures notes*, **vol I** : *Elastic and Inelastic reactions* (page 114), the Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc.

[CaLa96] F.Carstoiu, M.Lassaut, *Microscopic description of elastic scattering and reaction cross section of* ^{6}Li *and* ^{11}Li, Nucl. Phys. **A 597** (1996) 269.

[CaLo92] F.Carstoiu, R.J.Lombard, *A new method of evaluating folding integrals*, Ann. Phys. **217** (1992) 279.

[Cas] J-M. Casandjian, *subroutine ABER*, Annexe de [zMit94].

[CFJ98] A.Cobis, D.V.Fedorov, et A.S.Jensen, nucl-th/9804057.

[CG94] M.D. Cortina-Gil & al., *Proceedings of the Fifth International conference on Nucleus-Nucleus Collisions*, Taormina, Italy, 30 mai — 04 juin 1994.

[CG95] M. D. Cortina-Gil & al., Nucl. Phys. **A 583** (1995) 787.

[CG96] M.D. Cortina-Gil & al., *Proton Elastic Scattering on Light Neutron-Rich Unstable Nuclei*, Phys. Lett. **B 401** (1997) 9-14.

[Cha95] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, et F. Schaeffer, Physica Scripta **T 56** (1995) 231.

[Che97] R.Crespo, J.A Tostevin et R.C Johnson, *Spin dependence of the scattering of protons from halo nuclei*, Phys. Rev. **C 51** (1995) 3283.

[Chr97a] J.A.Christley, J-S.Al-Khalili, J.A.Tostevin et R.C Johnson, *Four body adiabatic model applied to elastic scattering*, Nucl. Phys. **A 624** (1997) 275-292. *(*$^{11}Li + {}^{12}C$*)*.

[Chr97b] J.A. Christley,J.S. Al-Khalili, J.A. Tostevin et R.C. Johnson, *Adiabatic model calculations for the elastic scattering of* $^{6}Li + {}^{12}C$, Nucl. Phys. **A**, Juin 1997.

[Coo93] E. D. Cooper & al., Phys. Rev. **C47** (1993) 297.

[DeGo80] J. Dechargé et D. Gogny, Phys. Rev. **C21** (1980) 1568.

[Dan94] B.V. Danilin, I.J. Thompson, M.V. Zhukov, J.S. Vaagen et J.M. Bang, Phys. Lett **B 333** (1994) 299.

[DoNa97] J. Dobaczewski et W.Nazarewicz, *Theoretical Aspects of Science with Radioactive Nuclear Beams*, Phil. Transactions, in press, 1997 ; nucl-th/9707049.

[Fed93] D.V. Fedorov & al, *General properties of halos*, Phys. Lett. **B 312**(1993)1.

[Fes58] H. Feshbach, Ann. Phys. **5** (1958) 357.

[Fes92] H. Feshbach, *Theoretical Nuclear Physics (Wiley, New York 1992).*

[Fuk91] M. Fukuda & al. Phys. Lett. **B268** (1991) 339.

[Fun94] S. Funada, H.Kameyama, et Y. Sakuragi, *Halo structure and soft dipole mode of the ^{6}He nucleus in the $\alpha + n + n$ cluster model*, Nucl. Phys. **A 575** (1994) 93.

[Fun95] S. Funada, *Coulomb excitation of soft dipole states and its effects on the elastic scattering* Prog. of Theo. Phys. **vol 93**, No. 2 (1995).

[Gar98] E.Garrido, D.V. Fedorov et A.S.Jensen, *2-n removal reactions of ^{6}He treated as a three-body halo*, nucl-th/980305.

[Gol74] A. S. Goldhaber, Phys. Lett. **B 53** (1974) 306.

[GSB74] D. A. Goldberg, S. M. Smith, et G. F. Burdzik, *Refractive behavior in intermediate-energy alpha scattering*, Phys. Lett. **B 53** (1974) 306.

[Han87] P. G. Hansen et B. Jonson, Europhys. Lett. **4** (1987) 409.

[Hir93] S. Hirenzai, H. Toki et I. Tanihata, Nucl. Phys. **A 552** (1993) 57.

[Hod60] P.E.Hodgson, Nucl. Phys. **A 21** (1960) 28.

[Huf75] J. Hüfner, Phys. Rev. **C 12** (1975) 1888.

[HuSa94] M.S Hussein et G.R.Satchler, *Halos and rainbows : the elastic scattering of light "exotic" nuclei*, Nucl. Phys. **A 567** (1994) 165-182.

[IoM85] A.A.Ioannides et R.S. Mackintosh, Nucl. Phys. **A 438** (1985) 354.

[JLM76] J.P. Jeukenne, A. Lejeune et C. Mahaux, Phys. Rep. **25** (1976) 83.

[JLM77] J.P. Jeukenne, A.Lejeune et C.Mahaux, *Optical-model potential in finite nuclei from Reid's hard core interaction*, Phys. Rev. **C 16** (1977) 80.

[JoSo70] R.C Johnson et P.J.R Soper, Phys. Rev. **C 1** (1970) 976.

[JKT97] R.C Johnson, J.S Al-Khalili et J.A Tostevin, *Elastic scattering of halo nuclei*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 2771.

[Kha95a] J.S Al-Khalili, *Effect of the breakup channel on ^{11}Li elastic scattering*, Nucl. Phys. **A 581** (1995) 315.

[Kha95b] J.S Al-Khalili, I.J Thompson et J.A Tostevin, *Evaluation of an eikonal model for ^{11}Li-nucleus elastic scattering*, Nucl. Phys. **A 581** (1995) 331.

[Kha96a] J.S Al-Khalili & al., *Elastic scattering of ^{6}He and its analysis within a four-body eikonal model*, Phys. Lett. **B 378** (1996) 45.

[Kha96b] J.S.Al-Khalili, J.A. Tostevin et I.J. Thompson, *Radii of halo nuclei from cross section measurements*, Phys. Rev. **C 54** (1996) 1843.

[KHAco98] J.S.Al-Khalili, communication privée.

[KhT96] J.S.Al-Khalili, et J.A. Tostevin, *Matter Radii of Light Halo Nuclei*, Phys. Rev. Lett **76**, 21 (1996) 3903.

[KhT98] J.S.Al-Khalili, et J.A. Tostevin, *Few-body calculations of proton- $^{6,8}He$ scattering*, to be published in Phys. Rev.

[KTB97] J.S.Al-Khalili, J.A. Tostevin, et J.M.Brooke, *Beyond the eikonal model for few-body systems*, Phys. Rev. **C 55** (1997) 3 R1018.

[KhO95a] D. Khoa , W. von Oertzen & al., *Equation of state for cold nuclear matter from refractive $^{16}O + ^{16}O$ elastic scattering*, Phys. Rev. Lett. **74**, 1 (1995) 34.

[KhO95b] D. T. Khoa, W. von Oertzen & al.,
Realistic scenario for the quasielastic scattering of ^{11}Li, $^{11}C + ^{12}C$ at $E/A \simeq 60$ MeV, Phys. Lett. **B 358** (1995) 14-20.

[KhO95c] D. T. Khoa , W. von Oertzen & al., Phys. Lett **B 342** (1995) 6.

[KHOco98] D. T. Khoa, *communication privée.*

[Kis87] A.Kiss & al., *Inelastic scattering of 172,5 MeV α particles by ^{12}C*, J. Phys. G : Nucl. Phys. **13** (1987) 1067.

[Kol92] J.J. Kolata & al., Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 2631.

[Kor93] A.A Korsheninnikov & al., *Scattering of radioactive nuclei ^{6}He and ^{3}H by proton. Effects of neutron skin and halo in ^{6}He, ^{8}He and ^{11}Li.*, Phys. Lett. **B 316** (1993) 38.

[Kox87] Kox , Phys. Rev. **C 35** (1987) 1678.

[KSO97] D. Khoa , G.R. Satchler, et W. von Oertzen , *Nuclear incompressibility and density dependent NN interactions in the folding model for nucleus-nucleus potentials*, Phys. Rev. **C. 56 nb 2** (1997) 954.

[Lan62] A.M. Lane, Nucl. Phys. **A 35** (1962) 676.

[Lew93] M. Lewitowicz & al., Nucl. Phys. **A 562** (1993) 301.

[Lig93] R.Liguori-Neto & al., Nucl. Phys. **A 560** (1993) 733.

[LiHe96] X.Li et P.H Heenen, *Self consistent Calculations of Be isotopes*, Phys. Rev. **C 54** (1996) 1617.

[LoO75] W.G Love et L. W. Owen, Nucl. Phys. **A 239** (1975) 74.

[Lov81] W.G Love et Franey, Phys. Rev. **C 24** (1981) 1073.

[Mac74] R.S. Mackintosh, Nucl. Phys. **A 230** (1974) 195.

[Man71] G. S. Mani & al., Nucl. Phys. **A 165** (1971); **A 172** (1971) 166.

[Mat89] J.-F. Mathiot, Phys. Rep. 173 (1989) 63.

[MeDi83] S. Mellena et F. Dietrich, Phys.Rev. **C 28** (1983) no 6.

[Mel83] S. Mellema, R.Finlay, F. Dietrich et F. Petrovich, Phys. Rev. **C 28** (1983) 2267.

[Mer93] M.C. Mermaz, Phys. Rev. **C 47** (1993) 2213.

[Mer94] M.C. Mermaz, Phys. Rev. **C 50** (1994) 2620.

[Mil83] D.J Millener, J.W Oness, E.K Warburton, et S.S Hanna, Phys. Rev. **C 28** (1983) 497.

[MmC96] M.Mac Cormick & al., *High precision measurements at high counting rates with drift chambers and multi-hit electronics*, rapport GANIL **R98-02** 1998.

[Moo92] C. B. Moon & al., *Measurements of* $^{11}Li + p$ *and* $^{9}Li + p$ *elastic scatterings at 60 MeV*, Phys. Lett. B 297 (1992) 39.

[Nad93] A. Nadasen & al., Phys. Rev. **C 47** (1993) 674.

[Nad89] A. Nadasen & al., Phys. Rev.**C 39** (1989) 536.

[Nag96] M. A. Nagarajan et F. Zardi, *Structure of the dynamical polarization potential*, Phys. Rev. **C 54** 1 (1996) 435.

[Nak97] T. Nakamura et & al., *Coulomb excitation of* ^{11}Be , Phys. Lett. **B** 394 (1997) 11.

[Naz98] W. Nazarewicz, *Frontiers of nuclear structure*, Nucl. Phys. **A 630** (1998) 239.

[NeVa72] J. W. Negele, D. Vautherin, *Density-Matrix Expansion for an effective Nuclear Hamiltonian*, Phys.Rev. **C 5** (1972) 1472.

[NuPECC97] , Rapport NuPECC 1997.

[Odl96] O.H. Odland, W. Mittig, A. Lépine-Szily, G. Frémont , M. Chartier, M. Mac Cormick, et J. M. Casandjian, NIM **A 378** (1996) 149-154.

[Ots93] T. Otsuka & al., Phys. Rev. Lett **70** (1993) 1385, *Structure of exotic neutron-rich nuclei.*

[Pat76] D.M. Patterson, R.R. Doering et A.Galonsky, *An energy-dependant Lane-model nucleon-nucleus optical potential*, Nucl.Phys. **A 263** (1976) 261-275.

[PeL81] F. Petrovich et W. G. Love, Nucl. Phys. **A 354** (1981) 499.

[Pet69] F. Petrovich, H. Mc Manus, V. A. Madsen et J. Atkinson, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 895.

[Pet82] F. Petrovich & al., Nucl. Phys. **A 383** (1982) 355.

[Petl85] J.S. Petler & al., *Microscopic optical model analysis of nucleon scattering from light nuclei*, Phys. Rev. **C 32** (1985) 673.

[Pet86] F.Petrovich & al., Ann. Rev. Nucl. Part. Scie. **36** (1986) 26.

[Pet93] F.Petrovich & al., *Consistent folding model description of nucleon elastic, inelastic, and charge-exchange scattering from $^{6,7}Li$ at 25-50 MeV* , Nucl. Phys. **A 563** (1993) 387.

[Pec95] I.Pecina & al., Phys. Rev. **C 52** (1995) 191.

[Pud98] B.S. Pudliner, V. R. Pandaripande, J.Carlson, S. C. Pieper et R. B. Wiringa, *Quantum Monte Carlo calculations of nuclei with $A \leq 7$*, nucl-th 9705009.

[Ray81] J.Raynal, Phys. Rev **C 23**, no 6 (1981) 2571.

[Rei68] R. Reid , *Local Phenomenological Nucleon-Nucleon Potentials, (Reid's hard core)*, Ann. Phys. (NY) **50** (1968) 411.

[RiJ93] K. Riisager et S.Jensen, Phys. Lett. **B 301** (1993) 6.

[Rou85] P. Roussel & al., Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1779.

[Rou88] P. Roussel-Chomaz & al., Nucl. Phys. . **A 477** (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, *Density distributions of halo nuclei*, Phys. Lett. **B 286** (1992) 7.

[Sak82] Y. Sakuragi, M. Yahiro, et M. Kamimura, Prog. Th. Phys. Lett. **68** 1 (1982) 82.

[Sak83] Y. Sakuragi & al., *Elastic scattering and break-up of ^6Li, (A new type of Dynamical Polarization Potential*), Prog. Th. Phys. **70** 4 (1983) 1047.

[Sak86] Y. Sakuragi, M. Yahiro, et M. Kamimura, Prog. Th. Phys. Supp. **89** 4 (1986) 136.

[Sak87] Y. Sakuragi, *Energy and target dependence of projectile break-up effect in elastic scattering of ^6Li*, Phys. Rev **C 35**, 6 (1987) 2161.

[SaKa84] Y.Sakuragi et M. Kamimura, $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ *break-up effect on the scattering of* $^{16}O + {}^{12}C$ *and* $^{13}C + {}^{12}C$, Phys. Lett. **B 149** (1984) 307.

[Sak95] Y. Sakuragi, S. Funada et Y.Hirabayashi, *Coulomb dissociation of* ^{6}He *and* ^{11}Li *and its effect on the elastic scattering*, Nucl. Phys. **A 472** (1987) 215.

[SatL79] G.R. Satchler et W.G. Love, Phys. Rep. **55** (1979) 183.

[Sat87] G.R. Satchler, Nucl. Phys. **A 472** (1987) 215.

[Sat94] G.R. Satchler, Nucl. Phys. **A 579** (1994) 241.

[Sch81] P.Schwandt & al., Phys. Rev **C 24** (1981) 1522.

[Sky59a] T.H.R Skyrme, *The effective nuclear potential*, Nucl. Phys. **A 9** (1959) 615.

[Sky59b] T.H.R Skyrme, *The spin-orbit interaction in nuclei*, Nucl. Phys. **A 9** (1959) 635.

[Sky59c] T.H.R Skyrme, *Some distorsion effects in the nuclear p-shell*, Nucl. Phys. **A 9** (1959) 649.

[Smi73] S. M. Smith & al., Nucl Phys. **A 207** (1973) 273 (*données élastiques* α *sur* ^{12}C *à 139 MeV*).

[Sum90] K. Sümmerer & al., Phys.Rev. **C 42** (1990) 2546.

[TaB70] B. Tatischeff, I. Brisaud, Nucl. Phys. **A 155** (1970) 89.

[Tak88] Takigawa & al., Phys. Lett. B 288 (1988).

[Tan85] I. Tanihata & al., Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2676, Phys. Lett. **B 160** (1985) 380.

[Tan88] I. Tanihata & al., Phys. Lett. B206 (1988) 592.

[Tan92] I. Tanihata & al., Phys. Lett. **B 289** (1992) 261.

[Tan96] I. Tanihata & al., J. Phys.**G 22** (1996) 157.

[THFB96] J. Terasaki, P.-H. Heenen, H. Flocard, et P. Bonche, Nucl. Phys. **A 600** (1996) 371.

[THOco97] I. Thompson, *communication privée.*

[TKT93] I.J. Thompson, J.S. Al-Khalili, J.A. Tostevin et J.M. Bang, Phys. Rev. **C 47** (1993) R 1364.

[ThNa81] I.J. Thompson et M.A. Nagarajan, *Break-up effects in elastic scattering of* ^6Li, Phys. Lett. **106 B**, 3 (1981) 163.

[ToAlK] J.A. Tostevin et J.S. Al-Khalili, *How large are the halos of light nuclei ?*, *Nucl. Phys* **A 616** (1997) 418.

[VaBr72] D. Vautherin, D. M. Brink, *Hartree-Fock calculations with Skyrme's interaction. I. Spherical Nuclei*, Phys. Rev. **C3** (1972) 626.

[Var91] R.L. Varner, W.J Thompson, T.L. McAbee, E.J. Ludwing et T.B Clegg, Phys. Rep. **201** (1991) 57.

[Web94] J.A. Weber & al., Nucl. Phys. **B 578** (1994) 659.

[Win92] J.A. Winger & al., NIM in Phys. Rev **B 70** (1992) 380.

[Yab92] K. Yabana, Y.Ogawa et Y. Suzuki, *Break-up effect on the elastic scattering and the optical potential of* ^{11}Li, Phys. Rev. **C 45** (1992) 2909.

[Yah86] M. Yahiro, Y. Iseri, H. Kameyama, M. Kamimura, et M. Kawai Prog. Th. Phys. Supp. **89** (1986) 32.

[Zah94] M. Zahar & al., Phys. Rev. **C 49** (1994) 1540.

[Zhu93] M.V. Zhukov , B.V Danilin, D.V Fedorov, J.M. Bang, I.J. Thompson, et J.S Vaagen, *Two borromean systems :* ^6He *and* ^{11}Li, Phys. Rep. **231** (1993) 151.

OUVRAGES

[OvBoMo] A. Bohr et B. Mottelson, *Nuclear Structure*,**vol. II**.

[OvBrW81] R.A Broglia et A. Winther *Heavy ion reactions*, **Vol 1**, Benjamin Cummings, Reading, MA.

[OvGla59] R.J. Glauber, *Lectures in Theoretical Physics*, International science, New York, 1959.

[OvHey97] K. Heyde, *From Nucleons to the atomic Nucleus, Perspectives in Nuclear Physics*, *éd.* Springer-Verlag (1997).

[OvHod94] P.E.Hodgson, *The optical model of elastic scattering*, Oxford University Press (1963).

[OvHod94B] P.E.Hodgson *The nucleon optical potential*, World Scientific 1994 (163-204).

[OvRiSc80] P.Ring, P.Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag (1941, 1980). Chapitre 10 : Méthode des Coordonnées Génératrices.

[OvRNsD] Lecture Notes in Physics, no 236, *Advanced Methods in the Evaluation of Nuclear Scattering Data*, Proceedings, Berlin 1995, éd. Springer-Verlag.

[OvSat83] G.R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, CLARENDON PRESS, Oxford University Press 1983.

THÈSES DE DOCTORAT

[thRou86] P. Roussel, *Étude du potentiel noyau - noyau à partir de la diffusion élastique d'*^{16}O *à 94 MeV/u*, Thèse doctorale de l'Université de Paris-Sud (1986).

[thMC96] Thèse de M. Chartier, Université de Caen, *Mesures directes des masses de* ^{100}Sn *et de noyaux exotiques proches de la ligne* $N = Z$.

[thCG96] Thèse de M.D. Cortina-Gil, Université de Caen, Juillet 1996, *Étude de la diffusion élastique et de la réaction d'échange de charge avec des faisceaux exotiques légers riches en neutrons* .
Réaction d'échange de charge $^6He\ (p,n)^6Li$, Rapport GANIL **T 96-02**.

[thCh95] Thèse de E. Chabanat, *Interactions effectives Nucléon-Nucléon dans des conditions extrêmes d'isospin*, Janvier 1995, numéro d'ordre 1695,
LYCEN T 9501.

[thVFY97] Thèse de V. Fekou-Youmbi, *Étude de l'effet du halo du* ^{11}Be *sur la fusion sous-coulombienne*, Décembre 1996, DAPNIA/SPhN-96-04 T.

ÉCOLES, CONFÉRENCES, NOTES

[zBae93] J.L. Baelde & al., Nouvelles du GANIL, n^0 44, fév. 1993.

[zBaSo] D.Bazin et O.Sorlin, *code LISE*, GANIL, Caen.

[zBiVa81] P.Birien et S.Valéro, *Projet de Spectromètre Magnétique à haute résolution pour Ions Lourds*, **CEA N-2215**, mai 1981.

[zJol93] École Joliot Curie de Physique Nucléaire, 12^e session 13-18 sept. 1993, *Les noyaux en 1993 : une nouvelle façon d'exister.*

[zMat97] J.-F. Mathiot, Approches relativistes du problèmes à $\mathcal{N}$ corps, École Joliot-Curie 1997.

[zMeo93] F.Méot et S.Valéro, *Zgoubi users'guide (version3)*, **Note LNS/GT/93-12**.

[zSau74] J.Saudinos, *Spectrométrie magnétique*, Les Houches 74.

[zMit94] W. Mittig, *Spectromètres magnétiques et électriques comme détecteurs de haute résolution et comme filtres sélectifs*, École Joliot-Curie de Physique Nucléaire, 1994.

[zNPT94] P.Nghiem, J. Payet, A. Tkatchenko, *Caractéristiques des faisceaux de SISSI dans les lignes de transport du GANIL*, **Note LNS/GT/94-02**.

[zTRANS80] K.L Brown, D.C. Carey, C. Iselin et F.Rothacker, *TRANSPORT, a computer program for designing charged particle beam transport systems*, **CERN 80-04** (1980).

[zTRANS95] 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.

Abréviations

- CH89 : interaction phénoménologique noyau-nucléon [Var91]
- DAPNIA : Département d'Astrophysique, de Physique Nucléaire et d'Instrumentation Associée.
- DDM3Y : interaction effective NN à trois termes de Yukawa, dépendante de de la densité
- ECIS : code d'équations couplées en itération séquentielle [Ray81]
- Ganil Grand Accélérateur National d'Ions Lourds à Caen
- HFB : Hartree Fock Bogolyubov
- JLM : interaction microscopique noyau-nucléon de Jeukenne, Lejeune et Mahaux [JLM77]
- LDA : Approximation de densité locale
- M3Y : interaction effective NN à trois termes de Yukawa
- MSU : Michigan State University
- OPEP : one pion-exchange potential
- SDM : soft dipole mode : résonance dipolaire « douce »
- SISSI : Superconducting Intense Source for Secondary Ions, ensemble de solénoïdes supraconducteurs
- SPEG : Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL
- SPhN : Service de Physique Nucléaire du CEA-Saclay (DSM/DAPNIA/SPHN)

Résumé

Nous avons étudié les distributions angulaires de sections efficaces de diffusion élastique de ^{10,11}Be et ^{6}He à 40 A.MeV, sur des cibles de p et ^{12}C. Nous voulions savoir si la faible liaison des noyaux exotiques amplifiait notablement le potentiel de polarisation, qui inclut les couplages au continuum, et s'il convenait de remettre en cause les modèles et les interactions effectives NN qui donnent de bons résultats pour les noyaux stables. Les données ont été recueillies au GANIL. Les dispositifs SISSI et SPEG ont assuré respectivement la production des faisceaux secondaires et la détection des particules diffusées. Un programme Monte-Carlo a été développé pour simuler la détection des sections efficaces dans le SPEG et leur normalisation par les distributions de l'angle d'incidence.
L'approche en champ moyen a conduit à une étude plus complète du potentiel de polarisation que les modèles à plusieurs corps, qui ne contrôlent pas les effets de ce potentiel. Nous avons calculé les sections efficaces de diffusion élastique avec le code ECIS97 d'équations en voies couplées. L'analyse noyau-nucléon à l'aide du potentiel microscopique complexe JLM montre que la cassure du noyau a un effet surtout sur la partie réelle. Un potentiel de surface complexe, dont la partie réelle est répulsive, est ajouté au potentiel optique de diffusion élastique. Il simule les effets de surface générés par le potentiel de polarisation. Nous reproduisons alors une large gamme de données de diffusion élastique de noyau exotique sur p. Nous avons calculé le potentiel d'interaction du noyau exotique sur ^{12}C dans le cadre du modèle de convolution, avec de nouvelles interactions NN dépendantes de la densité. Nous avons ajouté au potentiel de convolution le potentiel de polarisation obtenu dans l'analyse de la diffusion sur proton. La reproduction des données est alors satisfaisante. La thèse a donc dégagé un traitement adéquat de la diffusion élastique d'un noyau exotique sur cible.

TITLE : Study of elastic scatterings with radioactive beams of ^{10,11}Be and ^{6}He on protons and carbon at the energies of the Ganil.

ABSTRACT

We have studied angular distributions of cross sections of elastic scattering of ^{6}He, ^{10,11}Be at 40 A.MeV on targets of protons and carbon. Our aim was to know whether the weak binding of exotic nuclei should appreciably enhance the polarization potential, which includes the couplings to the continuum and break-up effects. We have also wanted to determine whether models and effective NN interactions, proved to be well adapted to stable nuclei, had to be put into question. Data were measured at GANIL. The production of the secondary beams and the detection of the scattered particles were performed by the SISSI and the SPEG devices, respectively. A Monte-Carlo program has been developed to simulate the detection of cross sections by the SPEG and their normalization with the distributions of incident angle.

The mean field approach leads to a more complete study of the polarization potential, compared to the few-body models, which do not control the effects of this potential. The elastic cross sections were calculated thanks to the ECIS97 (Coupled-Channel Equations) code. The nucleon-nucleus analysis with the microscopic, complex, JLM potential shows that the break-up of the nucleus predominantly affects the real part. A complex surface potential, with a repulsive real part, is added to the optical potential. It can simulate the surface effects generated by the polarization potential. We have then reproduced successfully a large set of data for the elastic scattering of exotic nuclei on protons. The potential of interaction between the exotic nucleus and ^{12}C was calculated in the framework of the folding model, including new density-dependent NN interactions. The polarization potential, obtained through the analysis of the scattering on protons, was added to the folding potential. The agreement found with the data was satisfactory. The thesis has thus led to an appropriate treatment of the elastic scattering of an exotic nucleus on a target.

MOTS-CLÉS.

noyaux exotiques riches en neutrons	production par fragmentation
distributions angulaires de sections efficaces	diffusion élastique
halo de neutron(s)	degré de liberté de l'isospin
densités de matière	interactions effectives nucléon-nucléon NN
interactions effectives NN dépendant de la densité	champ moyen
modèles eikonal et adiabatique	modèles nucléaires à plusieurs corps
couplages au continuum	potentiel de polarisation
cassures (break-up)	noyaux en clusters

discipline : PHYSIQUE.

spécialité : PHYSIQUE NUCLÉAIRE.

INTITULÉ ET ADRESSE DU LABORATOIRE :

CEA — SACLAY, DSM/DAPNIA/SPhN Bât. 703, Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, FRANCE.