



**HAL**  
open science

**Etude de la réaction  $(^{22}\text{O}(p,p')$  avec le détecteur  
MUST. Développement de l'étage CsI(Tl) de l'ensemble  
MUST II**

Emilia Becheva

► **To cite this version:**

Emilia Becheva. Etude de la réaction  $(^{22}\text{O}(p,p')$  avec le détecteur MUST. Développement de l'étage CsI(Tl) de l'ensemble MUST II. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2004. Français. NNT : . tel-00008952

**HAL Id: tel-00008952**

**<https://theses.hal.science/tel-00008952>**

Submitted on 5 Apr 2005

**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.

**UNIVERSITE PARIS XI  
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THESE

Présentée

Pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

PAR

**Emilia BECHEVA**

Sujet :

**Etude de la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  avec le détecteur MUST  
Développement de l'étage CsI(Tl) de l'ensemble MUST II**

Soutenue le 26 novembre 2004  
devant la Commission d'examen

|                 |                                |                    |
|-----------------|--------------------------------|--------------------|
| M <sup>r</sup>  | <b>Yorick BLUMENFELD</b>       | Directeur de thèse |
| M <sup>r</sup>  | <b>Wilton CATFORD</b>          | Rapporteur         |
| M <sup>r</sup>  | <b>Elias KHAN</b>              | Examineur          |
| M <sup>r</sup>  | <b>Riccardo RAABE</b>          | Examineur          |
| M <sup>me</sup> | <b>Patricia ROUSSEL-CHOMAZ</b> | Rapporteur         |
| M <sup>me</sup> | <b>Tiina SUOMIJÄRVI</b>        | Présidente         |



*A Elizavetta*



*Tout chemin est seulement un chemin, et il n'y a pas  
offense envers soi-même ou les autres à le quitter si le coeur t'en dit... .  
Regarde chaque chemin séparément et délibérément. Essaie-les autant de  
fois qu'il te paraît nécessaire. Puis demande-toi, et à toi seul : ce che-  
min a-t-il un coeur ? S'il en a, le chemin est bon ; s'il n'en a pas, il n'est  
d'aucune utilité.*

Carlos Castaneda,  
*L'Herbe du diable et la petite fumée.*

*... nul ne peut prédire où sont les limites de ses forces ;  
il est vraisemblable que c'est l'intensité même de l'effort qui détermine ces  
limites.*

Lama Anagarika Govinda,  
*Les fondements de la mystique tibétaine.*



# Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au sein de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay pendant la période 2001-2004 grâce à une allocation du Ministère de la Recherche (MRT).

Pendant trois ans j'ai rencontré différentes personnes qui ont apporté beaucoup à la réussite de ce projet. C'est avec un grand plaisir que j'écris ces lignes pour leur exprimer ma reconnaissance.

Je remercie Sydney Galès et Nimet Frascaria, ainsi que Dominique Guillemaud-Mueller et Bernard Berthier de m'avoir accueillie dans la Division de Recherche de l'IPN d'Orsay.

Je tiens à remercier Yorick Blumenfeld et Elias Khan, mes deux directeurs de thèse, de m'avoir encadrée pendant ces trois années avec patience et une constante disponibilité. Leurs conseils avisés m'ont permis d'avancer dans le travail lorsque des difficultés apparaissaient. Ce que j'ai appris avec Yorick dépasse de loin le cadre de mon sujet de thèse, ses conseils concernant aussi bien les questions de physique que le mariage, en passant par les relations dans la société. Son action pour l'avenir de la physique nucléaire m'a permis d'évoluer dans une ambiance très stimulante. Merci Elias d'avoir été à mon écoute et pour ton aide efficace. Je remercie Yorick et Elias pour les nombreuses relectures du manuscrit de la thèse et pour leurs remarques pertinentes de physique et de grammaire.

J'ai eu le grand privilège d'avoir comme membres de jury des spécialistes reconnus dans le domaine des réactions directes avec des faisceaux radioactifs. Je les remercie pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Je remercie Tiina Suomijärvi d'avoir accepté de présider le jury, Patricia Roussel-Chomaz et Wilton Catford d'en avoir été rapporteurs. Ma reconnaissance va également à Riccardo Raabe, examinateur de ma thèse, pour son attentive lecture du manuscrit et ses remarques précises.

Mon parcours n'aurait pas été le même si Murat Boratav ne m'avait pas fait rencontré Yorick. Je lui exprime ma gratitude pour son soutien. J'exprime ma reconnaissance également à Robert Frascaria et à Bernard Berthier pour leur bienveillance que j'ai ressentie lors de nos conversations.

L'expérience e381 réalisée à GANIL en octobre 2001 n'aurait pas été couronnée de succès sans les efforts coordonnés de tous les membres de l'équipe. Mes remerciements vont à Elias, le porte-parole de l'expérience, à Yorick qui a joué un rôle moteur tout au long de la manipe ainsi qu'à l'équipe des participants au complet : Didier Beaumel, Jean-Michel Daugas, Franck Delau-



nay, Charles-Edouard Demonchy, Antoine Drouart, Muriel Fallot, Alain Gillibert, Lydie Giot, Kirby W. Kemper, Valerie Lapoux, Victor Lima, Agatino Musumarra, Laurent Nalpas, Luc Petizon, Emmanuel C. Pollacco, Olivier Roig, Patricia Roussel-Chomaz, Jean-Etienne Sauvestre, Jean-Antoine Scarpaci, Flore Skaza et Mathieu Vilnay. J'ai eu l'occasion de travailler avec la plupart d'entre eux pendant d'autres manipes et j'ai apprécié énormément l'ambiance stimulante qui régnait dans la salle SPEG. Ma reconnaissance va également aux professionnels de SPEG, Jean-François Libin et Patrice Gangnant, qui ont répondu toujours présents lorsqu'un problème se manifestait ainsi qu'aux électroniciens et informaticiens de GANIL.

L'analyse microscopique des données expérimentales a été possible grâce à la collaboration avec le groupe théorique de l'IPN, en particulier Marcella Grasso et Elias Khan qui ont fourni les densité de matière et densité de transition pour la réaction qui nous intéressait. Un grand merci à Valerie Lapoux et Hoang Sy Than pour les calculs JLM et de folding, respectivement, réalisés avec une grande efficacité.

Le travail sur les détecteurs CsI(Tl) du télescope MUST II m'a amené à travailler avec différents services de l'IPN : le Service des détecteurs, le Service électronique et le Service de mécanique de l'IPN. Je remercie chaleureusement Laurence Lavergne et Valerie Le Ven de m'avoir prêté leur petite chambre à réaction pour les tests et pour leur façon pédagogique de transmettre leur métier. Malgré leur emploi de temps chargé elles ont toujours été disponibles lorsque j'avais besoin de renseignements. Luc Petizon et Mathieu Vilnay m'ont été d'une aide inestimable lors du démarrage des tests des CsI. Mes remerciements vont également à Pierre Edelbruck, Eric Wanlin et Laurent Leterrier que j'ai eu l'occasion de connaître lors des réunions MUST II. La mécanique de MUST II ainsi que la géométrie des cristaux de CsI(Tl) a été conçue par Jean-Pierre Baronick. Je le remercie pour les belles images qu'il m'a fourni. J'adresse également mes remerciements à Serge Barbey qui n'a pas compté son temps pour m'expliquer les particularités des cristaux de CsI utilisés pour le détecteur INDRA.

J'aimerais remercier les membres du groupe NESTER pour leur accueil durant les trois années de thèse. Je pense en particulier à ma première collègue de bureau, Ruxandra, qui m'a donné quelques conseils pour une plus rapide intégration dans le groupe. Un grand MERCI à Didier Beaumel d'avoir été à mon écoute lorsque j'en avais besoin. Merci pour les discussions de physique et pour ta manière pédagogique à répondre à mes questions. Je remercie chaleureusement Jacques Guillot avec lequel j'ai adoré discuter de la vie. Mes sincères remerciements vont à Nimet Frascaria et Simone Fortier qui ont toujours été de bon conseil. Je remercie Anne-Marie Dujardin pour son travail efficace. Plus d'une fois elle m'a aidé dans les démarches administratives qui me concernaient et elle a organisé la réception de jury de ma thèse. Merci, Anne-Marie de t'être toujours intéressée à l'avancement de ma thèse et à mes projets pour l'avenir. J'étais très heureuse de partager des pizzas avec mes collègues dans le joli chalet de Jean-Antoine Scarpaci et la partie de basket avec Pierre Desesquelles.

Dans le groupe je me suis retrouvée parmi des jeunes thésards et post-docs sympathiques

et motivés dans leur travail : Muriel, Thomas, Franck, Victor, Orianna, Emilie, Laurent, Erik et Mihaï. Une pensée pour Franck qui m'a aidé dans mes débuts avec ROOT. Victor, je suis très heureuse que nous ayons pu discuter longuement malgré le stress et le manque de temps lors de la troisième année de thèse. Je tiens à remercier Emilie pour sa délicate attention envers moi. Je pense à Muriel et Thomas qui ont soutenu leurs thèses avant moi. Je tiens à les remercier pour leurs conseils et encouragements. Bonne chance à Emilie, Laurent et Julien pour leur prochaine soutenance de thèse. Charlotte vient de rejoindre notre équipe. Je lui souhaite bonne chance pour la manipe et bon courage pour l'analyse des données.

Je pense également aux autres thésards de l'IPN : Denis Allard, Alexandre Creusot, Guillaume Martinet, Aurélie Desbrée, Cyntia Hadjidakis et de Sphn : Flore Skaza et Alexandre Obertelli que je salue chaleureusement.

Mes pensées vont également à Erik et Angela qui malgré la distance qui nous sépare m'ont encouragé amicalement pour la soutenance.

L'organisation du pot de thèse est une étape importante lors de la préparation de la soutenance de thèse. Heureusement, j'ai bénéficié de l'aide précieuse de Pascale Pichot, Emilie Rich, Céline Hovaguimian et Orianna Perru. Je remercie tous ceux qui ont préparé un gâteau pour mon pot de thèse : Pascale, Didier, Emilie, Céline, Flore et Jérôme, un théoricien qui se prête à l'expérience. Si j'ai oublié quelqu'un je le prie de m'excuser.

Le bon déroulement de la thèse a été assuré également par le soutien constant du service d'informatique. Je pense en particulier à Michel Givort, Valérie Givaudan, Jean-Christophe Cazenave ... Maintes fois j'ai eu recours à leur aide. Je les remercie pour leur travail efficace. Un grand merci à Marie-Christine Blanchet, Monique Luneau, Suzanne Robert et Arlette Renard de m'avoir aidée dans mes recherches d'ouvrages parfois exotiques et d'avoir répondu avec beaucoup de compétences à mes diverses questions sur les abonnements des journaux, les classements des livres etc. Je remercie également le personnel du service reprographie qui dans un moment critique a relié dans un bref délai les exemplaires de ma thèse destinés aux membres de jury. Un grand MERCI à Jack Nebor pour sa bonne humeur, pour son envoi de courrier ultra-rapide et pour les nombreuses réservations de salle.

J'aimerais aussi remercier mes collègues du DEA **Modélisation et Instrumentation en Physique**. Chacun à sa manière m'a exprimé sa sympathie pendant l'année du DEA. Je suis très heureuse qu'avec certains d'entre eux, nous ayons pu créer des liens au delà du cadre professionnel. Merci à vous Davina, Gaëlle, Sébastien, Franck, Pierre et Vincent.

En remontant dans le passé, j'aimerais remercier pour leur inestimable aide Béatrice Le-reclus, Goma et mon amie d'enfance, Emilia. J'ai une pensée pour Anna et Jean, Fabienne et Patrick qui m'ont aidé à gérer mes obligations de maman. Je tiens à remercier Petia et Doïna pour leurs conseils judicieux et pour l'intérêt qu'elles portent à mon travail. Merci à Fabrice et Virginie, Laurent et Karen pour les agréables moments passés ensemble.

A vous, Caroline Haffreingue, Anne-Marie Simon et Sophie Lescaut, pour votre précieux

travail d'orthophonistes, pour les conversations d'une dimension humaine incomparable, pour m'avoir aidée à me reconcilier avec une partie de moi-même, je vous adresse mes amicaux remerciements.

Ma plus grande reconnaissance va à mes parents qui m'ont laissé faire mes choix d'avenir. Leur soutien inconditionnel dépasse les distances et les frontières qui nous séparent. Je remercie ma soeur pour tout ce qu'elle a fait pour ma fille et moi. Je n'aspire qu'à une seule chose : lui redonner un tant soit peu l'espoir en un futur meilleur.

Je souhaite exprimer ma reconnaissance à ma nouvelle (belle-)famille qui à contribué de multiples façons pour que la soutenance de la thèse se passe bien. Je remercie Michel pour ses conseils pertinents concernant l'exposé. Grâce à son savoir-faire j'ai pu améliorer la qualité des images cruciales de mon manuscrit. Un grand merci à Thierry qui a déployé toutes ses qualités d'orateur pour me redonner la confiance lorsque, quelques jours avant la soutenance, le stress se faisait trop présent. La thèse n'aurait pas été aussi dépouillée d'erreurs d'orthographe et de grammaire si Isabelle n'avait pas relu tout avec une rare rigueur. Je la remercie ainsi que Roberte pour leurs délicieux gâteaux.

Tu m'as accompagné ses trois années avec beaucoup de patience en me soutenant dans les moments difficiles. Tu as créé l'équilibre familial pour que je puisse m'épanouir dans le travail qui me tient tellement à coeur. Fred, je te remercie infiniment pour tout.

Mon enfant chérie, c'est à toi que je dédie la réussite de cette thèse. Puisse t'elle t'inspirer dans la recherche de ta voie et te donner courage et force pour aller au bout de tes rêves.

### **Le mot de la fin ...**

J'aurais pu continuer encore longtemps les remerciements... La thèse est l'aboutissement de beaucoup d'années d'accumulation de connaissances, de recherche scientifique et du travail sur soi. J'ai eu la chance de rencontrer sur mon chemin différentes personnes qui directement ou indirectement ont contribué à ce que je m'approche le plus de mes rêves d'enfant. A toutes ces personnes j'aurais aimé rendre hommage. Ici, j'ai remercié quelques unes parmi elles. A toutes les autres, j'aimerais dire qu'elles seront toujours présentes dans mes pensées.

# Table des matières

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Introduction</b>   | <b>1</b>  |
| <b>1 Motivations</b>  | <b>7</b>  |
| 1.1 Modèle en couches et nombres magiques . . . . .   | 9         |
| 1.2 Propriétés des noyaux magiques . . . . .  | 10        |
| 1.3 Les nombres magiques loin de la stabilité . . . . .   | 13        |
| 1.4 La diffusion de protons pour sonder les noyaux exotiques : une sonde sensible<br>aux neutrons . . . . . | 16        |
| 1.5 La chaîne isotopique de l’oxygène . . . . .   | 18        |
| 1.6 Les particularités des réactions de diffusion de protons en cinématique inverse .                       | 21        |
| <b>2 Dispositif expérimental</b>  | <b>25</b> |
| 2.1 Production des faisceaux radioactifs au GANIL . . . . .   | 27        |
| 2.2 Description générale du dispositif expérimental . . . . .   | 31        |
| 2.3 Détecteur de particules légères MUST . . . . .  | 33        |
| 2.3.1 Détecteur Si à pistes . . . . .   | 33        |
| 2.3.2 Détecteur Si(Li) . . . . .  | 35        |
| 2.3.3 Détecteur CsI(Tl) . . . . .   | 36        |
| 2.3.4 Support mécanique . . . . .   | 37        |
| 2.4 Détecteurs plastiques disposés à l’intérieur de la chambre à réaction . . . . .                         | 38        |
| 2.5 Spectromètre à Perte d’Energie du GANIL (SPEG) . . . . .  | 38        |
| 2.5.1 Chambre à ionisation . . . . .  | 39        |
| 2.5.2 Scintillateur plastique . . . . .   | 40        |
| 2.6 Chambres À Trajectoire de Saclay . . . . .  | 40        |
| 2.6.1 Électronique . . . . .  | 42        |
| 2.7 Détecteur GALTEMPS . . . . .  | 44        |
| 2.8 Électronique de déclenchement et acquisition . . . . .  | 44        |
| <b>3 Analyse des données</b>  | <b>49</b> |
| 3.1 Traitement des données des détecteurs à faisceau CATS . . . . .   | 51        |

|          |  |            |
|----------|--|------------|
| 3.1.1    | Principe d'étalonnage en charge . . . . .  | 51         |
| 3.1.2    | Calcul du barycentre . . . . .   | 52         |
| 3.1.3    | Reconstruction de la trajectoire des noyaux incidents . . . . .                                  | 54         |
| 3.1.4    | Résolution en position . . . . .   | 54         |
| 3.1.5    | Comparaison entre le barycentre à trois bandes et le barycentre à toutes<br>les bandes . . . . . | 58         |
| 3.1.6    | Résolution temporelle . . . . .  | 58         |
| 3.2      | Identification des noyaux du faisceau secondaire . . . . .                                       | 59         |
| 3.3      | Identification des protons dans le détecteur MUST . . . . .                                      | 59         |
| 3.4      | Étalonnage du détecteur MUST . . . . .   | 60         |
| 3.4.1    | Étalonnage en énergie de Si à pistes . . . . .   | 61         |
| 3.4.2    | Ajustement en temps . . . . .  | 62         |
| 3.4.3    | Étalonnage en énergie des Si(Li) . . . . .   | 64         |
| 3.4.4    | Étalonnage en énergie des CsI(Tl) . . . . .  | 65         |
| 3.5      | Perte d'énergie dans la cible . . . . .  | 65         |
| 3.6      | Reconstruction de l'angle de diffusion des protons . . . . .                                     | 66         |
| 3.7      | Efficacité géométrique du dispositif des télescopes MUST . . . . .                               | 68         |
| 3.8      | Lignes cinématiques de la réaction $^{22}\text{O}(p,p')$ et énergie d'excitation . . . . .       | 69         |
| 3.9      | Distribution angulaire de la section efficace différentielle . . . . .                           | 70         |
| <b>4</b> | <b>Présentation des résultats et interprétation</b>  | <b>73</b>  |
| 4.1      | Formalisme de la diffusion élastique et inélastique . . . . .                                    | 75         |
| 4.1.1    | Section efficace différentielle . . . . .  | 78         |
| 4.1.2    | Potentiel optique phénoménologique . . . . .   | 79         |
| 4.1.3    | Potentiel optique microscopique . . . . .  | 81         |
| 4.2      | Les éléments de matrice de transition $M_n$ et $M_p$ . . . . .                                   | 86         |
| 4.2.1    | Description microscopique . . . . .  | 86         |
| 4.2.2    | Description macroscopique . . . . .  | 87         |
| 4.3      | Résultats de la réaction $^{22}\text{O}(p,p')$ . . . . .   | 90         |
| 4.3.1    | Analyse phénoménologique . . . . .   | 93         |
| 4.3.2    | Analyse microscopique . . . . .  | 100        |
| 4.4      | Évolution de la structure des isotopes de l'oxygène riches en neutrons . . . . .                 | 103        |
| <b>5</b> | <b>Détecteur de particules légères MUST II</b>   | <b>107</b> |
| 5.1      | Motivation . . . . .   | 109        |
| 5.2      | Architecture générale de MUST II . . . . .   | 109        |
| 5.2.1    | Détecteur Si à pistes double face . . . . .  | 109        |
| 5.2.2    | Détecteur Si(Li) . . . . .   | 109        |
| 5.2.3    | Détecteur CsI(Tl) . . . . .  | 111        |

|  |   |            |
|--|---|------------|
| 5.2.4  | Électronique . . . . .  | 111        |
| 5.2.5  | Synthèse des performances de MUST II . . . . .                          | 112        |
| 5.3  | CsI(Tl) . . . . .   | 114        |
| 5.4  | Test de réception des 4 cristaux de CsI(Tl) . . . . .                   | 117        |
| 5.5  | Test de MUST II sous faisceau . . . . .                                 | 118        |
| 5.6  | Conclusion . . . . .  | 121        |
| <b>Conclusion</b>  |   | <b>123</b> |
| <b>A Trajectoire du faisceau incident et de l'angle de diffusion des protons</b>                           |   | <b>129</b> |
| <b>B ECIS 97</b>   |   | <b>133</b> |
| B.1  | Potentiel optique phénoménologique . . . . .                            | 135        |
| B.2  | La réaction $^{22}\text{O}(p,p')$ . . . . .                             | 135        |
| B.3  | La réaction $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$ . . . . . | 135        |
| <b>C Analyse en boucle</b>   |   | <b>139</b> |
| <b>D Résultats sur les réactions <math>^{23}\text{F}(p,p')</math> et <math>^{25}\text{Ne}(p,p')</math></b> |   | <b>145</b> |
| D.1  | $^{25}\text{Ne}(p,p')$ . . . . .  | 147        |
| D.2  | $^{23}\text{F}(p,p')$ . . . . .   | 148        |
| <b>Bibliographie</b>   |   | <b>151</b> |



# Introduction





Dans le tout début du XIX<sup>ème</sup> siècle, la découverte de la radioactivité par Henri Becquerel et Pierre et Marie Curie marque le début de l'exploration de l'atome. Les travaux historiques de Ernst Rutherford (1911) et James Chadwick (1932) ont montré que le noyau est constitué de protons et de neutrons, et notre vision actuelle du noyau repose sur sa nature nucléonique. Les noyaux sont des systèmes quantiques complexes où règnent les trois interactions : électromagnétique, forte et faible. C'est l'équilibre entre la force coulombienne et forte qui assure l'existence du noyau. Sur la figure 1 est présentée la carte des noyaux sur laquelle chaque noyau est repéré par son nombre de protons  $Z$  et son nombre de neutrons  $N$ . En noir est indiquée

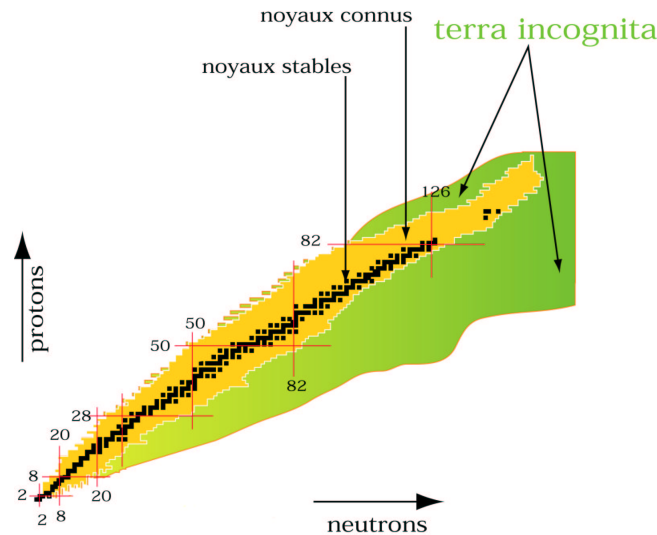


FIG. 1 – Carte des noyaux repérés par leur nombre de protons  $Z$  (en ordonnée) et leur nombre de neutrons  $N$  (en abscisse). En noir sont indiqués les noyaux stables (environ 300) qui peuvent être trouvés dans la nature. Ils déterminent la vallée de la stabilité.

la vallée de stabilité formée par les noyaux stables (environ 300) qui peuvent être trouvés sur Terre. Les noyaux situés à gauche de la ligne de stabilité sont instables par rapport à la radioactivité  $\beta^+$  ou capture d'électrons tandis que ceux à droite se désintègrent par émission  $\beta^-$ . Les noyaux ayant le même nombre de protons  $Z$  sont appelés isotopes et ceux ayant le même nombre de neutrons  $N$ , isotones. Il a été observé expérimentalement que les noyaux ayant un certain nombre de protons et de neutrons (2, 8, 20, 28, 50 ...), appelé magique présentent une stabilité accrue par rapport à l'excitation.

Au-delà de la chaîne isotopique de Bi ( $Z=83$ ), il n'existe pas de noyaux stables, ils décroissent principalement par émission de particules  $\alpha$  ou dans certains cas par fission spontanée. Les seuls noyaux lourds qui possèdent un temps de vie suffisamment long pour être observés sur Terre sont  $^{232}\text{Th}$  et  $^{234,235,238}\text{U}$ . La stabilité des noyaux dans le cadre du modèle de la goutte liquide est limitée par l'équilibre entre l'interaction forte qui est attractive et la force répulsive de Coulomb. Dans le cas des noyaux super-lourds, leur existence dépend du phénomène de

fission [1]. Aujourd'hui, des calculs microscopiques sont développés pour étudier l'effet de la structure en couches sur la stabilité des noyaux lourds. Myers et Swiatecki [2] prédisent une stabilisation de l'élément  $Z=126$  et  $N=184$  par rapport à la fission. Des études plus récentes [3], [4] montrent une augmentation de la stabilité autour de  $Z=126$  et  $Z=120$ , respectivement. Des expériences visant à la synthèse de nouveaux noyaux super-lourds sont réalisées pour chercher cette limite d'existence.

Lorsqu'on se déplace le long d'une chaîne isotopique vers les noyaux riches en protons ou vers les noyaux riches en neutrons, on atteint les limites de liaison des noyaux appelées "drip-lines". Les drip-lines protons et neutrons sont caractérisées respectivement par une énergie de liaison des protons et des neutrons nulle. Les limites indiquées sur la figure 1 sont des estimations proposées par des modèles théoriques. Pour l'instant la drip-line des neutrons n'a été établie expérimentalement que jusqu'à  $Z=8$ . Les noyaux situés dans la large région entre la vallée de stabilité et les drip-lines sont appelés des noyaux exotiques : ils seraient plus de 5000. Les propriétés de la plupart d'entre eux ne sont pas encore étudiées, et beaucoup n'ont même pas été découverts. Donc, l'exploration de cette vaste région inconnue "Terra incognita" est un défi important pour les physiciens nucléaires.

Le développement des techniques de production des faisceaux radioactifs a ouvert un énorme champ d'exploration des noyaux exotiques. Il a été constaté que l'excès de neutrons provoquait l'apparition d'effets inhabituels dans la structure de ces noyaux, tels que la peau de neutrons ou le halo, la modification de fermetures de couche ou l'apparition de nouveaux modes d'excitation [5]. Les réactions directes tiennent une place importante dans l'exploration de cette région de la carte des noyaux. A titre d'exemple, notons les réactions de diffusion élastique et inélastique de protons qui fournissent respectivement des informations sur la densité de matière, sur l'interaction effective nucléon-nucléon et sur la densité de transition entre l'état fondamental du noyau et les états excités de basse énergie. Les réactions de transfert [6] sont une méthode efficace pour étudier les fonctions d'ondes des états des noyaux.

Dans ce travail, nous avons sondé l'édifice nucléaire pour  $Z=8$  par la diffusion élastique et inélastique de protons et en particulier le noyau riche en neutrons  $^{22}\text{O}$ . La limite de stabilité pour la chaîne isotopique d'oxygène a été localisée à  $N=16$  ( $^{24}\text{O}$ ) tandis que celle pour les fluors s'étend au-delà, le dernier isotope lié expérimentalement observé étant  $^{31}\text{F}$ . Des études récentes ont mis en évidence l'apparition de modifications dans la structure en couches des isotopes d'oxygène près de la drip-line neutrons et l'apparition possible de nouveaux nombres de fermeture de sous-couche,  $N=14$  pour  $^{22}\text{O}$  et  $N=16$  pour  $^{24}\text{O}$ .

Dans un premier chapitre, nous présentons brièvement comment le modèle en couches a permis de reproduire les nombres magiques et indiquons quelques propriétés des noyaux magiques. Des études récentes ont démontré qu'avec l'éloignement de la stabilité pour certaines chaînes isotopiques, ces nombres ont tendance à disparaître. Nous mentionnons aussi quelques caractéristiques des noyaux exprimant cette modification et présentons l'état de l'art sur  $^{22}\text{O}$ .

Jusqu'à présent, la structure du noyau  $^{22}\text{O}$  a été étudiée par des sondes sensibles essentiellement aux protons. Nous avons utilisé pour la première fois une sonde sensible également à la distribution des neutrons. Nous avons réalisé l'expérience  $^{22}\text{O}(p,p')$  au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds avec des détecteurs spécialement adaptés aux réactions avec des faisceaux radioactifs : les détecteurs de particules légères MUST et les détecteurs de faisceaux CATS. Dans les deuxième et troisième chapitres, nous présentons le dispositif expérimental et l'analyse des données. Ensuite, des analyses macroscopique et microscopique ont été réalisées afin de sonder la structure du noyau  $^{22}\text{O}$ , et sont présentées dans le chapitre 4. Pour finir, le chapitre 5 présente le cahier des charges du troisième étage du nouveau détecteur MUST II, destiné à améliorer les performances de détection pour les particules légères.



# **Chapitre 1**

## **Motivations**



## 1.1 Modèle en couches et nombres magiques

Dans les années 1940, l'étude systématique des propriétés des noyaux [7] a mis en évidence la stabilité accrue des noyaux qui possèdent un nombre particulier de protons et de neutrons : 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, ... L'existence de ces nombres, appelés nombres magiques, rappelle les propriétés des gaz rares dont le potentiel d'ionisation est élevé par rapport à celui de ses voisins (voir la figure 1.1) et suggère que les noyaux, comme les atomes, possèdent une structure en couches [8]. Alors inspirés par les modèles atomiques, les physiciens nucléaires ont construit un modèle en couches nucléaires. Pour contourner le problème à N corps, on suppose que chaque

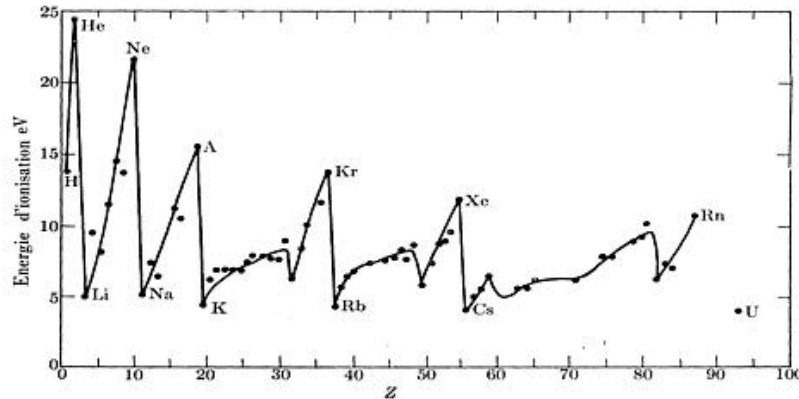


FIG. 6-3. — Énergies d'ionisation (D'après R. M. EISEBERG, *Fundamentals of Modern Physics*, New York: John Wiley and Sons, 1961, p. 413. Reproduit avec permission)

FIG. 1.1 – Energie d'ionisation. D'après [9]

nucléon évolue dans un potentiel moyen créé par les autres constituants du noyau. L'interaction nucléon-nucléon étant de courte portée, le potentiel moyen aura une forme proche de celle de la densité de matière et doit décroître exponentiellement à longue distance du centre du noyau :

$$V(r) \sim e^{-\alpha r} \text{ pour } r > R,$$

où  $R \approx 1.2A^{1/3}$ . D'autre part, les nucléons situés au centre du noyau doivent ressentir un potentiel uniforme :

$$V(r) \sim \text{constante pour } r \text{ petit.}$$

Enfin, le potentiel doit être attractif et varier lentement avec  $r$ . La forme de potentiel la plus largement utilisée qui répond à ces critères est celle de Woods-Saxon (voir la figure 1.2) :

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}, \quad (1.1)$$

où  $a$  est la diffusivité de potentiel, définie comme la distance sur laquelle le potentiel passe de 90% à 10% de sa valeur centrale, sa valeur étant de l'ordre de 0.6 fm. La constante  $V_0$  désigne la profondeur centrale du puits nucléaire. Le modèle du gaz de Fermi prédit une profondeur



d'environ 50 MeV indépendante de la masse du noyau. A  $V(r)$  il faut également ajouter une partie coulombienne pour les protons :

$$\frac{(Z-1)e^2}{r} \text{ pour } r \geq R \quad (1.2)$$

$$\frac{(Z-1)e^2}{2R} \left(3 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right) \text{ pour } r \leq R \quad (1.3)$$

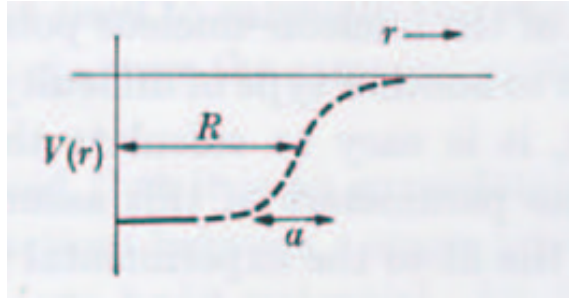


FIG. 1.2 – Forme du potentiel moyen  $V(r)$  créé par les  $A-1$  nucléons d'un noyau. D'après P.E. Hodgson [10]

En 1948, pour reproduire les nombres magiques, M. Goeppert Mayer, et indépendamment D. Haxel, ajoutent un terme supplémentaire de couplage entre le moment angulaire orbital  $\vec{L}$  du nucléon considéré et son spin  $\vec{s}$  pondéré par un coefficient  $24A^{-2/3}$ . L'hamiltonien du système de  $A$  nucléons dans le cadre du modèle en couches s'écrit alors :

$$H = \sum_{i=1}^A h_i = \sum_{i=1}^A (T + V(r_i) - 24A^{-2/3} \vec{L}_i \cdot \vec{s}_i). \quad (1.4)$$

Pour chaque nucléon  $i$ , on obtient une équation de Schrödinger de la forme :

$$h_i \psi_i(\vec{r}_i) = \epsilon_i \psi_i(\vec{r}_i), \quad (1.5)$$

où  $\psi_i(\vec{r}_i)$  est sa fonction d'onde et  $\epsilon_i$  son énergie propre. Sur la figure 1.3 est présentée la séquence des couches du modèle dans laquelle apparaissent les nombres magiques.

Le grand succès du modèle en couches ne se limite pas à la prédiction des nombres magiques. En effet, le modèle est capable de prédire le spin et la parité des états fondamentaux et excités des noyaux.

## 1.2 Propriétés des noyaux magiques

D'après la section présentée ci-dessus, les noyaux possédant un nombre magique de protons et/ou de neutrons ont donc la dernière couche totalement remplie (on parle de fermeture de

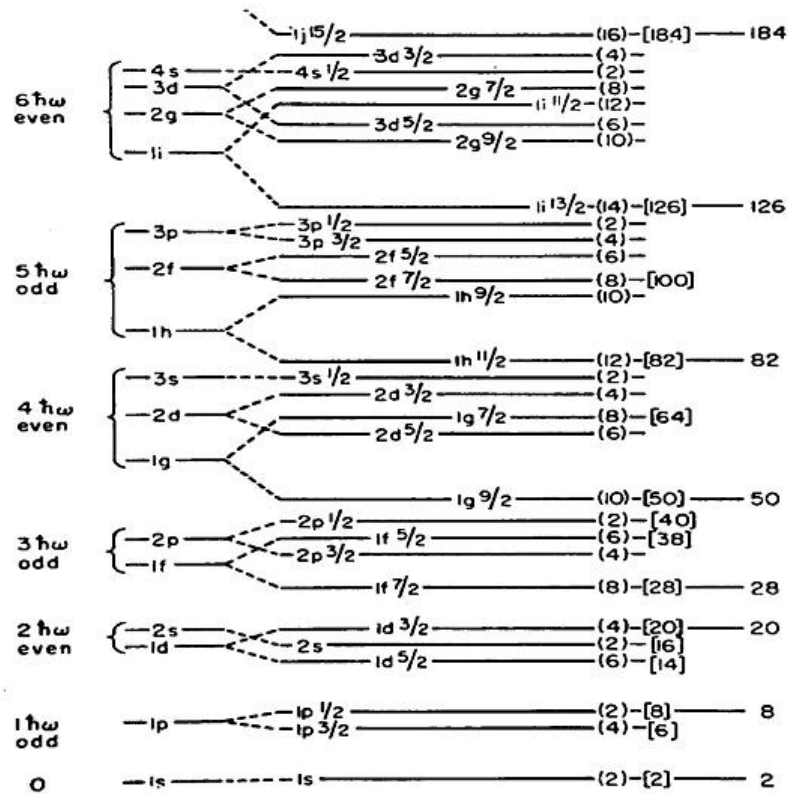


FIG. 1.3 – Séquence des orbitales du modèle en couches. D'après M. Goepfert Mayer and J.H.D. Jensen [11]

couche ou sous-couche), ce qui les rend particulièrement stables. Cette surstabilité se reflète sur certaines des propriétés des noyaux : l'énergie de séparation, l'énergie du premier état excité  $2^+$ , la probabilité de transition quadrupolaire  $B(E2\uparrow; 0_{fond.}^+ \rightarrow 2_1^+)$ . La figure 1.4, extraite d'une publication de Yamada et Matumoto [12], présente l'énergie de séparation du dernier neutron en fonction du nombre de neutrons  $N$  pour les noyaux de masse  $A$  paire. Les courbes obtenues présentent des sauts caractéristiques analogues à ceux du potentiel d'ionisation des gaz rares (1.1). Cette étude met en évidence également des sauts pour les valeurs d'énergie de séparation des protons à  $Z = 28, 50, 82$ . La forte liaison des noyaux avec  $N$  et/ou  $Z = 2, 8$  et  $20$  (et donc la

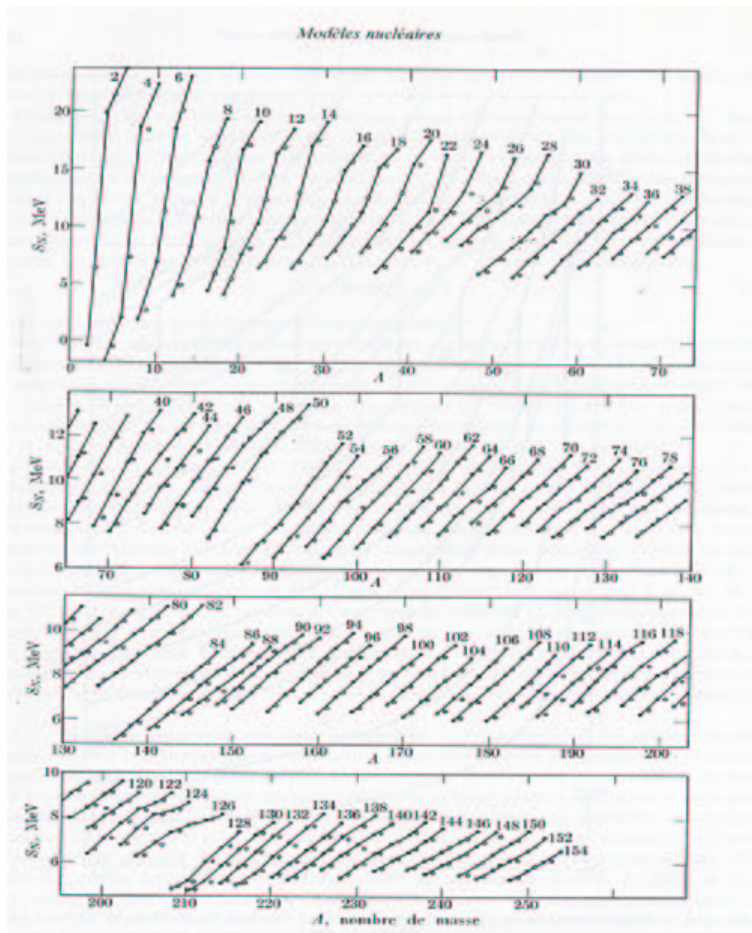


FIG. 1.4 – Énergie de séparation des neutrons, pour des valeurs de  $N$  paires indiquées au-dessus de chaque ligne. Les cercles noirs représentent des noyaux avec  $Z$  pair et les cercles blancs, des noyaux avec  $Z$  impair. D'après Yamada et Matumoto [12]

grande énergie de séparation) n'est pas facilement décelable mais elle est cependant significative pour les noyaux doublement magiques ayant leur nombre de neutrons et de protons égal à 2, 8 ou 20.

Examinons maintenant l'énergie d'excitation des noyaux pair-pair et en particulier l'excitation vers le premier état excité qui pour la majorité des noyaux pair-pair est un état collectif

$2^+$ . La figure 1.5 montre l'énergie de l'état  $2_1^+$ ,  $E(2_1^+)$ , en fonction du nombre de masse  $A$ . Pour des valeurs de protons et de neutrons magiques, l'énergie d'excitation est systématiquement plus importante que l'énergie des noyaux voisins indiquant de cette façon qu'il faut fournir une grande énergie pour exciter un noyau ayant une couche de protons et/ou de neutrons fermée. Ce phénomène est amplifié pour les noyaux doublement magiques (signalons que pour ces noyaux, l'état  $2^+$  n'est pas forcément le premier état excité). L'énergie minimale nécessaire pour exciter le noyau est donc la somme de l'énergie qu'il faut fournir pour briser une paire ( $\approx 2$  MeV) et de celle qu'il faut pour emmener le nucléon désapparié sur une orbitale libre. Dans le cas des noyaux doublement magiques, le gap entre la dernière orbitale complètement remplie et celle au-dessus est très important. Nous remarquons également sur la courbe 1.5 que  $E(2_1^+)$  diminue

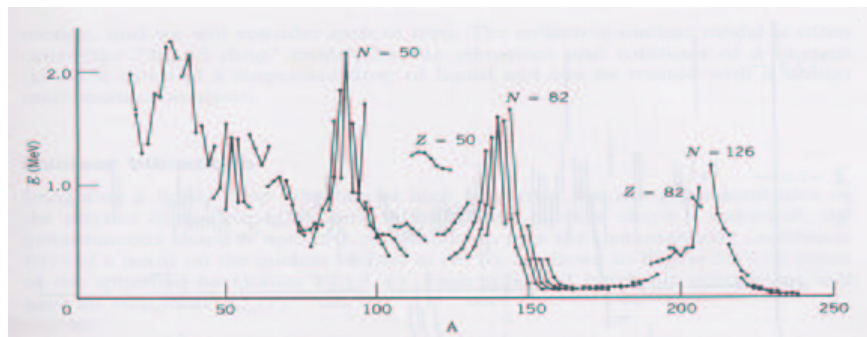


FIG. 1.5 – Energie des premiers états  $2^+$  des noyaux pair-pair en fonction du nombre de masse  $A$ . Les courbes présentent des pics pour les noyaux magiques. D'après [13]

globalement avec  $A$ . En effet, plus la masse du noyau est élevée et plus la densité de niveaux accessibles au noyau est grande. Cela est dû au fait que la profondeur du potentiel est constante.

L'énergie d'excitation peut être étudiée en association avec la probabilité d'excitation vers cet état. Dans le cas de l'excitation de l'état fondamental  $0^+$  vers l'état  $2^+$  des noyaux pairs-pairs, nous nous intéresserons à la probabilité de transition quadrupolaire électrique  $B(E2\uparrow)$ . Des mesures expérimentales ont mis en évidence que, à l'opposé de l'évolution de l'énergie d'excitation, le  $B(E2\uparrow)$  diminue pour les noyaux magiques et doublement magiques [14]. Les premiers états excités de ces noyaux ont été décrits avec succès en supposant que c'est une excitation collective vibrationnelle.

### 1.3 Les nombres magiques loin de la stabilité

Les nombres magiques ont été établis pour les noyaux stables (environ 300). Il est intéressant pour la compréhension de la structure nucléaire de vérifier la persistance de ces nombres pour des noyaux situés loin de la stabilité et donc de tester de cette manière la validité des modèles théoriques.

Dans le cas des noyaux riches en neutrons, une modification de la distribution de densité de matière est prévue, concernant principalement la surface du noyau et se manifeste par la présence d'un halo ou peau de neutrons. Pour ces noyaux, la surface peut devenir relativement diffuse [15] et provoquer en conséquence un affaiblissement du potentiel spin-orbite  $V_{ls}$ . En effet,  $V_{ls}$  étant proportionnel à la dérivée de la densité de matière [16] :

$$V_{ls} \propto \vec{l} \cdot \vec{s} \frac{1}{r} \frac{\partial f(r)}{\partial r}, \quad (1.6)$$

où  $f(r)$  est une fonction radiale de type Woods-Saxon décrivant la forme du potentiel central, il serait plus faible pour les noyaux proches de la dripline neutrons. Dobaczewski et al. [17] ont effectué des calculs qui prévoient la disparition des nombres magiques 50 et 82 au profit des nombres 40 et 70 suite à l'effet d'un tel affaiblissement du potentiel spin-orbite. Le  $^{68}\text{Ni}$  a été étudié par excitation Coulombienne [18] et son état  $2_1^+$  possède des caractéristiques d'énergie et de probabilité de transition analogues à celles d'un noyau magique. Néanmoins, le comportement des noyaux voisins semble différent, et les auteurs concluent à un phénomène ponctuel dû à l'inversion de parité entre les couches  $2p_{1/2}$  et  $g_{1/2}$  plutôt qu'à un phénomène général d'affaiblissement du potentiel spin-orbite. Les études de la chaîne isotopique de Mg et en particulier celles de l'isotope  $^{32}\text{Mg}$  [19, 20] ont démontré que ce noyau ne peut pas être décrit avec le modèle en couches standard pour lequel  $N=20$  est magique. En effet, l'évolution des énergies  $E(2^+)$  et probabilités de transition ( $E2\uparrow$ ) dans la chaîne isotopique de Mg ne montre pas de forte singularité pour  $N=20$ , contrairement aux cas des isotopes de S et de Ca. Ce comportement a été interprété par l'apparition d'une forte déformation dans cette région, appelée îlot d'inversion. Pour les noyaux plus légers  $^{12}\text{Be}$  et  $^{13,14}\text{B}$  [21, 22], des indications pour un affaiblissement de fermeture de couche  $N=8$  ont été observées.

L'énergie de liaison des noyaux stables est une donnée importante pour connaître la structure des noyaux. Nous avons montré dans la section 1.2 qu'elle peut apporter des indications sur la fermeture de couche et donc sur l'apparition des nombres magiques. Ozawa et al. [23] ont compilé l'énergie de séparation d'un neutron  $S_n$  pour les noyaux légers. Leurs résultats, présentés sur la figure 1.6, montrent l'énergie de séparation d'un neutron en fonction du nombre de neutrons. Chaque ligne est associée à une valeur donnée de l'isospin  $T_z$ . Les petites valeurs de  $T_z$  ( $N \approx Z$ ) correspondent aux noyaux situés près de la ligne de la stabilité. Dans cette région la magicité des nombres  $N=8$  et  $N=20$  est attestée par une discontinuité dans le comportement des  $S_n$ . Lorsque  $T_z$  augmente ( $N > Z$ ), les cassures observées précédemment pour  $N=8$  et 20 s'estompent, confirmant l'affaiblissement de ces nombres magiques pour des noyaux très exotiques. Enfin, pour  $T_z \geq 3$  on observe une diminution de  $S_n$  dans la région  $N = 14$  et 16, qui pourraient être de nouveaux nombres magiques. Nous nous intéresserons dans la suite à cette région dans le cas des noyaux d'oxygène riches en neutrons. Pour cela, nous présentons les réactions directes et en particulier les réactions de diffusion de protons.

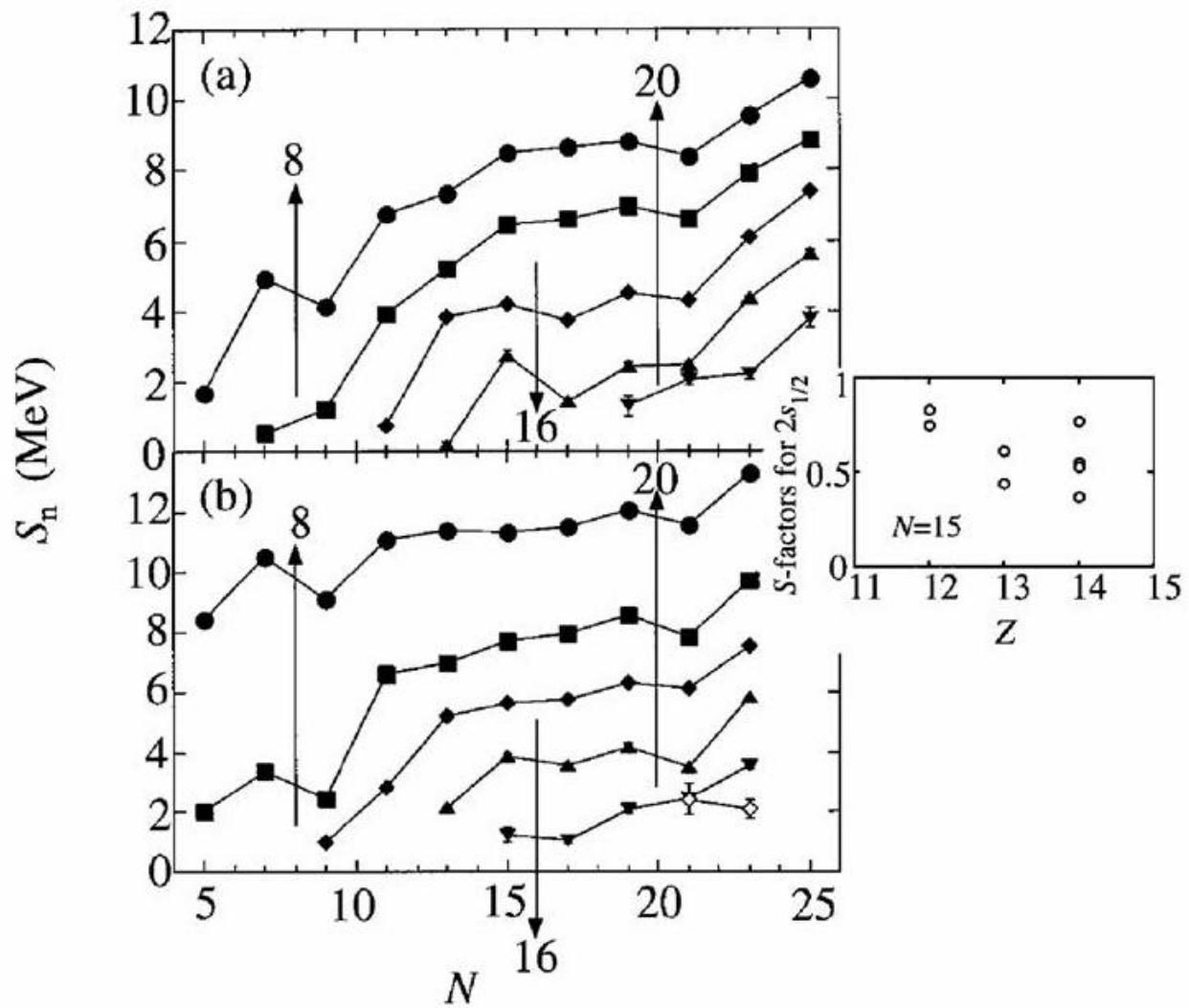


FIG. 1.6 – a) Energie de séparation d'un neutron en fonction du nombre de neutrons pour des noyaux avec  $N$  impair et  $Z$  pair. Les lignes correspondent à des valeurs  $1/2 \leq T_z \leq 9/2$ . b) Energie de séparation d'un neutron en fonction du nombre de neutrons pour des noyaux impairs-impairs pour des valeurs de  $T_z$  de 0 à 5. D'après Ozawa et al. [23].

## 1.4 La diffusion de protons pour sonder les noyaux exotiques : une sonde sensible aux neutrons

Depuis la découverte du noyau atomique, les réactions directes ont été appliquées pour sonder la matière nucléaire. Les réactions directes contrairement aux réactions du noyau composé sont caractérisées par le passage simple, en une étape, de l'état initial à l'état final. Elles sont bien adaptées à l'extraction des propriétés microscopiques de la structure nucléaire. Plusieurs types de sondes peuvent être utilisés, chacune d'elles pouvant tester différentes propriétés des noyaux. Par exemple, les électrons sont sensibles aux protons du noyau et ils vont sonder exclusivement la densité de charge. L'interaction électromagnétique est une sonde à priori privilégiée car elle est parfaitement connue contrairement à l'interaction forte. De nombreuses expériences de diffusion d'électrons sur des noyaux ont permis aux physiciens d'établir une expression de la densité de charge. Notons que pour les noyaux stables ( $N \approx Z$ ), les profils de densité de charge et de densité de matière sont généralement homothétiques. Il est impératif de compléter les résultats obtenus par interaction électromagnétique par des études utilisant une sonde sensible également aux neutrons. Dans le contexte de l'évaluation des nombres magiques de neutrons, une sonde sensible aux neutrons paraît en fait plus adaptée. Dans le cas des noyaux exotiques avec  $N \gg Z$ , deux difficultés apparaissent. D'une part la distribution des neutrons peut être bien plus étendue que celle des protons à cause des phénomènes de halo ou de peau, et d'autre part il n'est pas possible à l'heure actuelle de réaliser des expériences de diffusion d'électrons sur des noyaux instables. Nous devons donc exploiter des réactions d'excitation Coulombienne sensibles aux protons et des sondes hadroniques, telles que protons ou particules  $\alpha$ , sensibles aux deux types de nucléons. Dans le cas de noyaux à couche de protons fermée, une sonde sensible aux neutrons semble adaptée pour tester l'évolution des nombres magiques de neutrons.

La réaction de diffusion de protons est un outil puissant pour étudier les noyaux exotiques. La structure de plusieurs noyaux exotiques a été étudiée de cette manière par des expériences réalisées à GANIL, GSI, MSU et RIKEN. De cette manière a été testée la structure des noyaux légers possédant un halo,  ${}^6,8\text{He}$  [24, 25], ou noyaux déficitaires en neutrons,  ${}^{10,11}\text{C}$  [25]. Des noyaux de masse supérieure à  $A=20$  ont été également étudiés. En particulier, la structure des isotopes du soufre  ${}^{30}\text{S}$  [26],  ${}^{38}\text{S}$  [27],  ${}^{40}\text{S}$  [28], et de l'argon  ${}^{34}\text{Ar}$  [26],  ${}^{43}\text{Ar}$  [29],  ${}^{42,44}\text{Ar}$  [30] a été sondée, permettant de mettre en évidence l'apparition de peau de neutrons pour des noyaux situés loin de la stabilité. Les isotopes de l'oxygène riches en neutrons,  ${}^{18,20}\text{O}$  [31, 32], ont été également sondés par protons permettant d'apporter de nouvelles informations sur la structure de ces noyaux. A titre d'exemple, sur la figure 1.7 sont présentées les distributions angulaires de la réaction de diffusion élastique et inélastique de protons sur des noyaux  ${}^{20}\text{O}$  à 43 MeV/A. Cette expérience a été réalisée au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL). L'analyse des distributions angulaires a enrichi les connaissances sur la chaîne isotopique d'oxygène dont le comportement loin de la stabilité présente des caractéristiques intéressantes. Nous discuterons

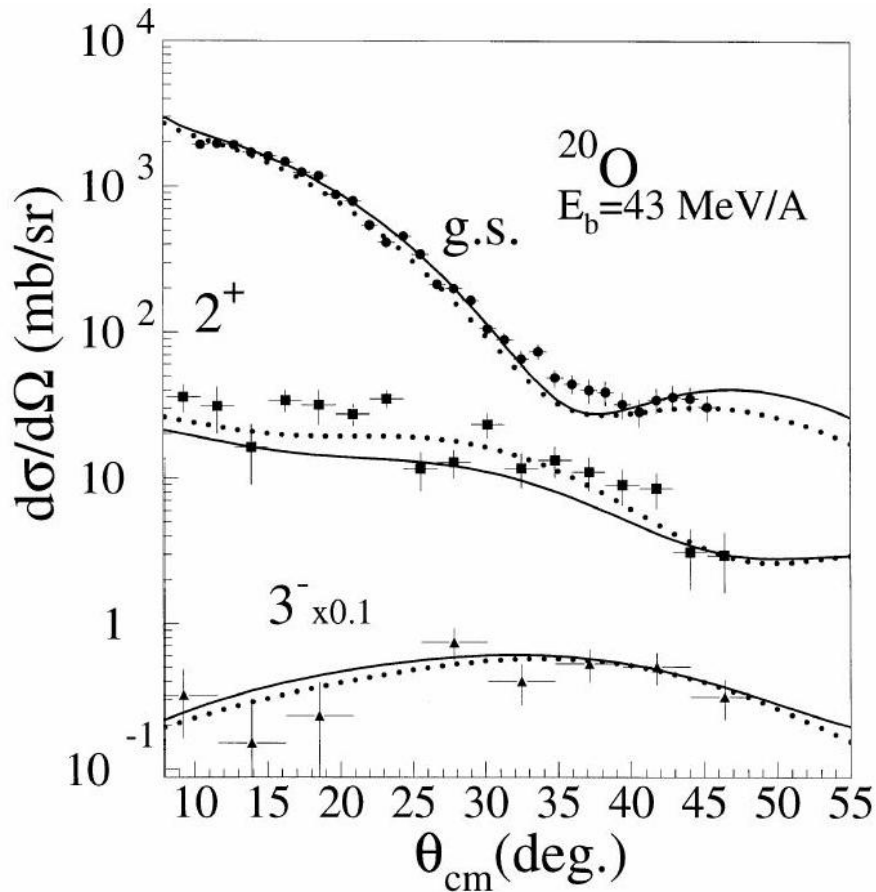


FIG. 1.7 – Distributions angulaires élastiques et inélastiques vers les états  $2^+_1$  et  $3^-_1$  de la réaction  $^{20}\text{O}(p,p')$  à 43 MeV/A. Les lignes en pointillés correspondent à des calculs CCBA avec un potentiel optique utilisant la paramétrisation de Becchetti-Greenlees. Les lignes pleines présentent des calculs JLM réalisés avec les densités de matière et densités de transition des modèles HF+BCS et QRPA [32]



maintenant de la problématique de la chaîne isotopique de l'oxygène et décrivons l'état de l'art des études expérimentales menées.

## 1.5 La chaîne isotopique de l'oxygène

La chaîne isotopique de l'oxygène a depuis longtemps intéressé les physiciens nucléaires : magique en proton ( $Z=8$ ), elle présente un cas idéal pour tester les modèles nucléaires pour des noyaux ayant une couche fermée permettant ainsi de décorrélérer les effets des protons de ceux des neutrons.

Le noyau  $^{16}\text{O}$  ( $Z=N=8$ ) est l'un des cinq noyaux stables doublement magiques caractérisés par une stabilité accrue. Il a été étudié par de nombreuses réactions ainsi que les deux autres isotopes stables  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$  permettant de valider les potentiels d'interaction phénoménologiques et microscopiques avec une sonde simple (proton) [33] ou composée (noyau) [34, 35]. Le dernier isotope riche en neutron lié expérimentalement observé est  $^{24}\text{O}$ . Des travaux théoriques utilisant des calculs de modèle en couches et HFB présentent des résultats contradictoires en ce qui concerne la stabilité ou l'instabilité des noyaux  $^{26}\text{O}$  et le supposé doublement magique  $^{28}_8\text{O}_{20}$ . Malgré les nombreuses expériences utilisant différentes techniques, ces noyaux n'ont pas été observés [36, 37, 38, 39, 40] (voir aussi la figure 1.8) ce qui soutient l'hypothèse que ces noyaux ne sont pas liés. Les isotopes impairs d'oxygène ont été également étudiés dès 1989. Un travail pionnier sur  $^{21}\text{O}$  a été effectué par W. Catford et al. en utilisant la réaction de transfert multi-nucléons  $^{18}\text{O}(^{18}\text{O},^{15}\text{O})$  [41]. Une récente étude a apporté de nouvelles informations sur le schéma des niveaux de  $^{21}\text{O}$  [42]. Les réactions de cassure (break-up) ont été largement utilisées pour l'étude des noyaux impairs exotiques et en particulier pour  $^{23}\text{O}$  dont la signature du premier état excité est encore controversée [41, 43, 44, 45, 46].

Dans la suite, nous présenterons plus en détail l'état de l'art sur le noyau  $^{22}\text{O}$ . Après son observation en 1970 [47] et la mesure de masse deux ans plus tard [48], l'étude plus approfondie de sa structure est devenue possible avec la production du faisceau de  $^{22}\text{O}$ . Belleguic et al. [49] ont mis en évidence par spectroscopie  $\gamma$  en vol l'énergie du premier état excité  $2^+$  (3.19 MeV) qui se révèle être plus élevée que l'énergie de  $2^+_1$  de  $^{20}\text{O}$ . Thirolf et al. [50] ont complété les connaissances sur  $^{22}\text{O}$  en étudiant la réaction  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au},^{197}\text{Au})$ . Une raie  $\gamma$  située à 3.17 MeV a été observée confirmant de cette façon l'énergie de l'état  $2^+_1$ . Sur la figure 1.9 nous avons présenté le spectre gamma obtenu. Les auteurs ont extrait la valeur de  $B(E2 \uparrow) = 21 \pm 8e^2 fm^4$ . Le comportement inhabituel du noyau  $^{22}\text{O}$  a suscité l'intérêt de la communauté des physiciens nucléaires. Les différentes expériences réalisées au cours des dernières années ont mis en évidence de nouveaux états :

- un état  $3^+$  à 4.5 MeV (Spectroscopie  $\gamma$  en vol [42, 49]),
- un état  $0^+_2$  à 4.9 MeV [42],
- un état  $(0^-, 1^-)$  à 5.8 MeV (break-up de  $^{23}\text{O}$  [51]),

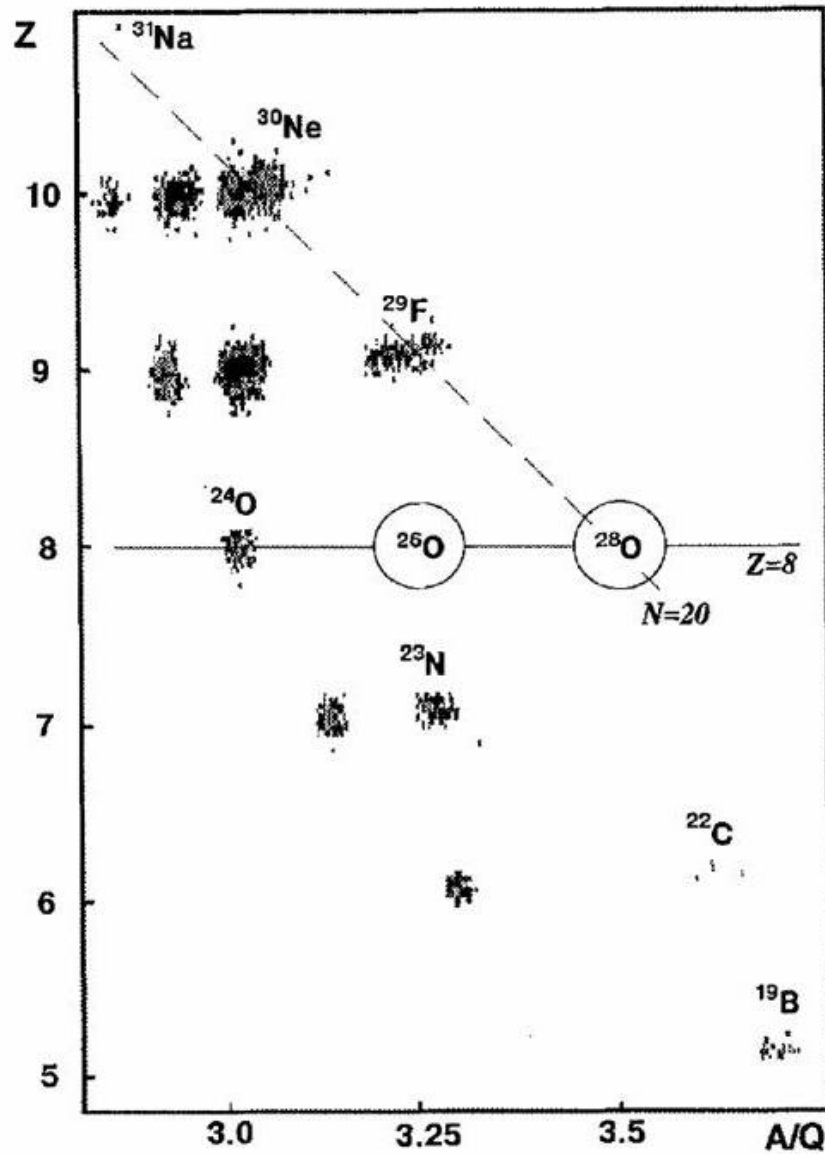


FIG. 1.8 – Matrice d'identification des noyaux obtenus par la fragmentation d'un faisceau de  $^{40}\text{Ar}$  d'énergie 94.1 AMeV sur une cible de  $690 \text{ mg/cm}^2$ . Aucun événement pour  $^{28}\text{O}$  n'a été observé. D'après Tarasov et al. [38]

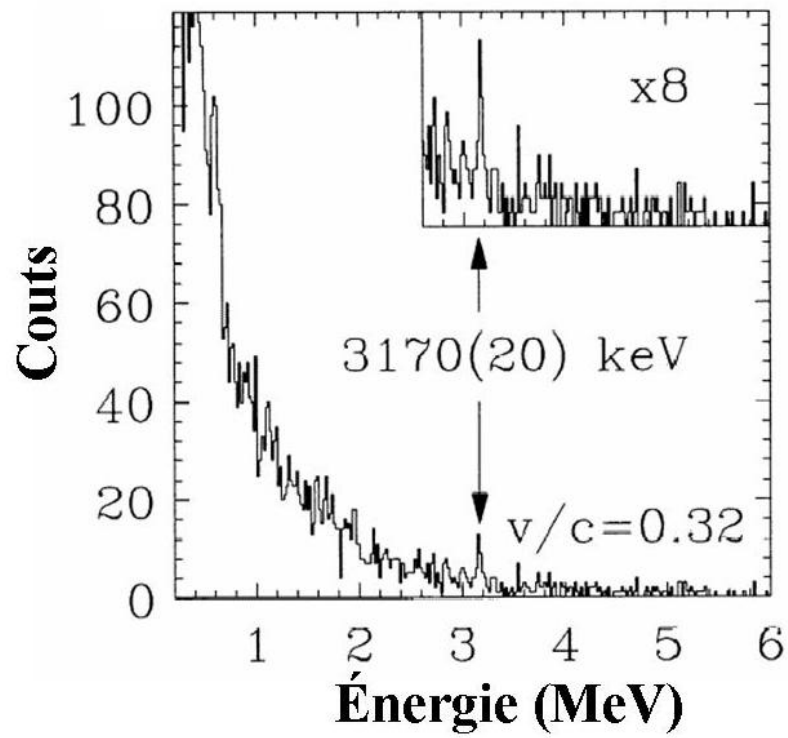


FIG. 1.9 – Spectre gamma (corrigé de l'effet Doppler) obtenu dans l'expérience d'excitation coulombienne de  $^{22}\text{O}$  par une cible lourde de  $^{197}\text{Au}$  à 50.6 MeV/nucléon. [50]

- un état  $2_2^+$  à 6.5 MeV [42],
- un état  $4_1^+$  à 6.9 MeV [42].

Le dernier noyau lié de la chaîne isotopique d'oxygène,  $^{24}\text{O}$ , a été étudié dans une expérience de spectroscopie en ligne [42]. Aucune raie n'a pu lui être attribuée, alors que si un état  $2^+$  se désexcitait par émission  $\gamma$ , il aurait dû être observé. Il semble donc que cet état décroisse par émission de neutron, ce qui permet d'assigner à son énergie une borne inférieure de 3.7 MeV, représentée par la flèche sur la figure 1.10.

Cette étude révèle donc que l'énergie de premier état excité de  $^{22}\text{O}$  augmente par rapport à la valeur de  $^{20}\text{O}$  tandis que la valeur de  $B(E2 \uparrow)$  est inférieure à celle de  $^{20}\text{O}$  et met en évidence la fermeture de sous-couche à  $N=14$ . Sur les figures 1.10 et 1.11, nous avons résumé les valeurs de l'énergie du premier état excité  $2_1^+$  et les probabilités d'excitation quadrupolaire pour les isotopes de l'oxygène riches en neutrons. La courbe de  $E(2_1^+)$  présente le pic caractéristique de fermeture de couche observé pour les noyaux magiques. Notons que pour la mesure de  $B(E2 \uparrow)$ , il faut réaliser une mesure complémentaire et plus directe.

Il est donc important d'étudier le comportement de  $^{22}\text{O}$  pour comprendre l'évolution de la chaîne isotopique de l'oxygène en approchant la limite de stabilité. Nous avons sondé pour la première fois ce noyau par une réaction de diffusion élastique et inélastique de protons (sensible aux neutrons) qui nous permettra d'obtenir de précieux renseignements sur la structure de  $^{22}\text{O}$  tels que la densité de matière, le paramètre de déformation dynamique  $\beta_{p,p'}$  et la contribution des neutrons et des protons à l'excitation. La diffusion de protons serait aussi une excellente méthode pour rechercher l'état de  $2^+$  de  $^{24}\text{O}$ , mais les intensités de faisceaux disponibles actuellement ne sont pas suffisantes pour aborder cette étude.

## 1.6 Les particularités des réactions de diffusion de protons en cinématique inverse

Les réactions avec des noyaux stables sont réalisées en cinématique directe, c'est-à-dire que le faisceau de la sonde (proton) est envoyé sur une cible contenant les noyaux à étudier. L'angle et l'énergie des protons diffusés sont mesurés, ce qui permet la construction de la distribution angulaire pour des états d'énergies différentes. Dans le cas des noyaux exotiques, les réactions sont réalisées en cinématique inverse : le faisceau de noyaux exotiques est produit puis envoyé sur une cible composée de particules stables. Nous avons présenté des calculs de cinématique relativiste pour la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  en cinématique inverse dans le cas où le noyau est détecté (fig. 1.12) et dans le cas où le proton de recul est détecté (fig. 1.13). Les noyaux de  $^{22}\text{O}$  sont donc émis vers l'avant sur une plage angulaire de  $0$  à  $3^\circ$ . L'état fondamental et  $2_1^+$  sont situés très près l'un de l'autre et la mesure angulaire doit avoir une très bonne précision (inférieure à  $0.01^\circ$ ) pour que l'on puisse les séparer. D'autre part, dans le cas général, le noyau peut être excité au dessus de seuil d'émission de particules. S'il est détecté après avoir émis un ou plusieurs

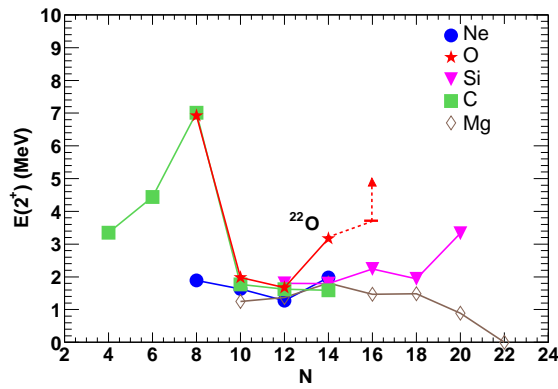


FIG. 1.10 – Energie d'excitation des états  $2_1^+$  pour les isotopes de l'oxygène riches en neutrons

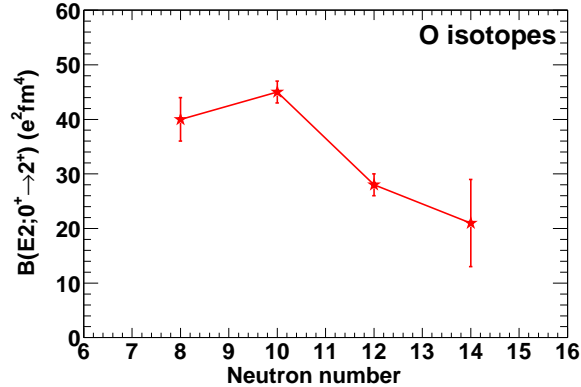


FIG. 1.11 –  $B(E2 \uparrow)$  pour les isotopes de l'oxygène riches en neutrons

nucléons, l'énergie et l'angle de diffusion ne seront pas reconstruits correctement. La détection du proton de recul semble mieux appropriée. En effet, il est diffusé dans une région angulaire plus large : de  $0$  à  $90^\circ$ , et la mesure des distributions angulaires se fera avec une meilleure résolution. D'autre part, à partir de l'angle et de l'énergie des protons, nous pouvons déduire l'énergie d'excitation du noyau que l'état excité soit ou non lié à de l'émission de particules.

Le faisceau de noyaux exotiques contient en général des contaminants. Pour sélectionner la voie de la réaction, le proton doit donc être détecté en coïncidence avec le noyau d'intérêt. Cela est généralement réalisé avec un spectromètre ou deux détecteurs plastiques placés l'un à la suite de l'autre. Une autre caractéristique des faisceaux exotiques est leur grande émittence. Si la divergence du faisceau n'est pas prise en compte, la résolution peut être dégradée. L'angle d'incidence des noyaux doit être par conséquent mesuré ainsi que la position d'interaction sur la cible. Dans ce but, des détecteurs gazeux multifils ont été construits afin de mesurer événement

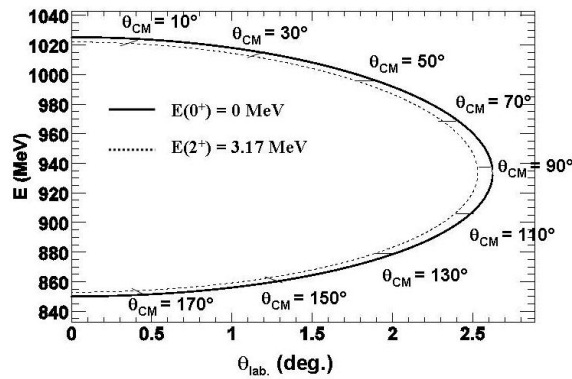


FIG. 1.12 – *Calculs de cinématique relativiste de  $^{22}\text{O}$  pour la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  à 46.6 MeV en cinématique inverse. La ligne continue indique la diffusion élastique, et la ligne en pointillé la diffusion vers l'état  $2_1^+$  de  $^{22}\text{O}$ . Nous avons placé les angles de diffusion dans le référentiel de centre de masse.*

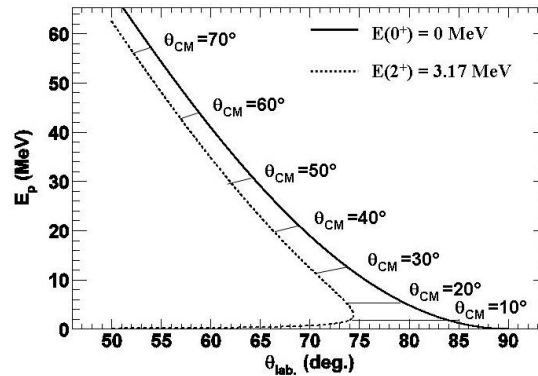


FIG. 1.13 – *Calculs de cinématique relativiste du proton de recul pour la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  à 46.6 MeV en cinématique inverse. La ligne continue indique la diffusion élastique, et la ligne en pointillé la diffusion vers l'état  $2_1^+$  de  $^{22}\text{O}$ . Nous avons placé les angles de diffusion dans le référentiel de centre de masse.*

par événement la trajectoire incidente des noyaux.

L'ensemble MUST [52] que nous présenterons dans le prochain chapitre a été spécialement conçu pour la détection de particules légères issues de réactions avec des faisceaux radioactifs, et il répond à la plupart des contraintes évoquées ci-dessus. Sa résolution angulaire ( $0.3^\circ$  à

150 mm de la cible) et en énergie ( $\approx 50$  keV) le rend très performant aussi bien pour l'étude des réactions de diffusion de protons que dans des réactions de transfert. Il peut en particulier être couplé à des détecteurs de faisceaux tels que les détecteurs CATS [53] (utilisés dans notre expérience) ainsi qu'à un spectromètre.

Une nouvelle génération de détecteur à vu le jour récemment : l'ensemble MUST II. Inspiré par l'architecture de MUST I, il est spécialement adapté à l'étude des noyaux exotiques permettant la détection des particules de recul ou bien à celles provenant de la désintégration en vol du projectile. Il peut être également couplé à d'autres détecteurs et offre la possibilité d'études simultanées de plusieurs réactions. Le détecteur MUST II sera décrit plus en détail dans le Chapitre 5.

## **Chapitre 2**

### **Dispositif expérimental**





Nous avons réalisé l'expérience de diffusion élastique et inélastique de protons sur le noyau riche en neutrons  $^{22}\text{O}$  en cinématique inverse au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) à Caen, France.

Dans ce chapitre, nous allons présenter successivement les étapes de la préparation de cette expérience. Nous commencerons avec la méthode de production du faisceau radioactif et les réglages nécessaires pour isoler le noyau d'intérêt. Nous donnerons une description générale du dispositif expérimental en insistant sur le choix des détecteurs, imposé par les particularités de la cinématique inverse. Nous poursuivrons avec la présentation des détecteurs utilisés et l'électronique associée. Le télescope MURs à STrips (MUST) [52] a été utilisé pour la détection des protons de recul ; les Chambres À Trajectoire de Saclay (CATS) [53, 54], placées en amont de la cible ont servi pour la reconstruction de la trajectoire du faisceau incident ; la chambre d'ionisation et le détecteur plastique situés au plan focal du Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL (SPEG) ont fourni l'énergie et le temps de vol (TOF) pour l'identification des noyaux. Le signal d'une galette de microcanaux délivrait un signal pris comme "start" pour la mesure de temps de vol (TOF). Enfin, deux détecteurs plastiques étaient disposés dans la chambre à réaction pour la détection des noyaux diffusés aux angles supérieurs à  $\pm 2$  degrés.

## 2.1 Production des faisceaux radioactifs au GANIL

Deux méthodes sont utilisées actuellement pour la production de faisceaux radioactifs au GANIL : production par fragmentation et production par la méthode ISOL. La première méthode consiste en la production des noyaux exotiques par la fragmentation d'un faisceau de noyaux stables sur une cible mince. La deuxième méthode, ISOL, utilise une cible épaisse, et les noyaux radioactifs produits sont ionisés et accélérés. Une étude plus détaillée concernant ces deux méthodes est donnée dans les références [15, 55]. Dans notre expérience, le faisceau secondaire a été produit par fragmentation en vol.

La production de faisceaux radioactifs par fragmentation inclut plusieurs étapes : production des ions, accélération du faisceau primaire, fragmentation sur une cible et réglages pour sélectionner le noyau d'intérêt. Le choix de la nature du faisceau primaire est primordial car il détermine dans une grande mesure le taux de production du noyau exotique étudié. Pour souligner cette importance, notons que dans une précédente expérience, la fragmentation du faisceau primaire  $^{40}\text{Ar}$  d'intensité  $2.3 \mu\text{Ae}$  sur une cible de  $^{12}\text{C}$  de  $362 \text{ mg/cm}^2$  n'a produit que quelques dizaines de noyaux de  $^{22}\text{O}$  par seconde (voir la réf. [56]). Dans notre expérience, nous avons utilisé un faisceau primaire de  $^{36}\text{S}^{16+}$  d'intensité  $6 \mu\text{Ae}$ . La production du  $^{22}\text{O}$  a été ainsi favorisée.

Les ions de  $^{36}\text{S}^{16+}$  sont extraits d'une source ECR (Electron Cyclotron Resonance) et accélérés successivement par un cyclotron compact (C01 ou C02), suivi de deux cyclotrons à secteurs séparés CSS1 et CSS2 (fig. 2.1) pour atteindre au final une énergie de  $77.5 \text{ MeV/A}$ . Le

faisceau ainsi produit est conduit sur une cible de production de  $^{12}\text{C}$  d'épaisseur  $428 \text{ mg/cm}^2$ . La production du faisceau secondaire a été optimisée en inclinant la cible à  $37.5$  degrés ce qui correspond à  $540 \text{ mg/cm}^2$  d'épaisseur effective.

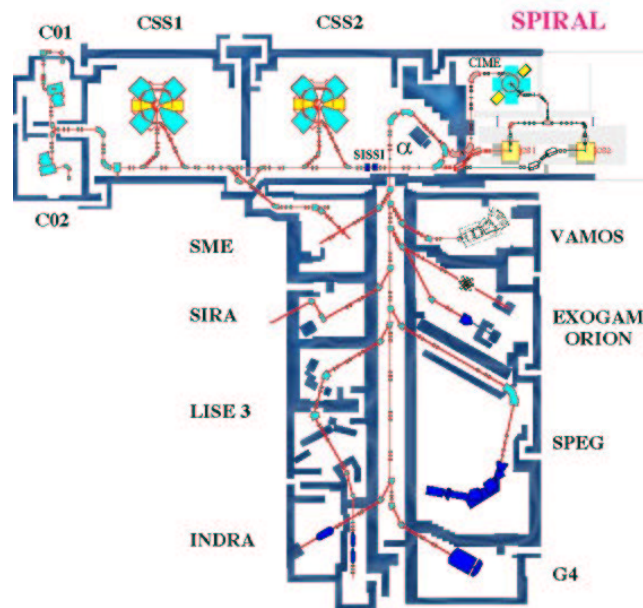


FIG. 2.1 – Aires expérimentales de GANIL

Le faisceau secondaire obtenu contient une multitude de noyaux de  $Z$  et  $A$  différents. Une autre particularité du faisceau secondaire est sa grande divergence angulaire. Elle est de l'ordre de  $100 \text{ mrad}$  ce qui est supérieur à l'acceptance angulaire de la ligne de transmission au GANIL ( $5\text{-}10 \text{ mrad}$ ). La transmission est améliorée en plaçant la cible de production dans le dispositif SSISS (Superconducting Intense Source for Secondary Ions) [57], composé de deux solénoïdes entourant la cible. Le premier solénoïde, S1, focalise le faisceau primaire sur la cible de production et le deuxième, S2, focalise le faisceau secondaire dans la ligne de transmission (voir 2.2).

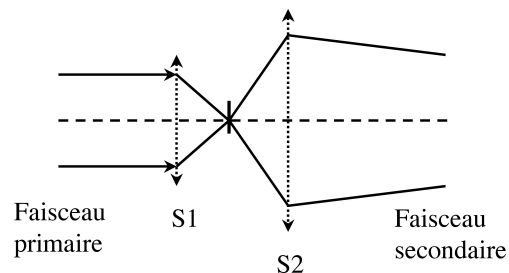


FIG. 2.2 – Schéma de principe du dispositif SSISS

La purification du faisceau est effectuée dans le spectromètre  $\alpha$ . Ce dispositif est constitué de deux dipôles entourant un dégradeur, qui dans notre cas était une feuille d'Al d'épaisseur

effective  $153.5 \text{ mg/cm}^2$ . Lorsque les noyaux sont analysés par le premier dipôle, ils sont déviés différemment en fonction de leur masse ( $A$ ) et de leur charge ( $Z$ ). En effet, une particule de masse  $m$ , de charge  $Q$  et de vitesse  $v$  est soumise dans l'approximation non relativiste à une force  $F$ ,

$$F = QvB = \frac{mv^2}{\rho}, \quad (2.1)$$

où  $B$  est le champ magnétique et  $\rho$  le rayon de la trajectoire. Les noyaux du faisceau primaire sont totalement épluchés donc  $Q=Z$ . Nous obtenons finalement

$$B\rho \propto v \frac{A}{Z}. \quad (2.2)$$

Donc chaque noyau suivra une trajectoire de rayon  $\rho$  qui est fonction de son rapport  $A/Z$ . Les noyaux ayant tous en moyenne la même vitesse, nous avons une première sélection des noyaux produits en  $A/Z$  mais le nombre de noyaux différents reste élevé (voir 2.3). Pour réduire ce nombre, un dégradeur est placé après le premier dipôle [58]. D'après la formule de Bethe-Block [59], la perte d'énergie d'un ion de charge  $Z$  et de vitesse  $v$  dans un matériau est proportionnelle à  $Z^2/v^2$

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2}. \quad (2.3)$$

Le premier dipôle impose le rapport  $B\rho$  donc  $v \propto \frac{Z}{A}$ . La perte d'énergie est finalement proportionnelle à

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{A^3}{Z^2}.$$

Pour conserver la même courbure de trajectoire  $\rho$  du faisceau secondaire, le champ magnétique  $B$  du deuxième dipôle est diminué de  $\Delta(B\rho)$  tel que  $\frac{\Delta(B\rho)}{B\rho} = \frac{\Delta E}{2E}$  [15].

Cette méthode permet une sélection efficace des noyaux d'intérêt. Sur les figures 2.3 et 2.4, nous présentons les matrices d'identification des noyaux du faisceau secondaire avant et après le dégradeur. L'identification des noyaux a été réalisée en repérant sur la figure 2.3 les noyaux correspondant à  $A/Z=2$  et  $A/Z=3$ . La comparaison du nombre des noyaux sur les deux figures montre que seulement 10% de la variété des noyaux est transmise après le dégradeur.

La variété des noyaux transmis a été réduite par une fermeture des fentes après le spectromètre  $\alpha$  dans le sens horizontal. Le faisceau secondaire obtenu était constitué de 12% de  $^{22}\text{O}$ , 82% de  $^{25}\text{Ne}$  et 6% de  $^{23}\text{F}$ . Les noyaux contaminants sont donc produits en grande proportion et l'identification des noyaux un par un sera nécessaire pour isoler les événements d'intérêt. Dans le tableau 2.1 sont résumées quelques caractéristiques des faisceaux primaire et secondaire. L'énergie par nucléon du faisceau secondaire est nettement plus faible que celle du faisceau primaire. Cela est dû principalement à la perte d'énergie dans la cible de production.

Nous avons calculé le taux de production des noyaux avec le code LISE [60] en se plaçant dans les conditions de l'expérience. Les caractéristiques du faisceau primaire, de la cible de production et du dégradeur sont celles présentées dans le tableau 2.1. L'acceptance en moment est de 0.5%. Les résultats sont présentés dans le tableau 2.2.

|                                  |  |                   |                    |
|----------------------------------|--|-------------------|--------------------|
| <i>Faisceau primaire</i>         | $^{36}\text{S}$                        |                   |                    |
| <i>Énergie</i>                   | $77.5 \text{ A.MeV}$                   |                   |                    |
| <i>Intensité</i>                 | $5.8 \mu\text{Ae}$                     |                   |                    |
| <i>Cible de production</i>       | $^{12}\text{C}, 540.3 \text{ mg/cm}^2$ |                   |                    |
| $B\rho_1$                        | $2.870 \text{ T}$                      |                   |                    |
| <i>Dégradeur</i>                 | $\text{Al}, 153.5 \text{ mg/cm}^2$     |                   |                    |
| $B\rho_2$                        | $2.738 \text{ Tm}$                     |                   |                    |
| <i>Noyaux produits</i>           | $^{22}\text{O}$                        | $^{23}\text{F}$   | $^{25}\text{Ne}$   |
| <i>Énergie cinétique (MeV/A)</i> | $46.6$                                 | $53.81$           | $56.17$            |
| $\beta = v/c$                    | $0.305$                                | $0.326$           | $0.332$            |
| <i>Pureté</i>                    | $12\%$                                 | $6\%$             | $82\%$             |
| <i>Intensité</i>                 | $1200 \text{ pps}$                     | $600 \text{ pps}$ | $8200 \text{ pps}$ |

TAB. 2.1 – Caractéristiques des faisceaux primaire et secondaire

| Noyaux produits            | $^{22}\text{O}$ | $^{23}\text{F}$ | $^{25}\text{Ne}$ |
|----------------------------|-----------------|-----------------|------------------|
| Intensité Code LISE (pps)  | 1800            | 10000           | 14000            |
| Intensité expérience (pps) | 1200            | 600             | 8200             |

TAB. 2.2 – Comparaison des intensités calculées avec le code LISE et celles mesurées en expérience

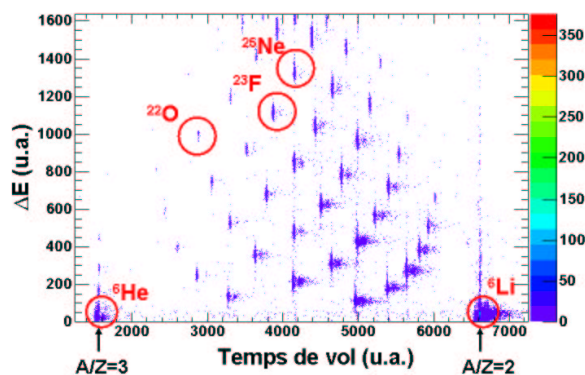


FIG. 2.3 – Matrice d'identification des noyaux du faisceau secondaire par TOF- $\Delta E$  sans dégradeur

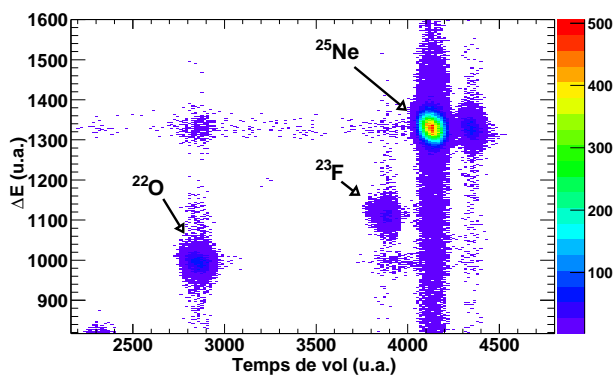


FIG. 2.4 – Matrice d'identification des noyaux du faisceau secondaire par TOF- $\Delta E$  avec dégradeur

L'intensité prédite par le code LISE pour la production des trois noyaux,  $^{22}\text{O}$ ,  $^{23}\text{F}$  et  $^{25}\text{Ne}$  est surestimée.

## 2.2 Description générale du dispositif expérimental

Le faisceau purifié est transmis en mode achromatique jusqu'à la salle SPEG où nous avons installé la cible de protons  $(\text{CH}_2)_n$  et les détecteurs. Sur la figure 2.5 est représenté le dispositif expérimental. Dans la chambre à réaction a été disposé un ensemble de 8 télescopes MUST (MURs à STRips) pour la détection des protons de recul. Il se présente sous la forme de deux colonnes de quatre télescopes chacune. La distance entre la cible de réaction et le centre des faces d'entrée de MUST est de 150 mm.

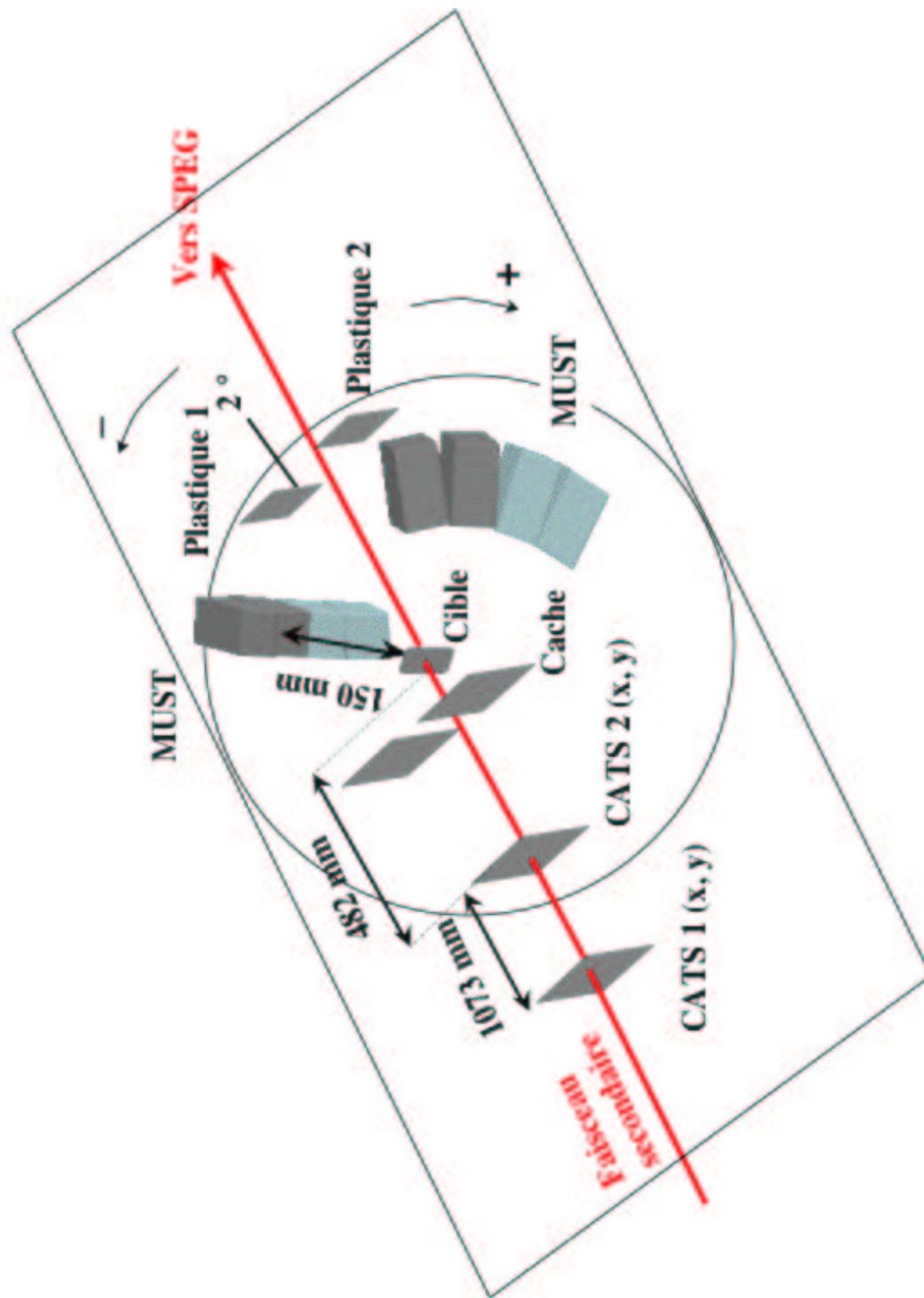


FIG. 2.5 – Vue schématique du montage expérimental. Dans la chambre à réaction sont placés les 8 télescopes MUST, les deux détecteurs plastiques et l'un des détecteurs de faisceau CATS. Le deuxième détecteur CATS est positionné avant la chambre à réaction. Le sens de transport du faisceau est de gauche à droite.

En amont de la cible de réaction ont été placées deux chambres proportionnelles multifils, CATS (Chambre À Trajectoire de Saclay) [54]. L'une était située à l'intérieur de la chambre à réaction, l'autre en amont. Elles donnent une mesure bidimensionnelle de la position de passage des noyaux. Cela permet la reconstruction de l'angle d'incidence du faisceau et du point d'interaction sur la cible. Nous verrons dans l'analyse des données que la prise en compte de ces paramètres améliore considérablement la résolution de l'angle de diffusion des protons.

Les noyaux d' $^{22}\text{O}$  ont été identifiés par leur perte d'énergie dans une chambre à ionisation disposée au plan focal du Spectromètre à Perte d'Énergie (SPEG) [61] et par le temps de vol entre CATS 2 et le détecteur plastique situé derrière la chambre d'ionisation. Les noyaux diffusés à des angles supérieurs à l'acceptance de la ligne SPEG, c.à.d. à  $\pm 2$  degrés dans le laboratoire, ont été détectés dans deux détecteurs plastiques situés à 787 mm de la cible, juste avant la sortie du faisceau de la chambre à réaction. Un détecteur à galette de microcanaux disposée à la sortie du spectromètre  $\alpha$  était utilisée pour la mesure de temps de vol des noyaux jusqu'au plastique du SPEG.

Dans les sections suivantes, nous allons décrire plus en détail les détecteurs utilisés dans cette expérience et l'électronique qui leur est associée.

## 2.3 Détecteur de particules légères MUST

Le télescope MUST [52] a été conçu pour la détection de particules légères dans des réactions directes. Il est constitué de trois étages : Si à pistes, Si(Li) et CsI(Tl). Chacun de ces détecteurs mesure l'énergie déposée par les particules. Le Si à pistes fournit également la position de détection permettant de calculer l'angle de diffusion.

Cet ensemble permet la détection de protons d'énergie maximale d'environ 70 MeV. En tenant compte de la distance entre la cible et le détecteur MUST, la couverture angulaire de l'ensemble des 8 télescopes est de 1.28 sr soit 10% de  $4\pi$ .

### 2.3.1 Détecteur Si à pistes

Le premier étage est constitué d'un détecteur de Si à pistes construit par la société CANNBERA. Son épaisseur est d'environ 300  $\mu\text{m}$  et sa surface active de  $60 \times 60 \text{ mm}^2$ . Le point de détection du proton est repéré par les 60 pistes horizontales sur la face d'entrée et 60 pistes verticales sur la face de sortie. La largeur des pistes, 1 mm, correspond à un angle de 0.2 degré vu de la cible. L'énergie maximale des protons détectés dans le détecteur à pistes est d'environ 6 MeV.



## Électronique

Chaque piste de côté ohmique (Y) et jonction (X) est équipée d'un préamplificateur développé et construit par le Service d'Électronique Physique de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (SEP).

Les préamplificateurs des pistes d'entrée (côté jonction) sont optimisés pour la mesure de temps. Ils utilisent un préamplificateur de courant muni d'un transistor bipolaire choisi à cause de sa réponse rapide en temps.

La mesure de l'énergie est effectuée sur les deux côtés mais le signal du côté ohmique est optimisé pour une meilleure résolution en énergie. Pour cette raison les pistes du côté ohmique sont équipées par des préamplificateurs de charge avec un gain de 20 mV/MeV.

Les signaux des 60 pistes X et 60 pistes Y de chaque détecteur Si à pistes sont traités par la carte SMP128X (voir fig. 2.6) fabriquée par le SEP de l'IPN. Le signal de chaque piste X est

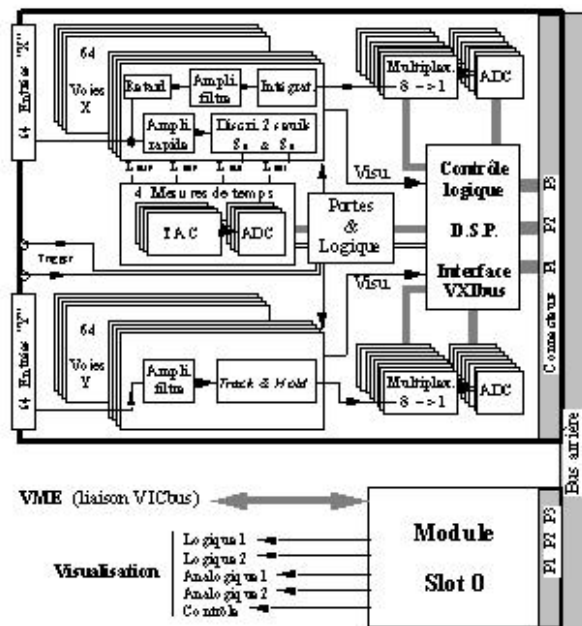


FIG. 2.6 – Carte SMP128X [52] et [62]

divisé en deux voies :

- voie énergie - le signal est amplifié, intégré et codé dans 8 ADC
- voie temps - le signal passe par un amplificateur rapide suivi par un discriminateur à seuil haut, le OU de toutes les pistes paires et impaires génère un signal, appelé  $L_D$ , il est pris comme référence temporelle pour le temps de vol entre CATS2 et le détecteur Si à pistes, il est donc injecté comme *Start* dans des TACs internes, le *Stop* commun de toutes les pistes est donné par un signal externe provenant de CATS 2 (voir le schéma électronique de CATS 2 2.16), l'amplitude résultante est codée dans un ADC.

Les signaux analogiques des 60 pistes Y sont amplifiés et injectés dans un circuit suiveur-bloqueur (Track and Hold) qui mémorise l'amplitude du signal ; le codage est ensuite effectué dans 8 ADC.

### Logique des traitements des signaux et acquisition

Dans les conditions d'une expérience, le détecteur MUST fonctionne en mode "couplé", c'est à dire qu'il est synchronisé avec les autres détecteurs utilisés dans l'expérience. Les huit détecteurs MUST, disposés dans un châssis VXI, communiquent avec le trigger externe via la carte Slot0. Si une particule est détectée, nous avons vu dans la section ci-dessus qu'un signal logique  $L_D$  est émis par la carte SPM128X correspondante. *Un point de validation* est généré et les mesures d'énergie sur toutes les voies jonction et ohmique sont alors effectuées et mémorisées. Le OU des 8 signaux  $L_D$  est ensuite réalisé par un module externe et le signal résultant est envoyé au trigger externe GANIL Master Trigger (GMT). Si le GMT accepte l'événement, un signal logique, Fast Trigger Accepted (FTA), est émis. Le rôle du FTA est de générer *une fenêtre de validation* qui est renvoyée à la carte SMP128X. Si *le point de validation* de MUST se trouve à l'intérieur de *la fenêtre de validation*, l'acquisition des modules MUST est bloquée par un signal d'inhibition reçu du GMT à travers le Slot0. Les signaux mémorisés sont alors codés. Les données subissent un premier traitement par le Digital Signal Processor (DSP) et sont envoyées ensuite par le Slot0 vers un processeur VME167 qui à son tour transmet les données à une station SUN située à l'extérieur de la salle de faisceau. Une fois le codage terminé, le GMT remet à zéro la carte SMP128X et lève l'inhibition. Si en revanche l'événement n'a pas été accepté, la carte SMP128X est remise à zéro.

Un logiciel permet les réglages des cartes SMP128X tels que les seuils des discriminateurs des voies jonction, le retard du point de validation, les portes d'intégration des voies jonction et les générateurs test.

#### 2.3.2 Détecteur Si(Li)

Pour la détection des protons d'une énergie allant jusqu'à 25 MeV, il était nécessaire d'utiliser un détecteur épais de silicium. Le détecteur silicium compensé au lithium (Si(Li)) a été réalisé par le Service des détecteurs de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay par la diffusion d'ions de Li dans un bloc de silicium de type p. Il est placé à 5 mm derrière le détecteur Si à pistes et il a les dimensions suivantes : surface active de  $58 \times 58 \text{ mm}^2$  et 4 mm d'épaisseur. La surface active d'entrée du détecteur est inférieure à celle des Si à pistes. Donc les particules détectées dans les pistes situées au bord du détecteur Si à pistes ne sont pas détectées dans les Si(Li). D'autre part, le procédé de fabrication provoque une zone morte d'environ  $500 \mu\text{m}$  sur la face arrière du détecteur. Ces effets seront pris en compte lors de l'extraction des événements d'intérêt. Une couche d'or est déposée sur chaque côté du détecteur jouant ainsi le rôle

d'électrodes. La tension de polarisation appliquée est de 400 V.

## Électronique

Le détecteur Si(Li) est muni d'un préamplificateur de charge (PAC) similaire à ceux du côté ohmique des Si à strips. Le signal est envoyé ensuite dans un amplificateur lent CAEN avant d'être codé dans un ADC au standard VXI. Un système de refroidissement maintient la température de l'ensemble détecteur-électronique à une température d'environ 10°C pour un fonctionnement optimal.

### 2.3.3 Détecteur CsI(Tl)

Le troisième étage du télescope MUST est constitué d'un détecteur de CsI. Pour quatre des télescopes nous avons utilisé les CsI Single, constitués par un seul cristal de CsI. Ils ont été fabriqués par la société SCIONIX. Leurs dimensions,  $60 \times 60 \times 30 \text{ mm}^3$ , ont été choisies pour permettre la détection de protons jusqu'à 70 MeV. À partir d'une profondeur de 15 mm les cristaux épousent une forme conique afin de favoriser la collection des photons de scintillation. Les côtés des cristaux sont enveloppés avec un matériau réfléchissant et la face d'entrée est recouverte d'environ  $2 \mu\text{m}$  de mylar aluminisé.

Les quatre autres télescopes ont été munis d'un ensemble de quatre cristaux de CsI appelés Quattro, fabriqué à l'Institut de Physique Nucléaire. Les CsI Quattro ont été conçus pour l'étude de l'émission de deux protons dans les noyaux légers déficients en neutrons [63]. En effet, pour discriminer les événements où deux protons sont détectés dans le même télescope, il a fallu augmenter la granularité de l'ensemble de détection. Chaque cristal, de dimension  $30 \times 30 \times 30 \text{ mm}^3$ , est recouvert de quatre couches de teflon d'épaisseur  $10 \mu\text{m}$  et d'une couche de mylar aluminisé sur la face d'entrée.

Les tensions appliquées aux trois détecteurs du télescope MUST sont résumées dans le tableau 2.3 et sur les figures 2.7 et 2.8.

|             | tension (V) | courant ( $\mu\text{A}$ ) |
|-------------|-------------|---------------------------|
| Si à pistes | 30-50       | 1-3                       |
| Interpistes | 5           | 0-1                       |
| Si(Li)      | 400         | 6 - 18                    |
| CsI(Tl)     | 50          | —                         |

TAB. 2.3 – Tensions et courants

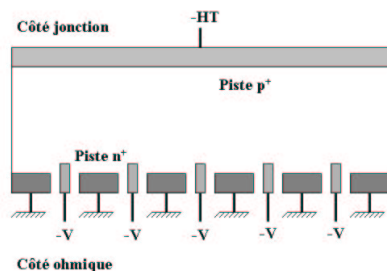


FIG. 2.7 – Tensions de polarisation du détecteur Si à pistes ([54])

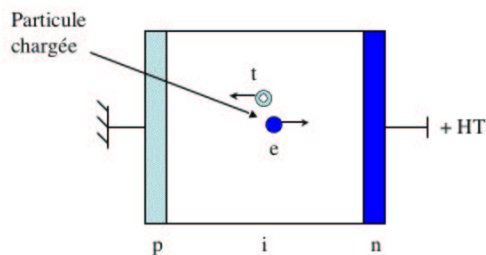


FIG. 2.8 – Tensions de polarisation du détecteur Si(Li)

## Électronique

Tous les cristaux sont munis d'une photodiode PIN de type Hamamatsu S3204 d'une surface active de  $18 \times 18 \text{ mm}^2$ . La réponse spectrale de cette photodiode (maximum entre 600 et 1000 nm) est bien adaptée à la détection de rayonnement provenant du cristal CsI(Tl). Le couplage entre le cristal et la photodiode est assuré par la colle EPOTEK.

Les CsI(Tl) Single sont équipés de préamplificateurs, fabriqués par la société SCIONIX. Chacun des CsI(Tl) Quattro est muni d'un préamplificateur de charge PAC07B, fabriqué par le Service d'électronique de l'IPN d'Orsay (SEP). Les signaux issus des préamplificateurs sont injectés dans un amplificateur CAEN et codés ensuite dans un ADC au standard VXI.

### 2.3.4 Support mécanique

Le support mécanique des 8 télescopes MUST a été construit par le Service de Mécanique à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Il est constitué de deux plaques sur lesquelles sont montés les 8 télescopes. Nous avons donc deux colonnes de 4 télescopes, chacun orienté vers la cible (voir fig. 2.9). Les plaques sont fixées sur deux couronnes (C1 et C2) mobiles dans la chambre à réaction, et pouvant donc se déplacer indépendamment l'une de l'autre. Pour une efficacité géométrique maximale dans la région d'intérêt (15 - 45 deg. dans le référentiel du centre de masse), les couronnes étaient disposées successivement dans les configurations présentées dans le tableau 2.4.

|                 | C1       | C2      |
|-----------------|----------|---------|
| Configuration 1 | -60 deg. | 70 deg. |
| Configuration 2 | -65 deg. | 75 deg. |

TAB. 2.4 – Positions des couronnes C1 et C2

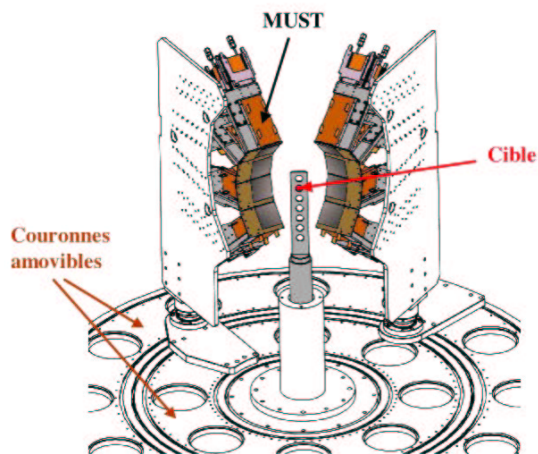


FIG. 2.9 – Montage des huit détecteurs MUST disposés sur deux colonnes

## 2.4 Détecteurs plastiques disposés à l'intérieur de la chambre à réaction

À l'intérieur de la chambre à réaction ont été placés deux détecteurs plastiques (voir fig. 2.5) pour la détection de noyaux du faisceau émis aux angles dans le référentiel du laboratoire supérieurs à l'acceptance du SPEG qui est de  $\pm 2$  degrés. Vu la cinématique de la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  (voir Chapitre 1), ces événements correspondent aux grands angles dans le référentiel du centre de masse.

Les scintillateurs plastiques (NE-102A) de dimensions 100 mm x 50 mm x 10 mm étaient enveloppés avec un matériau réfléchissant. Un guide de lumière achemine les photons créés par le passage d'une particule chargée vers un photomultiplicateur. Le signal électrique généré est traité par la chaîne électronique présentée sur la fig. 2.10 pour obtenir l'énergie déposée et le temps de vol entre CATS 2 et les plastiques.

Le schéma électronique pour le plastique 2 est identique à celui du plastique 1.

## 2.5 Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL (SPEG)

Le dispositif SPEG est constitué d'un analyseur et d'un spectromètre, formant un ensemble achromatique [61]. Dans notre expérience, l'analyseur était réglé en mode achromatique, c'est à dire que le faisceau était focalisé sur la cible, et le spectromètre était en mode dispersif au plan focal (voir la figure 2.11). Cette configuration a été utilisée pour satisfaire aux contraintes expérimentales. En effet, pour augmenter le taux de comptage dans MUST et la précision dans la mesure de l'angle de diffusion, nous avons besoin d'une dispersion minimale du faisceau sur la cible.

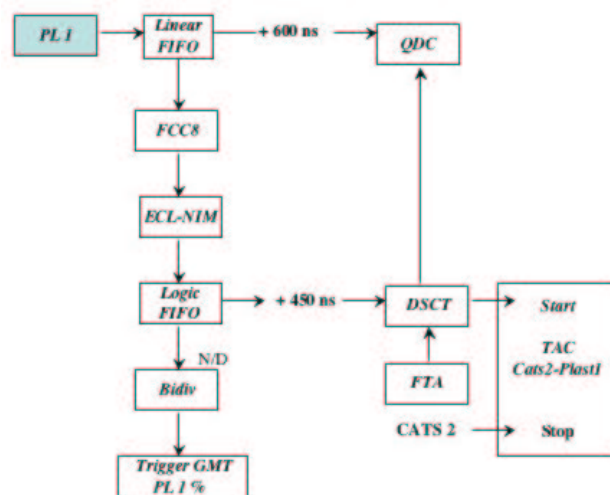


FIG. 2.10 – Schéma électronique du détecteur plastique (PL1) placé à l'intérieur de la chambre à réaction

Le spectromètre était placé à  $0^\circ$  et son acceptation angulaire est de  $4^\circ$ . Dans le plan focal du SPEG sont disposées deux chambres à dérive suivies d'une chambre d'ionisation et un scintillateur plastique. Dans notre expérience n'ont été utilisés que les deux derniers détecteurs que nous présenterons par la suite.

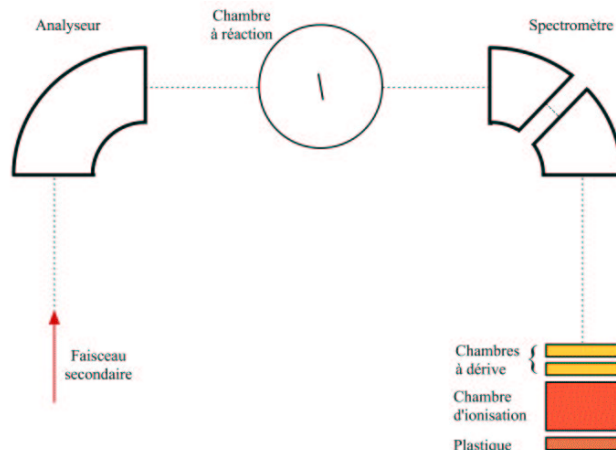


FIG. 2.11 – Principe de fonctionnement du spectromètre SPEG

### 2.5.1 Chambre à ionisation

La chambre à ionisation est constituée de 17 feuilles de mylar aluminisé disposées à 4.27 cm l'une de l'autre et définissant de cette façon 8 cellules remplies d'isobutane (voir fig. 2.12). Les dimensions finales sont : 70 cm de largeur utile et 12 cm de hauteur. Chaque cellule se

comporte comme une chambre à ionisation individuelle qui délivre un signal électrique proportionnel à l'énergie déposée par la particule le long de son trajet. La somme des huit signaux est proportionnelle à l'énergie totale déposée dans le détecteur. Donc, c'est ce paramètre que nous utiliserons pour l'identification en Z.

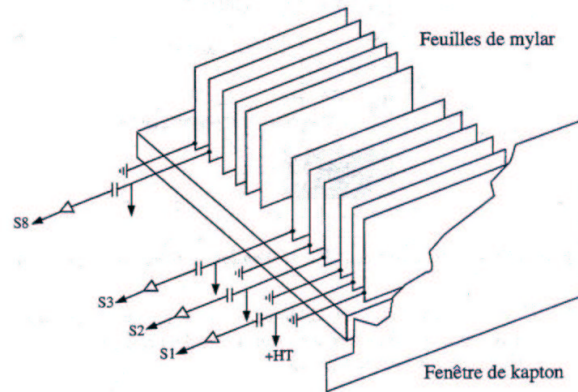


FIG. 2.12 – *Chambre à ionisation du plan focal du SPEG*

### 2.5.2 Scintillateur plastique

Le détecteur plastique est placé à la suite de la chambre d'ionisation. Il est constitué de BC400(NE102A) de 2 cm d'épaisseur, 72 cm de largeur et 15 cm de hauteur. L'énergie déposée par les noyaux du faisceau secondaire est recueillie et convertie en signal électrique par deux tubes photomultiplicateurs (PM) disposés des deux côtés du plastique. Chaque PM émet un signal qui sert d'une part, à mesurer l'énergie déposée et d'autre part, comme référence pour la mesure du temps de vol entre le plastique et d'autres détecteurs utilisés dans l'expérience. Le schéma électronique associé au détecteur plastique lu par le PM gauche est représenté sur la figure 2.13.

## 2.6 Chambres À Trajectoire de Saclay

Les Chambres À Trajectoire de Saclay (CATS) [53, 54] sont construites selon le principe des chambres proportionnelles multifils basse pression (MWPC). Elles ont été développées au CEA/DAPNIA-Saclay. Un ensemble de fils anodes est disposé entre deux plans cathodiques constitués par des bandes de 2.52 mm de largeur à une distance de 0.2 mm l'une de l'autre (voir fig. 2.14). Les bandes du premier plan cathodique sont orientées orthogonalement aux fils de l'anode tandis que les bandes du deuxième plan y sont parallèles. Les fenêtres d'entrée

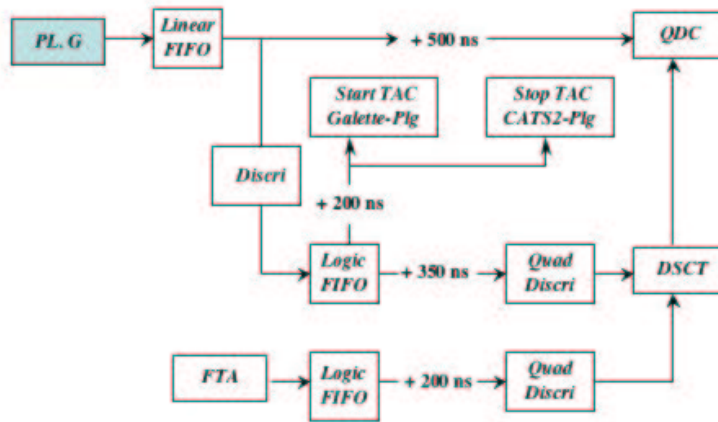


FIG. 2.13 – Schéma électronique du scintillateur plastique

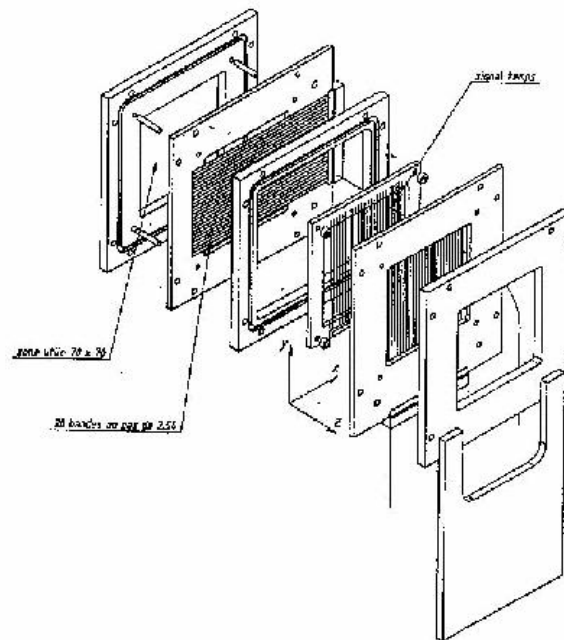


FIG. 2.14 – Chambre à fils basse pression CATS

et de sortie du détecteur sont constituées de mylar de  $1.5\mu\text{m}$  d'épaisseur. Le gaz utilisé est l'isobutane à une pression comprise entre 8 et 16 mbar. La pression dépend de la charge des noyaux détectés, de leur énergie et de l'intensité du faisceau. L'avantage d'utiliser un MWPC à basse pression est que nous aurons deux zones d'amplification, dans la zone du champ constant et au voisinage des fils. Cela implique que le signal résultant sera dû à la fois au mouvement des électrons et au mouvement des ions, d'où une bonne résolution temporelle.

Le choix d'utiliser l'isobutane a été motivé par le meilleur gain dans la multiplication des charges par rapport aux autres gaz [64]. Les détecteurs sont utilisés d'une part pour la localisa-



tion des particules chargées et d'autre part comme référence temporelle.

Lorsqu'une particule traverse le détecteur, elle ionise le gaz. Sous l'action du champ électrique, les électrons et les ions sont séparés. Le mouvement des ions induit un signal positif sur les cathodes et un signal négatif sur l'anode. Le centroïde des charges induites sur les cathodes correspond à la position de passage de la particule à travers le détecteur. Nous obtenons de cette façon une localisation bidimensionnelle de la trajectoire de la particule incidente.

### 2.6.1 Électronique

L'anode est soumise à une tension positive de 750 V, tandis que les bandes cathodiques sont au potentiel de la masse au travers des préamplificateurs de charge qui leur sont associés. Le signal de l'anode est amplifié par un amplificateur de tension rapide de gain 200 (voir fig. 2.15) qui délivre deux signaux : l'un est injecté dans un codeur de charge (QDC) pour obtenir la charge totale collectée sur l'ensemble des fils anodiques, et l'autre sert pour générer la porte de codage des QDC des signaux des bandes, comme entrée pour le trigger externe, le GMT, et il est également envoyé vers différents Time Amplitude Converters (TAC) pour la mesure de temps de vol (voir fig. 2.16).

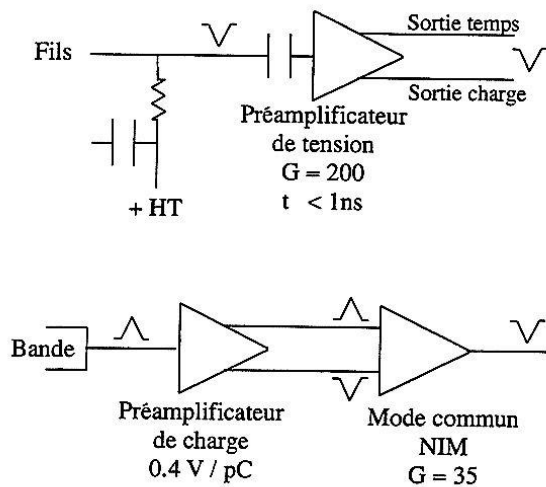


FIG. 2.15 – Électronique associée aux fils et aux bandes de CATS 1 [54]

Les signaux provenant des bandes sont mis en forme par des préamplificateurs de charge délivrant deux signaux de polarité inverse transmis à un module NIM. Le rôle de ce module est d'additionner ces signaux afin d'éliminer les bruits parasites et d'amplifier le signal. Le signal ainsi amplifié est codé par un QDC à l'intérieur de la porte d'intégration créée par le signal de l'anode en coïncidence avec le signal de validation du GMT (voir fig. 2.16).

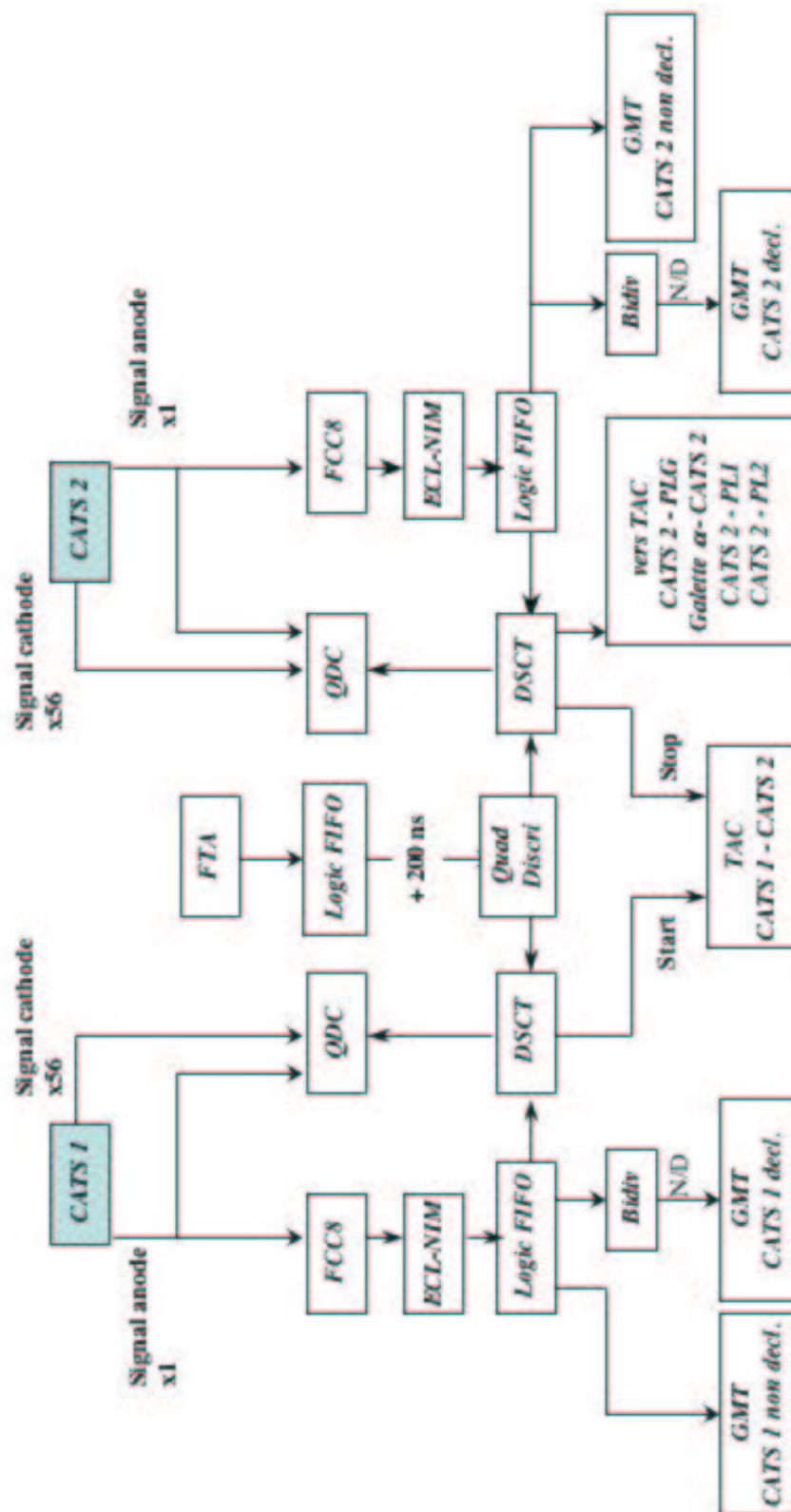


FIG. 2.16 – Schéma électronique des détecteurs CATS

## 2.7 Détecteur GALTEMPS

Le détecteur GALTEMPS a été construit sur la base de galettes de microcanaux pour la mesure du temps de vol [65]. Il consiste en une feuille de carbone disposée sur la trajectoire du faisceau incident à la sortie du spectromètre  $\alpha$  et inclinée à 45 degrés.

Lorsqu'un ion passe à travers la feuille de carbone, il arrache des électrons qui sous l'effet d'un champ électrique uniforme sont accélérés vers une paire de galettes de microcanaux. Le signal électrique généré sur l'anode est pris comme référence pour le temps de vol entre la galette et le plastique du SPEG et la galette et CATS 2 (voir le schéma électronique fig. 2.17). L'efficacité de détection, 76%, a été calculé par rapport au SPEG. La résolution en temps de ce dispositif a été estimée à 1.0 ns pour le faisceau de  $^{22}\text{O}$  à partir du temps de vol entre le détecteur de microcanaux et le plastique du speg.

Ce détecteur a été utilisé essentiellement durant la phase de réglage du faisceau secondaire.

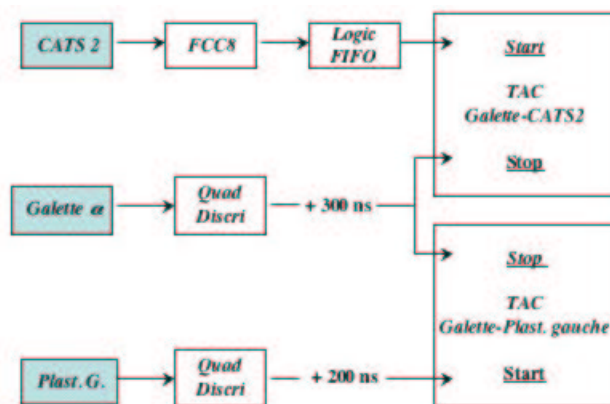


FIG. 2.17 – Schéma électronique des temps galette-CATS 2, CATS 2-plastique du SPEG et galette-plastique du SPEG

## 2.8 Électronique de déclenchement et acquisition

L'acquisition générale est contrôlée par un trigger externe GANIL Master Trigger (GMT) qui gère l'acceptation des événements provenant des différents détecteurs décrits ci-dessus. Sur la figure 2.18 est présenté le schéma électronique général de l'expérience. Nous y avons résumé les chaînes électroniques de tous les détecteurs utilisés et donné leur lien avec le trigger externe.

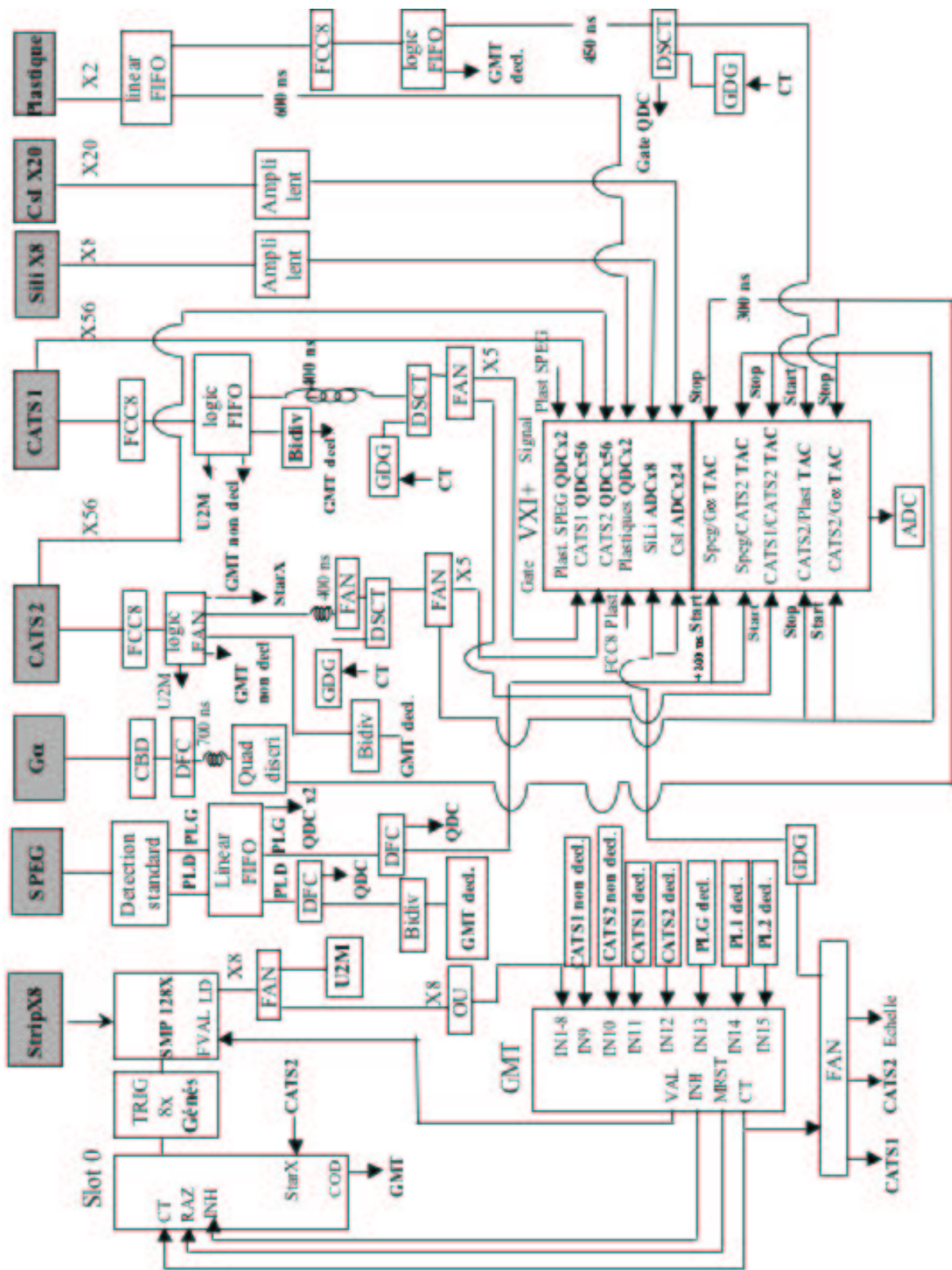


FIG. 2.18 – Schéma électronique général de l'expérience

Certains des détecteurs ont été choisis comme voie déclencheuse pour l'acquisition. Lorsqu'ils sont touchés, ils envoient en entrée du GMT un signal rapide. Nous obtenons un mot de 16 bits, chaque bit correspondant à une voie de déclenchement. Ce mot est lu par le programme d'acquisition et est comparé à une configuration prédéterminée, appelée "mot de déclenchement". Si le mot délivré par le GMT correspond à cette configuration, le GMT ouvre une fenêtre d'analyse rapide Fast Analysing Gate (FAG) (voir la figure 2.19), envoyée vers tous les codeurs. Un mot correspondant aux détecteurs dont le signal se trouve à l'intérieur de cette fe-

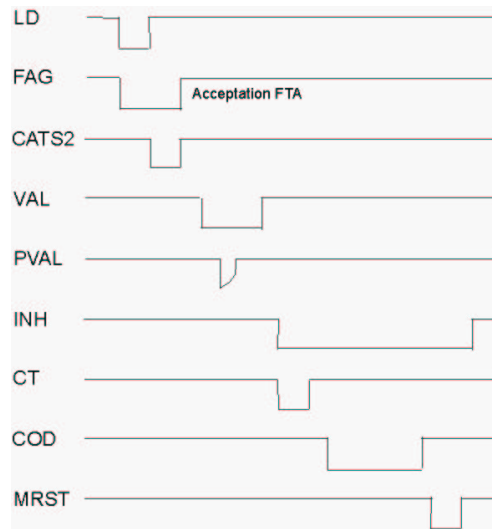


FIG. 2.19 – Chronogramme de l'expérience

nêtre est constitué et comparé aux "mots d'acceptation". Si la configuration est admise, le signal d'acceptation (Fast Trigger Accepted, FTA) est envoyé vers tous les détecteurs. Les portes de codage des QDC et ADC des Si(Li), CsI(Tl) et CATS sont alors créées ainsi que la fenêtre de validation (VAL) de MUST. Les données des modules MUST qui ont leur point de validation (PVAL) dans cette fenêtre vont être alors codées. Un signal d'inhibition (INH) est émis par le GMT vers tous les codeurs afin de bloquer l'acquisition de nouveaux événements pendant toute la période du codage. En même temps, un signal donnant l'ordre de codage (CT) de l'événement est envoyé vers le Slot0 pour le codage des données de MUST et vers les codeurs des autres détecteurs (Cats, plastiques et chambre à ionisation). A son tour, le Slot 0 indique au GMT par un signal (COD) qu'il est en train de coder. A la fin du codage, le signal MRST (Master ReSet Trigger) remet à zéro les valeurs des codeurs. L'électronique est alors prête pour l'acquisition de nouveaux événements.

Les données codées sont regroupées par paquets, appelés buffers, et envoyées à la station de travail se situant dans la salle de contrôle de SPEG. Un programme informatique <sup>1</sup> lit les données et les enregistre sur des bandes magnétiques selon un ordre préalablement défini. En

<sup>1</sup>Un exemple de programme d'acquisition utilisé au GANIL ainsi que la présentation générale de l'acquisition peut être consulté dans la référence [66]

même temps, certaines des données sont affichées en ligne pour contrôler le bon déroulement de l'acquisition.



# **Chapitre 3**

## **Analyse des données**





Ce chapitre est consacré au travail de calibration des différents détecteurs utilisés dans l'expérience. En premier lieu, nous présenterons une description détaillée de la calibration des détecteurs CATS, Si à pistes, Si(Li) et CsI(Tl), suivie par les méthodes d'identification des particules légères détectées avec le télescope MUST et des noyaux du faisceau secondaire détectés dans SPEG. Nous allons discuter de différents aspects dans le traitement des données, perte d'énergie dans la cible et efficacité géométrique du dispositif des 8 détecteurs MUST, avant de présenter le calcul des principales quantités qui seront extraites des données physiques.

## 3.1 Traitement des données des détecteurs à faisceau CATS

Nous avons mentionné dans le Chapitre 2 que les détecteurs CATS fournissent la position de passage des noyaux. Cette position correspond au barycentre de la distribution de charge reçue sur les bandes. Nous avons donc besoin de faire un étalonnage relatif des gains des chaînes électroniques des différentes bandes.

### 3.1.1 Principe d'étalonnage en charge

Les détecteurs CATS ont été calibrés en injectant successivement sur les fils d'anode des signaux de différentes amplitudes provenant d'un générateur d'impulsions. La charge induite sur les bandes X et Y est codée dans un QDC. Pour chaque bande, nous construisons un spectre de pics correspondant aux différentes amplitudes de signal (voir fig. 3.1). Pour repérer le piédestal électronique des codeurs de charge, nous avons effectué un codage lorsqu'aucun signal n'est injecté sur les fils de l'anode.

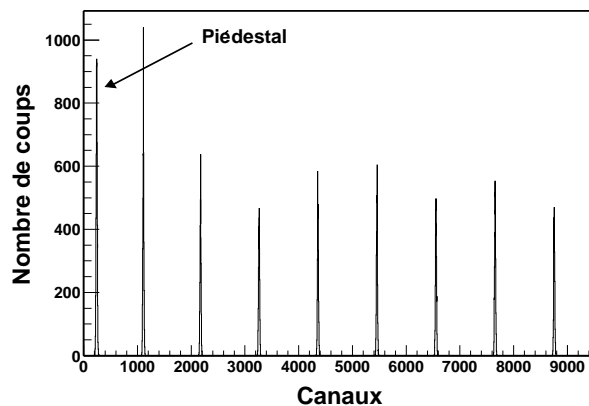


FIG. 3.1 – Spectre de calibration pour une bande du détecteur CATS

Un programme informatique permet de relever les caractéristiques de chaque pic (centroïde, largeur à mi-hauteur). La méthode de régression linéaire est ensuite utilisée pour construire les courbes d'étalonnage pour chaque bande. La charge  $Q_i$  est calculée en utilisant le gain donné

par cet étalonnage et le piédestal électronique selon la relation suivante :

$$Q_i = (q_i - p_i) \frac{g_{ref}}{g_i}, \quad (3.1)$$

où  $q_i$  est la charge mesurée en canaux pour la bande  $i$ ,  $p_i$  le piédestal électronique et  $g_i$  son gain. La charge de chaque bande est calculée par rapport à une bande de référence avec un gain  $g_{ref}$ . Cet étalonnage, relatif à une bande donnée, fournit non pas la charge absolue de la bande mais une valeur en canaux proportionnelle à la charge  $Q_{ref}$ .

### 3.1.2 Calcul du barycentre

Une fois les données des bandes de CATS ajustées, nous ne retenons que les charges qui sont supérieures à un seuil défini comme la somme du piédestal électronique  $p_i$  et du produit d'un coefficient  $\alpha$  avec la largeur  $\sigma_i$  du piédestal :

$$seuil_i = p_i + \alpha \sigma_i. \quad (3.2)$$

Dans notre cas, nous avons pris  $\alpha=3$  appliqué à toutes les bandes. Le nombre de bandes ayant une charge au-dessus du seuil et donc au-dessus de bruit est typiquement de 5-6 bandes.

Deux méthodes ont été testées pour déterminer la position de passage des noyaux à travers chacun des détecteurs CATS par le calcul du barycentre à toutes les bandes et du barycentre à trois bandes.

#### Barycentre à toutes les bandes

Le barycentre à toutes les bandes est calculé à partir de la distribution de charge entourant la bande de charge maximale et limitée par des bandes de charges nulles. Aucune condition sur le nombre de bandes n'est appliquée, il peut être pair ou impair. Il est donné par la relation 3.3 :

$$bar_x = \frac{\sum_{i=min}^{max} x_i Q_i}{\sum_{i=min}^{max} Q_i}, \quad (3.3)$$

Tous les événements pour lesquels les CATS ont été touchés, fournissent un barycentre correct. Donc, nous ne rejetons aucun événement.

#### Barycentre à trois bandes

Pour le calcul du barycentre à trois bandes, nous avons utilisé la bande portant la charge maximale et ses bandes voisines à condition que leur charge ne soit pas nulle. Le barycentre est calculé selon la relation :

$$bar_x = \frac{\sum_{i=1}^3 x_i Q_i}{\sum_{i=1}^3 Q_i}, \quad (3.4)$$

où  $bar_x$  est le barycentre des bandes verticales par rapport à la direction du faisceau incident,  $x_i$  la position du centre de la bande  $i$  et  $Q_i$  sa charge. Le barycentre des bandes horizontales par rapport la direction du faisceau incident est calculé de la même manière en prenant les positions  $y_i$  et  $Q_i$  correspondantes. Sur les figures 3.2 a) et b), nous avons présenté les barycentres X et Y du CATS 2.

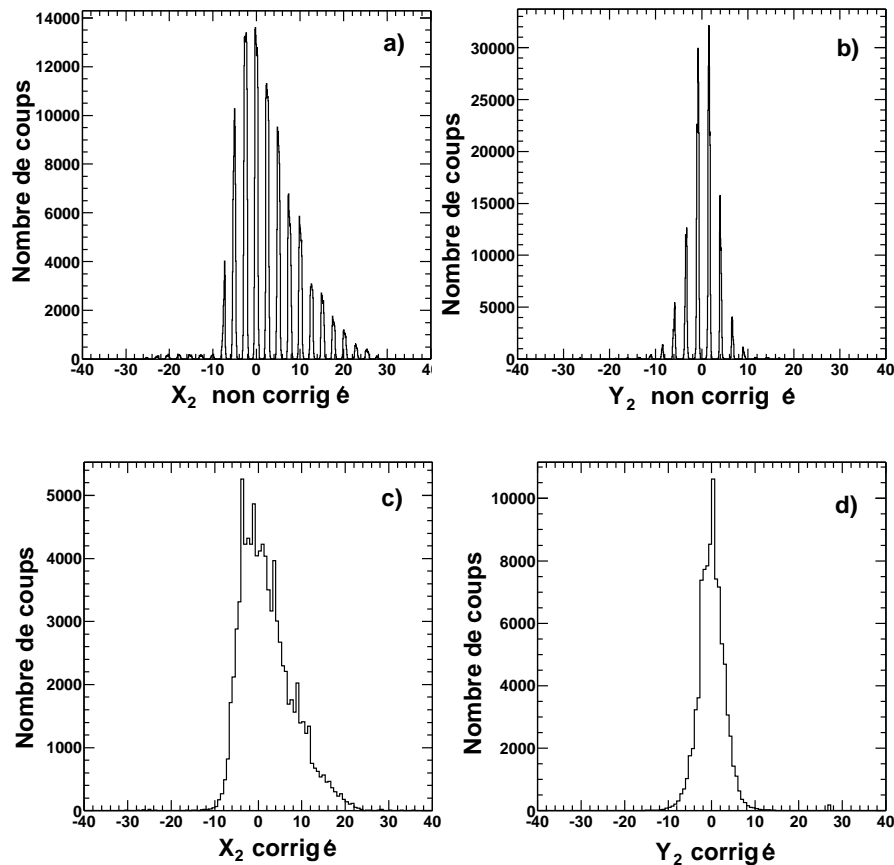


FIG. 3.2 – Profil du faisceau secondaire à travers le détecteur CATS 2 reconstruit a) en X et b) en Y avec le barycentre non corrigé ; c) en X et d) en Y avec le barycentre corrigé

Les discontinuités observées sont liées à la méthode de reconstruction du barycentre à partir de trois bandes qui favorise le cas dans lequel la particule passe à travers une bande [54].

Une correction a été apportée au barycentre calculé à partir de la charge des trois bandes afin de tenir compte des particularités de cette méthode. Le barycentre corrigé est donné par la relation 3.5 :

$$bar_{cor} = \frac{bar - (2.54.n + 1.27)}{a} + (2.54.n + 1.27), \quad (3.5)$$

- où n est le numéro de bande portant la charge la plus importante,
- $(2.54.n+1.27)$  désigne alors le centre de la bande de charge maximale
- $bar - (2.54.n+1.27)$  est la différence du barycentre calculé et la position du centre de la bande de charge maximale modulée par le coefficient a.

Le coefficient de correction a été déterminé de sorte à obtenir une distribution continue comme il est montré sur les figures 3.2 c) et 3.2 d).

Le tableau 3.1 résume les coefficients correctifs finaux.

| coeff. a | X    | Y    |
|----------|------|------|
| CATS 1   | 0.63 | 0.65 |
| CATS 2   | 0.65 | 0.60 |

TAB. 3.1 – Coefficients correctifs pour la méthode du barycentre à trois bandes

Nous avons essayé de relier les valeurs de ces coefficients à la masse des noyaux détectés pour différentes expériences. Aucune régularité n'a été constatée comme nous l'indiquent les valeurs pour le coefficient a : 0.69 pour un faisceau de  $^6\text{He}$  [54] et environ 0.5 pour  $^{11}\text{Be}$  [67]. La détection dépend de la pression et de la tension appliquée au détecteur. Par conséquent, ces paramètres conditionnent également les valeurs du coefficient correctif a.

### 3.1.3 Reconstruction de la trajectoire des noyaux incidents

Comme nous l'avons expliqué ci-dessus, chaque détecteur CATS fournit un barycentre X et Y correspondant au passage des noyaux incidents pour Z fixé, Z étant la position du détecteur. Nous reconstruisons le point d'interaction sur la cible ( $x_c, y_c$ ) en utilisant les relations indiquées dans l'annexe A. La coordonnée  $z_c$  a été déterminée par tirage aléatoire dans l'épaisseur de la cible. Dans notre expérience, toutes les bandes des deux détecteurs étaient opérationnelles et aucune correction n'a été appliquée à ce calcul.

Sur les figures 3.3, 3.4 et 3.5 sont présentés les profils du faisceau à travers le CATS 1, CATS 2 et sur la cible. Nous observons l'effet de la focalisation du faisceau sur la cible dû aux angles d'incidence non-nuls des noyaux. En effet, les largeurs à mi-hauteur en X et Y du profil du faisceau sont respectivement (23.66 mm, 13.31 mm) sur CATS 1 et (13.86 mm, 6.89 mm) sur CATS 2. Sur la cible, elles sont 9.6 mm en X et 4.55 mm en Y.

La distribution angulaire du faisceau incident sur la cible est présentée sur la figure 3.6. Au moment de l'évaluation de l'angle de diffusion du proton du recul, il convient de tenir compte de la position du point d'interaction sur la cible et de l'angle d'incidence des noyaux. Nous verrons que cela améliore significativement la résolution sur l'angle de diffusion.

### 3.1.4 Résolution en position

Dans le but de valider le positionnement des détecteurs MUST et pour évaluer la résolution en position sur la cible, nous avons placé au niveau de la cible un masque percé de trous de diamètre 0.5 mm. Pour cette étude, nous avons retenu les événements pour lesquels les détecteurs CATS et le détecteur plastique de SPEG ont été touchés. En utilisant l'étalonnage relatif

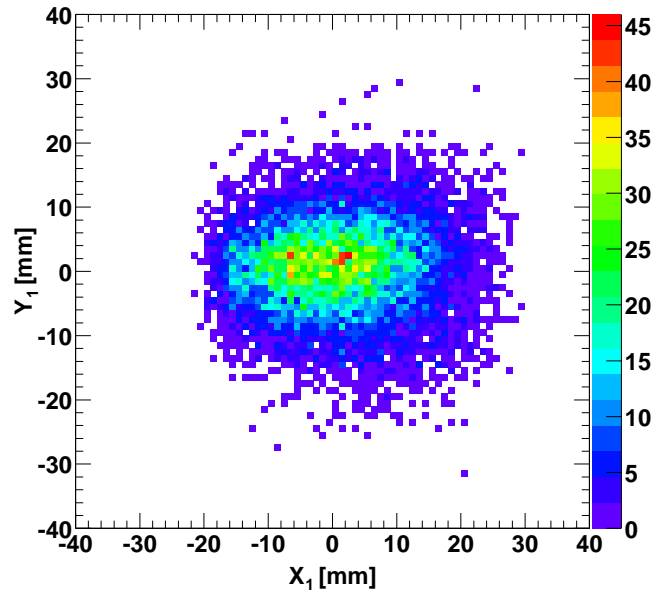


FIG. 3.3 – Profil du faisceau secondaire à travers le détecteur CATS 1

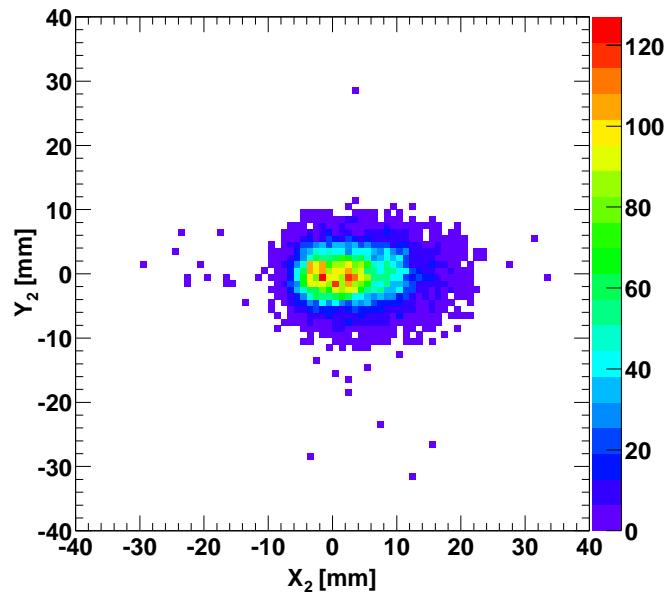


FIG. 3.4 – Profil du faisceau secondaire à travers le détecteur CATS 2

en gain décrit ci-dessus, nous avons calculé la position de passage de chaque noyau à travers les CATS par la méthode du barycentre à trois bandes et nous avons reconstruit sa position  $x$  et  $y$  d'arrivée sur le masque. Sur la figure 3.7 a) est représentée l'image du masque construit avec le barycentre à trois bandes (à comparer avec le plan du masque de la figure 3.7 b).

Nous avons réalisé les projections en  $x$  et en  $y$  (voir la figure 3.8) du trou ayant l'intensité

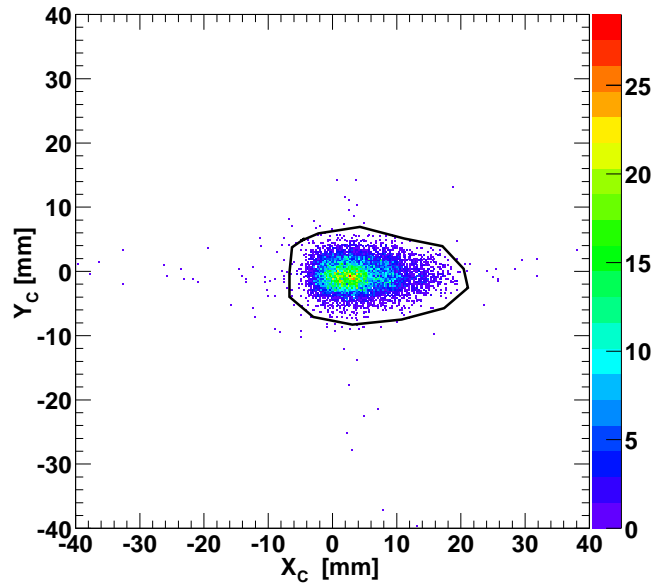


FIG. 3.5 – Profil du faisceau secondaire sur la cible

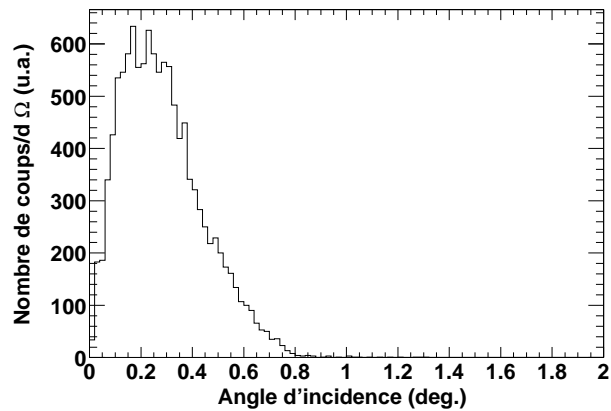


FIG. 3.6 – Distribution de l'angle d'incidence sur la cible calculée par rapport à l'incidence normale sur la cible.

la plus importante. Nous avons ajusté les distributions obtenues par une fonction gaussienne et extrait leurs positions moyennes  $m$  et leurs largeurs à mi-hauteur  $\Gamma_{brut}$ .

La résolution en position sur la cible est modulée par le trou. Nous avons réalisé une simulation Monte-Carlo similaire à celle proposée dans la référence [54] afin de s'en affranchir.

Un tirage aléatoire sur  $10^7$  événements est effectué dans un plan  $(x,y)$  à l'intérieur d'un disque de diamètre du trou. À chaque position tirée  $x$  ( $y$ ) nous attribuons une gaussienne de moyenne  $x$  ( $y$ ) et une largeur à mi-hauteur  $\Gamma_{déconv}$ , supposée correspondre à la résolution déconvoluée de l'effet du trou. Une position est ensuite tirée aléatoirement sur cette gaussienne et déposée dans un histogramme. Cet histogramme doit reproduire la distribution expérimentale

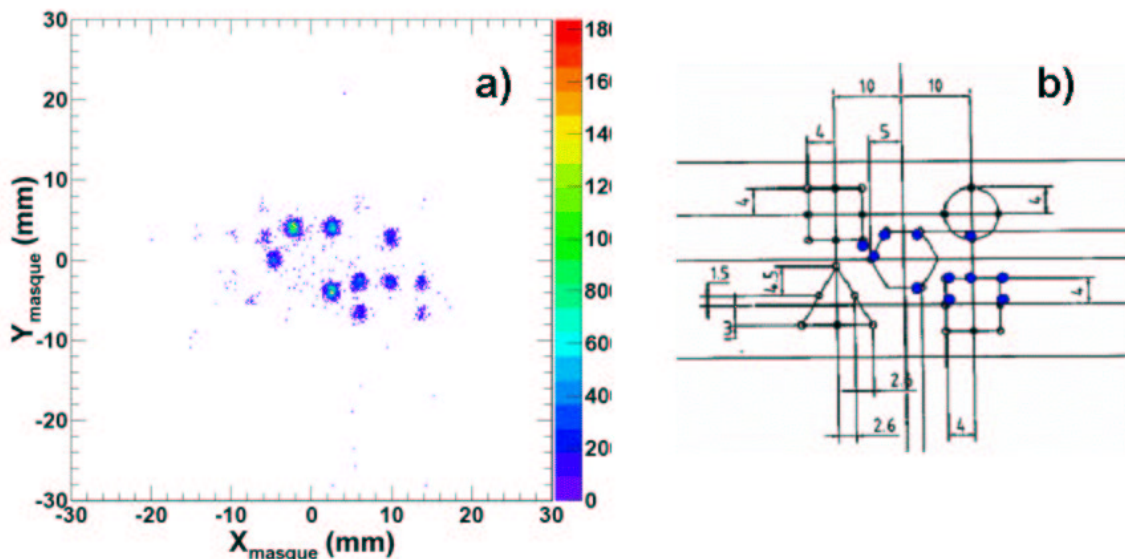


FIG. 3.7 – a) Image du masque construit par la méthode du barycentre à trois bandes ; b) Plan du masque percé avec des trous de 0.5 mm de diamètre

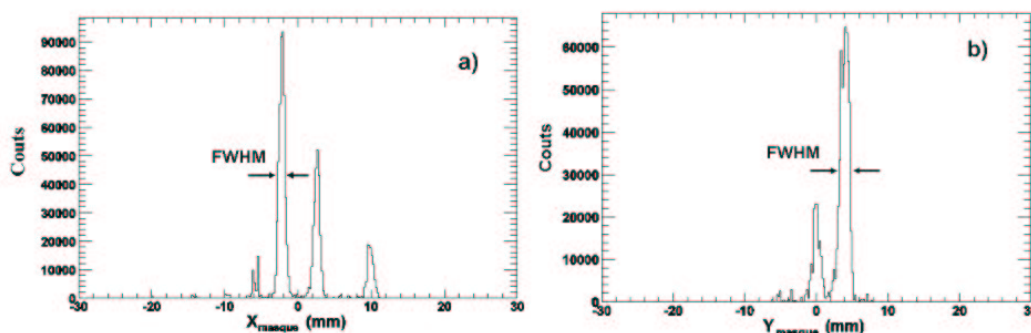


FIG. 3.8 – Projections de l'image du masque a) en X et b) en Y

correspondant à la projection x ou y du trou. Si sa largeur à mi-hauteur n'est pas égale à la résolution expérimentale, nous répétons le tirage en changeant la valeur de  $\Gamma_{\text{déconv.}}$ .

Dans le tableau 3.2 sont résumées les résolutions expérimentales et déconvoluées en position sur cible. Les résolutions intrinsèques des détecteurs sont calculées en propageant les erreurs dans les relations de reconstruction de la trajectoire (voir annexe A) et en supposant qu'elles sont les mêmes pour les deux CATS. Les résolutions sur cible et celles des CATS sont comparables aux résolutions obtenues lors des expériences précédentes [54, 56, 63, 67, 68].

En supposant la relation suivante :

$$\Gamma_{\text{brut}} = \sqrt{\Gamma_{\text{trou}}^2 + \Gamma_{\text{déconv.}}^2} \quad (3.6)$$

où  $\Gamma_{\text{brut}}$  est la résolution expérimentale,  $\Gamma_{\text{trou}}$  est l'apport du trou et  $\Gamma_{\text{déconv.}}$  la résolution intrin-



|                                      | Axe x | Axe y |
|--------------------------------------|-------|-------|
| $\Gamma_{brut}$                      | 1.00  | 1.32  |
| $\Gamma_{déconv.}$ (mm)              | 0.96  | 1.29  |
| $\Gamma_{CATS}^{intrins.}$ FWHM (mm) | 0.68  | 0.75  |

TAB. 3.2 – Résolutions en position au niveau de la cible obtenues par la méthode de barycentre à trois bandes et résolution intrinsèque des détecteurs CATS

sèque sur cible, nous avons calculé l'apport du trou à la résolution intrinsèque sur cible comme étant :

$$\Gamma_{trou} = 0.57d. \quad (3.7)$$

### 3.1.5 Comparaison entre le barycentre à trois bandes et le barycentre à toutes les bandes

La reconstruction du masque par le barycentre à toutes les bandes n'a pas donné des résultats satisfaisants. Selon les événements, le nombre de bandes (maximum 5-6) utilisés est soit pair, soit impair. Les études sur la reconstruction du barycentre à trois bandes et du barycentre à quatre bandes [54] ont démontré qu'en fonction du nombre pair ou impair de bandes, il fallait appliquer une correction spécifique. Lors du calcul du barycentre à toutes les bandes, nous n'avons pas tenu compte du nombre de bandes touchées. Cela apporte une imprécision sur le calcul du barycentre à toutes les bandes. Au final, les résolutions sur cible en x et en y, obtenues avec cette dernière méthode, sont environ 40% plus élevées que celles de la méthode du barycentre à trois bandes. C'est pour cette raison que nous utiliserons dans la suite de l'analyse la méthode du barycentre à trois bandes.

### 3.1.6 Résolution temporelle

La résolution temporelle des détecteurs CATS est déterminée en utilisant le temps de vol entre CATS 1 et CATS 2. La mesure a été faite pour les faisceaux  $^{36}\text{S}$ ,  $^{22}\text{O}$  et  $^{25}\text{Ne}$ . En effet la résolution dépend de la charge du noyau traversant le détecteur. Nous avons obtenu un pic correspondant au temps de vol entre les deux détecteurs dont la largeur à mi-hauteur (FWHM) correspond à la résolution en temps entre les deux détecteurs. Nous avons calculé la résolution temporelle en supposant qu'elle est la même pour les deux détecteurs CATS. Dans le tableau 3.3 sont résumées les valeurs obtenues pour les faisceaux de  $^{22}\text{O}$ ,  $^{25}\text{Ne}$  et  $^{36}\text{S}$  et le régime de fonctionnement de ces détecteurs. Ces valeurs sont élevées par rapport aux résolutions déterminées lors des expériences précédentes avec des faisceaux de  $^{20}\text{O}$  (0.71 ns) et  $^{30}\text{S}$  (0.44 ns) [56]. Une explication serait la différence entre les tensions et les pressions des CATS appliquées dans

les trois expériences.

|               | CATS 1 | CATS 2 | Résolution temporelle d'un détecteur CATS |     |
|---------------|--------|--------|---|-----|
| Tension (V)   | 755    | 730    | - faisceau de $^{22}\text{O}$ (ns)        | 1.3 |
| Pression (mb) | 13.1   | 15.0   | - faisceau de $^{25}\text{Ne}$ (ns)       | 1.2 |
|               |        |        | - faisceau de $^{36}\text{S}$ (ns)        | 1.2 |

TAB. 3.3 – Résolution en temps des détecteurs CATS

## 3.2 Identification des noyaux du faisceau secondaire

Le faisceau secondaire produit par fragmentation contenait différents isotopes instables. Nous les avons identifiés par leur énergie déposée dans la chambre à ionisation et le temps de vol entre les détecteurs CATS 2 et plastique du SPEG.

La matrice  $\Delta E - T$  (figure 3.9) sur laquelle chaque noyau occupe une place particulière en fonction de son nombre de masse  $A$  et de sa charge  $Z$  comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, est présentée sur la figure 3.9. En plus des noyaux d'intérêt d' $^{22}\text{O}$ , nous observons les isotopes instables  $^{25}\text{Ne}$  et  $^{23}\text{F}$  qui ont été également produits.

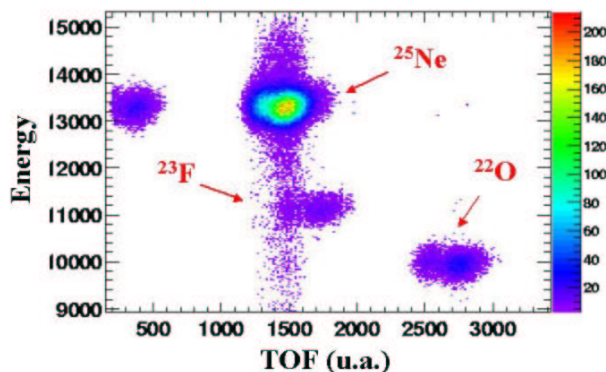


FIG. 3.9 – Matrice d'identification perte d'énergie-temps de vol des noyaux diffusés

## 3.3 Identification des protons dans le détecteur MUST

Lors de l'interaction entre les noyaux du faisceau et la cible  $(\text{CH}_2)_n$ , différents fragments légers (p, d, t,  $\alpha$ ) sont créés et détectés dans le télescope MUST. Il est donc nécessaire d'identifier les protons qui sont les particules d'intérêt.

Les protons d'énergie totale inférieure à 6 MeV qui s'arrêtent dans le premier étage du télescope MUST, le détecteur Si à pistes, sont identifiés par l'énergie déposée dans ce détecteur et le temps de vol entre CATS 2 et le détecteur à pistes (méthode E-Temps de vol). Sur la figure 3.10 est présentée la matrice d'identification : l'abscisse affiche l'énergie et l'ordonnée, le temps de vol. Les particules sont séparées en fonction de leur nombre de masse A. En effet, le temps

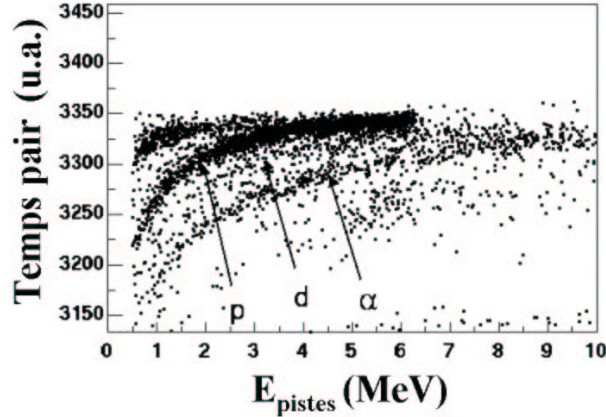


FIG. 3.10 – Matrice d'identification des protons détectés dans le détecteur Si à pistes.

de vol  $t$ , dans l'approximation non-relativiste, s'exprime par la relation :

$$t \propto \frac{A}{\sqrt{E}}, \quad (3.8)$$

où  $A$  est le nombre de masse et  $E$ , l'énergie. Les lignes des protons, tritons et particules  $\alpha$  sont bien identifiées (voir figure 3.10). La ligne des deutons n'apparaît pas clairement pour des raisons qui seront traitées dans la section 3.4.2.

Les protons s'arrêtant dans les Si(Li) sont identifiés par l'énergie perdue dans les Si à pistes et celle déposée dans le Si(Li). À faible énergie, la formule de Bethe-Bloch [69] donnant la perte d'énergie d'une particule dans un matériau est  $\Delta E \propto \frac{Z^2 A}{\Delta E + E_{res}}$ . Pour  $Z$  et  $A$  donnés, nous obtenons donc des hyperboles dans un diagramme  $E-\Delta E$  (voir la figure 3.11). Les protons détectés dans les détecteurs CsI(Tl) sont identifiés également par la méthode  $E-\Delta E$  où sur la figure 3.12,  $\Delta E$  est l'énergie déposée dans le détecteur Si(Li) et  $E$  est l'énergie déposée dans le cristal de CsI(Tl).

### 3.4 Étalonnage du détecteur MUST

Dans cette section, nous allons décrire les méthodes de calibration des trois étages du télescope MUST. Le succès de cette calibration est à la base de la mesure correcte de l'énergie déposée par les protons dans ces détecteurs et donc du calcul correct de l'énergie d'excitation du noyau exotique  $^{22}\text{O}$  et des distributions angulaires pour les états fondamental et excité.

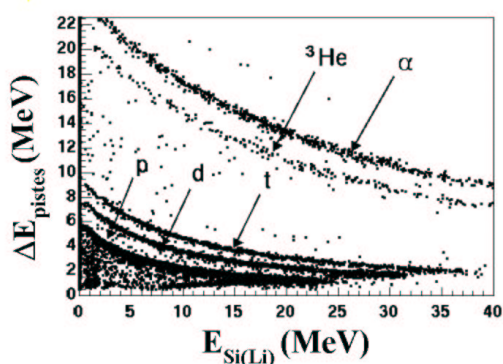


FIG. 3.11 – Matrice d'identification des protons détectés dans le détecteur Si(Li).

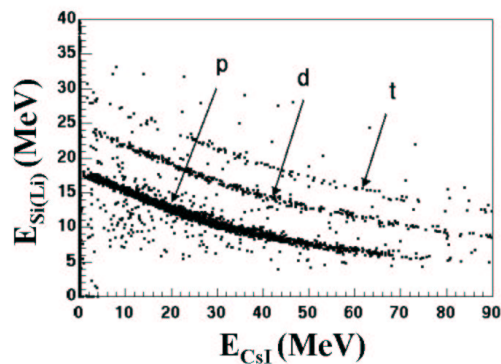


FIG. 3.12 – Matrice d'identification des protons détectés dans le détecteur CsI.

### 3.4.1 Étalonnage en énergie de Si à pistes

La calibration des Si à strips a été effectuée avec une source radioactive émettant des particules  $\alpha$  aux énergies : 5.486 MeV ( $^{241}\text{Am}$ ), 5.155 MeV ( $^{239}\text{Pu}$ ) et 4.820 MeV ( $^{233}\text{U}$ ). Sur la fig. 3.13 est présentée la somme des spectres des 60 pistes de la face ohmique d'un détecteur Si à pistes. Les trois pics sont clairement identifiés. Une routine automatique recherche les pics

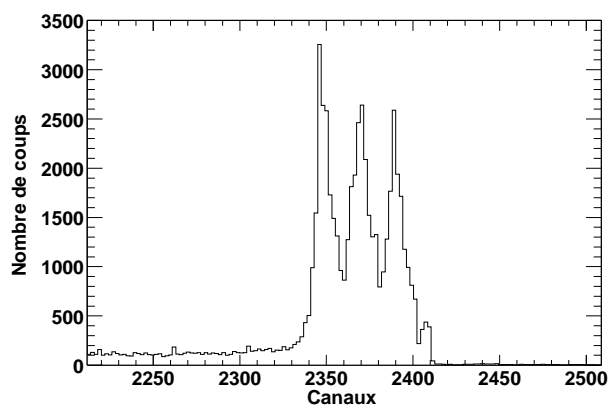


FIG. 3.13 – Somme des spectres en énergie de la particule  $\alpha$  pour les 60 pistes de la face ohmique d'un détecteur Si à pistes

de chaque piste. Par la méthode de la régression linéaire nous avons effectué la correspondance canal-énergie. Pour chaque piste, nous avons tenu compte de la perte d'énergie (environ 40 keV) des particules  $\alpha$  dans la couche d'Al située à l'entrée du détecteur. Pour vérifier la calibration, nous avons superposé les spectres des 60 pistes côté ohmique étalonnées en énergie. Le résultat est montré sur la figure 3.14. La résolution moyenne (FWHM) est de 50 keV. Cette valeur est comparable aux résolutions obtenues dans des expériences précédentes :

- 70 keV (expérience  $^{20}\text{O}(p,p')$  [56]),

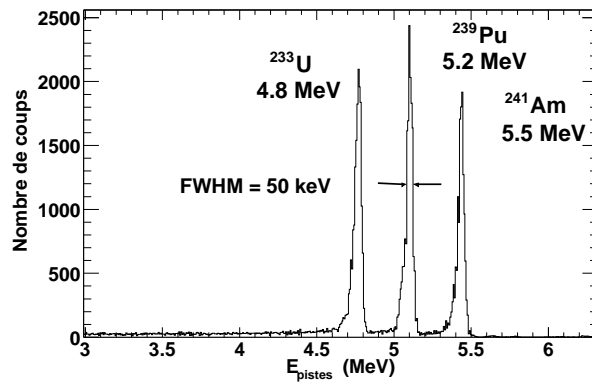


FIG. 3.14 – Somme des spectres en énergie après l'étalonnage en énergie de la particule  $\alpha$  pour les 60 pistes de la face ohmique d'un détecteur Si à pistes

- 55 keV (expérience  $^{10}\text{C}(p,p')$  [68]),
- 60 keV (expérience  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  [67]),
- 50 keV (émission de proton et de deux protons [63]),
- 68 keV (expérience  $^6\text{He}(p,t)^4\text{He}$  [70])

### 3.4.2 Ajustement en temps

Le signal analogique sortant des pistes côté jonction des cartes SMP128X parcourt différentes longueurs avant d'être codé par les CTA (voir Chapitre 2). Cela conduit à une mauvaise résolution du temps de vol entre CATS 2 et le détecteur Si à pistes de MUST et donc à une mauvaise séparation des différentes particules. Ce problème se pose en particulier pour la séparation des protons et des deutons. La différence de temps de vol entre ces deux particules pour une même énergie totale diminue avec l'énergie. Dans le tableau 3.4, nous résumons les différences de temps de vol pour quelques énergies. Pour  $E = 6$  MeV nous avons  $\Delta t = 1.90$  ns. Donc, la résolution en temps doit être meilleure que  $\Delta t/2$  pour une bonne séparation des protons et des deutons. Dans un premier temps, un ajustement en temps a été réalisé en injectant

| Énergie [MeV] | $\Delta t$ [ns] |
|---------------|-----------------|
| 1             | 4.66            |
| 2             | 3.21            |
| 6             | 1.92            |

TAB. 3.4 – Différence du temps de vol entre les protons et les deutons pour trois énergies initiales.

un signal à l'entrée du préamplificateur de charge de chaque piste et en le codant dans les ADC. Les canaux correspondant à ces amplitudes sont ensuite repérés et ajustés par rapport au canal

correspondant à une piste de référence. Nous appliquons cet ajustement aux temps de vol des événements physiques. La résolution est estimée en projetant le bidim 3.10 de chaque détecteur sur l'axe des temps de vol pour une tranche en énergie.

La résolution moyenne obtenue après l'ajustement est d'environ 2.5 ns pour une tranche d'énergie entre 1.9 et 2.0 MeV, ce qui représente 6% d'amélioration. Or, ce n'est pas suffisant pour une bonne séparation des protons et des deutons. En effet, le nombre des protons étant beaucoup plus important que celui des deutons, il faudrait avoir une meilleure résolution pour que la distribution des protons ne pollue pas les deutons.

Nous avons cherché à utiliser une autre méthode pour améliorer la résolution en temps. Pour chaque détecteur, nous avons construit le bidim Temps de vol pair (impair) en fonction du numéro de piste (voir la figure 3.15 a) pour les événements appartenant à la ligne des protons et correspondant à la tranche d'énergie 1.9-2.1 MeV.

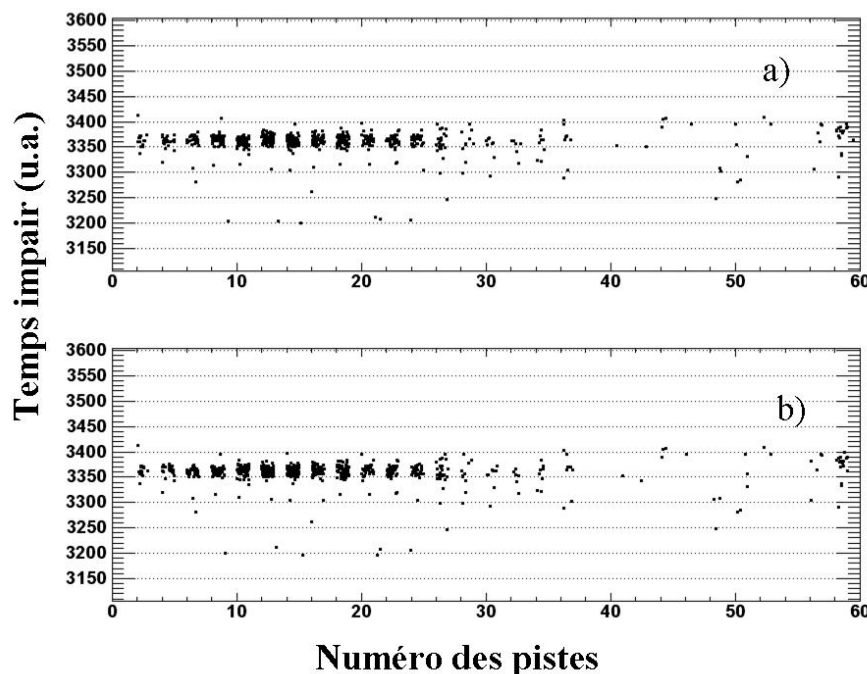


FIG. 3.15 – Temps de vol a) ajusté avec le générateur et b) ajusté par la nouvelle méthode versus le numéro de piste du détecteur Si à strips

Pour chaque numéro de piste, nous observons un paquet d'événements qui sont projetés sur l'axe des Temps de vol. La distribution obtenue est ajustée avec une fonction gaussienne pour trouver sa position moyenne. Nous avons calculé le décalage de toutes les positions moyennes par rapport à la position moyenne d'une piste de référence. Le résultat est montré sur la figure 3.15 b). En supposant que ces décalages sont les mêmes pour les autres tranches en énergie, nous avons ajusté les temps de vol pair et impair. La résolution du temps de vol obtenue est de 2.0 ns à 2 MeV, ce qui est meilleur que la résolution obtenue par l'ajustement "électronique"

mais toujours insuffisante pour une bonne séparation des protons et des deutons.

Ce travail d'amélioration de la résolution du temps de vol par ajustement en tranche d'énergie a été continué par T. Khai [71] pour une tranche en énergie autour de 4 MeV. Il a été clairement mis en évidence que la résolution en temps dépend de l'énergie. Dans le tableau 3.5 nous présentons les résolutions en temps sans aucun ajustement  $\Gamma$  et après un ajustement par pistes  $\Gamma_{aj}$  pour deux tranches d'énergie autour de 2 et 4 MeV. Les valeurs des résolutions

|                    | $\Gamma(ns)$ | $\Gamma_{aj}(ns)$ |
|--------------------|--------------|-------------------|
| Résolution à 2 MeV | 2.3          | 1.98              |
| Résolution à 4 MeV | 1.68         | 1.21              |

TAB. 3.5 – Résolution typique en temps avec et sans correction pour les tranches d'énergie 1.9 - 2.1 MeV et 3.9-4.1 MeV (extrait de [71])

montrent que :

- les résolutions des temps ajustés ou non sont meilleures pour la tranche d'énergie autour de 4 MeV,
- l'ajustement en temps améliore la résolution d'environ 20%.

Un ajustement en temps complet comprendrait l'ajustement de tous les protons par tranche d'énergie. Nous sommes néanmoins limités par la résolution moyenne en temps d'une seule piste qui est d'environ 1.89 ns autour de 2 MeV.

### 3.4.3 Étalonnage en énergie des Si(Li)

Pour un télescope MUST, le détecteur Si(Li) est situé à 5 mm derrière le détecteur Si à pistes dans un montage mécanique, ce qui ne permet pas de placer une source alpha et d'étalonner en énergie le Si(Li). Dans ce but nous avons utilisé les données physiques relevées lors de l'expérience. Nous nous sommes intéressés aux événements correspondant aux protons détectés dans les strips du MUST et les Si(Li). La méthode d'étalonnage en énergie est décrite ci-après.

A partir de l'énergie  $dE$  mesurée dans le détecteur Si et l'épaisseur traversée dans ce détecteur, nous avons calculé l'énergie totale de chaque proton  $E_{tot}$  à partir d'une table de perte d'énergie des protons dans le silicium [72, 73]. L'énergie déposée dans les Si(Li)  $E_{res}$  est ensuite déduite. L'épaisseur traversée dans les Si à pistes a été calculée en tenant compte de la position d'interaction sur la cible et de l'angle de diffusion des protons. La correspondance  $E_{res}$ -canal fournit la courbe d'étalonnage présentée sur la figure 3.16. Nous observons un seuil de détection allant de 0.5 à 1 MeV pour les différents détecteurs Si(Li) utilisés et une zone de non-linéarité à basse énergie. L'incertitude induite sur l'énergie déposée dans le détecteur Si(Li) par l'étalonnage en énergie est due principalement à l'incertitude sur le point d'interaction sur la cible et l'angle de diffusion qui fausse le calcul de l'épaisseur traversée dans le Silicium.

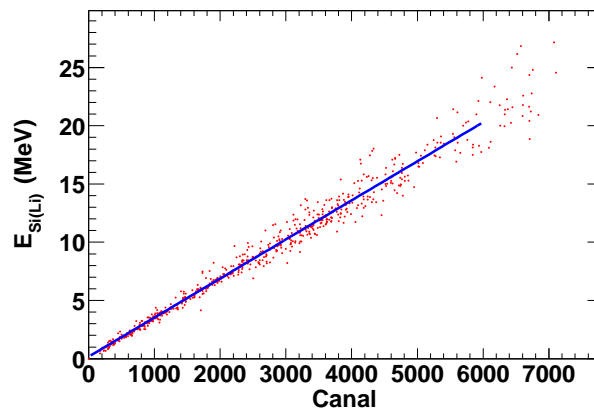


FIG. 3.16 – Courbe d'étalonnage en énergie du détecteur Si(Li)

Il n'est pas possible d'évaluer directement la résolution en énergie des détecteurs Si(Li) par cette méthode de calibration. La résolution donnée par le constructeur est de 40 keV pour un étalonnage avec une source  $\alpha$  à 22 degrés [62].

### 3.4.4 Étalonnage en énergie des CsI(Tl)

Le détecteur CsI(Tl) constitue le dernier étage du télescope MUST. Le support mécanique qui maintient l'ensemble des trois détecteurs ne permet pas un étalonnage du CsI avec une source  $\alpha$ . Nous avons utilisé dans ce but les événements physiques relevés lors de l'expérience et nous allons procéder de la même manière que lors de l'étalonnage du détecteur Si(Li).

L'énergie totale du proton est calculée à partir de l'énergie déposée dans le Si à pistes et le Si(Li) et l'épaisseur traversée dans ces détecteurs d'après la courbe de perte d'énergie de J.F. Janni [72, 73]. L'énergie déposée dans le CsI est alors  $E_{res} = E_{tot} - dE$ . La correspondance entre l'énergie et le canal est donnée sur la figure 3.17. Nous remarquons une non-linéarité à basse énergie. Les principales erreurs lors de cet étalonnage proviennent de la zone morte des Si(Li) (voir le chapitre 2) qui ne peut pas être correctement traitée. En effet, l'énergie des protons mesurée  $E_{mes}$  est inférieure à l'énergie réellement déposée dans le détecteur. Cela nous empêche de réaliser une correspondance juste entre  $dE$  et  $E_{mes}$  et donc de déduire l'énergie déposée dans les CsI(Tl). C'est probablement la raison du seuil de détection d'environ 10 MeV. Comme pour les codeurs des Si(Li), nous observons également pour les CsI(Tl) un domaine de non-linéarité à basse énergie.

## 3.5 Perte d'énergie dans la cible

Les cibles de protons utilisées sont constituées de polypropylène  $(CH_2)_n$ . Les distances inter-atomiques étant beaucoup plus grandes que la taille des noyaux nous pouvons considérer



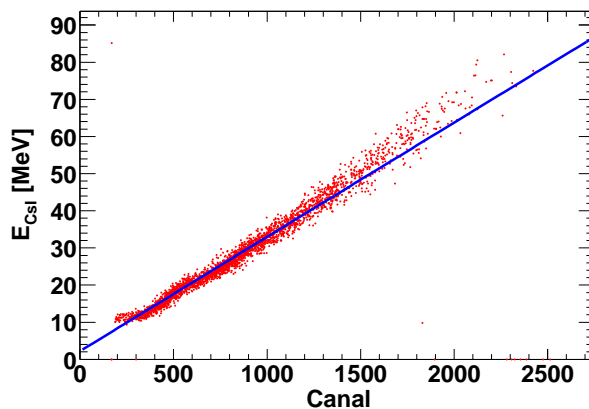


FIG. 3.17 – Courbe d'étalonnage en énergie du détecteur CsI(Tl). L'étalonnage est effectué avec les données physiques

qu'un noyau incident interagit avec un seul proton dans le cas d'une cible mince et que l'énergie que les noyaux déposent dans la cible est négligeable (0.4% pour  $^{22}\text{O}$ ). En revanche, l'énergie perdue par le proton dans la cible est importante dans certains cas et il convient d'en tenir compte.

Nous avons calculé la perte d'énergie des protons dans la cible de  $4.5 \text{ mg/cm}^2$  (épaisseur =  $45 \mu\text{m}$ ) en prenant comme point d'interaction dans la cible  $(x_c, y_c, z_c)$  où  $x_c, y_c$  sont les coordonnées calculées à partir des données des détecteurs CATS et  $z_c$  une position tirée aléatoirement dans l'intervalle  $[0, 45 \mu\text{m}]$ . L'épaisseur traversée est quant à elle calculée à partir du  $x_c$  et du point d'impact sur le détecteur Si à pistes  $x_m$ . L'énergie perdue dans la cible est déduite ensuite à partir d'une table de perte d'énergie des protons dans le polypropylène  $(\text{CH}_2)_n$  [73] en fonction de l'énergie initiale et de l'épaisseur traversée. Sur la figure 3.18, nous avons présenté l'énergie totale des protons en fonction du pourcentage d'énergie perdue dans la cible de  $(\text{CH}_2)_n$  de  $4.5 \text{ mg/cm}^2$ . Pour une énergie inférieure à 2 MeV, les protons sont arrêtés dans la cible, tandis que ceux ayant une énergie supérieure à 6 MeV perdent moins de 6% de leur énergie. Donc le calcul effectué concerne principalement les protons détectés dans le premier étage du MUST.

Lors de la construction des lignes cinématiques et des distributions angulaires de la réaction  $^{22}\text{O}(p, p')$ , nous tiendrons compte de la perte d'énergie dans la cible pour tous les événements.

### 3.6 Reconstruction de l'angle de diffusion des protons

Le détecteur Si à pistes fournit l'énergie déposée par le proton et la position de détection. En effet, la deuxième quantité peut être calculée à partir des pistes touchées  $x$  et  $y$ . Nous obtenons de cette façon les coordonnées du point de détection dans le référentiel du laboratoire  $(x_m, y_m, z_m)$  dont le calcul détaillé est donné dans l'annexe A. Nous pouvons reconstruire l'angle de diffusion des protons de recul nécessaire pour l'étude de la réaction  $^{22}\text{O}(p, p')$  à partir des vecteurs de

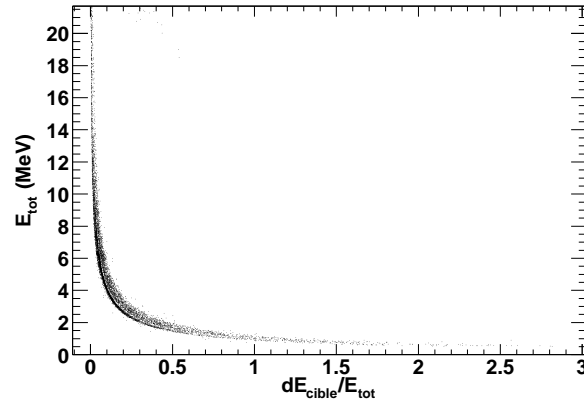


FIG. 3.18 – L'énergie totale des protons en fonction du rapport entre l'énergie déposée dans la cible et l'énergie totale. L'énergie déposée dans la cible  $dE_{cible}$  est calculée à partir d'une table de perte d'énergie dans  $(CH_2)_n$  [73].  $E_{tot}$  est l'énergie mesurée dans le télescope MUST.

diffusion du proton  $\vec{d}$  ( $x_m - x_c, y_m - y_c, z_m - z_c$ ) et d'incidence du noyau sur la cible  $\vec{i}$  ( $x_2 - x_1, y_2 - y_1, z_2 - z_1$ ) (voir la relation 3.9).

$$\Theta_{lab}^d = \arccos\left(\frac{\vec{i} \cdot \vec{d}}{\|\vec{i}\| \|\vec{d}\|}\right). \quad (3.9)$$

Les coordonnées du point d'interaction sur la cible  $x_c, y_c, z_c$  sont calculées à partir des coordonnées du passage du noyau à travers les détecteurs CATS 1 ( $x_1, y_1, z_1$ ) et CATS 2 ( $x_2, y_2, z_2$ ) (voir l'annexe A). Sur la figure 3.19, nous avons présenté la méthode de calcul de l'angle de diffusion.

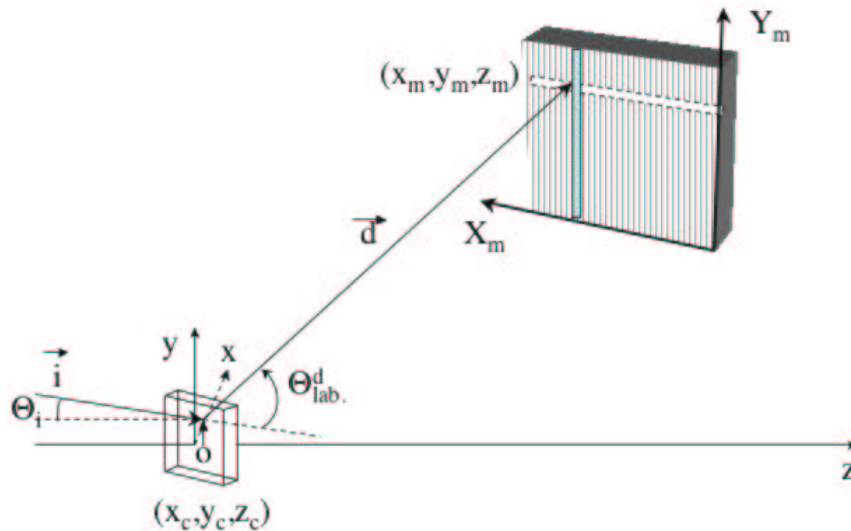


FIG. 3.19 – Méthode de reconstruction de l'angle de diffusion du proton de recul

### 3.7 Efficacité géométrique du dispositif des télescopes MUST

Le dispositif MUST ne couvrant que 10% de l'angle solide total, une partie des protons émis par la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  n'est donc pas détectée. Nous devons en tenir compte lors du calcul de la section efficace différentielle.

L'efficacité géométrique de la configuration a été calculée en utilisant les données physiques concernant les noyaux incidents. Nous avons utilisé pour la simulation de l'efficacité géométrique le même contour de sélection des événements sur la cible que celui utilisé pour traiter les événements de la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$ .

Pour chaque événement, caractérisé par un angle d'incidence des noyaux et une position d'impact sur la cible, nous tirons aléatoirement un angle  $\theta$  et un angle  $\phi$ , variant de 0 à  $\pi$  et de 0 à  $2\pi$  respectivement, qui déterminent le vecteur de diffusion du proton. Le point d'intersection entre le vecteur de diffusion et le plan de la face d'entrée de chaque détecteur Si à pistes donne le point de détection. Nous avons tenu compte des pistes défectueuses et de celles qui ne sont pas couvertes par les détecteurs Si(Li). L'efficacité géométrique est calculée comme le rapport entre le nombre de protons diffusés et le nombre de protons détectés dans MUST pour une direction donnée  $(\Delta\theta, \Delta\phi)$ . Sur la figure 3.20, nous observons que l'efficacité géométrique dans le référentiel du laboratoire est maximale entre 60 et 80 degrés. Cette plage angulaire correspond au recouvrement des deux colonnes de détecteurs. Les distributions angulaires de

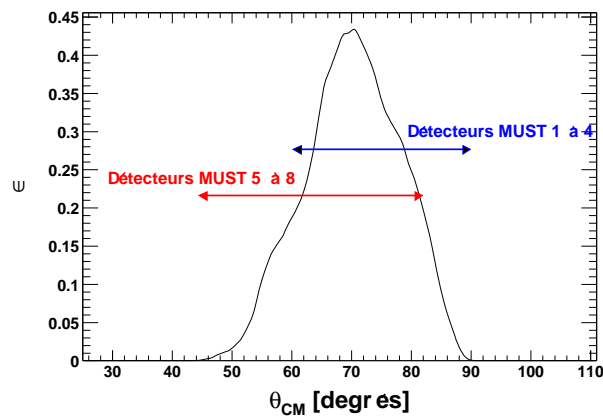


FIG. 3.20 – Efficacité géométrique dans le référentiel du laboratoire

la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  seront construites dans le référentiel du centre de masse (CM). L'efficacité géométrique doit donc être exprimée également dans le référentiel du CM. Nous l'avons transformée en tenant compte du fait qu'elle dépendait de l'énergie d'excitation du  $^{22}\text{O}$ . Nous avons construit pour chacun des états fondamental et  $2^+$  les histogrammes  $h_{gen.}$  et  $h_{det.}$  dans le référentiel du centre de masse correspondant aux histogrammes contenant le nombre d'événements générés et détectés par tranche angulaire  $\Delta\theta_{lab}$  dans le référentiel du laboratoire. Le rapport entre  $h_{gen.}$  et  $h_{det.}$  donne l'efficacité dans le référentiel du centre de masse pour chaque

état du noyau  $^{22}\text{O}$ . Les figures 3.21 et 3.22 présentent les efficacités géométriques pour l'état fondamental et un état excité situé à 3.17 MeV.

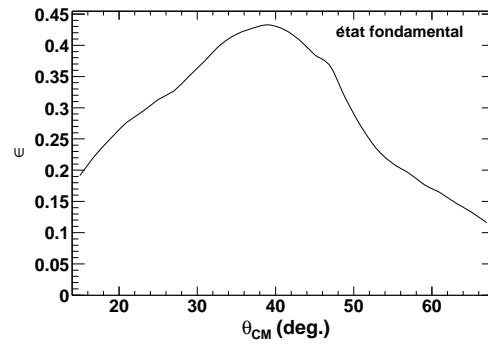


FIG. 3.21 – Efficacité géométrique dans le référentiel du centre de masse.

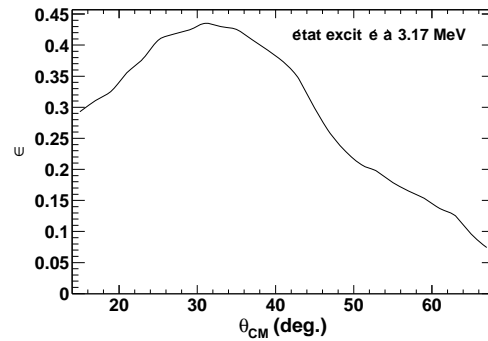


FIG. 3.22 – Efficacité géométrique dans le référentiel du centre de masse pour un état excité de 3.17 MeV.

### 3.8 Lignes cinématiques de la réaction $^{22}\text{O}(p,p')$ et énergie d'excitation

Dans la suite de l'analyse, nous nous sommes intéressés aux événements pour lesquels :

- il y a coïncidence entre un proton détecté dans MUST et un noyau détecté dans SPEG
- les barycentres sont correctement reconstruits à partir des charges des détecteurs CATS 1 et CATS 2
- les positions des points d'impact sur la cible appartiennent à un contour (voir la figure 3.5).

Les lignes cinématiques de la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  sont élaborées à partir de l'angle de diffusion des protons détectés et l'énergie totale déposée dans les télescopes MUST. Leur comparaison avec des lignes cinématiques théoriques permet de valider la calibration en énergie et les positions des télescopes MUST. Nous avons exclu les événements pour lesquels l'une des quatre

pistes extérieures de chaque côté X et Y du détecteur Si à pistes a été touchée car dans ce cas, les protons ne sont pas détectés dans le détecteur Si(Li). Nous avons déterminé le nombre de pistes à enlever en contrôlant la qualité des lignes cinématiques.

L'énergie d'excitation des noyaux est extraite à partir de l'énergie et de l'angle de diffusion des protons en utilisant les relations de cinématique relativiste à deux corps :

$$E^* = -M + \sqrt{M^2 - 2.M.(E_p - E_f + (E_f - E_p)^2 - P^2)}, \quad (3.10)$$

où M est la masse du noyau,  $E_p$  l'énergie du proton,  $E_f$  l'énergie du faisceau et P la quantité de mouvement du noyau diffusé.

### 3.9 Distribution angulaire de la section efficace différentielle

Nous construisons les distributions angulaires de l'état fondamental ou d'un état excité du noyau à partir des événements appartenant au pic correspondant sur le spectre en énergie d'excitation. Dans le référentiel du centre de masse, la section efficace différentielle est donnée par la relation suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{CM}) = \frac{N_{dif}(\theta_{CM})}{N_{inc} \cdot N_{cib} \cdot \sin(\theta_{CM}^p) \Delta\theta_{CM}^p \Delta\phi} \frac{\epsilon_{inc}}{\epsilon_{dif}}, \quad (3.11)$$

où  $N_{dif}$  est le nombre de protons diffusés dans la tranche angulaire  $\Delta\theta_{CM}^p$ ,  $N_{inc}$  le nombre de noyaux incidents et  $N_{cib}$  le nombre de protons dans la cible par unité de surface. La section efficace différentielle est indépendante en  $\phi$  pour un faisceau et une cible non-polarisés [74], ce qui permet de s'affranchir de  $\Delta\phi_{dif}$  en l'intégrant entre 0 et  $2\pi$ .

Pour chaque tranche angulaire correspondant à  $\Delta\theta$ , nous comptons le nombre de protons détectés dans le détecteur MUST, ce qui nous fournit  $N_{dif}$ . Quant à  $N_{inc}$ , il est déterminé en comptant les événements pour lesquels :

- l'un des détecteurs CATS a déclenché,
- les barycentres reconstruits sont corrects,
- un noyau a été détecté sur le diagramme bidimensionnel Temps de vol-énergie déposée dans la chambre à ionisation.

Le nombre de protons par unité de surface,  $N_{cib}$ , est déterminé par :

$$N_{cib} = 2 \frac{N_A}{M_{CH_2}} \frac{m_{CH_2}}{S}, \quad (3.12)$$

où  $M_{CH_2} = 14.027$  g/mol

$N_A = 6.0221367 \cdot 10^{23}$  mol<sup>-1</sup>

$\frac{m_{CH_2}}{S} = 4.5$  g/cm<sup>2</sup>.

Les nombres  $N_{dif}$  et  $N_{inc}$  doivent être corrigés de l'efficacité des détecteurs CATS, MUST, plastique et chambre à ionisation du SPEG :

$$\epsilon_{inc} = \epsilon_{CATS1} \cdot \epsilon_{CATS2} \cdot \epsilon_{PlastiqueSPEG} \cdot \epsilon_{ChambreSPEG} \quad (3.13)$$

et

$$\varepsilon_{dif} = \varepsilon_{CATS1} \cdot \varepsilon_{CATS2} \cdot \varepsilon_{PlastiqueSPEG} \cdot \varepsilon_{ChambreSPEG} \cdot \varepsilon_{MUST} \quad (3.14)$$

L'efficacité intrinsèque de détection du dispositif MUST est considérée être à 100%. Donc nous n'avons pris en compte que l'efficacité géométrique de MUST, notée  $\varepsilon_{MUST}$ , dont nous avons présenté le calcul dans une section précédente.

Finalement, après simplification des efficacités de détection de CATS, des plastiques et de la chambre à ionisation du SPEG, nous obtenons l'expression de la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{CM}) = \frac{N_{dif}(\theta_{CM})}{N_{inc} \cdot N_{cib} \cdot \sin(\theta_{CM}) \cdot \Delta\theta_{CM} \cdot 2\pi \cdot \varepsilon_{MUST}}. \quad (3.15)$$



## **Chapitre 4**

### **Présentation des résultats et interprétation**





Les réactions de diffusion élastique et inélastique sont un outil puissant pour l'étude de la structure des noyaux. En effet, la façon dont les noyaux interagissent dépend de leur structure. Nous nous intéressons en particulier aux états excités de basse énergie, aux densités de matière et de transition du noyau, aux déformations du noyau lors de l'excitation. L'énergie d'excitation est extraite à partir d'un bilan énergétique de la réaction. Les autres quantités sont déduites indirectement à partir de la mesure des distributions angulaires des sections efficaces de la réaction.

Dans ce chapitre, nous présenterons dans un premier temps le calcul théorique de la section efficace différentielle de diffusion élastique et inélastique. Dans ce but, nous allons décrire les potentiels d'interaction entre les protons et les noyaux.

Dans un deuxième temps, nous analyserons les données expérimentales de la réaction à environ 10 MeV/A  $^{22}\text{O}(p,p')$  à la lumière des modèles théoriques phénoménologiques et microscopiques. Nous donnerons une description détaillée des éléments de matrice de transition des neutrons  $M_n$  et des protons  $M_p$ . Le rapport de ces deux quantités est une donnée importante pour l'étude de la structure nucléaire. Nous discuterons des différentes manières qui permettent de l'extraire et présenterons les valeurs obtenues pour  $^{22}\text{O}$ .

Enfin, nous replacerons les résultats concernant  $^{22}\text{O}$  dans le contexte de la chaîne isotopique de l'oxygène pour suivre l'évolution de la structure nucléaire de la ligne de stabilité jusqu'aux frontières de l'instabilité.

## 4.1 Formalisme de la diffusion élastique et inélastique

Dans cette section, nous présenterons le formalisme qui permet d'étudier les réactions de diffusion élastique et inélastique des protons [75]. Nous introduirons les approximations des ondes distordues (DWBA) et l'approximation de Born en voies couplées (CCBA) appliquées afin de résoudre l'équation de Schrödinger et d'extraire la section efficace différentielle de diffusion. Nous décrirons ensuite le potentiel phénoménologique et microscopique proton-noyau.

L'équation de Schrödinger pour les états stationnaires de la diffusion de protons sur des noyaux s'écrit :

$$H\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}), \quad (4.1)$$

où  $H$  est l'opérateur hamiltonien du système,  $\psi(\vec{r})$  est la fonction d'onde totale du système et  $E$  son énergie totale. Dans le cas de l'interaction des protons avec des noyaux en cinématique inverse, l'hamiltonien total  $H$  dans le référentiel du centre de masse est donné par

$$H = H_A - \frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(\vec{r}), \quad (4.2)$$

où  $m$  est la masse réduite du système noyau de la cible et du proton incident et  $U(\vec{r})$  est le potentiel d'interaction entre les noyaux de la cible et ceux du faisceau incident.  $H_A$  est l'hamiltonien interne du noyau, somme de l'énergie cinétique et potentielle des nucléons du noyau. La

fonction d'onde  $\varphi_A$  qui décrit les états excités du noyau est solution de l'équation :

$$H_A \varphi_A = \epsilon_A \varphi_A \quad (4.3)$$

En reportant l'expression (4.2) dans (4.1) nous obtenons :

$$[\epsilon_A - E - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(r)] \varphi(\vec{r}) \varphi_A = E \varphi(\vec{r}) \varphi_A, \quad (4.4)$$

où  $\varphi(\vec{r})$  est la fonction d'onde du mouvement relatif proton-noyau.

Si nous posons

$$\epsilon_A - E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (4.5)$$

et

$$U(\vec{r}) = \frac{\hbar^2}{2m} V(\vec{r}), \quad (4.6)$$

après integration sur les états internes du noyau A, l'équation (4.4) devient :

$$[\nabla^2 + k^2 - V(\vec{r})] \varphi(\vec{r}) = 0. \quad (4.7)$$

Néanmoins, sa forme asymptotique, par analogie avec l'optique ondulatoire, peut être exprimée de façon simple comme une superposition d'une onde plane  $e^{ikz}$  et une onde diffusée de forme  $\frac{e^{ik\vec{r}}}{r}$ . Nous obtenons donc

$$\varphi(\vec{r}) \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} e^{ikz} + f(\theta, \phi) \frac{e^{ik\vec{r}}}{r}, \quad (4.8)$$

où  $f(\theta, \phi)$  est l'amplitude de diffusion dans la direction  $(\theta, \phi)$ . Toute l'information sur la dépendance du potentiel est contenue dans l'amplitude de diffusion et comme nous le verrons par la suite, cette quantité nous permettra d'extraire des informations sur la structure des noyaux étudiés.

Dans l'expression de la fonction d'onde asymptotique (4.8), la seule inconnue est la fonction  $f(\theta, \phi)$  que nous allons calculer. Dans ce but, l'équation (4.7) est écrite sous forme d'une intégrale :

$$\varphi(\vec{r}) = \varphi_0(\vec{r}) + \int d^3 r' G(\vec{r} - \vec{r}') V(\vec{r}') \varphi(\vec{r}'), \quad (4.9)$$

où  $G(\vec{r} - \vec{r}')$  est la fonction de Green pour une particule libre d'énergie  $E = \hbar^2 k^2 / 2m$  [76] :

$$G(\vec{r} - \vec{r}') = -\frac{m}{4\pi \hbar^2} \frac{e^{ik|\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (4.10)$$

solution de l'équation :

$$\frac{\hbar^2}{2m} (\Delta + k^2) G(\vec{r}, \vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (4.11)$$

$\varphi_0(\vec{r})$  est la fonction d'onde d'une particule libre satisfaisant l'équation

$$[\nabla^2 + k^2] \varphi_0(\vec{r}) = 0. \quad (4.12)$$

L'équation intégrale de la diffusion s'écrit finalement :

$$\varphi(\vec{r}) = e^{ikz} + \int d^3r' G_+(\vec{r} - \vec{r}') V(\vec{r}') \varphi(\vec{r}'). \quad (4.13)$$

Pour la suite, nous prendrons  $\varphi_0(\vec{r}) = e^{ikz}$ , donc une onde plane et pour  $G(\vec{r} - \vec{r}')$  la fonction de Green sortante

$$G_+(\vec{r} - \vec{r}') = -\frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} -\frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik\vec{r}}}{r} e^{-ik\vec{u} \cdot \vec{r}'} \quad (4.14)$$

$\vec{u}$  étant le vecteur unitaire dans la direction  $\vec{r}$  [76]. En remplaçant (4.14) dans (4.13), nous obtenons la forme asymptotique de la fonction d'onde  $\varphi(\vec{r})$  :

$$\varphi(\vec{r}) \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} e^{ikz} - \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik\vec{r}}}{r} \int d^3r' e^{-ik\vec{u} \cdot \vec{r}'} V(\vec{r}') \varphi(\vec{r}'). \quad (4.15)$$

Avec la convention

$$f(\theta, \phi) = -\frac{1}{4\pi} \int d^3r' e^{-ik\vec{u} \cdot \vec{r}'} V(\vec{r}') \varphi(\vec{r}') \quad (4.16)$$

l'expression (4.15) se met sous la même forme que (4.8).

$\varphi(\vec{r}')$  peut être calculée par itération à partir de (4.13). On réalise de cette façon *le développement de Born* de la fonction d'onde stationnaire. Si nous nous limitons au premier ordre du développement, nous obtenons pour l'amplitude de diffusion :

$$f_{AB}(\theta, \phi) = -\frac{1}{4\pi} \int d^3r' e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}'} V(\vec{r}'). \quad (4.17)$$

L'approximation effectuée est connue sous le nom *d'approximation de Born*. Il faut remarquer que le terme de premier ordre de développement est l'onde plane, solution de l'équation de Schrödinger pour une particule libre. Présentons maintenant le potentiel d'interaction  $V(\vec{r})$  comme la somme de deux termes,  $V_{el.}(\vec{r})$  et  $V_{inel.}(\vec{r})$ , l'une décrivant la diffusion élastique et l'autre la diffusion inélastique. La solution de la diffusion élastique

$$[\nabla^2 + k^2 - V_{el.}(\vec{r})] \varphi_{el.}(\vec{k}, \vec{r}) = 0 \quad (4.18)$$

peut être calculée de manière numérique. Dans la solution de l'équation (4.18)  $\varphi_{el.}(\vec{k}, \vec{r})$  peut être soit une onde plane et une onde sortante notée  $\varphi_{el.}^+(\vec{k}, \vec{r})$  soit une onde plane et une onde entrante notée  $\varphi_{el.}^-(\vec{k}, \vec{r})$ . La résolution de l'équation (4.7) par la méthode menant à l'équation (4.15) donne comme solution générale :

$$\varphi(\vec{k}, \vec{r}) \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} \varphi_{el.}^+(\vec{k}, \vec{r}) - \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik\vec{r}}}{r} \int d^3r' \varphi_{el.}^-(\vec{k}', \vec{r}')^* V_{inel.}(\vec{r}') \varphi_{el.}(\vec{k}, \vec{r}'). \quad (4.19)$$

L'amplitude totale de diffusion est alors la somme de l'amplitude des contributions élastiques et inélastiques

$$f(\theta, \phi) = f_{el.}(\theta, \phi) - \frac{1}{4\pi} \int d^3r' \varphi_{el.}^-(\vec{k}', \vec{r}')^* V_{inel.}(\vec{r}') \cdot \varphi(\vec{k}, \vec{r}') \quad (4.20)$$

Dans le cas où  $V_l \gg V_{inl}$  la fonction d'onde inconnue  $\varphi(\vec{k}, \vec{r}')$  peut être remplacée par la solution de l'équation de la diffusion élastique sortante comme dans l'approximation de Born décrite ci-dessus. Nous obtenons donc l'amplitude de diffusion par l'approximation de Born des ondes distordues (DWBA).

$$f_{DWBA}(\theta, \phi) = f_{el.}(\theta, \phi) - \frac{1}{4\pi} \int d^3 r' \varphi_{el.}(\vec{k}', \vec{r}')^* V_{inl.}(\vec{r}') \cdot \varphi_{el.}(\vec{k}, \vec{r}') \quad (4.21)$$

L'approximation DWBA suppose que lors de l'interaction entre les deux particules, un seul processus intervient. Dans certains cas, excitations collectives vers l'état  $2^+$  des noyaux pair-pair, transfert de deux nucléons de même nature ou d'un deuton [75], il est nécessaire de tenir compte des différentes voies possibles pour l'excitation et donc du couplage entre les états. L'approximation de Born en voies couplées (CCBA) inclut de façon explicite les couplages entre l'état fondamental et les états excités, ce qui donne lieu aux équations couplées, chaque équation décrivant le couplage entre l'état fondamental et un des états excités possibles. Ainsi par exemple, avec cette méthode, l'équation de Schrödinger pour l'état élastique a la forme :

$$[\nabla^2 + k_{pA}^2 - V_{pA,pA}(\vec{r})] \varphi_{pA}(\vec{r}) = \sum_{A^* \neq A} V_{pA,pA^*} \varphi_{pA^*}(\vec{r}). \quad (4.22)$$

où le terme  $V_{pA,pA}$  décrit la diffusion élastique et  $V_{pA,pA^*}$  le couplage entre l'état fondamental  $A$  et l'état excité  $A^*$ .

### 4.1.1 Section efficace différentielle

L'expression théorique de la section efficace de diffusion peut être extraite de deux façons différentes [76] : en assimilant les sections efficaces à des probabilités par unité de temps et par unité de flux incident et en les reliant aux éléments de matrice de l'opérateur d'évolution  $U(t, t')$  à la limite  $t \rightarrow +\infty$  et  $t' \rightarrow -\infty$ , ou bien en les reliant au comportement asymptotique des solutions stationnaires de l'équation de Schrödinger. Nous utiliserons cette dernière prescription qui fournit l'équation (4.23) [75] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{v_\beta}{v_\alpha} |f_\beta(\theta, \phi)|^2, \quad (4.23)$$

où  $v_\alpha$  et  $v_\beta$  sont les vitesses relatives pour la voie d'entrée et de sortie respectivement. Dans le cas de la diffusion élastique  $v_\beta = v_\alpha$  et donc

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_\beta(\theta, \phi)|^2, \quad (4.24)$$

La comparaison entre la section efficace différentielle expérimentale et théorique nous permet de valider les densités de matière et les densités de transition des neutrons et des protons prédites par les modèles microscopiques présentés ci-dessus. Elles seront utilisées pour générer les potentiels  $V_{el.}$  et  $V_{inel.}$ . Nous obtenons de cette façon des informations sur la structure du noyau (peau de neutrons, halo, etc.) et les modes d'excitation. D'autre part, les densités de transition pourront être utilisées pour le calcul des éléments de matrice de transition  $M_n$  et  $M_p$ .

### 4.1.2 Potentiel optique phénoménologique

Pour pouvoir résoudre l'équation de Schrödinger, nous avons besoin de connaître le potentiel d'interaction. Dans les réactions de diffusion à environ 10 MeV/nucléon, l'interaction avec les noyaux est périphérique, c'est à dire qu'elle concerne la surface des noyaux [75]. Par analogie avec l'optique ondulatoire, tout se passe comme si le milieu nucléaire diffractait une partie de l'onde incidente (modélisant la particule incidente) et qu'une autre partie était réfractée. Ce phénomène peut être caractérisé par un indice complexe dont la partie réelle se rapporte au phénomène de diffraction et la partie imaginaire à la réfraction de l'onde incidente [77].

Le modèle optique proposé pour décrire l'interaction entre deux noyaux s'inspire de cette analogie avec les phénomènes optiques pour construire le potentiel nucléaire moyen  $U$  qui s'écrit de la manière suivante :

$$U(r) = V(r) + iW(r). \quad (4.25)$$

$V(r)$  est la partie réelle du potentiel qui concerne la diffusion élastique correspondant à une réflexion de l'onde incidente. La partie imaginaire,  $W(r)$ , est introduite pour tenir compte d'autres types de réactions pouvant avoir lieu, transfert de particules ou fusion, au cours desquelles il y a une absorption de l'onde incidente avant qu'elle ne soit réémise.

Historiquement, les bases du modèle optique ont été développées après le rapprochement des résultats de la diffusion des neutrons par des noyaux (vers 1950) et ceux de la diffusion de la lumière par des sphères transparentes [75]. Les premiers potentiels optiques ont été construits pour l'interaction des neutrons avec des noyaux, d'autres potentiels optiques ont été développés par la suite pour la diffusion des protons, des particules  $\alpha$  et des ions lourds.

Dans le cas de la diffusion d'un nucléon,  $U(r)$  est un potentiel moyen créé par les  $A$  nucléons du noyau. Il doit tenir compte d'une part de la densité nucléaire, et d'autre part de l'interaction nucléon-nucléon en tenant compte du principe de Pauli [77]. La première condition est réalisée en prenant comme forme des potentiels  $V(r)$  et  $W(r)$  la forme de Woods-Saxon [10]. La deuxième peut être prise en compte en augmentant le libre parcours moyen des nucléons dans le noyau. Cela revient à faire dépendre la profondeur du potentiel optique de l'énergie de la particule incidente.

Les parties réelle et imaginaire du potentiel optique sont décomposées en plusieurs termes, chacun traitant un aspect de l'interaction nucléon-noyau. Les termes le plus souvent utilisés pour la partie réelle sont donnés par l'expression (4.26) et ceux pour la partie imaginaire par l'expression (4.27) [75] :

$$V(r) = -V_R f(r, R_R, a_R) + V_{SO} \frac{g(r, R_{SO}, a_{SO})}{r} \frac{\lambda_\pi^2 s \cdot l}{4a_{SO}} + V_C(r) \quad (4.26)$$

$$W(r) = W_V f(r, R_I, a_I) + W_S g(r, R_I, a_I) \quad (4.27)$$

où

- $V_R$  est la profondeur de la partie réelle,
- $V_{SO}$  est le potentiel spin-orbite,
- $V_C$  est le potentiel coulombien,
- $W_V$  est le potentiel imaginaire de volume,
- $W_S$  est la partie imaginaire de surface,
- $R$  est le rayon du potentiel et
- $a$  sa diffusivité.
- $\lambda_\pi^2$  est la longueur de Compton du pion égale à environ 1.4 fm,
- $\vec{s} \cdot \vec{l}$  est le produit scalaire entre le spin du proton incident et le moment angulaire orbital.

Le potentiel coulombien est celui d'une sphère uniformément chargée :

$$\frac{Ze^2}{2R_c} \left[ 3 - \left( \frac{r}{R_c} \right) \right] \text{ pour } r \leq R_c \quad (4.28)$$

$$\frac{Ze^2}{r} \text{ pour } r \geq R_c \quad (4.29)$$

Le facteur de forme  $f(r,R,a)$  le plus souvent utilisé est celui de Woods-Saxon :

$$f(r, R, a) = \frac{1}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (4.30)$$

et la forme du potentiel de surface  $g(r,R,a)$  est sa dérivée :

$$g(r, R, a) = 4a \frac{\partial f(r, R, a)}{\partial r} \quad (4.31)$$

Les paramètres des différents termes sont obtenus en ajustant les données expérimentales. Pour les réactions entre un hadron et un noyau stable, il existe quelques paramétrisations qui reproduisent avec succès les sections efficaces de réactions pour les systèmes p+noyau et n+noyau, comme par exemple Becchetti&Greenlees [78] et CH89 [79]. Récemment, un nouveau potentiel phénoménologique pour l'interaction entre des nucléons d'énergie incidente entre 1 keV et 200 MeV et des noyaux de masse  $24 \leq A \leq 209$  [80] a été développé. La région de masse des noyaux traités dans cette étude a été élargie par rapport aux travaux de F.D. Becchetti, Jr. et G.W. Greenlees [78] ( $A > 40$ ) et R.L. Varner et al. [79] ( $40 \leq A \leq 209$ ) et a été étendue vers les noyaux légers. Par conséquent, cette nouvelle paramétrisation convient mieux à l'analyse du noyau  $^{22}\text{O}$  et sera appliquée pour la modélisation de la partie imaginaire du potentiel de folding pour la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$ .

Pour décrire la diffusion inélastique, le potentiel optique est présenté de la manière suivante [75] :

$$U(r) = U_0(r) + \Delta U. \quad (4.32)$$

$U_0(r)$  est un potentiel sphérique correspondant à la diffusion élastique (noté avant  $V_{el.}$ ) et  $\Delta U$  - à la diffusion inélastique ( $V_{inel.}$ ). Lors de la diffusion inélastique le noyau se déforme sous

l'excitation. Cette déformation peut être exprimée comme la variation dans l'espace de son rayon  $R$  en fonction des angles  $\theta$  et  $\phi$  lors de l'excitation. Le potentiel total est alors une fonction de  $R(\theta, \phi)$ . Le développement de  $U(r, R)$  en série de Taylor autour du rayon d'équilibre  $R_0$  est donné par l'équation (4.33) [81].

$$U(r, R) = U_0(r, R_0) + \left(\frac{\delta U}{\delta R}\right)_{R_0}(R - R_0) + \dots \quad (4.33)$$

En comparant les équations (4.32) et (4.33), nous identifions l'expression :

$$\Delta U = \left(\frac{\delta U}{\delta R}\right)_{R_0}(R - R_0). \quad (4.34)$$

Si le rayon  $R$  est paramétrisé par

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[ 1 + \sum_{lm} \delta_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) \right]. \quad (4.35)$$

l'équation (4.34) devient :

$$\Delta U = R_0 \left(\frac{\delta U}{\delta R}\right)_{R_0} \sum_{lm} \delta_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (4.36)$$

Le potentiel de transition  $\Delta U$  se calcule donc à partir de la dérivée du potentiel  $U$  par rapport au rayon nucléaire  $R$ . Dans l'expression (4.36),  $\delta_{lm}$  est la longueur de déformation du noyau pour une excitation de moment  $l$  [75] définie comme :

$$\delta_{lm} = \beta_l R, \quad (4.37)$$

où  $\beta_l$  désigne le paramètre de déformation que nous chercherons à déduire à partir de la mesure de la distribution angulaire de la section efficace inélastique.

### 4.1.3 Potentiel optique microscopique

L'approche phénoménologique pour la construction du potentiel optique d'interaction proton-noyau permet de reproduire les données expérimentales et en particulier les distributions angulaires. Les informations que nous obtenons nous renseignent sur la déformation dynamique des noyaux ( $\beta_l$ ) mais aucun renseignement sur la densité de matière ou sur la densité de transition n'est accessible par la méthode phénoménologique. Il est donc nécessaire d'utiliser une méthode microscopique.

Le potentiel optique microscopique peut être calculé de plusieurs manières. Dans ce travail, nous présenterons deux types de potentiels optiques microscopiques : le potentiel de folding et le potentiel JLM.



### Folding

Dans le cas du potentiel de folding [75], la forme générale est la même que celle donnée par l'équation (4.25). La partie réelle du potentiel microscopique  $U(r)$  est calculée en convoluant la densité de matière par une force "effective" réelle exprimant l'interaction entre un nucléon de la particule incidente et un nucléon du noyau cible. L'interaction d'une particule incidente de densité  $\rho_1(r_i)$  et un noyau de la cible de densité  $\rho_2(r_c)$  est décrite par un potentiel  $U(r)$  tel que :

$$U(r) = \int \int \rho_1(r_i) \rho_2(r_c) v(r_{ci}) d^3 r_i d^3 r_c \quad (4.38)$$

où  $r$  est la distance entre les centres de masse des noyaux incidents et de la cible, et  $v(r_{ci})$  est la force effective nucléon-nucléon (voir la figure 4.1).

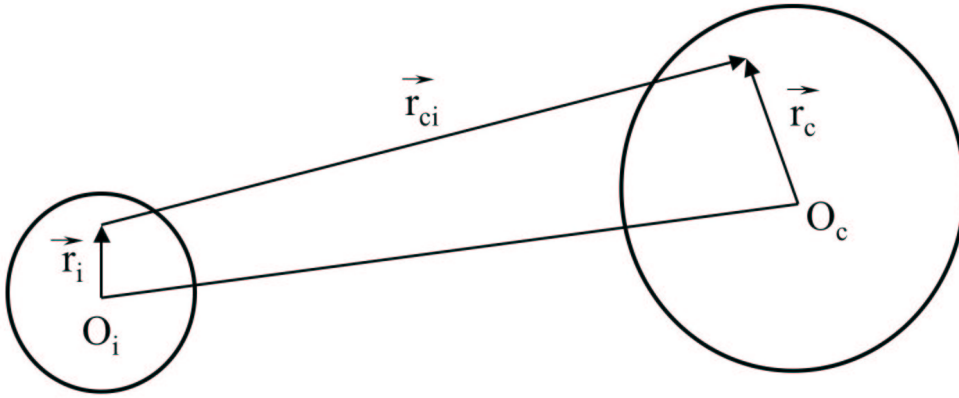


FIG. 4.1 – Potentiel optique pour l'interaction de deux noyaux de densité  $\rho_1$  et  $\rho_2$  calculé par double folding

Si l'interaction est réalisée entre un nucléon et un noyau, la partie réelle du potentiel optique se réduit à :

$$U(r) = \int \rho(r_c) v(r_{ci}) d^3 r_c \quad (4.39)$$

Dans le cas de la diffusion inélastique d'un nucléon par un noyau, le potentiel de transition est donné par :

$$\Delta U(r) = \int \delta\rho(r_c) v(r_{ci}) d^3 r_c \quad (4.40)$$

où  $\delta\rho(r_c)$  est la densité de transition du noyau.

Différentes densités nucléaires, macroscopiques ou microscopiques, peuvent être introduites dans les calculs de folding [82]. Le potentiel optique généré par folding dans ce travail utilise des densités nucléaires et des densités de transitions microscopiques calculées dans notre cas sur des calculs self-consistent de type Hartree-Fock+Bogoliubov (HFB) [83, 84] et Quasiparticle Random Phase Approximation (QRPA) [83] avec des forces de Skyrme [85].

Les forces nucléon-nucléon effectives utilisées pour le folding sont réelles. Les interactions typiquement utilisées sont les interactions de Yukawa M3Y qui reproduisent les interactions fondamentales telles que les éléments de la matrice G de Reid [86] et le potentiel nucléon-nucléon de Paris [87]. Elles ont été initialement développées pour l'analyse DWBA des réactions (p,p') [82] mais ont été également utilisées pour des calculs de double-folding des interactions des noyaux lourds aux énergies basses et intermédiaires [88].

Plus tard, de nouvelles études des réactions noyau-noyau ont remis en question la validité de l'interaction M3Y. Pour prendre en compte la diminution de l'interaction nucléon-nucléon quand la densité du milieu nucléaire augmente [82, 89], la dépendance de la force en densité (DDM3Y) a été introduite [90, 91, 92, 93]. Récemment, une nouvelle interaction incluant la dépendance en densité et en isospin (CDM3Y6) [93] a été testée avec des densités HF pour la matière nucléaire asymétrique [94]. Cette interaction est donc bien adaptée pour l'analyse des réactions avec des noyaux exotiques présentant un excès de protons ou de neutrons.

La partie imaginaire du potentiel qui exprime l'absorption est construite avec un modèle phénoménologique. En effet, le modèle de folding n'est pas adapté pour le calcul de la partie imaginaire [88]. On utilise généralement des paramétrisations telles que Becchetti&Greenlees ou CH89 qui ont une forme de Wood-Saxon.

Ce modèle a été largement utilisé avec succès pour le calcul du potentiel d'interaction noyau-noyau (des réactions de diffusion élastique noyau-noyau [93, 95, 96, 97] et transfert de deux neutrons [98, 99]) et d'interaction nucléon-noyau [33, 82, 99, 100, 101].

## JLM

C'est une approche complémentaire du folding pour générer le potentiel optique. Le modèle JLM porte les noms des physiciens qui l'ont développé : Jeukenne, Lejeune et Mahaux. Il a été initialement élaboré à partir de l'interaction nucléon-nucléon à coeur dur de Reid [102] en utilisant l'approximation de Brueckner-Hartree-Fock [32] pour des énergies jusqu'à 160 MeV et fournit un potentiel optique complexe U pour l'interaction de protons ou de neutrons avec la matière infinie.

U est présenté sous forme de trois termes [102], un terme isoscalaire complexe, un terme isovectoriel complexe et un terme coulombien ajouté dans le cas d'une sonde de proton, qui dépendent de l'énergie incidente, de la densité et de l'excès de neutrons.

L'approximation de densité locale (Local Density Approximation, LDA) [102] permet ensuite d'appliquer le calcul à la matière nucléaire finie et donc à l'étude de l'interaction nucléon-noyaux. Dans le cadre de la LDA, le potentiel optique à un point situé à la distance r du centre du noyau et ayant une densité  $\rho(r)$  est décrit par :

$$U(\vec{r}, E) = V(\rho(r), E) + iW(\rho(r), E). \quad (4.41)$$

où  $V(\rho(r), E)$  et  $W(\rho(r), E)$  sont respectivement la partie réelle et imaginaire dont la paramétri-

sation exacte est donnée dans la référence [102]. Le potentiel ainsi défini ne décrit pas correctement l'interaction à la surface du noyau qui est caractéristique des réactions périphériques comme la diffusion de protons aux énergies intermédiaires. Pour traiter plus exactement les réactions se produisant à la surface des noyaux, J.P. Jeukenne, A. Lejeune et C. Mahaux ont introduit un terme

$$\frac{1}{(t\sqrt{\pi})^3} e^{-|\vec{r} - \vec{r}'|^2/t^2} \quad (4.42)$$

qui tient compte de la portée finie de l'interaction nucléon-nucléon dans la matière nucléaire. Le paramètre  $t$  est fixé afin de reproduire des calculs empiriques.

Le potentiel devient :

$$U(\vec{r}, E) = \frac{1}{(t\sqrt{\pi})^3} \int U(\vec{r}', E) e^{-|\vec{r} - \vec{r}'|^2/t^2} d\vec{r}'. \quad (4.43)$$

Les potentiels JLM ont été utilisés dans des réactions (p,p), (n,n) et (p,n) aussi bien sur des noyaux légers ( $^6\text{He}$  [24, 25],  $^{10,11}\text{Be}$  [25],  $^{10,11}\text{C}$  [103, 104]) que sur des noyaux lourds ( $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{120}\text{Sn}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  [105]), noyaux stables ou exotiques. Dans notre étude, nous utiliserons la densité nucléaire microscopique calculée par la méthode HFB+continuum.

La diffusion inélastique est traitée par le potentiel  $\Delta U$  qui, dans l'approximation de densité locale, a la forme [106] :

$$\Delta U(\vec{r}, E) = (1 + \rho(r) \frac{\partial}{\partial \rho}) \frac{U(\rho, E)}{\rho} \quad (4.44)$$

et comme pour la diffusion élastique, le facteur gaussien (4.42) est ajouté pour tenir compte de la portée finie de l'interaction forte. Le potentiel devient :

$$\Delta U(\vec{r}, E) = \frac{1}{(t\sqrt{\pi})^3} \int \delta\rho(\vec{r}') U(\vec{r}', E) e^{-|\vec{r} - \vec{r}'|^2/t^2} d\vec{r}'. \quad (4.45)$$

Le potentiel (4.43) et le potentiel de transition (4.45) sont introduits dans l'équation de Schrödinger. Les distributions angulaires sont ensuite générées avec le code TAMURA [107].

### Densités de matière et densités de transition

Dans cette section, nous présentons les densités des neutrons et des protons et les densités de transition microscopiques qui seront utilisées dans les modèles de folding et de JLM pour analyser les données de la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$ .

Les densités sont calculées dans le cadre de l'approximation du champ moyen. Les équations HF sont résolues en tenant compte de l'appariement grâce aux quasiparticules de Bogoliubov (HFB) [108]. Les interactions utilisées sont de type Skyrme (SLy4) [109] complétées d'une interaction dépendante de la densité pour l'appariement [110].

Les excitations sont modélisées à l'aide de la QRPA [83, 84] qui présente les excitations comme des superpositions de paires de deux quasiparticules. Notons que l'interaction résiduelle

est calculée à partir de l'interaction nucléon-nucléon utilisée dans le modèle HFB, ce qui permet de la contraindre lors de la comparaison avec les résultats expérimentaux. Le traitement exact des états du continuum, important pour les noyaux proches de la limite de stabilité, est réalisé aux niveaux HFB et QRPA [110]. Cette méthode a été appliquée dans le cas des noyaux stables et instables d'oxygène et de nickel [110, 108]. La densité de matière de  $^{22}\text{O}$  et les densités de transition des protons et des neutrons sont présentées sur les figures 4.2 et 4.3. Pour comparaison, nous avons donné également celles des autres isotopes pairs-pairs riches en neutrons  $^{18,20,24}\text{O}$ . Il faut noter que les densités de protons et de neutrons diffèrent en amplitude et

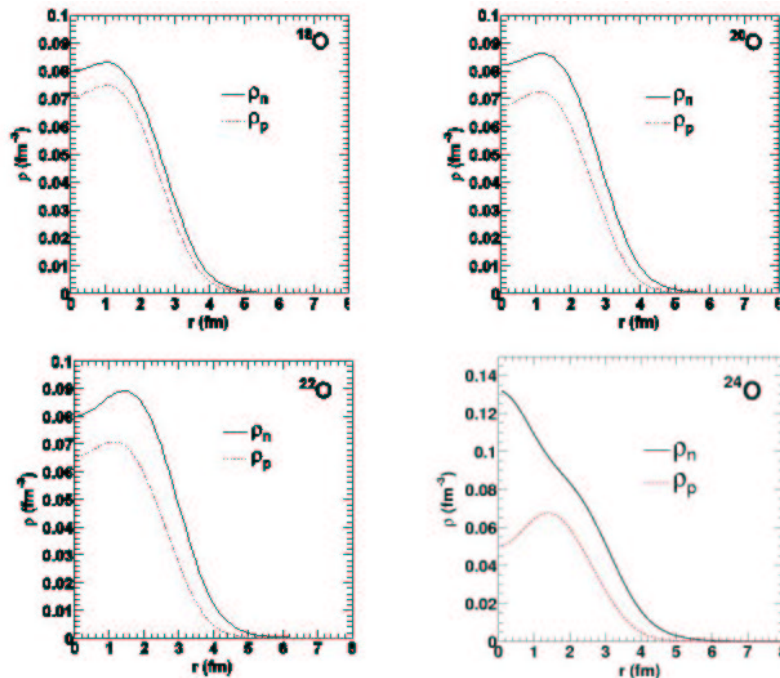


FIG. 4.2 – Densités HFB des états fondamentaux des isotopes de l'oxygène  $^{18-24}\text{O}$  [108]

qu'elles ne sont pas proportionnelles. Le rayon carré moyen de la distribution de proton reste sensiblement constant pour les quatre isotopes (environ 2.66 fm pour  $^{18}\text{O}$  et environ 2.70 fm pour  $^{24}\text{O}$ ) [111] tandis que celui des neutrons augmente [112] (2.76 fm pour  $^{18}\text{O}$  et 3.05 fm pour  $^{24}\text{O}$ ) indiquant la présence possible d'une peau de neutrons pour  $^{22}\text{O}$ . Pour les isotopes d'oxygène, les densités de transition des neutrons présentent une amplitude des neutrons plus grande que celle des protons. Cet effet est dû à la fermeture de couche en  $Z=8$ . Nous observons également que le maximum des distributions des neutrons est décalé vers l'extérieur à partir de  $^{20}\text{O}$ , ce qui est en accord avec la prédiction d'apparition de peau de neutrons. Après avoir atteint une valeur maximale pour  $^{20}\text{O}$ , l'amplitude de  $\delta\rho_n$  diminue pour  $^{22}\text{O}$  et  $^{24}\text{O}$  suggérant la diminution de  $B(E2\uparrow)$  vers l'état  $2_1^+$  de ces deux noyaux. Dans le cas du noyau  $^{22}\text{O}$ , la densité de transition de protons  $\delta\rho_p$  donne  $B(E2\uparrow)=23.1 \text{ e}^2\text{fm}^4$  qui est en très bon accord avec la valeur expérimentale [50].

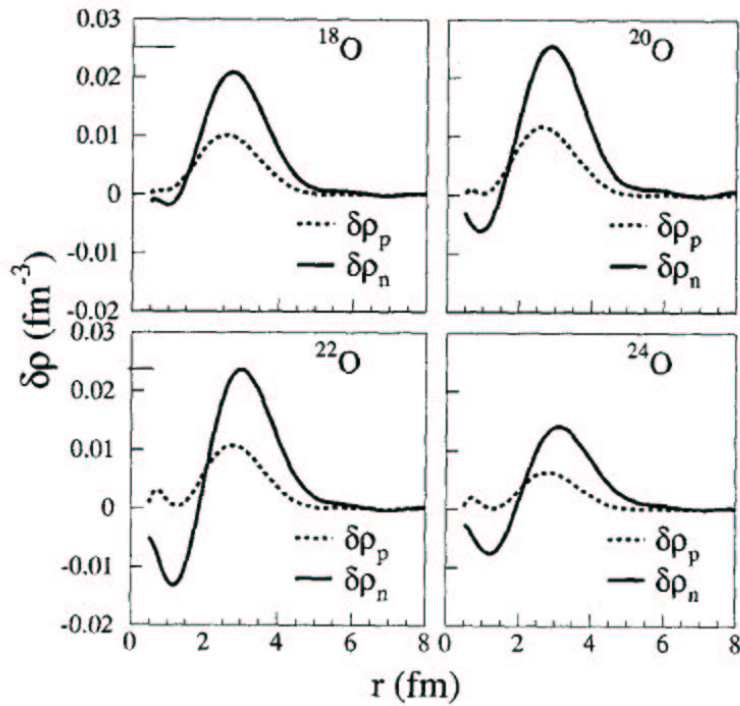


FIG. 4.3 – Densités de transition des protons et des neutrons vers le premier état  $2^+$  des isotopes de l'oxygène  $^{18-24}\text{O}$  calculé avec la QRPA [110]

## 4.2 Les éléments de matrice de transition $M_n$ et $M_p$

### 4.2.1 Description microscopique

Dans le cas d'une diffusion inélastique, le noyau diffusé se trouve dans un état excité. L'excitation vers cet état est caractérisée par les éléments de transition des neutrons et des protons du noyau,  $M_n$  et  $M_p$ . Dans le cas général, l'élément de matrice  $M_{n(p)}$  pour une excitation de multipolarité  $\lambda$  est donné par la valeur moyenne de l'opérateur de l'excitation externe  $\hat{O}_\lambda$  entre l'états initial et l'état final [113].

$$\begin{aligned}
 M_{n(p)} &= \langle J_f \| O_\lambda^S \| J_i \rangle \\
 &= \langle J_f \| \sum_{n(p)} r_i^\lambda Y_\lambda(\Omega_i) \| J_i \rangle \\
 &= \int_0^{+\infty} \delta\rho_{n(p)}^\lambda(r) r^{\lambda+2} dr,
 \end{aligned} \tag{4.46}$$

où  $\delta\rho_{n(p)}^\lambda(r)$  est la densité de transition des protons et des neutrons calculée dans notre cas par le modèle microscopique décrit dans la section 4.1.3.  $M_p$  peut être également déduit à partir de

la valeur de  $B(E\lambda)$  [113]. Pour une transition depuis l'état fondamental, on a :

$$|M_p|^2 = B(E\lambda \uparrow) \quad (4.47)$$

où  $B(E\lambda \uparrow)$  est la probabilité d'excitation coulombienne de multipolarité  $\lambda$  entre l'état initial  $0^+$  et l'état final  $\lambda$ . Les densités de transition sont validées en les confrontant à l'expérience. La valeur de  $M_p$  est calculée d'une part par la relation (4.46) à partir de  $\delta\rho_p^\lambda(r)$  et d'autre part par la relation (4.47) à partir de  $B(E\lambda \uparrow)$  extrait expérimentalement. La comparaison des résultats obtenus permet donc de valider  $\delta\rho_p^\lambda(r)$ . Quant à la densité de transition des neutrons, elle est utilisée pour le calcul de la distribution angulaire de la diffusion inélastique proton-noyau et comparée à l'expérience. Dans le cas du noyau  $^{22}\text{O}$ , les valeurs de  $M_n$  et  $M_p$  calculées à partir des densités de transition présentées dans la section 4.1.3 sont respectivement :

$$M_p = 4.85 fm^2, \quad (4.48)$$

et

$$M_n = 18.28 fm^2. \quad (4.49)$$

Le modèle QRPA prédit donc un caractère isovectoriel de l'excitation vers le premier état excité  $2^+$  ( $M_n/M_p = 3.77$  et donc  $(M_n/M_p)/(N/Z) = 2.15$ ). Nous confronterons ces résultats avec l'analyse de l'expérience  $^{22}\text{O}(p,p')$  pour confirmer ou infirmer ces prédictions théoriques.

## 4.2.2 Description macroscopique

Le modèle macroscopique tel que le modèle de la goutte liquide apporte une vision intuitive sur la signification de  $M_n$  et  $M_p$ . Ce modèle décrit le noyau comme un fluide homogène formé de protons et de neutrons, donc  $M_n/M_p = N/Z$ . En revanche, les effets de couche offrent une autre vision sur la problématique. Le cas le plus intéressant est celui d'un noyau avec une seule couche fermée. Par exemple, pour un noyau avec une fermeture de couche en neutrons, l'excitation se fera principalement par les protons, d'où un apport nul à l'excitation de la part des neutrons. Nous avons donc

$$M_n = 0 \Rightarrow M_n/M_p = 0. \quad (4.50)$$

Si au contraire, le noyau est fermé en protons,

$$M_p = 0 \Rightarrow M_n/M_p \rightarrow \infty. \quad (4.51)$$

Pour tenir compte de la vision macroscopique et microscopique, un coefficient de proportionnalité a été introduit entre les rapports  $M_n/M_p$  et  $N/Z$  :

$$\frac{M_n}{M_p} = \frac{\delta_n}{\delta_p} \frac{N}{Z}, \quad (4.52)$$

où  $\delta_{n(p)}$  (voir l'équation 4.35) représente les longueurs de déformation des densités de neutrons et de protons :  $\delta_{n(p)} = \beta_l R$ ,  $\beta_l$  étant le paramètre de déformation dynamique dans le modèle vibrationnel et le paramètre de déformation permanent dans le modèle rotationnel et  $R$  le rayon nucléaire.

Bernstein, Brown et Madsen ont réalisé des études systématiques du rapport  $M_n/M_p$  pour des excitations  $0_{f.o.n.d.}^+ \rightarrow 2_1^+$  dans des noyaux pairs-pairs fermés en protons ou en neutrons [114] (voir la figure 4.4) et ont montré que :

- pour un noyau fermé en protons

$$\frac{M_n/M_p}{N/Z} > 1, \quad (4.53)$$

- pour un noyau fermé en neutrons

$$\frac{M_n/M_p}{N/Z} < 1. \quad (4.54)$$

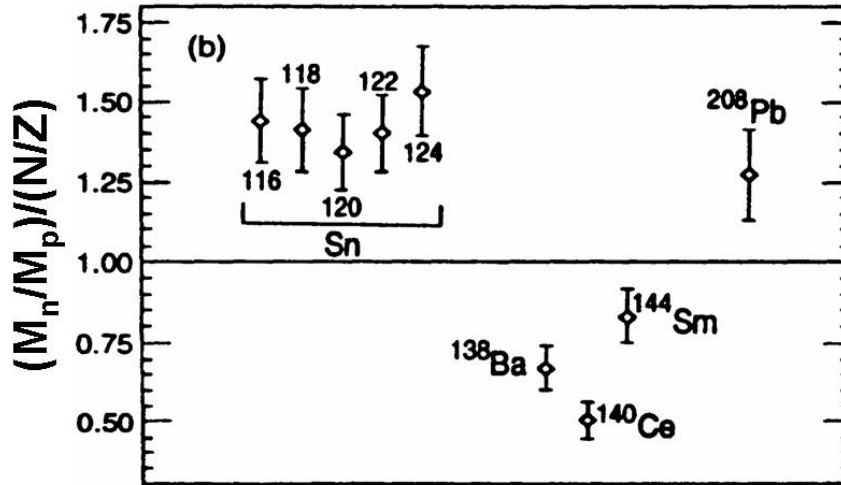


FIG. 4.4 – Valeur du rapport  $(M_n/M_p)/(N/Z)$  pour les états  $2_1^+$  des isotopes  $^{116,118,120,122,124}\text{Sn}$ ,  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{140}\text{Ce}$ ,  $^{144}\text{Sm}$  et  $^{208}\text{Pb}$  [115]

En tenant compte de la relation (4.52), nous obtenons pour les inégalités 4.53 et 4.54 :

$$\frac{\delta_n}{\delta_p} > 1 \quad \text{et} \quad \frac{\delta_n}{\delta_p} < 1 \quad (4.55)$$

ce qui suggère que les longueurs de déformation des distributions des protons et des neutrons lors de l'excitation ne sont pas les mêmes. Nous appellerons ce type d'excitation *isovectorielle* dans le cas des noyaux avec une fermeture de couche en protons ou en neutrons.

Si  $\frac{\delta_n}{\delta_p} = 1$ , les protons et les neutrons contribuent de la même manière à l'excitation qui est appelée dans ce cas *isoscalaire*.

La détermination expérimentale du rapport  $M_n/M_p$  permet donc d'obtenir des informations importantes sur la structure du noyau : fermeture de couche, polarisation du coeur, paramètres de déformation et caractère de l'excitation, isoscalaire ou isovectorielle, dans le cadre de modèle macroscopique.

Une méthode phénoménologique pour déterminer  $M_{n(p)}$  a été proposée par A.M. Bernstein, V.R. Brown et V.A. Madsen dans la référence [113]. L'idée est de calculer le rapport  $M_n/M_p$  à partir des paramètres de déformation du noyau pour deux sondes différentes. L'opérateur caractérisant le champ extérieur est développé en fonction des coefficients  $b_n^S$  et  $b_p^S$  caractérisant la réponse des neutrons et des protons à la perturbation S.

$$O_\lambda^S = b_n^S \sum_n r_i^\lambda Y_\lambda(\Omega_i) + b_p^S \sum_p r_i^\lambda Y_\lambda(\Omega_i). \quad (4.56)$$

Dans le tableau 4.1, nous avons donné des valeurs du rapport  $b_n/b_p$  pour quelques sondes [114]. Par exemple, d'après ces valeurs, les sondes de protons à basse énergie et les  $\pi^-$  interagissent

| Sonde S  | Énergie [MeV] | $b_n^S/b_p^S$ |
|----------|---------------|---------------|
| EM       | —             | 0/1           |
| p        | 10-50         | $\approx 3$   |
| n        | 10-50         | $\approx 1/3$ |
| $\pi^-$  | 160-200       | $\approx 3$   |
| $\pi^+$  | 160-200       | $\approx 1/3$ |
| p        | 800           | 0.83          |
| p        | 1000          | 0.95          |
| $\alpha$ | toutes        | 1             |

TAB. 4.1 – Valeurs du rapport  $b_n^S/b_p^S$  pour de différentes sondes (voir la référence [114])

avec les neutrons et les protons du noyau dans un rapport 3/1 tandis que les neutrons et les  $\pi^+$  interagissent dans un rapport 1/3.

En tenant compte de l'équation (4.56), l'élément de matrice M se développe comme suit :

$$M = \langle J_f \parallel O_\lambda^S \parallel J_i \rangle = b_n^S M_n + b_p^S M_p.$$

M concerne donc l'excitation globale du noyau sous une perturbation externe, provoquant une longueur de déformation  $\delta_S$ , tandis que  $M_{n(p)}$  donne la réponse à l'excitation des neutrons (protons) du noyau. En appliquant la théorie des ondes distordues pour une diffusion inélastique, Bernstein et al. [113] ont établi le lien entre les longueurs de déformation, l'une pour une sonde hadronique  $\delta_S$  et l'autre EM  $\delta_p$ .

$$\frac{\delta_S}{\delta_p} \approx \frac{1 + (b_n^S/b_p^S)(M_n/M_p)}{1 + (b_n^S/b_p^S)(N/Z)} \quad (4.57)$$



L'équation (4.57) donne :

$$\frac{M_n}{M_p} = \frac{b_p^S}{b_n^S} \left( \frac{\delta_S}{\delta_p} \left( 1 + \frac{b_n^S N}{b_p^S Z} \right) - 1 \right). \quad (4.58)$$

La relation (4.57) a été établie en supposant la proportionnalité des densités de protons  $\rho_p$  et de neutrons  $\rho_n$  ainsi que celle des densités de transitions des neutrons  $\delta\rho_n$  et des protons  $\delta\rho_p$  [113]. Dans le cas des noyaux exotiques, cette proportionnalité n'est plus respectée comme nous l'avons souligné dans la section 4.1.3. D'autre part, le paramètre de déformation dynamique  $\beta_S$  (défini dans la section 4.1.2) obtenu en normalisant les distributions angulaires inélastiques représente la déformation du potentiel optique tandis que les paramètres  $\beta$  de la relation (4.52) sont des déformations des densités des protons et des neutrons du noyau dans les modèles collectifs. Beene et al. [116] indiquent que ces deux déformations ne sont pas égales et que leur différence augmente avec la multipolarité. Ils démontrent également que dans le cas de l'excitation quadrupolaire,  $L=2$ , cette différence est négligeable. Le rapport  $M_n/M_p$  peut être obtenu à partir de l'équation (4.58) en introduisant les paramètres  $\delta_S$  et  $\delta_p$  extraits à partir de la normalisation de la distribution angulaire pour la diffusion inélastique.  $\delta_p$  peut être obtenu directement à partir de la mesure de la probabilité d'excitation quadrupolaire  $B(E2)$  (extraite à partir de la mesure de temps de vie ou d'excitation coulombienne [10]). Pendant les dernières années, les réactions  $(p,p')$  combinées aux réactions d'excitation coulombienne ont été largement utilisées pour la détermination du rapport  $M_n/M_p$  pour des noyaux exotiques  $^{20}\text{O}$  [32, 117],  $^{38}\text{S}$  [118],  $^{32}\text{Ar}$  et  $^{32}\text{Si}$  [119],  $^{18}\text{Ne}$  [120],  $^{40}\text{S}$  [28],  $^{43}\text{Ar}$  [29] et  $^{42,44}\text{Ar}$  [30].

### 4.3 Résultats de la réaction $^{22}\text{O}(p,p')$

Dans cette partie, nous présentons les résultats obtenus par l'étude de la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  et leur analyse par des modèles phénoménologiques et microscopiques.

Les événements qui nous intéresseront dans la suite concernent un proton détecté dans MUST en coïncidence avec un noyau de  $^{22}\text{O}$ . Les conditions imposées pour accepter un événement ont été présentées au chapitre 3. Nous y avons également décrit l'étalonnage en énergie des détecteurs MUST. Cela nous a permis de reconstituer l'énergie totale déposée dans MUST. D'autre part, la reconstruction de l'angle d'incidence des noyaux sur la cible de réaction nous a servi à retrouver la position d'interaction et donc de reconstruire l'angle de diffusion des protons.

Au final, nous avons deux quantités : l'énergie totale du proton et son angle de diffusion à partir desquels nous avons construit les lignes cinématiques de la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  (voir la figure 4.5). Chaque ligne correspond à un état du noyau  $^{22}\text{O}$  : la ligne la plus intense sur la figure 4.5 à l'état fondamental et la ligne aux petits angles à l'état  $2_1^+$ . La qualité du système de détection nous a permis d'obtenir une cinématique nette avec seulement 1000 pps pendant une durée de quelques jours d'acquisition.

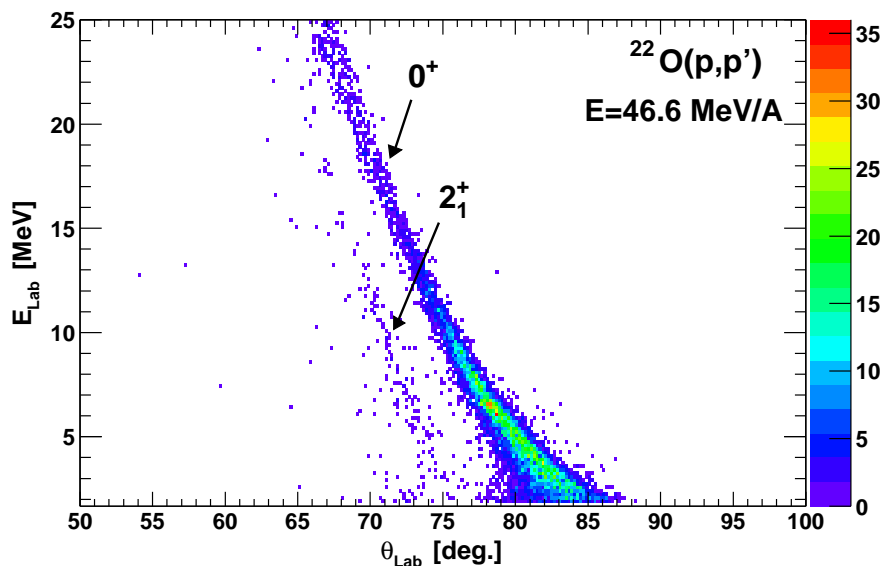


FIG. 4.5 – Energie des protons en fonction de l'angle de détection dans le référentiel de laboratoire pour la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  réalisée en cinématique inverse à une énergie de 46.6 MeV/A

Nous avons déduit l'énergie d'excitation du  $^{22}\text{O}$  à partir de l'énergie des protons et l'angle de diffusion en utilisant la cinématique relativiste à deux corps. Sur la figure 4.6 est présenté le spectre en énergie d'excitation de  $^{22}\text{O}$  construit à partir des événements des détecteurs Si à pistes et Si(Li). Les états fondamental et excité  $2^+$  sont bien identifiés. La résolution en énergie d'excitation est d'environ de 800 keV pour l'état fondamental. L'état excité  $2^+$  est localisé à  $3.24 \pm 0.20$  MeV. Cette valeur est en bon accord avec la valeur mesurée par l'expérience d'excitation coulombienne : 3.17 MeV [50]. Pour chaque pic, correspondant à l'état fondamental et à l'état  $2^+$ , nous avons extrait les distributions angulaires des sections efficaces en incluant les données provenant des détecteurs CsI(Tl) ( $E_p > 25$  MeV) ce qui nous permet de couvrir une zone angulaire dans le référentiel du centre de masse jusqu'à  $\theta_{CM}=65^\circ$ .

Nous avons observé que les lignes cinématiques reconstruites avec les données des CsI(Tl) présentent une irrégularité au niveau de passage entre les Si(Li) et CsI(Tl) (voir la figure 4.7). Cela est dû en grande partie à la zone morte située à l'arrière des Si(Li) dont l'épaisseur d'environ  $500\mu\text{m}$  n'est connue qu'approximativement. Nous avons donc corrigé les lignes cinématiques en supposant que les événements provenant des CsI(Tl) appartiennent principalement à l'état fondamental. Nous avons retrouvé l'énergie totale des protons situés dans le contour (figure 4.7) à partir de l'angle de diffusion en utilisant la relation de cinématique relativiste à deux corps pour une énergie d'excitation nulle.

Finalement, la distribution angulaire de l'état fondamental a été construite en imposant une coupure sur l'énergie d'excitation entre -2.0 MeV et 2.4 MeV. Pour l'état  $2^+$ , les coupures sont 2.4 MeV et 4.0 MeV. Les distributions angulaires, présentées sur la figure 4.8, sont insensibles

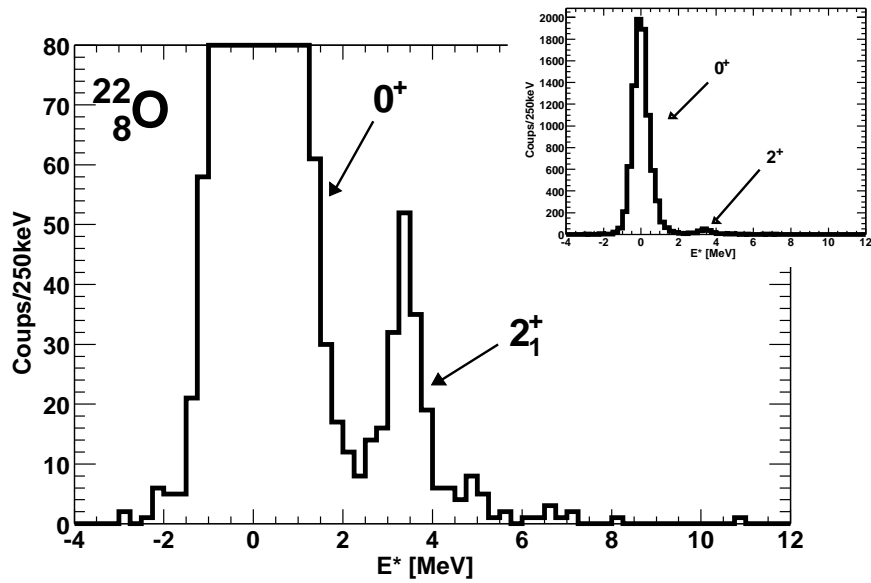


FIG. 4.6 – Spectre d'énergie d'excitation du noyau  $^{22}\text{O}$  obtenu par diffusion élastique et inélastique de protons. La largeur à mi-hauteur de l'état fondamental est environ 800 keV. L'état  $2^+$  est localisé à  $3.24 \pm 0.2$  MeV

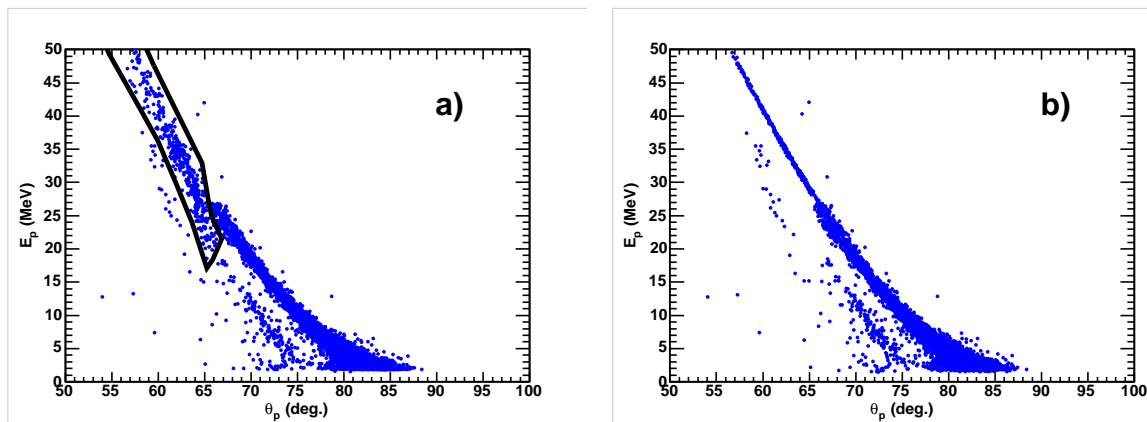


FIG. 4.7 – Energie de protons en fonction de l'angle de détection dans le référentiel de laboratoire pour la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  réalisée en cinématique inverse à une énergie de 46.6 MeV/A. Les événements présentés incluent les données prises avec le télescope MUST : Si à pistes, Si(Li) et CsI(Tl) a) sans aucune correction, b) avec correction (voir le texte).

à de petites variations des intervalles de coupure.

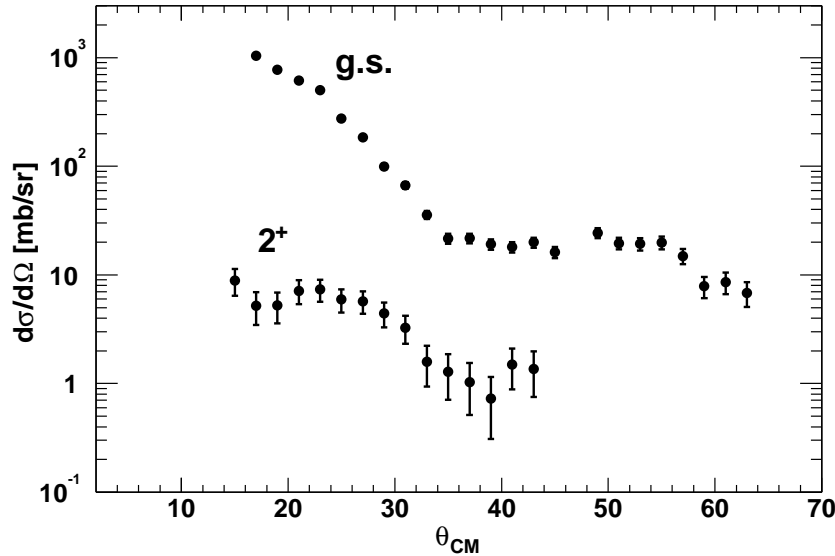


FIG. 4.8 – Distributions angulaires expérimentales de la section efficace élastique et inélastique vers le premier état  $2^+$  pour la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  à 46.6 MeV/A dans le référentiel du centre de masse.

Vers  $\theta_{CM}=21^\circ$ , il y a une légère irrégularité qui correspond au passage entre le détecteur à Si à pistes et Si(Li). En effet, les zones de passage entre les détecteurs ne sont pas bien maîtrisées. La principale difficulté provient des événements détectés au bord des Si(Li) et des événements de basse énergie. En effet, nous avons remarqué une non-linéarité à basse énergie qui n'est pas prise en compte lors de l'étalonnage en énergie et un seuil des codeurs de ces détecteurs. Cela entraîne une imprécision dans la mesure de l'énergie des protons détectés dans les Si(Li) et donc dans celle de l'énergie d'excitation de  $^{22}\text{O}$ .

L'irrégularité dans les lignes cinématiques due au passage entre les détecteurs Si(Li)-CsI(Tl) se retrouve sur les distributions angulaires (environ  $\theta_{CM} = 45^\circ$ ). Nous n'avons pas pris en compte les données correspondant pour la distribution angulaire de la diffusion élastique. En revanche, pour la construction de la distribution angulaire inélastique, nous n'avons pas ajouté les données des détecteurs CsI(Tl) car l'incertitude sur l'énergie des protons est très importante (voir la figure 4.7 b).

### 4.3.1 Analyse phénoménologique

Nous avons réalisé une analyse phénoménologique pour extraire des informations sur la structure du noyau  $^{22}\text{O}$ . Pour ce faire, nous avons calculé les distributions angulaires des sections efficaces pour les états fondamental et  $2^+$  en utilisant le code ECIS 97 [121]. Le fichier de données de ECIS 97 contient les paramètres des réactions étudiées : masses des noyaux, énergie

du faisceau incident, énergie de l'état excité ainsi que les paramètres du potentiel optique. Les fichiers de données pour ECIS 97 sont présentés dans l'annexe B.

Dans cette première approche, nous avons utilisé deux potentiels phénoménologiques d'interaction entre les noyaux et les protons. L'un d'eux repose sur la paramétrisation de Becchetti et Greenlees [78] et l'autre, sur la paramétrisation CH89 [79]. La paramétrisation de Becchetti et Greenlees a été établie en ajustant les données expérimentales d'interaction de faisceau de protons d'énergie  $E \leq 40$  MeV avec des cibles de noyaux stables de masse  $40 \leq A \leq 90$ . Dans le tableau 4.2 sont présentées les expressions par lesquelles sont calculés les différents paramètres du potentiel phénoménologique. Les paramètres de Becchetti&Greenlees calculés pour

|  | Profondeur (MeV)  | Rayon R (fm)   | Diffusivité a (fm)           |
|--|---|----------------|------------------------------|
| Terme réel<br>$V_R$                        | $54.0 - 0.32E + 0.4 \frac{Z}{A^{1/3}} + 24.0 \frac{(N-Z)}{A}$ | $1.17 A^{1/3}$ | 0.75                         |
| Terme imaginaire<br>de volume<br>$W_V$     | $0.22E - 2.7$   | $1.32 A^{1/3}$ | $0.51 + 0.7 \frac{(N-Z)}{A}$ |
| Terme imaginaire<br>de surface<br>$W_{SF}$ | $11.8 - 0.25E + 12.0 \frac{(N-Z)}{A}$                         | $1.32 A^{1/3}$ | $0.51 + 0.7 \frac{(N-Z)}{A}$ |
| Terme spin-orbite<br>$V_{SO}$              | 6.2   | $1.01 A^{1/3}$ | 0.75                         |

TAB. 4.2 – Paramétrisation de Becchetti&Greenlees pour l'interaction des protons avec les noyaux.  $Z$ ,  $N$ ,  $A$  et  $E$  sont respectivement le nombre de protons, le nombre de neutrons, le nombre de masse et l'énergie cinétique en MeV disponible dans le référentiel du centre de masse.

la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  sont présentés dans le tableau 4.3.

La paramétrisation CH89 a été élaborée pour l'interaction nucléon-noyau pour des noyaux de masse  $40 \leq A \leq 209$  et une énergie du nucléon incident de  $E = 10 - 65$  MeV. Cette paramétrisation couvre une plus large gamme de masse et d'énergie que la paramétrisation de Becchetti&Greenlees. La qualité de l'ajustement sur l'ensemble des données est meilleure que l'ajustement réalisé avec la paramétrisation de Becchetti&Greenlees : les paramètres sont en principe mieux adaptés pour l'étude de noyaux instables. Par exemple, le terme d'asymétrie d'isospin  $\frac{N-Z}{A}$  est pondéré par un coefficient  $V_t = 13 \pm 1$  MeV dont la valeur est plus faible que celle utilisée par Becchetti&Greenlees [79]. De plus, les rayons des différents termes du potentiel présentent un décalage par rapport à la valeur de  $r_0 A^{1/3}$ . En outre, la profondeur du terme imaginaire varie doucement avec l'énergie  $E$  ce qui assure une transition continue entre l'ab-

| $^{22}\text{O}(p,p')$ |                  |              |                    |
|-----------------------|------------------|--------------|--------------------|
|                       | Profondeur (MeV) | Rayon R (fm) | Diffusivité a (fm) |
| $V_R$                 | 46.78            | 3.28         | 0.75               |
| $W_V$                 | 7.55             | 3.70         | 0.70               |
| $W_{SF}$              | 3.42             | 3.70         | 0.70               |
| $V_{SO}$              | 6.2              | 2.83         | 0.75               |

TAB. 4.3 – Potentiel phénoménologique pour la réaction  $^{22}\text{O}$  d'après la paramétrisation de *Becchetti&Greenlees*

sorption de surface à basse énergie et l'absorption en volume à haute énergie. Le potentiel est de cette façon plus réaliste [79].

Nous présentons la paramétrisation CH89 dans le tableau 4.4 et les paramètres CH89 calculés pour la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  dans le tableau 4.5.

|                         | Profondeur (MeV)   | Rayon R (fm)            | Diffusivité a (fm) |
|-------------------------|--|-------------------------|--------------------|
| $V_R$                   | $52.9 + 13.1 \frac{N-Z}{A} + (E - E_c)(-0.299)$                        | $1.250 A^{1/3} - 0.225$ | 0.69               |
| Potentiel<br>coulombien | $E_c = \frac{1.73Z}{R_c} \text{ MeV}$                                  | $1.24 A^{1/3} + 0.12$   | —                  |
| $W_V$                   | $7.8 [ 1 + \exp(\frac{35-(E-E_c)}{16}) ]^{-1}$                         | $1.33 A^{1/3} - 0.42$   | 0.69               |
| $W_{SF}$                | $( 10.0 + 18 \frac{N-Z}{A} ) [ 1 + \exp(\frac{(E-E_c)-36}{37}) ]^{-1}$ | $1.33 A^{1/3} - 0.42$   | 0.69               |
| $V_{SO}$                | 5.9  | $1.34A^{1/3} - 1.2$     | 0.63               |

TAB. 4.4 – Paramétrisation CH89 pour l'interaction proton - noyau

Nous avons comparé sur la figure 4.9 les distributions angulaires expérimentales avec les résultats théoriques obtenus avec le code ECIS 97 en utilisant les potentiels phénoménologiques présentés ci-dessus. Les calculs avec le potentiel optique utilisant la paramétrisation de *Becchetti&Greenlees* reproduisent très bien les données pour l'état fondamental, à part pour la

|          | Profondeur (MeV) | Rayon R (fm) | Diffusivité a (fm) |
|----------|------------------|--------------|--------------------|
| $V_R$    | 43.64            | 3.28         | 0.69               |
| $E_c$    | 25               | 3.75         | —                  |
| $W_V$    | 4.85             | 3.31         | 0.69               |
| $W_{SF}$ | 6.76             | 3.31         | 0.69               |
| $V_{SO}$ | 5.9              | 2.55         | 0.63               |

TAB. 4.5 – Potentiel phénoménologique pour la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  d'après la paramétrisation CH89

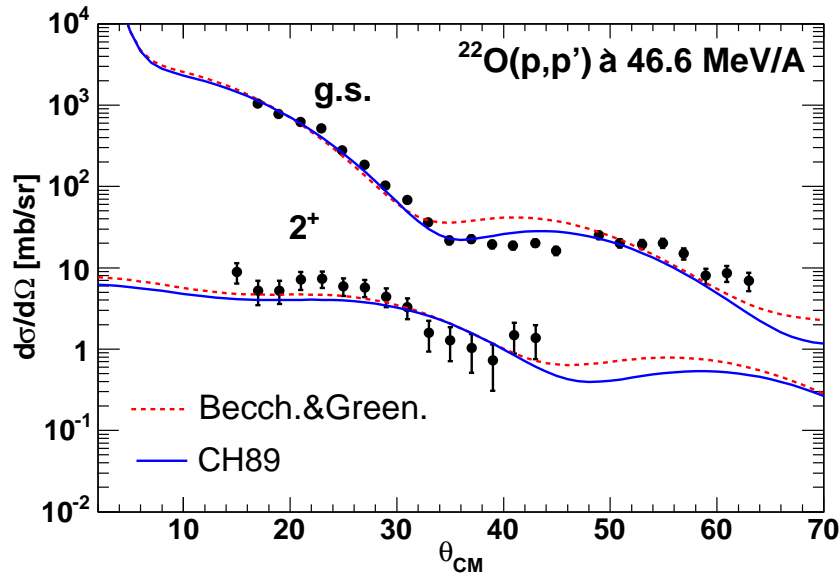


FIG. 4.9 – Comparaison des distributions angulaires expérimentales élastique et inélastique vers l'état  $2_1^+$  et les calculs théoriques phénoménologiques pour la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  à 46.6 MeV/A. Les lignes pointillées correspondent à la paramétrisation de Becchetti & Greenlees pour le potentiel optique et les lignes pleines à la paramétrisation CH89.

région de 32 deg. à 50 deg. pour laquelle le calcul surestime les données expérimentales. Le potentiel de Becchetti&Greenlees avait jusqu'ici montré un très bon accord même pour les noyaux de la couche sd ( $18 < A < 40$ ) très riches en neutrons. Le cas de  $^{22}\text{O}$  est une de ses premières limitations. La paramétrisation CH89 semble mieux adaptée pour reproduire les données pour l'état fondamental. C'est pourquoi nous l'utiliserons pour l'analyse de la distribution angulaire inélastique.

La distribution angulaire pour la transition  $0^+ \rightarrow 2_1^+$  a été normalisée de sorte à reproduire au mieux en terme de  $\chi^2$  les données expérimentales. Nous pouvons constater sur la figure 4.9 que les calculs pour les deux paramétrisations du potentiel optique reproduisent bien les données expérimentales. La normalisation des distributions angulaires de la section efficace vers l'état  $2_1^+$  nous fournit le paramètre de déformation dynamique  $\beta_{p,p'}$  du noyau. En effet, nous avons vu dans la section 4.1.2 que la section efficace était proportionnelle à  $|\beta_{p,p'}|^2$ .

L'analyse avec les deux potentiels donne  $\beta_{p,p'} = 0.23 \pm 0.04$ . Pour déterminer les barres d'erreurs de  $\beta_{p,p'}$  nous avons construit à partir de la distribution angulaire calculée, l'enveloppe de la distribution angulaire expérimentale. Les limites inférieure et supérieure de cette enveloppe sont calculées avec respectivement les valeurs minimale et maximale de  $\beta_{p,p'}$  ce qui permet à la distribution angulaire d'être reproduite avec un écart standard de  $1\sigma$ . Cette valeur du paramètre de déformation  $\beta_{p,p'}$  de  $^{22}\text{O}$  est inférieure aux valeurs de  $\beta_{p,p'}$  pour les isotopes de l'oxygène  $^{18}\text{O}$  ( $\beta_{p,p'} = 0.37 \pm 0.03$  [110, 122]) et  $^{20}\text{O}$  ( $\beta_{p,p'} = 0.50 \pm 0.04$  et  $0.55 \pm 0.06$  [31, 110]).

Pour comprendre mieux le comportement de  $^{22}\text{O}$ , nous avons calculé le rapport  $M_n/M_p$  à partir de la relation 4.58 en utilisant la valeur de  $\beta_{p,p'}$  de l'expérience  $^{22}\text{O}(p,p')$  et  $\beta_C$  de l'expérience  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$  [50]. Les valeurs des longueurs de déformation ont été obtenues par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} - \delta_p &= \beta_C R_C = (0.21 \pm 0.04) * 1.20 A^{1/3}, \\ - \delta_s &= \beta_{p,p'} R = (0.23 \pm 0.04) * 1.17 A^{1/3}. \end{aligned}$$

Puisque les sondes combinées sont l'une électromagnétique et l'autre hadronique, d'après le tableau 4.1,  $b_n^S/b_p^S = 3$ .

Finalement nous avons obtenu le rapport

$$\frac{M_n}{M_p} = 1.8 \pm 0.4 \quad (4.59)$$

et

$$\frac{M_n/M_p}{N/Z} = 1.0 \pm 0.2, \quad (4.60)$$

où les barres d'erreurs sont calculées à partir des barres d'erreur de  $\beta_{p,p'}$  et  $\beta_C$ .

Dans l'expérience de Thirolf et al., à cause de la haute énergie de bombardement et de la plage angulaire couverte, la réaction effectuée contenait une contribution non négligeable due à l'excitation nucléaire. Le paramètre de déformation  $\beta_C$  a été extrait à partir de la relation (4.58) où  $\beta_S = \beta_N$ . Les auteurs avaient supposé que  $M_n/M_p = 2.6$ , cette valeur étant calculée en utilisant le modèle en couche sd avec l'interaction USD [123].



A cette étape de notre étude, nous constatons une divergence entre la valeur de  $M_n/M_p$  (2.6) qui a permis d'extraire  $\beta_C$  et celle que nous avons trouvé en utilisant nos résultats expérimentaux (voir la relation (4.59)). Nous nous sommes proposés de trouver une valeur du rapport  $M_n/M_p$  qui satisfasse aux résultats obtenus avec les deux expériences :  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$  et  $(p,p')$  en utilisant l'approche phénoménologique de Bernstein et al. La relation (4.58) s'écrit dans le cas de la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  :

$$\frac{M_n}{M_p} = \left( \frac{\beta_{p,p'} R^{p,p'}}{\beta_C R_C^{p,p'}} \left( 1 + \frac{b_n N}{b_p Z} \right) - 1 \right) \frac{b_p}{b_n}. \quad (4.61)$$

Au cours de l'analyse de cette réaction, nous avons constaté que la valeur de  $\beta_{p,p'} = 0.23$ , obtenu par le calcul avec le code ECIS97, ne dépend pas de la valeur du paramètre de déformation coulombienne  $\beta_C$ . En effet, l'effet coulombien est négligeable dans l'interaction proton-noyau aux énergies supérieures à la barrière coulombienne.  $\beta_{p,p'}$  étant donc fixe, le rapport  $M_n/M_p$  donné par la relation (4.61) peut être exprimé en fonction de la seule variable  $\beta_C$ . La courbe en pointillés sur la figure 4.10 présente la valeur de  $M_n/M_p$  pour différentes valeurs de  $\beta_C$ . D'autre

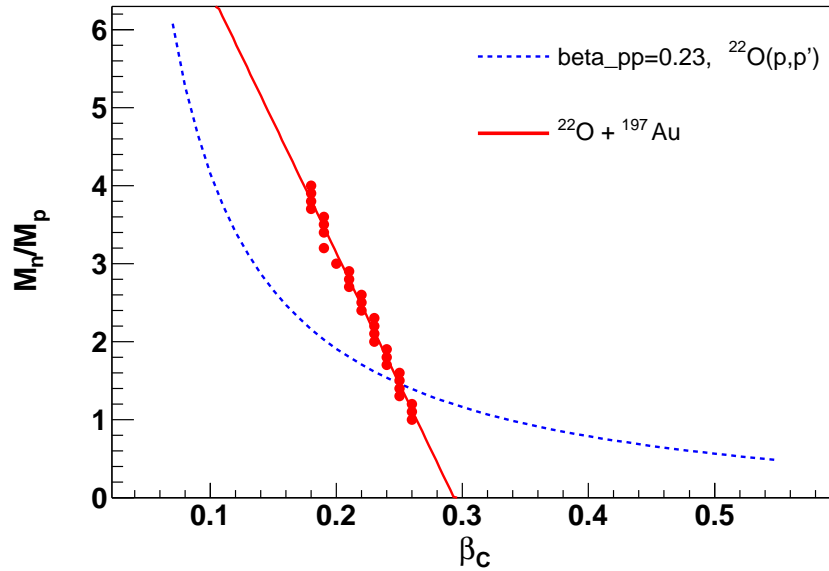


FIG. 4.10 – Le rapport de  $M_n/M_p$  en fonction de  $\beta_C$  d'après la relation (4.61) : ligne pointillée, et d'après la relation (4.62) : ligne pleine, les points correspondent à différentes valeurs de  $\beta_N$  qui permettent de reproduire la section efficace expérimentale  $\sigma_{exp.}$  pour la même valeur de  $\beta_C$ . (voir le texte)

part, pour la réaction  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$ , nous avons d'après Thirolf et al. [50] :

$$\frac{M_n}{M_p} = \left( \frac{\beta_N R}{\beta_C R_C} \left( 1 + 0.820 \frac{N}{Z} \right) - 1 \right) \frac{1}{0.820}. \quad (4.62)$$

A chaque valeur du rapport  $M_n/M_p$  correspond un couple  $(\beta_N, \beta_C)$  qui permet de reproduire la section efficace expérimentale  $\sigma_{exp}(0^\circ-3.5^\circ \text{lab.})=10.7\pm 4.2 \text{ mb}$  [50]. Par une analyse CCBA avec le code ECIS 97, nous avons recherché les valeurs de ces couples  $(\beta_N, \beta_C)$  pour  $M_n/M_p$  allant de 1 à 4. Le fichier en entrée du code ECIS pour la réaction  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$  est présenté dans l'annexe B. Sur la figure 4.10, les solutions obtenues sont désignées par les points sur lesquels nous avons ajusté une courbe (la ligne pleine). Nous remarquons que pour une seule valeur de  $\beta_C$  existent plusieurs valeurs de  $\beta_N$  telles que  $\sigma_{exp}(0^\circ-3.5^\circ \text{lab.})$  est reproduite. En effet, une étude supplémentaire a démontré que  $\sigma_{exp}(0^\circ-3.5^\circ \text{lab.})$  ne varie pas significativement avec  $\beta_N$ . Cet effet est illustré sur la figure 4.11 où nous avons présenté la section efficace intégrée entre 0 et 3.5° dans le laboratoire pour différentes valeurs de  $\beta_C$ . La zone hachurée correspond aux barres d'erreurs expérimentales de  $\sigma_{exp}(0^\circ-3.5^\circ \text{lab.})$ . Au final, le point d'in-

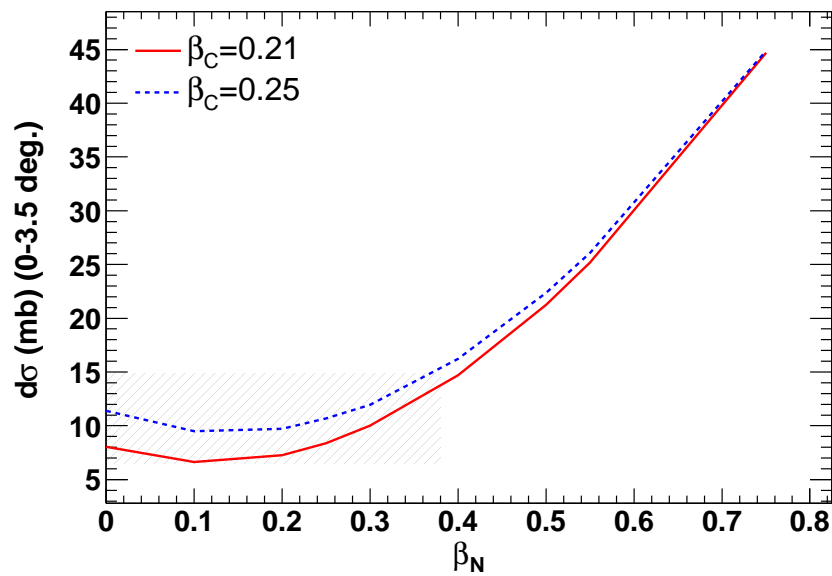


FIG. 4.11 – Calcul de la section expérimentale pour la réaction  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$  en fonction du paramètre de déformation  $\beta_N$ . Les courbes correspondent aux différentes valeurs de paramètre de déformation coulombien  $\beta_C$ .

tersection des deux courbes sur la figure 4.10 fournit la valeur de  $\beta_C=0.25\pm 0.06$  ainsi que le rapport  $M_n/M_p=1.46\pm 0.50$  extrait des deux expériences  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$  et  $(p,p')$ . Les barres d'erreur de  $\beta_C$  ont été déterminées à partir des barres d'erreurs expérimentales de la section efficace  $\sigma_{exp}(0^\circ-3.5^\circ \text{lab.})$ .

Nous pouvons déterminer la valeur de  $B(E2\uparrow)$  [14] à partir de la valeur de  $\beta_C=0.25\pm 0.06$  en utilisant la relation :

$$B(E2\uparrow) = \left(\frac{4\pi}{3ZR_0^2}\right)^2 e^2 \beta_C^2 e^2 b^2, \quad (4.63)$$

où  $R_0 = 1.2 \cdot 10^{-3} A^{1/3} \text{ fm}$ . Nous obtenons  $B(E2\uparrow)=29\pm 14 \text{ e}^2 \text{fm}^4$ . Cette valeur est supérieure à

la valeur donnée par Thierolf et al.  $21 \pm 8 \text{ e}^2 \text{fm}^4$  mais les barres d'erreur se recouvrent.

Les résultats obtenus lors de la double analyse sont résumés dans le tableau 4.6.

|                                       |                                     |
|---------------------------------------|-------------------------------------|
| $\beta_{p,p'}$                        | $0.23 \pm 0.04$                     |
| $\beta_C$                             | $0.25 \pm 0.06$                     |
| $B(E2; 0_{fond}^+ \rightarrow 2_1^+)$ | $29 \pm 14 \text{ e}^2 \text{fm}^4$ |
| $M_n/M_p$                             | $1.46 \pm 0.50$                     |
| $\frac{M_n/M_p}{N/Z}$                 | $0.83 \pm 0.30$                     |

TAB. 4.6 – Valeurs de  $\beta_{p,p'}$ ,  $\beta_C$ ,  $B(E2; 0_{fond}^+ \rightarrow 2_1^+)$ ,  $M_n/M_p$  et  $\frac{M_n/M_p}{N/Z}$  obtenus par la double analyse

La double analyse nous a fourni une valeur du rapport  $M_n/M_p$  inférieure à celle supposée par Thierolf et al. [75] suggérant donc le caractère isoscalaire de l'excitation  $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ .

### 4.3.2 Analyse microscopique

Nous avons utilisé deux modèles microscopiques afin d'analyser les distributions angulaires de la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  et de confronter les résultats obtenus avec l'analyse phénoménologique.

#### JLM

Les densités de matière et densités de transition  $0^+ \rightarrow 2_1^+$  des protons et des neutrons calculées de manière microscopique pour le noyau  $^{22}\text{O}$  [108] (voir la section 4.1.3) ont été introduites pour construire le potentiel d'interaction proton-noyau avec le modèle JLM. Les distributions angulaires de la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  pour l'état fondamental et la transition vers l'état  $2^+$  ont été générées avec le code TAMURA [107] en utilisant l'approximation DWBA. L'analyse qui a été réalisé pour la transition  $0^+ \rightarrow 2_1^+$  tient compte des données expérimentales dans la plage angulaire [10-30 degrés CM]. Les résultats sont présentés sur la figure 4.12. La distribution angulaire expérimentale pour la diffusion élastique est bien reproduite par le calcul avec les facteurs de renormalisation des parties réelle  $\lambda_V=1$  et imaginaire  $\lambda_W=1$  du potentiel JLM. Nous constatons que les calculs JLM surestiment les données expérimentales pour l'excitation vers l'état  $2^+$ .

Dans ce paragraphe, nous décrivons la démarche que nous avons suivie pour renormaliser la densité  $\delta\rho_n$  afin de pouvoir reproduire les distributions angulaires expérimentales de la transition  $0^+ \rightarrow 2^+$  et pour extraire le rapport  $M_n/M_p$ . La valeur  $M_p=4.58 \pm 0.89 \text{ fm}^2$  est en excellent accord avec la valeur expérimentale déduite de la mesure du  $B(E2\uparrow)$ . On suppose alors que la forme de la densité de transition est correctement prédite par la QRPA, et on ajuste la normalisation de façon à reproduire au mieux la distribution angulaire  $(p,p')$ . Le résultat est montré sur la figure 4.12.

En tenant compte des barres d'erreur expérimentales de  $B(E2\uparrow)$ ,  $21 \pm 8 \text{ e}^2\text{fm}^4$ , nous avons déduit les valeurs de l'élément de matrice  $M_n$  et du rapport  $M_n/M_p$  :

$$M_n = 10.91 \pm 2.84 \text{ fm}^2 \quad (4.64)$$

et

$$M_n/M_p = 2.5 \pm 1.0. \quad (4.65)$$

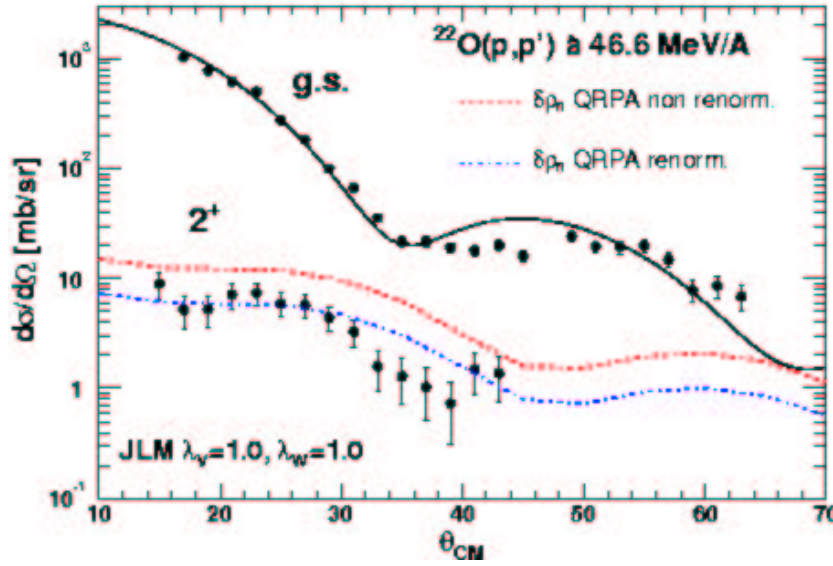


FIG. 4.12 – Distributions angulaires de diffusion élastique et inélastique pour la transition  $0^+ \rightarrow 2_1^+$ . Le calcul DWBA utilise un potentiel optique JLM, généré à partir de la densité HFB+continuum. La densité de transition des neutrons, normalisée afin de reproduire les données expérimentales, correspond au rapport  $M_n/M_p=2.5$ .

Au final, en comparant le rapport  $M_n/M_p$  au rapport  $N/Z$  pour le noyau  $^{22}\text{O}$  nous obtenons

$$(M_n/M_p)/(N/Z) = 1.43 \pm 0.57. \quad (4.66)$$

### Folding

Les distributions angulaires théoriques obtenues en utilisant le potentiel de folding sont présentées sur la figure 4.13. Elles sont générées avec le code ECIS97 [121]. L'analyse concerne les événements provenant des détecteurs Si à pistes et Si(Li) et est réalisé donc sur les données expérimentales appartenant à la plage angulaire [10 - 47 degrés CM].

Le potentiel optique final, introduit pour le calcul des distributions angulaires, subit un léger ajustement de sa partie imaginaire en gardant le même rayon et la même diffusivité. Le potentiel réel de folding a été normalisé par un facteur  $N_R=0.868$  afin de reproduire au mieux les

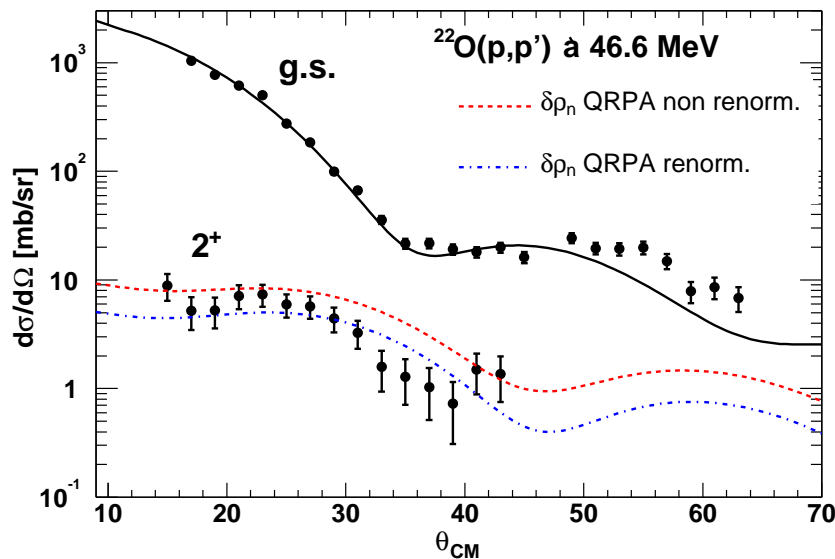


FIG. 4.13 – Calcul DWBA des distributions angulaires de l'état fondamental et vers l'état  $2_1^+$  avec un potentiel de folding construit à partir des densité HFB pour l'état fondamental [108] et densité de transition QRPA [26] et une force effective nucléon-nucléon CDMY3. Comparaison avec les données expérimentales.

données expérimentales pour l'état fondamental [124]. Le paramètre  $N_R$  est introduit pour tenir compte [64] du "potentiel dynamique de polarisation" du formalisme de Feshbach [125]. Les paramètres de la partie imaginaire du potentiel optique sont affichés dans le tableau 4.7.

| $W_V$<br>(MeV) | $r_V$<br>(fm) | $a_V$<br>(fm) | $W_D$<br>(MeV) | $r_{WD}$<br>(fm) | $a_{WD}$<br>(fm) |
|----------------|---------------|---------------|----------------|------------------|------------------|
| 4.439          | 1.159         | 0.675         | 8.221          | 1.298            | 0.530            |

TAB. 4.7 – Paramètres de la partie imaginaire du potentiel optique pour la diffusion élastique  $^{22}\text{O}+p$  à  $E_{lab}=46.6$  MeV [80]

Dans le cas de la transition vers l'état  $2_1^+$ , la forme est très bien reproduite mais pas l'amplitude (ligne pointillée sur la figure 4.13). Cela est dû au fait que la densité de transition surestime la contribution des neutrons à l'excitation. En effet, la valeur expérimentale de  $B(E2\uparrow)=21\pm 8$   $e^2\text{fm}^4$  [50] est très bien reproduite par la densité de transition des protons. Le désaccord dont nous avons parlé ci-dessus est donc dû à la magnitude de la densité de transition des neutrons  $\delta\rho_n(r)$  qui devrait être normalisée pour que les données expérimentales puissent être reproduites. Le résultat après normalisation est affiché sur la figure 4.13.

A partir de  $\delta\rho_p(r)$  et  $\delta\rho_n(r)$  nous avons déduit les éléments de matrice  $M_p$  et  $M_n$  et donc

$M_n/M_p=2.50\pm 0.57$ . Les barres d'erreur sont les mêmes que celles de l'analyse JLM puisque nous avons utilisé les mêmes densités et densités de transition des protons et des neutrons. Le rapport  $(M_n/M_p)/(N/Z)=1.43\pm 0.57$  est en accord avec la valeur obtenue par l'analyse JLM et de manière phénoménologique, compte tenu des barres d'erreurs.

Nous avons résumé dans le tableau 4.8 les valeurs du rapport  $M_n/M_p$  obtenues en utilisant trois potentiels différents CH89, JLM et de folding. Les valeurs obtenues en utilisant les deux potentiels microscopiques sont en très bon accord, ce qui montre la cohérence des deux potentiels, de folding et JLM. L'analyse phénoménologique en revanche fournit une valeur inférieure aux deux précédentes mais compatible compte-tenu des barres d'erreur.

|                       | Phénom.        | JLM            | Folding        |
|-----------------------|----------------|----------------|----------------|
| $M_n/M_p$             | $1.46\pm 0.50$ | $2.51\pm 1.00$ | $2.50\pm 1.00$ |
| $\frac{M_n/M_p}{N/Z}$ | $0.83\pm 0.30$ | $1.43\pm 0.57$ | $1.43\pm 0.57$ |

TAB. 4.8 – Valeurs de  $M_n/M_p$  et  $\frac{M_n/M_p}{N/Z}$  obtenues à partir de la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  à 46.6 MeV/A par analyse phénoménologique, JLM et de folding

## 4.4 Évolution de la structure des isotopes de l'oxygène riches en neutrons

Nous avons pour la première fois testé la fermeture de (sous)-couche pour les isotopes de l'oxygène situés loin de la stabilité avec une sonde directement sensible à la distribution de neutrons. En effet, les seules indications de fermeture de sous-couche à  $N=14$  jusqu'à présent proviennent des réactions qui sondent la densité des protons [42, 49, 50]. Les résultats sont extraits à travers l'interaction n-p, connue dans le cas des noyaux stables mais dont les propriétés ne sont pas encore établies pour les noyaux riches en neutrons.

La réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  que nous avons réalisée a été analysée par deux approches, phénoménologique et microscopique. Dans le cadre de l'analyse phénoménologique nous avons utilisé pour le potentiel optique les paramétrisations CH89 (voir la section 4.3.1). La distribution angulaire pour l'état fondamental obtenue par analyse DWBA reproduit très bien les données expérimentales. Cela confirme la validité du potentiel utilisé pour la réaction que nous avons étudiée. Par normalisation de la distribution angulaire de la transition  $0^+ \rightarrow 2_1^+$  nous avons extrait le paramètre de déformation  $\beta_{p,p'}=0.23\pm 0.04$ . En tenant compte des résultats de l'expérience  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$  [50] et en appliquant la méthode phénoménologique proposée par Bernstein et al. [113] nous avons déduit le  $B(E2\uparrow)=29\pm 14e^2\text{fm}^4$  de  $^{22}\text{O}$  ainsi que la valeur  $1.46\pm 0.50$  du rapport  $M_n/M_p$ .

Dans l'approche microscopique, deux potentiels ont été testés : potentiel de folding et potentiel JLM permettant de valider les densités de transition QRPA de l'état  $0^+ \rightarrow 2^+$  pour  $^{22}\text{O}$  et d'en déduire le rapport des éléments de transition des protons et des neutrons  $M_n/M_p = 2.5 \pm 1$ . Khan et al. [32] montrent que dans le cadre du modèle QRPA la configuration  $(1d_{5/2}^{-1}, 2s_{1/2})_\nu$  contribue majoritairement (90%) à l'excitation  $2_1^+$  du noyau  $^{22}\text{O}$  et d'autre part la contribution particule-trou du coeur est très basse (environ 3%). Donc l'excitation est due principalement aux neutrons de valence et on teste dans ce cas, le gap à  $N=14$ . La densité de transition des protons  $\delta\rho_p$  calculée par cette méthode reproduit parfaitement le  $B(E2\uparrow)$  de  $^{22}\text{O}$  tandis que  $\delta\rho_n$  surestime la contribution des neutrons (voir les figures 4.12 et 4.13). Cela indique donc que le gap à  $N=14$  est plus large que celui qui est prévu par la QRPA.

B.A. Brown [126] montre par des calculs de modèle en couche que pour  $^{17}\text{O}$  le gap entre l'orbitale  $1d_{5/2}$  et  $2s_{1/2}$  est de 0.87 MeV alors que pour  $^{22}\text{O}$ , il est de 4 MeV. Sur la figure 4.14 sont présentées les énergies des niveaux à une particule calculées par le modèle en couches avec l'interaction USD. Les gaps à  $N=14$  et à  $N=16$  sont bien identifiés. Le premier est dû à l'écartement entre les orbitales  $1d_{5/2}$  et  $2s_{1/2}$  tandis que le deuxième est dû à un écartement entre les orbitales  $2s_{1/2}$  et  $1d_{3/2}$ . Otsuka et al. [127] interprètent l'apparition des nouveaux gaps pour les noyaux loin de la stabilité en termes d'interaction n-p. Ils démontrent que l'interaction entre la paire d'orbitales  $j \geq l + 1/2$  pour les protons et  $j \leq l - 1/2$  pour les neutrons est plus attractive que celle entre deux orbitales  $j >$  ou deux orbitales  $j <$ . Ce mécanisme est analogue à celui de l'interaction nucléon-nucléon. En effet, cette interaction est plus forte entre deux nucléons de type différent et de spin opposé ( $n\uparrow p\downarrow$  ou  $p\uparrow n\downarrow$ ). Les auteurs décrivent le rôle important que joue ce processus dans la formation des gaps entre les orbitales. Dans le cas du noyau stable  $^{30}\text{Si}$  ( $Z=14$ ,  $N=16$ ), la force attractive entre les orbitales  $1d_{5/2}$  des protons et  $1d_{3/2}$  des neutrons fait apparaître le gap à  $N=20$ . En revanche, pour le noyau  $^{24}\text{O}$  l'orbitale des protons  $1d_{5/2}$  étant vide l'attraction entre les orbitales  $1d_{5/2}$  protons et  $1d_{3/2}$  neutrons est plus faible, ce qui tend à faire disparaître le gap à  $N=20$  au profit du gap à  $N=16$ .

Dans le cas du noyau  $^{22}\text{O}$ , les orbitales concernées pour  $N=16$  sont  $1p_{1/2}$  pour les protons et  $2s_{1/2}$  pour les neutrons. L'attraction entre ces orbitales de différents moments angulaire orbital  $l$  ne sera pas très importante, d'où l'apparition du gap  $N=14$  (voir également la figure 4.14).

Afin de suivre l'évolution de la structure des isotopes de l'oxygène, nous avons placé sur la figure 4.15 les valeurs du rapport  $M_n/M_p$  pour les trois noyaux riches en neutrons  $^{18,20,22}\text{O}$ . L'abscisse indique les différentes expériences dont les références sont données dans la légende.

Les résultats pour les noyaux  $^{18}\text{O}$  et  $^{20}\text{O}$  mettent en évidence le caractère isovectoriel de l'excitation  $0^+ \rightarrow 2^+$ , ce qui est en accord avec les prédictions suggérées par les relations (4.54) et (4.53).

Les valeurs du rapport  $M_n/M_p$  pour  $^{22}\text{O}$  placées sur la figure 4.15 diminuent par rapport à la valeur de  $^{20}\text{O}$ . Ce phénomène indique que malgré l'excès de neutrons ( $N/Z=1.75$ ), les

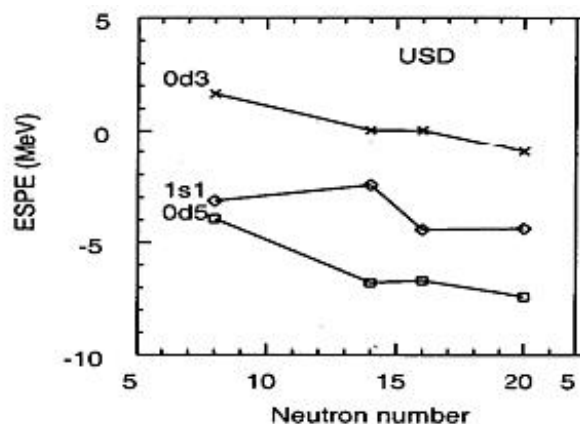


FIG. 4.14 – Energie des niveaux à une particule pour les isotopes d'oxygène [128]

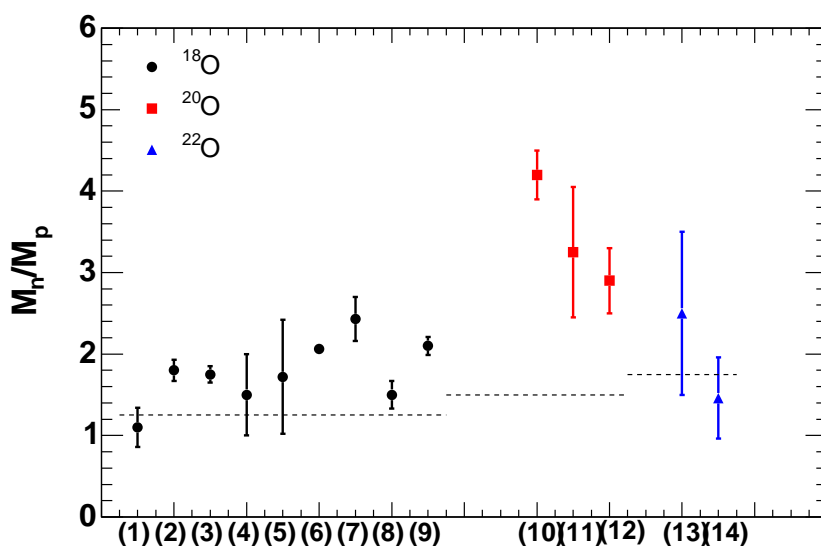


FIG. 4.15 – Le rapport  $M_n/M_p$  pour l'excitation vers le premier état excité  $2^+$  pour les isotopes  $^{18,20,22}\text{O}$ . Les lignes en pointillé indiquent pour chaque noyau la valeur  $N/Z$ . Pour chaque valeur, nous indiquons les références correspondantes : (1) -  $(p, p')$  ref. [32]; (2) -  $(p, p')$  ref. [33]; (3) -  $(\pi^+, \pi^-)$  ref. [129]; (4) -  $(\alpha, \alpha')$  ref. [130]; (5) -  $(p, p')(n, n')$  ref. [131]; (6) -  $(p, p')$  ref. [132]; (7) -  $(\pi^+, \pi^-)$  ref. [133]; (8) -  $(p, p') + EM$  ref. [117]; (9) - noyau miroir  $^{18}\text{Ne}$  ref. [130]; (10) -  $(p, p')$  analyse micr. de folding ref. [33]; (11) -  $(p, p')$  analyse micr. JLM ref. [32]; (12) -  $(p, p') + EM$  ref. [117]; (13) -  $(p, p')$  analyse microscopique (Ce travail); (14) -  $(p, p') + EM$  analyse phénoménologique (Ce travail).



deux distributions, de protons et de neutrons, contribuent dans le respect de leurs proportions à l'excitation vers l'état  $2^+$ . Cette excitation est par conséquent de type isoscalaire. Notons que le modèle en couches [126] fournit la valeur du rapport  $M_n/M_p=2.6$  qui est en accord avec celle donnée par notre analyse microscopique,  $2.5 \pm 1.0$ . Nous sommes donc en présence d'une modification dans la structure des isotopes d'oxygène riches en neutrons due à l'apparition de fermeture de sous-couche à  $N=14$ .

Une mesure plus précise de  $B(E2\uparrow)$  de  $^{22}\text{O}$  permettrait de réduire les barres d'erreur sur le rapport  $M_n/M_p$ . D'autre part, l'étude de la transition vers l'état  $2^+$  de  $^{24}\text{O}$  compléterait notre vision sur l'évolution des propriétés de cette chaîne isotopique en se rapprochant de la limite de la stabilité.

## **Chapitre 5**

# **Détecteur de particules légères MUST II**



## 5.1 Motivation

L'ensemble MUST II est un détecteur de particules légères constitué de trois étages, Silicium à pistes, Silicium compensé au lithium (Si(Li)) et CsI(Tl). Dans un premier temps, nous allons décrire le détecteur dans son ensemble puis détailler l'étage de CsI à l'élaboration duquel nous avons plus particulièrement participé.

Le télescope MUST II [134] a été spécialement conçu pour l'étude de réactions avec des noyaux exotiques. Il reprend l'architecture générale de MUST en l'améliorant afin de couvrir un plus grand angle solide et d'être mieux adapté à la détection simultanée de plusieurs particules. Pour répondre à ces besoins, le détecteur MUST II sera caractérisé par :

- une plus grande épaisseur totale du silicium,
- une plus grande surface avec des pistes de largeur plus faible,
- une meilleure granularité de tous les étages, en particulier des Si(Li) et des CsI(Tl),
- une meilleure résolution en énergie et en temps.

La surface utile du détecteur a été augmentée mais le support mécanique et l'électronique ont été développés de manière à conserver la compacité de l'ensemble qui favorisera son couplage avec des détecteurs tels que EXOGAM et Tiara pour optimiser la détection  $\gamma$  - particule en coïncidence.

## 5.2 Architecture générale de MUST II

Chaque télescope de MUST II comprend trois étages : Si à pistes double face, deux détecteurs Si(Li) divisés chacun en huit parties et 16 cristaux de CsI(Tl) (voir la figure 5.1). L'ensemble des trois détecteurs permet la détection de protons jusqu'à 100 MeV. Nous allons décrire brièvement les trois détecteurs dans les sections suivantes.

### 5.2.1 Détecteur Si à pistes double face

Le premier étage du télescope MUST II d'épaisseur 300  $\mu\text{m}$  a été conçu pour la détection de protons d'énergie jusqu'à 6 MeV. Il a été construit par la société MICRON. Sur chacune des deux faces du détecteur, il y a 128 pistes. La largeur d'une piste est 0.70 mm ce qui correspond à une résolution sur l'angle de diffusion meilleure que 0.3 degrés dans le cas où le Si à pistes est situé à 150 mm de la cible. La surface active  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  a été augmentée 3 fois par rapport à la surface de Si à pistes de MUST.

### 5.2.2 Détecteur Si(Li)

Le Si à pistes d'un télescope MUST II est suivi par deux détecteurs Si(Li) d'épaisseur 4.5 mm placés côte à côte. La surface de chaque Si(Li),  $10 \times 5 \text{ cm}^2$ , est segmentée en 8 par-

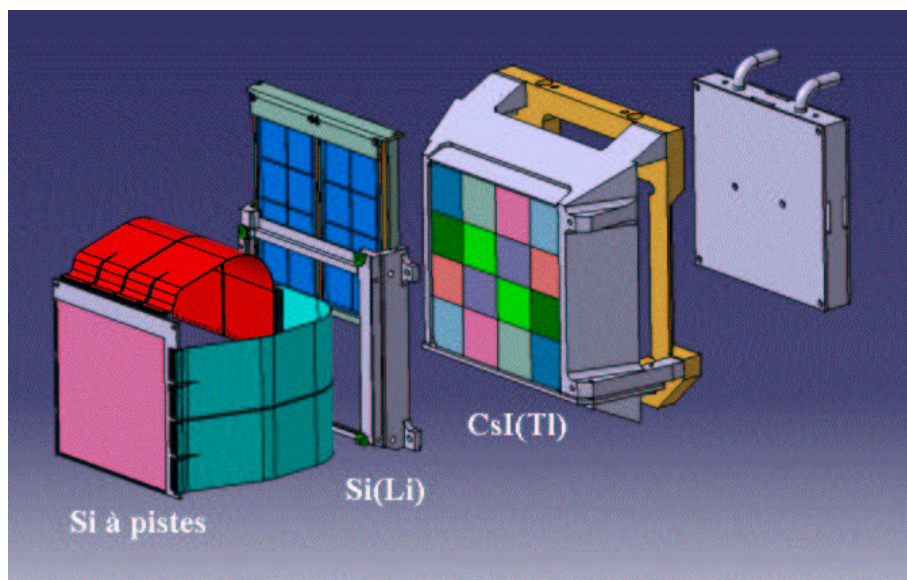


FIG. 5.1 – Le schéma du télescope MUST II. De gauche à droite sont présentés les trois détecteurs qui le composent : Si à pistes double face, deux Si(Li) et 16 cristaux de CsI(Tl). L'électronique refroidie est placée à l'arrière des trois détecteurs.

ties comme il est indiqué sur la figure 5.2 afin d'assurer la granularité du télescope MUST II pour des expériences de corrélation particule-particule [135]. L'énergie maximale déposée par les protons est de 32 MeV. La moitié des détecteurs Si(Li) sont construits par le Service des

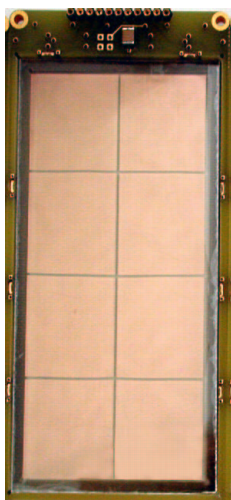


FIG. 5.2 – Le détecteur Si(Li), construit par le Service des Détecteurs de l'IPN d'Orsay, comprend deux parties séparées de dimensions  $10 \times 5 \text{ cm}^2 \times 4.5 \text{ mm}$ . La granularité du détecteur est augmentée en segmentant chacun des Si(Li) en 8 parties.

Détecteurs de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay et l'autre moitié par la société SePH.

### 5.2.3 Détecteur CsI(Tl)

Le troisième étage de l'ensemble MUST II est constitué de 16 cristaux de CsI dopés au thallium, CsI(Tl). La forme des cristaux est conique avec des dimensions approximatives  $30 \times 30$  mm<sup>2</sup> pour la face d'entrée et 40 mm d'épaisseur, afin que chaque détecteur CsI soit en regard d'une plage du Si(Li). La lumière de scintillation est lue par une photodiode de surface active  $18 \times 18$  mm<sup>2</sup>. La photodiode est mise au contact du cristal par collage optique. Quatre cristaux-prototypes ont été construits par la société SCIONIX d'après le cahier de charge que nous avons élaboré. Nous développerons plus en détail les différents critères qui ont motivé notre choix des caractéristiques techniques des détecteurs CsI(Tl) dans la section 5.3.

### 5.2.4 Électronique

L'électronique de MUST II comprend trois éléments principaux : Must ASIC for Time and Energy (MATE), MUsT Front End Electronics (MUFEE) et Must in VXI (MUVI). Les ASICs (Application Specific Integrated Circuit) sont des composants électroniques de taille réduite effectuant plusieurs fonctions nécessaires lors de l'acquisition des signaux analogiques provenant des détecteurs. Ils sont employés depuis 1980 dans le domaine de la physique des particules. En effet, les systèmes de détection qui sont utilisés nécessitent de traiter des centaines de voies. Avec ses dimensions réduites et sa capacité d'effectuer plusieurs fonctions, l'ASIC est bien adapté à ce besoin. Pendant les dernières années, en physique nucléaire ont été construits des détecteurs multipistes nécessitant l'utilisation d'électronique compacte et programmable comme les ASIC. Dans le cas de MUST II (environ 1700 voies à traiter), l'utilisation des ASIC a été adoptée. Les besoins spécifiques pour MUST II, et plus généralement pour la physique nucléaire, sont une large dynamique avec une bonne résolution en énergie et une excellente résolution en temps.

Le MATE [136], développé par le CEA/SEDI et le Service d'Electronique de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, répond à ces besoins. Il a été conçu pour le traitement du signal analogique délivré par les détecteurs Si à pistes, Si(Li) et CsI(Tl) et il inclut plusieurs fonctions : préamplificateur, discriminateur, mise en forme. Chaque MATE comprend 16 voies (voir la figure 5.3). Les informations fournies par chaque voie des MATE Si à pistes sont l'énergie déposée dans le détecteur, la valeur de temps de vol et la valeur du courant de fuite. L'ensemble des 16 cristaux de CsI(Tl) ainsi que l'ensemble des deux détecteurs Si(Li) de chaque télescope MUST II sont munis d'un MATE. La gamme d'énergie pouvant être traitée est de 250 MeV.

La fonction principale des cartes MUFEE [134] est de traiter les signaux provenant des détecteurs de MUST II. En entrée, elle reçoit 128 voies provenant des Si à pistes et 16 voies provenant des Si(Li) ou les CsI(Tl). Chaque télescope MUST II est muni donc de deux cartes MUFEE. Un signal de générateur d'impulsion peut être injecté sur la carte et peut être aiguillé sur chaque piste. Les deux cartes de dimension  $130 \times 130$  mm<sup>2</sup> sont disposées derrière les dé-

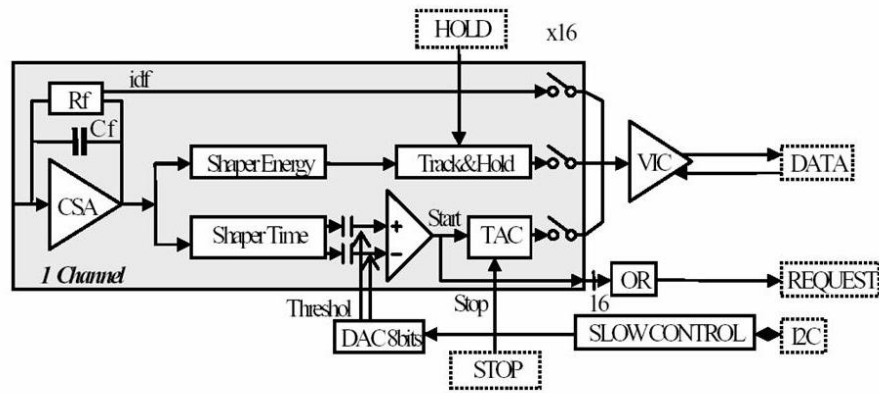


FIG. 5.3 – Schéma de MATE [136].

tecteurs CsI. Un système de refroidissement permet d'évacuer l'énergie thermique générée par les modules électroniques.

Les signaux de l'énergie et de temps provenant des cartes MUFEE sont envoyés aux modules d'acquisition : la carte MUVI, le trigger externe (GMT) et le module des échelles (U2M). MUVI est une carte VXI de taille C qui contient les codeurs digitaux et qui délivre des signaux logiques pour le fonctionnement de MATE. Il possède un Digital Signal Processor (DSP) qui permet l'étalonnage en énergie et en temps en ligne.

### 5.2.5 Synthèse des performances de MUST II

Dans le tableau 5.1 sont comparées les caractéristiques géométriques de MUST et MUST II. Notons que le projet MUST II prévoit la construction de six télescopes. Sur la figure 5.4 nous avons présenté une configuration du montage de l'ensemble.

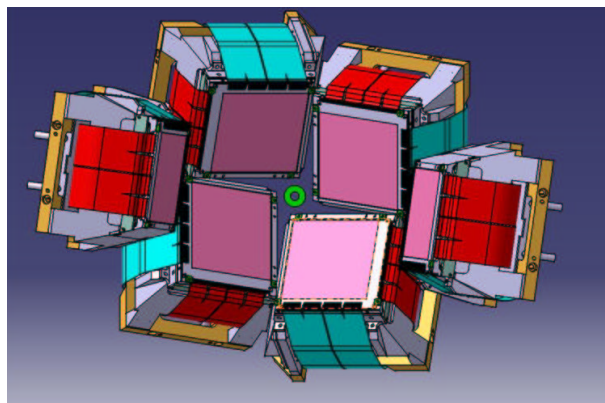


FIG. 5.4 – Un dispositif expérimental incluant les six ensembles MUST II

|   | MUST   | MUST II                             |
|---|--|-------------------------------------|
| <b>Premier étage</b>                                    | Si à pistes  | Si à pistes                         |
| Surface   | $6 \times 6 \text{ cm}^2$                                  | $10 \times 10 \text{ cm}^2$         |
| Épaisseur   | $300 \mu\text{m}$  | $300 \mu\text{m}$                   |
| Largeur d'une piste                                     | $910 \mu\text{m}$  | $700 \mu\text{m}$                   |
| Largeur de l'interpiste                                 | $90 \mu\text{m}$   | $60 \mu\text{m}$                    |
| Nombre de pistes d'un côté                              | 60   | 128                                 |
| Angle solide à 150 mm                                   | 160 msr  | 480 msr                             |
| Résolution en énergie<br>(particule $\alpha$ à 5.5 MeV) | 50 keV   | < 40 keV                            |
| Résolution en angle à 150 mm                            | $0.38^\circ$   | $0.30^\circ$                        |
| <b>Deuxième étage</b>                                   | Si(Li)   | Si(Li) $\times 2$                   |
| Face entrée : dimension utile                           | $58 \times 58 \text{ mm}^2$                                | $104 \times 47 \text{ mm}^2$        |
| Granularité   | non  | 16 segments                         |
| Épaisseur utile   | 3.3 mm   | 4.3 mm                              |
| <b>Troisième étage</b>                                  | CsI(Tl) $\times 1$ ou $\times 4$                           | CsI(Tl) $\times 16$                 |
| Dimensions de la face d'entrée                          | $60 \times 60 \text{ mm}^2$ ou $30 \times 30 \text{ mm}^2$ | environ $30 \times 30 \text{ mm}^2$ |
| Épaisseur   | 30 mm  | 40 mm                               |

TAB. 5.1 – Tableau comparatif des caractéristiques techniques et résolutions des détecteurs MUST et MUST II



### 5.3 CsI(Tl)

Dans cette section, nous allons présenter plus en détail le troisième étage de MUST II, constitué de 16 cristaux d'iodure de césium dopé au thallium, CsI(Tl). Nous décrirons les différentes caractéristiques techniques des cristaux telles que le dopage en Tl, la forme des cristaux et le revêtement. Le choix de la photodiode et son couplage au cristal tiennent une place importante dans la construction du détecteur. Nous exposerons dans la section 5.3 la solution finalement retenue.

Le cahier des charges a été soumis à la société SCIONIX pour la construction des quatre cristaux-prototypes. Un test de validation des performances des cristaux CsI(Tl) a été réalisé avec une source  $\alpha$ . Au mois de mars 2004, ils ont été testés sous faisceau lors d'une expérience-test au GANIL. Nous présenterons quelques résultats de ces tests.

#### Description générale du CsI(Tl)

Le CsI est un scintillateur inorganique de structure cristalline. Il est utilisé sous sa forme pure ou dopé au thallium CsI(Tl) ou sodium CsI(Na). Il a une grande résistance thermique et mécanique. Il est relativement facile à manier pour lui donner des formes spécifiques [137].

Notre choix du scintillateur s'est porté sur le cristal de césium iodure dopé au thallium (CsI(Tl)) car il présente :

- une meilleure résolution en énergie pour la détection des protons que les cristaux GSO, BGO, LSO et YAG,
- une meilleure luminescence que ces cristaux,
- une dépendance linéaire en énergie du signal de sortie dans une large région [138],
- il émet à 550 nm, ce qui permet son couplage avec une photodiode.

Le cristal de CsI présente un long temps de descente ( $\approx 7\mu\text{s}$ ) qui est surtout désavantageux pour des expériences à grand taux de comptage.

#### Géométrie des cristaux

La géométrie des cristaux a été déterminée par rapport à la géométrie des deux premiers étages de MUST II. Elle est telle que chaque segment des Si(Li) et le cristal de CsI(Tl) correspondant appartiennent au même angle solide (voir la figure 5.5).

Nous avons donc 8 types de cristaux avec une forme conique. La face d'entrée est d'environ  $30 \times 30 \text{ mm}^2$ . La profondeur de 40 mm a été déterminée pour permettre la détection de proton d'une énergie jusqu'à 120 MeV. La figure 5.6 montre la géométrie de l'ensemble des 16 cristaux de CsI(Tl).

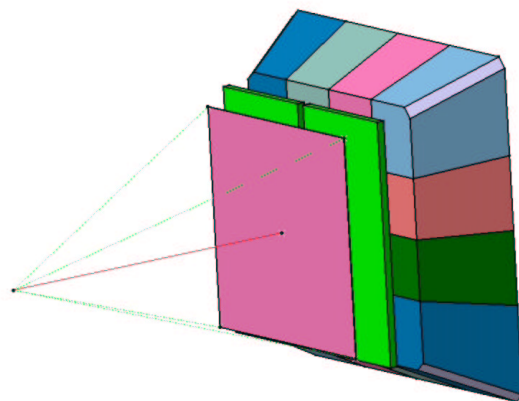


FIG. 5.5 – Les trois étages du détecteur MUST II.

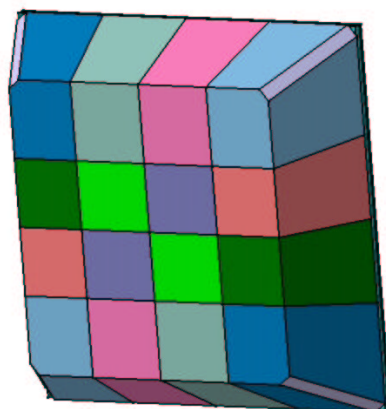


FIG. 5.6 – Les 16 cristaux CsI(Tl) d'un télescope MUST II.

### Dopage en Tl

L'efficacité de scintillation  $\epsilon$  dépend du nombre de photons créés  $n_{photons}$  et de l'énergie déposée dans le cristal selon la relation :

$$\epsilon = \frac{n_{photons}}{\Delta E}. \quad (5.1)$$

Nous avons déterminé la valeur de dopage en Tl pour obtenir le maximum de photons créés  $n_{photons}$ . D'après [139], à partir de 0.1 mol/% de concentration de Tl, le nombre de photons créés reste constant. Nous avons pris cette valeur de concentration comme valeur optimale. La concentration homogène d'un cristal CsI(Tl) est nécessaire pour optimiser les performances du détecteur. Nous avons besoin de plus d'une homogénéité de la concentration entre les 16 cristaux de CsI(Tl) d'un télescope MUST II.

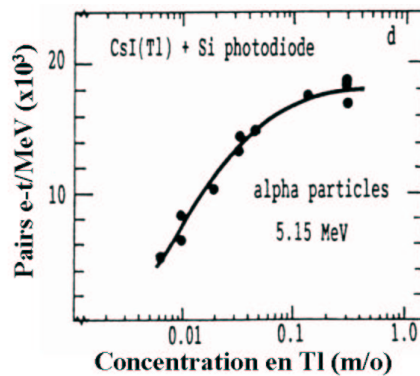


FIG. 5.7 – Nombre de paires électron-trou créés à partir du dépôt d'énergie par une particule  $\alpha$  de 5.15 MeV dans le cristal CsI(Tl) en fonction du dopage en Tl. D'après [139]

### Enrobage des cristaux de CsI(Tl) d'un télescope MUST II

Pour assurer la collection maximale de photons, chaque cristal de CsI a été enrobé d'un matériau réfléchissant. Plusieurs solutions ont été envisagées pour le revêtement des côtés latéraux des cristaux :

- une colle epoxy qui assurerait la cohésion des 16 cristaux et la réflexion des photons créés à l'intérieur des cristaux
- une feuille de téflon
- de la peinture blanche adhésive

La société SCIONIX a proposé comme solution l'enrobage des côtés des cristaux avec une couche d'épaisseur 0.12 mm de matériau blanche adhésive, propriété de SCIONIX, et 50  $\mu\text{m}$  de mylar aluminisé. Le revêtement de la face d'entrée doit assurer la réflexion sans pour autant constituer une zone d'entrée importante dans laquelle les particules perdraient beaucoup d'énergie. Un matériau répondant à ce critère est le mylar aluminisé qui a déjà été utilisé pour les détecteurs CsI(Tl) de MUST. Nous avons utilisé pour les quatre cristaux prototypes de CsI(Tl) une couche de mylar aluminisé d'épaisseur 1.5  $\mu\text{m}$ . Un revêtement envisagé est une fine couche d'aluminium déposée par évaporation comme dans le détecteur INDRA [140]. Des tests seront réalisés pour observer le comportement de la couche d'aluminium dans le vide afin d'appliquer éventuellement ce revêtement pour la version finale des cristaux de CsI(Tl).

### Choix de la photodiode

Comme nous l'avons souligné, CsI(Tl) émet un rayonnement à 550 nm et donc il est bien adapté pour être utilisé avec une photodiode. Pour une meilleure résolution en énergie, la photodiode doit répondre aux critères principaux suivants :

- le rapport entre la surface de la photodiode et celle du cristal doit être optimal afin d'assurer la collection maximale de lumière sans augmenter le bruit,

- le couplage doit être fiable et favoriser la collection de lumière.

Plusieurs tests ont été réalisés [141] pour étudier les performances de l'ensemble CsI(Tl)-photodiode pour différentes colles : KE-103 silicone, TOSSEAL-78 silicone, EPOTEK-302. La colle EPOTEK-302 semble donner de meilleurs résultats en termes de contact optique, mais le contact mécanique n'est pas fiable à long terme. Le constructeur SCIONIX a utilisé une colle (propriété de la société) spécialement adaptée pour que la photodiode puisse être décollée en cas de dysfonctionnement et remplacée par une autre.

Sur la figure 5.8 nous avons présenté l'ensemble des quatre cristaux de CsI(Tl) fabriqués par la société SCIONIX munis de leurs photodiodes.



FIG. 5.8 – Les quatre cristaux CsI(Tl) prototypes munis de leurs photodiodes.

## 5.4 Test de réception des 4 cristaux de CsI(Tl)

Nous avons testé les cristaux de CsI(Tl) afin de valider les résolutions en énergie données par le constructeur. Dans ce but, nous avons utilisé une chaîne électronique standard. Chaque cristal CsI(Tl) a été testé avec avec une source  $\alpha$   $^{241}\text{Am}$  et  $\gamma$   $^{137}\text{Cs}$ . Le signal sortant de la photodiode est amplifié et mis en forme successivement dans un préamplificateur de charge (PAC Canberra 2003BT) et un amplificateur Ortec570. Il est ensuite injecté dans la carte MAESTRO dont la fonction est de coder le signal et de constituer des spectres. La tension de polarisation de la photodiode est 50V. Sur la figure 5.9 a) nous avons présenté un spectre en énergie typique pour la source  $\gamma$   $^{137}\text{Cs}$  et sur la figure 5.9 b) un spectre en énergie obtenu avec la source  $\alpha$   $^{241}\text{Am}$ .

Les résolutions observées sont très proches de celles données par le constructeur (voir le tableau 5.2 pour le test avec la source  $\alpha$  et le tableau 5.3 pour le test avec la source  $\gamma$ ).

Nous avons également testé l'efficacité de revêtement des cristaux. Dans ce but, nous avons réalisé un montage (voir la figure 5.10) en coïncidence entre deux cristaux posés l'un à côté de l'autre afin de chercher à étudier la diaphonie optique. La source  $\alpha$  collimatée (de diamètre 5.5 mm) a été placée à 5 mm devant l'un des cristaux (que nous avons noté 1 sur la figure 5.10). Nous avons observé le spectre pour le cristal non éclairé (CsI175 sur la figure 5.10) en coïncidence et sans coïncidence avec le détecteur CsI176. Sur la figure 5.11 nous constatons que

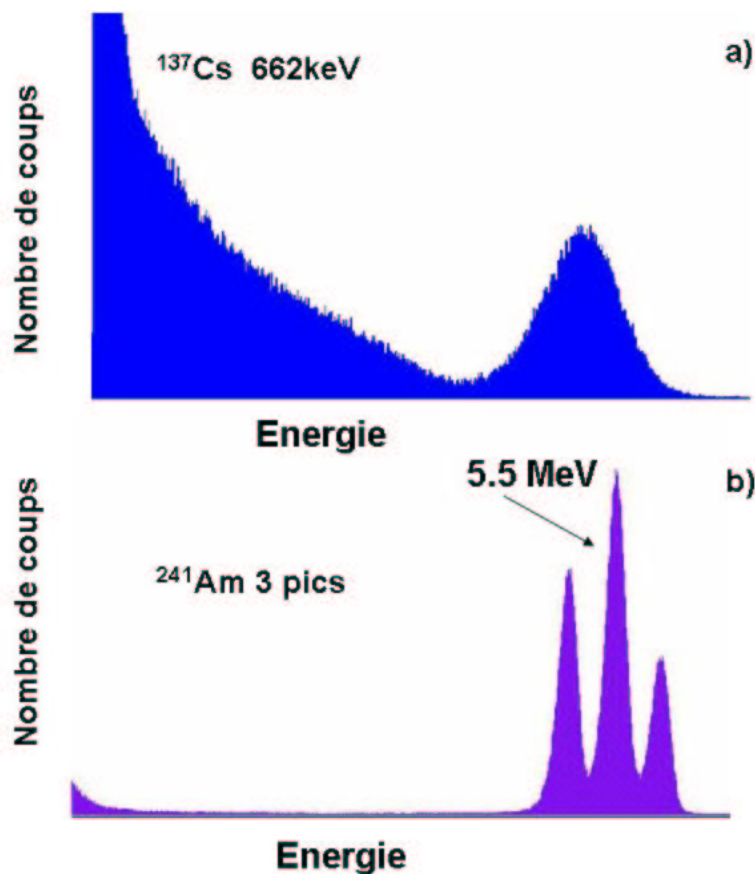


FIG. 5.9 – Spectre en énergie a) pour une source  $\gamma$   $^{137}\text{Cs}$ ; b) pour une source  $\alpha$   $^{241}\text{Am}$  à trois pics.

le pic correspondant à l'énergie déposée par les particules  $\alpha$  est bien identifié lorsqu'il n'y a pas de coïncidence. En revanche, il n'est pas observé lorsqu'il y a de coïncidence. Nous pouvons donc conclure que la diaphonie entre les deux cristaux est négligeable.

## 5.5 Test de MUST II sous faisceau

Le détecteur MUST II a été testé sous faisceau en mars 2004. Le prototype comprenait le détecteur Si à pistes double face, les deux Si(Li) et les quatre cristaux centraux de CsI(Tl). Le but était de valider les différents modules : détecteurs et électronique associée. Le schéma du dispositif expérimental est présenté sur la figure 5.12. Le faisceau de  $^{58}\text{Ni}$  à une énergie de 10.8 MeV/A a été envoyé sur une cible mixte de  $(\text{CH}_2)_n$  et de  $(\text{CD}_2)_n$ . Les particules légères, produites par la réaction, ont été détectées dans l'ensemble MUST II. Sur la figure 5.13, nous avons présenté la matrice d'identification E- $\Delta$  E des particules détectées dans le détecteur CsI(Tl). Les particules sont très bien identifiées. Lors de cette expérience a été observé le phénomène de diaphonie entre les segments des Si(Li). L'énergie dissipée par cet effet a été estimée à environ 1

|            |      |      |      |      |
|------------|------|------|------|------|
| Test à IPN | 4.2% | 6.3% | 6.5% | 9.0% |
| Scionix    | 4.0% | 4.3% | 5.0% | 6.5% |

TAB. 5.2 – Résolution en énergie (FWHM) des quatre cristaux CsI(Tl) fabriqués par la société SCIONIX. Le test a été réalisé avec une source alpha d'énergie 5.5 MeV

|            |       |       |       |       |
|------------|-------|-------|-------|-------|
| Test à IPN | 12.6% | 12.7% | 13.6% | 15.3% |
| Scionix    | 11.2% | 11.7% | 12.0% | 13.7% |

TAB. 5.3 – Résolution en énergie (FWHM) des quatre cristaux CsI(Tl) fabriqués par la société SCIONIX. Le test a été réalisé avec une source gamma ( $^{137}\text{Cs}$ ) pour des photons d'énergie 662 keV

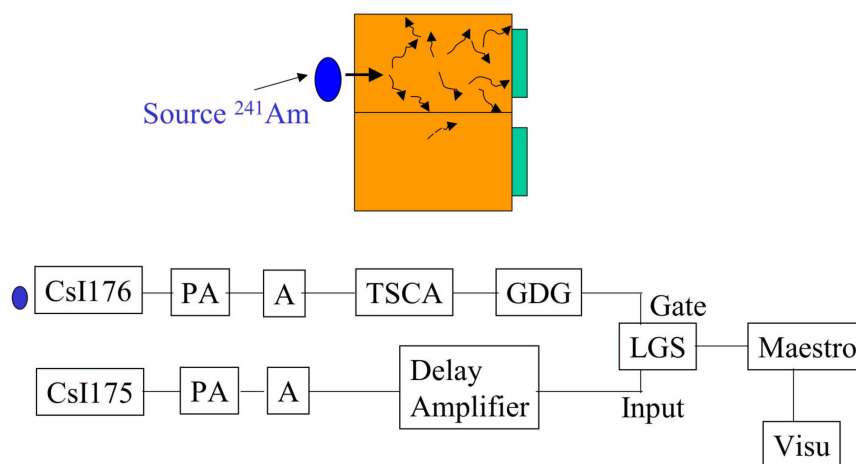


FIG. 5.10 – Schéma de dispositif expérimental du test de l'efficacité du revêtement.

MeV. Pour les besoins de l'analyse des données expérimentales, le détecteur Si à pistes a été étalonné en énergie avec une source  $\alpha$  à trois pics. Sur la figure nous avons présenté le spectre en énergie pour une source  $^{241}\text{Am}$ . La résolution en énergie est d'environ 35-40 keV pour une énergie de 5.5 MeV.

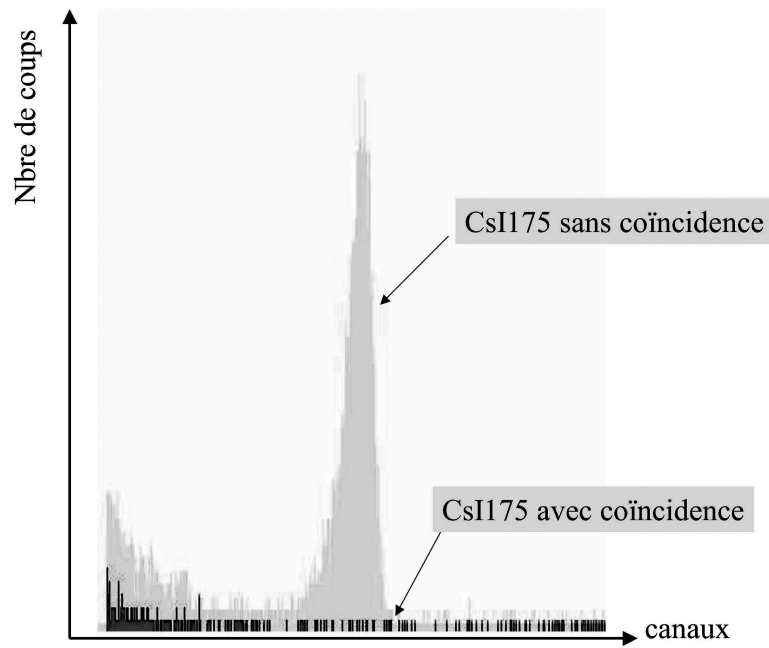


FIG. 5.11 – Spectre du cristal CsI175 obtenu avec une source  $\alpha$   $^{241}\text{Am}$ . Le pic à 5.5 MeV est observé lorsqu'il n'y a pas de coïncidence avec le cristal CsI176. Lorsqu'il y a coïncidence entre les deux cristaux, le spectre est constitué de bruit.

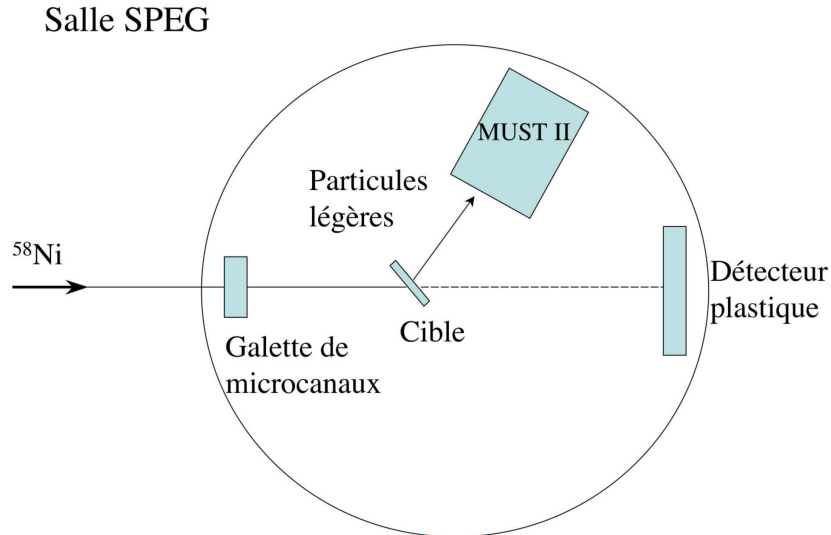


FIG. 5.12 – Dispositif expérimental de l'expérience-test du détecteur de particules légères MUST II

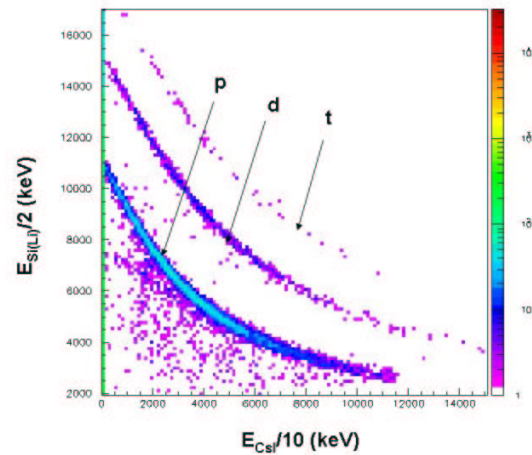


FIG. 5.13 – Matrice d'identification des particules détectées légères dans l'un des cristaux de CsI(Tl).

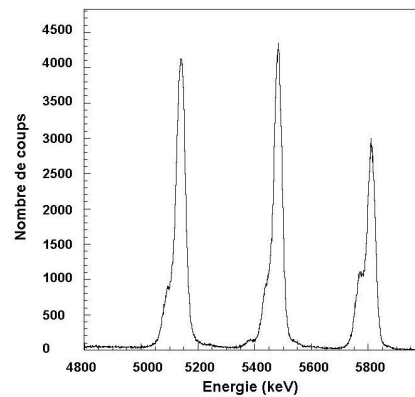


FIG. 5.14 – Superposition des spectres en énergie de toutes les pistes X calibrées. D'après [142]

## 5.6 Conclusion

Nous avons présenté l'ensemble MUST II qui est un détecteur nouvelle génération, développé pour l'étude des noyaux exotiques. Nous avons décrit plus en détail les particularités du troisième étage de MUST II, les cristaux de CsI(Tl), prises en compte lors de l'élaboration du cahier des charges. Enfin, les résultats du test de réception des quatre cristaux-prototypes CsI(Tl) ont été présentés. Le bon fonctionnement des CsI(Tl) a été également démontré lors de l'expérience-test sous faisceau.





# Conclusion



Nous avons pour la première fois étudié la structure du noyau riche en neutrons  $^{22}\text{O}$  avec une sonde (proton) sensible à la distribution de neutrons. L'expérience de diffusion élastique et inélastique de protons sur  $^{22}\text{O}$  a été réalisée au GANIL en cinématique inverse. La fragmentation du faisceau stable  $^{36}\text{S}$  à 77.5 MeV/A sur une cible de  $^{12}\text{C}$  a permis la production d'un faisceau radioactif d'une intensité d'environ 1000 pps de  $^{22}\text{O}$ . Le faisceau secondaire ainsi produit a été envoyé sur une cible riche en protons  $(\text{CH}_2)_n$ . Les protons de recul ont été détectés dans les huit télescopes MUST, chacun composé par un détecteur Silicium à pistes, un détecteur Si(Li) et un détecteur CsI(Tl). Les noyaux diffusés ont été identifiés par la méthode  $\Delta E$ -TOF dans le spectromètre SPEG. Pour améliorer la mesure de l'angle des protons de recul, nous avons tenu compte de la grande émittence du faisceau secondaire en mesurant l'angle d'incidence des noyaux, événement par événement, avec les détecteurs à faisceau CATS.

Malgré la faible intensité du faisceau, nous avons obtenu des distributions angulaires de qualité pour les états fondamental et  $2_1^+$  du noyau  $^{22}\text{O}$ . La première approche, macroscopique, que nous avons réalisée pour analyser les données expérimentales, utilise deux potentiels différents : l'un construit avec la paramétrisation de Becchetti&Greenlees et l'autre avec la paramétrisation CH89. Le potentiel CH89 semble mieux reproduire la forme de la distribution angulaire de l'état fondamental, c'est pourquoi nous l'avons utilisé pour l'analyse de la distribution angulaire de la transition vers l'état  $2_1^+$ . Une analyse en voies couplées a permis d'extraire, pour l'état excité, la valeur du paramètre de déformation dynamique  $\beta_{p,p'}=0.23\pm 0.04$ . Cette valeur est sensiblement plus faible que celles pour les noyaux  $^{18}\text{O}$  et  $^{20}\text{O}$ . Nous sommes donc en présence d'une possible fermeture de couche dans  $^{22}\text{O}$  pour  $N=14$ . Une analyse macroscopique, à partir des longueurs de déformation quadrupolaire  $\delta_{p,p'}$  et  $\delta_C$ , mesurées par diffusion inélastique de protons et par la réaction  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$ , a permis d'extraire le rapport des éléments de matrice de transition  $M_n/M_p=1.46\pm 0.50$ . Cette valeur, très proche du rapport  $N/Z$ , indique que les amplitudes de déformation des protons et des neutrons sont sensiblement les mêmes, donc la transition vers l'état excité serait isoscalaire. La double analyse des deux réactions  $(p,p')$  et  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$  nous a permis d'estimer la valeur de  $\delta_C$  au regard de nos résultats. Nous avons obtenu une valeur 16% supérieure à celle donnée par l'analyse de la seule réaction  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$  mais compatible en tenant compte des barres d'erreur.

L'approche macroscopique nous a fourni les premières informations sur le comportement du noyau  $^{22}\text{O}$ . Une deuxième approche, microscopique, a été employée pour tester des quantités plus fondamentales telles que les densités du noyau et les densités de transition vers l'état excité  $2^+$ . Les densités de noyau et les densités de transition ont été calculées respectivement par le modèle HFB et QRPA. Elles ont été utilisées avec deux potentiels microscopiques, JLM et potentiel de folding, qui ont fourni la même valeur du rapport  $M_n/M_p=2.51\pm 1.00$ . Cette valeur du rapport  $M_n/M_p$  est légèrement supérieure à la valeur obtenue avec l'analyse macroscopique mais reste compatible avec le rapport  $N/Z$ . La comparaison du rapport  $M_n/M_p$  avec ceux pour autres isotopes d'oxygène riches en neutrons,  $^{18}\text{O}$  et  $^{20}\text{O}$ , indique clairement sa diminution. De

plus, la comparaison des paramètres de déformation  $\beta_C$  et  $\beta_{p,p'}$  pour les trois isotopes montre que la contribution des protons reste constante tandis que celle des neutrons diminue, compatible avec la notion d'une fermeture marquée de sous-couche N=14.

La mesure de l'énergie de l'état  $2^+$  de  $^{24}\text{O}$  et le  $B(E2\uparrow)$  pourra confirmer ou infirmer les prédictions théoriques de fermeture de couche à N=16 et nous donnera une vision complète de l'évolution de la chaîne isotopique d'oxygène. L'absence d'émission  $\gamma$  lors d'une expérience de spectroscopie en ligne a démontré que son état  $2^+$  se situe au-delà de l'énergie de séparation d'un neutron, 3.7 MeV. L'étude de cet état par la réaction (p,p') est limitée par la faible intensité des faisceaux actuellement disponibles. Une méthode plus efficace pour étudier l'état excité  $2^+$  serait la réaction de cassure (break-up) de  $^{24}\text{O}$  avec détection du neutron émis pour laquelle on pourrait utiliser des cibles plus épaisses. Les installations auprès de GSI ou NSCL délivrent des faisceaux  $^{24}\text{O}$  qui permettrait de tenter une telle réalisation. La réaction de transfert  $^{23}\text{O}(d,p)$  est également envisageable mais compte tenu des intensités des faisceaux de  $^{23}\text{O}$ , elle serait difficilement réalisable, et en plus ne fournirait pas le  $B(E2\uparrow)$ .

Afin d'élargir les possibilités d'étude des noyaux exotiques par réaction, un nouvel ensemble MUST II a été construit grâce à la collaboration entre les laboratoires IPN-Orsay, GANIL et CEA-Saclay. Ce détecteur, constitué de trois étages (Si à pistes, Si(Li) et CsI(Tl)), est dédié à la mesure de particules légères. Ses performances ont été améliorées par rapport à l'ensemble MUST en augmentant sa couverture angulaire et en utilisant les nouvelles possibilités de la micro-électronique. La détection multi-particules est possible grâce à la granularité accrue des Si(Li) et des CsI(Tl) et à la prise d'une mesure de temps individuelle sur chaque piste de Si à pistes. Sa compacité permettra son utilisation conjointe avec des systèmes de détection tels que EXOGAM et Tiara pour réaliser des expériences de coïncidence  $\gamma$  - particule. Cela permettra d'aborder dans des conditions optimales l'étude des noyaux lourds avec l'installation SPIRAL II au GANIL. La thèse relate l'élaboration du cahier des charges de l'étage CsI(Tl) de MUST II. La fabrication de ce détecteur a été confiée à la société SCIONIX. Nous avons testé ses performances après réception. Le premier module-prototype de MUST II a été testé sous faisceau lors d'une expérience de diffusion élastique et inélastique de  $^{58}\text{Ni}(p,p')$  et  $^{58}\text{Ni}(d,d')$ . Il a été également couplé à l'ensemble de 8 détecteurs MUST lors de l'expérience  $^8\text{He}(d,p)$  visant l'étude des états excités du noyau  $^9\text{He}$ .

L'exploration des noyaux exotiques nécessite dorénavant la construction de nouveaux accélérateurs permettant la production de nouvelles espèces de noyaux et d'autre part le développement de nouveaux détecteurs. Le projet SPIRAL II prévoit la production par fragments de fission de noyaux plus lourds que ceux fournis actuellement par SPIRAL. De nouveaux projets d'accélérateurs reposent sur différentes techniques. Citons la production de faisceaux radioactifs par la méthode ISOL (EURISOL, RIA), et par fragmentation cyclotron multi-étages (RIKEN) ou synchrotrons (FAIR). En particulier, le projet EURISOL produira des faisceaux secondaires déficients et riches en neutrons d'une énergie de quelques keV jusqu'à environ 100 MeV/A

avec des intensités 1000 fois supérieures à celles d'aujourd'hui. Nous avons déjà mentionné la construction de nouveaux détecteurs pour particules chargées, MUST II et Tiara. La spectroscopie  $\gamma$  est une autre méthode importante pour l'étude des états excités des noyaux exotiques. Les premiers résultats obtenus avec les détecteurs  $\gamma$  MINIBALL et EXOGAM, construits en Europe, sont très encourageants et un projet pour la construction du détecteur  $\gamma$   $4\pi$  Advanced GAMMA Tracking Array (AGATA) est en cours. L'expérience ultime devrait assurer une détection conjointe  $4\pi$  particules chargées et  $\gamma$ .



## **Annexe A**

# **Trajectoire du faisceau incident et de l'angle de diffusion des protons**





Sur la figure A.1) est schématisée la réaction entre le faisceau incident et la cible. Les protons de recul sont détectés dans l'ensemble MUST. La position de chaque détecteur MUST dans l'espace est repérée par les angles  $\theta_d$  et  $\phi_d$  (voir le schéma A.1) dont les valeurs sont données dans le tableau A.1.

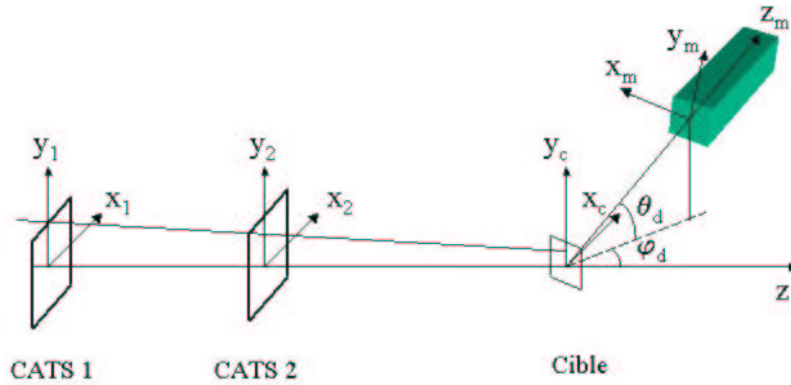


FIG. A.1 – Schéma du dispositif expérimental de l'expérience  $^{22}\text{O}(p,p')$ . La trajectoire du noyau incident est repérée par les coordonnées  $(x_1, y_1, z_1)$  et  $(x_2, y_2, z_2)$  fournies par les détecteurs CATS 1 et CATS 2. Le proton diffusé est détecté dans l'un des ensembles MUST et son point de détection dans le référentiel lié à la cible est donné par les coordonnées  $(x_m, y_m, z_m)$ .

|                   | dét. 1 | dét. 2 | dét. 3 | dét. 4 | dét. 5 | dét. 6 | dét. 7 | dét. 8 |
|-------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| $\theta_d$ (deg.) | -75    | -75    | -75    | -75    | 65     | 65     | 65     | 65     |
| $\phi_d$ (deg.)   | -40.9  | -12.3  | 12.3   | 40.9   | 40.9   | 12.3   | -12.3  | -40.9  |

TAB. A.1 – Angles repérant le positionnement de chacun des 8 détecteurs MUST.

Pour chaque événement, nous calculons les positions de passage des noyaux à travers les détecteurs à faisceau CATS 1  $(x_1, y_1, z_1)$  et CATS 2  $(x_2, y_2, z_2)$  par le barycentre à trois bandes. Le point d'interaction sur la cible  $(x_c, y_c, z_c)$  est déduit ensuite par les relations suivantes :

$$x_c = a / (z_2 - z_1 + \tan\alpha * (x_1 - x_2)); \quad (\text{A.1})$$

$$z_c = x_c * \tan\alpha + (\text{point} - 0.05/2.0); \quad (\text{A.2})$$

$$y_c = y_2 - (y_1 - y_2) * (z_2 - z_c) / (z_1 - z_2); \quad (\text{A.3})$$

avec

$$a = x_1 * z_2 - z_1 * x_2, \quad (\text{A.4})$$

$$b = y_1 * z_2 - z_1 * y_2. \quad (\text{A.5})$$

Le terme  $point - 0.05/2.0$  tient compte de la profondeur à laquelle a eu lieu l'interaction dans la cible de  $4.5 \text{ mg/cm}^2$ . La valeur du  $point$  est tiré aléatoirement entre 0 et 0.05. Nous avons tenu compte ci-dessus de l'angle de rotation de la cible  $\alpha = -45^\circ$ .

Les coordonnées des protons diffusés et détectés dans les détecteurs MUST sont calculées dans le référentiel lié au chaque détecteur (x,y,z) à partir des numéros des pistes X et Y touchées. Nous en déduisons ensuite, les coordonnées  $x_m, y_m$  et  $z_m$ , dans le référentiel lié à la cible :

$$x_m = x * \cos\theta - y * \sin\theta * \sin\phi + z * \cos\phi * \sin\theta, \quad (\text{A.6})$$

$$y_m = y * \cos\phi + z * \sin\phi, \quad (\text{A.7})$$

$$z_m = -x * \sin\theta - y * \sin\phi * \cos\theta + z * \cos\phi * \cos\theta. \quad (\text{A.8})$$

L'angle de diffusion du proton est alors calculé comme étant le produit scalaire entre le vecteur d'incidence du noyau  $\vec{N}$  et le vecteur de diffusion du proton  $\vec{P}$  :

$$\theta_{diff} = \text{Arccos}\left(\frac{\vec{N} \cdot \vec{P}}{|\vec{N}| |\vec{P}|}\right), \quad (\text{A.9})$$

où

$$|\vec{N}| = ((x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2)^{1/2}, \quad (\text{A.10})$$

$$|\vec{P}| = ((x_m - x_c)^2 + (y_m - y_c)^2 + (z_m - z_c)^2)^{1/2} \quad (\text{A.11})$$

et

$$\vec{N} \cdot \vec{P} = (x_2 - x_1) * (x_m - x_c) + (y_2 - y_1) * (y_m - y_c) + (z_2 - z_1) * (z_m - z_c). \quad (\text{A.12})$$

# **Annexe B**

## **ECIS 97**



## B.1 Potentiel optique phénoménologique

Le potentiel optique est utilisé habituellement sous la forme [143] :

$$V(r) = (V + iW)f(r),$$

où  $Vf(r)$  et  $Wf(r)$  sont respectivement la partie réelle et imaginaire.  $f(r)$  est le facteur de forme :  $f(r) = (1 + \exp((r - R_0)/a))^{-1}$  où  $R_0 = r_0(A_n^{1/3} + A_s^{1/3})$ ,  $r_0$  le rayon réduit du potentiel,  $a$  est la diffusivité,  $A_n$  et  $A_s$  sont le nombre de masse du noyau étudié et de la sonde respectivement. Le potentiel coulombien  $V_C(r)$  est défini comme (voir aussi la section 4.1.2)

$$\frac{Z_n Z_s e^2}{2R_c} \left[ 3 - \left( \frac{r}{R_c} \right) \right] \text{ pour } r \leq R_c \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{Z_n Z_s e^2}{r} \text{ pour } r \geq R_c \quad (\text{B.2})$$

où  $Z_n$  et  $Z_s$  sont les nombres de charges du noyau et de la sonde respectivement,  $R_c = r_c A^{1/3}$  pour l'interaction noyau-nucléon et  $R_c = r_c (A_{cible}^{1/3} + A_{faisceau}^{1/3})$  pour l'interaction noyau-noyau.

## B.2 La réaction $^{22}\text{O}(p,p')$

L'interaction entre la sonde de proton et les noyaux  $^{22}\text{O}$  est décrite par deux potentiels globaux, l'un utilisant la paramétrisation de Becchetti&Greenlees l'autre, celle de CH89.

La paramétrisation de Becchetti&Greenlees et la paramétrisation CH89 sont définies dans la section 4.3.1. Nous avons calculé les différents éléments du potentiel optique avec ces deux paramétrisations (voir les tableaux B.1 et B.2). Les valeurs obtenues vont être données en entrée au code ECIS 97. Les fichiers d'entrée du code ECIS97 sont présentés sur les figures B.1 et B.2.

|                    |                 |                 |
|--------------------|-----------------|-----------------|
| E = 46.6           | A = 22          | Z = 8           |
| $V_r = 46.7755$    | $r_r = 1.17$    | $a_r = 0.75$    |
| $W_v = 7.552$      |                 |                 |
| $W_{sf} = 3.42273$ | $r_i = 1.32$    | $a_i = 0.70$    |
| $V_{so} = 6.2$     | $r_{so} = 1.01$ | $a_{so} = 0.75$ |

TAB. B.1 – Paramètres de Becchetti&Greenlees pour la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$

## B.3 La réaction $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$

Les paramètres utilisés pour le potentiel optique de réaction  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$  sont ceux établis par Barrette et al. [34] pour la réaction  $^{17}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  à 84 MeV/A.

Le fichier d'entrée pour le code ECIS 97 est présenté ci-dessous :

|                 |                     |                  |
|-----------------|---------------------|------------------|
| $V_r = 43.6414$ | $R_0 = 3.27755$     | $a_0 = 0.69$     |
| $V_{s_0} = 5.9$ | $R_{s_0} = 2.55473$ | $a_{s_0} = 0.63$ |
| $R_c = 3.75473$ |                     |                  |
| $W_v = 4.84532$ | $R_w = 3.30671$     | $a_w = 0.69$     |
| $W_s = 6.76007$ | $R_w = 3.30671$     | $a_w = 0.69$     |

TAB. B.2 – Paramètres CH89 pour la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$ 

```

p+20O, Elab=46.6 MeV, 2+ at 3.17 MeV CH89
FFFFFFFFFTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTT
FFFFFFFFFTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTTT
2 100 100
0.0 1 46.60 0.50000 1.0000 22.0000 8.
2.0 0 3.17
1 1
2 0 0.23
0.23 0.0 0.23 0.23 0.0 0.25 0.0
43.6 1.17 0.690
4.85 1.18 0.690
0.0 0.0 0.0
6.76 1.18 0.690
5.90 0.91 0.75
0.0 0.0 0.0
1.340
1.0 1. 180.
FIN

```

FIG. B.1 – Fichier d'entrée pour le code ECIS97. Le potentiel est construit à partir de la paramétrisation CH89.

|                          |                          |                          |
|--------------------------|--------------------------|--------------------------|
| $E = 50.6$               |                          |                          |
| $V_r = 50 \text{ MeV}$   | $r_r = 1.067 \text{ fm}$ | $a_r = 0.800 \text{ fm}$ |
| $W_v = 57.9 \text{ MeV}$ | $r_w = 1.067 \text{ fm}$ | $a_w = 0.800 \text{ fm}$ |
| $r_c = 1.2 \text{ fm}$   |                          |                          |

TAB. B.3 – Paramètres du potentiel optique pour la réaction  $^{17}\text{O}(^{208}\text{Pb}, ^{208}\text{Pb})$

```

p+22O, Elab=46.6 MeV, 2+ at 3.17 MeV Becch&Green
FFFFFFFFFTTTFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF
FFFFFFFFFTTTFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF
  2  100                                     100

0.0  1      46.60  0.50000  1.0000  22.0000  8.
2.0  0      3.24

  1  1
  2  0  0.23
0.23  0.0  0.23  0.23  0.0  0.25  0.0
46.78  1.17  0.750
7.552  1.32  0.699
0.0  0.0  0.0
3.42  1.32  0.699
6.20  1.01  0.75
0.0  0.0  0.0
1.250

  1.0  1.  180.
FIN

```

FIG. B.2 – Fichier d'entrée pour le code ECIS97. Le potentiel est construit à partir de la paramétrisation de Becchetti&Greenlees.

```

22O 197Au, Elab=50.6 MeV/nucleon, 2+ at 3.17 MeV
FFFFFFFFFTTTFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF
FFFFFFFFFTTTFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF
 21000                                     500

0.  + 9968.2  1.5  197.  22.  632.
  0
2.0 + 3.17
  1  1
  2  0.24000
0.24000  0.0  0.000  0.000  0.0  0.25000  0.0
50.0  1.067  0.800
57.9  1.067  0.800

1.200

0.00  0.1000  3.9
FIN

```

FIG. B.3 – Fichier d'entrée du code ECIS97 pour la réaction  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$ .





# **Annexe C**

## **Analyse en boucle**



La valeur de la probabilité de transition  $B(E2\uparrow)$  de  $^{22}\text{O}$ ,  $21\pm 8 \text{ e}^2\text{fm}^4$ , est inférieure à celle de  $^{20}\text{O}$ . Pour comprendre mieux cette diminution de  $B(E2\uparrow)$ , il faut découpler la contribution des neutrons et des protons à l'excitation, en déterminant les éléments de matrice de transition  $M_n$  et  $M_p$ . Dans ce but nous avons calculé le rapport  $M_n/M_p$  à partir de la valeur  $\beta_C$  ( $0.21\pm 0.04$ ) déduite de l'expérience  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$  de Thierolf et al. [50] et la valeur  $\beta_{p,p'}=0.23\pm 0.04$  de l'expérience  $^{22}\text{O}(p,p')$ . Dans l'expression (4.58) nous avons pris :

- $b_n^S/b_n^S = 3$
- $\delta_S = \delta_{p,p'} = \beta_{p,p'}R$  avec  $R = 1.17 \text{ A}^{1/3}$
- $\delta_p = \beta_C R_C$  où  $R_C = 1.20 \text{ A}^{1/3}$ .

Finalement nous avons obtenu le rapport

$$\frac{M_n}{M_p} = 1.8 \pm 0.4 \quad (\text{C.1})$$

et

$$\frac{M_n/M_p}{N/Z} = 1.0 \pm 0.2, \quad (\text{C.2})$$

où les barres d'erreurs sont calculées à partir des barres d'erreur de  $\beta_{p,p'}$  et  $\beta_C$ .

L'expérience réalisée par Thierolf et al. n'était pas une expérience d'excitation coulombienne pure car à cause de l'énergie élevée du faisceau de  $^{22}\text{O}$  et les grands angles de détection. Donc la déformation du noyau lors de l'interaction avec la cible de  $^{197}\text{Au}$ ,  $\beta_N$ , contient une contribution nucléaire et une contribution coulombienne  $\beta_C$ .  $\beta_C$  a été extraite à partir de la relation (4.58) où  $\beta_S=\beta_N$  en supposant une valeur de  $M_n/M_p=2.6$  calculée en utilisant le modèle en couche sd avec l'interaction USD [123].

A cette étape de notre étude nous constatons une divergence entre la valeur de  $M_n/M_p$  qui a permis d'extraire  $\beta_C$  et celle que nous avons trouvée en utilisant nos résultats expérimentaux (voir la relation (C.1)).

Nous nous sommes proposé de trouver une valeur du rapport  $M_n/M_p$  qui satisfait les résultats obtenus avec les deux expériences :  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$  et  $(p,p')$ . Dans ce but nous avons établi une analyse en boucle utilisant l'approximation CCBA pour le calcul avec le code ECIS97 des distributions angulaires des deux réactions. En supposant une valeur initiale de  $(M_n/M_p)_{init}$  nous allons rechercher les valeurs de  $\beta_{p,p'}$  et  $\beta_C$  telles qu'elles puissent reproduire

1. la distribution angulaire de la transition  $0_{fond}^+ \rightarrow 2_1^+$  dans la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$ ,
2. la section efficace  $\sigma_{exp}(0-3.5^\circ \text{lab.}) = 10.7 \pm 4.2 \text{ mb}$  dans la réaction  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$  [50].

Le schéma sur la figure C.1 présente la logique générale de ce programme. Le point de départ est la valeur initiale du  $M_n/M_p$  (2.6) qui impose d'après la relation (4.58) la valeur du rapport  $\beta_N/\beta_C$  pour la réaction d'excitation coulombienne. L'algorithme comprend trois étapes principaux que nous allons décrire :

Étape 1 : En partant de la valeur 0.1 pour  $\beta_C$  nous calculons avec ECIS97 la section efficace de diffusion pour la réaction  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$  entre 0 et  $3.9^\circ$  dans le référentiel de centre de

masse. La section efficace totale est ensuite déduite à partir de la relation :

$$\sigma = \int_0^{3.9} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \sin \theta \int_0^{2\pi} d\phi = 2\pi \int_0^{3.9} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \sin \theta. \quad (\text{C.3})$$

Si la section efficace n'est pas égale à  $\sigma_{exp}$  la valeur de  $\beta_C$  est augmentée de 0.01 et la section efficace est recalculée. Cette opération se répète tant que l'on n'ait pas obtenu la valeur de  $\sigma_{exp}$ . À l'issue de cette étape nous obtenons donc la valeur de  $\beta_C$ .

Étape 2 :  $\beta_C$  est introduite dans le fichier d'entrée du code ECIS97 pour l'analyse de la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$ . Pour plusieurs valeurs de  $\beta_{p,p'}$  (en diminuant la valeur initiale 0.51 par pas de 0.01) nous calculons les distributions angulaires. La valeur de  $\beta_{p,p'}$  est déterminée par la méthode de minimisation de  $\chi^2$ .

Étape 3 : Le rapport  $M_n/M_p$  est calculé à partir de la relation de Bernstein et al. (4.58) avec les valeurs de  $\beta_C$  et  $\beta_{p,p'}$  trouvées dans les étapes 1 et 2 et il est comparé à la valeur initiale  $(M_n/M_p)_{init}$ . Si les deux valeurs sont différentes,  $(M_n/M_p)_{init}$  est diminuée de 0.1. La boucle est exécutée tant qu'il n'y ait pas accord entre la valeur de  $(M_n/M_p)_{init}$  et celle calculée à partir du couple  $(\beta_C, \beta_{p,p'})$ .

Au cours de cette étude nous avons constaté que la valeur de  $\beta_{p,p'} = 0.23$ , obtenu par le calcul avec le code ECIS97 ne dépend pas de la valeur du paramètre de déformation coulombienne. En effet, l'effet coulombien est négligeable dans l'interaction proton-noyau aux énergies supérieures à la barrière coulombienne. L'algorithme a été par ce fait simplifié.

Le système que nous avons résolu avec l'algorithme C.1 présente comme solution unique le couple  $(\beta_{p,p'} = 0.23, \beta_C = 0.25)$ .

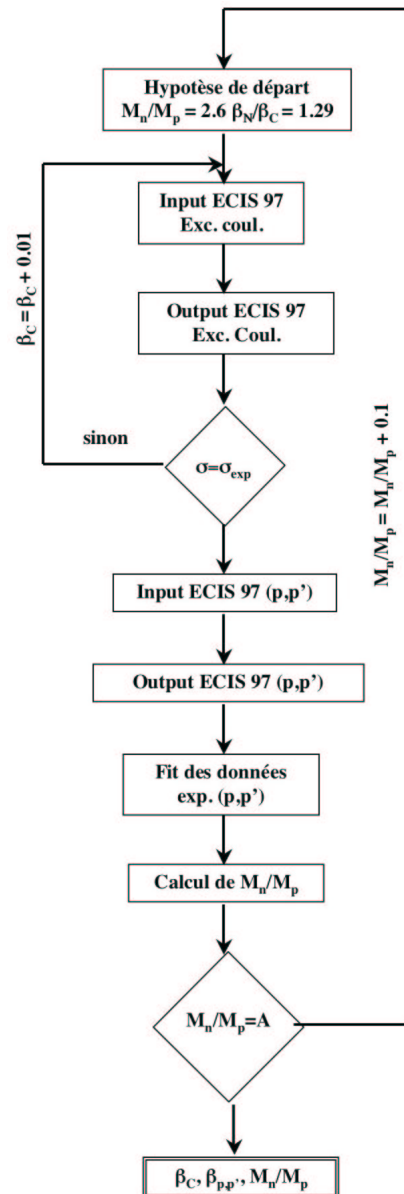


FIG. C.1 – Algorithme pour la recherche de la valeur du rapport  $M_n/M_p$  en combinant les résultats des expériences  $^{22}\text{O}(p,p')$  et  $^{22}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})$



## **Annexe D**

### **Résultats sur les réactions $^{23}\text{F}(\text{p},\text{p}')$ et $^{25}\text{Ne}(\text{p},\text{p}')$**





Le faisceau secondaire qui a été produit lors de notre expérience contenait des noyaux contaminants tels que  $^{25}\text{Ne}$  et  $^{23}\text{F}$ . Nous avons extrait les spectres en énergie d'excitation de ces deux noyaux en utilisant les méthodes déjà présentées pour  $^{22}\text{O}$ . Les deux noyaux  $^{25}\text{Ne}$  et  $^{23}\text{F}$  sont peu connus à l'heure actuelle. Ils ont été étudiés principalement par décroissance  $\beta$ - et multiple transfert. Les schémas des niveaux d'énergie observés sont présentés sur la figure D.1 pour  $^{25}\text{Ne}$  et D.2 pour  $^{23}\text{F}$ . Notons que le spins et la parité pour les états fondamentaux de ces deux noyaux ne sont pas signés avec certitude.

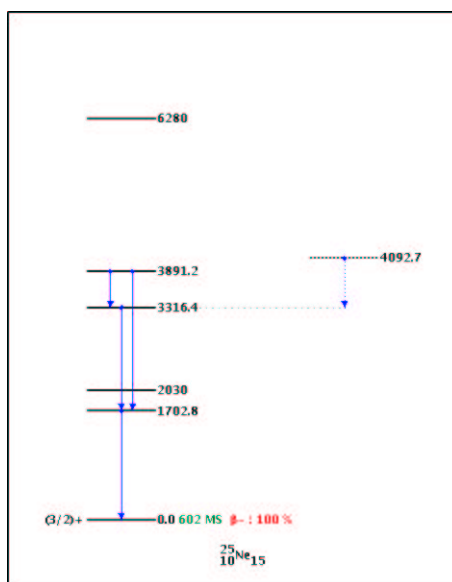


FIG. D.1 – Schéma des niveaux d'énergie pour le noyau exotique  $^{25}\text{Ne}$

## D.1 $^{25}\text{Ne}(p,p')$

Nous avons construit les lignes cinématiques de protons de recul (figure D.3) lors de la réaction  $^{25}\text{Ne}(p,p')$  à partir de l'énergie des protons déposée dans les détecteurs MUST et l'angle de diffusion. Les lignes cinématiques expérimentales sont à comparer avec les lignes cinématiques théoriques, présentées sur la figure D.4. L'énergie d'excitation pour  $^{25}\text{Ne}$  a été calculée à partir de l'énergie des protons et leur angle de diffusion. Le spectre en énergie d'excitation obtenu est présenté sur la figure D.5. Le pic correspondant à la diffusion élastique est bien identifié. La résolution en énergie d'excitation est d'environ 800 keV ce qui ne permet pas une nette séparation des états excités. Le pic observé à environ 2 MeV correspond aux états excités à 1.70 MeV et 2.03 MeV. Entre 3 et 5 MeV sont situés les états 3.32, 3.89 et 4.09 MeV. Les statistiques ainsi que la résolution ne permettent pas d'identifier clairement ces derniers états.

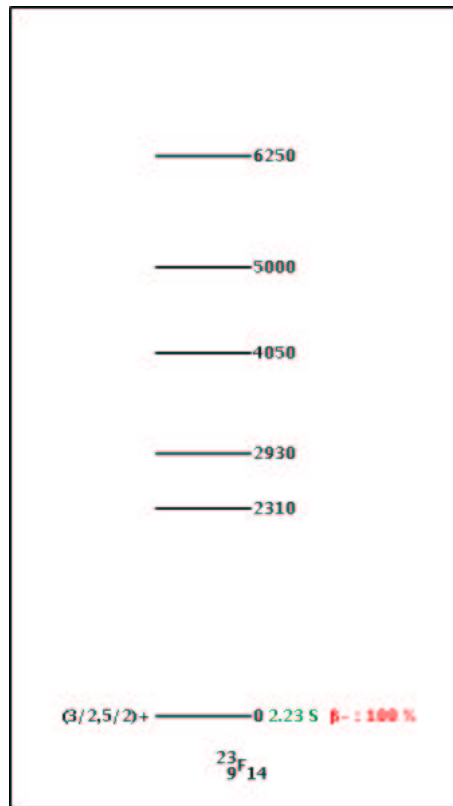


FIG. D.2 – Schéma des niveaux d'énergie pour le noyau exotique  $^{23}\text{F}$

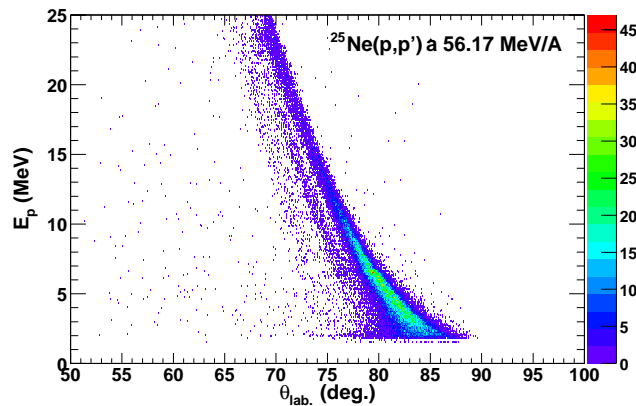


FIG. D.3 – Energie des protons diffusés en fonction de l'angle de détection dans le référentiel de laboratoire pour la réaction  $^{25}\text{Ne}(p,p')$  réalisée en cinématique inverse à une énergie de 56.17 MeV/A

## D.2 $^{23}\text{F}(p,p')$

Nous avons présenté sur la figure D.6 les lignes cinématiques de protons diffusés pour la réaction  $^{23}\text{F}(p,p')$ .

L'énergie d'excitation de  $^{23}\text{F}$  (voir la figure D.7) a été déduite des caractéristiques des pro-

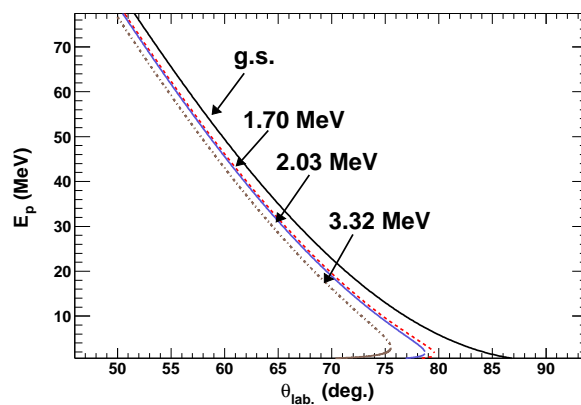


FIG. D.4 – Lignes cinématiques théoriques de la réaction  $^{25}\text{Ne}(p,p')$  à une énergie de 56.17 MeV/A. Pour chaque ligne est indiquée l'énergie des premiers états excités de  $^{25}\text{Ne}$ .

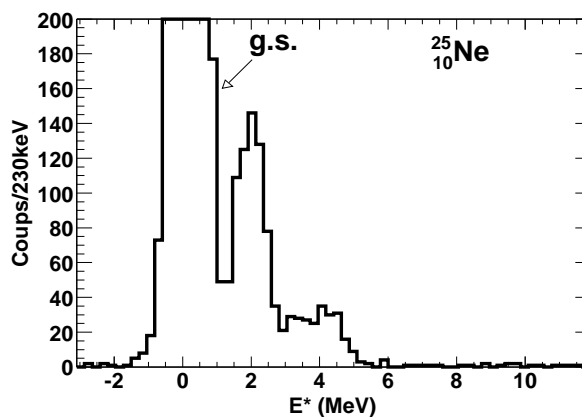


FIG. D.5 – Spectre en énergie d'excitation du noyau  $^{25}\text{Ne}$  obtenu par diffusion élastique et inélastique de protons en cinématique inverse pour une énergie des protons entre 10 MeV et 18 MeV.

tons de recul en utilisant les relations cinématiques relativistes à deux corps. Les pics 1 et 2 sur la figure D.7 indiqueraient les états d'énergie 2.31 MeV et 2.93 MeV. Au-delà de 4 MeV, d'autres pics sont observés mais la correspondance avec les états de  $^{23}\text{F}$  observés par d'autres techniques expérimentales n'est pas clairement établis à cause des faibles statistiques.

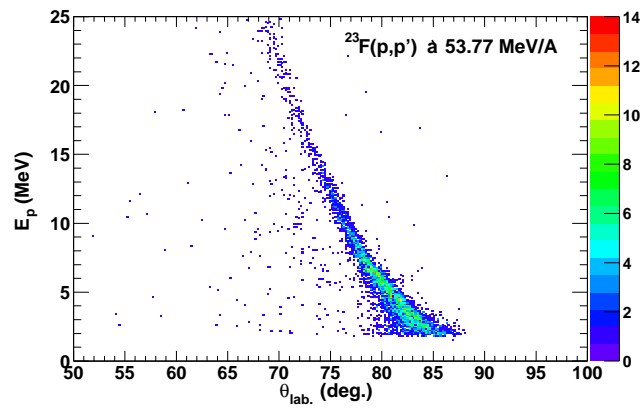


FIG. D.6 – Energie des protons diffusés en fonction de l'angle de détection dans le référentiel de laboratoire pour la réaction  $^{23}\text{F}(p,p')$  réalisée en cinématique inverse à une énergie de 53.77 MeV/A

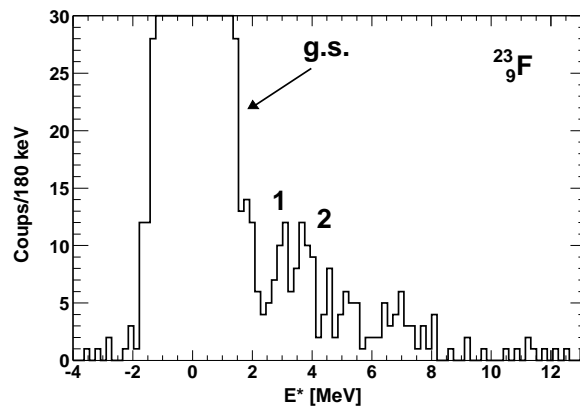


FIG. D.7 – Spectre en énergie d'excitation du noyau  $^{23}\text{F}$  obtenu par diffusion élastique et inélastique de protons en cinématique inverse.

# Bibliographie

- [1] L. Meitner and O. Frisch. *Desintegration of Uranium by Neutrons : A New Type of Nuclear Reaction*. Nature 143, (1939) 239.
- [2] W.D. Myers and W.J. Swiatecki. *Nuclear Masses and Deformations*. Nucl. Phys. 81, (1966) 1.
- [3] S. Cwiok, J. Dobaczewski, P.H. Heenen, P. Magierski, and W. Nazarewicz. *Shell Structure of the Superheavy Elements*. Nucl. Phys. A 611, (1996) 211.
- [4] K. Rutz, M. Bender, T. Bürvenich, T. Schulling, P.-G. Reinhard, J.A. Maruhn, and W. Greiner. *Superheavy Nuclei in Self-Consistent Nuclear Calculations* . Phys. Rev. C 56, (1997) 238.
- [5] H. Emling. *Nuclear Structure with Unstable Fragment Beams at GSI*. Progress in Part. and Nucl. Phys. 46, (2001) 285.
- [6] W.N. Catford. *Nucleon transfer studies with radioactive beams*. Nucl. Phys. A 701, (2002) 1c.
- [7] M.G. Mayer. *On closed shells in nuclei*. Phys. Rev. 74, (1948) 235.
- [8] M.G. Mayer. *The shell model*. Nobel Lecturer, December 12, 1963.
- [9] R.M. Eisberg. *Fundamentals of Modern Physics*. New York ; John Wiley and Sons, 1961.
- [10] P.E. Hodgson. *Nuclear reactions and nuclear structure*. Oxford University Press, (1971).
- [11] M.G. Mayer and J.H.D. Jensen. *Elementary theory pf nuclear shell structure*. Wiley, New York, (1955).
- [12] Yamada and Matumoto. *Nuclear ground-state energies*. J. Phys. Soc. Japan 16, (1961) 1497.
- [13] K.S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley & Sons, 1988.
- [14] S. Raman et al. *Transition Probability,  $B(E2)$ , from the Ground to the First-Excited  $2^+$  State of Even-Even Nuclides*. ADNDT 36, (1987).
- [15] Y. Blumenfeld. *Bilan et perspectives de l'étude des Noyaux Exotiques : Aspects expérimentaux*. École Joliot-Curie de Physique Nucléaire, 2002.
- [16] A.A. Bohr and B.R. Mottelson. *Nuclear structure, Vol. I*. W.A. Benjamin, inc., New York, (1969).

- [17] J. Dobaczewski et al. *Nuclear Shell Structure at Particle Drip Lines*. Phys. Rev. Lett. 72, (1994) 981.
- [18] O. Sorlin et al.  ${}^{68}_{28}\text{Ni}_{40}$  : *Magicity versus superfluidity*. Phys. Rev. Lett. 88, (2002) 092501.
- [19] D. Guillemaud-Mueller et al. *Beta-Decay Schemes of very Neutron-Rich Sodium Isotopes and Their Descendants* . Nucl. Phys. A 426, (1984) 37.
- [20] T. Motobayashi et al. *Large deformation of the very neutron-rich nucleus  ${}^{32}\text{Mg}$  from intermediate-energy Coulomb excitation*. Phys. Lett. B 346, (1995) 9.
- [21] A. Navin et al. *Direct Evidence for the Breakdown of the  $N=8$  Shell Closure in  ${}^{12}\text{Be}$* . Phys. Rev. Lett. 85, (2000) 266.
- [22] N. Aoi et al. *Anomaly of  $N=8$  shell closure in neutron-rich Be et B isotopes studied via delayed neutron emitting  ${}^{14}\text{Be}$   $\beta$  decay*. Phys. Rev. C 66, (2002) 014301.
- [23] A. Ozawa et al. *New Magic Number,  $N = 16$ , Near the Neutron Drip Line*. Phys. Rev. Lett. 84, (2000) 5493.
- [24] V. Lapoux et al. *Coupling effects in the elastic scattering of the exotic nucleus  ${}^6\text{He}$  on protons*. Phys. Lett. 517 B, (2001).
- [25] V Lapoux et al. *Structure of light exotic nuclei  ${}^{6,8}\text{He}$  and  ${}^{10,11}\text{C}$  from  $(p,p')$  reactions*. Nucl. Phys. A 722, 49c, (2003).
- [26] E. Khan et al. *Proton Scattering from the Unstable Nuclei  ${}^{30}\text{S}$  and  ${}^{34}\text{Ar}$  : Structural evolution along the sulfur and argon isotopic chains*. Nucl. Phys. A 694, (2001) 103.
- [27] T. Suomijärvi et al. *Elastic and Inelastic Scattering of Protons on  ${}^{38}\text{S}$  in Inverse Kinematics*. Nucl. Phys. A 616, (1997) 295c.
- [28] F. Maréchal et al. *Proton Scattering by Short Lived Sulfur Isotopes*. Phys. Rev. C 60, (1999) 034615.
- [29] F. Maréchal et al. *Proton Scattering from the Unstable Neutron-Rich Nucleus  ${}^{43}\text{Ar}$* . Phys. Rev. C 60, (1999) 064623.
- [30] H. Scheit et al. *Proton Scattering by the Unstable Neutron-Rich Isotopes  ${}^{42,44}\text{Ar}$* . Phys. Rev. C 63, (2001) 014604.
- [31] J. K. Jewell et al. *Proton scattering on the radioactive nucleus  ${}^{22}\text{O}$  and the  $0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+$  transition in the neutron rich oxygen isotopes*. Phys. Lett. B454, 181, (1999).
- [32] E. Khan et al. *Low-lying collective states in neutron-rich oxygen isotopes via proton scattering*. Phys. Lett. B 490, (2000) 45.
- [33] Dao T. Khoa. *Probing the isovector transition strength of the low-lying nuclear excitation induced by inverse kinematics proton scattering*. Phys. Rev. C 68, 011601(R), (2003).
- [34] J. Barrette et al. *Coulomb excitation of giant resonances in  ${}^{208}\text{Pb}$  by  $E=84$  MeV/nucleon  ${}^{17}\text{O}$  projectiles*. Phys. Lett. B 209, (1988) 182.

- [35] M.C. Mermaz et al. *One-nucleon stripping reactions to discrete levels induced by a 793 MeV  $^{16}\text{O}$  beam on a  $^{208}\text{Pb}$  target.* Phys. Lett. B 209, (1988) 182.
- [36] D. Guillemaud-Mueller et al. *Particle Stability of the Isotopes  $^{26}\text{O}$  and  $^{32}\text{Ne}$  in the Reaction  $44\text{ MeV/Nucleon } ^{48}\text{Ca} + \text{Ta}$ .* Phys. Rev. C 41, (1990) 937.
- [37] M. Fauerbach et al. *New Search for  $^{26}\text{O}$ .* Phys. Rev. C 53, (1996) 647.
- [38] O. Tarasov et al. *Search for  $^{28}\text{O}$  and study of neutron-rich nuclei near the  $N=20$  shell closure.* Phys. Lett. 109 B, (1997) 64.
- [39] H. Sakurai et al. *Evidence for Particle Stability of  $^{31}\text{F}$  and Particle Instability of  $^{25}\text{N}$  and  $^{28}\text{O}$ .* Phys. Lett. B 448, (1999) 180.
- [40] Z. Dlouhy et al. *Dripline nuclei produced by quasi-fragmentation of the  $^{32,34,36}\text{S}$  primary beams.* J. Phys. (London) G25, (1999) 859.
- [41] W.N. Catford et al. *Study of  $^{19}\text{N}$  and  $^{21}\text{O}$  by Multinucleon Transfer.* Nucl. Phys. A 503, (1989) 263.
- [42] M. Stanoiu et al.  *$N=14$  and  $N=16$  shell gaps in neutron-rich oxygen isotopes.* Phys. Rev. C 69, (2004) 034312.
- [43] E. Sauvan et al. *One-Neutron Removal Reactions on Neutron-Rich psd-Shell Nuclei.* Phys. Lett. B 491, (2000) 1.
- [44] E. Sauvan et al. *One-neutron removal reactions on light neutron-rich nuclei.* Phys. Rev. C 69, (2004) 044603.
- [45] R. Kanungo et al. *Experimental Evidence of Core Modification in the Near Drip-Line Nucleus  $^{23}\text{O}$ .* Phys. Rev. Lett. 88, (2002) 142502-1.
- [46] D. Cortina-Gil et al. *Shell Structure of the Near-Dripline Nucleus  $^{23}\text{O}$ .* Phys. Rev. Lett. 93, (2004) 062501-1.
- [47] A.G. Artukh et al. *New Isotopes  $^{22}\text{O}$ ,  $^{20}\text{N}$  And  $^{18}\text{C}$  Produced In Transfert Reactions With Heavy Ions.* Nucl. Phys. A 137, (1969) 348.
- [48] A.G. Artukh et al. *Mass Measurements Of  $^{21}\text{O}$  And  $^{22}\text{O}$ .* Nucl. Phys. A 192, (1972) 170.
- [49] M. Bellegruic et al. *In-beam gamma-spectroscopy using projectile fragmentation : structure of neutron-rich nuclei.* Nucl. Phys. A 682, (2001) 136c.
- [50] P. Thirolf et al. *Spectroscopy of the  $2_1^+$  state in  $^{22}\text{O}$  and the shell structure near the neutron drip line.* Phys. Lett. B 485, (2000) 16.
- [51] D. Cortina-Gil et al. *Shell structure of the near-dripline nucleus  $^{23}\text{O}$ .* Phys. Rev. Lett. 93, (2004) 062501-1.
- [52] Y. Blumenfeld et al. *MUST : A silicon strip detector array for radioactive beam experiments.* Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 421, (1999) 471.



- [53] S. Ottini-Hustache et al. *CATS, a low pressure multiwire proportional chamber for secondary beam tracking at GANIL*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 431 (1991) 476.
- [54] S. Ottini. *Résonance de basse énergie dans le noyau riche en neutrons de  $^{48}\text{Ca}$ . Nouveaux dispositifs expérimentaux pour l'étude des noyaux instables : MUST et CATS*. Thèse de Doctorat. Université de Paris Sud, 1998.
- [55] H. Geissel et al. *Secondary Exotic Nuclear Beams*. Annu. Rev. Part. Sci. 45, (1995) 163.
- [56] E. Khan. *Diffusion de protons sur les noyaux instables  $^{20}\text{O}$ ,  $^{30}\text{S}$   $^{34}\text{Ar}$  : étude expérimentale et développement de modèles microscopiques self-consistants*. Thèse de Doctorat. Université Paris 7, 2000.
- [57] A. Joubert et al. *Proc. 1991 Particle Accelerator Conf., Vol. 1*. IEEE Press, New York, 1991.
- [58] Y. Blumenfeld. *Collisions périphériques d'ions lourds induites par  $^{40}\text{Ar}$  aux énergies intermédiaires : résonances géantes, structure à haute énergie et fragmentation du projectile, IPNO-1-87.07*. Université Paris Sud, 1987.
- [59] G. F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, 1989.
- [60] D. Bazin, O. B. Tarasov, M. Lewitowicz, and O. Sorlin. *The program LISE : a simulation of fragment separators*. <http://dnr080.jinr.ru/lise/lise.html>. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A482 (2002) 307.
- [61] L. Bianchi et al. *SPEG : an energy loss spectrometer for GANIL*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A276 (1989) 509.
- [62] F. Maréchal. *Diffusion de protons par des noyaux instables : Étude des réactions  $^{40}\text{S}(p,p')$  et  $^{43}\text{Ar}(p,p')$ , Développement du système de détection MUST*. Thèse de Doctorat. Université Paris 11, 1998.
- [63] T. Zerguerras. *Étude de l'émission proton et de deux protons dans les noyaux légers déficients en neutrons de la région  $A=20$* . Thèse de Doctorat. Université de Paris Sud, 2001.
- [64] A. Breskin et al. *Heavy ion timing with very low pressure MWPCs*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 165 (1979) 125.
- [65] O. H. Odland. *A fast position sensitive microchannel plate detector for ray-tracing of charged particles*.
- [66] [http://www.ganil.fr/acquisition/doc/sommaire\\_manuel.html](http://www.ganil.fr/acquisition/doc/sommaire_manuel.html). .
- [67] F. Delaunay. *Structure des états du  $^{11}\text{Be}$  excités par la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$* . Thèse de Doctorat. Université Paris VI, 2003.

- [68] C. Jouanne. *Etude de la structure des isotopes de carbone déficients en neutrons :  $^{10}\text{C}$  et  $^{11}\text{C}$ . Diffusions élastiques et inélastiques sur cible de protons. Thèse de Doctorat.* Université Paris VI, 2001.
- [69] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.* Springer-Verlag, 1987.
- [70] L. Giot. *Etude de la fonction d'onde de l' $^6\text{He}$  par la réaction de transfert  $^6\text{He}(p,t)^4\text{He}$  : contribution de la configuration à deux tritons. Thèse de Doctorat.* Université de Caen/Basse-Normandie, (2003).
- [71] Nguyen Tuan Khai. *Working report for second year of project No 12732.* IPN Orsay (France)-CNRST (Vietnam), 26/08-21/11 2002.
- [72] J. F. Janni et al. *Calculations of energy loss, range, pathlength, straggling, multiple scattering, and the probability of inelastic nuclear collisions for 0.1 to 1000 MeV protons.* Air Force Weapons Laboratory, Kirtland Air Force Base, New Mexico, 1966.
- [73] J. F. Janni et al. *Proton Range-Energy Tables.* Atomic Data / Nuclear Data Tables Vol.27, July-September 1982.
- [74] H. A. Enge. *Introduction à la physique nucléaire.* MASSON et Cie, 1972.
- [75] G. R. Satchler. *Direct nuclear reaction.* Oxford University Press, New York, 1983.
- [76] A. M. Messiah. *Quantum mechanics I and II.* Amsterdam, North-Holland, 1962.
- [77] L. Valentin. *Noyaux et particules.* Hermann, 1989.
- [78] F. D. Becchetti, Jr., and G. W. Greenless. *Nucleon-Nucleus Optical Model Parameters,  $A > 40$ ,  $E < 50$  MeV.* Phys. Rev. 182, (1969).
- [79] R. L. Varner et al. *A global nucleon optical model potential.* Phys. Rep. 201, No. 2, (1991) 57.
- [80] A. J. Koning and J. P. Delaroche. *Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV.* Nucl. Phys. A 713, (2003) 231.
- [81] N. A. Kelley. *Fundamentals of nuclear physics.* Cambridge University Press, 1990.
- [82] Dao T. Khoa, E. Khan, G. Colò, and N. V. Giai. *Folding model analysis of elastic and inelastic proton scattering on sulfur isotopes.* Nucl. Phys. A 706, (2002) 61.
- [83] P. Ring and P. Schuck. *The nuclear Many-Body Problem.* Springer-Verlag, 1980.
- [84] D.J. Rowe. *Nuclear Collective Motion : Models and Theory.* Methuen, 1970.
- [85] T.H.R. Skyrme. *The effective nuclear potential.* Nucl. Phys. 9, (1959) 615.
- [86] G. Bertsch, J. Borysowicz, H. McManus, and W.G. Love. *Interactions for Inelastic Scattering Derived from Realistic Potentials.* Nucl. Phys. A 284, (1977) 399.
- [87] N. Anantaraman, H. Toki, and G.F. Bertsch. *An Effective Interaction for Inelastic Scattering Derived from the Paris Potential.* Nucl. Phys. A 398, (1983) 269.

- [88] G. R. Satchler and W.G. Love. *Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering*. Phys. Rep. 55, (1979) 183.
- [89] H.A. Bethe. *Theory of Nuclear Matter*. Ann. Rev. Nucl. Sci. 21, (1971) 93.
- [90] D.T. Khoa and W. von Oertzen. *A Nuclear Matter Study using the Density Dependent M3Y Interaction*. Phys. Lett. B 304, (1993) 8.
- [91] D.T. Khoa and W. von Oertzen. *Refractive Alpha-Nucleus Scattering : A probe for the incompressibility of cold nuclear matter*. Phys. Lett. B 342, (1995) 6.
- [92] D.T. Khoa et al. *Equation of State of Cold Nuclear Matter from Refractive  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  Elastic Scattering*. Phys. Rev. Lett. 74, (1995) 34.
- [93] D.T. Khoa, G.R. Satchler, and W. von Oertzen. *Nuclear Incompressibility and Density Dependent NN Interactions in the Folding Model for Nucleus-Nucleus Potentials*. Phys. Rev. C 56, (1997) 954.
- [94] D.T. Khoa, W. von Oertzen, and A.A. Ogloblin. *Study of the Equation of State for Asymmetric Nuclear Matter and Interaction Potential between Neutron-Rich Nuclei using the Density-Dependent M3Y Interaction*. Nucl. Phys. A 602, (1996) 98.
- [95] Dao T. Khoa, W. von Oertzen, and H. G. Bohlen. *Double-folding model for heavy-ion optical potential : Revised and applied to study  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$  elastic scattering*. Phys. Rev. C 49, (1994) 1652.
- [96] A. Nadasen et al. *Elastic Scattering of 210 MeV  $^6\text{Li}$  Ions from  $^{12}\text{C}$  and  $^{58}\text{Ni}$  and Unique  $^6\text{Li}$ -Nucleus Optical Potentials*. Phys. Rev. C 37, (1988) 132.
- [97] A. Nadasen et al. *Elastic Scattering of 318 MeV  $^6\text{Li}$  from  $^{12}\text{C}$  and  $^{28}\text{Si}$  : Unique phenomenological and folding-model potentials*. Phys. Rev. C 47, (1993) 674.
- [98] Dao T. Khoa and W. von Oertzen. *Di-neutron elastic transfer in the  $^4\text{He}(^6\text{He}, ^6\text{He})^4\text{He}$  reaction*. Phys. Lett. B 595, (2004) 193.
- [99] M. Avrigeanu et al. *Dynamics of Two-Neutron Transfer Reactions on the Borromean Nucleus  $^6\text{He}$  Reexamined*. Phys. Rev. C, 62 (2000) 017001.
- [100] B. Sinha. *The optical potential and nuclear structure* . Phys. Rep. 20, (1975) 1.
- [101] Dao T. Khoa. *Probing the isovector transition strength of the low-lying nuclear excitation induced by inverse kinematics proton scattering*. Phys. Rev. C 68, 011601(R) (2003).
- [102] J. P. Jeukenne, A. Lejeune, and C. Mahaux. *Optical-model potential in finite nuclei from Reid's hard core interaction*. Phys. Rev. C 16, 80 (1977).
- [103] C. Jouanne et al. *Structure of  $^{10}\text{C}$  and  $^{11}\text{C}$  from elastic and inelastic scattering on a proton target*. Yad. Fiz. 66, (2003) 1553.
- [104] C. Jouanne et al. *Structure of  $^{10}\text{C}$  and  $^{11}\text{C}$  from elastic and inelastic scattering on a proton target*. Phys. Atomic Nuclei 66, (2003) 1508.

- [105] A.Pakou, N.Alamanos, P.Roussel-Chomaz, F.Auger, D.Rosengrant, and A.de Vismes. *Isospin Dependence of the Microscopic JLM Model*. Nucl.Phys. A691, (2001) 661.
- [106] M. Piagnanelli et al. *Nuclear matter density effects in monopole transitions*. Phys. Rev. C 33, (1986) 40.
- [107] T. Tamura, W.R. Coker, and F. Rybicki. *Angular momentum coupling coefficients*. Comput. Phys. Commun, 2, (1971) 94.
- [108] M. Grasso, N. Sandulescu, N.V. Giai, and R.J. Liotta. *Pairing and Continuum Effects in Nuclei Close to the Drip Line*. Phys. Rev. C 64, 064321 (2001).
- [109] E. Chabanat et al. *A Skyrme Parametrization from Subnuclear to Neutron Star Densities Part II. Nuclei Far from Stabilities*. Nucl. Phys. A 635, (1998) 231.
- [110] E. Khan, N. Sandulescu, M. Grasso, and Nguyen Van Giai. *Continuum quasiparticle random phase approximation and the time-dependent Hartree-Fock-Bogoliubov approach*. Phys. Rev. C 66, (2002) 024309.
- [111] E. Khan and Nguyen Van Giai. *Low-lying  $2^+$  states in neutron-rich oxygen isotopes in quasiparticle random phase approximation*. Phys. Lett. B 472, (2000) 253.
- [112] Dao T. Khoa, Hoang Sy Than, and Marcella Grasso. *Microscopic study of interaction cross sections measured at relativistic energies for stable and unstable nuclei*. Nucl. Phys. A 722, (2003) 92c.
- [113] A. M. Bernstein, V. R. Brown, and V. A. Madsen. *Neutron and Proton Matrix Elements for Low-Lying  $2^+$  Transitions and the Probe Dependence of the Nuclear Deformation Parameter*. Comments Nucl. Part. Phys. 11, (1983) 203.
- [114] A. M. Bernstein, V. R. Brown, and V. A. Madsen. *Neutron and proton transition matrix elements and inelastic hadron scattering*. Phys. Lett. 103B, (1981) 255.
- [115] M. A. Kennedy, P. D. Cottle, and K. W. Kemper. *Excitations of  $2_1^+$  and  $3_1^-$  states from  $(p,p')$  and electromagnetic measurements*. Phys. Rev. C 46, (1992) 1811.
- [116] J.R. Beene, D.J. Horen, and G.R. Satchler. *Examination of Inconsistencies between the Deformed Potential Model and Folding Models for Analysis of Inelastic Hadron Scattering*. Phys. Rev. C 48, (1993) 3128.
- [117] J.K. Jewell et al. *Proton scattering on the radioactive nucleus  $^{20}\text{O}$  and the  $0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+$  transition in the neutron-rich oxygen isotopes*. Phys. Lett. B 454, (1999) 181.
- [118] J.H. Kelley. *Proton scattering on the unstable  $^{38}\text{S}$  nucleus : Isovector contribution to the  $2_1^+$  state*. Phys. Rev. C 56, (1997) R1206.
- [119] P.D. Cottle et al.  *$0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+$  Excitations in the Mirror Nuclei  $^{32}\text{Ar}$  and  $^{32}\text{Si}$* . Phys. Rev. Lett. 88, (2002) 172502-1.
- [120] L.A. Riley et al. *Inverse Kinematics Proton Scattering on  $^{18}\text{Ne}$  and the Mirror Symmetry in  $A=18$  Nuclei*. Phys. Rev. Lett. 82, (1999) 4196.

- [121] J. Raynal. *Recurrence Relations for Distorted-Wave Born Approximation Coulomb Excitation Integrals and Their use in Coupled Channel Calculations*. Phys. Rev. C23, (1981) 2571.
- [122] J. L. Escudié et al. *Macroscopic and Microscopic Model Analysis of Polarized Protons Scattering on  $^{18}\text{O}$* . Phys. Rev. C10, (1974) 1645.
- [123] B. A. Brown and B.H. Wildenthal. *Status of the Nuclear Shell Model*. Ann. Rev. of Part. Nucl. Sci. 38, (1988) 29.
- [124] Hoang Sy Than. *Microscopic calculations of proton scattering off oxygen isotopes : cross sections and analysing powers*. Report, Institute for Nuclear Science & Technique, VAEC, December 12, 2003.
- [125] H. Feshbach. *Theoretical Nuclear Physics, Vol. II*. Wiley, New York, 1992.
- [126] B.A. Brown. *New Aspects of Nuclear Structure Near the Drip Lines*. Rev. Mexicana de Fisica 39, Supl. 2, (1993) 21.
- [127] T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Utsuno, B.A. Brown, M. Honma, and T. Mizusaki. *Magic Numbers in Exotic Nuclei and Spin-Isospin Properties of the NN Interaction*. Phys. Rev. Lett. 87, (2001) 082502-1.
- [128] B.A. Brown. *New Magic Nuclei Towards the Drip Lines*.
- [129] S. Iversen et al. *Neutron Deformation Parameter from Comparative Study of  $\pi^+$  and  $\pi^-$  Inelastic Scattering*. Phys. Rev. Lett. 40, (1978) 17.
- [130] A. M. Bernstein, V. R. Brown, and V. A. Madsen. *Isospin Decomposition of Nuclear Multipole Matrix Elements from  $\gamma$  Decay Rates of Mirror Transitions : Test of Values Obtained with Hadronic Probes*. Phys. Rev. Lett. 42, (1979) 425.
- [131] P. Grabmayr, J. Rapaport, and R.W. Finlay. *Elastic and Inelastic Scattering of 24 MeV Nucleons from Oxygen Isotopes*. Nucl. Phys. A 350, (1980) 167.
- [132] J. Kelly et al. *Neutron Transition Density for the Lowest  $2^+$  State of  $^{18}\text{O}$* . Phys. Lett. 169B, (1986) 157.
- [133] S.J. Seestrom-Morris et al. *Pion inelastic scattering to the three lowest  $2^+$  states of  $^{18}\text{O}$* . Phys. Rev. C 37, (1988) 2057.
- [134] E. Pollacco et al. *MUST II : Large solid angle light charged particle telescope for inverse kinematics studies with radioactive beam. Proceedings of CAARI 2002, 17th Intern. Conf. on the Application of Accelerators in Research and Industry, Denton, Texas, USA, 12-16 nov. 2002*. AIP Conference Proceedings 680, New York, 2003.
- [135] D. Beaumel et al. *MUST 2 : Un détecteur de particules chargées innovant pour l'étude des noyaux loin de la stabilité*. Rapport annuel, IPN, 2003.
- [136] P. Baron et al. *MATE, a single front-end ASIC for silicon strip, Si(Li) and CsI detectors*. DAPNIA-03-271.

- [137] *Documentation technique*. BICRON.
- [138] V. V. Avdeichikov et al. *Light output and energy resolution of CsI, YAG, GSO, BGO and LSO scintillators for light ions*. Nucl. Instr. and Meth. in Nucl. Res., A 349 (1994) 216.
- [139] P. Schotanus et al. *Scintillation Characteristics Of Pure And Tl Doped Csi Crystals* . IEEE vol. 37, (1990) 177.
- [140] J. Pouthas et al. *INDRA, a  $4\pi$  charged product detection array at GANIL*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 357, (1995) 418.
- [141] Z. Elekes et al. *Optimization of the performance of a CsI(Tl) scintillator + Si PIN photodiode detector for medium-energy light-charged particle hybrid array*. Nucl. Phys. A719, (2003) 316.
- [142] M. Gelin. *Etude des noyaux très légers riches en neutrons au-delà de la stabilité et tests de détecteurs*. Rapport de stage de DEA, Université de Caen, mars-juillet 2004.
- [143] R. Liguori Neto et al. *Excitation of giant resonances in  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{120}\text{Sn}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  and  $^{60}\text{Ni}$  by 84 MeV/nucleon  $^{17}\text{O}$  ions*. Nucl. Phys. A 560, (1993) 733.