

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS VI

Spécialité :
Physique Nucléaire

présentée par :
Cédric JOUANNE

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ
PARIS VI

Sujet de la thèse :

Étude de la structure des isotopes de carbone
déficients en neutrons : ^{10}C et ^{11}C . Diffusions
élastiques et inélastiques sur cible de protons.

Soutenue le 24 septembre 2001

devant le jury composé de :

Mme AUGER Françoise
M. BAYE Daniel
M. BLUMENFELD Yorick Rapporteur
M. BORATAV Murat
M. ORR Nigel
M. Von OERTZEN Wolfram Rapporteur

Remerciements

Je tiens dans un premier temps à remercier Jacques Martino et Bijan Saghai qui m'ont accueilli au sein du Service de Physique Nucléaire du CEA Saclay et m'ont permis de réaliser cette thèse dans les meilleures conditions. Le SPhN est un laboratoire agréable et je suis heureux d'y avoir préparé ma thèse. Je remercie tous ses membres pour l'accueil que j'y ai reçu et j'ai une pensée particulière pour Danièle et Isabelle.

Je suis reconnaissant à Murat Boratav, Daniel Baye, Nigel Orr d'avoir accepté de participer à mon jury de thèse ainsi qu'à Wolfram von Oertzen d'avoir été un des rapporteurs. J'ai rencontré Yorick, mon deuxième rapporteur, lors d'un stage à l'IPN et depuis il a toujours suivi de près mon parcours. Je le remercie pour son attention, ses histoires et son rire très communicatif.

J'ai passé trois années dans une équipe extraordinaire et je souhaite en remercier tous les membres.

Françoise a été une directrice de thèse formidable, elle a toujours été disponible et nous avons eu ainsi de nombreuses discussions. J'ai alors apprécié, en plus de sa compétence, son enthousiasme et ses encouragements. Lors de la phase délicate de rédaction, elle s'est toujours intéressée à mon état d'esprit, et ses conseils et commentaires ont été précieux. Elle a pris soin de ne pas me décourager en ne proposant jamais de grosses modifications. Je suis heureux qu'elle ait dirigé ma thèse car elle m'a toujours laissé une très grande liberté d'action et de choix. Je la remercie.

Nicolas a suivi l'évolution de mon travail, il m'a expliqué bon nombre de choses (sur la physique, sur le football...) et a toujours trouvé mes résultats « jolis », une remarque très encourageante. En tant que « petit » de la salle informatique, je le remercie.

J'ai vraiment découvert Lolly lors de la préparation de cette expérience. Il a alors suivi de près tous mes agissements en électronique et j'y ai beaucoup appris, notamment dans le maniement des pulseurs. Par la suite, il n'a cessé de me demander où se trouvaient les sections efficaces, ce qui est assez motivant. Je le remercie aussi de m'avoir si souvent demandé si tout se passait

bien.

J'en arrive aux personnes avec qui j'ai partagé la salle informatique.

Valérie a été une très bonne porte-parole pour cette expérience. Je suis encore impressionné par sa capacité de travail et sa très grande volonté. La réalisation et l'analyse de cette expérience lui doivent beaucoup. Elle m'a toujours aidé avec plaisir et a pris du temps pour m'initier aux différents calculs présentés dans ce document. J'ai aussi longuement discuté avec elle au moment de la rédaction et je la remercie de m'avoir donné toutes les explications que je souhaitais. Je n'oublie pas non plus qu'elle est un capitaine de football conciliant, toujours prêt à me réintégrer dans l'équipe malgré de très nombreuses absences.

Antoine a été mon équipier pour affronter les hordes sauvages qui nous défiaient à Xblast. Je crois que nous avons largement relevé le défi en formant un bon duo. Il est un grand pourvoyeur de blagues et sa bonne humeur illumine la salle informatique.

Alain a été un lecteur attentif de ce document, ses critiques ont parfois été dures mais souvent justes. J'espère que cette version lui conviendra. J'ai beaucoup apprécié d'encadrer avec lui les TP du DEA CPM et les nombreuses discussions en tout genre que nous avons eu.

J'ai eu le plaisir de partager le bureau de Jean-Luc et j'ai ainsi pu profiter de son stock de BD à tout moment. Il est un adversaire très coriace à Xblast, usant abusivement de la méthode suicidaire. Par les TP et mon stage de DEA, c'est lui qui m'a attiré vers ce groupe et je ne l'ai jamais regretté. Il a été mon principal partenaire de shift où le travail et les jeux ont très bien cohabité. Il a toujours été une oreille attentive et avertie et je le considère comme un « grand frère » dans le service.

Agatino, Clément, Flore, Monica, Riccardo, Stéphanie, Tassos et Vanessa ont été présents à un moment de ma thèse dans la salle informatique, ils ont tous contribué à y mettre beaucoup d'animation et c'est une joie de les revoir. J'ai une pensée particulière pour Flore qui prend ma suite dans le groupe.

Cela a toujours été un plaisir de partir en expérience avec tout ce petit monde et j'ai de très bons souvenirs des parties de cartes (Magic ou 1000 bornes) le soir au GANIL.

Je n'oublie ni Jean-Luc et Laurent, pour les bons moments à Louvain-la-neuve et au GANIL, ni Laurent et Yves, avec qui je discute régulièrement. Je pense aussi à Albert et Bernard qui sont souvent venus déjeuner avec nous, leur présence génère toujours des conversations divertissantes et j'espère que Bernard me dédicacera un exemplaire de son livre.

J'ai découvert la physique nucléaire lors d'un stage à l'IPN d'Orsay et

j'y ai rencontré François, Georges, Isabelle, Jean-Antoine, Jean-Claude, Luc, Nimet, Oliver, 2 Stéphanes, Véronique et Yorick. J'y ai passé six très bons mois et je remercie encore Nimet et Yorick d'être intervenus pour mon entrée en DEA.

Hervé, Patricia et Wolfi au GANIL étaient très souvent présents lors de nos passages sur SPEG, cela a été un grand plaisir de participer à plusieurs expériences avec eux. Plusieurs personnes nous ont aidé pour la préparation de cette expérience et je les remercie : Alphonse, Georges, les 2 Jean-François, Laurence, Luc, Patrice et Patrick.

J'ai côtoyé plusieurs thésards ou ex-thésards : Anne, Charles-Edouard, Elias, Franck, Lydie, Santiago et Thomas au cours de différentes expériences. Je leur souhaite bon courage et bonne chance pour la suite et j'ai une pensée particulière pour Thomas, avec lequel j'ai si souvent discuté (par exemple de MUST). Je remercie Elias pour sa rapidité à « livrer » des densités.

Cette expérience a été programmée trois fois et cela a donc demandé un très gros investissement personnel de chacun des participants. Je les remercie tous et j'espère qu'ils retrouveront dans ce document une partie du travail qu'ils ont effectué.

Enfin, je remercie ceux qui ont lu et relu ce document et je suis reconnaissant à tous ceux qui se sont déplacés pour assister à ma soutenance de thèse.

Au moment d'écrire ces remerciements, je pense à tous mes copains de la piscine. J'y trouve toujours un endroit agréable où la compétition peut faire rage à l'entraînement. Je ne vais pas tous les citer mais je suis heureux de nager avec eux. Je remercie particulièrement Stéphane pour toutes les activités que l'on a partagé.

Je termine ces remerciements en pensant à Katia (qui a réussi à me supporter et à m'a soutenu pendant cette fin de thèse), à mes parents, à ma sœur et aux autres membres de ma famille (en particulier Michel) qui se sont toujours intéressés à ce que je faisais et qui, à de nombreuses reprises, m'ont encouragé et poussé à continuer. Je leur dédie cette thèse.

Merci à tous.

Cédric.

Table des matières

Introduction	5
1 Motivations	9
1.1 Chaîne isotopique de carbone	9
1.1.1 Noyaux déficités en neutrons ^{10}C et ^{11}C	12
1.2 Formation de clusters dans les noyaux	13
1.2.1 Observation expérimentale des clusters	15
1.2.2 Approche théorique des clusters	16
1.3 Sonder la taille et la forme des noyaux	21
1.3.1 Réactions proton-noyau	22
1.3.2 Diffusion élastique proton-noyau	23
1.3.3 Diffusion inélastique	27
1.4 Étude expérimentale de la diffusion proton-noyau	28
1.4.1 Cinématique directe	29
1.4.2 Cinématique inverse	32
2 Dispositif Expérimental	35
2.1 Production de faisceaux radioactifs au GANIL	35
2.1.1 Faisceau primaire	37
2.1.2 Faisceau secondaire composite	37
2.1.3 Spectromètre <i>Alpha</i>	38
2.1.4 Production	38
2.1.5 Faisceau ralenti de ^{12}C	41
2.2 Dispositif expérimental	42
2.2.1 Cibles	43
2.2.2 Détecteur <i>MUST</i>	44
2.2.3 Détecteur <i>CATS</i>	50
2.2.4 <i>Mur de plastiques</i> et <i>plastique Faraday</i>	56
2.2.5 Électronique de déclenchement	58
2.2.6 Acquisition	58

3	Traitement des données	61
3.1	Sélection des événements	61
3.1.1	Identification des particules légères dans le détecteur <i>MUST</i>	62
3.1.2	Limitation de la plage angulaire des distributions de sections efficaces	68
3.1.3	Identification des éjectiles	69
3.2	Traitement des données	71
3.2.1	Énergie d'excitation et angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse	72
3.2.2	Position de réaction et angle d'incidence du faisceau sur la cible	73
3.2.3	Coupures géométriques sur le détecteur <i>MUST</i>	77
3.2.4	Influence de la position du détecteur <i>MUST</i>	79
3.2.5	Diffusions $^{12}C + p$ à 36.3 <i>A.MeV</i>	80
3.2.6	Diffusions $^{11}C + p$ à 40.6 <i>A.MeV</i>	80
3.2.7	Diffusions $^{10}C + p$ à 45.3 <i>A.MeV</i>	84
3.3	Sections efficaces différentielles	86
3.3.1	Calcul de l'angle solide de détection	87
3.3.2	Sections efficaces et calcul dans le référentiel du centre de masse	87
3.3.3	Efficacités de détection et temps mort	89
3.3.4	Problèmes liés au jacobien	90
3.4	Simulation	90
3.4.1	Tirage des événements	91
3.4.2	Perte d'énergie et straggling	91
3.4.3	Résultats de la simulation	92
3.4.4	Reconstruction de la distribution angulaire de section efficace	93
3.5	Résultats expérimentaux	94
3.5.1	Soustraction du fond	94
3.5.2	Diffusions $^{12}C + p$ à 36.3 <i>A.MeV</i>	95
3.5.3	Diffusions $^{11}C + p$ à 40.6 <i>A.MeV</i>	97
3.5.4	Diffusions $^{10}C + p$ à 45.3 <i>A.MeV</i>	97
3.5.5	Évaluation des erreurs	97
4	Interprétation des données	103
4.1	Diffusion élastique	103
4.1.1	Potentiel d'interaction nucléon-noyau	105
4.1.2	Potentiel microscopique nucléon-noyau JLM	108
4.2	Diffusion inélastique	110

4.3	Densités de l'état fondamental et densités de transition	113
4.3.1	Champ moyen	113
4.3.2	Modèle en couches	115
4.3.3	Éléments de matrice de transition M_n et M_p	116
4.4	Diffusions $^{12}C + p$	120
4.4.1	Diffusion élastique	120
4.4.2	Diffusions inélastiques	121
4.5	Diffusions $^{10}C + p$	121
4.5.1	Diffusion élastique	121
4.5.2	Diffusion inélastique vers le premier état 2^+ à $3.35 MeV$	129
4.6	Diffusions $^{11}C + p$	135
4.6.1	Diffusion élastique	135
4.6.2	Diffusion inélastique vers l'état $5/2^-$ à $4.32 MeV$. . .	141
4.6.3	Diffusion inélastique vers l'état $7/2^-$ à $6.48 MeV$. . .	143
	Conclusions	149
	Annexe 1	155
	Annexe 2	157
	Bibliographie	159

Introduction

Ce document présente les résultats de l'analyse d'une expérience de diffusions élastique et inélastique d'isotopes déficitaires en neutrons $^{10,11}\text{C}$ sur cible de protons. Cette expérience a été réalisée au GANIL avec les détecteurs *MUST* et *CATS*, spécialement développés pour ce type de réactions. Le but de cette étude, qui s'inscrit dans la continuité d'expériences précédentes sur d'autres noyaux, est d'obtenir des informations sur la structure de ces isotopes de carbone et de contraindre les paramètres des modèles qui décrivent et prédisent le comportement des noyaux. Nous allons replacer cette étude dans le cadre de la connaissance et de la description de la structure nucléaire.

Le noyau atomique est un système à \mathcal{A} nucléons liés par l'interaction forte. Chaque nucléon (proton ou neutron) est lui-même composé de gluons et de quarks qui sont régis par la chromodynamique quantique (QCD), la théorie fondamentale de l'interaction forte. On se retrouve alors avec un problème à \mathcal{N} corps qui est impossible à résoudre. Initialement, on a négligé la structure interne du nucléon et on n'a considéré que l'interaction entre les nucléons pour décrire les propriétés du noyau.

Cette interaction a été étudiée expérimentalement par des réactions de diffusion de nucléons. Cette interaction nucléon-nucléon est dite *libre* car aucun élément extérieur aux deux nucléons n'intervient. Plusieurs paramétrisations existent pour décrire cette force dont la partie longue distance est bien reproduite par l'échange d'un pion. La partie courte distance est moins bien comprise car les degrés de liberté des quarks et des gluons doivent être considérés. Dans le noyau, l'interaction entre deux nucléons n'est plus libre. Elle peut toutefois être déduite de l'interaction libre, mais il faut prendre en compte l'influence du milieu nucléaire constitué de \mathcal{A} nucléons, ce qui rend très difficile sa définition. On a alors recours à une interaction effective nucléon-nucléon qui permet de prendre en compte les effets du milieu nucléaire sur l'interaction libre nucléon-nucléon. Comme pour l'interaction libre, plusieurs paramétrisations existent. Initialement construites pour décrire la matière nucléaire infinie, l'étude de plusieurs noyaux a permis de contraindre les

différents paramètres de ces interactions. La connaissance de cette interaction effective et la liaison avec l'interaction libre nucléon-nucléon est le point crucial de l'étude du noyau atomique. Les propriétés de l'ensemble des noyaux stables sont globalement bien reproduites par ces interactions effectives. Mais leur comportement diverge lorsque l'on s'éloigne de la vallée de stabilité.

Il y a moins de 300 noyaux stables, ils sont représentés par des points noirs sur la figure 1. Sur cette figure, le nombre de neutrons du noyau est porté en abscisse et le nombre de protons en ordonnée. La vallée de stabilité est proche de $N = Z$ pour les noyaux de masse $A \leq 30$. Pour les noyaux plus lourds, le nombre de neutrons devient plus grand que celui de protons afin d'assurer la cohésion du noyau mise à mal par la répulsion coulombienne entre les protons. De part et d'autre de cette vallée les noyaux sont instables, plus de 2000 sont connus et sont représentés par la zone gris clair sur la figure 1. Certains ont une durée de vie longue et peuvent être trouvés sur la terre, les autres ont été synthétisés artificiellement. Pour un nombre de neutrons donné, en augmentant le nombre de protons on s'éloigne de la vallée de stabilité et l'énergie de liaison du proton que l'on rajoute est de plus en plus faible. Quand elle devient nulle ou négative, le noyau émet le proton en un temps très court de l'ordre de $10^{-21} s$, c'est la *drip-line proton*. Cette limite existe aussi du côté des isotopes riches en neutrons : c'est la *drip-line neutron*. L'ensemble des noyaux non connus qui se situent entre ces deux drip-lines est représenté par la *terra incognita* sur la figure 1. Contrairement à la drip-line neutron, la drip-line proton a été atteinte expérimentalement pour un grand nombre de lignes isotopiques. On observe que le nombre de noyaux à découvrir reste donc très important. Les interactions effectives jouent un rôle clé dans la prédiction de la position de ces lignes. La drip-line neutron peut varier de manière importante suivant l'interaction effective considérée du fait de la méconnaissance de cette interaction dans des conditions extrêmes d'asymétrie neutron-proton.

Le développement des faisceaux radioactifs depuis vingt ans a permis de découvrir de nouveaux noyaux instables, de connaître leur masse, leur durée de vie, leur spectroscopie . . . Ces propriétés ont été confrontées à celles prédites par les différents modèles décrivant le noyau et ont permis de les contraindre.

Pour les noyaux stables, l'étude des diffusions élastique et inélastique d'électrons permet d'obtenir des informations sur les distributions de densité de charge et la contribution des protons à l'excitation du noyau. Pour les noyaux à courte durée de vie, les diffusions d'électrons ne sont pas possibles. D'autres réactions sont utilisées pour obtenir des informations sur la structure de ces

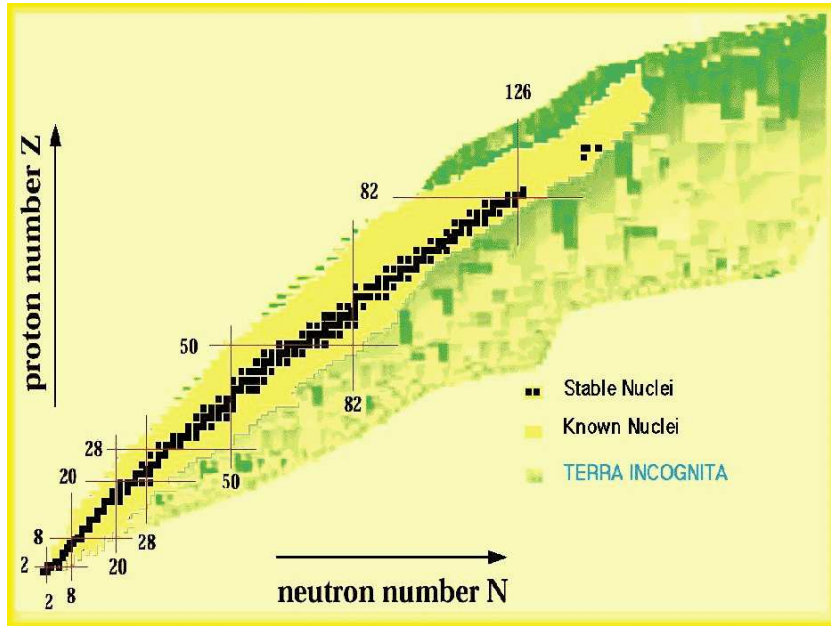


FIG. 1 – Charte des noyaux. Le nombre de neutrons est porté en abscisse, celui des protons en ordonnée

noyaux comme l'excitation coulombienne, les réactions de fusion, les transferts de particules Dans ce travail, on a étudié les distributions de densité de matière et les contributions des neutrons et de protons à l'excitation du noyau par diffusion de protons en cinématique inverse.

Les isotopes pair-pair riches en neutrons de soufre, d'argon et d'oxygène, ainsi que l' ${}^6\text{He}$, ont déjà été étudiés ainsi. Nous nous sommes intéressés aux isotopes de carbone déficitaires en neutrons ${}^{10,11}\text{C}$ car un phénomène particulier pour ces deux noyaux est prédit par un modèle théorique : les distributions de densité de neutrons et de protons auraient des déformations différentes. De manière générale, c'est l'ensemble de la matière nucléaire qui se déforme et les déformations des distributions de densité de neutrons et de protons sont identiques. Dans le cas du ${}^{10}\text{C}$ et du ${}^{11}\text{C}$, un découplage des déformations des densités de neutrons et de protons est attendu.

Dans le chapitre 1, nous allons exposer les motivations de l'étude des noyaux de ${}^{10}\text{C}$ et de ${}^{11}\text{C}$. Nous reviendrons sur les raisons du choix de la diffusion de protons et discuterons des conditions expérimentales de telles réactions.

Nous décrirons, dans le chapitre 2, le dispositif expérimental et les caractéristiques

essentielles des détecteurs utilisés dont *MUST* et *CATS* précédemment évoqués. Le chapitre 3 est dédié au traitement des données effectué pour obtenir les distributions angulaires de diffusions élastiques et inélastiques. L'analyse de telles expériences est complexe du fait de l'utilisation de faisceaux secondaires. Nous exposerons la méthode utilisée pour valider nos mesures. Enfin, nous développerons dans le chapitre 4 le formalisme qui permet d'analyser les diffusions élastiques et inélastiques. Nous comparerons nos données à des calculs réalisés avec des distributions de densité prédites par différents modèles. Nous présenterons les informations que l'on a pu extraire pour ces noyaux : rayons de matière et contributions des protons et des neutrons à l'excitation du noyau.

Chapitre 1

Motivations

Si l'on assimile la matière nucléaire à un fluide, la forme la plus stable pour un noyau est une sphère. Depuis les premières expériences en structure nucléaire, cette forme sphérique a été observée pour de nombreux noyaux, notamment à proximité des nombres magiques du modèle en couches. Lorsque l'on s'éloigne de ces nombres magiques, le noyau peut se déformer pour minimiser son énergie, les formes oblate et prolata (figure 1.1) sont les plus courantes. Pour se stabiliser, le noyau peut aussi se structurer en plusieurs corps comprenant un ou plusieurs nucléons. C'est le cas des noyaux à halos comme par exemple le ^{11}Be et le ^{11}Li avec respectivement un halo d'un et deux neutrons. C'est aussi le cas du ^8Be composé de deux particules α dans son état fondamental. Ces structures particulières sont observées ou prédites dans la chaîne isotopique de carbone : cluster de trois α pour l'état excité 0^+ à 7.65 MeV du ^{12}C et halos d'un neutron pour les isotopes de $^{15,17,19}\text{C}$. Nous avons décidé d'étudier la structure des isotopes déficitaires en neutrons ^{10}C et ^{11}C car des déformations différentes pour les neutrons et les protons sont prévues par un modèle théorique.

Nous allons tout d'abord replacer l'étude de ces noyaux dans le contexte de la chaîne isotopique de carbone. Nous discuterons ensuite de la formation de clusters dans les noyaux. Nous avons choisi d'étudier ces noyaux par diffusions élastique et inélastique sur cible de protons. Nous discuterons des informations que l'on peut extraire de ces réactions, et constaterons quels sont les impératifs expérimentaux pour ce type de réaction.

1.1 Chaîne isotopique de carbone

La chaîne isotopique de carbone s'étend du ^8C (résonance de 230 keV de largeur) du côté déficient en neutrons au ^{22}C (dernier noyau lié, durée

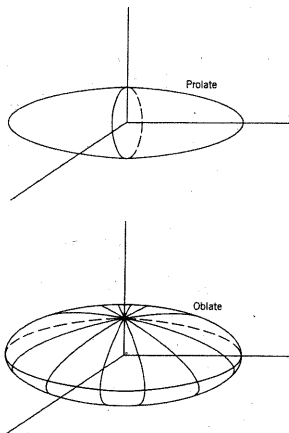


FIG. 1.1 – Déformations oblate et prolate d'un noyau

de vie supérieure à 200 ns) du côté riche en neutrons. Les isotopes stables sont le ^{12}C et le ^{13}C . Avant de s'intéresser aux noyaux déficitaires en neutrons ^{10}C et ^{11}C , on va présenter quelques expériences qui permettent d'étudier la structure des isotopes stables et riches en neutrons.

Pour les isotopes riches en neutrons, plusieurs expériences de cassure d'un neutron ont été réalisées à différentes énergies et avec différentes cibles pour comparer les effets d'origine coulombienne et nucléaire. Dans ces expériences, le noyau incident perd un neutron par interaction avec la cible. En voie de sortie, on peut détecter le neutron et le noyau fils. L'utilisation d'un dispositif de détection de γ permet de déterminer dans quel état d'excitation se situe le noyau fils après la séparation du neutron. On mesure alors la distribution en moment du neutron arraché ou celle du noyau en voie de sortie. En considérant le principe d'incertitude d'Heisenberg, la largeur à mi-hauteur de la distribution en moment du neutron arraché donne la largeur à mi-hauteur de sa distribution spatiale dans le noyau incident. On obtient ainsi une information sur l'extension spatiale et la nature de sa fonction d'onde et l'on peut mettre en évidence l'existence d'un halo de neutron dans ce noyau. Les isotopes de $^{15,17,19}\text{C}$ ont été étudiés par cette méthode auprès de différents accélérateurs (GANIL, MSU, RIKEN, GSI) :

- ^{15}C : Le spin de l'état fondamental est $1/2^+$. Deux expériences différentes ont été réalisées, l'une au GANIL [1, 2] sur cible de carbone, l'autre à MSU [3] sur cibles de béryllium et de tantale. Ces deux expériences sont en accord avec la description de l'état fondamental du ^{15}C comme étant un neutron de valence dans un état $2s_{1/2}$ couplé à un cœur de ^{14}C . Une autre expérience avec détection des γ de décroissance du ^{14}C

- met en évidence une contribution d'un état 1^- du ^{14}C à 6.09 MeV qui serait couplé à un neutron situé sur une couche $2s_{1/2}$ ou $1d_{5/2}$.
- ^{17}C : l'état fondamental du ^{17}C serait un état $3/2^+$ avec un neutron de valence (situé sur un état $1d_{5/2}$) couplé à un cœur de ^{16}C dans un état excité 2^+ à 1.77 MeV . Deux expériences ont été réalisées sur cible de béryllium à MSU [3, 4] et une sur cible de carbone à GANIL [1, 2]. Ces expériences sont en accord avec la description de l'état fondamental du ^{17}C .
 - ^{19}C : le spin de l'état fondamental est $1/2^+$. Plusieurs expériences sont en accord avec un neutron situé sur la couche $2s_{1/2}$ couplé à un cœur de ^{18}C . Au GANIL [5, 6], l'expérience a été réalisée sur cible de tantale, à MSU sur cible de béryllium et de tantale [3, 4, 6, 7], à RIKEN sur cible de plomb et de carbone [8] et à GSI sur cible de carbone [9].

Ces expériences de break-up d'un neutron sont parfaitement adaptées pour l'étude des noyaux riches en neutrons car les sections efficaces de séparation d'un neutron sont très grandes. Elles ont été réalisées pour des noyaux avec un nombre impair de neutrons. L'analyse de ces expériences et l'interprétation des résultats sont assez délicates. En effet, ces noyaux ne sont produits qu'avec une faible intensité, les barres d'erreurs sont donc importantes et les configurations des états fondamentaux ne sont pas forcément pures comme dans le cas du ^{15}C . D'autres réactions, comme le transfert d'un neutron, par exemple : $^{18}\text{C}(d, p)^{19}\text{C}$, permettent d'obtenir des informations sur la couche occupée par le nucléon transféré. Toutefois, ces expériences, comme les diffusions élastique et inélastique, nécessitent un temps de faisceau beaucoup plus important car il faut mesurer une distribution angulaire avec une bonne résolution en angle.

Si l'on se rapproche des isotopes stables, les intensités de faisceau sont beaucoup plus importantes. Il est possible de faire des cibles de $^{12,13,14}\text{C}$, on peut donc les étudier par diffusion d'électrons.

Le ^{12}C a une déformation oblate dans son état fondamental. Plusieurs expériences de fragmentations ont pu mettre en évidence la formation de particules α dans ce noyau. Ainsi, G. Igo et al. [10] ont signé la formation de particules α à la surface du ^{12}C avec une réaction $(\alpha, 2\alpha)$ à 915 MeV d'énergie incidente, ce qui avait déjà été évoqué lors de l'étude de réactions (p, α) [11]. Cette formation de clusters dans le noyau de ^{12}C était déjà prédite par différents modèles théoriques [12] au vu de la structure de son spectre en énergie d'excitation. Plus récemment, des expériences de fragmentation du ^{12}C ont été réalisées et montrent une fragmentation en trois α importante entre 7 et 15 MeV d'énergie d'excitation, en accord avec les prédictions de formation de clusters α au dessus de l'état 0^+ à 7.65 MeV . Le rapport d'embranchement

de la décroissance en trois α de l'état 0^+ à 7.65 MeV est inférieur à 4% [13]. Ce rapport d'embranchement est important pour l'étude de la formation du ^{12}C dans la nucléosynthèse stellaire.

1.1.1 Noyaux déficients en neutrons ^{10}C et ^{11}C

Ces noyaux ont une durée de vie relativement courte (19 s pour le ^{10}C et 20 min pour le ^{11}C) et leurs spectroscopies ont été réalisées grâce à des expériences de transfert de particules (annexe 1). Leur défaut de masse est connu (15.70 MeV et 10.65 MeV respectivement) ainsi que leur seuil de séparation neutron et proton (21.29 MeV et 4.01 MeV pour le ^{10}C et 13.12 MeV et 8.70 MeV pour le ^{11}C). Des valeurs de rayon carré moyen de neutrons ($2.10 \pm 0.06 \text{ fm}$) et de protons ($2.13 \pm 0.06 \text{ fm}$) pour le ^{11}C ont été déduites de sections efficaces d'interaction à 730 A.MeV sur cibles de béryllium, de carbone et d'aluminium à Berkeley [14]. La valeur du B(E2) du ^{10}C du fondamental au premier état 2^+ à 3.35 MeV a été mesurée par *Doppler Shift* et vaut $62 \pm 10 e^2 \text{ fm}^4$ [15].

Le modèle de Dynamique Moléculaire Antisymétrisée (AMD) a permis l'étude de la structure des noyaux de ^{10}C et de ^{11}C [16]. AMD a été développé initialement pour l'étude des réactions d'ions lourds, les auteurs se sont ensuite intéressés à la structure des noyaux exotiques légers [17]. Ce modèle, qui sera décrit par la suite, prévoit des déformations différentes des distributions de neutrons et de protons pour le ^{10}C et le ^{11}C : une déformation oblate des distributions de protons pour les deux noyaux mais une déformation triaxiale pour la distribution des neutrons du ^{11}C et prolata pour celle du ^{10}C . Le ^{10}C est décrit comme un cluster de deux α avec deux protons en orbite.

La figure 1.2 permet de visualiser la formation de clusters. Les probabilités de présence des nucléons dans un calcul en trois dimensions sont projetées dans le plan de symétrie du noyau. Plus la teinte est foncée, plus la probabilité de présence est importante et plus la densité est grande. La première colonne représente la densité de matière, la deuxième celle de protons et la troisième celle de neutrons. On voit ainsi sur ces représentations que les probabilités de présence sont très structurées.

Ce sont ces prédictions de déformation et la possibilité de formation de clusters dans ces noyaux de carbone déficients en neutrons qui nous ont poussés à étudier ces noyaux. On a vu précédemment que les expériences de break-up d'un nucléon permettent d'obtenir des informations sur la couche occupée par le nucléon arraché mais pas sur la structure globale du noyau. Pour cela, les expériences de diffusion sont beaucoup plus pertinentes et nous

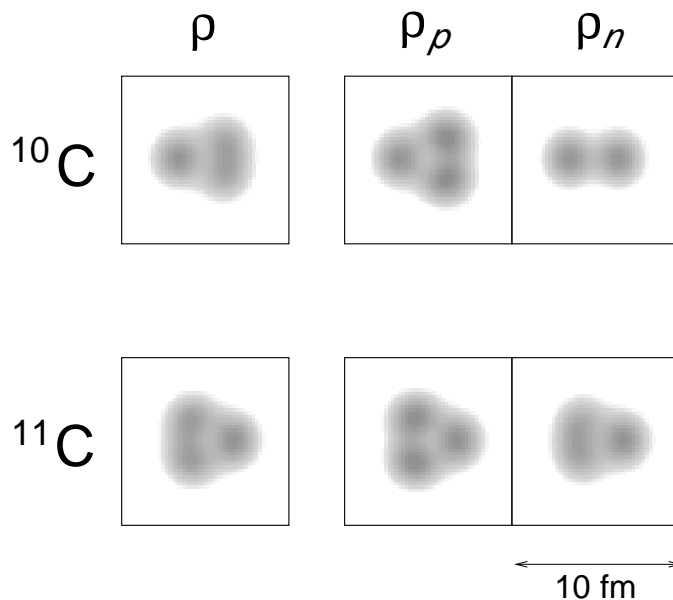


FIG. 1.2 – Projection de la probabilité de présence des neutrons et des protons dans le plan défini par le centre des particules α formées. (Y. Kanada-En'yo)

avons étudié ces noyaux par diffusion sur une cible de protons. Avant de voir les informations que l'on pourra retirer de ces diffusions, on va discuter de la formation de clusters dans les noyaux.

1.2 Formation de clusters dans les noyaux

Dans l'image «classique» du noyau, les nucléons sont disposés sur des couches suivant le principe de Pauli. La séquence de ces couches est définie par la résolution de l'équation de Schrödinger avec un potentiel de Woods-Saxon plus un terme de spin-orbite. Lorsque l'on s'éloigne de la vallée de stabilité ou à haute énergie d'excitation, l'ordre de remplissage des couches peut être modifié et des corrélations particulières entre les nucléons permettent de stabiliser l'ensemble des nucléons. Ceci peut conduire à la formation de clusters.

La particule α a tout de suite été évoquée pour être la brique élémentaire dans la formation de clusters dans un noyau. Dans les années 50, les noyaux tels que ^8Be , ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne et ^{24}Mg ont été modélisés comme des clusters d' α [?]. Pour l' ^{16}O , les états excités 0^+ et 2^+ (à 6.05 et 6.92 MeV) étaient représentés comme un ensemble de 4 α en ligne [12]. Mais d'autres modèles

prédisaient une structure en pyramide, en carré ou en losange pour l' ^{16}O suivant son énergie d'excitation [18]. Morinaga [12] a suggéré de plus la formation d'une chaîne linéaire de trois α pour l'état excité 0^+ à 7.66 MeV du ^{12}C .

En 1968, K. Ikeda [19] a construit un diagramme basé sur les défauts de masse des particules. L'idée est qu'il y a formation de clusters dans le noyau à proximité de seuil de décroissance du noyau en fragments, les fragments étant des multiples en masse et en charge d'une particule α . Si l'on prend comme exemple le ^{12}C , son défaut de masse est nul, comme le défaut de masse d'un α est de 2.425 MeV , il faut $3 \times 2.425 = 7.275\text{ MeV}$ d'excitation du ^{12}C pour que sa décroissance en trois α soit possible. Ikeda suggère qu'il y ait formation d'un cluster d' α dans le ^{12}C pour une énergie d'excitation proche de 7.27 MeV . La règle de Von Oertzen-Ikeda a ainsi été établie : *des structures moléculaires covalentes liées apparaissent dans les noyaux riches en neutrons pour une énergie d'excitation proche du seuil de fragmentation en α , en neutrons et autres clusters* [20]. Le diagramme d'Ikeda est présenté sur la figure 1.3.

Un certain nombre de ces prédictions sont en accord avec des observations expérimentales, notamment pour la formation d'une chaîne d' α dans le ^{12}C à haute énergie d'excitation [13] et la structure du ^8Be en deux particules α .

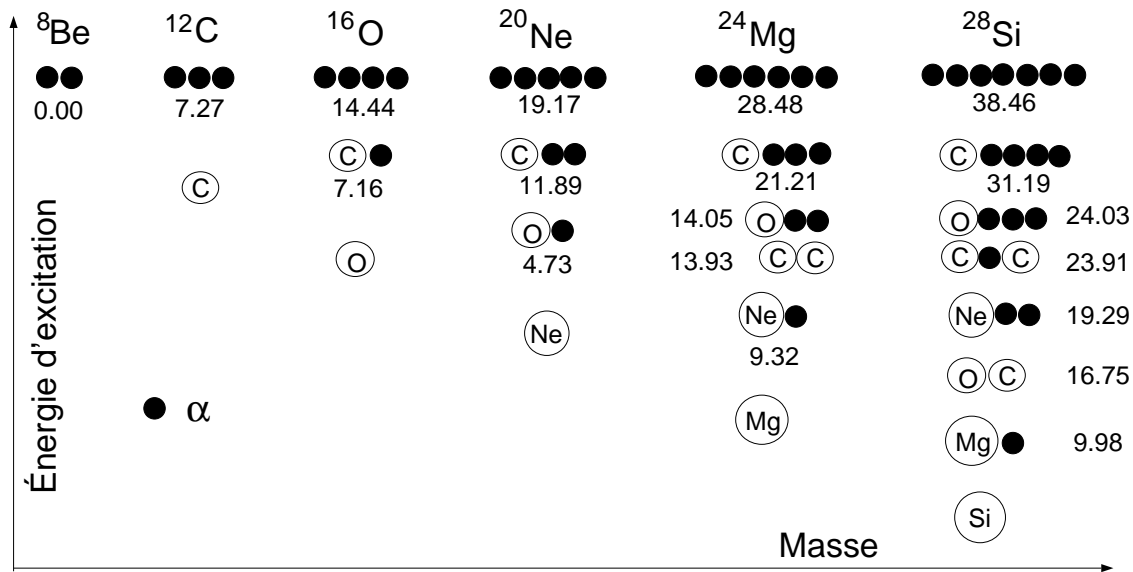


FIG. 1.3 – diagramme d'Ikeda [19]. Énergies d'excitation pour la formation de clusters dans les noyaux de ^8Be , ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg et ^{28}Si

1.2.1 Observation expérimentale des clusters

La corrélation entre les nucléons qui forment un cluster peut être mise en évidence par des réactions à haute énergie. La particule incidente entre en collision avec un cluster du noyau et l'en expulse. Plus l'énergie de la réaction est importante et moins le processus est influencé par le reste du noyau. L'interaction peut alors être décrite comme la collision libre entre la particule incidente et le cluster [21].

On a cité précédemment la mise en évidence de particules α à la surface du ^{12}C avec les expériences (p, α) [11] et $(\alpha, 2\alpha)$ [10]. L'observation de résonances dans la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [22] en dessous de la barrière coulombienne du système a été interprétée comme la formation d'une sorte de dinoyau ou molécule de ^{24}Mg [23]. Des résonances similaires ont été observées dans les réactions de diffusions élastique et inélastique $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ [24] et $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ [25, 26] pour lesquelles les noyaux sont des *multiples* de particules α .

Une autre méthode plus récente pour l'observation de clusters est la Spectroscopie de Particules Résonantes (RPS), l'idée étant d'étudier la décroissance en ions lourds d'un noyau excité.

Par exemple, avec la réaction $^{12}\text{C}(^{24}\text{Mg}, ^{24}\text{Mg}^*)^{12}\text{C}$, on étudie la décroissance du $^{24}\text{Mg}^*$ au dessus du seuil de décroissance $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [27]. Le spectre de la figure 1.4 présente la somme des énergies cinétiques des particules en voie de sortie dont deux au moins sont des ^{12}C . Le premier pic noté Q_{ggg} correspond à trois ^{12}C dans leur état fondamental et les pics discrets qui suivent correspondent aux excitations de l'un ou plusieurs de ces ^{12}C . La grosse structure est associée à des réactions où quatre particules ou plus sont détectées comme dans le cas de la réaction $^{12}\text{C}(^{24}\text{Mg}, ^{20}\text{Ne}^* + \alpha)^{12}\text{C}$ avec la décroissance du ^{20}Ne en $^{12}\text{C} + ^8\text{Be}$. En reconstruisant le spectre en énergie d'excitation du ^{24}Mg (dans le cas de sa décroissance en deux ^{12}C), on observe des structures fines qui sont analysées comme une bande rotationnelle associée à un noyau hyperdéformé. Cette hyperdéformation est en accord avec différents modèles qui prédisent que les états du ^{24}Mg qui fissionnent de manière symétrique sont associés à un second minimum dans le potentiel d'énergie de surface du ^{24}Mg avec une densité de niveaux excités faible [27, 28].

Une expérience de fragmentation du ^{12}Be réalisée au GANIL [29] met en évidence la formation d'un cluster $^6\text{He} + ^6\text{He}$ dans ce noyau. Le spectre en énergie d'excitation du ^{12}Be avec décroissance en deux ^6He correspond à une bande rotationnelle dont le premier état serait situé à 10.8 MeV . Cette énergie est proche du seuil de décroissance en deux ^6He du ^{12}Be et se trouve en accord avec les prédictions d'Ikeda (figure 1.3). Le ^{12}Be serait alors une molécule $\alpha + 4n + \alpha$.

Cette vision moléculaire des noyaux s'applique aussi au ^9Be . Comme pour la

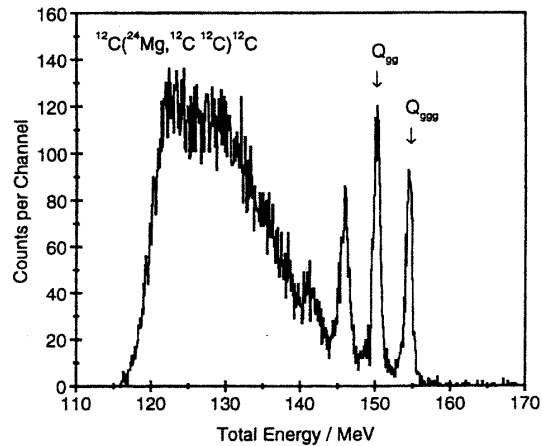


FIG. 1.4 – Somme des énergies cinétiques des particules en voies de sortie pour la réactions $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ [27, 28]

molécule H_2^+ où l'électron assure la cohésion de la molécule, c'est le neutron de valence qui stabilise le ^9Be . Les états excités de ce noyau peuvent alors être décrits comme des bandes rotationnelles de cette «molécule» [30, 31]. Les isotopes de carbone riches en neutrons sont aussi étudiés par cette approche de formation de molécule. Ainsi, le ^{13}C peut être décrit comme un cluster $^9\text{Be} + \alpha$ au dessus de 10.65 MeV qui assure une stabilité au noyau [31]. Cette hypothèse est en accord avec l'observation de la décroissance par émission de γ d'un état du ^{13}C à 11.08 MeV [31]. Les isotopes de $^{14,15,16}\text{C}$ dans des états excités au-delà de 15 MeV sont décrits comme des clusters avec la formation d'un ^{10}Be . L'étude de la décroissance γ de ces états de haute énergie d'excitation pourrait permettre de valider ces hypothèses.

1.2.2 Approche théorique des clusters

Différents modèles théoriques permettent de reproduire les propriétés des noyaux à clusters, comme :

- Le Modèle de coordonnées génératrices (GCM) qui décrit l' ^{16}O [32] comme un cluster de quatre α dont trois forment un ^{12}C (disposés sur les sommets d'un triangle équilatéral). En jouant sur la taille du triangle équilatéral, ce modèle permet de reproduire la séquence des états excités de l' ^{16}O ainsi que son rayon carré moyen.
- Le modèle de cluster Bloch-Brink qui décompose le noyau en particules

α . Les fonctions d'onde de ces particules α sont les solutions $1s$ d'un oscillateur harmonique :

$$\phi_i(\vec{r}) = \sqrt{\frac{1}{b^3\pi^{3/2}}} \exp \left[-(\vec{r} - \vec{R}_i)^2 / (2b^2) \right] \quad (1.1)$$

où \vec{R}_i est la position de la i^{eme} particule α par rapport au barycentre des particules α . C'est le paramètre b qui joue un rôle clé sur la taille du cluster. La nature de l'interaction nucléon-nucléon considérée joue alors un rôle très important dans les calculs de l'énergie de liaison. [33]

- Le modèle Monte Carlo quantique permet de prédire la formation de deux α dans le noyau de 8Be dans son état fondamental. Le potentiel d'interaction considéré est un potentiel nucléon-nucléon libre déduit de mesures de diffusion proton-proton et neutron-proton. L'hamiltonien contient un terme d'énergie cinétique, un terme d'interaction à deux corps et un terme d'interaction à trois corps [34, 35]. Les états du noyau sont obtenus par une méthode variationnelle sur l'hamiltonien du noyau. Cela nécessite une importante puissance de calcul et pour l'instant seuls les noyaux jusqu'à $A = 8$ ont pu être étudiés. Les positions des états excités des noyaux sont relativement bien reproduites et récemment, une nouvelle interaction a permis de reproduire le fait que 6He et 8He sont liés par rapport à $\alpha + n + n$ et ${}^6He + n + n$ [36].

Les deux premiers modèles présupposent la formation de clusters dans les noyaux étudiés. On va maintenant décrire le modèle AMD évoqué précédemment. Ce modèle prévoit des déformations différentes pour les distributions de neutrons et de protons dans les noyaux de ${}^{10}C$ et de ${}^{11}C$.

AMD

AMD (Antisymmetrized Molecular Dynamics) a été développé pour l'étude des réactions d'ions lourds. Les auteurs se sont intéressés à la structure des noyaux exotiques légers et en particulier aux chaînes isotopiques de lithium [37], de béryllium [37], de bore [38] et de carbone [16, 39, 40]. Le formalisme de ce modèle est développé dans l'annexe 2.

Les calculs des 7Li et 8Be prévoient la formation de clusters dans ces noyaux (respectivement $\alpha - t$ et $\alpha - \alpha$) sans présupposer leur existence. Les énergies de liaison et les énergies des états excités de ces noyaux sont en bon accord avec les mesures expérimentales.

Toutefois, comme dans le cas du modèle de Brink-Bloch, les résultats dépendent assez fortement de l'interaction nucléon-nucléon utilisée dans l'hamiltonien du noyau. L'interaction à trois corps considérée par AMD est très simple car il s'agit d'un terme de contact. Dans une approche plus réaliste, il faudrait

prendre en compte cette interaction à trois corps. A. Csóto et al. [45] ainsi que K. Arai et al. [46] ont montré l'importance de la composante $t + t$ pour le calcul de l'énergie de liaison de ${}^6\text{He}$. L'interaction à trois corps est donc importante à prendre en compte pour l'étude de la structure des noyaux. D'autre part, l'interaction spin-orbite joue un rôle important dans la description des clusters. D. Baye a montré que l'apparition de clusters et de halos avec les calculs AMD n'était possible qu'avec un terme de spin-orbite faible dans l'interaction effective nucléon-nucléon considérée [47].

Chaîne isotopique de carbone Le modèle AMD permet d'analyser la réaction de fragmentation du ${}^{12}\text{C}$ dans les réactions $p + {}^{12}\text{C}$, $\alpha + {}^{12}\text{C}$ et ${}^{14}\text{N} + {}^{12}\text{C}$ en montrant que cette fragmentation dépend du projectile utilisé et de l'énergie de la réaction [40].

Le calcul des densités de neutrons et de protons de la chaîne isotopique de carbone par AMD a conclu à une déformation oblate des distributions de protons et à une variation très rapide de la déformation des distributions de neutrons avec le nombre croissant de neutrons [16]. Les déformations des distributions de neutrons et de protons des isotopes de carbone sont présentées sur la figure 1.5. β est le paramètre de la déformation, 0 correspond à une déformation nulle (noyau sphérique) et plus β est grand plus la déformation est importante. γ donne le type de la déformation, il correspond à un angle entre 0° et 60° dans ce cas avec une déformation prolate pour γ nul et une déformation oblate pour γ égal à 60° . Les chiffres représentent les nombres de neutrons des isotopes.

Si l'on s'intéresse plus particulièrement aux isotopes déficitaires en neutrons,

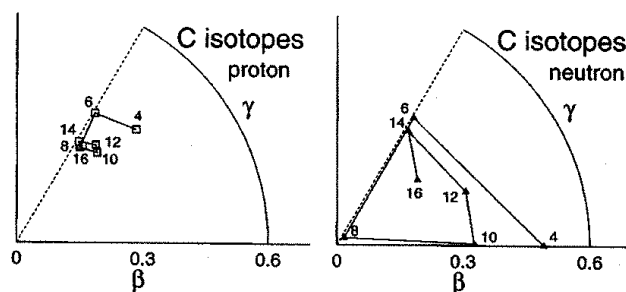


FIG. 1.5 – Déformations des distributions de neutrons et de protons pour les isotopes de carbone pair-pair prédites par AMD [16]

des déformations différentes des distributions en protons et en neutrons sont prévues pour le ${}^{10}\text{C}$ et le ${}^{11}\text{C}$: les deux distributions de protons seraient

oblates tandis que la distribution de neutrons serait prolatae dans le cas du ^{10}C et triaxiale dans celui du ^{11}C (figure 1.6).

Kanada-En'yo et *al.* s'appuient sur la symétrie miroir (ou symétrie d'isos-

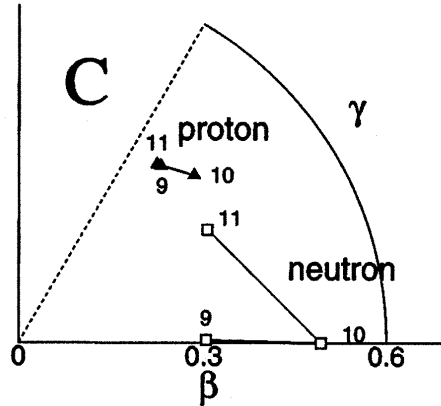


FIG. 1.6 – Déformations des distributions de neutrons et de protons pour les isotopes de carbone déficients en neutrons prédites par AMD [16]

pin) pour valider ces prédictions sur ^{10}C et ^{11}C : les propriétés des protons d'un noyau sont les mêmes que celles des neutrons de son noyau miroir et inversement. Le noyau miroir du ^{10}C est le ^{10}Be et le ^{11}B est celui du ^{11}C . On applique la symétrie miroir à deux propriétés différentes dans le cas du ^{11}C et du ^{10}C [16] :

- Pour le ^{11}C , on considère le rapport des moments quadrupolaires électriques intrinsèques Q_0 du ^{11}C et du ^{11}B . Q_0 est défini par :

$$Q_0 = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{3}{4\pi} Z e \beta_p \cos \gamma_p R_c^2 \quad (1.2)$$

où Z est le nombre de protons du noyau, e la charge de l'électron, β et γ sont les paramètres de déformation, les indices n et p désignant les neutrons et les protons et R_c son rayon de charge. Si l'on considère la symétrie miroir, on a :

$$[\beta_p \cos \gamma_p]({}^{11}\text{B}) = [\beta_n \cos \gamma_n]({}^{11}\text{C})$$

et le rapport des moments quadrupolaires s'écrit :

$$\frac{Q({}^{11}\text{C})}{Q({}^{11}\text{B})} = \left(\frac{Z = 6}{Z = 5} \right) \times \left(\frac{[\beta_p \cos \gamma_p]({}^{11}\text{C})}{[\beta_n \cos \gamma_n]({}^{11}\text{C})} \right) \times \left(\frac{R_c({}^{11}\text{C})}{R_c({}^{11}\text{B})} \right)^2 \quad (1.3)$$

Les valeurs expérimentales sont respectivement 34.26 e.mb et $40.65 \pm 0.26 \text{ e.mb}$ pour le ^{11}C et pour le ^{11}B [48], le rapport vaut donc 0.84. Le premier terme de l'équation 1.3 est supérieur à 1 et l'auteur [16] suppose que le troisième est lui aussi supérieur à 1 car le rayon de charge a plutôt tendance à augmenter avec le nombre de protons. Le deuxième terme doit alors être inférieur à 1 pour vérifier le rapport expérimental et donc les déformations des distributions de neutrons et de protons doivent être différentes.

- Pour le ^{10}C , on effectue un raisonnement similaire avec le rapport des forces de transition quadrupolaire électrique $B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)$. Cette quantité peut être reliée à la déformation quadrupolaire du noyau :

$$B(E2) = \beta_c^2 \left(\frac{3ZR_c^2 e}{4\pi} \right)^2$$

où Z est la charge du noyau, β_c sa déformation quadrupolaire et R_c son rayon de charge. En supposant la symétrie miroir le rapport devient :

$$\frac{B(E2, ^{10}\text{C})}{B(E2, ^{10}\text{Be})} = \left(\frac{Z=6}{Z=5} \right)^2 \times \left(\frac{[\beta_p \cos \gamma_p](^{10}\text{C})}{[\beta_n \cos \gamma_n](^{10}\text{C})} \right)^2 \times \left(\frac{R_c(^{10}\text{C})}{R_c(^{10}\text{Be})} \right)^4 \quad (1.4)$$

Les valeurs expérimentales sont $12.3 \pm 2.0 \text{ e}^2 \text{fm}^4$ pour le ^{10}C et $10.5 \pm 1.0 \text{ e}^2 \text{fm}^4$ pour le ^{10}Be [15]. Le premier terme est supérieur à 1 et comme dans le cas du ^{11}C , le troisième terme est supposé plus grand que 1. Cela implique une déformation différente des distributions de neutrons et de protons dans le ^{10}C .

On peut discuter la validité de ces calculs (équations 1.3 et 1.4). En effet, ces calculs supposent que la symétrie miroir est applicable pour des noyaux aussi légers. L'interaction coulombienne qui ne concerne que les protons du noyau brise la symétrie d'isospin. Pour des noyaux stables où l'isospin est petit, cette symétrie est tout de même valide car la variation du nombre de protons par rapport au nombre de nucléons est faible. Pour les noyaux légers exotiques avec un isospin important, la variation du nombre de protons est importante par rapport au nombre de nucléons et la symétrie d'isospin pourrait être brisée. Daito et al. [49] remettent en cause l'application de cette symétrie dans le cas du ^{10}Be et du ^{10}C du fait d'un état dans le ^{10}Be à $\sim 9 \text{ MeV}$ qui n'est pas observé dans le ^{10}C .

Le rayon carré moyen de charge du ^{10}C est considéré comme plus grand que celui du ^{10}Be alors qu'aucune mesure n'a été effectuée. De même, pour le ^{11}C , la valeur déduite des mesures de section efficace d'interaction est $2.28 \pm 0.06 \text{ fm}$ [14] alors que celle du ^{11}B est supérieure à 2.35 fm [50]. Ces deux points remettent en cause les deux démonstrations précédentes

développées par l'auteur [16] pour appuyer ses prédictions de déformations différentes pour les distributions de neutrons et de protons des noyaux de ^{10}C et ^{11}C .

1.3 Sonder la taille et la forme des noyaux

La première mesure de la taille d'un noyau a été réalisée par Rutherford en 1911 par diffusion de particules α sur des noyaux d'or. L'énergie de la particule incidente détermine la taille de la structure qui peut être sondée. Dans cette expérience, les particules α n'avaient que 5 MeV d'énergie cinétique et Rutherford a pu mettre en évidence que la taille de ces noyaux d'or est inférieure à $5 \cdot 10^{-12}\text{cm}$.

Depuis, de nombreuses expériences de diffusions ont été réalisées et l'une des sondes privilégiées est l'électron. En utilisant des électrons rapides (de l'ordre de 100 MeV), on peut via l'interaction coulombienne sonder la distribution de charges dans le noyau [51]. On obtient alors des informations sur la distribution des protons dans le noyau en déconvoluant la distribution de charge du noyau de celle du proton ($\langle r_p^2 \rangle_{ch} \approx 0.76\text{ fm}^2$). Le rayon de la densité de protons est donné par la formule :

$$\langle r^2 \rangle_p \approx \langle r^2 \rangle_{ch} - 0.76 + 0.11 \frac{N}{Z}$$

en prenant en compte le rayon de charge du proton [52].

Pour des noyaux de masses inférieures à 40 avec $N = Z$, les rayons de protons et de neutrons sont approximativement égaux. Par contre pour les noyaux avec $N > Z$, le rayon de neutrons est légèrement plus grand [53].

Une des formes de distribution les plus utilisées est la densité de Fermi :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-c)/4a_0}} \quad (1.5)$$

À petit rayon, la densité du noyau est presque constante et égale à ρ_0 . Le paramètre c est le rayon auquel la densité du noyau est divisé par deux et le paramètre $4a_0$ est la diffusivité définie comme étant la distance sur laquelle la densité du noyau passe de 90% à 10% de sa valeur centrale.

La plupart des noyaux à durée de vie longue ont été étudiés par diffusion d'électrons. Leurs densités de charge sont bien connues (paramétrisation globale, développement en série).

Pour les noyaux instables à courte durée de vie, il est impossible d'en faire des cibles et donc de les étudier par diffusion d'électrons. La solution est d'utiliser des hadrons pour sonder le noyau. L'interaction forte mise en jeu

dans ce cas permet d'être sensible aux protons et aux neutrons du noyau. Diverses sondes peuvent être utilisées, parmi lesquelles :

- les pions : ils interagissent fortement avec la matière nucléaire et ceux qui pénètrent dans le noyau sont absorbés. Comme les sections efficaces de diffusion élastique $\pi - n$ et $\pi - p$ sont différentes, les diffusions de π^+ et de π^- donnent des informations sur le nombre relatif de protons et de neutrons à la surface du noyau [21].
- les particules α . Cette méthode possède un grand avantage du fait que l' α est une particule sans spin mais il faut tenir compte de sa structure pour l'analyse des diffusions.
- les protons. Son principal avantage vient du fait qu'à notre énergie de réaction (quelques dizaines de MeV par nucléons), le proton n'a pas de structure. C'est la sonde que l'on a utilisée.

1.3.1 Réactions proton-noyau

Pour une énergie disponible dans le référentiel du centre de masse inférieure à la barrière coulombienne, le proton et le noyau n'interagissent que via l'interaction coulombienne. La diffusion est élastique et la distribution angulaire du proton diffusé est définie par la formule de Rutherford.

Si l'énergie est juste un peu plus importante que la barrière coulombienne, le proton peut également être diffusé élastiquement ou il peut être absorbé. Le noyau composé formé peut après un certain temps (10^{-16} secondes) émettre un proton ayant les mêmes caractéristiques cinématiques que lors de la diffusion élastique. Ce phénomène de diffusion élastique composé disparaît lorsque l'énergie du système augmente. Il contribue toutefois à la diffusion élastique car en voie de sortie il ne diffère en rien de la diffusion élastique directe [21]. Si l'énergie augmente encore, ce processus diminue et de nouvelles réactions apparaissent : diffusion inélastique (p, p'), pick-up (p, d), échange de charge (p, n) ... Toutefois la formation du noyau composé subsiste et on peut alors opposer les réactions directes aux réactions de noyau composé (fusion).

Les réactions de noyau composé sont caractérisées par l'absorption de la particule incidente par le noyau cible. Le noyau composé est excité et l'énergie est répartie sur l'ensemble des nucléons du système. Ce noyau peut alors décroître par fission ou par évaporation de particules légères. Le recouvrement des fonctions d'onde d'entrée et de sortie est faible [54].

Dans le cas des réactions directes à plus grande énergie de réaction, le système projectile+cible passe directement de l'état initial à l'état final. Cela a été mis en évidence par l'étude de réactions (d, p) à basse énergie. Expérimentalement, la réaction (d, p) est plus fréquente que la réaction (d, n). Dans le cas de la formation d'un noyau composé, les fréquences de deux

réactions sont inversées. En effet dans ce cas, du fait de l'absence de barrière coulombienne la séparation d'un neutron est plus probable que la séparation d'un proton. En fait, comme le deuton est faiblement lié, le proton est séparé du neutron par interaction coulombienne à l'approche du noyau cible et le neutron est absorbé par le noyau [55].

Pour ces réactions directes, le projectile interagit avec un petit nombre de nucléons du noyau cible. Le temps caractéristique de ces réactions est de l'ordre de $10^{-22}s$ (temps de passage de la particule incidente dans le noyau cible). Ce temps est très court devant celui de la formation du noyau composé et de la répartition de l'énergie sur l'ensemble des nucléons ($10^{-16}s$). La section efficace de la réaction dépend du recouvrement entre les fonctions d'ondes initiale et finale du système. On obtient donc des informations sur la relation entre ces deux états nucléaires [55].

Les réactions directes transfèrent peu d'énergie et l'on sonde essentiellement les états de basse énergie des noyaux. La diffusion élastique donne une information sur la taille du noyau cible, la diffusion inélastique permet d'exciter ses premiers états collectifs et le transfert de nucléons donne des informations sur sa structure en couches. . . Ces réactions directes sont donc des sondes privilégiées pour l'étude de la structure des noyaux.

1.3.2 Diffusion élastique proton-noyau

Le noyau de ^{12}C a pu être étudié par diffusion d'électrons et ses rayons de matière, de protons et de neutrons sont de $2.3 fm$. On va voir que via la diffusion de protons, on va obtenir des informations sur ces rayons.

La diffusion de protons qui via l'interaction forte est sensible à la présence des protons et des neutrons dans le noyau va nous fournir des informations sur la densité et le rayon de matière dans le noyau. La figure 1.7 présente des calculs de section efficace de diffusion élastique $^{10}C + p$ à $45.3 A.MeV$ avec deux formes différentes de densité. Les calculs sont effectués avec le potentiel microscopique complexe d'interaction nucléon-noyau JLM [56, 57, 58]. JLM est basé sur des calculs de matière nucléaire infinie et sur l'approximation locale de densité. Ce potentiel ne dépend que de l'énergie de la réaction et de la densité du noyau étudié. On reviendra sur ces calculs dans le chapitre 4. Les densités considérées sont d'une part une densité gaussienne et d'autre part une densité de Fermi (équation 1.5) avec les mêmes rayons quadratiques moyens de neutrons et de protons. Les densités de Fermi sont celles généralement déduites des diffusions d'électrons et on a choisi une densité gaussienne car elle est facile à paramétrer. Une très légère différence dans les distributions angulaires apparaît entre 40 et 60° dans le référentiel du centre

de masse mais il faut effectuer des mesures au-delà de 60° pour différencier fortement les deux formes de densité à partir de la diffusion élastique. Les deux types de densité (gaussienne et Fermi) sont très différentes à petits rayons (entre 0 et 2 fm) mais aussi à grands rayons (au-delà de 5 fm).

Sur la figure 1.8, on teste l'influence de la différence de densité à grand rayon sur la distribution angulaire. Les deux densités diffèrent par une queue au-delà de 4.5 fm . Les deux distributions angulaires étant indistinguables, on sonde donc essentiellement la différence de densité à petit rayon (jusqu'à 4.5 fm). Cette différence se manifeste surtout au-delà de 60° comme on peut le noter sur la figure 1.7.

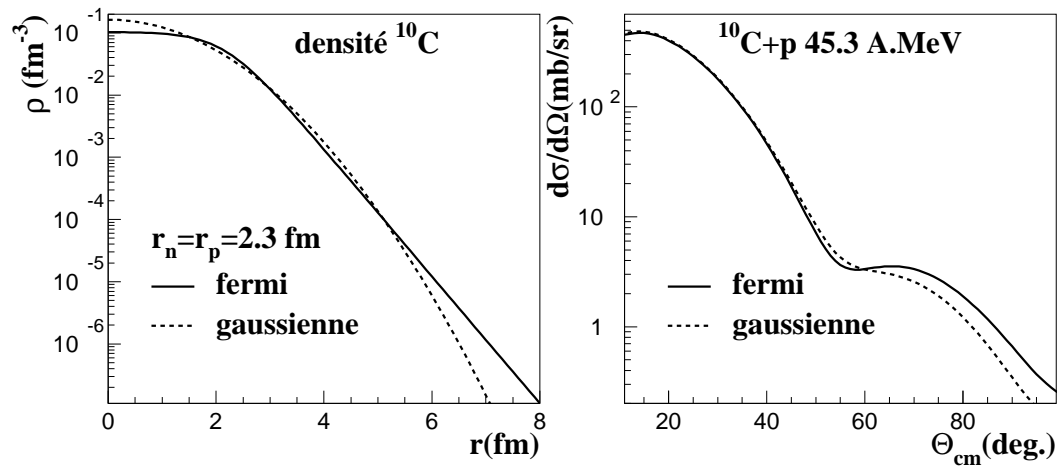


FIG. 1.7 – Influence de la forme des densités de neutrons et de protons sur la distribution angulaire de section efficace $^{10}\text{C} + p$ à 45.3 A.MeV calculée avec le potentiel JLM

En partant d'un rayon de matière de 2.3 fm (rayon du ^{12}C), on étudie l'influence des rayons de matière sur la distribution angulaire de section efficace. On considère des gaussiennes pour les densités radiales de neutrons et de protons de rayon quadratique moyen 2.3 et 2.45 fm . On note sur la figure 1.9 que le rayon quadratique moyen influence la distribution angulaire essentiellement entre 25° et 60° dans le référentiel du centre de masse. On a pris pour ces calculs des rayons de neutrons et de protons égaux, mais rien

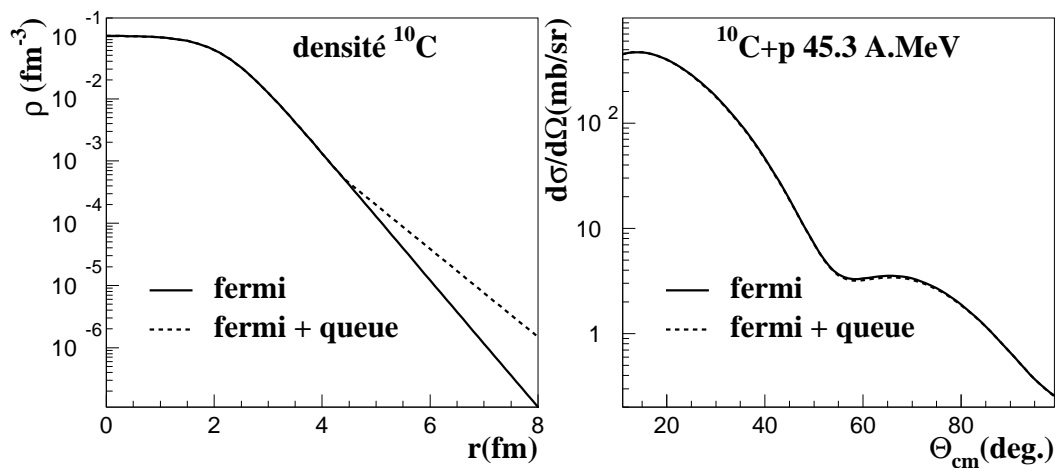


FIG. 1.8 – Influence de la différence de densité à grand rayon sur la distribution angulaire de section efficace $^{10}\text{C} + p$ à 45.3 A.MeV calculée avec le potentiel JLM

ne permet de dire que ces rayons soient égaux pour les noyaux de ^{10}C et de ^{11}C .

En considérant un rayon de matière de 2.45 fm , on teste l'influence de la différence entre les rayons carrés moyens de neutrons et de protons sur la distribution angulaire (figure 1.10). La différence entre les deux courbes est infime et il n'est pas possible d'obtenir des informations sur les différences de rayons de neutrons et de protons pour une même forme de densité à partir de la diffusion élastique sur un proton. La sonde n'est pas adaptée à ce type d'étude.

En résumé, l'étude de la diffusion élastique proton-noyau doit nous fournir une information forte sur le rayon moyen de matière du noyau étudié. Il est possible de différencier deux formes de distribution de densité si nous parvenons à mesurer des distributions angulaires au delà de 60° dans le référentiel du centre de masse pour la réaction $^{10}\text{C} + p$ à 45.3 A.MeV . Il n'est ici pas question avec la sonde que nous avons de mettre en évidence une différence de rayon quadratique moyen pour les distributions de neutrons et de protons du noyau.

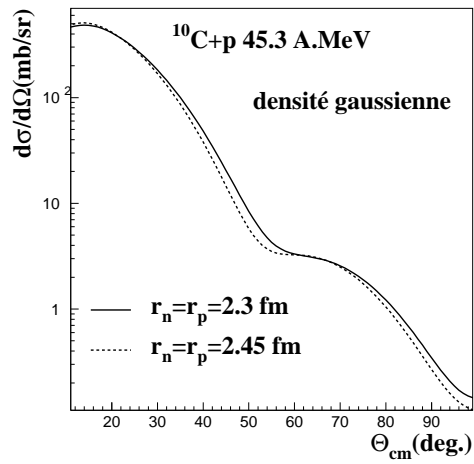


FIG. 1.9 – Influence du rayon carré moyen de la densité de matière sur la distribution angulaire avec le potentiel JLM

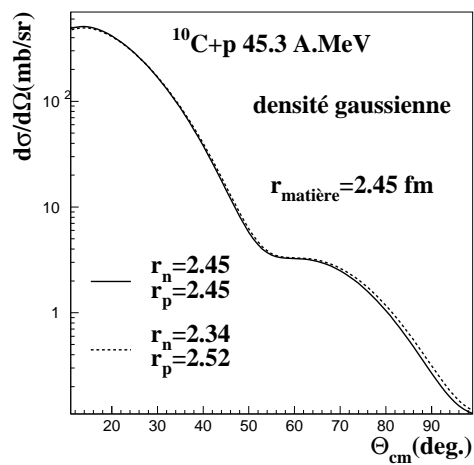


FIG. 1.10 – Influence de la différence des rayons carré moyen neutrons et protons sur la distribution angulaire avec le potentiel JLM

1.3.3 Diffusion inélastique

Lors de la diffusion inélastique, la particule incidente interagit avec le noyau cible et lui cède une partie de son énergie cinétique pour qu'il atteigne un état excité.

Les deux interactions nucléaire et coulombienne entrent en jeu dans la diffusion inélastique. Suivant les conditions expérimentales, l'une ou l'autre des interactions peut être prépondérante. Lorsque le paramètre d'impact des deux noyaux en interaction est supérieur à la portée de l'interaction forte (1.2 fm), l'interaction coulombienne est la plus importante. Cela correspond aux petits angles de diffusion dans le référentiel du centre de masse. Pour les noyaux instables, l'excitation coulombienne est réalisée par diffusion à basse énergie (si possible) du noyau étudié sur une cible lourde (le plus souvent plomb ou or). Pour les états excités qui décroissent directement vers l'état fondamental, la détection des rayons gammas émis permet de déterminer les énergies de ces états et la probabilité de transition réduite $B(E\lambda)$ qui est reliée à la déformation du noyau. On obtient ainsi une information sur la contribution des protons à l'excitation de ces états. Aux plus grands angles (paramètres d'impact plus petits), il faut prendre en compte une composante nucléaire pour l'interaction ce qui complique l'analyse de ces diffusions sur cibles lourdes.

L'excitation coulombienne (COULEX) est une des méthodes qui permet d'obtenir la force de transition quadrupolaire électrique $B(E2)$ de l'excitation, il est possible d'en tirer des informations sur la structure du noyau. Ce $B(E2)$ peut être relié à la déformation quadrupolaire β_2 de la distribution de protons dans le noyau suivant la formule générale :

$$|\beta_2| = \frac{4\pi}{3ZR^2} \sqrt{\frac{B(E2)}{e^2}}$$

où Z est le nombre de protons du noyau, et $R = 1.2 A^{1/3}$.

diffusion inélastique proton-noyau

La diffusion inélastique proton-noyau permet de compléter les informations collectées en excitation coulombienne en prenant en compte la contribution des neutrons à l'excitation du noyau. On analyse les distributions angulaires à partir des densités de transition de l'état fondamental à l'état excité considéré pour les neutrons $\rho_n^{tr}(r)$ et les protons $\rho_p^{tr}(r)$. On peut intégrer ces distributions radiales pour obtenir des quantités macroscopiques M_n et M_p significatives des contributions des neutrons et des protons à l'excitation

du noyau :

$$M_n = \int \rho_n^{tr}(r) r^{\lambda+2} dr$$

$$M_p = \int \rho_p^{tr}(r) r^{\lambda+2} dr$$

où λ est la multipolarité de la transition.

La distribution angulaire de diffusion inélastique dépend de M_n et de M_p . Si on possède des mesures d'excitation coulombienne, M_p est connu car il se déduit de la force de transition réduite de l'état fondamental à l'état excité considéré $B(E2)$:

$$B(E2) = \frac{|M_p|^2}{2J_i + 1}$$

où J_i est le spin de l'état fondamental. On en déduit alors M_n . On peut alors dissocier les contributions des neutrons et des protons à l'excitation du noyau. Nous reviendrons sur ce formalisme et sur cette méthode d'analyse dans le chapitre 4. Ce type d'analyse a déjà été utilisé pour l'étude du ^{38}S [59], du ^{18}Ne [60], des isotopes riches en neutrons d'oxygène, de soufre et d'argon [61, 62, 63].

Sur la figure 1.11, nous voyons l'influence du rapport M_n/M_p (M_p est connu et fixé pour les deux courbes) sur la distribution angulaire de section efficace calculée pour la diffusion inélastique $^{10}C + p$ à $45.3 A.MeV$ vers le premier état 2^+ du ^{10}C à $3.35 MeV$. Une variation de 10% du rapport M_n/M_p donne la sensibilité de cette méthode d'analyse.

Avec l'étude des diffusions élastique et inélastique proton-noyau, nous allons tester les densités de neutrons et de protons de l'état fondamental et les densités de transition de neutrons et de protons prédits par différents modèles et ainsi obtenir des informations sur la structure de ces noyaux.

1.4 Étude expérimentale de la diffusion proton-noyau

Deux méthodes peuvent être utilisées pour étudier la diffusion proton-noyau, soit un faisceau de protons sur une cible de noyaux lourds (cinématique directe), soit un faisceau de noyaux lourds sur une cible de protons (cinématique inverse). La diffusion élastique proton-noyau est une réaction binaire, la détection de l'une ou l'autre des deux particules permet donc de reconstruire la cinématique de la réaction et d'extraire la distribution angulaire de

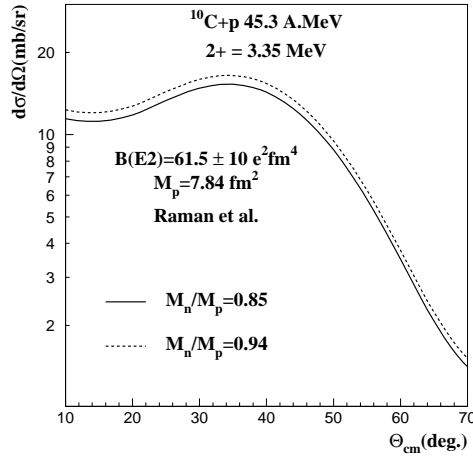


FIG. 1.11 – sensibilité de la distribution angulaire de section efficace de la diffusion inélastique $^{10}\text{C} + p$ à 45.3 A.MeV vers le premier état 2^+ du ^{10}C à 3.35 MeV au rapport M_n/M_p . M_p est fixé par la valeur expérimentale du $B(E2)$ de la transition.

diffusion dans le repère du centre de masse. Par contre, dans le cas de la diffusion inélastique, les caractéristiques cinématiques du noyau sont modifiées par sa décroissance. Sa seule détection ne permet pas de remonter à l'énergie d'excitation et à l'angle de réaction dans le centre de masse. Il faut alors détecter soit les produits de décroissance soit le proton (angle et énergie de diffusion).

Les premières diffusions proton-noyau ont été réalisées en cinématique directe; l'utilisation d'un faisceau de protons a permis d'étudier les noyaux stables ou les noyaux dont la durée de vie est suffisamment longue pour en faire des cibles. Pour les noyaux très instables, ces diffusions ne sont possibles qu'en cinématique inverse.

On va comparer les exigences expérimentales de ces deux types de cinématiques en prenant le cas de la diffusion $^{10}\text{C} + p$ à 36.4 MeV (énergie disponible dans le centre de masse).

1.4.1 Cinématique directe

En cinématique directe, la solution la plus favorable pour l'analyse de la diffusion élastique est la détection des protons diffusés. La figure 1.12 représente la corrélation énergie (E_{lab}^p) versus angle (Θ_{lab}^p) pour les protons

dans le laboratoire dans le cas de la diffusion élastique et inélastique vers le premier état excité du ^{10}C . Les protons sont diffusés dans le laboratoire entre 0° et 180° avec une énergie comprise entre 27 MeV et 36.4 MeV .

Pour déterminer les conditions expérimentales de détection, on modélise

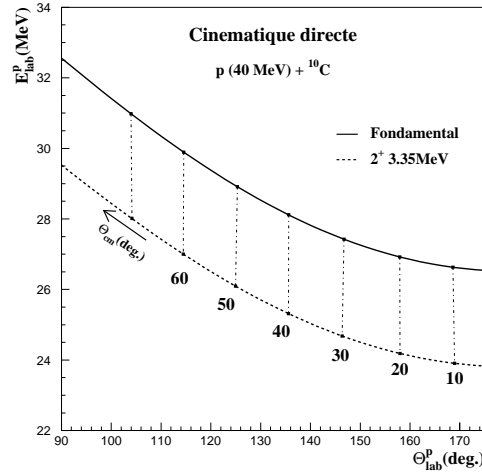
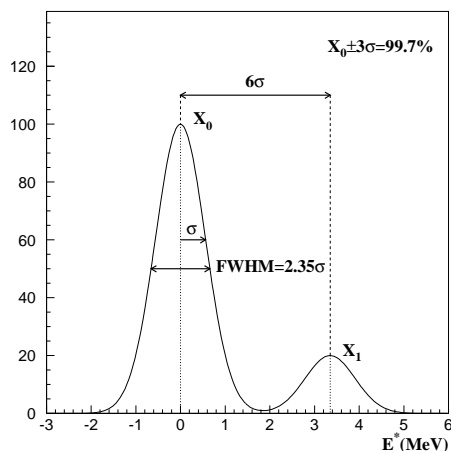


FIG. 1.12 – Cinématique directe proton sur ^{10}C à 40 MeV pour la diffusion élastique et la diffusion inélastique vers le premier état excité du ^{10}C à 3.35 MeV

les états du noyau étudié par des gaussiennes (figure 1.13) de centres X_0 et X_1 (respectivement 0 MeV et 3.35 MeV pour le fondamental et le premier état excité du ^{10}C) et de largeurs à mi-hauteur (FWHM) 2.35σ . En prenant une séparation égale à 6σ entre les centres des deux gaussiennes (99.7% de l'intégrale d'une gaussienne se trouve dans $X_0 \pm 3\sigma$) équivalente à une résolution en énergie d'excitation (ΔE^*) de 1.3 MeV (FWHM), on peut définir les résolutions nécessaires en angle ($\Delta\theta_p$) (tableau 1.1). La première colonne donne la résolution en énergie d'excitation ΔE^* en fonction de la résolution en angle $\Delta\theta_p$ (deuxième colonne) et de la résolution en énergie de détection ΔE_p (troisième colonne).

Sur ce tableau, on peut noter que le facteur limitant de telles expériences est la résolution en énergie. Toutefois, une résolution inférieure à 1 MeV peut être atteinte avec des détecteurs *Iodure de Sodium (NaI)* (résolution de 2% à 3%). De telles réactions ont été réalisées il y a une trentaine d'années [64, 65]. Une autre solution est d'utiliser un spectromètre pour la détection du proton et de très bonnes résolutions en énergie peuvent alors être atteintes (de


 FIG. 1.13 – Modélisation des deux premiers états du ^{10}C par des gaussiennes

ΔE^* MeV	$\Delta\theta_p$ deg.	ΔE_p MeV
1.312	13.5	0.
1.312	0.	1.12
1.175	2.	1.

 TAB. 1.1 – Influence de la résolution en position ($\Delta\theta_p$) et en énergie (ΔE_p) des protons détectés sur la résolution en énergie d'excitation ΔE^* du noyau étudié ^{10}C pour la réaction en cinématique directe ($p + ^{10}\text{C}$). Les résolutions sont des largeurs à mi-hauteur des distributions.

l'ordre de la dizaine de keV).

La détection du Carbone de recul dont l'énergie varie entre 0 et 13 MeV pour la diffusion élastique conduirait à une résolution en énergie d'excitation beaucoup moins bonne du fait de la perte d'énergie et de l'élargissement en angle et en énergie dans la cible. La perte d'énergie d'un ^{10}C de 12 MeV dans une cible de carbone est de $6.85 \text{ MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ et les élargissements en angle et en énergie sont respectivement de 0.7° et 75 keV pour une cible de $0.2 \text{ mg}/\text{cm}^2$ de carbone. La résolution intrinsèque en énergie d'excitation est alors de 770 keV .

1.4.2 Cinématique inverse

Dans ce cas, la détection de l'éjectile lourd n'est pas non plus favorable. En effet, il est focalisé dans un cône de 5.8° autour de l'axe d'incidence du faisceau, ce qui nécessite l'utilisation d'une cible mince (afin de minimiser l'élargissement en angle et en énergie) et d'un spectromètre avec une grande acceptation angulaire. De plus, les rigidités magnétiques des éjectiles peuvent être très différentes pour les diffusions élastique et inélastique et entraîner plusieurs réglages du spectromètre. Par exemple, pour une énergie d'excitation supérieure à 4.01 MeV , le ^{10}C décroît par émission de proton en ^9B , la rigidité magnétique varie alors de 10% (l'acceptation en moment de SPEG est de 7%). De plus, la détection du noyau fils ne permet plus de reconstruire la cinématique de la réaction. La figure 1.14 représente la corrélation entre l'énergie (E_{lab}^C) et l'angle de diffusion (Θ_{lab}^C) du ^{10}C .

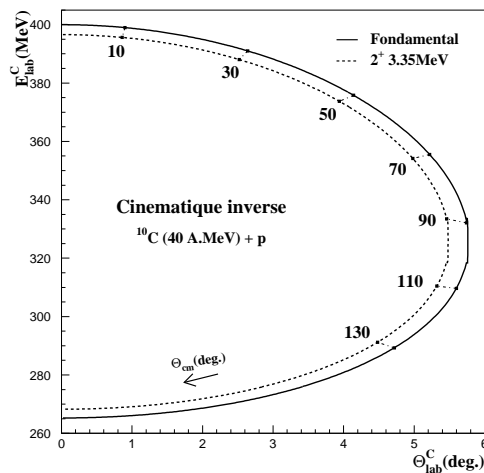


FIG. 1.14 – Corrélation entre l'angle et l'énergie de diffusion du ^{10}C pour la réaction en cinématique inverse ^{10}C sur proton à 40 A.MeV. Diffusion élastique et la diffusion inélastique vers le premier état excité à 3.35 MeV

Les protons de recul sont diffusés entre 0° et 90° dans le laboratoire avec une grande dispersion en énergie, dans notre cas de 0 à 134 MeV (figure 1.15).

À un angle donné, la résolution en énergie nécessaire pour séparer l'état excité de l'état fondamental est moins bonne d'un facteur 2 que dans le cas de la cinématique directe (tableau 1.2). En revanche, la résolution angulaire

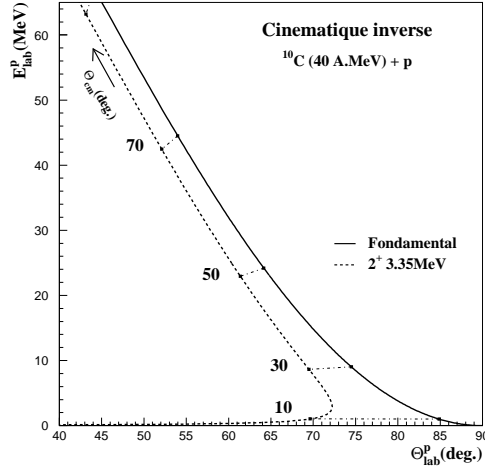


FIG. 1.15 – Cinématique du proton de recul pour la réaction en cinématique inverse ^{10}C sur proton à 40 A.MeV. Diffusion élastique et la diffusion inélastique vers le premier état excité à 3.35 MeV

joue un rôle beaucoup plus déterminant comme on peut le constater dans ce tableau.

De plus, il faut séparer les protons des autres particules légères issues de

Cinématique directe			Cinématique inverse		
ΔE^*	$\Delta\theta_p$	ΔE_p	ΔE^*	$\Delta\theta_p$	ΔE_p
MeV	deg.	MeV	MeV	deg.	MeV
1.312	13.5	0.	1.312	1.4	0.
1.312	0.	1.12	1.312	0.	2.25
1.175	2.	1.	1.07	1.	1.

TAB. 1.2 – Influence de la résolution en position ($\Delta\theta_p$) et en énergie (ΔE_p) des protons détectés sur la résolution en énergie d'excitation ΔE^* du noyau étudié ^{10}C pour les réactions en cinématiques directe et inverse ($^{10}\text{C} + p$ à 36.4 MeV). Les résolutions sont les largeurs à mi-hauteur des distributions

réactions parasites sur une large gamme en énergie (de quelques keV à une centaine de MeV) contrairement aux conditions en cinématique directe où la dispersion en énergie des protons diffusés est faible (de 27 à 36.4 MeV). Nous avons utilisé le détecteur MUST (MUr à STrips) [66] qui remplit les conditions de résolution (en angle et en énergie) et d'identification de parti-

cules. Il a été développé pour l'étude des réactions directes en cinématique inverse.

Chapitre 2

Dispositif Expérimental

L'expérience de diffusions élastique et inélastique $^{10,11}C(p, p')$ a été réalisée au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) sur l'aire expérimentale SPEG (Spectromètre à Perte d'Énergie du Ganil). Le plan de l'accélérateur et des aires expérimentales est présenté sur la figure 2.1.

Le principe général de l'expérience est le suivant : le noyau de ^{10}C ou de ^{11}C incident interagit avec un des protons de la cible et on détecte l'angle et l'énergie de diffusion de ce proton (dans le détecteur *MUST*) pour reconstruire la distribution angulaire de diffusion. Afin d'améliorer la signature de la réaction et la résolution, on mesure la position et l'angle d'incidence sur la cible du noyau incident (détecteurs *CATS*) et on identifie l'éjectile (détecteurs *plastique Faraday* et *mur de plastique*). Un schéma du dispositif expérimental est présenté sur la figure 2.2.

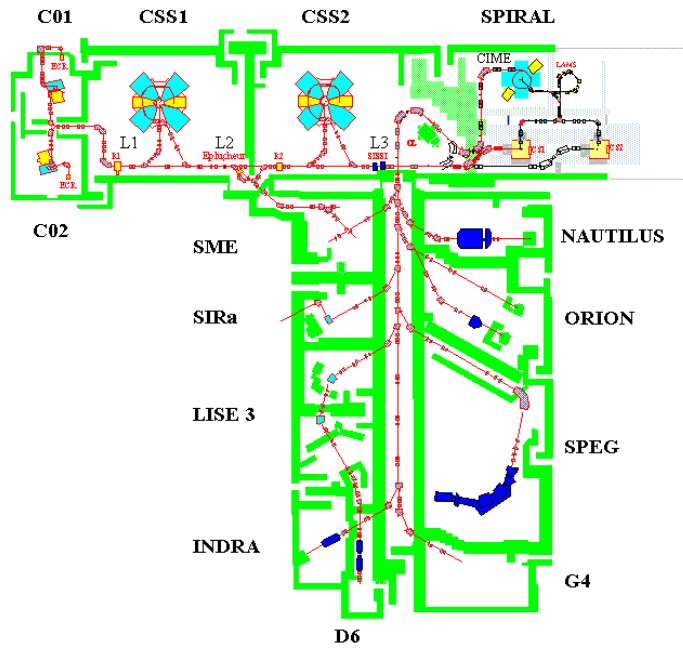
Des configurations de détections similaires à la nôtre ont déjà été utilisées lors d'expériences précédentes. Nous ne détaillerons donc pas les caractéristiques techniques de certains détecteurs (*MUST* et *CATS*) déjà présentées dans différentes thèses [62, 67, 68, 69] et dans les articles [66] et [70]. Nous essaierons toutefois d'apporter des informations pratiques sur leur calibration et leur utilisation pour la préparation de nouvelles expériences.

Nous allons commencer ce chapitre par une présentation de la méthode de production des faisceaux radioactifs, puis nous décrirons dispositif expérimental.

2.1 Production de faisceaux radioactifs au GANIL

Le GANIL permet d'accélérer une large gamme de noyaux stables (carbone jusqu'à uranium) à des énergies entre 25 et 95 *A.MeV* (faisceau pri-

GANIL



Accélérateurs et Aires Expérimentales

FIG. 2.1 – Plan de l'accélérateur GANIL et des différents aires expérimentales

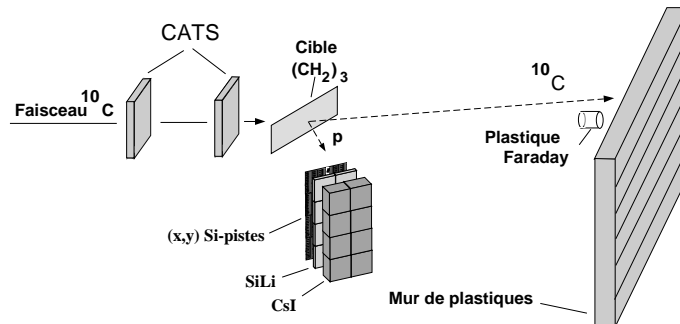


FIG. 2.2 – Montage expérimental

maire). Ces ions peuvent être utilisés pour produire des faisceaux radioactifs par interaction avec une cible de fragmentation. Pour notre expérience, on a utilisé un faisceau primaire de ^{12}C et une cible de carbone pour produire les faisceaux de ^{10}C et de ^{11}C .

2.1.1 Faisceau primaire

Des ions faiblement chargés de ^{12}C produits dans une source ECR (Electron Cyclotron Resonance) sont pré-accelérés dans un cyclotron compact (C01 ou C02) à quelques centaines de keV puis injectés dans un premier Cyclotron à Secteurs Séparés (CSS1). Ces ions sont ensuite accélérés pour augmenter leur état de charge (en traversant une feuille mince de carbone) et accélérés dans un deuxième Cyclotron à Secteurs Séparés (CSS2) jusqu'à l'énergie finale de 95 MeV par nucléon. L'intensité du faisceau est alors de $2 \cdot 10^{12}$ particules par seconde (pps).

2.1.2 Faisceau secondaire composite

Le faisceau secondaire est obtenu par interaction des ions du faisceau primaire avec une cible. Différents processus peuvent être en jeu (fission, transfert, fragmentation ...) suivant l'énergie du faisceau incident. Au GANIL, le processus utilisé est la fragmentation qui permet de produire des noyaux de masse inférieure à celle des ions incidents. La fragmentation se déroule en deux étapes [71], l'*Abrasion* où le volume de recouvrement des deux ions est arraché puis l'*Ablation* où le quasi-projectile se désexcite par évaporation de particules. Une grande diversité d'ions est alors produite mais avec des intensités très faibles par rapport à celle du faisceau incident. Le mécanisme de fragmentation précédemment décrit est vérifié pour des grandes énergies de réaction (quelques centaines de MeV par nucléon). Au GANIL, où l'énergie de la réaction est de quelques dizaines de MeV par nucléon, des échanges de nucléons et des phénomènes de dissipation entrent en jeu [72]. Le mécanisme de réaction est un peu différent mais les distributions de fragments produits sont proches de celles obtenues à haute énergie.

L'ensemble *SISSI* (Superconducting Intense Source for Secondary Ions), composé de deux solénoïdes supraconducteurs et de la cible de fragmentation, est utilisé pour la production des faisceaux secondaires. La focalisation magnétique de cet ensemble permet une transmission optimale dans la ligne du spectromètre *Alpha*. Le faisceau primaire est focalisé par le premier solénoïde supraconducteur sur la cible épaisse de fragmentation. Les produits de réactions ont une dispersion angulaire importante ($\pm 80 \text{ mrad}$), alors que l'acceptance angulaire de la ligne de faisceau après la cible, à l'entrée de la ligne *Alpha* n'est

que de $\pm 5 \text{ mrad}$. Le deuxième solénoïde focalise les produits de réactions et limite ainsi la perte d'intensité du faisceau composite. Le faisceau est ensuite conduit jusqu'au spectromètre *Alpha*. La cible de *SISSI* peut être inclinée afin de modifier son épaisseur apparente pour le faisceau primaire.

2.1.3 Spectromètre *Alpha*

Le spectromètre achromatique *Alpha* est utilisé habituellement pour contrôler les qualités optiques du faisceau primaire. Il peut également permettre de sélectionner les ions produits à la suite de *SISSI* avec un dégradeur achromatique situé entre deux dipôles. Une sélection initiale des noyaux se fait à l'aide du premier dipôle : le champ magnétique B et le rayon de courbure ρ_1 fixent la rigidité magnétique $B\rho_1$ de la trajectoire centrale dans le dipôle reliée à l'impulsion p par :

$$B\rho_1 = \frac{p}{Q}$$

où Q est la charge de l'ion.

Le dégradeur achromatique situé au plan focal image du premier dipôle (épaisseur variable suivant la distance au centre de courbure du premier dipôle) induit des pertes d'énergie différentes suivant la nature des ions ce qui crée une dispersion dans les rigidités magnétiques des ions. La formule de Bethe-Bloch [73] donne une première approximation de la perte d'énergie :

$$\Delta E = \frac{A^3}{Z^2} E \quad (2.1)$$

où E , A et Z sont l'énergie, le nombre de masse et le nombre de charge de l'ion. Ensuite, une nouvelle sélection autour de la trajectoire centrale s'effectue avec le passage dans le deuxième dipôle. Des fentes placées sur la ligne de faisceau du spectromètre *Alpha* permettent de stopper les ions qui ne satisfont pas aux conditions optiques imposées.

2.1.4 Production

Nous avons utilisé le code *LISE* [74] afin de calculer l'épaisseur de la cible de fragmentation pour prédire les taux de comptage de ^{10}C et de ^{11}C . Les sections efficaces de production sont introduites dans le code sous forme analytique et sont basées sur des données à des énergies de quelques centaines de *MeV* par nucléon [75]. Cette paramétrisation est parfaitement applicable pour des noyaux de masse supérieure à 40 à haute énergie. *LISE* prend en

compte une faible dépendance en énergie des sections efficaces de production et conserve la même modélisation du processus de fragmentation qu'à haute énergie. Il prédit des intensités de faisceau pour le ^{10}C et le ^{11}C supérieures d'un facteur 10 environ à celles mesurées expérimentalement (tableau 2.1). *LISE* calcule les valeurs théoriques optimales de l'épaisseur de cible (d_{SISSI}^{th}) de *SISSI*, des champs magnétiques des dipôles ($B\rho_1^{th}$ et $B\rho_2^{th}$) et de l'épaisseur du dégradeur (d_{de}^{th}) du spectromètre *Alpha* pour la production du faisceau du noyau d'intérêt. Ces valeurs servent de point de départ pour les réglages de ces éléments.

Le réglage du faisceau secondaire se déroule en trois étapes :

- Mise à valeur des champs magnétiques des deux dipôles $B\rho_1 = B\rho_2 = B\rho_2^{th}$ et de l'épaisseur de cible de *SISSI* $d_{SISSI} = d_{SISSI}^{th}$.
La rigidité magnétique $B\rho_2$ du deuxième dipôle du spectromètre *Alpha* et l'acceptance en moment de la ligne de faisceau définissent l'énergie et la dispersion en énergie des noyaux conduits sur le point cible de *SPEG*. En fixant dès le début de la procédure la valeur de $B\rho_2$, on fige les caractéristiques cinématiques des différents noyaux détectés au point cible de *SPEG*.
- Identification des noyaux conduits jusqu'à la chambre à réaction de *SPEG* (figure 2.3). Cette identification est réalisée par la combinaison de deux mesures pour les ions transmis jusqu'à la chambre à réaction de *SPEG* :
 - Temps de vol entre une galette microcanaux placée à la sortie du spectromètre *Alpha* et le *Plastique Faraday* dans la chambre à réaction de *SPEG*
 - perte d'énergie dans un détecteur silicium (ΔE de $300\mu\text{m}$ d'épaisseur) placé dans la chambre à réaction de *SPEG* à la place du détecteur *CATS2*.

Le temps de vol t est donné par la formule :

$$t = \frac{A}{Q} \frac{l}{B\rho}$$

Comme la rigidité magnétique $B\rho$ des ions et la distance de vol l sont fixées (60 mètres), le temps de vol est directement proportionnel au rapport A/Q , où A est le nombre de masse du noyau et Q son état de charge. Les noyaux sont majoritairement i épluchés*i*, de tous leurs électrons et donc $Q = Z$ avec Z le nombre de charge du noyau.

On a vu précédemment que la perte d'énergie ΔE d'un ion dans un matériau est dépendante de A , de Z et de son énergie incidente E (équation 2.1). Tous les noyaux avec le même rapport A/Z sont alignés verticalement, les noyaux d'une chaîne isotopique ont une perte d'énergie

et un temps de vol croissant avec le nombre de neutrons. Les isotones ont une perte d'énergie qui augmente et un temps de vol qui diminue avec le nombre de protons. Les positions de ces noyaux sur la matrice resteront inchangées tout au long de la procédure de production. Les noyaux de ^{10}Li , ^8Be et ^9B sont non liés et ne peuvent être détectés après une si longue base de temps de vol, ce qui crée des trous dans les chaînes isotopiques.

Les dédoublements sur la matrice de corrélation sont dus aux doubles déclenchements de la galette à microcanaux placée à la sortie du spectromètre *Alpha* qui sert de référence pour le temps de vol des particules.

- Introduction du dégradeur du spectromètre *Alpha* et changement de la valeur de la rigidité magnétique du premier dipôle $B\rho_1 = B\rho_1^{th}$. Pour compenser la perte d'énergie dans le dégradeur, la rigidité magnétique du premier dipôle est augmentée.

La plupart des contaminants disparaissent car ils ne remplissent plus les conditions cinématiques de la ligne de faisceau et sont arrêtés dans les fentes à la sortie du deuxième dipôle du spectromètre *Alpha*.

De légères variations autour des valeurs théoriques pour les champs magnétiques des dipôles et pour l'angle d'inclinaison de la cible de *SISSI* permettent d'optimiser le taux de comptage du noyau d'intérêt.

Le tableau 2.1 récapitule les réglages et les intensités de faisceaux.

Noyaux	^{10}C	^{11}C
Cible <i>SISSI</i>	Carbone	Carbone
densité (mg/cm^3)	1.9	1.9
Épaisseur (mg/cm^2)	1710	1930
$B\rho_1$ ($\text{T}\cdot\text{m}$)	1.6759	1.7426
Dégradeur	Plastique	Plastique
Épaisseur (mg/cm^2)	55	55
$B\rho_2$ ($\text{T}\cdot\text{m}$)	1.6345	1.6940
Énergie ($\text{A}\cdot\text{MeV}$)	45.3	40.6
Intensité (pps)	4.810^5	510^6
<i>LISE</i> (pps)	4.710^6	5.310^7

TAB. 2.1 – Réglages de *SISSI*, du spectromètre *Alpha* et intensités des faisceaux

L'optique dispersive permet d'obtenir la meilleure résolution en énergie d'excitation dans le cas de la détection de l'éjectile avec le spectromètre

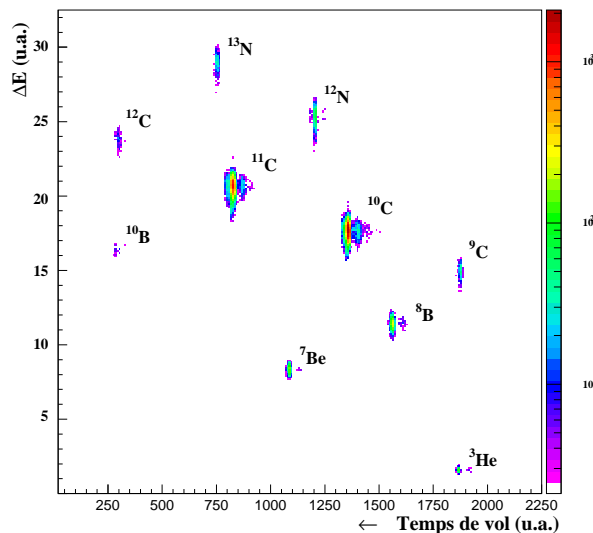


FIG. 2.3 – Matrice d’identification des noyaux produits avant utilisation du dégradeur achromatique dans le spectromètre *Alpha* dans le cas de la production de ^{10}C

SPEG. Cependant, nous avons calculé l’énergie d’excitation du noyau étudié à partir des caractéristiques du proton de recul, nous avons donc utilisé l’optique achromatique sur cible qui permet de réduire la taille du faisceau sur la cible.

2.1.5 Faisceau ralenti de ^{12}C

Le réglage des éléments magnétiques de la ligne de faisceau s’effectue avec le passage du faisceau primaire ralenti. Il s’agit de reproduire les conditions cinématiques du faisceau secondaire à la sortie du spectromètre *Alpha* tout en conservant une intensité importante facilitant sa détection le long de la ligne de transmission. Dans notre cas, on a utilisé aussi ce faisceau ralenti pour étudier les diffusions $^{12}\text{C} + p$ afin de valider notre méthode d’analyse par comparaison avec des mesures en cinématique directe [64, 65].

On incline la cible de carbone de *SISSI* à 39° (épaisseur apparente $2078\text{mg}/\text{cm}^2$) afin de diminuer l’énergie du faisceau primaire de 95 A.MeV à 39.4 A.MeV . Comme le dégradeur du spectromètre *Alpha* n’est pas utilisé, les rigidités magnétiques de ses deux dipôles sont égales. Enfin, pour réduire l’intensité du faisceau et générer une dispersion en position sur la cible identique à

celle obtenue pour les faisceaux secondaires, on place une cible de tantale de 0.2 mm d'épaisseur sur la trajectoire du faisceau. L'énergie finale du faisceau de ^{12}C sur la cible est de 36.3 A.MeV .

2.2 Dispositif expérimental

Le faisceau secondaire purifié dans le spectromètre *Alpha* est conduit jusqu'à la salle expérimentale *SPEG* sur la cible de polypropylène $\text{CH}_2 = \text{CH} - \text{CH}_3$ située dans la chambre à réaction.

Pour avoir une signature la plus propre possible de la réaction étudiée, il faut identifier toutes les particules issues de la diffusion. La grande ouverture angulaire de l'éjectile ($\pm 5.8^\circ$ pour la diffusion élastique $^{10}\text{C} + p$) combinée avec l'emittance du faisceau ($16\pi\text{ mm.mrad}$) nécessitent plusieurs positions de détection pour le spectromètre *SPEG* (acceptance angulaire : $\pm 2^\circ$) et donc un temps de faisceau important. Cette solution n'a pas été retenue et l'éjectile est détecté dans un mur de plastiques scintillants (*Mur de plastiques*) centré à zéro degré qui couvre $\pm 16^\circ$. De plus, un détecteur plastique (dit *Plastique Faraday*) de 3 cm de diamètre associé à un photomultiplicateur rapide est placé à zéro degré. Il assure l'identification des particules incidentes et la mesure de l'intensité du faisceau et permet que les détecteurs du *Mur de plastiques* ne soient pas saturés par les projectiles qui n'ont pas interagi avec la cible.

Dans le cas de la diffusion inélastique $^{10}\text{C} + p$ à une énergie d'excitation supérieure à 4 MeV , le ^{10}C décroît successivement vers le ^9B puis ^8Be qui lui-même se casse en deux α et il faudrait donc identifier le proton de recul et les produits de décroissance du ^{10}C (deux alphas et deux protons). Du fait de la cinématique, il est très difficile d'identifier ces résidus du ^{10}C et il est donc primordial de pouvoir séparer les protons de recul (dans notre cas) des autres particules légères chargées issues de réactions parasites pour signer la réaction. Ces protons de recul sont détectés dans *MUST*.

Le faisceau secondaire a une importante dispersion en position sur la cible (quelques dizaines de mm^2) et la nécessité d'une bonne résolution angulaire implique l'utilisation de détecteurs de faisceau permettant de reconstruire événement par événement l'angle d'incidence et le point d'impact du faisceau sur la cible. Les détecteurs *CATS* (Chambres À Trajectoires de Saclay) fonctionnent en coïncidence avec *MUST*.

L'aire expérimentale *SPEG* a été choisi du fait de la grande taille de sa

chambre à réaction, la seule au GANIL qui permet l'installation du dispositif expérimental (figure 2.2). On a indiqué sur la figure 2.4, les distances entre les détecteurs. Le détecteur *CATS1* est placé en amont de la chambre à réaction à la place du profileur PR32G, tous les autres détecteurs sont disposés à l'intérieur. *CATS2* et le détecteur silicium dédié à l'identification des noyaux incidents sont sur la couronne intérieure de la chambre à réaction. Une rotation de cette couronne permet de placer soit le détecteur *CATS2* soit le détecteur silicium dans l'axe du faisceau. *MUST* est fixé sur la couronne 2 à un angle central de 63° par rapport à l'axe de propagation du faisceau. Le *plastique Faraday* et le *Mur de plastiques* sont sur la couronne extérieure centrés sur l'axe de propagation du faisceau.

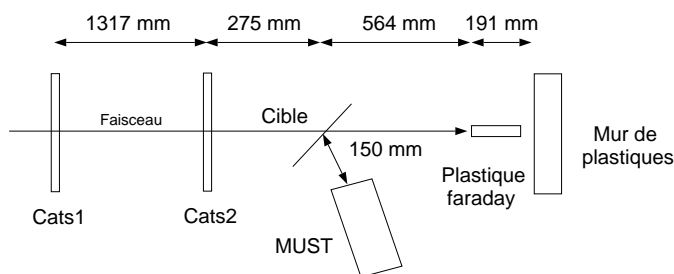


FIG. 2.4 – distances entre les différents détecteurs et la cible

Pour obtenir les distributions angulaires de diffusion, voici les paramètres importants qui doivent être mesurés à chaque événement :

- position de réaction et angle d'incidence des particules sur la cible
- identification, angle et énergie de diffusion du proton de recul
- identification de l'éjectile

2.2.1 Cibles

On a utilisé des cibles en polypropylène ($(CH_2)_3$) de densité 0.896 mg/cm^3 avec deux épaisseurs différentes : 1.48 mg/cm^2 et 8.25 mg/cm^2 (respectivement $16.52 \mu\text{m}$ et $92.08 \mu\text{m}$).

Ces cibles sont inclinées à 45° par rapport à l'axe du faisceau pour minimiser le parcours dans la cible des protons diffusés. Un proton de 1 MeV diffusé à 85° au centre d'une cible de 1.48 mg/cm^2 ne sort pas de la cible si elle est normale au faisceau alors qu'il perd 327 keV si elle est inclinée à 45° par rapport à l'axe du faisceau. La cible mince de 1.48 mg/cm^2 permet d'effectuer des mesures aux petits angles dans le centre de masse où les énergies protons

sont les plus basses et les angles de diffusion les plus grands (figure 1.15) donc les parcours dans la cible plus importants. La cible de 8.25 mg/cm^2 est utilisée pour les mesures de sections efficaces aux grands angles dans le centre de masse où les sections efficaces sont les plus faibles. Les protons sont alors très énergétiques et perdent peu d'énergie dans la cible. Un proton de 20 MeV diffusé au centre d'une cible de 8.25 mg/cm^2 à 66° ne perd que 250 keV si la cible est inclinée à 45° .

Le porte cible est composé de six emplacements de dimension du cadre extérieur $11 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ occupés par :

- une grille pour la calibration des CATS
- une cible de polypropylène de 8.25 mg/cm^2
- une cible de polypropylène de 2.72 mg/cm^2
- une cible de polypropylène de 1.48 mg/cm^2
- une cible de carbone $6 \mu\text{m}$
- un trou

La cible de polypropylène de 2.72 mg/cm^2 n'a pas été utilisée. La cible de carbone sert à vérifier que le fond lié aux diffusions sur le carbone de la cible est négligeable et le trou est utilisé au moment de l'identification des particules du faisceau.

2.2.2 Détecteur *MUST*

Le détecteur *MUST* comprend 8 modules composés chacun d'un *Silicium* de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur suivi d'un *Silicium-Lithium* (*SiLi*) de 3.3 mm puis d'un *Iodure de Césium* (*CsI*) de 3 cm . Ce détecteur a été développé conjointement par l'IPN d'Orsay, le DAPNIA/SPhN (CEA Saclay) et le SPN (CEA Bruyères le châtel). Il permet l'identification et les mesures d'énergie et de position de détection de particules légères (du proton à l' α) pour les réactions directes en cinématique inverse.

Les développements techniques et une présentation complète du détecteur *MUST* sont exposés dans les thèses de Stéphanie Ottini [67] et de François Maréchal [68] ainsi que dans un article [66]. On se limitera aux caractéristiques essentielles.

Positionnement du détecteur *MUST*

Le détecteur est disposé en deux colonnes de quatre modules (figure 2.5). La position des quatre modules centraux est mesurée par le géomètre dans les deux directions normales à l'axe de propagation du faisceau. Les mesures sont effectuées lorsque le plan des détecteurs est perpendiculaire à l'axe du faisceau (figure 2.5). La position dans la troisième dimension est donnée par

la mécanique de la structure sur laquelle est fixé le détecteur. Les positions des quatre modules extérieurs sont données par la mécanique à partir de la position des modules centraux. Il faut ensuite prendre en compte la rotation du support autour de la cible pour atteindre la position de détection (entre 40° et 90° par rapport à l'axe du faisceau). Ceci conduit à une erreur sur le positionnement du détecteur de l'ordre 0.1° à 0.2° que l'on peut corriger en vérifiant la corrélation entre l'énergie et l'angle de diffusion du proton pour la diffusion élastique. On reviendra sur cette méthode au chapitre 3.

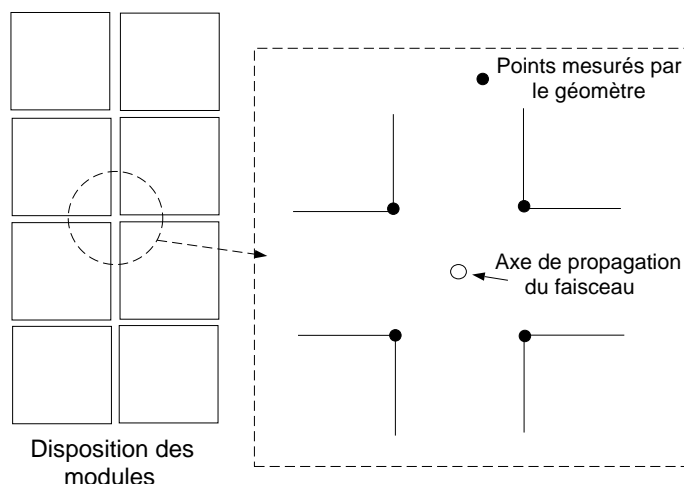


FIG. 2.5 – Vue de face de la disposition des modules de *MUST* et points mesurés par le géomètre

Détecteur *Silicium*

Ce détecteur d'une épaisseur de $300\mu m$ et de surface active de $60*60mm^2$ fournit une localisation précise de la position de détection. Les faces d'entrée et de sortie comportent chacune 60 pistes de $910\mu m$ de large séparées entre elles par des interpistes en dioxyde de silicium (SiO_2) de $90\mu m$. Les pistes d'une même face sont parallèles entre elles mais perpendiculaires à celles de l'autre face.

Un signal énergie est codé pour chacune des pistes. Dans 85% des cas, le passage d'une particule ne génère le déclenchement que d'une piste par face, ce qui fournit une localisation du passage de la particule dans les deux directions avec une résolution de $1mm$. Les 15% d'événements restant correspondent au passage de la particule dans une interpiste ce qui induit un signal sur les deux pistes adjacentes. Ces événements sont rejetés car la somme des

énergies détectées sur ces deux pistes est inférieure à l'énergie de la particule incidente.

Deux mesures de temps sur la face d'entrée (une pour les pistes paires, l'autre pour les pistes impaires) sont codées en coïncidence avec un détecteur indépendant de *MUST* situé avant la cible. Dans notre cas, la coïncidence était faite avec *CATS2* (figure 2.4). L'épaisseur réduite de la face d'entrée ($0.22\ \mu\text{m}$ équivalent Silicium) qui n'engendre qu'une perte d'énergie de $2\ \text{keV}$ pour un proton de $500\ \text{keV}$ ainsi que le faible bruit électronique permet de détecter des protons à partir de $500\ \text{keV}$.

Déclenchement d'un module de *MUST* Le déclenchement d'un module est assuré par le passage d'un seuil (dit *seuil haut*) en énergie de l'une des pistes de la face d'entrée du *Silicium*. Sur le tableau 2.2 sont présentées les pertes d'énergie dans le silicium pour des protons de 10 à $60\ \text{MeV}$. On voit ainsi l'importance d'un seuil bas pour la détection de protons de haute énergie. Un seuil de $1\ \text{MeV}$ ne permet de détecter que des protons d'énergie inférieure à $32\ \text{MeV}$ alors qu'un seuil de $500\ \text{keV}$ est déclenché par le passage de protons de plus de $70\ \text{MeV}$.

E_p <i>MeV</i>	$\Delta E(300\ \mu\text{m}\ \text{Si})$ <i>MeV</i>	E_p <i>MeV</i>	$\Delta E(300\ \mu\text{m}\ \text{Si})$ <i>MeV</i>
10	2.74	30	1.06
15	1.88	40	0.84
20	1.47	50	0.72
25	1.21	60	0.61

TAB. 2.2 – Pertes d'énergies dans du Silicium pour des protons en fonction de l'énergie E_p

Calibration en énergie Deux sources *Alphas* sont utilisées afin de calibrer en énergie chaque piste du détecteur *silicium*. La première est une source α -*3-pics* composée de ^{233}U , ^{239}Pu et de ^{241}Am qui fournit des raies α de 4.824 , 5.156 et $5.486\ \text{MeV}$. La deuxième est une source de Thoron composée de ^{212}Pb et de ^{212}Bi dont les produits de décroissance émettent des particules α de 6.08 et $8.875\ \text{MeV}$. La $1/2$ vie de cette source de Thoron n'est que de 9 heures.

La figure 2.6 représente le spectre en canaux d'une des pistes d'un module de *MUST* (résolution $55\ \text{keV}$). Un programme de recherche automatique des pics couplé à un calcul de moindres carrés permet d'obtenir la droite

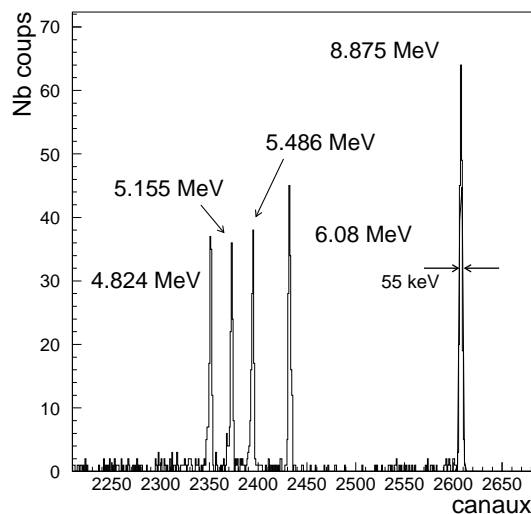


FIG. 2.6 – Spectre brut (codé en canaux) en énergie de deux sources *alpha* pour une piste d'un des modules de *MUST*

de calibration des 960 pistes de *MUST*. La figure 2.7 représente le spectre en énergie de la source α -3-pics après sommation de toutes les pistes d'un détecteur *Silicium*. La résolution en énergie est égale à 60 keV. Elle varie de 55 à 70 keV suivant les détecteurs.

Une source d'erreur dans la calibration vient du fait que l'on utilise une source α d'une énergie maximale de 8.875 MeV qui ne permet de sonder que de 55 à 60 μm pour une épaisseur totale de 300 μm de *Silicium*.

Calibration en temps La calibration en temps s'effectue en deux étapes :

- Mesure de la différence de temps pour chacune des pistes d'un module de *MUST* entre deux signaux fixés.

Pour chaque piste de la face d'entrée d'un *silicium*, on injecte une impulsion au niveau de son préampli en coïncidence avec un signal commun à toutes les pistes du même module. Le passage du seuil de cette impulsion déclenche la chaîne de traitement du signal. Une mesure de temps entre le passage du seuil et le *STOP* commun au module est codée. La dispersion de ces valeurs codées est due à des longueurs de câbles, des routages sur les cartes électroniques et des composants électroniques différents pour le traitement des signaux de chacune des pistes. Ces différences de temps sont archivées et prises en compte pour la mesure

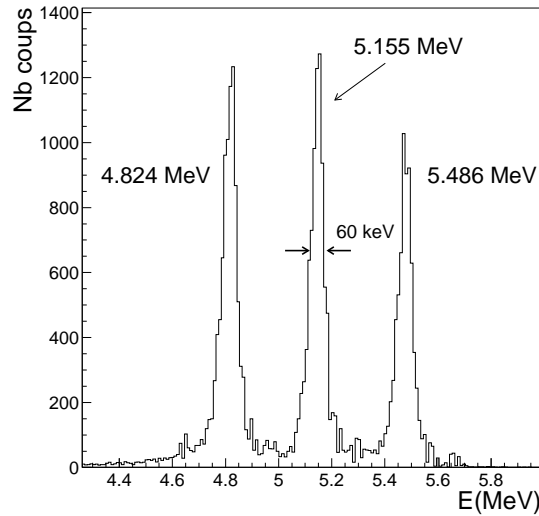


FIG. 2.7 – Spectre calculé en énergie d’une source *alpha* pour un des modules de *MUST* (sommations sur toutes les pistes)

de temps de vol des particules. Cependant, cette calibration n’est pas parfaite car elle ne prend pas en compte la différence de temps liée à l’injection de l’impulsion sur les préamplis. Seule une mesure « physique » avec un faisceau monoénergétique déclenchant un *STOP* commun et détecté dans un module de *MUST* permet de prendre en compte tous les effets de l’électronique

- Étalonnage de la gamme des TAC (Time to Amplitude Converter) des différents modules.

À chaque événement, deux mesures de temps sont codées pour un module de *MUST* (une pour les pistes paires et l’autre pour les pistes impaires). Il faut donc mesurer la dispersion en gain des deux TAC et l’inclure dans le calcul du temps de vol des particules.

Détecteur Silicium-Lithium (SiLi)

Le deuxième étage de *MUST* est un détecteur Silicium-Lithium (*SiLi*) d’une surface $58 \times 58 \text{ mm}^2$ sur une épaisseur active de 3.3 mm (épaisseur totale 4 mm). Sa distance (5 mm) au premier étage et sa surface active inférieure à celle du détecteur *Silicium* ($60 \times 60 \text{ mm}^2$) impliquent que certaines particules traversant le premier étage ne sont pas détectées dans le *SiLi* (environ 2%

des événements).

La seule information codée pour ce détecteur est une mesure d'énergie dont le traitement est conditionné par le passage d'un seuil. Le signal logique généré par ce discriminateur peut servir à déclencher le télescope. Toutefois, si la particule n'a pas été détectée dans le premier étage du module, on perd l'information sur sa position.

Calibration en énergie L'idéal pour calibrer ce détecteur serait d'utiliser des sources ou un faisceau direct de basse intensité à différentes énergies pour sonder plusieurs profondeurs de pénétration. Il n'y a pas de sources α avec des énergies suffisantes pour traverser les $300\ \mu\text{m}$ de Silicium ($24.5\ \text{MeV}$ minimum), on utilise donc une méthode déductive moins performante à partir d'événements physiques de diffusions de protons. Nous reviendrons sur cette calibration dans le chapitre 3.

Détecteur Iodure de Césium (CsI)

Pour détecter de hautes énergies de particules chargées tout en conservant une bonne résolution, il faudrait utiliser de grosses épaisseurs de silicium (tableau 2.3). Ceci n'est pas faisable techniquement pour de telles surfaces de détection. Une solution serait d'empiler plusieurs détecteurs *SiLi* mais cela multiplierait les zones mortes et les calibrations des détecteurs successifs. Le choix s'est donc porté sur un détecteur épais de *CsI* ($60 * 60 * 30\ \text{mm}^3$) qui permet d'arrêter des protons jusqu'à $100\ \text{MeV}$.

La méthode de calibration de ce détecteur *CsI* est identique à celle utilisée

E_p <i>MeV</i>	Parcours μm	E_p <i>MeV</i>	Parcours <i>mm</i>
0.2	2.3	8	.48
0.5	6.8	10	.71
1	17.4	15	1.44
2	48.5	20	2.39
3	92.7	30	4.90
4.	148.8	40	8.17
5	216.2	50	12.16
6	294.4	60	16.81

TAB. 2.3 – Parcours dans du Silicium pour des protons en fonction de l'énergie E_p

pour le *SiLi* en considérant cette fois les pertes d'énergie dans les deux étages

successifs de *SiLi* et de *CsI*.

2.2.3 Détecteur *CATS*

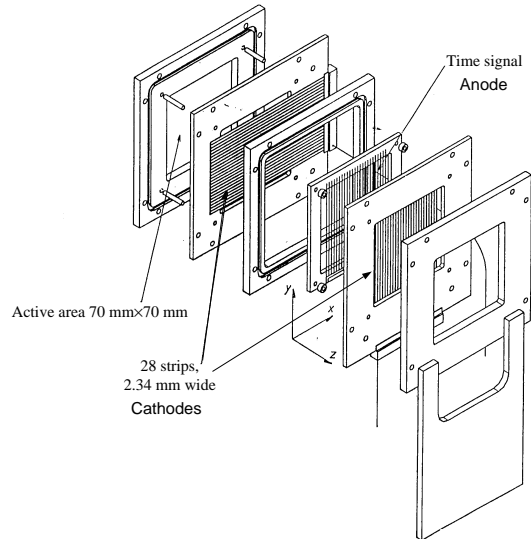


FIG. 2.8 – composition du détecteur *CATS*

On a vu au chapitre 2 l'importance de la résolution angulaire pour la détection des protons et celle-ci est directement corrélée à la mesure du point d'impact et de l'angle d'incidence du faisceau sur la cible. Les faisceaux secondaires produits au GANIL ont une énergie de l'ordre de 50 MeV par nucléon avec une dispersion en position sur la cible de réaction de quelques dizaines de mm^2 . Pour la détection des particules du faisceau, des chambres à fils basse pression ont été développées par le service d'étude des détecteurs du DAPNIA (DAPNIA/SED) : les détecteurs *CATS* (Chambres À Trajectoires de Saclay) d'une surface active de $70 * 70 \text{ mm}^2$.

Comme pour *MUST*, *CATS* est présenté de façon très détaillée dans la thèse de Stéphanie Ottini [67] ainsi que dans la référence [70]. On ne va rappeler ici que les caractéristiques essentielles de ce détecteur. Si l'on suit la particule qui passe à travers le détecteur (figure 2.8), on traverse successivement :

- une feuille d'entrée en mylar métallisé de $1.5 \mu\text{m}$ d'épaisseur
- une cathode composée de 28 bandes conductrices parallèles en or de 2000 \AA d'épaisseur et de 2.34 mm de large séparées de 0.2 mm et déposées sur une feuille de mylar de $1.5 \mu\text{m}$ d'épaisseur,

- une anode constituée par un plan de fils de $10\ \mu m$ de diamètre séparés de $1\ mm$ mais reliés entre eux,
- une autre cathode comportant également 28 bandes perpendiculaires aux précédentes,
- une feuille de sortie en mylar métallisé de $1.5\ \mu m$ d'épaisseur.

Les plans de cathodes sont reliés à la masse et l'anode est portée à un potentiel compris entre 650 et $870\ V$. Le gaz utilisé est de l'isobutane (C_4H_{10}) à une pression de 6 à $12\ Torr$. La distance entre chaque plan de cathodes et l'anode est de $3.2\ mm$.

Les *CATS* doivent être le moins interceptifs possible afin de ne pas altérer les qualités optiques et en énergie du faisceau. La dispersion en énergie du faisceau sur les *CATS* est donnée par l'acceptance en moment $\Delta p/p$ ($\pm 0.7\%$) de la ligne *Alpha* :

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta p}{p}$$

soit $\Delta E = \pm 5.6\ MeV$ pour un faisceau de ^{10}C de $40\ A.MeV$. La perte d'énergie du faisceau dans $1.5\ \mu m$ de mylar est de $105\ keV$ et celle dans $3.2\ mm$ d'isobutane à $10\ Torr$ de $5\ keV$. Les pertes et les élargissements en énergie générés par les *CATS* sont négligeables par rapport à la dispersion en énergie du faisceau. Par contre, le passage du faisceau dans un matériau augmente son émittance angulaire. Les résolutions des mesures de la position du point d'impact sur la cible et de l'angle d'incidence de la particule sont dépendantes de l'épaisseur des détecteurs de faisceau utilisés. Il est donc important que les feuilles de mylar qui vont générer le plus d'élargissement angulaire soient les plus minces possibles. Cela implique des pressions de gaz faibles.

Principe de fonctionnement La particule incidente ionise le gaz, les électrons dérivent vers l'anode avec une vitesse croissante qui génère une première phase d'amplification (créations de nouvelles paires électrons-ions). Cette dérive induit un signal rapide sur l'anode qui est utilisé comme référence temporelle pour le passage de la particule dans le détecteur. Les électrons arrivés à proximité de l'anode subissent un fort gradient de champ électrique qui génère une deuxième phase d'amplification (figure 2.9). Les ions ainsi créés vont dériver vers les plans de cathode et induire un signal sur plusieurs bandes utilisé pour la reconstruction de trajectoire.

Le schéma électronique des détecteurs *CATS* est présenté sur la figure 2.10. Les sigles utilisés font références à des modules d'électronique :

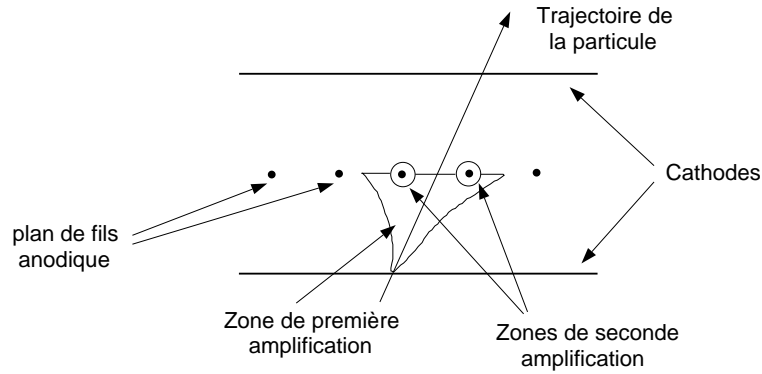


FIG. 2.9 – fonctionnement des *CATS*

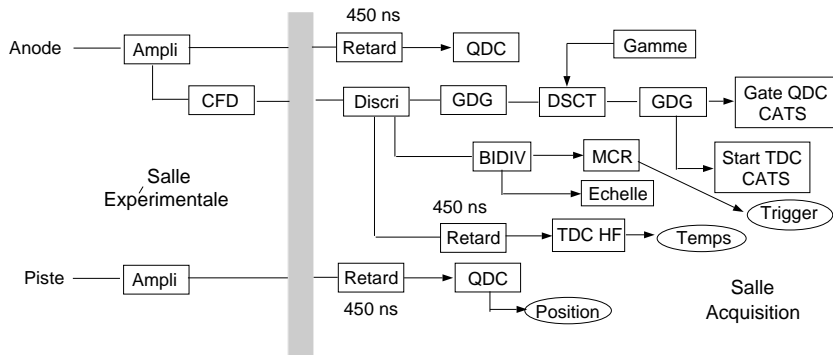


FIG. 2.10 – Schéma d'électronique pour le détecteur *CATS*

- discrimi : discriminateur
- CFD : discriminateur à fraction constante
- GDG : générateur de portes retardées
- QDC : codeur en charge
- TDC : codeur de temps
- MCR : Module de décision (Module de Coïncidence Rapide)
- BIDIV : diviseur de signaux logiques (exemple : génère un signal logique tous les cent signaux logiques)
- DSCT : module de coïncidence avec un maître (la gamme). La gamme est le signal qui déclenche la coïncidence

Reconstruction de trajectoires

La reconstruction des trajectoires se fait par un calcul de barycentre sur les charges collectées par les bandes des deux cathodes. En moyenne, trois bandes par plan sont touchées pour un événement. Dans le cas où plus de trois pistes collectent des charges, on ne conserve que la piste ayant collectée la plus grande charge et ses deux pistes adjacentes. X_0 la position du barycentre est donnée par la relation :

$$X_0 = \frac{\sum X_i Q_i}{\sum Q_i}$$

où X_i est la position du centre de la piste i touchée et Q_i sa charge collectée. Ce calcul comporte une erreur systématique liée à la discontinuité de la méthode à l'interpiste. Afin de corriger la position calculée, il faut prendre en compte la distance entre le barycentre et le centre de la piste la plus touchée [?], cela donne :

$$X_{corr} = X_0 + \alpha(X_0 - X_{imax})$$

où X_{corr} est la position corrigée, X_{imax} le centre de la piste ayant collectée le plus de charge et α un coefficient de correction [67].

En calculant la position de la particule incidente sur deux *CATS* situées en amont de la cible (figure 2.4), on peut reconstruire la position de la réaction sur la cible dans les deux dimensions normales à l'axe théorique du faisceau ainsi que son angle d'incidence.

Une autre méthode de reconstruction de position de type sécante hyperbolique donne des résultats assez proches [67].

Calibration

On a vu précédemment que nous n'avions pas besoin d'une mesure absolue de la charge collectée par les bandes pour définir la trajectoire de la particule.

De ce fait, on effectue une calibration relative des pistes. On injecte des impulsions calibrées sur le plan de fils et on code en charge le signal induit sur les pistes de la cathode (figure 2.11). Ainsi, on obtient une calibration de l'ampli au codeur (figure 2.10) de la chaîne d'électronique. On relève la position du bruit électronique (X_0) ainsi que sa largeur (σ). La figure 2.11 permet de vérifier la bonne linéarité de la chaîne électronique. Une piste sera considérée comme touchée lorsque la charge collectée sera supérieure à $X_0 + 4\sigma$.

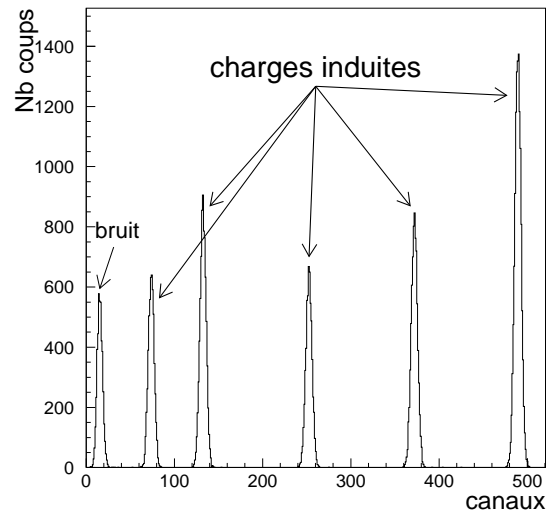


FIG. 2.11 – Spectre de calibration d'une piste du détecteur *CATS*. La hauteur relative des pics n'est liée qu'au temps d'acquisition

Résolution

Les mesures de résolution en temps et en position des *CATS* sont effectuées avec le faisceau.

Résolution en position On place une grille comportant des trous de 0.2 mm régulièrement espacés au point cible. Seules les particules passant par les trous traversent la grille. La reconstruction des trajectoires des particules détectées dans les plastiques (*Mur de plastiques* ou *Plastique Faraday*) permet d'obtenir une image de la grille (figure 2.12). En modifiant les valeurs des courants des *steerers* (dipôles de corrections) en amont des *CATS* sur la

ligne de faisceau, on peut sonder toute la surface des *CATS* et de la cible. En projetant l'image d'un trou sur les deux directions normales au faisceau,

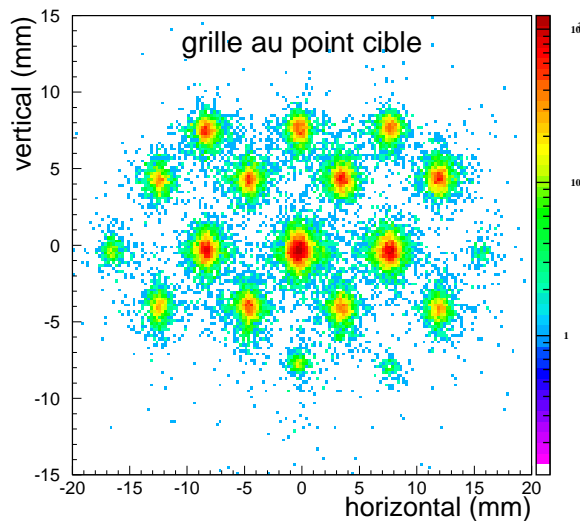


FIG. 2.12 – Image de la grille placée au point cible pour le faisceau de ^{11}C

on détermine la résolution en position sur la cible (figure 2.13).

Le tableau 2.4 récapitule les résolutions en position sur les détecteurs *CATS* et sur la cible pour les faisceaux de ^{10}C et de ^{11}C . La résolution sur la cible est de l'ordre de 1.1 mm . Comme la cible est située à 15 cm du détecteur *MUST*, cela induit une incertitude en angle de détection de 0.42° sans tenir compte de la largeur des pistes de *MUST*. Ces résolutions en positions sont comparables à celles obtenues lors d'expériences précédentes [62, 67, 69].

	CATS		Cible	
	Horiz. (μm)	Vert. (μm)	Horiz. (μm)	Vert. (μm)
^{10}C	500	610	1000	1200
^{11}C	560	630	1100	1250

TAB. 2.4 – Résolution en position sur les détecteurs *CATS* et sur la cible pour les faisceaux de ^{10}C et de ^{11}C

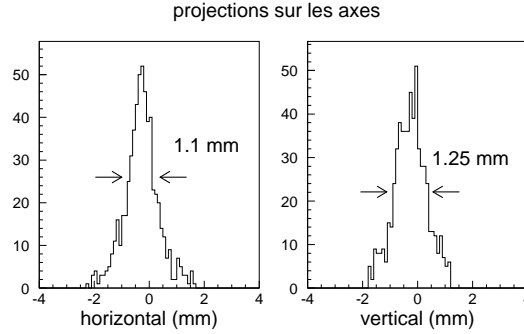


FIG. 2.13 – Projection du point central de la figure 2.12 sur les deux axes. Mesure de la résolution en position dans les deux directions.

Résolution temporelle Pour la mesure de la résolution temporelle, on retire la cible et on sélectionne les particules détectées en coïncidence dans les deux *CATS* et dans le *Plastique Faraday*. La largeur à mi-hauteur du spectre de temps de vol entre *CATS1* et *CATS2* donne la résolution temporelle de chacun des détecteurs *CATS* si l'on considère que les deux détecteurs contribuent de la même façon. Les résolutions en temps pour un détecteur *CATS* avec les faisceaux de ^{10}C et le ^{11}C sont respectivement de 1.46 ns et 1.53 ns . Ces résolutions sont nettement moins bonnes que celles obtenues avec des faisceaux plus lourds comme ^{20}O , ^{30}S ou ^{40}Ar : 710 ps , 440 ps et 540 ps respectivement [62, 67, 68]. Plus les ions du faisceau sont légers, plus la perte d'énergie dans les *CATS* est faible et plus la résolution temporelle est dégradée. Pour l' ^6He , une résolution temporelle comparable à celle de notre expérience a été obtenue : 1.2 ns .

2.2.4 Mur de plastiques et plastique Faraday

Ces détecteurs sont utilisés en coïncidence avec *MUST* et *CATS* afin de sélectionner les éjectiles détectés pour éliminer les réactions sur les contaminants du faisceau et de la cible. Le *plastique Faraday* situé à zéro degré (figure 2.4) donne de plus une mesure de l'intensité du faisceau. Le *Plastique Faraday* est composé d'un plastique scintillant BC408 de 3 cm de diamètre et de 3 cm d'épaisseur associé à un guide de lumière et à un photomultiplicateur rapide VD109 de dix dynodes. Six lattes de plastique scintillant BC408 de 50 cm dans la direction horizontale, de 8 cm dans la direction verticale et de 3 cm d'épaisseur forment le *Mur de plastique*. À chaque extrémité des lattes un guide de lumière est associé à un photomultiplicateur *XP20*20*.

Pour chaque détecteur, deux informations sont codées :

- la lumière créée par l'arrêt de la particule dans le plastique scintillant ;
- le temps de vol par rapport aux *CATS*.

L'échauffement des photomultiplicateurs situés à l'intérieur de la chambre à réaction dégrade la résolution du codage en charge de la lumière induite par l'arrêt de la particule dans le plastique. Dans notre cas, cela n'a pas d'incidence car il y a peu de contaminants (seulement du ^{12}C à 36.3 A.MeV dans le faisceau de ^{11}C à 40.6 A.MeV) et la séparation est bonne. On verra cela au chapitre suivant. Cependant, une amélioration serait de placer les photomultiplicateurs à l'extérieur de la chambre à réaction.

La largeur à mi-hauteur du spectre de temps de vol par rapport à *CATS2* en déconvoluant de la résolution de *CATS2* permet d'obtenir la résolution temporelle des détecteurs plastiques (tableau 2.5). La variation de la résolution du *Plastique Faraday* entre le faisceau de ^{10}C et celui de ^{11}C est dû à un mauvais réglage de la tension du photomultiplicateur.

	^{10}C	^{11}C
<i>Plastique Faraday</i> (ps)	820	520
<i>Mur de plastiques</i> (ps)	563	580

TAB. 2.5 – Résolution en temps des détecteurs plastiques pour les faisceaux de ^{10}C et de ^{11}C

Les schémas de l'électronique sont présentés sur les figures 2.14 et 2.15.

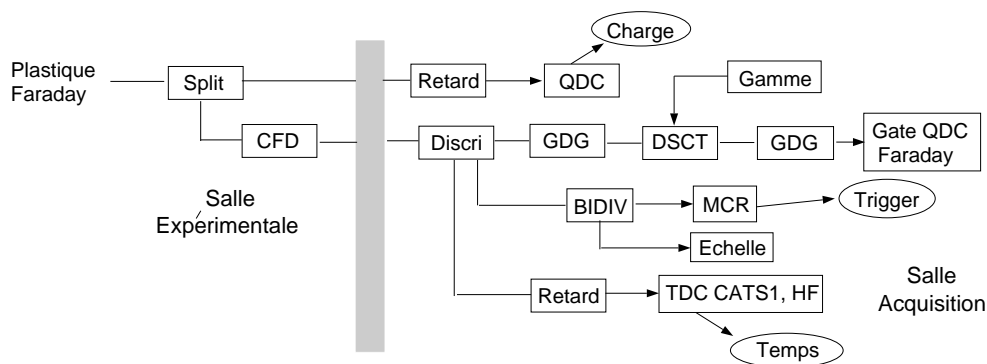


FIG. 2.14 – Schéma électronique pour le détecteur *Plastique Faraday*

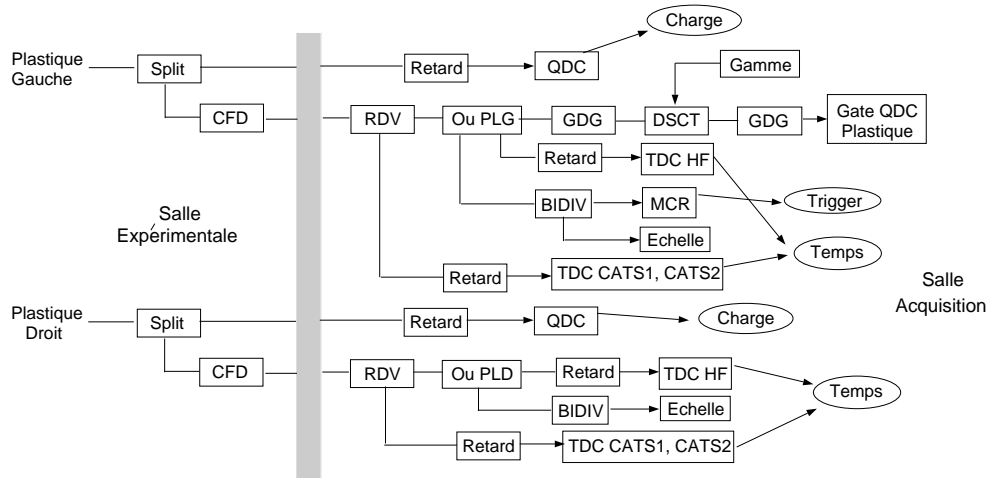


FIG. 2.15 – Schéma d'électronique pour le détecteur *Mur de plastiques*

2.2.5 Électronique de déclenchement

On a utilisé un module de coïncidence rapide (MCR), il est noté aussi “trigger” sur les schémas d'électronique précédents, avec les entrées suivantes :

- *MUST*
- *CATS1* %
- *CATS2* %
- *Plastique Faraday* %
- *Mur de plastiques* %

où le sigle % indique que les signaux en entrée sont divisés. Toutes les voies déclenchent le module et aucune condition de coïncidence n'est appliquée pour que l'événement soit accepté. Cela ne pose aucun problème dans la mesure où toutes les voies d'électronique CAMAC (non *MUST*) sont codées et lues à chaque événement. Le signal de déclenchement pour le détecteur *MUST* est délivré par sa carte trigger lorsqu'un des modules de *MUST* est touché et qu'il n'y a pas d'autre événement en acquisition. Le codage et la lecture de *MUST* sont conditionnés par son déclenchement. Le schéma électronique de décision est présenté sur la figure 2.16

2.2.6 Acquisition

On a utilisé le logiciel *OASIS* qui permet la lecture des données, leur visualisation et leur traitement en ligne ainsi que le stockage sur bandes magnétiques DLT. Le mode d'acquisition utilisé est dit “*mode physique*”,

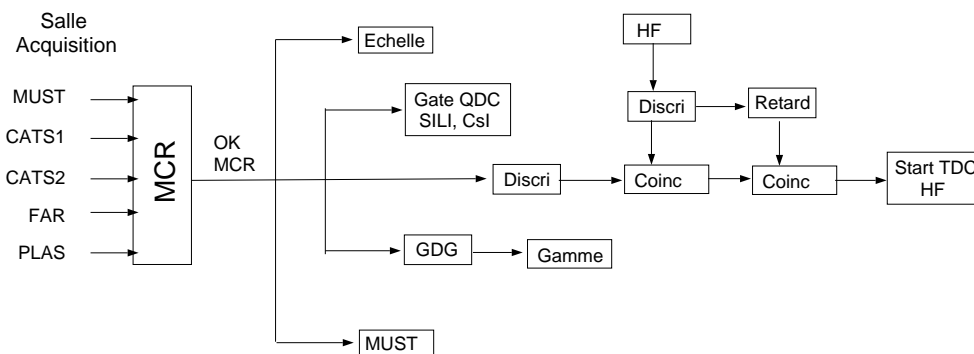


FIG. 2.16 – Schéma d'électronique du module de coïncidence rapide (MCR)

c'est à dire qu'un nombre limité des paramètres du détecteur *MUST* sont enregistrés :

- énergies codées en amplitude des *SiLi* et des *CsI*,
- numéro du détecteur *MUST* touché,
- numéro de la piste déclencheuse de la face d'entrée du *Silicium*,
- numéro de la piste de la face de sortie du *Silicium* détectant l'énergie la plus importante,
- énergies des pistes touchées,
- énergies des pistes adjacentes aux pistes touchées des deux faces,
- un temps pour les pistes paires et un pour les pistes impaires.

Ce mode est adapté aux cas où une seule particule par événement est détectée dans un module *MUST* (dans notre cas, un proton par événement). Tous les paramètres concernant les autres détecteurs (*CATS*, *Mur de plastiques* et *Plastique Faraday*) sont enregistrés à chaque événement.

Le détecteur *MUST* serait un bon outil pour l'étude des diffusions élastique et inélastique proton-noyau en cinématique directe avec un faisceau de proton de l'ordre de 40MeV . Le tableau 2.6 est un comparatif des résolutions en énergie d'excitation que l'on peut atteindre pour une même réaction $^{10}\text{C} + p$ à $36.3A\text{MeV}$ (énergie dans le centre de masse) en cinématique directe ($p + ^{10}\text{C}$) et en cinématique inverse ($^{10}\text{C} + p$). On conclut que les mesures en cinématique directe permettent d'étudier des densités de niveaux d'excitations plus importantes puisque à performances de détections égales, la résolution en énergie d'excitation est nettement meilleure. La largeur des pistes du détecteur *MUST* est un facteur limitant de la

résolution en énergie d'excitation dans le cas de la cinématique inverse puisque un pas de 1 mm (écart entre les pistes de *MUST*) à 15 cm (distance entre les détecteurs *MUST* et la cible dans notre expérience) induit une incertitude de 0.38° dans la mesure de l'angle de diffusion. Pour améliorer cela, la solution est d'éloigner le détecteur de la cible. À 30 cm , le pas de 1 mm correspond à une incertitude de 0.19° . Cependant, pour la même surface de détection, la couverture de l'angle solide diminue d'un facteur 4 (proportionnelle à $1/d^2$ où d est la distance du détecteur à la cible).

$\Delta\theta_p$ deg.	ΔE_p keV	$p + {}^{10}\text{C}$ (40 MeV)	${}^{10}\text{C} + p$ (40 A.MeV)
		ΔE^* keV	ΔE^* keV
0.5	0.	49	450
1.0	0.	97	880
0.	50	59	30
0.	100	117	57
0.5	50	77	453
1.0	100	153	900

TAB. 2.6 – Influence de la résolution des mesures en position ($\Delta\theta_p$) et en énergie (ΔE_p) des protons sur la résolution en énergie d'excitation calculée du noyau étudié pour les réactions en cinématique directe ($p + {}^{10}\text{C}$ à 40 MeV) et en cinématique inverse (${}^{10}\text{C} + p$ à 40 A.MeV)

Chapitre 3

Traitement des données

Dans ce chapitre, nous allons détailler chacune des étapes qui mènent aux distributions angulaires expérimentales de diffusions élastique et inélastique. On a insisté précédemment sur l'importance de l'identification des particules en voie de sortie dans les réactions de diffusion pour les séparer des réactions parasites. Nous allons donc suivre la sélection des événements avec l'identification des produits de la réaction avant de voir l'influence de la mesure des trajectoires des particules du faisceau sur la résolution des mesures.

Les faisceaux secondaires ont une très grande émittance et l'extraction des distributions angulaires est plus délicate que dans le cas des faisceaux stables du fait de la prise en compte de l'angle d'incidence et de la position de la réaction sur la cible. Nous avons donc utilisé une méthode analytique que nous avons validée à l'aide d'une simulation.

3.1 Sélection des événements

Les faisceaux secondaires, malgré l'utilisation du spectromètre *Alpha*, sont souvent composés de plusieurs types de particules. Les noyaux d'intérêt ne sont pas forcément les plus nombreux dans le faisceau et les spectres de la réaction étudiée peuvent comporter un fond très important lié aux réactions induites par les autres particules du faisceau ; il faut donc identifier les éjectiles. De plus, d'autres réactions peuvent entraîner la détection d'un proton et l'identification de l'éjectile va permettre de rejeter ces événements. De la même façon, l'identification des protons (dans le cas des réactions (p, p')) parmi les particules légères de recul permet de diminuer le fond lié aux autres réactions. Cette identification est indispensable car c'est à partir des caractéristiques cinématiques des protons que l'on reconstruit les distri-

butions angulaires.

La sélection des événements se fait en appliquant des conditions successives sur les particules légères et les éjectiles détectés respectivement dans *MUST* et dans les plastiques scintillants (*Plastique Faraday* et *Mur de plastiques*). Le noyau incident responsable de l'événement doit avoir été détecté par les *CATS*, ce qui permettra de reconstruire la cinématique de la réaction.

3.1.1 Identification des particules légères dans le détecteur *MUST*

Deux méthodes sont utilisées pour l'identification d'une particule en fonction de son énergie et donc de sa profondeur de pénétration dans un des modules de *MUST* :

- temps de vol pour les particules les moins énergétiques (celles qui s'arrêtent dans le premier étage) ;
- perte d'énergie pour les plus énergétiques.

Le tableau 3.1 récapitule l'énergie nécessaire à chaque type de particule pour traverser les différents étages de détection. Les résultats présentés dans ce tableau supposent que l'incidence des particules est normale au plan de détection.

	1H	2H	3H	3He	4He
<i>Si</i> (300 μm)	6	8.2	9.6	21.7	24.5
<i>SiLi</i> (3.3 mm)	25.4	34.3	41.1	89.5	101
<i>CsI</i> (3 cm)	104	138	165	370	410

TAB. 3.1 – Énergies en *MeV* à partir desquelles les différentes particules traversent chacun des trois étages de *MUST*

Identification dans le détecteur *Silicium*

Pour les particules les moins énergétiques qui sont arrêtées dans le premier étage de détection, l'identification se fait par mesure de temps de vol entre *CATS2* et le détecteur *Silicium*. Les particules détectées peuvent être traitées en cinématique classique et le temps de vol T_{vol} d'une particule est donné par la relation :

$$T_{vol} = l \sqrt{\frac{m}{2E}}$$

où l est la distance entre la cible et le détecteur, m la masse et E l'énergie cinétique de la particule. La corrélation (T_{vol}, E) permet de séparer en masse les différentes particules. Le tableau 3.2 donne les temps de vol pour les particules légères du proton à l' α pour une distance cible-détecteur de 15 cm. On remarque que la séparation entre le tritium et l' 3He n'est pas possible pour une distance aussi faible car la différence de masse n'est que de 20 keV.

E MeV	Temps de vol (ns)				
	<i>proton</i>	<i>deuton</i>	<i>tritium</i>	3He	α
1	10.8	15.3	18.7	18.7	21.6
2	7.7	10.8	13.2	13.2	15.3
4	5.4	7.7	9.4	9.4	10.8
6	4.4	6.3	7.7	7.7	8.8
8	3.8	5.4	6.6	6.6	7.6
10	3.4	4.8	5.9	5.9	6.8
12	3.1	4.4	5.4	5.4	6.2
14	2.9	4.1	5.0	5.0	5.8
16	2.7	3.8	4.7	4.7	5.4
18	2.5	3.6	4.4	4.4	5.1
20	2.4	3.4	4.2	4.2	4.8

TAB. 3.2 – Temps de vol des protons, deutons, tritons, 3He et α sur une distance de 15 cm en fonction de l'énergie de la particule.

La matrice de corrélation (figure 3.1) entre le temps de vol (de la cible au *Silicium*) et la perte d'énergie dans le *Silicium* permet l'identification des protons détectés dans chaque module de *MUST*. On sélectionne les protons sur cette matrice par un contour graphique. La séparation entre les différentes particules est beaucoup moins nette que sur la matrice obtenue lors d'une expérience précédente de diffusion élastique et inélastique ${}^{40}Ar + p$ à 77 A.MeV (figure 3.2). Cette moins bonne résolution a deux origines :

- on n'a pu mesurer les décalages en temps des pistes de la face d'entrée des détecteurs *Silicium* (voir les calibrations en temps au chapitre 2) ;
- la résolution en temps du détecteur *CATS2* utilisé en coïncidence pour la mesure de temps de vol était de 1.5 ns alors que lors de l'expérience ${}^{40}Ar + p$, la coïncidence était effectuée avec la haute fréquence du cyclotron *CSS2* dont la résolution est de l'ordre de 1 ns.

Pour ces deux matrices, on a imposé que les particules ne soient pas détectées par le *SiLi*. On remarque cependant qu'il subsiste des événements au niveau

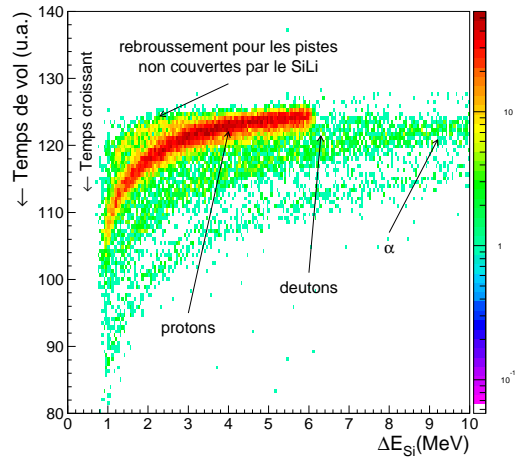


FIG. 3.1 – Identification en masse des particules détectées dans un des *Silicium* de *MUST* pour la réaction $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV . Corrélation entre le temps de vol et l'énergie déposée dans le *Silicium*. Contour de sélection pour les protons.

du rebroussement de la courbe d'identification des protons. Ceci est lié au fait que la surface active du *SiLi* est plus petite que celle du *Silicium* et qu'ainsi une partie des particules (2%) traversent le *Silicium* sans déclencher le *SiLi*. Cette condition sur le non déclenchement du *SiLi* permet de retirer les deutons, tritons, ^3He et α de haute énergie qui se situeraient sur les rebroussements des courbes d'identifications des particules et dégraderaient encore plus la séparation des protons.

On peut observer sur la matrice d'identification des particules de la figure 3.1 que le seuil d'acquisition d'événements correspond à une perte d'énergie de 1 MeV dans le *Silicium*. En effet, il n'y a pratiquement pas de coups avec une énergie ΔE_{Si} inférieure à 1 MeV .

Calibration des détecteurs *Silicium-Lithium* et identification des protons

La calibration de ces détecteurs n'a pas été placée au chapitre précédent car elle nécessite l'utilisation d'événements physiques et la prise en compte des paramètres des détecteurs *CATS* et *Silicium* de *MUST*.

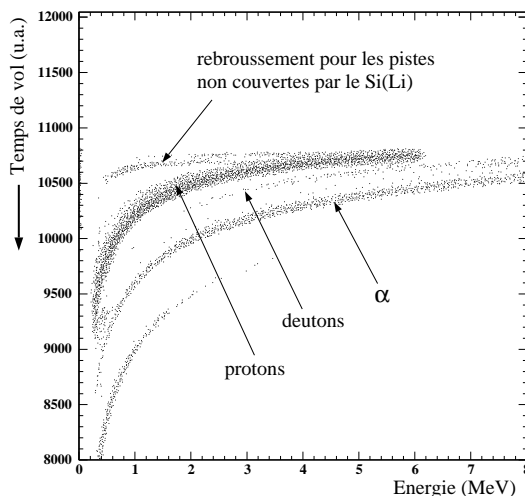


FIG. 3.2 – Identification en masse des particules détectées dans un *Silicium* de *MUST* pour la réaction $^{40}\text{Ar} + p$ à 77 A.MeV . Corrélation entre le temps de vol et l'énergie déposée dans le *Silicium*.

La perte d'énergie d'une particule dans un des *Silicium*, qui a permis le déclenchement de *MUST* et la mesure de sa position de détection, est dépendante de son énergie cinétique, de sa masse et de son nombre de charge ($\Delta E \propto A/Z^2 E$). Pour les particules stoppées dans le *SiLi*, à une énergie perdue dans le premier étage du télescope correspond une seule énergie possible dans le *SiLi*. Les courbes théoriques d'identification de particules sur la figure 3.3 sont obtenues à partir d'une table de perte d'énergie pour les protons dans le silicium [76] et des fonctions analytiques basées sur la perte d'énergie des protons pour les autres particules [77]. Expérimentalement, la distance parcourue dans le *Silicium* dépend de l'angle d'incidence de la particule. Toutefois, pour ces courbes d'identification calculées, on a considéré que toutes les particules traversaient $300 \mu\text{m}$ de silicium.

Il existe plusieurs programmes qui permettent de calculer la perte d'énergie d'une particule dans un matériau. Les fonctions analytiques utilisées dans ces programmes sont généralement obtenues à partir de mesures pour des particules plus lourdes que le proton à des énergies supérieures à la dizaine de *MeV* par nucléon. Sur la figure 3.4, on peut comparer les pertes d'énergies des protons dans $300 \mu\text{m}$ de Silicium obtenues à partir d'un calcul analytique (programme *PEDRA*) et de la table de perte d'énergie mesurée pour des protons que l'on a utilisée [76]. Plus les énergies des protons sont grandes, meilleur est l'accord entre le calcul réalisé avec *PEDRA* et la valeur tabulée. À basse énergie, pour des protons de 6.5 MeV les résultats diffèrent de 310 keV

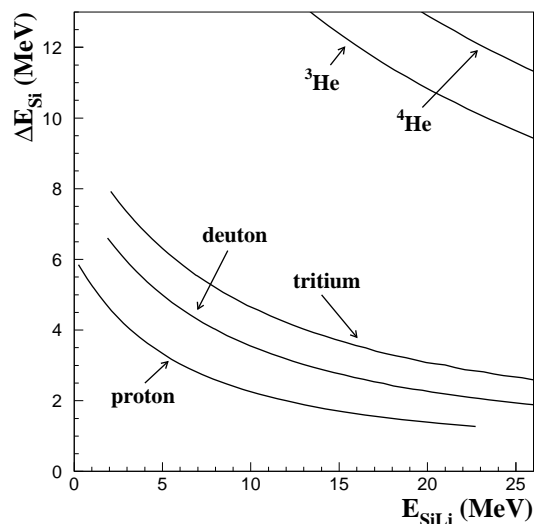


FIG. 3.3 – Perte d'énergie dans le Silicium (ΔE_{Si}) en fonction de l'énergie déposée dans le *SiLi* (E_{SiLi}) pour des particules stoppées dans le *SiLi*.

(soit 6%).

La perte d'énergie dans le *silicium* donne donc l'énergie déposée dans le *SiLi* suivant le type de particule pour une distance parcourue dans le *Silicium* (figure 3.3) La procédure de calibration est la suivante :

- On sélectionne les protons sur la matrice expérimentale de corrélation entre la perte d'énergie calibrée dans le *Silicium* et celle non calibrée dans le *Silicium-Lithium* (figure 3.5).
- On calcule pour chaque proton sa distance parcourue dans le *Silicium* à partir du point d'impact sur la cible (obtenu avec les détecteurs *CATS*) et de sa position de détection sur le *Silicium*.
- On sélectionne ensuite des plages en perte d'énergie de 20 *keV* et en distance parcourue de 5 μm dans le *Silicium*. La projection de ces coupures sur le spectre brut d'énergie déposée dans le *SiLi* correspond à une énergie bien déterminée. En itérant ces coupures sur différentes pertes d'énergies dans le *Silicium*, on obtient une calibration du *SiLi*.

Identification des protons dans le détecteur *SiLi* Les particules plus énergétiques qui traversent le premier étage de détection (tableau 3.1) sont dans 98% des cas détectées dans le *SiLi*. On rappelle que les 2% de perte sont dus au fait que le détecteur *SiLi* est légèrement plus petit (58 * 58 mm^2) que

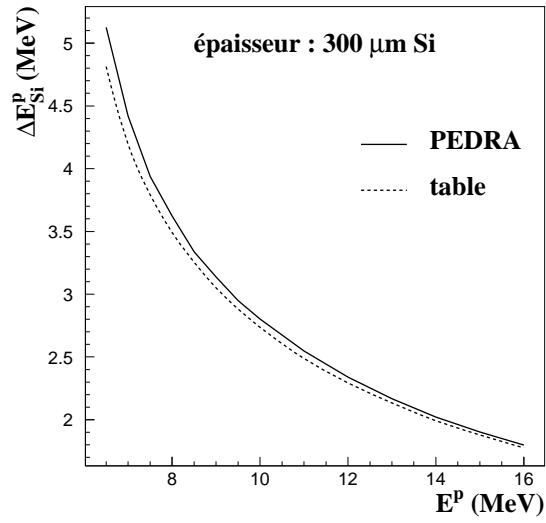


FIG. 3.4 – Pertes d'énergies pour des protons dans $300\mu m$ de Silicium. Calculs effectués à partir d'une table de pertes d'énergie et d'un calcul analytique (programme *PEDRA*).

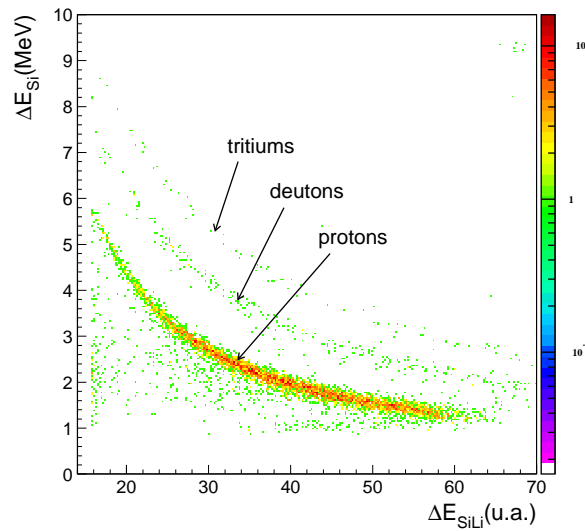


FIG. 3.5 – Matrice de corrélation entre la perte d'énergie calibrée ΔE_{si} dans le *Silicium* et la perte d'énergie non calibrée ΔE_{SiLi} .

le détecteur *Silicium* ($60 * 60 \text{ mm}^2$). La matrice de corrélation entre la perte d'énergie dans le *Silicium* ΔE_{Si} et l'énergie déposée dans le *SiLi* (ΔE_{SiLi}) de la figure 3.5 ne tient pas compte de la calibration du détecteur *SiLi*. Une matrice d'identification des particules détectées dans le *SiLi* prenant en compte la calibration de celui-ci est présentée sur la figure 3.6.

Comme dans le cas de l'identification des particules dans le détecteur *Silicium*, il y a un rebroussement pour les particules traversant cet étage de détection (figure 3.6) et l'on peut encore mettre en évidence la présence d'un seuil assez haut, de l'ordre de 1 MeV sur le discriminateur du *Silicium*. L'origine de ce seuil et ses conséquences sont expliquées dans le paragraphe suivant.

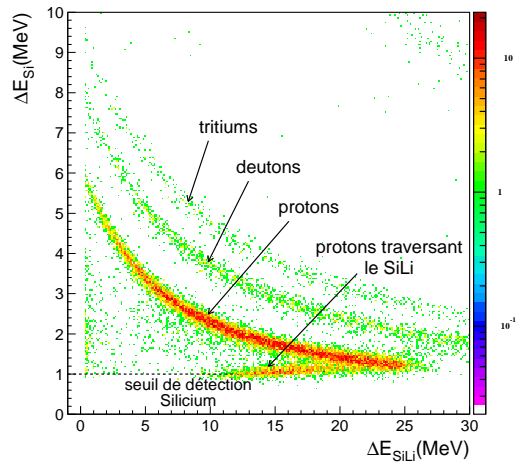


FIG. 3.6 – Identification en masse et en charge des particules détectées dans le détecteur *SiLi* d'un des modules de *MUST* pour la réaction $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV .

3.1.2 Limitation de la plage angulaire des distributions de sections efficaces

L'acquisition d'un événement de *MUST* en *mode physique* n'est pas seulement conditionné par le passage d'un seuil en énergie d'une des pistes de la voie d'entrée du détecteur *Silicium*. Le processeur DSP (Digital Signal Processor) qui permet de réduire le nombre de paramètres du *Silicium* transmis à l'acquisition impose le passage d'un seuil de traitement que l'on n'a pu

baisser en dessous de 1 MeV environ. Ce seuil ne permet pas de détecter des protons d'énergie supérieure à 32 MeV .

Au-dessus de $25\text{--}26\text{ MeV}$, les protons sortent du *SiLi*. Ils peuvent être détectés dans le *CsI*. Toutefois, le faible nombre de particules détectées dans les *CsI* ne nous a pas permis de les calibrer correctement en énergie. Théoriquement, l'identification du proton dans ces détecteurs *CsI* couplée à la mesure de son angle de diffusion et des pertes d'énergie dans les *Silicium* et *SiLi* doit permettre de reconstruire l'angle de la réaction dans le référentiel du centre de masse et donc de remonter à la distribution angulaire. La figure 3.7 représente les corrélations $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ des protons diffusés dans la réaction en cinématique inverse $^{10}\text{C} + p$ à 40 A.MeV . Les courbes en trait plein signent les caractéristiques cinématiques des protons qui sont arrêtés dans le *Silicium* ou dans le *SiLi*. Les courbes en trait pointillé correspondent à des protons traversant les deux premiers étages de *MUST* et détectés dans le *CsI* mais dont les énergies ne sont obtenues qu'en sommant les énergies déposées dans les détecteurs *Silicium* et *SiLi*. On peut noter qu'il est toutefois possible de bien séparer les différents états du ^{10}C . Cependant, les seuils de détection des *CsI* de l'ordre de 8 MeV (correspondant à des protons de plus de 27.5 MeV) et un nombre d'événements faible ne nous ont pas permis d'utiliser ces détecteurs *CsI* pour l'identification des particules lors de notre analyse. Ce seuil était lié aux codeurs en amplitude ou aux amplificateurs utilisés. De plus, l'identification des protons dans le rebroussement pour le *SiLi* n'est pas suffisamment bonne pour l'utiliser.

Dans la suite, on identifie les particules dans les détecteurs *Silicium* et *SiLi* et les énergies des protons seront reconstruites en sommant les énergies déposées dans ces détecteurs.

3.1.3 Identification des éjectiles

Dans notre cas, la sélection des éjectiles se fait avec le *Plastique Faraday* et le *Mur de plastique* centrés à 0° après la cible dans le sens de propagation du faisceau (figure 2.2).

Pour sélectionner les éjectiles, on utilise la corrélation entre la lumière induite par l'arrêt de la particule dans le plastique scintillant et le temps de vol de cette particule entre *CATS2* et le plastique considéré. Cette matrice (figure 3.8) permet de mettre en évidence un contaminant dans le faisceau de ^{11}C à 40.6 MeV . Lors de la production du faisceau, on n'avait pas identifié de contaminant dans le faisceau de ^{11}C (chapitre 2), mais les conditions optiques n'étaient pas identiques du fait de l'utilisation du silicium (émittance du faisceau réduite). On ne connaît donc pas la nature du contaminant du faisceau de ^{11}C . Les deux paramètres de la matrice fournissent toutefois des

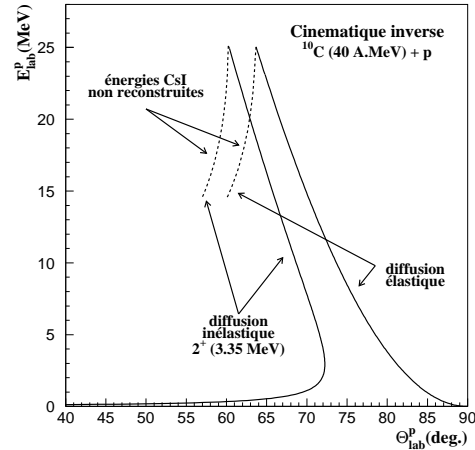


FIG. 3.7 – Cinématique du proton de recul pour la réaction en cinématique inverse ^{10}C sur proton à $40A.MeV$. Diffusion élastique et diffusion inélastique vers le premier état excité à $3.35 MeV$.

informations sur ce contaminant :

- Le temps de vol du contaminant est supérieur au temps de vol du ^{11}C . C'est à dire que le rapport m/Q du contaminant est supérieur à celui du ^{11}C . Les ions sont très majoritairement «épluchés» de tous leurs électrons et $Q = Z$. Le rapport m/Q devient donc A/Z ;
- La lumière induite par l'arrêt d'une particule dans le plastique est difficile à prédire mais elle dépend de son nombre de masse (A), de son nombre de charge (Z) et de son énergie (E). *Becchetti et al.* [78] ont mené une étude sur la réponse fluorescente du *NE102* pour des ions de Z entre 1 et 35 à des énergies inférieures à $15 A.MeV$. La formule analytique déduite de cette étude donne une idée de la lumière collectée L :

$$L = 4.0 \times A^{-0.63} Z^{-0.63} E^{1.62} \quad (3.1)$$

D'après cette formule, la lumière induite par l'arrêt du ^{11}C est de $5602 (u.a)$. Celle du contaminant doit être inférieure à celle du ^{11}C .

En supposant que le contaminant est ^{12}C (résidu du faisceau primaire), la lumière induite est bien inférieure à celle du ^{11}C (4631 et $5602 (u.a)$ respectivement) et le rapport A/Z est bien supérieur. L'énergie du contaminant est fixée par la rigidité magnétique $B\rho$ du dernier dipôle du spectromètre *Alpha* par la relation $B\rho = \frac{mv}{Z}$. L'énergie du ^{11}C étant de $40.6 A.MeV$

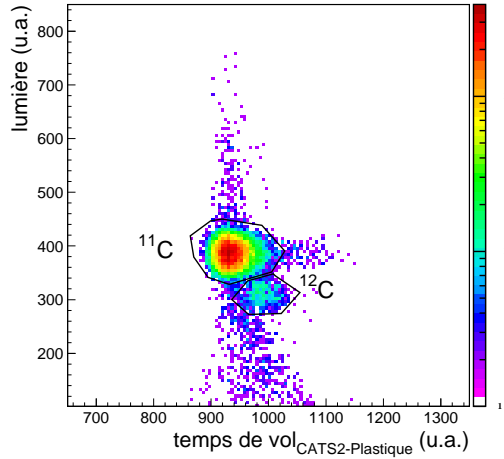


FIG. 3.8 – Matrice d’identification des particules détectées dans une des lattes du *Mur de plastique* en coincidence avec un proton dans un des modules de *MUST*.

($B\rho = 1.694 T.m$), celle du ^{12}C doit être de $34.2 A.MeV$. On verra à la section 3.2.6 que ce contaminant est bien du ^{12}C .

Après l’identification des éjectiles on a terminé la sélection des événements. On peut donc passer au traitement des données conservées.

3.2 Traitement des données

On vient de sélectionner les événements de diffusion proton-noyau et les paramètres considérés par la suite sont :

- position et angle d’incidence du noyau incident sur la cible,
- numéro des pistes des faces d’entrée et de sortie du détecteur *Silicium* de *MUST* touché,
- énergie déposée par le proton de recul dans le *Silicium* (face de « sortie » du détecteur),
- énergie déposée par le proton de recul dans le *SiLi*.

Ces paramètres permettent de calculer l’angle et l’énergie de diffusion du proton. C’est de la corrélation entre l’énergie E_{lab}^p et l’angle Θ_{lab}^p de diffusion du proton dans le laboratoire que l’on extrait l’énergie d’excitation E^* du noyau et l’angle de diffusion Θ^{cm} dans le référentiel du centre de masse du système. On va voir que la mesure de la position de la réaction et de l’angle

d'incidence sur la cible à l'aide des *CATS* a une grande influence sur la résolution des paramètres calculés E^* et Θ^{cm} .

3.2.1 Énergie d'excitation et angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse

L'énergie d'excitation du noyau ainsi que l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse sont obtenus à partir des caractéristiques cinématiques du proton diffusé. Les calculs sont effectués en cinématique relativiste et on peut les écrire dans le référentiel du laboratoire. L'impulsion du proton diffusé p_p est donné par la relation :

$$p_p = \sqrt{T_p^2 + 2m_p T_p}$$

où T_p est l'énergie cinétique du proton et m_p sa masse. L'impulsion du faisceau p_b s'écrit de la même façon :

$$p_b = \sqrt{T_b^2 + 2m_b T_b}$$

avec m_b la masse de la particule du faisceau et T_b son énergie cinétique. L'impulsion du projectile diffusé (éjectile) p_c avec une énergie d'excitation E^* est donnée par la relation :

$$p_c = \sqrt{T_c^2 + 2(m_c + E^*)T_c} \quad (3.2)$$

avec T_c son énergie cinétique et m_c sa masse. Dans notre cas, on a $m_b = m_c$. L'impulsion de l'éjectile p_c peut se déduire de la relation de conservation de l'impulsion totale en considérant les impulsions du proton diffusé et du projectile :

$$p_c = \sqrt{p_b^2 + p_p^2 - 2p_b p_p \cos \theta_p} \quad (3.3)$$

où θ_p est l'angle de diffusion du proton par rapport à la direction de la particule incidente.

Dans notre cas où les particules diffusées sont identiques aux particules entrantes, la conservation de l'énergie totale se présente sous la forme :

$$T_c = T_b - T_p - E^* \quad (3.4)$$

En utilisant les relations 3.3 et 3.4 dans l'équation 3.2, on peut déduire l'énergie d'excitation du noyau à partir des caractéristiques cinématiques du proton :

$$E^* = -m_c + \sqrt{\Delta}$$

avec :

$$\Delta = m_c^2 - \left(2m_c(T_p - T_b) + 2T_p T_b - T_b^2 - T_p^2 + p_c^2 \right)$$

L'angle de diffusion du proton dans le référentiel du centre de masse θ_p^{cm} est déduit de la relation :

$$\tan \theta_p^{cm} = \frac{p_p \sin \theta_p}{\gamma(p_p \cos \theta_p - \beta T_p)}$$

avec :

$$\beta = \frac{\sqrt{T_b(T_b + 2m_b)}}{E_b + m_b + m_p} \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Cet angle θ_p^{cm} varie entre 0° et 180° . Les distributions angulaires de section efficace sont présentées en fonction de l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse du noyau étudié qui vaut $\pi - \theta_p^{cm}$.

3.2.2 Position de réaction et angle d'incidence du faisceau sur la cible

Les pistes touchées (une piste par face) du détecteur *Silicium* d'un des modules de *MUST* permettent de définir l'angle de détection de la particule légère diffusée par rapport à l'axe théorique de propagation du faisceau. On va transformer cet angle de détection en angle de diffusion en prenant en compte événement par événement le point d'impact et l'angle d'incidence du projectile sur la cible.

La figure 3.9 présente les profils successifs du faisceau de ^{11}C pour la réaction $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV sur les détecteurs *CATS1* et *CATS2* et sur la cible de polypropylène (les distances sont indiquées sur la figure 2.4). On peut noter l'effet de focalisation des quadrupôles situés en amont de *CATS1* en observant la réduction continue de la tache de faisceau lorsque l'on va de *CATS1* à la cible. La distribution de l'angle d'incidence pour le même faisceau est représentée sur la figure 3.10.

Les *CATS* peuvent détecter jusqu'à $5 \cdot 10^5$ pps à condition que la densité de particules par unité de surface et de temps ne soit pas trop importante (inférieure à 4000 pps et par mm^2). Au-delà de ce régime de fonctionnement, des charges électriques peuvent s'accumuler et créer un régime de décharge qui dégrade le détecteur. Pour cette expérience, on a volontairement dispersé le faisceau sur la cible afin de ne pas altérer le fonctionnement des *CATS*.

Ces paramètres (angle d'incidence et position sur la cible) sont calculés et pris en compte événement par événement pour la détermination de l'angle de diffusion du proton.

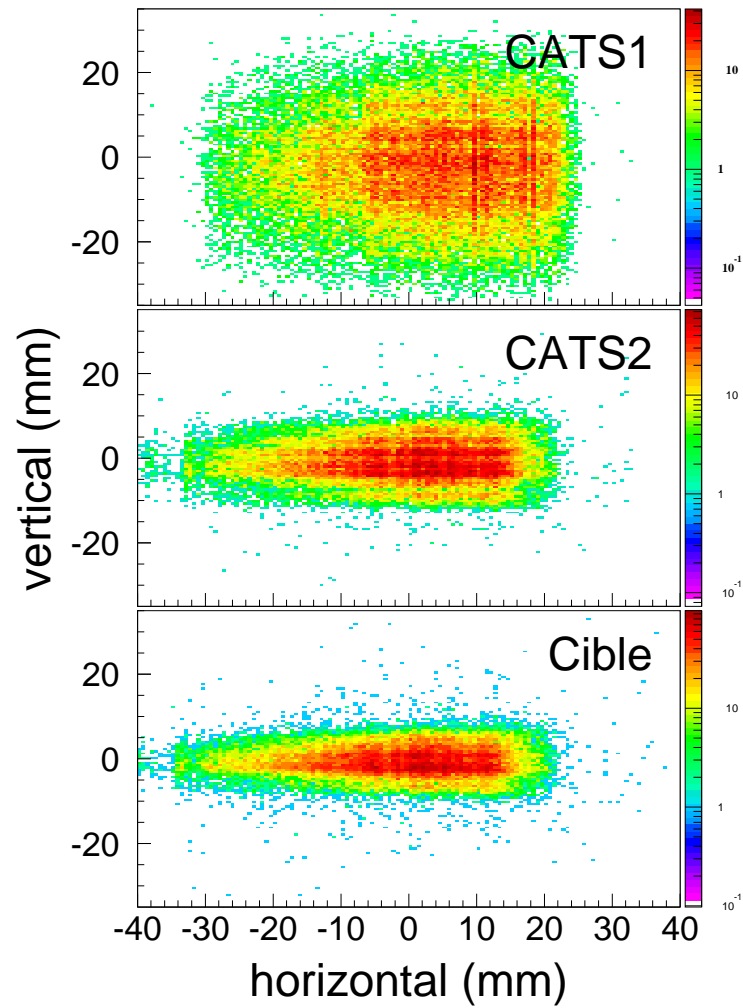


FIG. 3.9 – Profils du faisceau sur les deux détecteurs *CATS1* et *CATS2* et calcul des positions de réaction sur la cible.

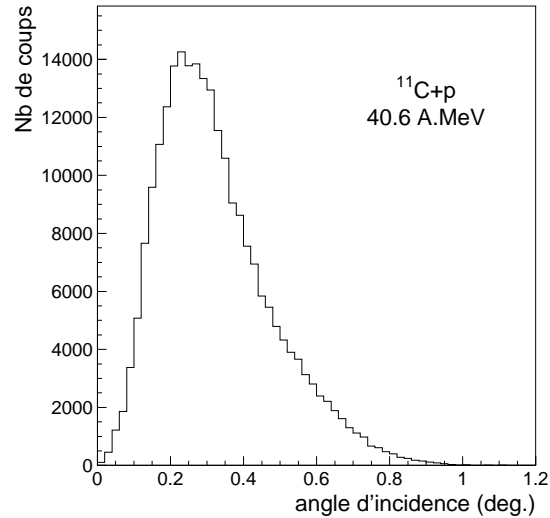


FIG. 3.10 – Distribution de l’angle d’incidence des particules du faisceau de ^{11}C sur la cible

Influence du point d’impact et de l’angle d’incidence sur la cible sur les mesures de diffusions

La figure 3.11 présente la matrice de corrélation $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ du proton diffusé dans la réaction en cinématique inverse $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV et sa projection sur le spectre en énergie d’excitation E^* du ^{11}C . Ces spectres sont obtenus en considérant que l’impact du faisceau de ^{11}C sur la cible est ponctuel avec un angle d’incidence nul (l’angle de diffusion est pris égal à l’angle de détection). La courbe tracée sur la matrice correspond aux caractéristiques cinématiques de la diffusion élastique. Le fond est très important et une seule structure à une énergie d’excitation nulle apparaît.

Les mêmes spectres obtenus en prenant en compte le point d’impact et l’angle d’incidence du faisceau sur la cible événement par événement sont présentés sur la figure 3.12. On calcule alors l’angle de diffusion. Cette fois-ci, on a tracé les courbes cinématiques des diffusions élastique et inélastique vers les états $1/2^-$, $5/2^-$ et $7/2^-$ situés respectivement à 2.00 , 4.32 et 6.48 MeV (de droite à gauche sur la figure). Suite aux sélections précédentes de l’éjectile et du proton de recul, on distingue clairement les différents états excités sur la matrice $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ et sur le spectre en énergie d’excitation E^* de la figure 3.12. De plus, la largeur du pic à mi-hauteur pour la diffusion élastique a

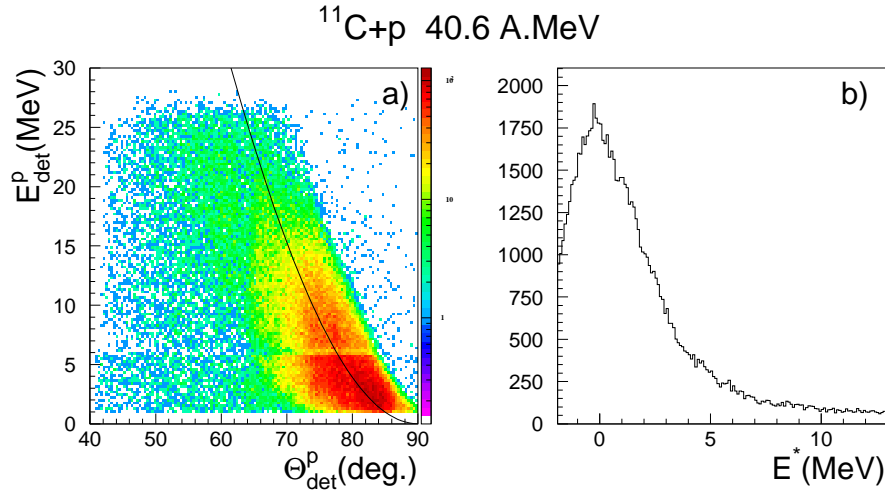


FIG. 3.11 – Matrice $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ et spectre en énergie d’excitation du ^{11}C pour la réaction $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV. Les calculs sont effectués sans prendre en compte la position et l’angle d’incidence du faisceau sur la cible.

diminué de 3.4 MeV (figure 3.11) à 700 keV (figure 3.12).

Les figures 3.11 et 3.12 montrent qu’il est indispensable de mesurer le point d’impact et l’angle d’incidence de chacune des particules du faisceau pour la reconstruction de l’angle de diffusion du proton.

Une mauvaise calibration des détecteurs *SiLi* induirait des pentes différentes pour les lignes cinématiques théoriques et expérimentales sur la figure 3.12. À ce point, on peut revenir sur la calibration du *SiLi*. En effet, si celle-ci n’était pas valable, on n’aurait pas une aussi bonne continuité entre les points expérimentaux et les courbes tracées sur la figure 3.12.

Énergie de diffusion du proton

Plus l’énergie du proton diffusé est faible, plus sa perte d’énergie dans la cible est importante. Pour une épaisseur de polypropylène de 1.48 mg/cm^2 , un proton de 1 MeV perd 532 keV tandis qu’un proton de 32 MeV ne perd que 22 keV. Pour remonter de l’énergie détectée à l’énergie de diffusion, il faut connaître la distance qu’il parcourt dans la cible et donc la position de la réaction. Avec les *CATS*, on reconstruit la trajectoire de la particule incidente dans la cible mais on ne peut déterminer sa profondeur de pénétration avant la réaction. La distance parcourue par le proton dans la cible est alors inconnue. Pour prendre en compte cette incertitude, on fait l’hypothèse que

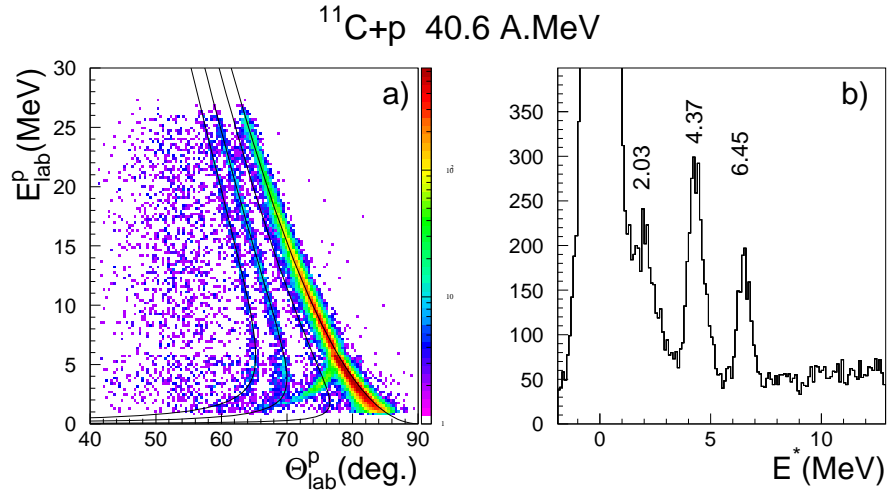


FIG. 3.12 – Matrice $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ et spectre en énergie d’excitation du ^{11}C pour la réaction $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV. La position et l’angle d’incidence du faisceau sur la cible sont pris en compte.

la réaction se produit de manière aléatoire dans l’épaisseur de cible traversée et on calcule la distance parcourue par le proton. Ensuite, on utilise une table de perte d’énergie [76] dans le polypropylène pour déduire l’énergie de diffusion en fonction de l’énergie de détection du proton et de la distance parcourue dans la cible. Pour une même position de détection, le fait de considérer la perte d’énergie dans la cible déplace le pic du fondamental sur le spectre en énergie d’excitation du ^{11}C de 80 keV à 13 keV. Le calcul de la perte d’énergie dans la cible est donc très important.

3.2.3 Coupures géométriques sur le détecteur *MUST*

Sur la matrice $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ de la figure 3.13 obtenue en sélectionnant les événements correspondant à une énergie nulle dans les *CsI* pour la réaction $^{11}\text{C} + p$, on a tracé la plage en énergie de détection des *SiLi* (de 6 MeV à 26.5 MeV). On remarque que dans la partie inférieure de cette plage de détection (entre 6 MeV et 7 MeV), la densité d’événements est plus faible que dans les zones en énergies voisines. Chaque détecteur *SiLi* possède un discriminateur qui impose un seuil pour le traitement de l’énergie en VXI. En dessous de 6 MeV, le proton est stoppé dans le *Silicium*. Au-dessus, le proton traverse le *Silicium* mais ne déclenche le détecteur *SiLi* que si son énergie est supérieure à 6.5 MeV environ.

La courbe de rebroussement indiquée sur la figure 3.13 correspond à tous les

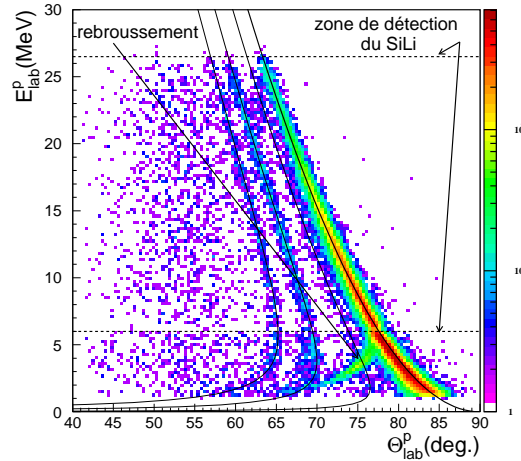


FIG. 3.13 – Matrice $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ pour la réaction $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV . La sélection des protons dans les deux premiers étages de *MUST* est prise en compte

protons qui traversent le *Silicium* mais ne sont pas détectés dans le *SiLi*. Cela inclut les protons dont l'énergie ne passe pas le seuil du *SiLi* et ceux qui ne traversent pas la surface active du *SiLi*. Ces derniers étaient déjà identifiés sur la figure 3.1. Étant donnée la résolution en temps atteinte pour notre expérience, il est difficile de rejeter ces protons sur la matrice d'identification (E, T_{vol}) de la figure 3.1. On choisit alors de retirer les quatre pistes extérieures de chacun des côtés de chaque détecteur *Silicium* lors du traitement des données. Après cette coupure, toutes les trajectoires des particules détectées dans le *Silicium* traversent le plan de détection du *SiLi*. L'effet est immédiat, la courbe de rebroussement disparaît et le fond du spectre en énergie d'excitation diminue (figure 3.14).

On remarque sur le spectre du fond soustrait 3.14c qu'une partie des pics de l'état fondamental du ^{11}C et des états excités apparaissent. On tiendra compte de cette coupure géométrique au moment de la reconstruction des distributions angulaires de section efficace.

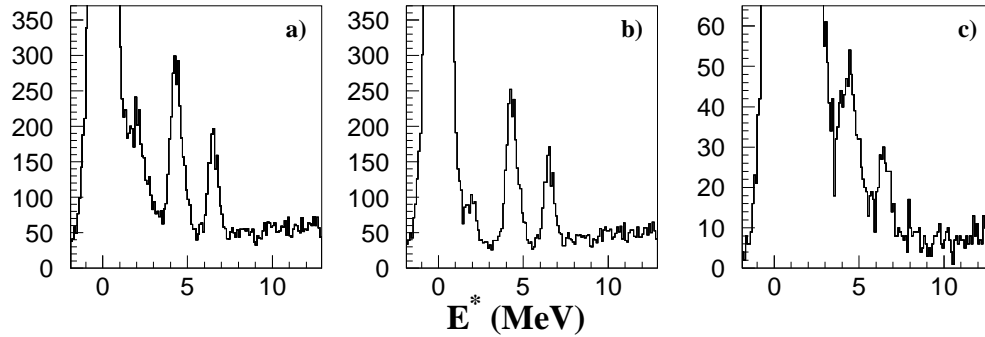


FIG. 3.14 – Spectres en énergie d’excitation du ^{11}C pour un module de *MUST*. **a)** sélection des protons dans *MUST*. **b)** sélection des protons dans *MUST* et coupure des 4 pistes extérieures pour chaque face du *Silicium*. **c)** soustraction des spectres **a)** et **b)**

3.2.4 Influence de la position du détecteur *MUST*

On a vu au chapitre précédent que la position des modules de *MUST* n’est mesurée que pour les 4 modules centraux. De plus, cette mesure est effectuée alors que le détecteur se trouve dans l’axe de propagation du faisceau, avant la rotation dans le plan horizontal de la couronne sur laquelle il est fixé. La précision de cette rotation est de 0.1° . Les positions des quatre modules extérieurs sont définies par des considérations mécaniques :

- les modules d’une même colonne sont alignés horizontalement ;
- l’espacement vertical entre les modules d’une même colonne est mesuré.

Deux angles de rotation autour de la cible définissent la position d’un module de *MUST* (un dans le plan horizontal et un dans le plan vertical). Dans le plan horizontal, la rotation est de -64° . Le calcul de l’angle de diffusion des protons prend en compte la position de la réaction sur la cible et la position de détection. L’angle de diffusion du proton et l’énergie d’excitation du noyau étudié dépendent donc de ces angles de rotation. Sur le spectre en énergie d’excitation, on peut vérifier la bonne localisation des détecteurs en relevant les positions des différents états. Sur le tableau 3.3, on présente les énergies de l’état fondamental et du premier état excité $5/2^-$ du ^{11}C pour l’ensemble des modules en considérant trois angles de rotation du support dans le plan horizontal autour de la cible. La sensibilité de cette méthode est de l’ordre 0.1° . En étudiant les autres diffusions $^{10}\text{C} + p$ et $^{12}\text{C} + p$ qui ont

des cinématiques de réaction différentes, on valide les positions des modules. Les ajustements sur les angles de rotation des modules de *MUST* sont inférieurs à 0.2° . Pour cet ajustement en position, on a considéré que la calibration en énergie des détecteurs est parfaite. En fait, une erreur sur la calibration du détecteur peut être en partie compensée par une erreur sur la position du détecteur. C'est pourquoi la sensibilité de cette méthode ne peut être inférieure à 0.1° .

	$3/2^-$	$5/2^-$
	0.0 MeV	4.319 MeV
-63.85°	82 keV	4.39 MeV
-64°	13 keV	4.31 MeV
-64.15°	-51 keV	4.21 MeV

TAB. 3.3 – Sensibilité des positions des états $3/2^-$ et $5/2^-$ du ^{11}C à la rotation dans le plan horizontal du support du détecteur *MUST*

3.2.5 Diffusions $^{12}\text{C} + p$ à 36.3 A.MeV

On a mesuré ces diffusions pour vérifier que l'on reconstruit correctement les distributions angulaires de section efficace. Cette mesure a été faite au début de l'expérience (section 2.1.5) alors que les détecteurs *plastique Faraday* et *Mur de plastiques* n'étaient pas complètement opérationnels. On n'a donc pu identifier les éjectiles. On a utilisé la cible de polypropylène de 8.25 mg/cm^2 et la mesure a été intégrée sur $1.1 \cdot 10^9$ particules incidentes de ^{12}C .

La figure 3.15 présente la matrice de corrélation $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ des protons diffusés et le spectre en énergie d'excitation du ^{12}C . L'état fondamental, les premiers états 2^+ et 3^- sont clairement identifiés. Leurs centroïdes situés respectivement à 20 keV , 4.46 MeV et 9.70 MeV sont en excellent accord avec les valeurs tabulées : 0 , 4.44 et 9.64 MeV . L'état 0^+ situé à 7.65 MeV est quasiment inexistant. La largeur à mi-hauteur de l'état fondamental est de 940 keV .

3.2.6 Diffusions $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV

Pour les diffusions $^{11}\text{C}+p$, on a utilisé les deux cibles de 1.48 et 8.25 mg/cm^2 et les mesures ont été faites avec respectivement $1.02 \cdot 10^{10}$ et $6.66 \cdot 10^9$ particules incidentes. La matrice de corrélation $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ et le spectre d'énergie

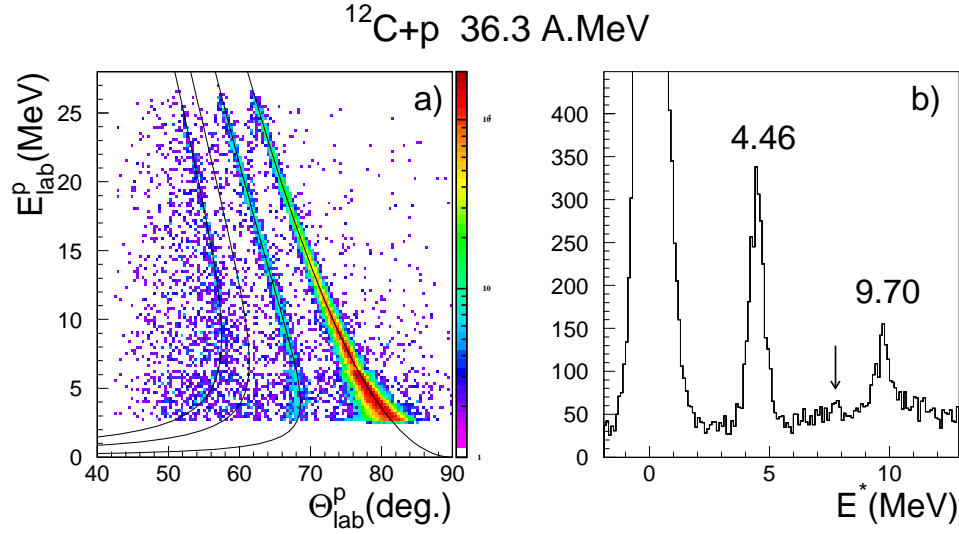


FIG. 3.15 – Matrice de corrélation $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ et spectre en énergie d'excitation du ^{12}C pour la réaction $^{12}\text{C} + p$ à 36.3 A.MeV.

d'excitation du ^{11}C obtenus avec la cible de polypropylène de 1.48 mg/cm^2 sont présentés sur la figure 3.16. Ils ont été obtenus après sélection des protons dans *MUST* et des éjectiles dans les détecteurs *Mur de plastiques* et *Plastique Faraday*. L'état fondamental $3/2^-$, et les états $1/2^-$ (2 MeV), $5/2^-$ (4.32 MeV) et $7/2^-$ sont observés dans ces mesures à 13 keV , 2.02 MeV , 4.33 MeV et 6.50 MeV . L'état fondamental possède une largeur à mi-hauteur de 680 keV (cible de 1.48 mg/cm^2). Le passage à la cible de 8.25 mg/cm^2 a pour effet de dégrader cette résolution (970 keV).

Le seuil de séparation de proton du ^{11}C se situe à 8.69 MeV . Le ^{11}C décroît alors en ^{10}B plus un proton. La formule 3.1 prédit qu'une lumière plus importante est générée par l'arrêt du ^{10}B que par celui du ^{11}C . En sélectionnant le ^{10}B sur la matrice de corrélation entre la lumière et le temps de vol par rapport à *CATS2* dans une des lattes du *Mur de plastiques* (figure 3.17), on obtient des structures sur le spectre en énergie d'excitation du ^{11}C au delà de 8 MeV . Cependant, il est difficile d'identifier les états excités étant données la résolution expérimentale, la densité et la largeur des états dans cette région (tableau 3.4).

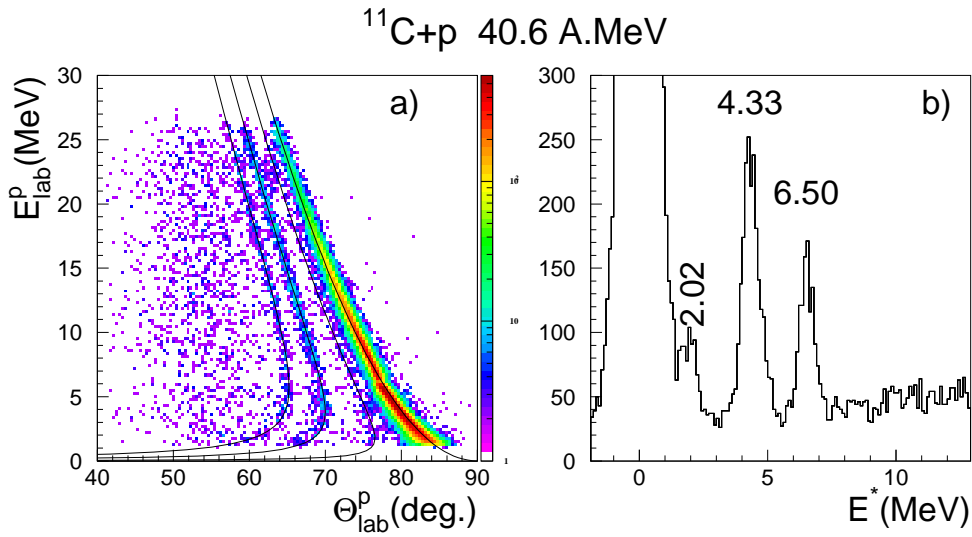


FIG. 3.16 – Matrice de corrélation $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ et spectre en énergie d'excitation du ^{11}C pour la réaction $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV.

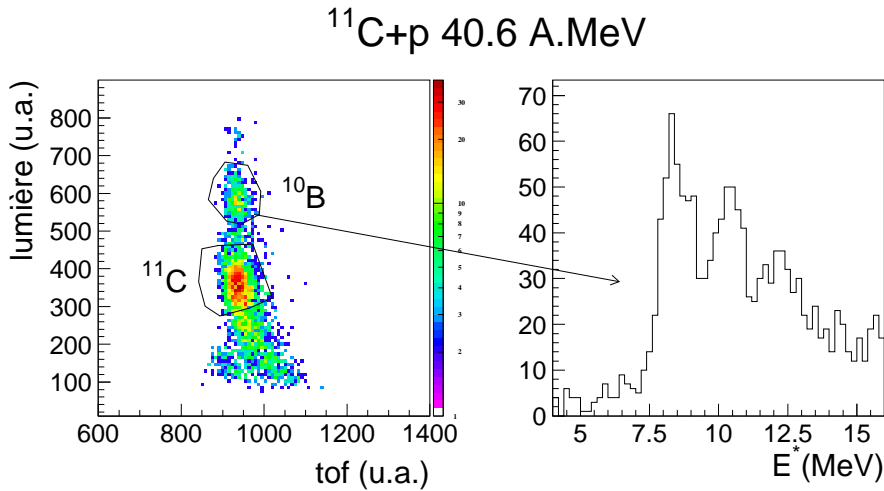


FIG. 3.17 – Matrice de corrélation $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ et spectre en énergie d'excitation du ^{11}C pour la réaction $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV avec la sélection du ^{10}B dans les platiques scintillants.

État	Énergie <i>MeV</i>	Largeur <i>keV</i>	État	Énergie <i>MeV</i>	Largeur <i>keV</i>
3/2 ⁻	8.10	-	7/2 ⁺	10.08	230
5/2 ⁻	8.42	-	9/2 ⁺	10.68	200
7/2 ⁺	8.66	< 5	-	11.03	300
5/2 ⁺	8.70	15	-	11.44	360
5/2 ⁺	9.20	500	-	12.16	270
3/2 ⁻	9.65	210	-	12.40	> 1000
5/2 ⁻	9.78	240	1/2 ⁻	12.51	490
7/2 ⁻	9.97	120	7/2 ⁺	12.65	360

TAB. 3.4 – Spins, parités, énergies et largeurs des états du ^{11}C situés entre 8 et 13 *MeV*

Fond induit par le carbone de la cible

Afin de déterminer le fond induit sur les spectres en énergie d'excitation par le carbone présent dans les cibles de polypropylène, on a réalisé une mesure avec une cible de carbone de 6 μm . Cette mesure a été analysée de la même façon que dans le cas de la cible de polypropylène. En normalisant au même facteur $N_{cib}^C \cdot N_{inc}$ (N_{cib}^C est le nombre de centres diffuseurs de carbone dans la cible et N_{inc} est le nombre de particules incidentes sur la cible), on obtient le spectre de la figure 3.18 que l'on peut directement comparer au spectre 3.16b. Le fond induit par la présence de carbone de la cible représente près de la moitié du fond total. Pour le calcul des distributions angulaires de section efficace, on soustraira globalement le fond sans séparer celui induit par le carbone de la cible. En effet, le spectre de la figure 3.18 est très peu structuré en dessous de 8 *MeV*. Seule la structure située à 0 *MeV* pourrait avoir une influence sur le calcul de la section efficace de diffusion élastique. Toutefois, le nombre de coups intégré dans cette structure est inférieur à 1% du nombre de coups du pic de l'état fondamental sur le spectre 3.16b. On en tiendra compte dans le calcul de l'erreur systématique sur les distributions angulaires de section efficace. Cette structure peut éventuellement être liée à la présence d'eau sur la cible de carbone.

Nature du contaminant dans le faisceau de ^{11}C

La matrice de corrélation $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ (figure 3.19) conditionnée par la détection du contaminant (figure 3.8) en coïncidence avec un proton dans le détecteur *MUST* permet de vérifier la nature de ce contaminant. La courbe en trait plein correspond à la cinématique de la diffusion élastique $^{12}\text{C} + p$

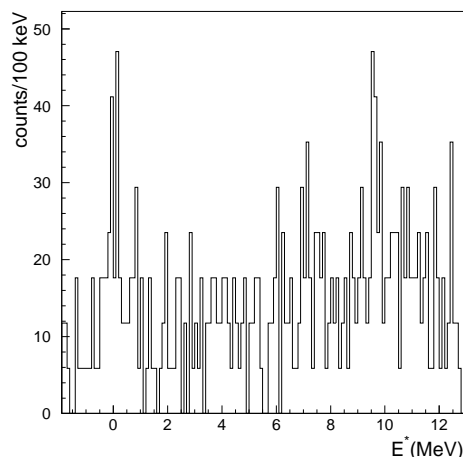


FIG. 3.18 – Fond induit sur le spectre en énergie d’excitation du ^{11}C par la présence de carbone dans les cibles de polypropylène

à 34.2 A.MeV . Cette matrice et la projection sur le spectre en énergie d’excitation du ^{11}C sont obtenues en considérant tous les modules du détecteur *MUST* pour tous les événements acquis avec la cible de 8.25 mg/cm^2 .

3.2.7 Diffusions $^{10}\text{C} + p$ à 45.3 A.MeV

Comme pour le ^{11}C , on a utilisé les deux cibles de polypropylène de 1.48 et 8.25 mg/cm^2 avec respectivement $7.14 \cdot 10^9$ et $2.1 \cdot 10^9$ particules incidentes. Après sélection du ^{10}C parmi les éjectiles et des protons dans *MUST*, on obtient la matrice de corrélation $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ et le spectre en énergie d’excitation du ^{10}C avec la cible de 1.48 mg/cm^2 (figure 3.20). L’état fondamental du ^{10}C est observé à 23 keV et le premier état 2^+ à 3.36 MeV (valeur tabulée 3.35 MeV). Les résolutions en énergie d’excitation sont respectivement 720 et 990 keV pour les cibles de 1.48 et 8.25 mg/cm^2 . Au-delà de 4 MeV d’énergie d’excitation, le ^{10}C décroît successivement en ^9B , ^8Be et en 2α . On ne peut pas étudier les états de cette région en imposant la coïncidence avec les résidus de l’éjectile car l’efficacité de détection de ces produits de décroissance est faible du fait de leurs dispersions en position et en énergie. Le spectre d’énergie d’excitation déduit de la mesure inclusive des protons présente un fond important entre 8 et 12 MeV mais aucune structure identifiable ne permet de mettre en évidence l’excitation d’un état.

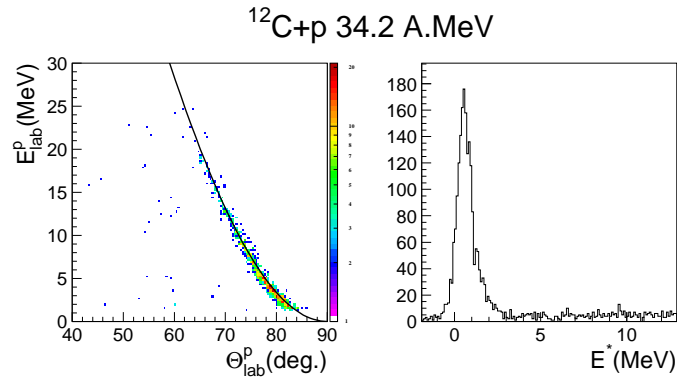


FIG. 3.19 – Matrice de corrélation $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ des protons détectés en coïncidence avec des noyaux de ^{12}C dans les plastiques scintillants. Fond induit sur le spectre en énergie d'excitation du ^{11}C

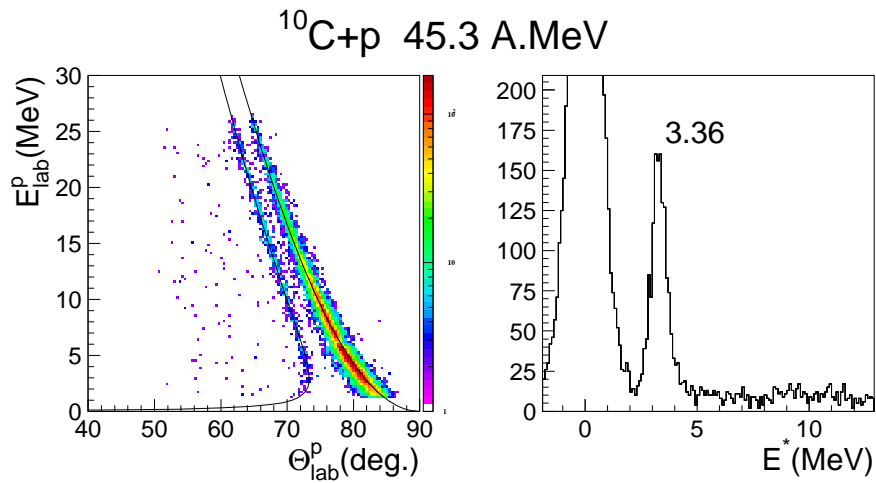


FIG. 3.20 – Matrice de corrélation $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ et spectre en énergie d'excitation du ^{10}C pour la réaction $^{10}\text{C} + p$ à 45.3 A.MeV.

État	Énergie <i>MeV</i>	Largeur <i>keV</i>	État	Énergie <i>MeV</i>	Largeur <i>keV</i>
-	5.22	225	4 ⁻	9.27	150
-	5.38	300	2 ⁺	9.40	291
2 ⁺	6.58	200	-	10.57	≥ 1
2 ⁺	7.54	6.3	-	11.76	121

TAB. 3.5 – Spins, parités, énergies et largeurs des états du ^{10}C compris entre 5 et 12 *MeV*

3.3 Sections efficaces différentielles

Une section efficace différentielle à un angle θ_{lab} est définie de la façon suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{lab}) = \frac{N_{det}(\theta_{lab})}{N_{inc} \cdot N_{cib} \cdot \Delta\Omega(\theta_{lab})} \quad (3.5)$$

avec :

- N_{det} : nombre de particules détectées
- N_{inc} : nombre de particules incidentes
- N_{cib} : nombre de centres diffuseurs dans la cible par unité de surface :

$$N_{cib} = \frac{\epsilon \cdot N_A}{M}$$

où ϵ est l'épaisseur de la cible en g/cm^2 , N_A le nombre d'Avogadro et M la masse molaire du matériau en g/mol .

- $\Delta\Omega$: l'angle solide couvert par le détecteur.

Dans le cas d'un faisceau pinceau avec une incidence nulle sur la cible, la formule est facilement applicable. Pour un faisceau secondaire avec une dispersion en position sur la cible et une distribution d'angle d'incidence sur la cible, une première solution est de calculer les sections efficaces différentielles pour chaque position et pour chaque angle d'incidence. Il suffit ensuite de moyenniser ces sections efficaces. Cette méthode n'est pas applicable dans notre cas car la statistique associée à chaque position du faisceau sur la cible est trop faible. On utilise une méthode qui prend en compte des angles solides moyennés par la forme du faisceau sur la cible. La simulation que nous avons effectuée a permis de vérifier que cette méthode donne une reconstruction correcte des sections efficaces.

3.3.1 Calcul de l'angle solide de détection

Dans un premier temps on calcule l'angle solide en fonction de l'angle de détection θ_d . Celui-ci est défini par la position de détection sur le détecteur *MUST*, le point d'impact du noyau incident sur la cible et l'axe théorique de propagation du faisceau (angle incidence nul). Pour cela, on pixellise la cible avec un pas de 0.5 mm dans chaque direction et on effectue un tirage uniforme des angles θ et ϕ (coordonnées sphériques par rapport à l'axe de propagation du faisceau). On conserve les événements dont les trajectoires coupent les plans des *Silicium* de *MUST* en tenant compte des pistes invalidées dans le traitement des données expérimentales et de l'efficacité de chacun des détecteurs. L'efficacité des détecteurs est définie au chapitre 2, elle prend en compte les particules qui traversent les interpistes du *Silicium*. On obtient ainsi l'angle solide de détection $\Delta\Omega(\theta_d^p)$ pour chacun des pixels de la cible avec un pas de 1° dans le laboratoire.

On moyenne ensuite ces distributions d'angle solide en pondérant par le nombre de particules incidentes pour chacun des pixels :

$$\Delta\Omega(\theta_d) = \frac{\sum_p \Delta\Omega(\theta_d^p) \cdot N_{inc}^p}{\sum_p N_{inc}^p}$$

où p désigne l'indice des pixels de la cible et N_{inc}^p le nombre de particules incidentes dans le pixel p . On détermine N_{inc}^p pour chacun des pixels de la cible en sélectionnant les événements acquis en coïncidence entre les deux détecteurs *CATS* et les détecteurs plastiques sans déclenchement de *MUST*. La figure 3.21 représente la distribution d'angle solide pour un des pixels de la cible (3.21a) puis celle moyennée (3.21b) sur toute la cible.

3.3.2 Sections efficaces et calcul dans le référentiel du centre de masse

Les points suivant ont une grande influence sur la résolution du calcul de l'angle de diffusion du proton :

- l'élargissement angulaire dans la cible des protons diffusés,
- la résolution sur la position de réaction sur la cible ($\approx 1\text{ mm}$),
- la largeur des pistes du détecteur *MUST* (1 mm),
- la distance cible-détecteur (15 cm).

Cette résolution est moins bonne que celle sur la mesure de l'énergie de diffusion du proton. On considère donc que l'énergie de diffusion du proton est mieux connue que son angle de diffusion. Si l'on connaît l'énergie d'excitation du noyau, l'une ou l'autre des informations cinématiques du proton (énergie

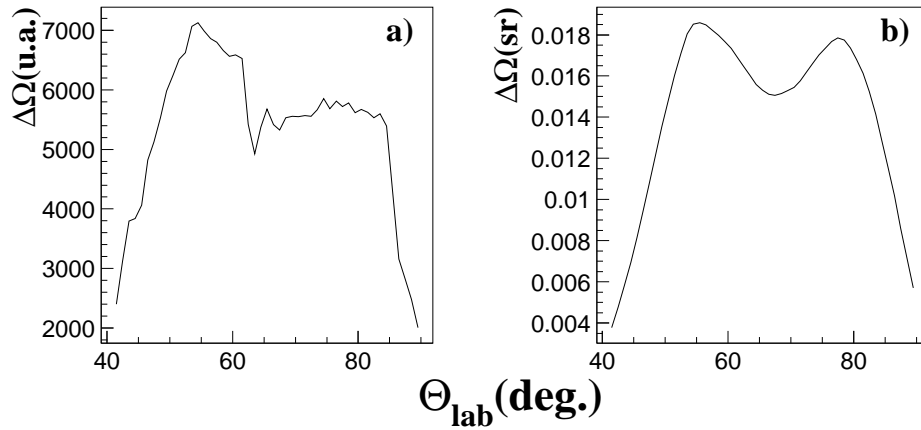


FIG. 3.21 – Distributions d'angle solide pour un des pixels de la cible **a** et moyennée sur tous les pixels **b**. Calculs effectués pour la réaction $^{12}\text{C} + p$.

ou angle de diffusion) permet de calculer l'angle de diffusion de la réaction dans le référentiel du centre de masse.

On suit plusieurs étapes pour obtenir la distribution angulaire de section efficace :

- On sélectionne les événements correspondant à l'excitation d'un état du noyau sur le spectre en énergie d'excitation.
- On calcule pour chaque événement l'angle de diffusion dans le centre de masse θ_{cm} à partir de l'énergie de diffusion du proton et de l'énergie d'excitation du noyau.
- On associe à chaque événement l'angle solide $\Delta\Omega(\theta_d)$ suivant l'angle de détection du proton.
- On recalcule un angle de diffusion dans le laboratoire θ_{lab}^c à partir de l'énergie de diffusion du proton et de l'énergie d'excitation du noyau. Si l'on trace la corrélation $(\theta_{lab}^c; E_{lab}^p)$, tous les événements se trouvent sur la courbe de diffusion vers l'état considéré.

On considère ensuite des pas de 1° en angle θ_{lab}^c et on obtient la section efficace différentielle dans le laboratoire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{lab}) = \sum_{\theta_{lab}^c - .5 \leq \theta_{lab}^c \leq \theta_{lab}^c + .5} \frac{1}{\Delta\Omega(\theta_d) \cdot N_{inc} \cdot N_{cib}}$$

avec N_{inc} le nombre de particules incidentes sur l'ensemble de la cible. Le passage à la section efficace différentielle dans le centre de masse est déduite de la relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}) = \frac{1}{\mathcal{J}ac(\theta_{cm})} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{lab}) \quad (3.6)$$

où $\mathcal{J}ac(\theta_{cm})$ est le jacobien de la réaction.

3.3.3 Efficacités de détection et temps mort

Dans le calcul précédent, on a considéré que tous les détecteurs ont une efficacité de 100%. Le calcul de la section efficace doit prendre en compte les efficacités de tous ces détecteurs et la relation 3.5 devient :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{dif} \cdot \varepsilon_{inc}}{N_{inc} \cdot N_{cib} \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon_{dif}} \quad (3.7)$$

où ε_{inc} est l'efficacité des détecteurs qui donnent l'intensité du faisceau et ε_{dif} celle de l'ensemble des détecteurs pour les particules diffusées. Dans notre cas, le nombre de particules incidentes sur les pixels de la cible est obtenu à partir des événements correspondant à une coïncidence entre *CATS1*, *CATS2* et un plastique (soit le détecteur *Plastique Faraday* soit le *Mur de plastiques*) sans déclenchement du détecteur *MUST*. ε_{inc} est donc définie comme :

$$\varepsilon_{inc} = \varepsilon_{CATS1} \cdot \varepsilon_{CATS2} \cdot \varepsilon_{PLAS}$$

où ε_{CATS1} et ε_{CATS2} sont les efficacités de *CATS1* et *CATS2* et ε_{PLAS} l'efficacité des plastiques scintillants.

ε_{dif} prend en compte les efficacités de tous les détecteurs utilisés pour l'analyse des événements de diffusion. Soit :

$$\varepsilon_{dif} = \varepsilon_{CATS1} \cdot \varepsilon_{CATS2} \cdot \varepsilon_{MUST} \cdot \varepsilon_{PLAS}$$

avec ε_{MUST} l'efficacité de *MUST*. l'équation 3.7 devient alors, après simplification :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{dif}}{N_{inc} \cdot N_{cib} \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon_{MUST}}$$

et ε_{MUST} est pris en compte dans le calcul de l'angle solide $\Delta\Omega$ pour chacun des modules de *MUST*.

Le temps mort lié à l'acquisition des événements doit aussi être pris en compte pour le calcul des sections efficaces. La relation 3.5 devient

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{dif} \cdot (1 - T_m^{inc})}{N_{inc} \cdot N_{cib} \cdot \Delta\Omega \cdot (1 - T_m^{dif})}$$

où T_m^{inc} et T_m^{dif} sont les temps morts pour l'acquisition des événements de normalisation (mesure du nombre de particules incidentes sur la cible) et de diffusion. Dans notre cas, ces temps morts sont identiques car ces événements sont acquis lors des mêmes runs. On peut le vérifier en calculant les rapports pour chaque détecteur entre le nombre de déclenchements et le nombre de déclenchements avec acquisition sur bande. Ce rapport est le même pour tous les détecteurs et les facteurs $(1 - T_m^{dif})$ et $(1 - T_m^{inc})$ peuvent donc se simplifier.

3.3.4 Problèmes liés au jacobien

L'expression des distributions angulaires de section efficace dans le référentiel du centre de masse contient le jacobien de la réaction (équation 3.6). La figure 3.22 représente la variation du jacobien pour les diffusions élastique et inélastique $^{12}C + p$ à $36.3 A.MeV$. Dans le cas de la diffusion inélastique, le jacobien varie très rapidement entre 10° et 30° dans le référentiel du centre de masse. Il est donc difficile de calculer les distributions angulaires dans le référentiel du centre de masse pour cette plage angulaire car cela nécessite de calculer les distributions angulaires dans le référentiel du laboratoire avec de petits pas en angles. Il faut pour cela une très grande statistique et de bonnes résolutions sur les caractéristiques cinématiques du proton diffusé. De plus, dans notre cas, cette plage angulaire inclut la zone où les protons ont des énergies comprises entre 6 et 8 MeV . Le déficit dans la statistique de ces protons du fait du seuil du *SiLi* complique encore l'analyse. La zone angulaire où le jacobien varie très rapidement dépend de l'énergie de la réaction dans le référentiel du centre de masse et de l'énergie d'excitation du noyau étudié. Plus l'énergie d'excitation est importante, plus cette plage angulaire se décale vers les grands angles.

Dans le paragraphe suivant, nous allons présenter la simulation qui nous a permis de valider notre méthode de reconstruction des distributions angulaires.

3.4 Simulation

En partant de distributions angulaires théoriques élastique et inélastique dans lesquelles on effectue un tirage, on obtient la matrice de corrélation $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ qui serait mesurée par notre dispositif expérimental. On utilise ensuite la méthode exposée précédemment pour remonter aux distributions angulaires initiales.

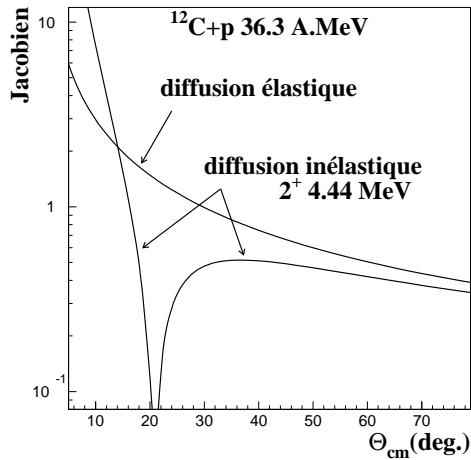


FIG. 3.22 – Jacobien de la réaction $^{12}\text{C} + p$ à 36.3 A.MeV pour les diffusions élastique et inélastique vers le premier état 2^+ à 4.44 MeV

3.4.1 Tirage des événements

Le tirage des événements est effectué dans des distributions angulaires dans le référentiel du centre de masse. De plus, on tire une position et angle d'incidence sur la cible pour chaque événement. Pour une énergie d'excitation donnée, l'angle de diffusion dans le centre de masse définit les caractéristiques cinématiques dans le laboratoire du proton diffusé (énergie et angle).

3.4.2 Perte d'énergie et straggling

La position de la réaction dans l'épaisseur de la cible est tirée de manière aléatoire. Avec l'angle de diffusion du proton, la position de la réaction et l'angle d'incidence de la particule, on obtient la distance parcourue par le proton dans la cible. On calcule la perte d'énergie du proton à l'aide de la table de pertes d'énergie mesurées[76]. La principale difficulté vient des calculs d'élargissements en angle et en énergie. Plusieurs formules existent mais elles sont déduites de mesures expérimentales avec des ions plus lourds que l'hydrogène. Pour l'élargissement en énergie, on a pris la formule de *Bohr* :

$$\Delta E(\text{keV}) = 20.8 Z_p \left(\frac{2Z_c \varepsilon}{A_c} \right)^{1/2}$$

où Z_p , Z_c , A_c et ε sont respectivement le nombre de charge du projectile, le nombre de charge du matériau, le nombre de masse du matériau et l'épaisseur de la cible en mg/cm^2 et on y ajoute une dépendance en énergie (formule de *Bohr-Titeica*). L'élargissement angulaire est obtenu à partir de la formule suivante :

$$\Delta\theta(mrad) = 2.35 \sqrt{\frac{1}{4} \frac{Z_c(Z_c + 1)}{A_c} \frac{Z_p^2}{E} \varepsilon'}$$

avec les mêmes conventions que précédemment mais ε' est donné en $\mu g/cm^2$. Après avoir pris en compte la perte d'énergie du proton dans la cible, on tire dans des gaussiennes de largeurs ΔE et $\Delta\theta$ les corrections sur l'énergie et l'angle de diffusion du proton et on calcule les pertes d'énergie des protons détectés dans les différents étages des télescopes de *MUST*.

3.4.3 Résultats de la simulation

La matrice de corrélation ($\theta_{lab}^p; E_{lab}^p$) obtenue en simulant la réaction $^{12}C + p$ à $36.3 A.MeV$ pour la cible de $8.25 mg/cm^2$ est présentée sur la figure 3.23. Pour ces spectres, on a retiré les 4 pistes extérieures de chacune des faces de chaque détecteur *Silicium* et imposé un seuil pour les détecteurs *Silicium* ($1 MeV$) et *SiLi* ($1 MeV$). On a de plus considéré un faisceau éclaté sur la cible avec une résolution pour la mesure de la position de réaction sur la cible de $1 mm$ (largeur à mi-hauteur). Les résolutions en énergie des détecteurs *Silicium* et *SiLi* sont prises égales à $60 keV$.

Sur la matrice de corrélation ($\theta_{lab}^p; E_{lab}^p$) de la figure 3.23, on retrouve le même comportement que sur la matrice de la figure 3.15 avec un élargissement de la cinématique pour les protons de basse énergie et un trou dans la distribution pour les protons autour de $6.5 MeV$ à cause du seuil en énergie des *SiLi*. Cet élargissement se répercute sur la forme des pics du spectre en énergie d'excitation. La base des pics est très large et les pics ne peuvent être modélisés par des gaussiennes. Ce qui explique qu'il est difficile d'observer le premier état $1/2^-$ du ^{11}C malgré une largeur à mi-hauteur de $720 keV$ et une énergie de $2 MeV$ car cet état est très peu excité (figure 3.16).

Les résolutions en énergie d'excitation obtenues pour les deux cibles de $1.48 mg/cm^2$ et de $8.25 mg/cm^2$ sont proches de celles mesurées expérimentalement. En effet, pour la cible la plus épaisse la simulation prévoit une résolution de $1.05 MeV$ ($940 keV$ expérimentalement) et pour la plus mince $520 keV$ ($680 keV$ pour le ^{11}C).

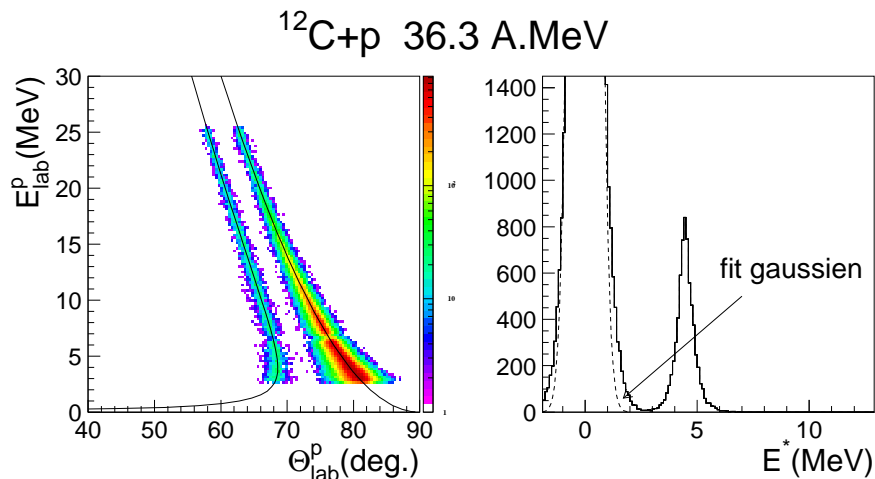


FIG. 3.23 – Matrice de corrélation $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ et spectre en énergie d’excitation pour la simulation de la réaction $^{12}\text{C} + p$ à 36.3 A.MeV avec une cible de 8.25 mg/cm^2

3.4.4 Reconstruction de la distribution angulaire de section efficace

À partir de la matrice $(\theta_{lab}^p; E_{lab}^p)$ et du spectre en énergie d’excitation de la figure 3.23, on calcule la distribution angulaire de section efficace de la diffusion élastique avec la méthode développée précédemment. On compare ensuite cette distribution angulaire à celle utilisée pour le tirage des événements. Le résultat pour la diffusion élastique est présenté sur la figure 3.24, on peut noter un très bon accord global. Deux points situés à 24° et 26° sont l’un au-dessus l’autre en-dessous de la distribution de départ. Les seuils des *SiLi* sont à l’origine de cet effet. Des protons avec des énergies suffisantes pour traverser le *Silicium* ne déclenchent pas le détecteur *SiLi* et les énergies totales de détection de ces protons correspondent à leurs pertes d’énergies dans le *Silicium*. Il est toutefois possible de les séparer des protons qui s’arrêtent dans le *Silicium* à partir de la matrice de corrélation entre le temps de vol et la perte d’énergie dans le *Silicium*.

Le tirage des événements s’effectue avec les distributions angulaires mais aucune information concernant l’intensité du faisceau ou le nombre de centres diffuseurs ne sont prises en compte. De ce fait, on doit introduire une normalisation absolue pour la distribution angulaire reconstruite avec cette simulation. Il est donc impossible avec cette simulation de mettre en évidence

un problème de normalisation globale sur la distribution angulaire.

Le meilleur moyen pour vérifier que l'on reconstruit correctement les distributions angulaires est de considérer une réaction déjà étudiée. C'est le cas des diffusions $^{12}\text{C} + p$ réalisées en cinématique directe à différentes énergies. Les résultats que l'on obtient pour cette réaction vont donc servir de tests pour la méthode d'analyse.

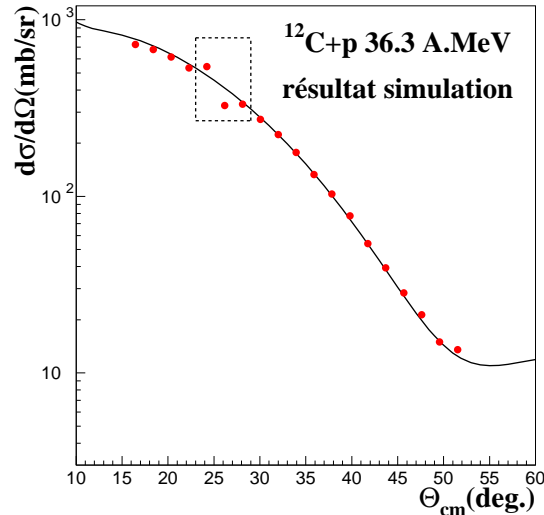


FIG. 3.24 – Résultats de la simulation pour la distribution angulaire de section efficace de la diffusion élastique $^{12}\text{C} + p$

3.5 Résultats expérimentaux

On a vu les états excités par diffusion proton-noyau sur les spectres en énergie d'excitation des noyaux de ^{10}C (figure 3.20), ^{11}C (figure 3.18) et ^{12}C (figure 3.15). On présente ici les distributions angulaires.

3.5.1 Soustraction du fond

En prenant l'exemple de la diffusion élastique $^{12}\text{C} + p$, on présente ici la façon dont on a évalué le fond qui subsiste dans le spectre en énergie d'excitation.

On conserve les événements dont l'énergie d'excitation est comprise entre

-2 MeV et 2 MeV sur le spectre en énergie d'excitation du ^{12}C (figure 3.15). La plage en énergie d'excitation étant de 4 MeV , il faut évaluer la distribution angulaire du fond sur une plage en énergie d'excitation équivalente. On sélectionne les événements compris entre -3 MeV et -2 MeV et entre 2 MeV et 3 MeV et on calcule la distribution angulaire de ces événements. Cette contribution du fond (figure 3.25) est soustraite pour obtenir la distribution angulaire de la diffusion élastique.

Sur le spectre en énergie d'excitation de la figure 3.24, on voit que le fondamental a une contribution non négligeable entre 2 et 3 MeV que l'on devrait retrouver sur la figure 3.15. Il faut donc prendre en compte que l'on soustrait certainement un peu trop de fond sur les petits angles de la distribution angulaire. Toutefois, la section efficace de la diffusion élastique entre 15° et 20° est de l'ordre de 620 mb/sr et le fond soustrait n'est que de 10 mb/sr (soit 1.6%), l'erreur est donc minime mais l'on en tiendra compte dans le calcul des erreurs systématiques.

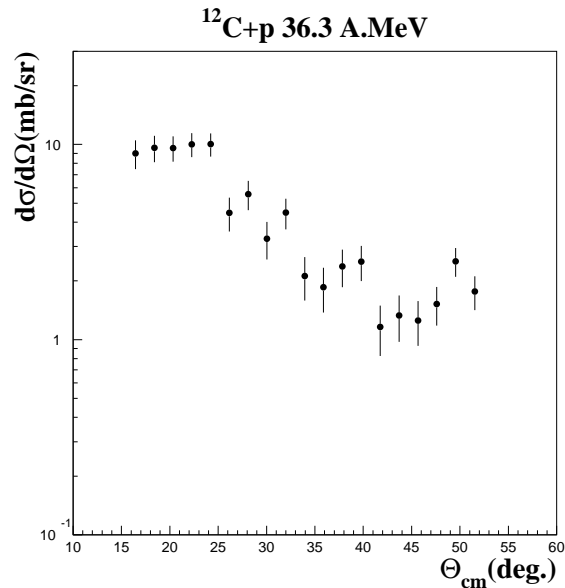


FIG. 3.25 – Distribution angulaire de section efficace du fond soustrait dans le cas de la diffusion élastique $^{12}\text{C} + p$ à 36.3 MeV .

3.5.2 Diffusions $^{12}\text{C} + p$ à 36.3 A.MeV

Les distributions angulaires des diffusions élastique et inélastique du ^{12}C sur cible de protons vers les états 2^+ (4.44 MeV) et 3^- (9.64 MeV) sont

présentées sur la figure 3.26. On note le trou entre 24° et 30° pour la diffusion élastique dû à l'effet de seuil sur les détecteurs *SiLi*. Pour les diffusions des noyaux de ^{10}C et ^{11}C on retrouvera ce trou mais sur une plage angulaire plus réduite.

Sur la figure 3.27, on compare des distributions angulaires de diffusion

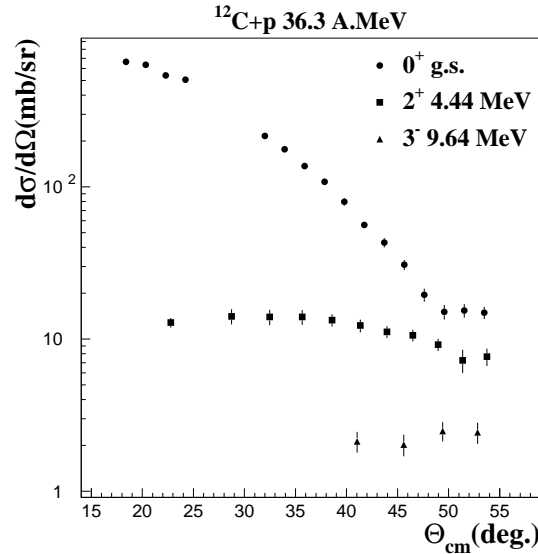


FIG. 3.26 – Distributions angulaires de section efficace pour les diffusions élastique et inélastique vers les 2^+ et 3^- à 4.44 MeV et 9.64 MeV

élastique obtenues en cinématique directe à 31 MeV [64], 35 MeV [79] et 40 MeV [65] ainsi que nos données à des calculs théoriques. Ces calculs sont effectués à partir du potentiel microscopique complexe JLM [56, 57] qui ne dépend que de l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse et de la densité de matière du noyau considéré (voir chapitre I et IV). On a utilisé la même densité (2 paramètres de Fermi, déduite de mesures de diffusions d'électrons, équation 1.5, section 1.3) pour le ^{12}C pour toutes les énergies considérées. On reviendra sur ces calculs dans le chapitre suivant. On constate sur cette figure que l'on a un très bon accord entre les données expérimentales et le calcul quelle que soit l'énergie et cela sans aucune normalisation. On en déduit que notre méthode de reconstruction des distributions angulaires est correcte.

Sur la figure 3.27, on note que l'extension angulaire des distributions angulaires est beaucoup plus importante dans le cas des réactions en cinématique directe. Cela s'explique essentiellement par le fait que la cinématique de la

réaction est beaucoup plus favorable dans ce cas (énergie des protons diffusés plus favorable). De plus, on n'a pu utiliser les détecteurs *CsI* ce qui limite la plage angulaire pour notre étude en cinématique inverse.

3.5.3 Diffusions $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV

Pour les diffusions $^{11}\text{C} + p$ et $^{10}\text{C} + p$, on a utilisé deux épaisseurs de cible de polypropylène (1.48 mg/cm^2 et 8.25 mg/cm^2). Sur la figure 3.28, on vérifie le bon accord des distributions angulaires de la diffusion élastique obtenues avec les deux cibles. On note que la cible la plus mince permet d'atteindre de plus petits angles. Sur la figure 3.29, on présente les distributions pour les diffusions élastique et inélastique vers les états $5/2^-$ (4.32 MeV) et $7/2^-$ (6.48 MeV).

3.5.4 Diffusions $^{10}\text{C} + p$ à 45.3 A.MeV

Sur le spectre en énergie d'excitation de la figure 3.20, on remarque que le fond est très faible et que la séparation entre l'état fondamental et le premier état excité 2^+ est très bonne. Le calcul des distributions angulaires en est donc facilité car le fond est facile à soustraire. Ces distributions sont présentées sur la figure 3.30.

3.5.5 Évaluation des erreurs

Sur toutes les distributions angulaires présentées précédemment les barres d'erreurs ne tiennent compte que de la statistique dans chacune des tranches angulaires considérées. Il faut ajouter à cela des erreurs systématiques liées aux conditions expérimentales et au traitement des données.

L'incertitude sur l'épaisseur de la cible a une influence directe sur la section efficace de la réaction puisque le terme N_{cib} qui correspond au nombre de centres diffuseurs dans la cible apparaît au dénominateur de ce calcul.

Les efficacités des détecteurs *CATS1*, *CATS2*, *Plastique Faraday* et *Mur de plastique* n'interviennent pas car ces termes se simplifient dans l'expression de la section efficace (équation 3.7). Il n'y a donc que l'efficacité du détecteur *MUST* à considérer. Cette efficacité est déterminée à partir des événements ayant déclenché le détecteur, avec deux pistes contiguës et avec des énergies codées supérieures à 400 keV . Suivant les détecteurs, cette incertitude varie de 9% à 15% et il est difficile d'évaluer une erreur sur ces valeurs car nous n'avons pas de référence pour une comparaison.

Diffusion élastique $^{12}\text{C}+p$

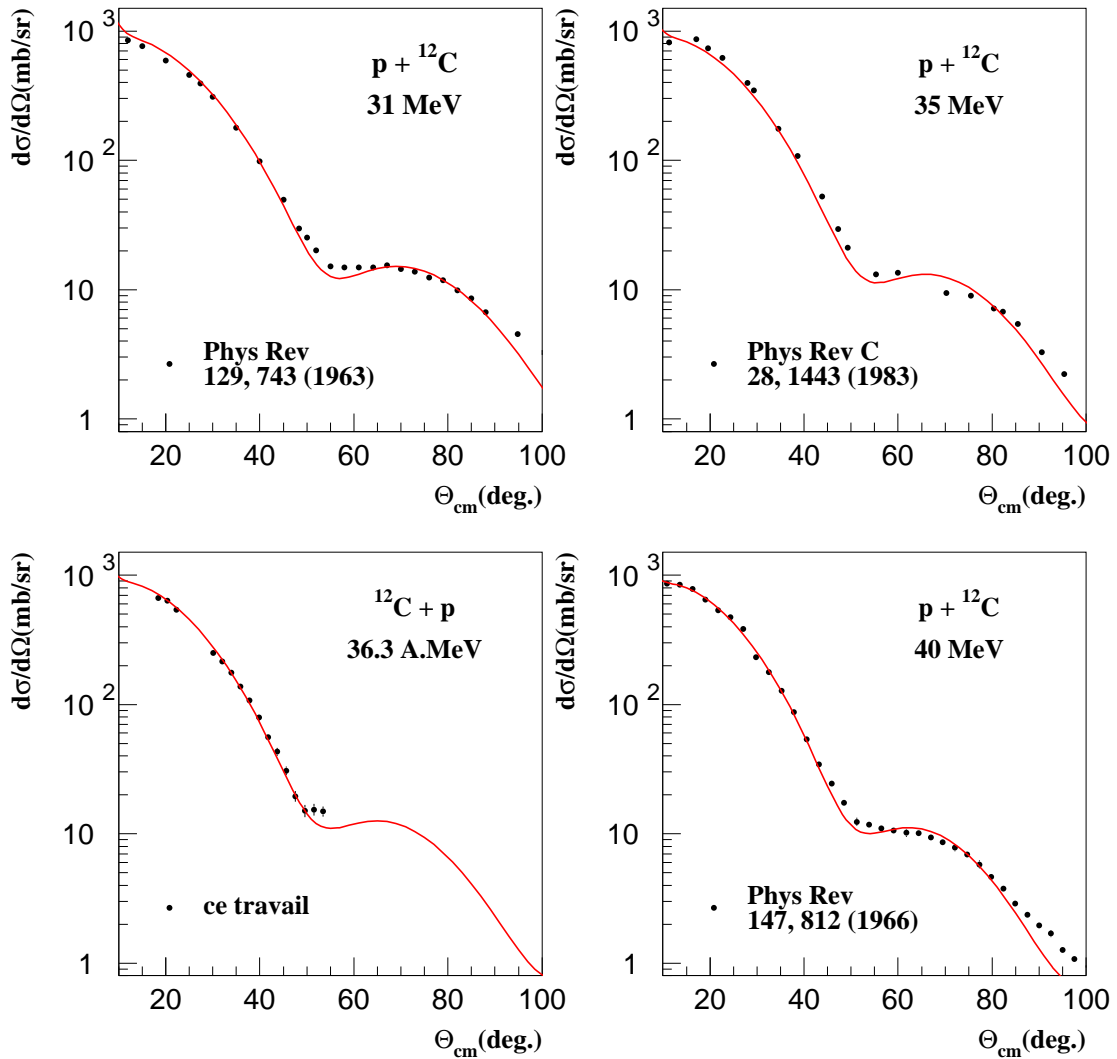


FIG. 3.27 – Comparaison entre des résultats expérimentaux et des calculs utilisant le potentiel d'interaction microscopique complexe nucléon-noyau JLM

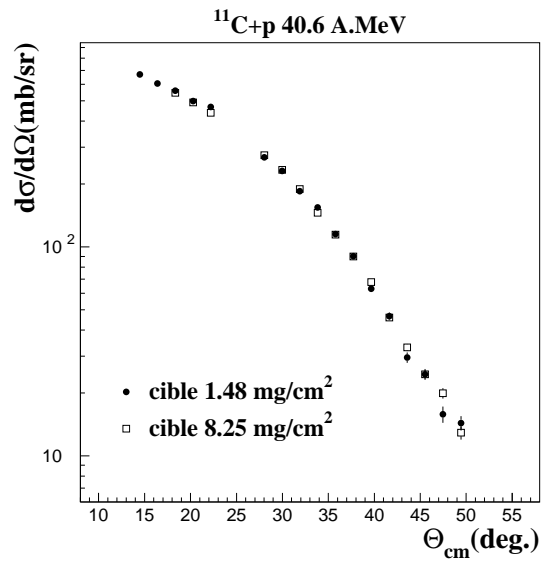


FIG. 3.28 – Comparaison des distributions angulaires de section efficace de la diffusion $^{11}\text{C}+$ à 40.6 A.MeV pour les deux cibles de polypropylène ($1.48 \text{ mg}/\text{cm}^2$ et $8.25 \text{ mg}/\text{cm}^2$)

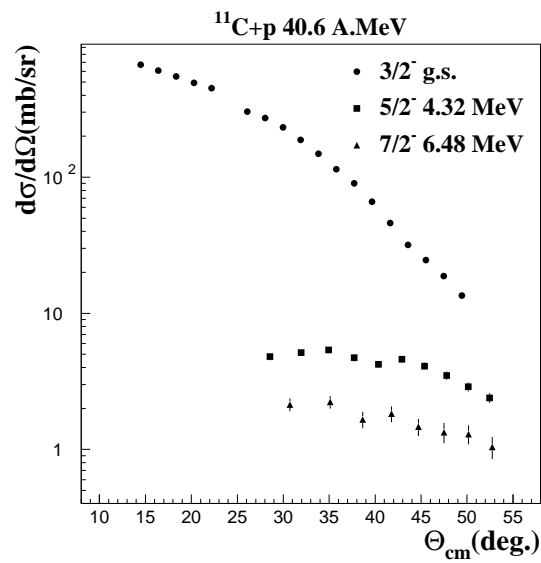


FIG. 3.29 – Distributions angulaires de section efficace pour les diffusions élastique et inélastique $^{11}\text{C} + p$ vers les états $5/2^-$ et $7/2^-$ à 4.32 MeV et 6.48 MeV

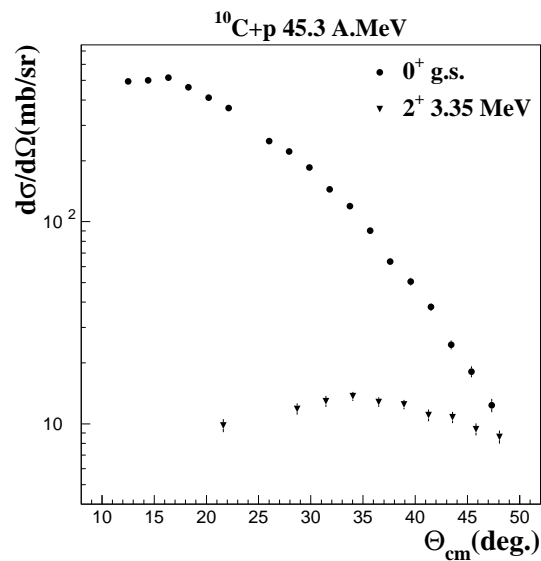


FIG. 3.30 – Distributions angulaires de section efficace pour les diffusions élastique et inélastique $^{10}\text{C} + p$ vers le premier état 2^+ à 3.35 MeV

Les coupures que l'on applique aux données sont aussi une source d'incertitude, notamment celles sur les identifications des particules dans les détecteurs plastiques scintillants et *MUST*.

Pour les éjectiles lourds, il y a une possibilité que plusieurs détecteurs plastiques soient déclenchés (trajectoires qui traversent une partie du *plastique Faraday* plus un détecteur du *Mur de plastique*) et la perte d'énergie est alors difficile à déterminer, l'identification est délicate et peut être source d'erreurs. Même dans le cas où une seule latte de plastique est touchée, du fait de la dispersion en énergie des éjectiles, l'identification des éjectiles (figure 3.8) est bien plus difficile que celle réalisée avec le détecteur silicium pour la faisceaulogie (2.3). On a considéré une erreur de l'ordre de 4%.

Pour le détecteur *MUST*, la sélection des événements dans les différents étages génère une erreur de l'ordre de 2%.

Les barres d'erreurs statistiques sur le fond soustrait pour le calcul des distributions angulaires sont assez importantes (supérieures à 10%, figure 3.25) ce qui induit une erreur de l'ordre de 1%.

Il faut de plus considérer que l'on moyenne le jacobien car on prend des pas de 1° en angle dans le référentiel du laboratoire. La variation rapide du jacobien présentée sur la figure 3.22 montre qu'il faut considérer une erreur de 3% sur la valeur prise en compte.

Les barres d'erreurs systématiques peuvent donc être évaluées à 6% auxquelles s'ajoutent les barres d'erreurs statistiques.

Chapitre 4

Interprétation des données

Dans ce chapitre, nous allons interpréter les distributions angulaires présentées précédemment. Nous introduirons dans un premier temps les formalismes qui permettent d'étudier les diffusions élastique et inélastique. Les deux «*quantités*» importantes pour notre analyse, densités de l'état fondamental et de transition vers les états excités, sont obtenues par des modèles variés (AMD, champ moyen et modèle en couches). En comparant les distributions angulaires expérimentales à celles calculées avec le potentiel JLM et les différentes densités, nous allons obtenir des informations sur les rayons carrés moyens de matière des noyaux de ^{10}C et de ^{11}C ainsi que sur la contribution des neutrons et des protons à l'excitation du noyau.

4.1 Diffusion élastique

Pour étudier une réaction nucléaire, il faut résoudre l'équation de Schrödinger du système. C'est un problème à \mathcal{N} corps correspondant à l'ensemble des nucléons des noyaux en interaction. Il est nécessaire de prendre en compte les coordonnées des \mathcal{N} nucléons et l'interaction entre ces nucléons. Il est complexe de résoudre une telle équation et on peut approximer alors l'interaction entre le noyau incident et le noyau cible à un potentiel $V(r)$ à un corps ne dépendant que de la distance entre les centres de ces noyaux. On traite alors le cas de la diffusion d'une particule par un potentiel [21], c'est le modèle optique.

Dans le cas le plus simple de la diffusion élastique d'une particule neutre sans spin par un potentiel réel sphérique local $V(r)$, l'équation de Schrödinger pour la fonction d'onde ψ de la particule incidente s'écrit [51, 21] :

$$\nabla^2\psi + \left(\frac{2m}{\hbar^2}E - V(r)\right)\psi = 0 \quad (4.1)$$

m est la masse de la particule incidente et E son énergie cinétique. À grande distance r du centre du potentiel, la particule incidente ne ressent pas l'effet du potentiel et peut être décrite par une onde plane. Si l'on se place en coordonnées polaires en définissant z comme l'axe de propagation de la particule incidente, la fonction d'onde plane s'écrit :

$$\psi_1 = e^{ikz} e^{-i\omega t}$$

avec $k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$ en cinématique non relativiste. La fonction diffusée est sphérique :

$$\psi_2 = \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r} e^{-i\omega t} f(\theta)$$

La fonction d'onde du système à très grande distance par rapport à la portée de l'interaction $V(r)$ est une superposition de ces deux fonctions d'onde. L'amplitude de diffusion $f(\theta)$ dépend du potentiel d'interaction $V(r)$ et la section efficace différentielle de diffusion est donnée par la relation [51, 21, 55] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |f(\theta)|^2$$

Pour résoudre l'équation 4.1, on peut développer la fonction d'onde comme un produit de fonctions radiales et angulaires :

$$\psi = \sum_L \frac{u_L(r)}{r} P_L(\cos \theta)$$

L est le nombre quantique du moment orbital angulaire et P un polynôme de Legendre. L'équation 4.1 devient alors :

$$\frac{d^2 u_L}{dr^2} + \left(\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) - \frac{L(L+1)}{r^2} \right) u_L = 0$$

Dans la limite asymptotique ($r \rightarrow \infty$), l'équation se simplifie :

$$\frac{d^2 u_L}{dr^2} + k^2 u_L = 0$$

avec comme solution générale :

$$u_L \approx \frac{Ae^{-i\delta}}{2i} \left(e^{2i\delta} e^{i(kr - \frac{1}{2}L\pi)} - e^{-i(kr - \frac{1}{2}L\pi)} \right)$$

Le potentiel d'interaction étant attractif, il est donc négatif et la longueur d'onde de la particule devient plus petite dans la zone d'interaction avec le potentiel. Un déphasage δ est alors introduit dans la fonction d'onde et il est conservé lorsque la particule est à nouveau très éloignée du centre du potentiel. Ce déphasage est directement relié à la physique de l'interaction entre les deux particules [21].

L'amplitude de diffusion est alors donnée par la relation :

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1)(e^{2i\delta_L} - 1)P_L(\cos \theta)$$

4.1.1 Potentiel d'interaction nucléon-noyau

Pour prendre en compte la perte de flux liée à des collisions non élastiques, on introduit une partie imaginaire $iW(r)$ dans le potentiel d'interaction $U(r)$ entre les deux particules :

$$U(r) = V(r) + iW(r)$$

Les premières analyses de diffusion élastique ont été effectuées avec un potentiel carré [80] puis Woods et Saxon [81] ont proposé de le remplacer par un potentiel à bords diffus :

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

où R est le rayon noyau-noyau ($R \approx 1.25(A_{proj}^{1/3} + A_{cib}^{1/3}) fm$) où A_{proj} et A_{cib} sont les nombres de nucléons du projectile et de la cible. a est la diffusivité ($a \approx 0.65 fm$) [55]. Pour les réactions proton-noyau R est pris comme le rayon du noyau ($1.25A^{1/3} fm$). La partie imaginaire du potentiel est responsable de l'absorption d'une partie du flux incident de particules. La valeur de la partie imaginaire est liée au libre parcours moyen de la particule incidente dans le noyau. Une petite valeur absolue correspond à un libre parcours moyen grand. À basse énergie, l'absorption de l'onde incidente est localisée à la surface du noyau. Le potentiel imaginaire est alors essentiellement piqué à proximité de la surface nucléaire avec une faible contribution dans le volume. Lorsque l'énergie augmente, l'absorption des ondes incidentes se répartit sur l'ensemble du volume. La forme du potentiel de surface est souvent prise comme une gaussienne piquée à la surface du noyau ou comme la dérivée du potentiel de Wood-Saxon.

Des études de diffusion élastique neutron-noyau ont montré une décroissance de la profondeur du puits de potentiel pour la partie réelle de volume avec

l'augmentation de l'énergie de la réaction. La profondeur du puit de la partie imaginaire est elle quasiment indépendante de l'énergie [82, 83].

Deux autres termes sont à prendre en compte pour ce potentiel :

- le potentiel spin-orbite : il est dominant à la surface du noyau car lorsqu'une particule de spin \vec{s} se déplace dans une matière nucléaire uniforme, il n'y a pas de point de référence pour son moment orbital \vec{L} . Pour un noyau, la taille est finie et le centre de masse peut servir de référence. Toutefois, la densité nucléaire tend à être uniforme à l'intérieur du noyau et la particule incidente ne ressent ce potentiel qu'à la surface du noyau. La forme de ce potentiel est donc identique au potentiel de surface :

$$V_{so}(r) \propto \left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} \vec{L} \cdot \vec{s}$$

où $f(r)$ est une fonction de type Woods-Saxon (équation 4.2).

- le potentiel coulombien : la distribution du potentiel coulombien est uniforme sur une sphère de rayon R_{ch} :

$$\begin{aligned} V_c(r) &= \frac{Z_a Z_A e^2}{2R_{ch}} \left(3 - \frac{r^2}{R_{ch}^2}\right) & \text{si } r \leq R_{ch} \\ &= \frac{Z_a Z_A e^2}{r} & \text{si } r \geq R_{ch} \end{aligned}$$

R_{ch} étant défini comme la somme des rayons de charge des deux noyaux Z_a et Z_A . Dans le cas de la diffusion de protons, on utilise le même rayon de charge que pour la diffusion d'électrons : $R_{ch} = \sqrt{\frac{5}{3} \langle r^2 \rangle_{ch}}$ où $\sqrt{\langle r^2 \rangle_{ch}}$ est le rayon de charge du noyau étudié [54]

La somme des termes précédents de volume, de surface, de spin-orbite et coulombien constitue le potentiel optique d'interaction utilisé pour les réactions noyau-noyau et donc aussi pour les réactions proton-noyau.

On a maintenant la forme générale du potentiel optique utilisé pour l'étude de la diffusion proton-noyau. Il a été obtenu de manière phénoménologique en étudiant un grand nombre de réactions proton-noyau à différentes énergies. On obtient une dépendance des termes de ce potentiel en fonction du nombre de masse, du nombre de charge du noyau considéré et de l'énergie de la réaction. Plusieurs paramétrisations différentes existent dont celles de Becchetti & Greenlees [84] et de CH89 [85] .

Si on veut obtenir une information sur la structure des densités du noyau, il faut utiliser un potentiel microscopique.

Potentiel d'interaction nucléon-noyau microscopique

En convoluant une interaction effective entre un nucléon libre et un nucléon dans le noyau avec la densité de matière du noyau considéré, nous construisons un potentiel d'interaction microscopique nucléon-noyau.

On considère $v(\vec{r})$ le potentiel d'interaction nucléon-nucléon et on définit les vecteurs \vec{R} entre le proton incident et le centre du noyau, \vec{r}_1 entre le centre du noyau et un de ses nucléons et \vec{r} entre le proton incident et un des nucléons du noyau (figure 4.1).

Le potentiel d'interaction nucléon-noyau s'écrit alors [52] :

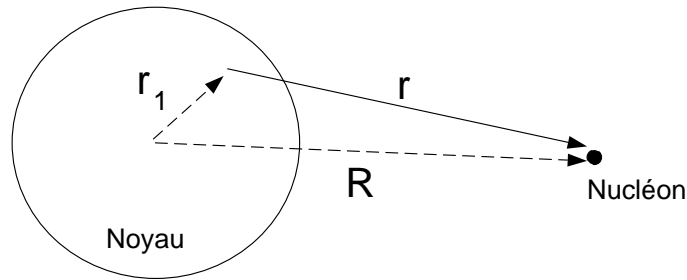


FIG. 4.1 – distances considérées pour le calcul du potentiel d'interaction microscopique.

$$V(\vec{R}) = \int d\vec{r}_1 \rho(\vec{r}_1) v(\vec{r}) \quad (4.3)$$

où :

$$\int d\vec{r}_1 \rho(\vec{r}_1) = A$$

avec A le nombre de nucléons du noyau considéré et $\rho(\vec{r}_1)$ la densité du noyau au point \vec{r}_1 . Si l'on considère une interaction nucléon-nucléon de portée nulle v , le potentiel nucléon-noyau devient :

$$V(\vec{r}) = v\rho(\vec{r})$$

On perçoit ainsi parfaitement la raison de la similitude entre la forme de la densité du noyau et celle du potentiel d'interaction nucléon-noyau.

On va utiliser par la suite le potentiel microscopique complexe JLM (Jeukenne, Lejeune et et Mahaux) [56, 57, 58] pour l'analyse des diffusions proton-noyau.

4.1.2 Potentiel microscopique nucléon-noyau JLM

Le potentiel JLM est basé sur l'interaction nucléon-nucléon à coeur dur de Reid [86] et sur l'approximation de Bruckner-Hartree-Fock [58]. Ce potentiel ne dépend que de la densité du noyau considéré et de l'énergie de la réaction [56, 57, 58]. Il a été utilisé pour l'étude de plusieurs noyaux exotiques légers : ${}^6\text{He}$, ${}^{10}\text{Be}$ et ${}^{11}\text{Be}$ [87, 88], pour les isotopes d'oxygène ${}^{18,20}\text{O}$ [61, 62], de soufre et d'argon [61, 62, 63, 68]. Ce potentiel est composé de trois termes :

- Un terme isoscalaire attractif complexe qui correspond à la matière nucléaire neutre symétrique :

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

où ρ est la densité de matière nucléaire et E l'énergie de la réaction,

- Un terme isovectoriel complexe généré par la différence des nombres de neutrons et de protons dans le noyau. Il dépend du paramètre α :

$$\alpha = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$$

où ρ_n et ρ_p sont les densités de neutrons et de protons. Il s'écrit :

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

Le signe + est appliqué pour une diffusion de neutron et le signe – pour une diffusion de proton.

- Un terme de correction coulombienne dans le cas de la diffusion de proton. Cette correction est prise en compte dans les parties isoscalaire et isovectorielle précédentes en remplaçant E par $E - V_c$ avec V_c défini par :

$$\begin{aligned} V_c(r) &= 0.719 \frac{Z}{R_c} \left[3 - \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right] & \text{si } r < R_c \\ V_c(r) &= 1.44 \frac{Z}{r} & \text{si } r > R_c \end{aligned}$$

où $R_c = 1.123A^{1/3} + 2.35A^{-1/3} - 2.07A^{-1}$.

Le potentiel est d'abord calculé dans la matière nucléaire infinie. Il ne dépend que de la densité ρ et de l'énergie de la réaction E : $U(\rho, E) = V(\rho, E) + iW(\rho, E)$. Les termes $V_0(\rho, E)$, $V_1(\rho, E)$, $W_0(\rho, E)$ et $W_1(\rho, E)$ sont paramétrisés en sommes de polynômes dépendant de l'énergie et de la densité. Le passage au noyau fini se fait en utilisant l'Approximation Locale de Densité (LDA). On se place à une distance r du centre du noyau au nucléon incident où la densité est $\rho(r)$. Le potentiel optique complexe du noyau au point \vec{r} est le

même que celui dans un milieu nucléaire infini avec la densité $\rho_0 = \rho(r)$. Le potentiel optique microscopique est donné par la relation :

$$V_E(r) + iW_E(r) = V(\rho(r), E) + iW(\rho(r), E)$$

On obtient alors une dépendance en rayon du potentiel $U(\rho, E)$ qui devient $U(\vec{r}, E)$. On prend ensuite en compte la portée finie de l'interaction nucléon-nucléon en convoluant le potentiel $U(\vec{r}, E)$ avec une distribution gaussienne qui modélise la portée de l'interaction :

$$\mathcal{U}(\vec{r}, E) = \frac{1}{(t\sqrt{\pi})^3} \int U(\vec{r}', E) \exp[-(\vec{r} - \vec{r}')^2/t^2] d\vec{r}' \quad (4.4)$$

où t reflète la portée finie de l'interaction nucléaire. Dans la paramétrisation initiale, $t = 1.2 \text{ fm}$. Ce potentiel est ensuite introduit dans l'équation de Schrödinger pour traiter la diffusion élastique. Les distributions angulaires de diffusion élastique sont obtenues avec le code de Franck Dietrich (LLNL-Livermore).

Ce potentiel complexe microscopique permet de reproduire une large gamme de données de diffusions élastiques proton-noyau et neutron-noyau pour les noyaux stables de ${}^6\text{Li}$ et ${}^7\text{Li}$ [89], ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$ et ${}^{27}\text{Al}$ [90] et ${}^{54,56}\text{Fe}$ [91]. Mellema et al. [91] ont montré qu'une portée de l'interaction 1.0 fm permettait un meilleur accord avec les données. Pour les plus légers, Petrovitch et al. [89] et Petler et al. [90] ont expliqué que les corrections de la portée finie de l'interaction étaient mal prises en compte pour les noyaux légers et montré que le potentiel imaginaire devait être normalisé par $\lambda_w = 0.8$. C'est la valeur que nous avons adoptée pour l'étude des isotopes de carbone.

Sur la figure 4.2, nous présentons des distributions angulaires $p + {}^{12}\text{C}$ mesurées en cinématique directe à des énergies de 31 [64], 35 [79], 40 [65] et 46 MeV . Les courbes tracées sont obtenues avec le potentiel d'interaction JLM. Les densités considérées sont déduites de mesures de diffusion d'électrons. Dans le cas du ${}^{12}\text{C}$ la densité peut être modélisée par une forme à deux paramètres de Fermi :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-c)/4a_0}} \quad (4.5)$$

avec $\rho_0 = 0.1035 \text{ fm}^{-3}$, $c = 2.1545 \text{ fm}$ et $a_0 = 0.425 \text{ fm}$ [92]. Pour les calculs de la figure 4.2, on a ensuite considéré que la distribution de densité des neutrons est la même que celle des protons. On a normalisé la partie imaginaire du potentiel optique par le facteur $\lambda_w = 0.8$.

L'accord entre les calculs et les données est très bon jusqu'à 80° . Au-delà les

différences proviennent majoritairement d'effets de couplage qui ne sont pas décrits dans ce modèle. Mais on voit sur la figure 4.2 que le potentiel JLM est valide sur une large plage angulaire.

En comparant les distributions angulaires obtenues avec le potentiel JLM et les densités de l'état fondamental prévues par différents modèles, on va pouvoir obtenir des informations sur la structure de l'état fondamental des noyaux ^{10}C et ^{11}C .

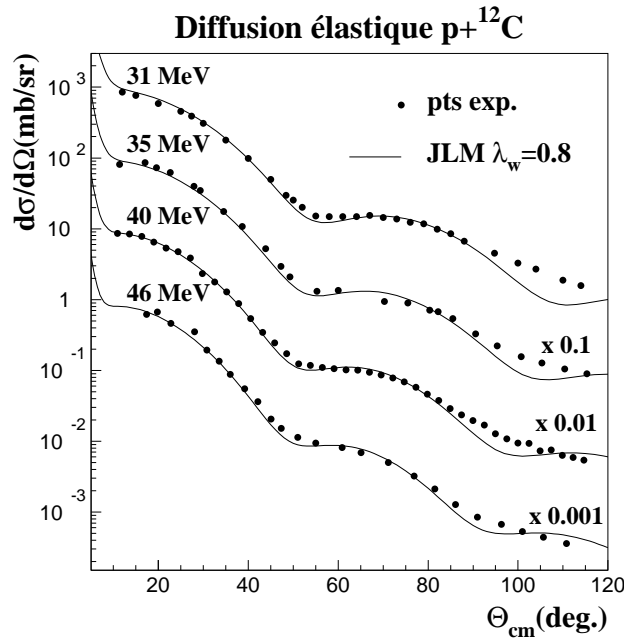


FIG. 4.2 – Les distributions angulaires de diffusion élastique $p + ^{12}\text{C}$ expérimentales sont issues des références [64, 79, 65]. Elles sont comparées à un calcul réalisé avec JLM

4.2 Diffusion inélastique

La diffusion inélastique peut être traitée dans l'approximation DWBA (Distorted Waves Born Approximation). La diffusion élastique, considérée comme le processus le plus probable est décrite le plus exactement possible à l'aide du potentiel optique et les autres processus sont traités comme des

perturbations. La section efficace différentielle de la réaction s'écrit [21, 54] :

$$\frac{d\sigma_{fi}}{d\Omega} = \frac{\mu}{(2\pi\hbar^2)^2} \left(\frac{k_f}{k_i}\right) |T_{fi}|^2$$

où μ est la masse réduite du système, T_{fi} s'exprime sous la forme :

$$T_{fi} = \int \chi(\vec{k}_f, \vec{r})^{(-)*} \langle \phi_f | V | \phi_i \rangle \chi(\vec{k}_i, \vec{r})^{(+)} d\vec{r} \quad (4.6)$$

\vec{k}_i et \vec{k}_f sont les moments cinétiques relatifs des particules dans le référentiel du centre de masse respectivement pour l'état initial et pour l'état final. $\chi(\vec{k}, \vec{r})$ est la fonction d'onde distordue entrante (indice i) ou sortante (indice f). Asymptotiquement, elle a la forme d'une fonction d'onde plane plus une fonction d'onde sphérique de diffusion. Ces fonctions d'onde vérifient l'équation de Schrödinger du système avec le potentiel d'interaction nucléon-noyau U_j pris comme le potentiel optique de la diffusion élastique dans l'état initial ou final :

$$\left[E_j - K_j - U_j(\vec{r}_j) \right] \chi^{(+)}(\vec{k}_j, \vec{r}_j) = 0$$

E_j est l'énergie du système et K_j est l'opérateur cinématique.

Le terme $\langle \phi_f | V | \phi_i \rangle$ de l'équation 4.6, où V est le potentiel de transition de l'état fondamental à l'état excité, contient toute l'information sur la structure du noyau. Si le potentiel de transition n'a pas de dépendance en moment, il commute avec les fonctions d'ondes du système et le terme $\langle \phi_f | V | \phi_i \rangle$ se simplifie :

$$\langle \phi_f | V | \phi_i \rangle = \int \rho_{fi}^{tr}(\vec{r}') V(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{r}'$$

où \vec{r}' est le vecteur d'intégration sur le noyau et \vec{r} est défini par le centre du noyau et la particule incidente. $\rho_{fi}^{tr}(\vec{r})$ est la densité de transition de l'état i à l'état f . Elle s'écrit :

$$\rho_{fi}^{tr}(\vec{r}) = A \int \phi_f^*(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A) \phi_i(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A) d\vec{r}_2 \dots d\vec{r}_A \quad (4.7)$$

ϕ_i et ϕ_f sont respectivement les fonctions d'ondes initiale et finale du noyau étudié. On voit ainsi apparaître les deux quantités importantes pour le calcul de la section efficace différentielle de diffusion inélastique :

- le potentiel de transition V
- la densité de transition de l'état fondamental à l'état final ρ_{fi}^{tr}

Potentiel de transition On peut introduire le potentiel de transition par une approche macroscopique de l'excitation du noyau : on considère que le potentiel d'interaction nucléon-noyau $U(r)$ suit la déformation de surface du noyau [21, 94]. Le développement en série de Taylor du potentiel donne :

$$U[r - R(\theta, \phi)] = U(r - R_0) - \delta R \frac{d}{dr} U(r - R_0) + \frac{1}{2} (\delta R)^2 \frac{d^2}{dr^2} U(r - R_0) + \dots$$

où $R(\theta, \phi)$ est la paramétrisation de la surface du noyau :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left(1 + \alpha_{00} + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (4.8)$$

et R_0 est le rayon de la sphère de même volume et les angles θ et ϕ sont les angles sphériques. Le terme d'ordre 0 du potentiel est le potentiel optique considéré pour la diffusion élastique. Le terme d'ordre 1 est celui qui contribue à l'excitation du noyau d'un état i de spin I_i à un état f de spin I_f : c'est le potentiel de transition.

Le potentiel de transition JLM, $U_{tr}(\rho, E)$, que l'on va considérer pour les calculs de diffusion inélastique, dépend du potentiel optique calculé pour la diffusion élastique $U(\rho, E)$ et de la distribution de densité de matière de l'état fondamental ρ [93] :

$$U_{tr}(\rho, E) = \left(1 + \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) \frac{U(\rho, E)}{\rho} \quad (4.9)$$

Comme dans le cas de la diffusion élastique, on applique l'approximation de densité locale au potentiel de transition : $U_{tr}(\rho, E)$ devient $U_{tr}(\vec{r}, E)$. On convolue ensuite ce potentiel avec une gaussienne pour prendre en compte la portée finie de l'interaction :

$$\mathcal{U}_{tr}(\vec{r}, E) = \frac{1}{(t\sqrt{\pi})^3} \int \rho_{tr}(\vec{r}') U(\vec{r}', E) \exp[-(\vec{r} - \vec{r}')^2/t^2] d\vec{r}'$$

où $\rho_{tr}(\vec{r}')$ est la densité de transition de matière. C'est ce potentiel qui est noté V dans l'équation 4.6.

Densité de transition Comme pour la surface du noyau $R(\theta, \phi)$, on peut exprimer la déformation de la densité du noyau en fonction des harmoniques sphériques. Macroscopiquement, la densité de transition peut être vue comme

le terme du premier ordre du développement en série de Taylor de la densité du noyau. L. J. Tassie adopte la forme [54, 94] :

$$\rho_{lm}(r) = -\alpha_{lm} r^{l-1} \frac{d\rho(r)}{dr} \quad (4.10)$$

pour la densité de transition.

Pour l'étude des diffusions inélastiques $^{10}C(p, p')$ et $^{11}C(p, p')$, on utilisera des densités de transition fournies par différents modèles suivant l'équation 4.7.

Dans le formalisme que l'on vient de développer pour l'étude des diffusions élastique et inélastique, les densités de l'état fondamental et les densités de transition jouent un rôle très important. On va maintenant présenter les différents modèles qui nous ont fourni ces densités.

4.3 Densités de l'état fondamental et densités de transition

Le potentiel JLM utilisé pour l'analyse de la diffusion élastique contient une partie isoscalaire et une partie isovectorielle qui dépendent des distributions de l'état fondamental. Il est nécessaire d'avoir séparément les distributions de densité des neutrons et des protons. La densité de l'état fondamental est directement reliée aux fonctions d'ondes occupées par les nucléons $\varphi(r)$:

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

La densité de transition a déjà été définie par l'équation 4.7.

Les densités que l'on a considérées pour l'étude des diffusions élastique et inélastique sont fournies par différents modèles :

- modèle Moléculaire Dynamique Antisymétrique (AMD)
- champ moyen

Le modèle AMD a déjà été présenté au chapitre 1. Des compléments sont donnés en annexe 2.

4.3.1 Champ moyen

Dans ces calculs, on considère que l'interaction d'un nucléon avec les $(A - 1)$ autres nucléons du noyau est proche d'un potentiel moyen vu par ce nucléon [95, 96]. L'hamiltonien du noyau est alors un hamiltonien à particules indépendantes. La fonction d'onde initiale du noyau est un déterminant

de Slater de fonctions d'onde à une particule. L'état fondamental du noyau est obtenu par minimisation de l'énergie du système des A nucléons. Le potentiel moyen et les fonctions d'ondes à une particule sont couplés dans les équations de Hartree-Fock. La minimisation de l'énergie du système s'effectue par itération jusqu'à la vérification du critère de convergence, la fonction d'onde du noyau et le champ moyen sont alors définis. L'état fondamental du système est la mer de Fermi, c'est à dire l'état contenant les N plus bas états individuels des neutrons et les Z plus bas états des protons. À proximité de l'énergie de Fermi, l'interaction d'appariement joue un rôle important et modifie la distribution des nucléons sur les états individuels. Cet appariement est pris en compte dans l'approximation BCS (Bardeen, Cooper et Schrieffer) [97] introduite pour décrire les systèmes supraconducteurs et génère une force attractive entre deux particules identiques. L'appariement est constant et seuls les nucléons dans des états de spins opposés peuvent s'apparier. La probabilité d'occupation des états de plus basse énergie ne vaut plus 1 en dessous du niveau de Fermi et 0 au-dessus mais est diffuse à proximité de ce niveau de Fermi.

L'interaction effective nucléon-nucléon considérée n'est jamais retouché au cours du calcul et joue un rôle primordial. L'interaction effective de Skyrme [98] de portée nulle est adaptée aux calculs de champ moyen car elle permet la simplification des équations couplées. L'interaction entre deux nucléons 1 et 2 s'écrit :

$$\begin{aligned}
 V(1, 2) = & t_0(1 + X_0 P^\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \\
 & + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P^\sigma) [\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k}^2 + \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k}'^2] \\
 & + t_2 (1 + x_2 P^\sigma) \vec{k}' \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k} \\
 & + i W_0 (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \vec{k}' \wedge \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k} \\
 & + t_3 (1 + x_3 P^\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^\alpha \left(\frac{r_1 + r_2}{2} \right)
 \end{aligned}$$

avec $\vec{\sigma}_1$ et $\vec{\sigma}_2$ les matrices de spin de Pauli, $P^\sigma = (1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)/2$ est l'opérateur d'échange de spin et $\vec{k} = \frac{1}{2i}(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2)$ un opérateur d'impulsion agissant à droite et \vec{k}' son complexe conjugué. Le premier terme modélise la partie centrale de l'interaction, les deux termes suivants simulent la portée finie de l'interaction, le quatrième est un terme de spin-orbite et le dernier dépend de la densité du noyau [99]. Cette interaction dépend de dix termes et trois paramétrisations différentes ont été considérées :

- SIII [100], issue de l'étude des énergies de liaison et des rayons de charge des noyaux magiques sphériques,

- SGII [101], développée pour l'étude des résonances monopolaires isoscalaires
- SLy4 [102, 103], développée récemment pour l'étude des noyaux exotiques riches en neutrons et pour l'étude des étoiles à neutrons.

Cette interaction permet de reproduire quatre propriétés de la matière nucléaire infinie :

- densité nucléaire à saturation : $\rho_0 = 0.16 \pm 0.005 \text{ fm}^{-3}$,
- énergie de volume : $E/A = -16.0 \pm 0.2 \text{ MeV}$,
- coefficient d'incompressibilité (reliée à la courbure de la fonction $\frac{E}{A}(\rho)$)
 $K_\infty = 210 \pm 30 \text{ MeV}$,
- masse effective $\frac{m^*}{m} = 0.8 \pm 0.05$ des particules.

Les états excités du noyau peuvent être traités par des configurations particule-trou sur l'état fondamental Hartree-Fock (HF) mais cette méthode ne donne pas de bons résultats car l'interaction résiduelle entre les nucléons est négligée. On utilise l'Approximation des Phases Aléatoires (RPA) où les corrélations particule-trou sont prises en compte pour l'état fondamental [95]. L'état fondamental de la RPA est formé de l'état HF et de corrélations particule-trou. Les densités de transition considérées par la suite ont été calculées dans l'approximation Quasiparticule-RPA (QRPA) qui permet de prendre en compte l'effet d'appariement [61].

4.3.2 Modèle en couches

Il a été développé par analogie à la physique atomique où les électrons se déplacent dans un potentiel central. On considère que chaque nucléon subit une force attractive centrale attribuée à l'effet des $(A - 1)$ autres nucléons. Les A nucléons indépendants du noyau se meuvent dans un potentiel moyen sans interaction entre eux (dans une première approximation) [95]. Le potentiel central couramment utilisé est celui de Woods-Saxon (équation 4.2) approximé à un potentiel d'oscillateur harmonique : $\frac{1}{2}m\omega^2r^2$ (m étant la masse du nucléon et ω la fréquence de l'oscillateur harmonique). Pour prendre en compte les différences de formes des potentiels à grand rayon, on introduit un terme correctif de la forme $D\vec{l}^2$ au potentiel d'oscillateur harmonique (\vec{l} étant le moment orbital du nucléon). Toutefois le potentiel de Woods-Saxon ne permet pas d'obtenir les nombres magiques, il faut pour cela adjoindre un terme de spin-orbite $f(r)\vec{l} \cdot \vec{s}$ où s est le spin du nucléon. Ce terme permet de lever les dégénérescences des couches données par le potentiel de Woods-Saxon. L'hamiltonien du système est alors un hamiltonien à particules indépendantes avec un terme cinétique et un terme de potentiel central

attractif. Le potentiel central vu par un nucléon est de la forme :

$$V(r) = \frac{1}{2}m\omega^2r^2 + D\vec{l}^2 + f(r)\vec{l} \cdot \vec{s}$$

L'interaction nucléon-nucléon est ensuite considérée comme une perturbation de l'hamiltonien à particules indépendantes sous la forme $\frac{1}{2} \sum_{ij} v_{ij}$ où v_{ij} est une interaction effective nucléon-nucléon [104]. Cette interaction est susceptible de modifier l'ordre des couches d'énergies les plus élevées. L'espace du modèle en couches considéré pour un noyau est alors divisé en trois parties :

- Le cœur inerte. Ces orbitales sont définies comme toujours remplies. Si ce cœur comporte N_c neutrons et Z_c protons, en étudiant un noyau (N, Z) , il reste $n_v = N - N_c$ neutrons de valence et $z_c = Z - Z_c$ protons de valence.
- L'espace de valence. Cet espace est constitué des orbitales occupées par les n_v neutrons et les z_c protons de valence définies par l'hamiltonien à particules indépendantes et des orbitales susceptibles d'être occupées par la prise en compte de l'interaction résiduelle.
- L'espace externe. Il comporte toutes les orbitales qui resteront toujours vides.

On ne considère alors que les particules dans l'espace de valence afin de réduire les temps de calcul. Les cœurs inertes considérés sont ceux définis par les couches fermées. Récemment des calculs sans cœur inerte ont été réalisés [105, 106], tous les nucléons sont alors actifs et l'interaction effective nucléon-nucléon considérée est celle de Paris [107].

Les densités de l'état fondamental d'un noyau peuvent être reliées à une quantité macroscopique : le rayon carré moyen. Au chapitre 1 (section 1.3.3), on a vu les relations entre les densités de transitions et les éléments de matrice de transition M_n et M_p et les forces de transition $B(E\lambda)$. On va développer les informations qu'apportent M_n et M_p sur la structure du noyau.

4.3.3 Éléments de matrice de transition M_n et M_p

Suivant la sonde utilisée, les contributions des neutrons et des protons à l'excitation d'un noyau ne sont pas identiques. Pour une sonde électromagnétique, seuls les protons vont contribuer à l'excitation du noyau et l'on va alors pouvoir sonder la densité de transition des protons. La sonde électromagnétique idéale est l'électron, mais elle ne permet d'étudier que les noyaux dont la durée de vie est suffisamment longue pour en faire des cibles. Dans le cas contraire, on utilise une cible lourde (plomb, or ...) et le noyau étudié est

pris comme faisceau (chapitre 1). Aux petits angles de diffusion, la contribution nucléaire à l'excitation est faible et l'on ne sonde alors que la densité de transition des protons via l'interaction électromagnétique. La plage angulaire étant réduite, on ne mesure pas une distribution angulaire mais une quantité intégrée : une probabilité de transition électrique réduite $B(E\lambda)$. Cette quantité est reliée à l'élément de matrice de transition M_p de l'état fondamental de spin et d'isospin $|J_i T T_Z\rangle$ à l'état excité considéré de spin et d'isospin $|J_f T T_Z\rangle$ de l'opérateur de transition électromagnétique O_p^λ de multipolarité λ [108, 109] :

$$M_p = \langle J_f T T_Z | O_p^\lambda | J_i T T_Z \rangle \quad (4.11)$$

Une équation similaire avec un opérateur de transition pour les neutrons O_n^λ donne les éléments de matrice de transition M_n .

La relation entre $B(E\lambda)$ et M_p est la suivante :

$$B(E\lambda, J_i \rightarrow J_f) = \frac{|M_p|^2}{2J_i + 1} \quad (4.12)$$

où J_i et J_f sont respectivement les spins de l'état initial et final.

Si le noyau est excité par interaction nucléaire, les neutrons contribuent à l'excitation et l'on définit de même un élément de matrice de transition M_n . On a vu au chapitre 1 (équation 4.11) que les éléments de matrice de transition sont reliés aux densités de transition :

$$M_{n,p} = \int \rho_{n,p}^{tr}(r) r^{\lambda+2} dr \quad (4.13)$$

où $\rho_{n,p}^{tr}(r)$ est la densité de transition radiale de l'état i à l'état f pour les neutrons ou pour les protons [59].

Dans le cadre du modèle en couches, ces éléments de matrice de transition peuvent être reliés aux éléments de matrice de valence A_p et A_n par les relations [110] :

$$\begin{aligned} M_p &= (1 + C_{pp})A_p + C_{pn}A_n \\ M_n &= C_{np}A_p + (1 + C_{nn})A_n \end{aligned}$$

où les termes C_{cv} sont les charges effectives généralisées liées à la polarisation du cœur (c) de nucléons par les nucléons de valence (v). Les charges effectives ont un rôle important dans le modèle en couches pour la description des propriétés du noyau (moments quadrupolaire, énergies des états excités ...). De

manière générale, lorsque les neutrons et les protons de valence se trouvent dans la même couche, on a $C_{np} = C_{pn}$ et $C_{nn} = C_{pp}$. L'étude de noyaux exotiques permet d'obtenir des informations sur ces charges effectives. Dans le cas du ^{38}S [59], les neutrons de valence se trouvent dans la couche fp tandis que les protons de valence se trouvent dans la couche sd . Afin de reproduire le $B(E2)$ vers le premier état 2^+ de ce noyau, il faut prendre $C_{pn} = C_{np} = 0.65$ et $C_{pp} = C_{nn} = 0.35$ alors que dans la couche sd toutes les charges effectives sont prises égales à 0.35. La connaissance de ces éléments de matrice de transition M_n et M_p apportent donc des informations importantes sur les modèles utilisés.

On a vu que les contributions des protons et des neutrons à l'excitation du noyau dépendent de la sonde utilisée. En revanche, les densités de transition pour les neutrons et les protons n'en dépendent pas puisqu'elles correspondent à une projection de la fonction d'onde de l'état excité sur celle de l'état fondamental. Les éléments de matrice de transition pour les neutrons et les protons sont donc aussi indépendants de la sonde utilisée. On définit alors un élément de matrice de transition M qui est une combinaison linéaire de M_n et de M_p .

$$M = b_n M_n + b_p M_p$$

b_n et b_p sont des intensités d'interaction entre la sonde et les neutrons ou les protons du noyau étudié. Dans le cas d'une excitation par diffusion d'électrons, on a $b_n = 0$ et $b_p = 1$. Pour une excitation coulombienne, la partie d'excitation nucléaire est faible mais une analyse complète doit la prendre en compte. Le tableau 4.1 présente les rapports b_n/b_p suivant les sondes utilisées [109].

La mesure d'une excitation électromagnétique combinée avec une mesure

Sondes	Énergie (MeV)	b_n/b_p
électromagnétique		0
protons	10-50 MeV	3
protons	1 GeV	0.95
neutrons	10-50 MeV	1/3
α	toutes	1
π^+	160-200 MeV	1/3
π^-	160-200 MeV	3

TAB. 4.1 – Rapport des intensités d'interaction neutron et proton suivant le champ d'interaction [109]

utilisant une sonde hadronique doit permettre d'obtenir les éléments de matrice de transition pour les neutrons et les protons.

Dans le cadre d'un modèle collectif de vibration dans un fluide nucléaire homogène, les termes M_n et M_p sont liés par l'équation :

$$M_n/M_p = N/Z$$

Pour un noyau à couches fermées en neutrons, les excitations collectives de basse énergie correspondent essentiellement à des vibrations des protons et le rapport M_n/M_p est alors inférieur à N/Z . Dans le cas d'un noyau à couches fermées en protons, le rapport M_n/M_p est supérieur à N/Z .

Des approches phénoménologiques basées sur plusieurs hypothèses permettent de relier les éléments de matrice de transition M_n et M_p . Une première hypothèse consiste à prendre des rayons carrés moyens identiques pour les neutrons et les protons du noyau (souvent valable dans le cas des noyaux stables). On introduit alors les longueurs de déformations neutrons et protons δ_n et δ_p définies par la relation $\delta_{n,p} = \beta_{n,p} R_\delta$. β est la déformation. R_δ est le rayon carré moyen de charge dans le cas d'une excitation électromagnétique et il est le rayon carré moyen de matière dans le cas d'une excitation nucléaire. Le rapport M_n/M_p devient :

$$\frac{M_n}{M_p} = \frac{N\delta_n}{Z\delta_p}$$

Dans un second temps, en introduisant les paramètres b_n et b_p pour la diffusion inélastique de proton et en supposant des densités neutrons et protons proportionnelles $\rho_n(r) = \frac{N}{Z}\rho_p(r)$, le rapport M_n/M_p devient :

$$\frac{M_n}{M_p} = \frac{b_p}{b_n} \left[\frac{\delta_{(p,p')}}{\delta_{em}} \left(1 + \frac{b_n N}{b_p Z} \right) - 1 \right]$$

Les longueurs de déformations dépendent de la sonde, $\delta_{(p,p')}$ correspond à la sonde de proton (proportionnelle à $1.17A^{1/3}$) et δ_{em} (proportionnelle à $1.2A^{1/3}$) à la sonde électromagnétique [111]. Les valeurs de M_n déduites de cette dernière équation sont donc soumises à de nombreuses hypothèses qui ne s'appliquent peut-être pas aux noyaux exotiques.

Les distributions angulaires de diffusions élastique et inélastique $^{12}C + p$, $^{11}C + p$ et $^{10}C + p$ ont déjà été présentées au chapitre 3. Sur ces figures les barres d'erreurs indiquées ne tiennent compte que de l'erreur statistique. Les barres d'erreur sur les points présentés par la suite incluent l'erreur systématique.

4.4 Diffusions $^{12}\text{C} + p$

4.4.1 Diffusion élastique

On a déjà constaté au chapitre précédent (figure 3.27) le très bon accord obtenu entre la distribution angulaire mesurée lors de notre expérience et celle calculée avec le potentiel JLM [56, 57, 58].

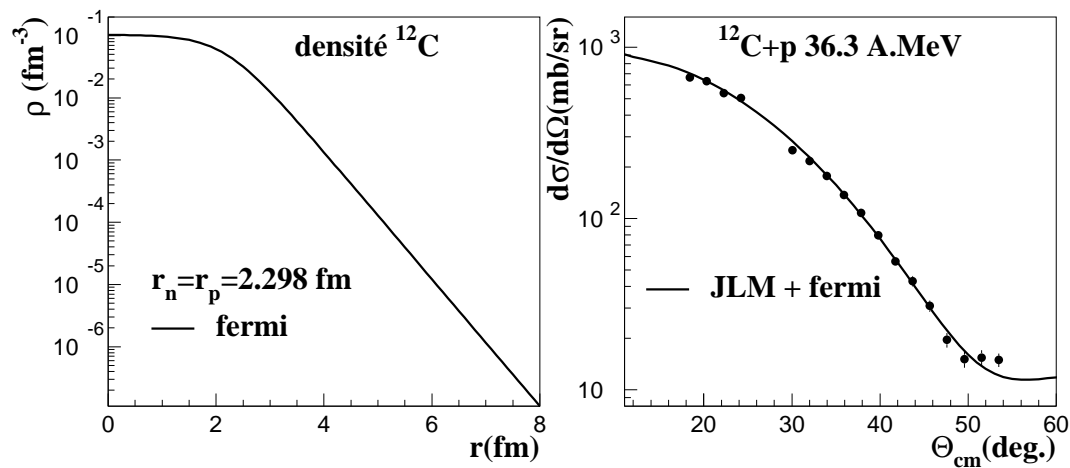


FIG. 4.3 – Densité de Fermi de l'état fondamental [92] et comparaison entre les données mesurées lors de cette expérience et le calcul avec le potentiel JLM

Dans ces calculs, on a considéré des distributions de densité de neutrons et de protons pour l'état fondamental compatibles avec les mesures de diffusion d'électrons. Ce sont des densités de Fermi (équation 4.5), elles sont identiques pour les neutrons et les protons. La distribution de densité est présentée sur la figure 4.3. Les paramètres de la fonction de Fermi sont extraits de l'article de M. El-azab Farid & al. [92] ($\rho_0 = 0.1035 \text{ fm}^{-3}$, $c = 2.1545 \text{ fm}$ et $a_0 = 0.425 \text{ fm}$). Le rayon carré moyen des densités de matière, de neutrons et de protons est égal à 2.298 fm . La figure 4.3 présente une comparaison entre le calcul réalisé avec le potentiel JLM et les données de cette expérience.

4.4.2 Diffusions inélastiques

Les distributions angulaires du premier état 2^+ à 4.44 MeV et du premier état 3^- à 9.64 MeV ont été présentées au chapitre précédent sur la figure 3.26. La spectroscopie du ^{12}C est présentée en annexe 1.

État 2^+ à 4.44 MeV

La diffusion inélastique vers le premier état 2^+ du ^{12}C à 4.44 MeV par diffusion de protons a déjà été étudiée en cinématique directe entre 30 et 40 MeV [79]. Cette excitation est une transition quadrupolaire dont la probabilité de transition réduite $B(E2)$ est connue : $41 \pm 5\text{ e}^2\text{fm}^4$ [15], elle a été mesurée par diffusion inélastique d'électrons. La valeur de l'élément de matrice de transition M_p est donc lui aussi connu ($6.4 \pm 0.4\text{ fm}^2$). On a considéré précédemment que les distributions de densité de protons et de neutrons sont les mêmes pour l'état fondamental, on fait la même hypothèse pour les densités de transition. Elles sont générées en appliquant la formule de Tassie (équation 4.10) aux densités de Fermi de l'état fondamental. Une normalisation absolue est ensuite appliquée à la densité de transition afin que son intégration (équation 4.13) donne la bonne valeur de l'élément de matrice de transition (M_n et M_p). La densité de transition (identique pour les neutrons et les protons) est présentée sur la figure 4.4. Sur cette même figure, on observe un très bon accord entre la distribution angulaire mesurée lors de cette expérience et le calcul DWBA réalisé avec les densités présentées précédemment et le potentiel JLM.

4.5 Diffusions $^{10}\text{C} + p$

4.5.1 Diffusion élastique

Distributions de densité de l'état fondamental

Trois types de distributions de densité sont à notre disposition pour l'interprétation de la diffusion élastique : AMD, Hartree-Fock avec la prise en compte des corrélations avec BCS (HF+BCS) et modèle en couches (SM). Elles nous ont été fournies respectivement par Y. Kanada-En'yo, E. Khan et S. Karataglidis et ne sont pas encore publiées. Les distributions de densité de neutrons et de protons AMD et SM pour l'état fondamental sont présentées sur la figure 4.5 en échelle linéaire et en échelle logarithmique. La représentation en échelle linéaire permet de visualiser les différences aux petits rayons tandis que celle en échelle logarithmique est sensible aux différences

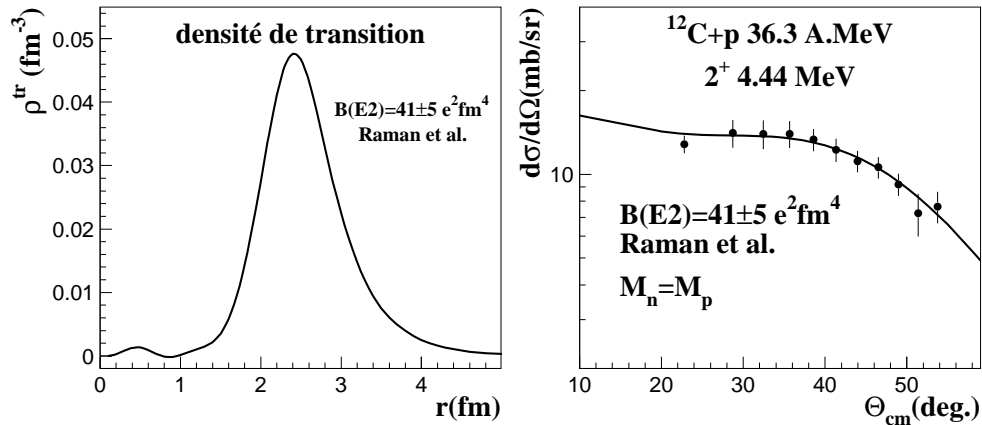


FIG. 4.4 – Densité de transition de l'état fondamental au premier état 2^+ à 4.44 MeV normalisée à la valeur du $B(E2)$ de la transition. Comparaison entre les données mesurées lors de cette expérience et le calcul avec le potentiel JLM

aux grands rayons où les densités varient rapidement. Les densités HF+BCS avec les trois interactions effectives SIII, SGII et SLy4 sont présentées sur la figure 4.6. Les densités de neutrons et de protons obtenues avec les trois interactions sont respectivement tracées sur les deux premières lignes. La troisième ligne présente une comparaison des densités de neutrons et de protons pour l'interaction SIII comme sur la figure 4.5.

Les rayons carrés moyens de neutrons $\langle r_n \rangle$, protons $\langle r_p \rangle$ et de matière $\langle r_m \rangle$ de ces densités sont récapitulés dans le tableau 4.2.

	AMD	SM	HF+BCS		
			SIII	SGII	SLy4
$\langle r_n \rangle$ (fm)	2.50	2.30	2.29	2.31	2.37
$\langle r_p \rangle$ (fm)	2.57	2.48	2.53	2.52	2.61
$\langle r_m \rangle$ (fm)	2.55	2.41	2.44	2.44	2.51

TAB. 4.2 – Rayons carrés moyens de neutrons $\langle r_n \rangle$, protons $\langle r_p \rangle$ et de matière $\langle r_m \rangle$ calculés avec les densités présentées sur les figures 4.5 et 4.6.

Toutes ces densités donnent un rayon carré moyen de protons très large-

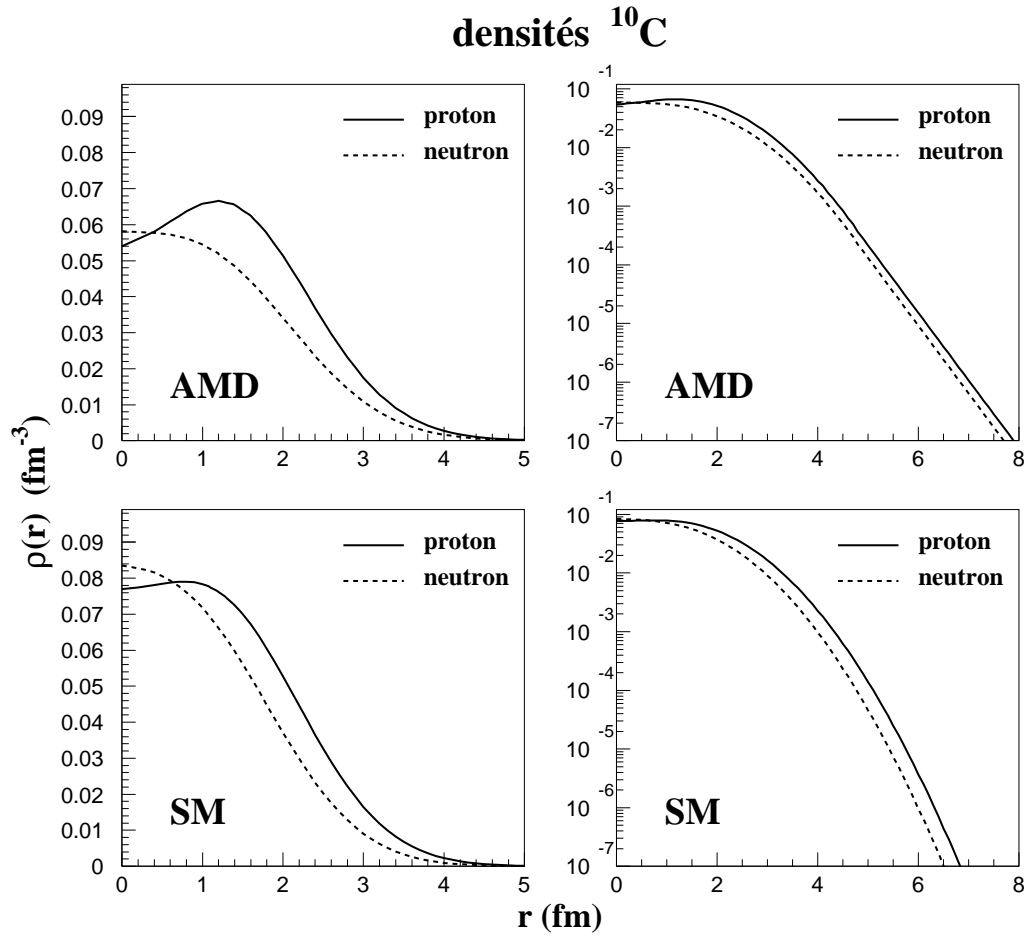


FIG. 4.5 – Distributions de densité de neutrons et de protons de l'état fondamental du ^{10}C issues des calculs AMD (première ligne) et SM (deuxième ligne) en échelle linéaire (première colonne) et en échelle logarithmique (deuxième colonne)

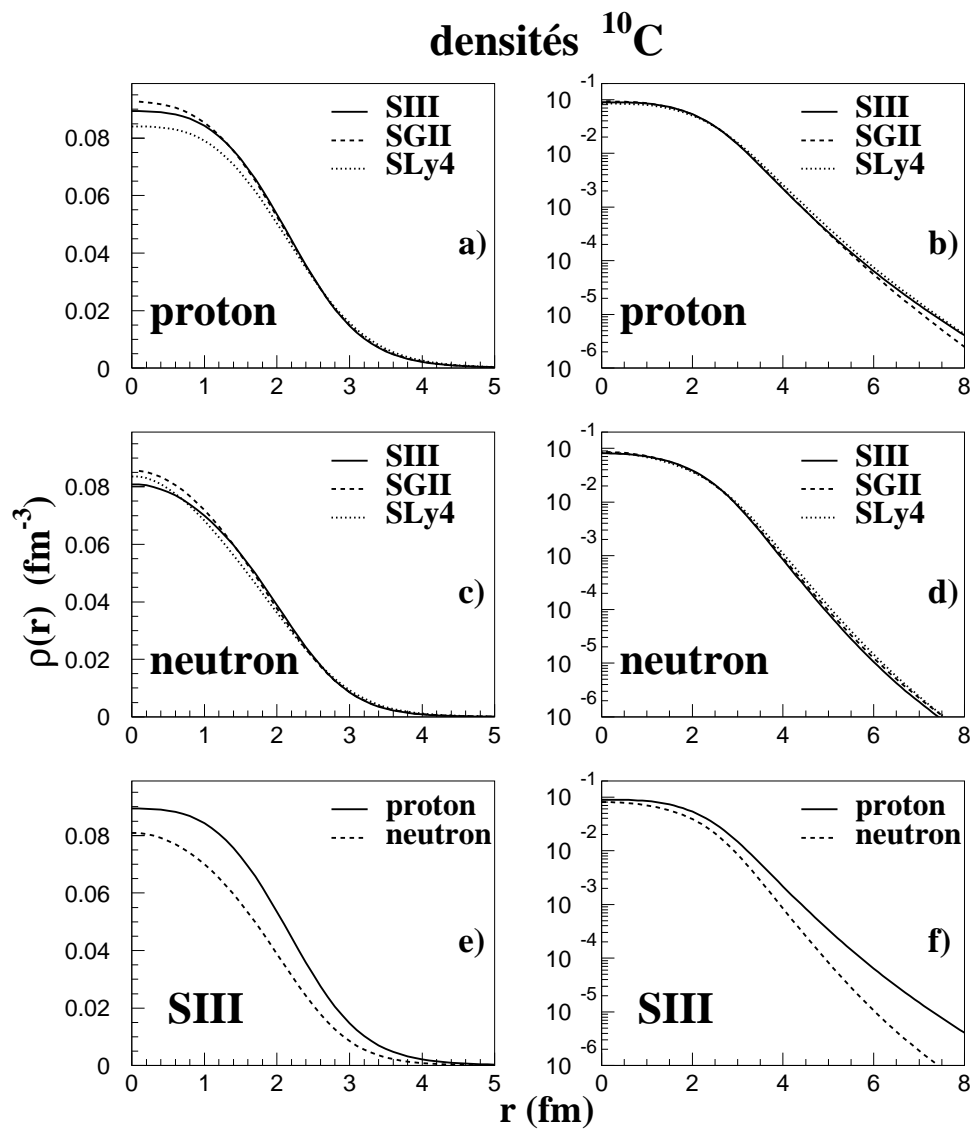


FIG. 4.6 – Distributions de densité de neutrons et de protons de l'état fondamental du ^{10}C issues des calculs HF+BCS en échelle linéaire (première colonne) et en échelle logarithmique (deuxième colonne)

ment supérieur à celui du ^{12}C (2.30fm) pouvant être expliqué par la répulsion coulombienne entre les protons et par le faible nombre de neutrons qui ne permet pas de compenser cette répulsion par l'attraction nucléaire. On note de plus que le rayon carré moyen de neutrons, mis à part pour AMD, est proche de celui du ^{12}C . Dans le cas des calculs AMD et SM, les densités de protons ne sont pas maximales au centre du noyau (rayon nul), les maxima sont atteints entre 1 et 1.5fm . Ceci est en accord avec la formation de clusters α dans l'état fondamental. Les densités fournies par les calculs HF+BCS sont assez semblables en ce qui concerne la forme quelle que soit l'interaction considérée avec une densité de protons maximale à un rayon nul. L'interaction SLy4 développée pour les noyaux riches en neutrons donne toutefois des rayons carrés moyens plus grands que ceux obtenus avec les deux autres interactions SIII et SGII. Contrairement aux calculs AMD et SM, le rapport des densités de protons et de neutrons pour les calculs HF+BCS s'accroît avec le rayon au delà de 4fm . Cette différence n'est toutefois pas aussi marquée que dans le cas des noyaux à halos d'un neutron ^{11}Be ou de deux neutrons ^{11}Li et ^6He (dans ces cas, c'est la densité de neutrons qui est la plus importante aux grands rayons).

Distribution angulaire de diffusion élastique

Les distributions angulaires calculées avec le potentiel JLM et les différentes densités comparées aux données expérimentales sont présentées sur la figure 4.7.

Les échelles de sections efficaces différentielles sont identiques pour toutes les distributions. Comme pour le ^{12}C , la partie imaginaire du potentiel est normalisée par un facteur $\lambda_w = 0.8$ alors que la partie réelle du potentiel est inchangée ($\lambda_v = 1.0$). Quelle que soit la densité considérée, la distribution angulaire surestime les données aux petits angles (entre 15° et 25°). Les distributions angulaires calculées avec les densités SM et HF+BCS (avec les interactions SIII et SGII) sont très semblables et l'accord avec les données entre 30° et 50° est bon. Les deux autres calculs avec les densités AMD et HF+BCS (interaction SLy4) sous-estiment les données sur cette même plage angulaire. Sur la figure 1.10, on avait observé que l'augmentation du rayon carré moyen de matière diminuait la section efficace différentielle dans la plage angulaire entre 30° et 60° . Ces deux densités (AMD et HF+BCS avec l'interaction SLy4) sont celles qui fournissent les rayons carrés moyens de matière les plus importants (tableau 4.2), ce qui confirme cette observation.

La surestimation de la distribution angulaire aux petits angles est significative d'un couplage de l'état fondamental du noyau au continuum des états

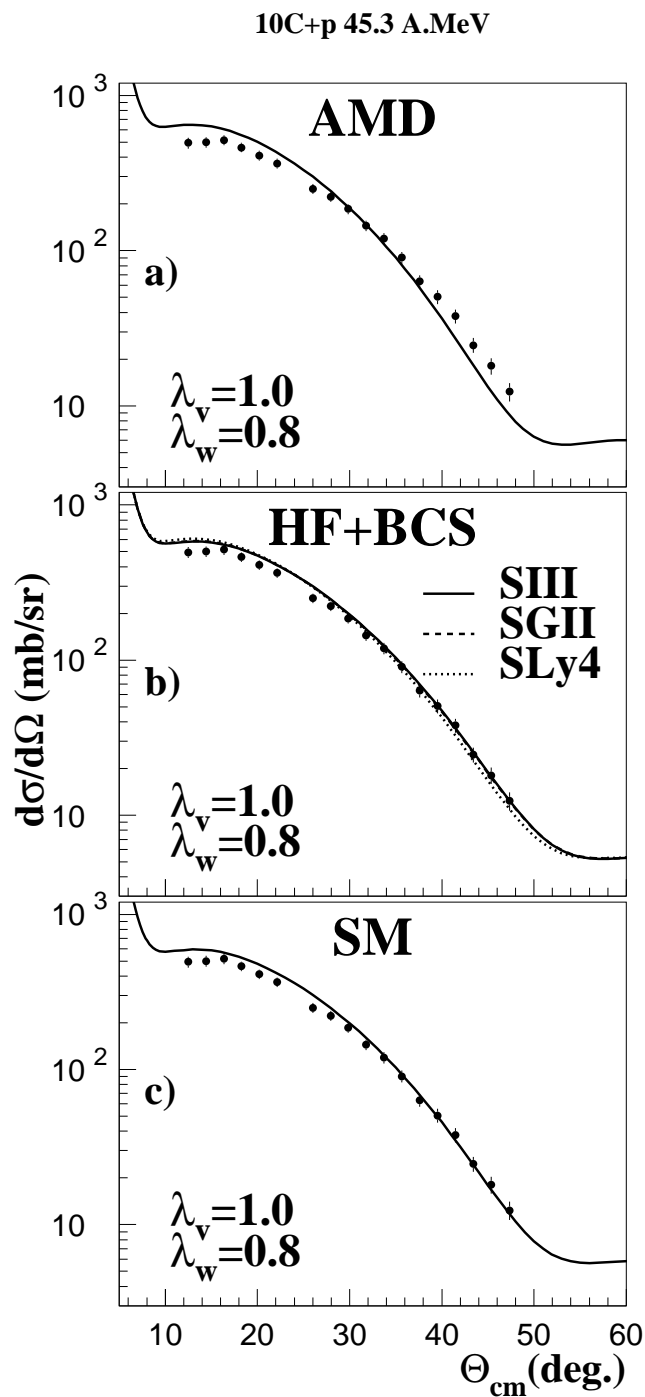


FIG. 4.7 – Distributions angulaires de la diffusion élastique $^{10}\text{C} + p$ à 45.3A.MeV calculées avec le potentiel JLM (normalisation de la partie imaginaire $\lambda_w = 0.8$) et différentes densités. Les calculs sont comparés aux données.

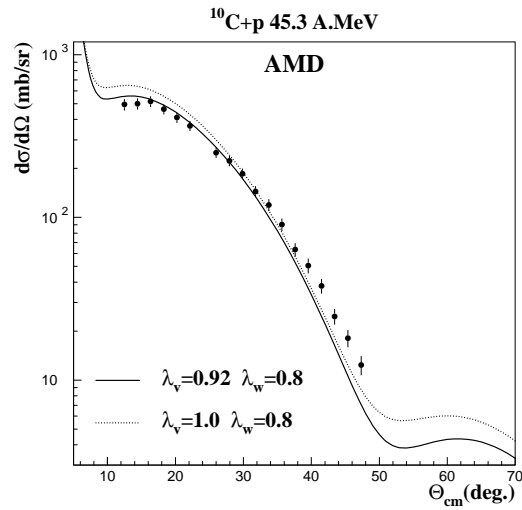


FIG. 4.8 – Distribution angulaire de la diffusion élastique $^{10}\text{C} + p$ à 45.3 A.MeV calculée avec le potentiel JLM (avec et sans normalisation de la partie réelle) et les densités AMD. Les calculs sont comparés aux données.

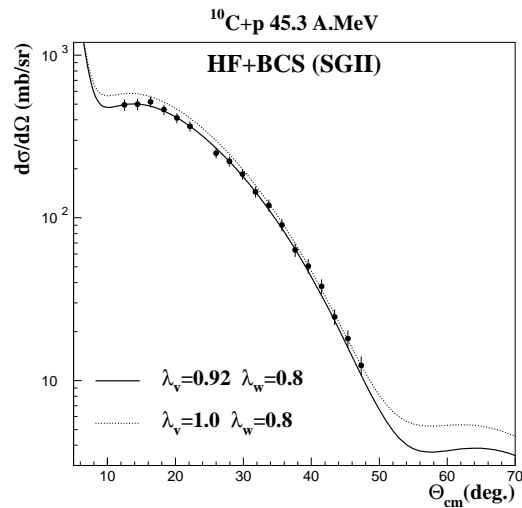


FIG. 4.9 – Distribution angulaire de la diffusion élastique $^{10}\text{C} + p$ à 45.3 A.MeV calculée avec le potentiel JLM (avec et sans normalisation de la partie réelle) et les densités HF+BCS (interaction SGII). Les calculs sont comparés aux données.

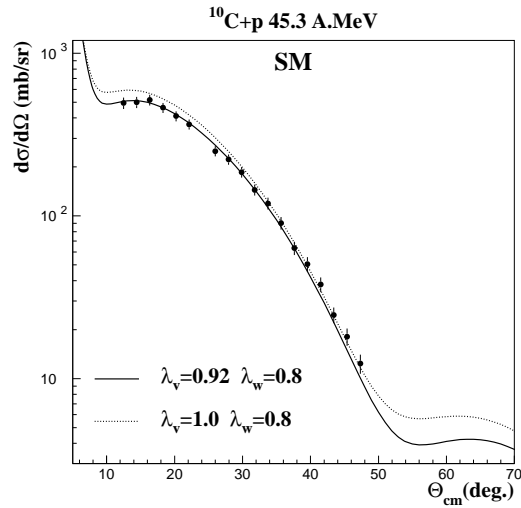


FIG. 4.10 – Distribution angulaire de la diffusion élastique $^{10}\text{C} + p$ à 45.3 A.MeV calculée avec le potentiel JLM (avec et sans normalisation de la partie réelle) et les densités SM. Les calculs sont comparés aux données.

excités. Elle peut être corrigée par une diminution de la partie réelle du potentiel qui est beaucoup plus sensible sur cette plage angulaire que l'augmentation de la partie imaginaire du potentiel [88]. En fait, l'effet des couplages est dû à des excitations localisées à la surface du noyau et le potentiel réel répulsif considéré doit être localisé à la surface du noyau. La diminution de la partie réelle du potentiel JLM s'applique à l'ensemble du volume du noyau. Il faudrait prendre en compte un potentiel de polarisation qui ne s'applique qu'à la surface du noyau [88] mais ceci n'est pas faisable avec le potentiel JLM qui ne considère que des termes de volume. On se focalisera donc uniquement sur l'évolution aux petits angles des distributions angulaires calculées avec le potentiel JLM.

Sur les figures 4.8, 4.9 et 4.10, on a tracé les distributions angulaires calculées avec les différentes densités en normalisant la partie réelle du potentiel par un facteur $\lambda_v = 0.92$ (traits pleins). Les distributions sans normalisation de la partie réelle sont présentées en pointillés. La partie imaginaire du potentiel est toujours normalisée à $\lambda_w = 0.8$. L'accord est alors bien meilleur pour les calculs effectués avec les distributions de densité SM et HF+BCS. Pour les densités AMD, cette renormalisation ne peut compenser aux petits angles le rayon carré moyen de matière qui semble vraiment trop important. Le meilleur accord est toujours obtenu avec les densités HF+BCS (interac-

tions SIII et SGII) et SM. La comparaison avec les données ne permet pas de dire quelle est la meilleure description des distributions de densité de l'état fondamental du ^{10}C . On extrait toutefois une information sur le rayon carré moyen de matière que l'on peut évaluer à $2.42 \pm 0.1 \text{ fm}$. De plus, les densités SM et HF+BCS s'accordent sur une valeur de rayon carré moyen de neutrons de $2.3 \pm .05 \text{ fm}$ et de protons de $2.5 \pm .05 \text{ fm}$.

4.5.2 Diffusion inélastique vers le premier état 2^+ à 3.35 MeV

Distributions de densité de transition

Les distributions de densité de transition calculées par le modèle AMD sont tracées sur la figure 4.11, celles issues des calculs HF+BCS sont présentées sur la figure 4.12. Les valeurs des éléments de matrices de transition M_n et M_p et de la force de transition réduite $B(E2)$ pour toutes ces distributions de densité de transition sont récapitulées dans le tableau 4.3. La valeur expérimentale du $B(E2)$ [15] y est aussi rapportée.

Les calculs AMD sous-estiment la valeur expérimentale du $B(E2)$ malgré la barre d'erreur importante. La densité de transition pour les neutrons du ^{10}C est prise égale à celle des protons du ^{10}Be ce qui donne une valeur de 7.42 fm^2 pour le M_n [112].

Les valeurs de $B(E2)$ obtenues par l'intégration des distributions de densité de transition HF+BCS sont très inférieures à la valeur expérimentale et à celle calculée par le modèle AMD. Par contre comme pour AMD, ce modèle prévoit une contribution des neutrons à l'excitation du noyau plus importante que celle des protons (M_n supérieur à M_p). La forme des distributions de densité de transition HF+BCS varie peu avec l'interaction considérée, par contre les amplitudes sont très différentes, ce qui se répercute sur les valeurs des éléments de matrice de transition M_n et M_p .

Distribution angulaire de diffusion inélastique vers le premier état 2^+ du ^{10}C

On présente sur la figure 4.13 les distributions angulaires calculées avec le potentiel JLM ($\lambda_v = 0.92$ et $\lambda_w = 0.8$) et les différentes densités de transition évoquées précédemment. La forme de ces distributions (courbes en traits pleins) correspond bien à celle des données expérimentales. Toutefois, ces distributions surestiment (AMD) ou sous-estiment les données (HF+BCS).

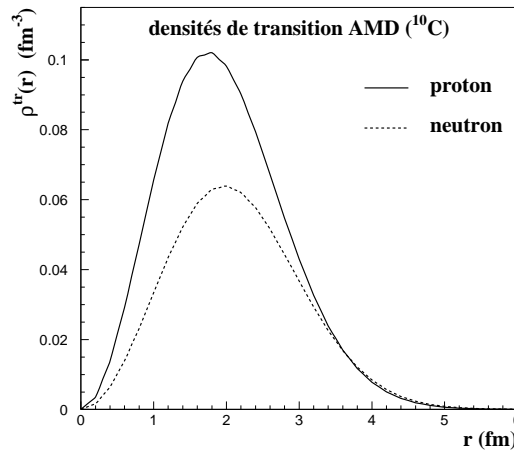


FIG. 4.11 – Distributions de densité de transition pour les neutrons et les protons de l'état fondamental au premier état 2^+ du ^{10}C . Calculs AMD

La densité de transition de protons calculée par AMD est celle qui donne la valeur du $B(E2)$ la plus proche de la valeur expérimentale. On peut donc penser que c'est ce modèle qui décrit le mieux l'excitation du ^{10}C . On va utiliser les densités de transition fournies par le modèle AMD pour obtenir une information sur l'élément de matrice de transition M_n . Tout d'abord, on normalise la densité de transition de protons AMD à la valeur centrale tabulée du $B(E2)$ du ^{10}C . On applique ensuite un facteur de normalisation à la densité de transition de neutrons et l'on étudie comment évolue la distribution angulaire calculée (figure 4.14) :

- la courbe en trait plein correspond à l'application de la symétrie miroir pour la densité de transition de neutrons, elle est normalisée à la valeur centrale du $B(E2)$ du ^{10}Be : $52 e^2 fm^4$,
- la courbe en pointillés est obtenue en appliquant la relation $M_n/M_p = N/Z$ que l'on a utilisée pour la diffusion inélastique du ^{12}C et qui est assez bien vérifiée pour les noyaux stables.
- la courbe en tirets est celle qui donne le meilleur accord avec les données.

La courbe en tirets permet donc d'extraire de manière phénoménologique une information sur M_n du ^{10}C pour la transition vers le premier état 2^+ . L'incertitude sur la valeur du M_p [liée à l'incertitude sur la valeur du $B(E2)$] et la sensibilité des données au rapport M_n/M_p génèrent une barre d'erreur importante sur la valeur du M_n de la transition : $M_n = 5.75 \pm 1.09 fm^2$.

Il faut considérer cette valeur avec beaucoup de précaution car on a vu au

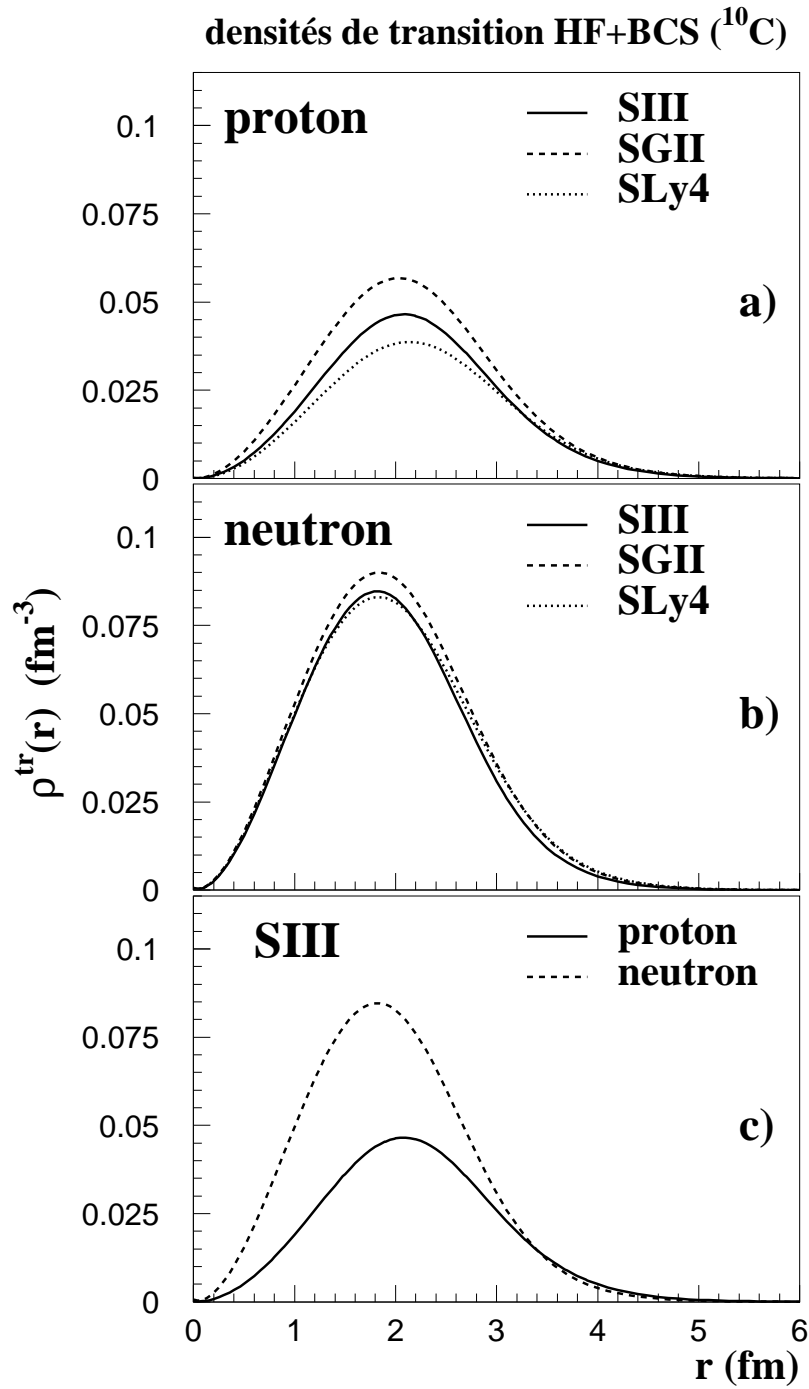


FIG. 4.12 – Distribution de densité de transition pour les neutrons et les protons de l'état fondamental au premier état 2^+ du ^{10}C . Calculs HF+BCS avec les trois interactions effectives SIII, SGII et SLy4

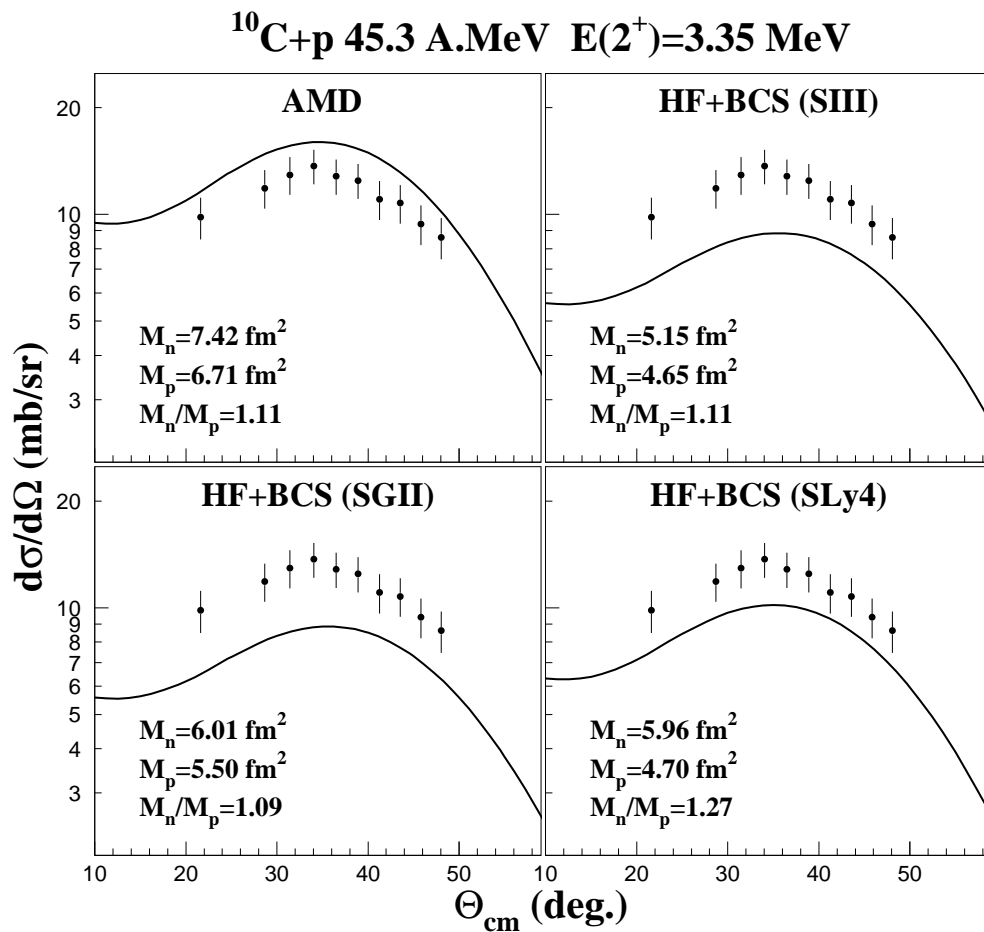


FIG. 4.13 – Distributions angulaires pour la diffusion inélastique (état 2^+) calculées avec le potentiel JLM et différentes densités. Les calculs sont comparés aux données.

	Exp.	AMD	HF+BCS		
			SIII	SGII	SLy4
$M_n (fm^2)$		7.42	5.15	6.01	5.96
$M_p (fm^2)$	7.87 ± 0.61	6.71	4.65	5.50	4.70
$B(E2) (e^2 fm^4)$	62 ± 10	45	21.62	30.27	22.07

TAB. 4.3 – Éléments de matrice de transition M_n et M_p et force de transition réduite pour la transition de l'état fondamental au premier état 2^+ du ^{10}C . Les densités de transition sont présentées sur les figures 4.11 et 4.12

paragraphe 4.5.1 que les densités AMD de l'état fondamental ne permettent pas de bien reproduire la diffusion élastique. Or, ces densités interviennent dans le calcul du potentiel de transition ce qui génère obligatoirement une erreur sur la distribution angulaire de la diffusion inélastique.

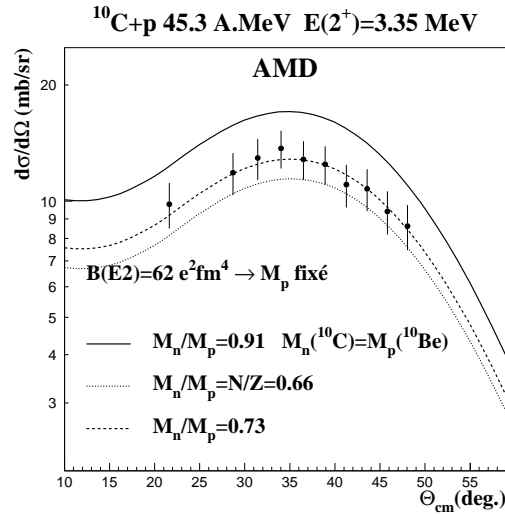


FIG. 4.14 – Analyse phénoménologique de la diffusion inélastique à partir des densités de transition AMD. On normalise la densité de transition de protons à la valeur centrale du $B(E2)$ puis on teste différentes normalisation de la densités de transition de neutrons.

Contrairement aux densités AMD, les densités HF+BCS avec les interactions effectives SGII et SIII permettent une bonne reproduction de la distribution angulaire de diffusion élastique. On va effectuer une analyse phénoménologique de la diffusion inélastique similaire à celle effectuée pour

la diffusion inélastique vers le premier état 2^+ du ^{12}C (paragraphe 4.4.2). On considère les densités HF+BCS avec l'interaction SGII et on effectue les étapes suivantes :

- paramétrisation des densités de neutrons et de protons par des fonctions de Fermi (équation 4.5). Les rayons carrés moyens de ces fonctions sont très proches de ceux des densités initiales : 2.31 fm pour la densité de neutrons et 2.50 fm pour la densité de protons. Les paramètres des fonctions de Fermi sont :
 - $\rho_0 = 0.0929 \text{ fm}^{-3}$, $c = 2.16 \text{ fm}$ et $a_0 = 0.499 \text{ fm}$ pour la distribution de densité de protons,
 - $\rho_0 = 0.0808 \text{ fm}^{-3}$, $c = 1.96 \text{ fm}$ et $a_0 = 0.469 \text{ fm}$ pour la distribution de densité de neutrons.
- dérivation de ces densités suivant la formule de Tassie (équation 4.10) et normalisation de la densité de transition de protons à la valeur centrale du $B(E2)$
- normalisation de la densité de transition des neutrons à différentes valeurs de M_n .

La figure 4.15 présente les résultats de cette analyse phénoménologique. Comme sur la figure 4.14, la courbe en trait plein est obtenue si l'on applique la symétrie miroir ($M_n(^{10}\text{C}) = M_p(^{10}\text{Be})$) et celle en pointillés correspond au rapport $M_n/M_p = N/Z$. La courbe en tirets est celle qui donne le meilleur accord avec les données et $M_n/M_p = 0.70$ très proche du rapport $N/Z = 0.66$ utilisé pour les noyaux stables. On en déduit une valeur de M_n : $5.51 \pm 1.07 \text{ fm}^2$. Cette valeur est en accord avec celle trouvée précédemment en utilisant les densités AMD mais elle a une validité supérieure du fait que les densités de l'état fondamental permettent de bien reproduire la diffusion élastique (figure similaire à 4.9) ;

L'analyse des diffusions élastique et inélastique $^{10}\text{C} + p$ à 45.3 A.MeV nous donne deux informations importantes sur le noyau de ^{10}C :

- un rayon carré moyen de matière $2.42 \pm 0.1 \text{ fm}$ plus important que celui du noyau stable ^{12}C (2.298 fm). De plus, les modèles qui reproduisent le mieux la distribution angulaire donnent un rayon carré moyen de neutrons de $2.3 \pm 0.01 \text{ fm}$ et un rayon carré moyen de protons plus important de $2.5 \pm 0.03 \text{ fm}$ (tableau 4.2)
- une valeur de l'élément de matrice de transition vers le premier état 2^+ à 3.35 MeV : $M_n = 5.51 \pm 1.07 \text{ fm}^2$. Cette valeur n'est pas en accord avec la symétrie miroir qui conduirait à $M_n = 7.21 \pm 0.41 \text{ fm}^2$.

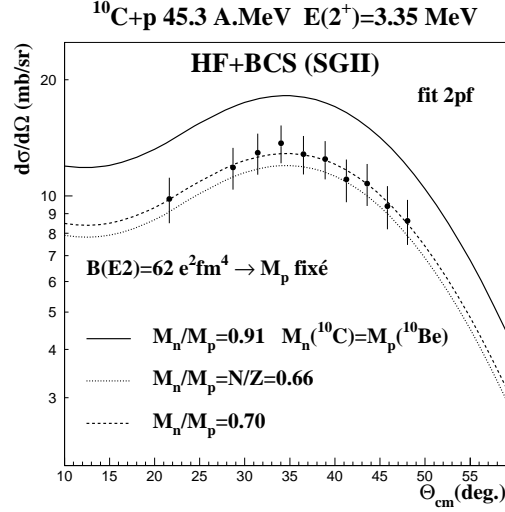


FIG. 4.15 – Analyse phénoménologique de la diffusion inélastique à partir des densités de l'état fondamental HF+BCS. Les explications sont dans le texte.

4.6 Diffusions $^{11}\text{C} + p$

L'analyse des diffusions élastique et inélastique $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV va être similaire à celle effectuée pour le ^{10}C . Toutefois, contrairement au ^{10}C , les probabilités de transitions réduites $B(E2)$ vers les états $5/2^-$ à 4.32 MeV et $7/2^-$ à 6.48 MeV ne sont pas connues. Une analyse phénoménologique à la Tassie (comme celles effectuées pour le ^{10}C et le ^{12}C) des diffusions inélastiques sera donc plus difficile.

4.6.1 Diffusion élastique

Distributions de densité de l'état fondamental

Les densités de l'état fondamental du ^{11}C prédites par les modèles AMD, SM et HF+BCS sont présentées sur les figures 4.16 et 4.17. Comme pour le ^{10}C , on peut remarquer que les densités AMD et SM ne sont pas maximales au centre du noyau. Les densités de neutrons des modèles SM et HF+BCS sont plus diffuses que dans le cas du ^{10}C et cela a une influence directe sur le rayon carré moyen de neutrons (tableaux 4.2 et 4.4) qui est plus grand que celui du ^{10}C . Ces mêmes modèles donnent un rayon carré moyen de protons légèrement inférieure à celui du ^{10}C (de l'ordre de 0.05 fm) mais le rayon

carré moyen de matière reste quasiment inchangé. Les densités AMD sont beaucoup moins diffuses que dans le cas du ^{10}C et le rayon carré moyen de matière est très proche de celui des densités HF+BCS.

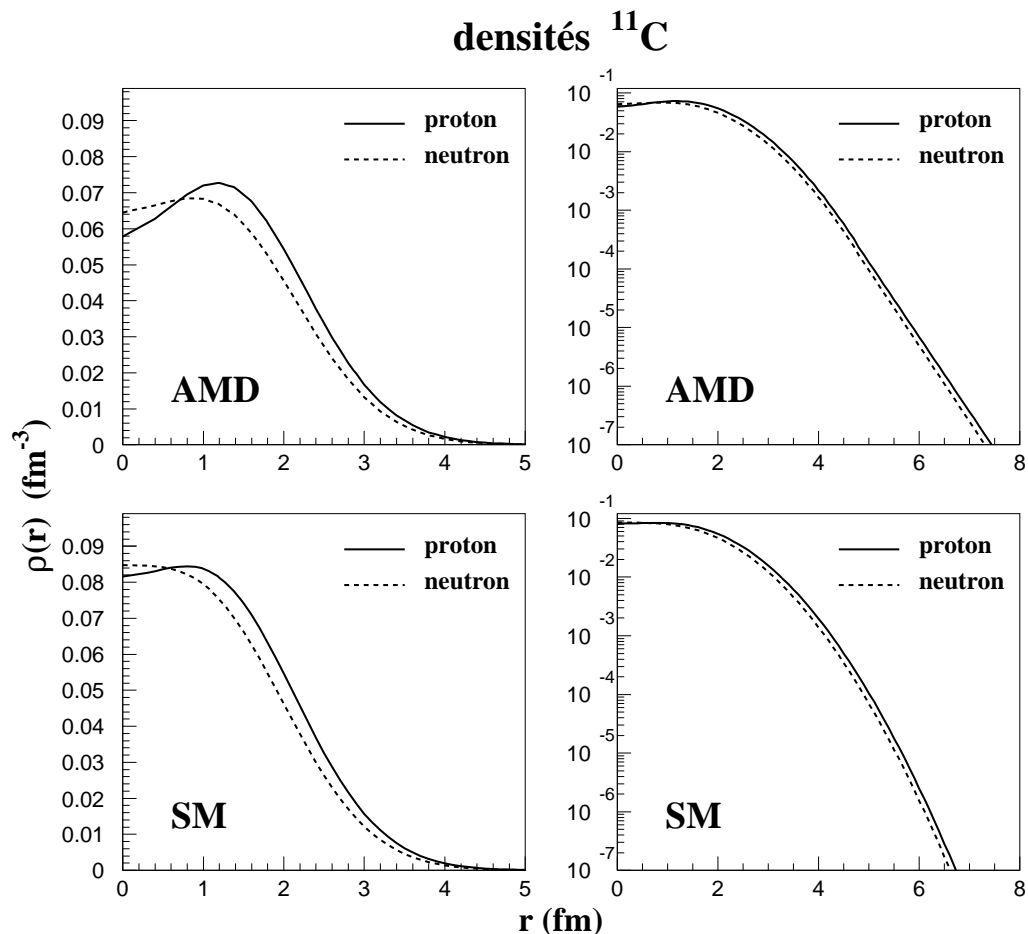


FIG. 4.16 – Densités de neutrons et de protons de l'état fondamental du ^{11}C issues des calculs AMD (première ligne) et SM (deuxième ligne) en échelle linéaire (première colonne) et en échelle logarithmique (deuxième colonne)

Distribution angulaire de diffusion élastique

Les distributions angulaires de diffusion élastique comparées aux données expérimentales sont présentées sur les figures 4.18, 4.19, 4.20 et 4.21. Pour toutes les distributions angulaires des figures 4.18, 4.19 et 4.20, les courbes

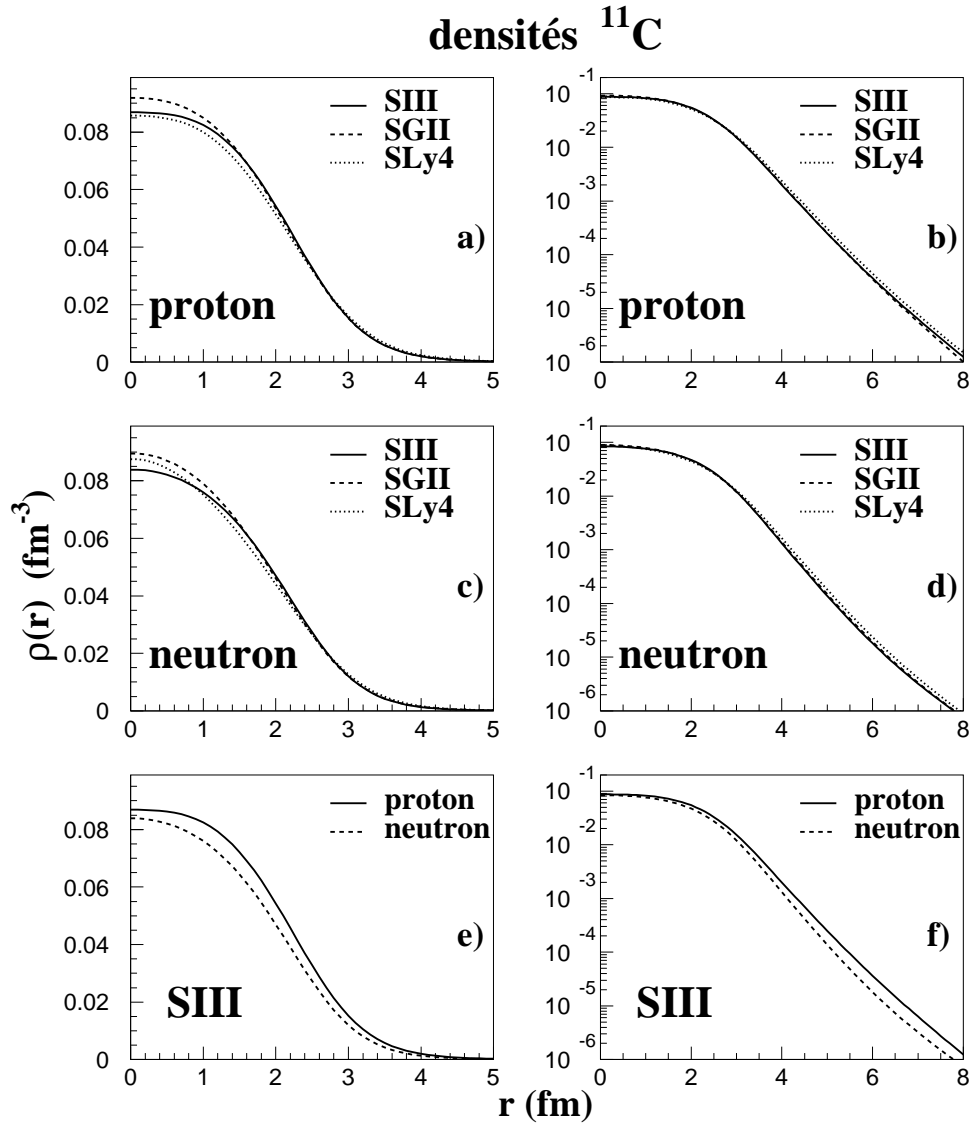


FIG. 4.17 – Densités de neutrons et de protons de l'état fondamental du ^{11}C issues des calculs HF+BCS en échelle linéaire (première colonne) et en échelle logarithmique (deuxième colonne)

	AMD	SM	HF+BCS		
			SIII	SGII	SLy4
$\langle r_n \rangle$ (fm)	2.43	2.36	2.39	2.39	2.45
$\langle r_p \rangle$ (fm)	2.48	2.42	2.48	2.48	2.54
$\langle r_m \rangle$ (fm)	2.46	2.39	2.44	2.44	2.50

TAB. 4.4 – rayons carrés moyens de neutrons $\langle r_n \rangle$, protons $\langle r_p \rangle$ et de matière $\langle r_m \rangle$ calculés avec les densités présentées sur les figures 4.16 et 4.17.

en trait plein correspondent à une normalisation de la partie réelle du potentiel par un facteur $\lambda_v = 0.9$ (la partie imaginaire est toujours normalisée par $\lambda_W = 0.8$). Cette normalisation de la partie réelle du potentiel est celle qui fournit le meilleur accord avec les données aux petits angles. Les courbes en pointillés sont celles obtenues sans normalisation de la partie réelle du potentiel. La figure 4.20 ne concerne que HF+BCS avec l'interaction SGII alors que sur la figure 4.21 sont tracées les distributions avec les trois interactions considérées par le modèle HF+BCS.

On remarque que les distributions angulaires calculées sans normalisation de la partie réelle du potentiel sont en moins bon accord avec les données que dans le cas du ^{10}C . Les distributions théoriques sous-estiment toujours les données dans la zone où l'on est le plus sensible au rayon carré moyen de matière. Ceci est significatif de calculs effectués avec un rayon carré moyen de matière un peu trop grand. Toutefois, les rayons correspondant aux distributions de densité SM et HF+BCS (avec les interactions SIII et SGII) sont assez différents ($0.05 fm$) alors que les distributions angulaires théoriques sont pratiquement superposables. On touche donc ainsi la limite de sensibilité de cette méthode pour obtenir une information sur les densités de neutrons, de protons et de matière.

On a vu au chapitre 1 que la forme de la densité n'avait pas une grande influence sur la distribution angulaire de diffusion élastique entre 20° et 50° (figure 1.7). On va donc utiliser des densités de type Fermi pour obtenir une information sur le rayon carré moyen de matière du ^{11}C . La figure 4.22 présente les distributions angulaires calculées avec le potentiel JLM et une distribution de Fermi de rayon carré moyen $2.33 fm$. La courbe en pointillés est obtenue sans normalisation de la partie réelle du potentiel JLM. La courbe en trait plein prend en compte une normalisation par un facteur $\lambda_v = 0.9$ de la partie réelle du potentiel. Cette analyse est similaire à celle effectuée pour le ^{10}C où l'on vérifie l'accord aux petits angles par une normalisation de la partie réelle du potentiel JLM. Nous avons considéré arbitrairement

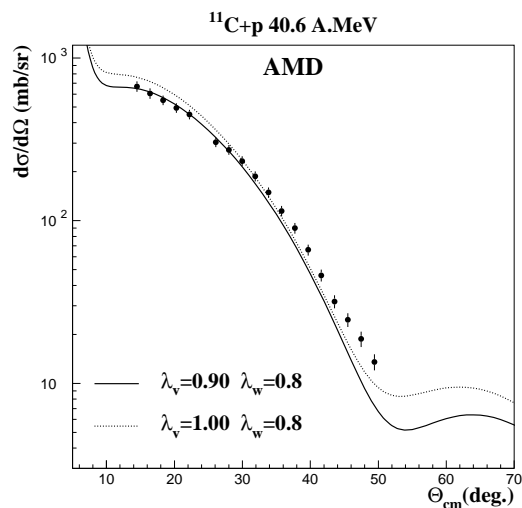


FIG. 4.18 – Distribution angulaire de la diffusion élastique $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV calculée avec le potentiel JLM (avec et sans normalisation de la partie réelle) et les densités AMD. Les calculs sont comparés aux données.

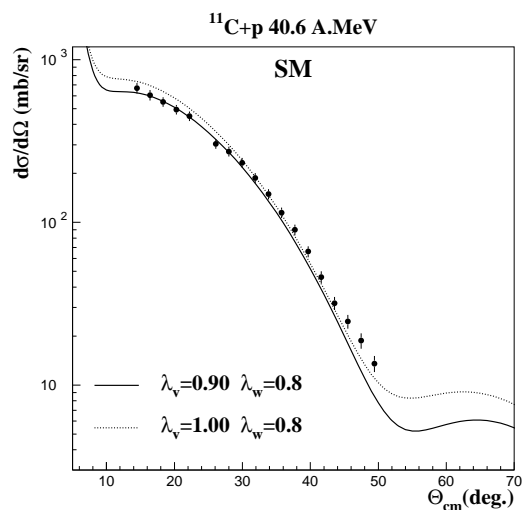


FIG. 4.19 – Distribution angulaire de la diffusion élastique $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV calculée avec le potentiel JLM (avec et sans normalisation de la partie réelle) et les densités SM. Les calculs sont comparés aux données.

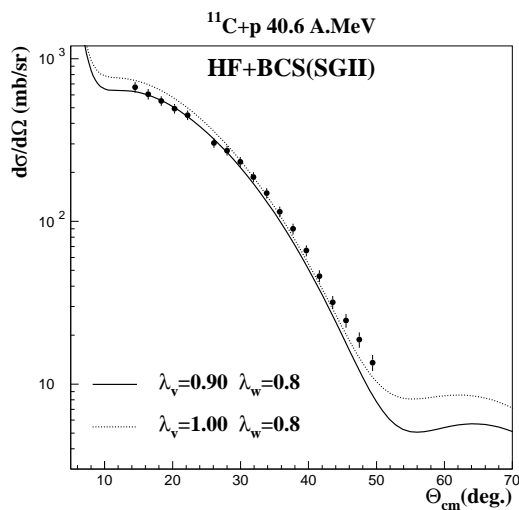


FIG. 4.20 – Distribution angulaire de la diffusion élastique $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV calculée avec le potentiel JLM (avec et sans normalisation de la partie réelle) et la densité HF+BCS avec l'interaction SGII. Les calculs sont comparés aux données.

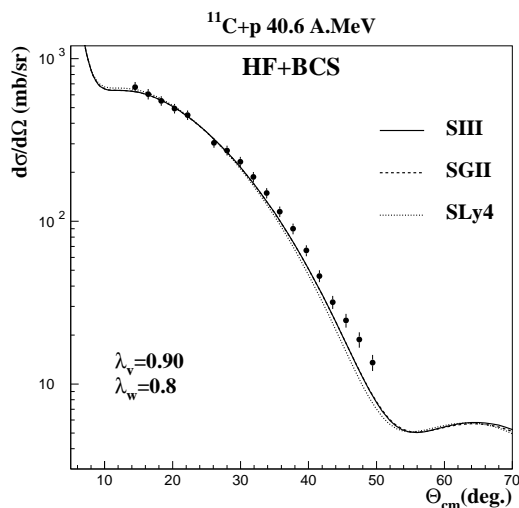


FIG. 4.21 – Distribution angulaire de la diffusion élastique $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV calculée avec le potentiel JLM (avec et sans normalisation de la partie réelle) et les densités HF+BCS. Les calculs sont comparés aux données.

des rayons carré moyens égaux identiques pour les densités de neutrons et de protons du fait que l'on est essentiellement sensible au rayon carré moyen de matière. Les paramètres des fonctions de Fermi sont :

- $\rho_0 = 1.104 \text{ fm}^{-3}$, $c = 2.06 \text{ fm}$ et $a_0 = 0.455 \text{ fm}$ pour la distribution de densité de protons,
- $\rho_0 = 0.092 \text{ fm}^{-3}$, $c = 2.06 \text{ fm}$ et $a_0 = 0.455 \text{ fm}$ pour la distribution de densité de neutrons.

On peut ainsi extraire un rayon carré moyen de matière pour le ^{11}C : $2.33 \pm 0.1 \text{ fm}$. L'incertitude sur cette valeur est liée d'une part aux barres d'erreur sur les données et d'autre part à la normalisation de la partie réelle du potentiel.

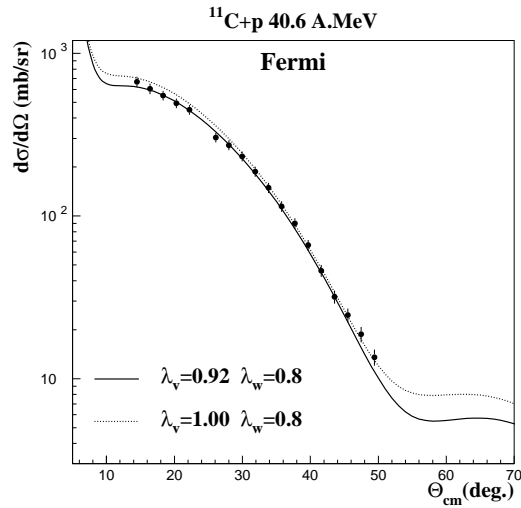


FIG. 4.22 – Distribution angulaire de la diffusion élastique $^{11}\text{C} + p$ à 40.6 A.MeV calculée avec le potentiel JLM (avec et sans normalisation de la partie réelle) et une densité de Fermi de rayon carré moyen de matière de 2.33 fm . Les calculs sont comparés aux données.

4.6.2 Diffusion inélastique vers l'état $5/2^-$ à 4.32 MeV

Distributions de densité de transition

Les densités de transition de l'état fondamental $3/2^-$ au premier état $5/2^-$ du ^{11}C sont présentées sur la figure 4.23. Les modèles AMD et QRPA considèrent que la transition est du type quadrupolaire électrique ($E2$). Les éléments de matrice de transition ainsi que les $B(E2)$ sont récapitulés dans le

tableau 4.5. Pour les densités AMD, la forme est très proche de celle prévue pour la transition vers le premier état 2^+ du ^{10}C . Dans le cas des densités QRPA, comme dans le cas du ^{10}C , les maxima des densités de transition sont décalés et cette fois la contribution des protons à l'excitation du noyau est plus importante que celle des neutrons.

On note une différence très importante dans les $B(E2)$ calculés par les deux modèles (un facteur 10) et dans la contribution des neutrons à l'excitation du noyau (un facteur 20).

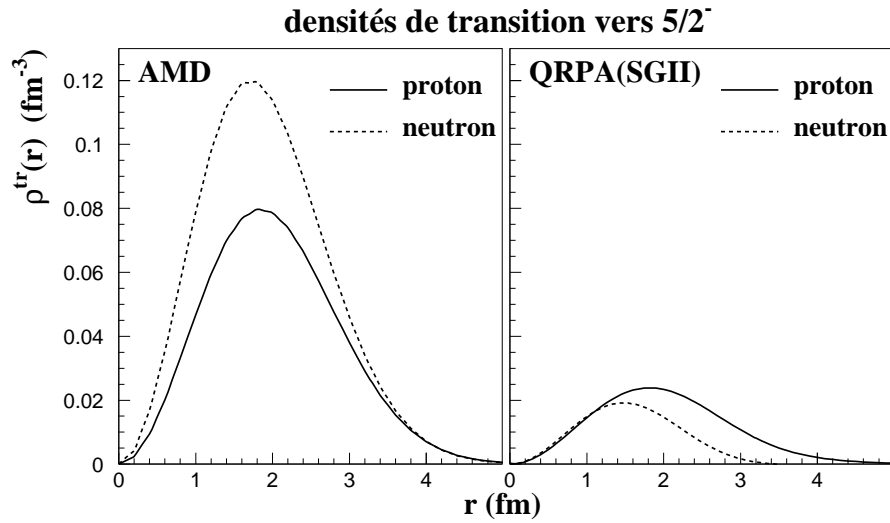


FIG. 4.23 – Densités de transition vers le premier état $5/2^-$ à 4.32 MeV du ^{11}C fournies par les modèles AMD et QRPA

	AMD	QRPA (SGII)
$M_n (fm^2)$	7.84	0.32
$M_p (fm^2)$	6.60	2.06
$B(E2) (e^2 fm^4)$	10.88	1.07

TAB. 4.5 – Éléments de matrice de transition M_n et M_p et force de transition réduite pour la transition de l'état fondamental au premier état $5/2^-$ du ^{11}C . Les densités de transition sont présentées sur la figure 4.23

Distributions angulaires

Les distributions angulaires calculées avec le potentiel JLM et les densités de transition AMD et QRPA sont comparées avec les données sur les figures 4.24 et 4.25. La partie réelle du potentiel est normalisée par $\lambda_v = 0.9$ comme dans le cas de la diffusion élastique et la normalisation de la partie imaginaire est toujours $\lambda_w = 0.8$. L'accord est relativement bon avec le calcul incluant les densités de transition AMD mais on ne reproduit pas correctement la diffusion élastique ce qui ne permet pas de tirer de conclusion sur les valeurs de M_n et de M_p . La distribution angulaire calculée avec les densités QRPA sous-estime complètement les données (un facteur 80 environ). Cela est sans doute lié à l'élément de matrice de transition M_n très petit, significatif d'une contribution faible des neutrons à l'excitation du noyau.

Comme la nature de la transition n'est pas connue et que la force de transition n'a pas été mesurée, il est difficile de déduire des valeurs pour les éléments de matrice de la transition M_n et M_p . Toutefois, la forme de la distribution correspond bien à une transition quadrupolaire électrique. Il est à noter que le noyau miroir du ^{11}C , le ^{11}B , possède un état $5/2^-$ à 4.44 MeV dont la décroissance vers l'état fondamental est un mélange de transition $M1$ et $E2$ [113]. Deux valeurs de $B(E2)$ ont été mesurées par diffusions d'électrons avec des valeurs assez proches : $21.3 \pm 2.0 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$ [114] et $18.3 \pm 1.3 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$ [115] qui, si l'on applique la symétrie miroir, donnent respectivement 9.23 fm^2 et 8.56 fm^2 comme valeurs centrales du M_n du ^{11}C . Ces valeurs sont assez proches de celle prédite par le modèle AMD (7.84 fm^2). Même si la symétrie miroir n'est pas forcément applicable pour ce noyau, on obtient un ordre de grandeur du M_n de l'excitation du ^{11}C vers le premier état $5/2^-$. Cela ne fait que confirmer que le M_n calculé par le modèle QRPA est trop faible.

4.6.3 Diffusion inélastique vers l'état $7/2^-$ à 6.48 MeV

Densités de transition

Les densités de transition de l'état fondamental au premier état $7/2^-$ du ^{11}C sont présentées sur la figure 4.26. Les modèles AMD et QRPA considèrent que la transition est du type quadrupolaire électrique ($E2$). Les éléments de matrice de transition ainsi que les $B(E2)$ sont récapitulés dans le tableau 4.6.

Pour les deux modèles, la contribution des protons à l'excitation du noyau vers cet état est légèrement supérieure à celle vers l'état $5/2^-$ à 4.32 MeV (tableaux 4.6 et 4.5). Pour le modèle AMD, contrairement au cas de l'excitation vers le premier état $5/2^-$, la contribution des neutrons à l'excitation du noyau est plus faible que celle des protons. Cela est aussi le cas pour le

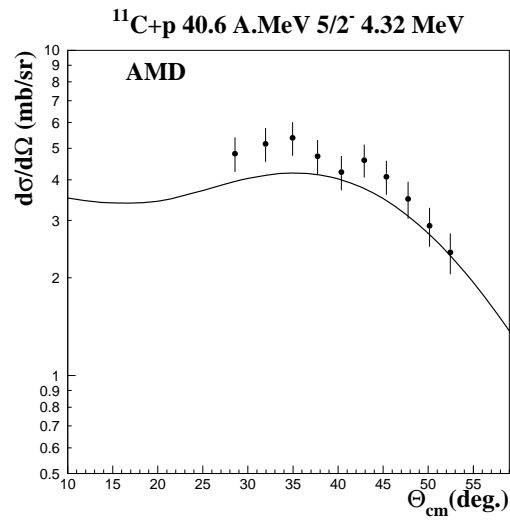


FIG. 4.24 – Diffusion inélastique vers le premier état $5/2^-$ à 4.32 MeV du ^{11}C . La courbe correspond au calcul effectué avec les densités AMD.

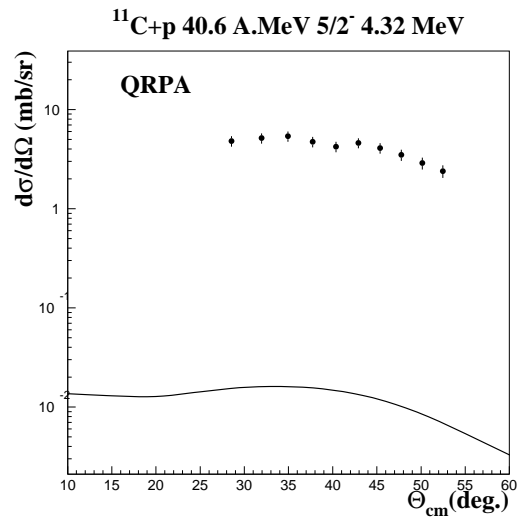


FIG. 4.25 – Diffusion inélastique vers le premier état $5/2^-$ à 4.32 MeV du ^{11}C . La courbe correspond au calcul effectué avec les densités QRPA.

modèle QRPA malgré une augmentation importante du M_n . Cette augmentation correspond à une densité de transition pour les neutrons plus importante aux grands rayons.

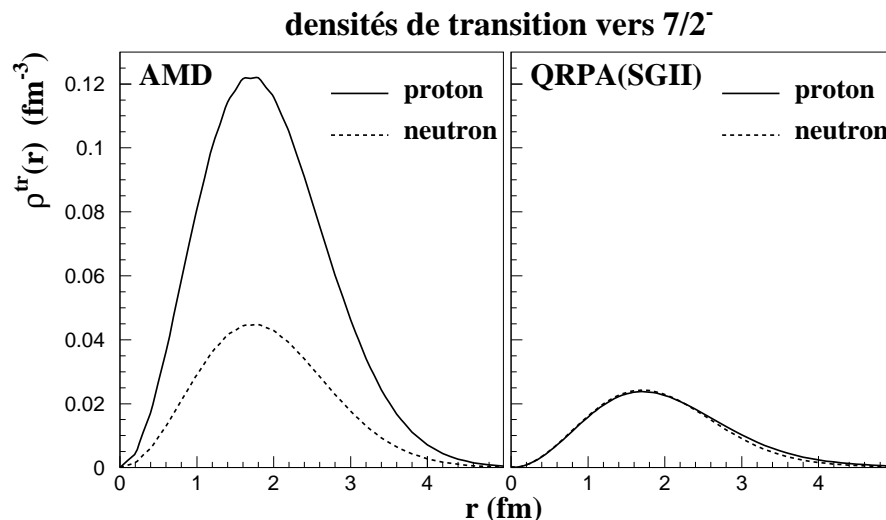


FIG. 4.26 – Densités de transition vers le premier état $7/2^-$ à 6.48 MeV du ^{11}C fournies par les modèles AMD et QRPA

	AMD	QRPA (SGII)
M_n (fm^2)	2.99	1.72
M_p (fm^2)	7.87	2.27
$B(E2)$ ($e^2 \text{fm}^4$)	15.48	1.29

TAB. 4.6 – Éléments de matrice de transition M_n et M_p et force de transition réduite pour la transition de l'état fondamental au premier état $7/2^-$ du ^{11}C . Les densités de transition sont présentées sur la figure 4.26

Distributions angulaires

Les distributions angulaires calculées avec le potentiel JLM et les densités de transition AMD et QRPA sont comparées aux données sur les figures 4.27 et 4.28. La partie réelle du potentiel est normalisée par $\lambda_v = 0.9$ comme dans le cas de la diffusion élastique et la normalisation de la partie imaginaire est

toujours $\lambda_w = 0.8$. Comme pour la diffusion inélastique vers le premier état $5/2^-$, le calcul effectué avec les densités AMD donne un relativement bon accord avec les données tandis que le calcul effectué avec les densités QRPA sous-estime complètement les données.

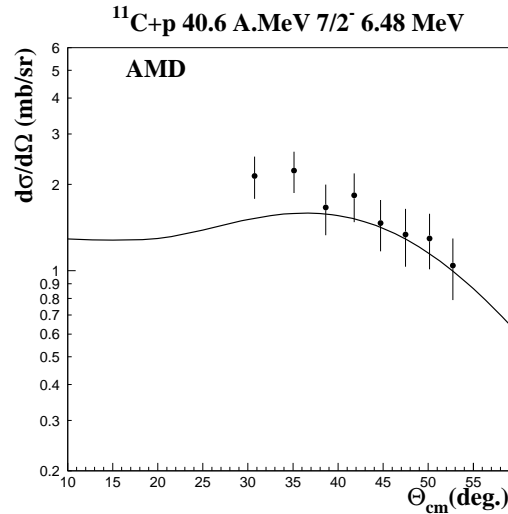


FIG. 4.27 – Diffusion inélastique vers le premier état $7/2^-$ à 6.48 MeV du ^{11}C . Calcul avec les densités AMD

Les deux modèles considèrent une excitation du type $E2$ pour cet état $7/2^-$ du ^{11}C et les distributions calculées avec ces densités ont des formes semblables à celle des données. Cette transition se retrouve dans le noyau miroir du ^{11}C , le ^{11}B où l'état $7/2^-$ à 6.47 MeV décroît vers l'état fondamental par une transition $E2$. Toutefois, aucune valeur de $B(E2)$ de cette transition n'est connue.

Comme dans le cas de l'excitation vers l'état $5/2^-$ du ^{11}C , il est très difficile d'extraire des informations si ce n'est que la forme de la distribution angulaire est compatible avec une transition de type $E2$.

La figure 4.29 présente une comparaison entre la distribution angulaire de diffusion inélastique $^{13}\text{C} + p$ en cinématique directe vers l'état $3/2^-$ du ^{13}C à 3.68 MeV et des calculs effectués pour des transitions de types $L = 1$ et $L = 2$. On note sur cette figure que les formes et les amplitudes de deux distributions sont très différentes. Nous n'avons pu réaliser des calculs pour des transitions de type $M1$ pour le noyau de ^{11}C car nous ne possédions pas de densités de transition pour cette multipolarité. Toutefois le bon accord au niveau de la forme entre les données et les calculs effectués avec des densités

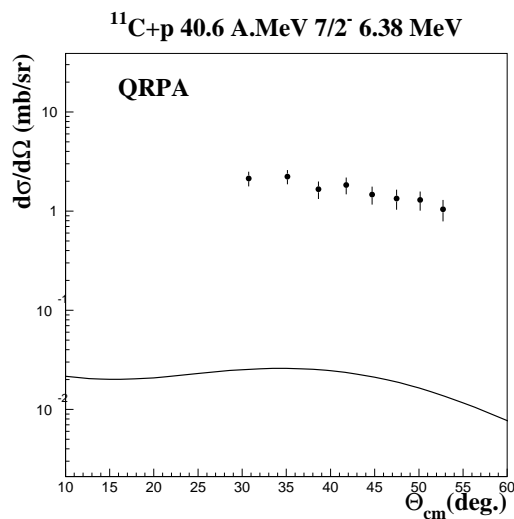


FIG. 4.28 – Diffusion inélastique vers le premier état $7/2^-$ à 6.48 MeV du ^{11}C . Calcul avec les densités QRPA

de transition de type $E2$ (pour les états $5/2^-$ et $7/2^-$) et les différences entre les distributions angulaires calculées présentées sur la figure 4.29 donnent une bonne confiance dans la caractérisation de la nature de ces transitions.

L'analyse de la diffusion élastique nous a permis d'obtenir une information sur le rayon carré moyen de matière du ^{11}C : $2.33 \pm 0.1 \text{ fm}$. Cette valeur est comprise entre celle du ^{12}C (2.3 fm) et celle que nous avons extraite pour le ^{10}C ($2.42 \pm 0.1 \text{ fm}$) précédemment. Cette valeur est inférieure à celles prévues par les différents modèles (entre 2.4 fm et 2.5 fm) ce qui donne un moins bon accord entre les données et les calculs incluant les différentes densités que dans le cas du ^{10}C .

L'analyse des diffusions inélastiques est beaucoup plus délicate que dans le cas du ^{10}C du fait de la méconnaissance des $B(E2)$ des transitions. Toutefois, les deux modèles AMD et QRPA prévoient des transitions $E2$ pour ces excitations vers les premiers états $5/2^-$ et $7/2^-$ du ^{11}C qui donnent des formes de distribution angulaire en accord avec les données.

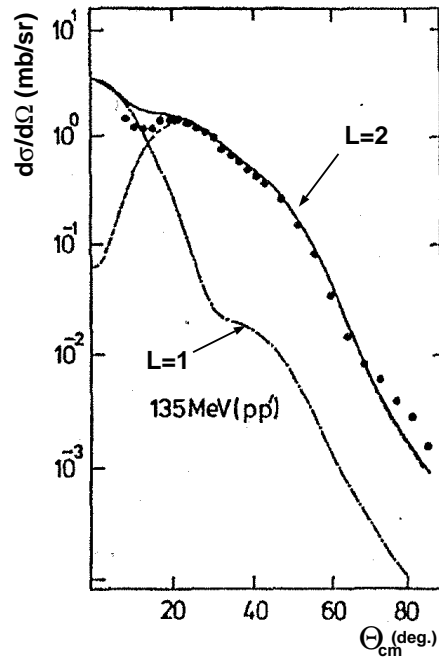


FIG. 4.29 – Diffusion inélastique vers le premier état $3/2^-$ à 3.68 MeV du ^{13}C en cinématique directe avec un faisceau de protons de 135 MeV . Comparaison avec des calculs effectués pour différentes nature de transition ($L = 1$ et $L = 2$) [116]

Conclusions

Nous avons réalisé pour la première fois des mesures de diffusion élastique et inélastique des noyaux de ^{10}C et de ^{11}C sur cible de protons en cinématique inverse. Cette expérience a été réalisée au GANIL sur l'aire expérimentale SPEG. Les faisceaux de ^{10}C et de ^{11}C étaient produits par fragmentation à des énergies de 45.3 A.MeV et de 40.6 A.MeV avec des intensités de l'ordre de $2.5 \cdot 10^5$ particules par seconde.

Les distributions angulaires de diffusion sont reconstruites à partir des caractéristiques cinématiques des protons de recul. Ces protons étaient détectés avec *MUST* qui permet d'identifier les particules légères et de mesurer leur énergie et leur position de détection. Les mesures de la position et de l'angle d'incidence des particules du faisceaux sur la cible étaient fournies par les détecteurs *CATS*. Quant à l'identification des particules du faisceau et des éjectiles, elle était obtenue avec les détecteurs *Plastique Faraday* et *Mur de plastique*. Deux épaisseurs de cible de polypropylène ont été utilisées : 1.48 mg/cm^2 et 8.25 mg/cm^2 .

Nous avons atteint des résolutions en énergie d'excitation de 700 keV pour les mesures effectuées avec la cible la plus mince et de 950 keV pour l'autre cible. Ces résolutions, optimales compte tenu du dispositif expérimental et des épaisseurs de cible utilisées, ont pu être atteintes grâce à une très bonne sélection des protons de recul et des éjectiles. La résolution aurait pu être améliorée en éloignant le détecteur de la cible ou en réduisant l'épaisseur de la cible, mais ceci au détriment de la statistique.

Par rapport aux prévisions concernant la qualité des données, nous avons rencontré deux limitations expérimentales : le seuil de 1 MeV pour la détection des particules avec *MUST* n'a pas permis de mesurer les distributions angulaires au-delà de 55° environ dans le référentiel du centre de masse. D'autre part, la trop grande focalisation du faisceau sur les détecteurs *CATS* nous a obligé à limiter l'intensité du faisceau à $2.5 \cdot 10^5$ particules par seconde. Le problème lié au seuil de *MUST* est maintenant résolu et on peut réduire ce seuil à 500 keV . En ce qui concerne l'intensité du faisceau, des détecteurs de

type *CATS* qui supportent une densité surfacique de particules plus grande (facteur quatre à cinq par rapport aux *CATS* actuels) sont en cours de développement.

Du fait de la taille du faisceau sur la cible, l'extraction des distributions angulaires est assez délicate. Nous avons décidé de mesurer les diffusions élastique et inélastique $^{12}\text{C} + p$ à 36.3 A.MeV pour valider notre méthode de reconstruction des distributions angulaires. Ces réactions de diffusion ont été étudiées en cinématique directe et de nombreuses données à des énergies voisines sont disponibles. Nos données et celles mesurées précédemment sont parfaitement reproduites par un modèle microscopique utilisant un potentiel optique qui ne dépend que de l'énergie pour un système donné. Cette excellente comparaison nous a permis d'accorder toute confiance aux données mesurées pour le ^{10}C et le ^{11}C .

Pour le noyau de ^{10}C , nous avons mesuré la diffusion élastique et la diffusion inélastique vers le premier état 2^+ à 3.35 MeV (seul état situé sous le seuil de séparation d'un proton). Dans le cas du noyau de ^{11}C , en plus de la diffusion élastique, nous avons extrait les distributions angulaires de diffusion inélastique vers le premier état $5/2^-$ à 4.32 MeV et le premier état $7/2^-$ à 6.48 MeV . Nous avons de plus signé l'excitation du premier état $1/2^-$ à 2 MeV et mis en évidence l'excitation de plusieurs états entre 8 et 13 MeV au dessus du seuil de séparation d'un proton. La statistique pour ces états étant très faible, nous n'avons pu extraire de distribution angulaire.

L'interprétation des distributions angulaires de diffusion élastique et inélastique des noyaux de ^{10}C et de ^{11}C sur cible de protons a été effectuée à l'aide du potentiel JLM. C'est un potentiel d'interaction microscopique complexe nucléon-noyau qui ne dépend que de l'énergie de la réaction et des densités du noyau considéré. La diffusion inélastique a été traité dans le cadre de la DWBA. Les densités de l'état fondamental et de transitions vers les états excités de ces noyaux nous ont été fournies par trois modèles : Antisymmetrized Molecular Dynamics (AMD) qui prévoit des déformations différentes pour les distributions de densité de neutron et de proton dans ces noyaux, le Modèle en couches (SM) et Hartree-Fock +BCS (HF+BCS) utilisé avec trois interactions effectives de Skyrme différentes : SIII, SGII et SLy4.

Nous avons montré que la diffusion élastique proton-noyau est sensible au rayon carré moyen de matière mais assez peu à la forme de la distribution de densité de matière. La diffusion élastique proton-noyau ne permet pas non plus de mettre en évidence des différences dans les distributions de densité

proton-neutron.

La distribution angulaire de la diffusion élastique du ^{10}C est bien reproduite avec la prise en compte des densités SM et HF+BCS (interactions SIII et SGII). Ces densités ont des formes différentes mais donnent des rayons de densité proton, neutron et de matière assez proches : $2.5 \pm 0.03 \text{ fm}$ pour les protons, $2.3 \pm 0.01 \text{ fm}$ pour les neutrons et $2.42 \pm 0.02 \text{ fm}$ pour la matière. Le rayon carré moyen de matière déduit des densités de l'état fondamental AMD est lui très supérieur à ces valeurs : 2.55 fm .

La distribution angulaire de la diffusion élastique du ^{11}C est elle beaucoup moins bien reproduite que celle du ^{10}C avec les densités fournies par les différents modèles. Tous les modèles surestiment le rayon carré moyen de matière de ce noyau. Une analyse effectuée avec des densités à deux paramètres de Fermi (cohérente avec la forme de la densité pour le noyau de ^{12}C) nous a permis d'extraire l'information sur le rayon carré moyen de matière : $2.33 \pm 0.1 \text{ fm}$.

En résumé, les valeurs de rayon carré moyen que nous avons extraites sont : $2.42 \pm 0.1 \text{ fm}$ et $2.33 \pm 0.1 \text{ fm}$ respectivement pour le ^{10}C et le ^{11}C . À titre de comparaison, le rayon carré moyen de matière du ^{12}C est de 2.3 fm . Le ^{10}C semble donc posséder un rayon carré moyen de matière plus important que le ^{11}C et le ^{12}C , ce qui n'est pas incompatible avec l'hypothèse de formation de clusters pour ces noyaux.

L'incertitude sur la valeur du rayon carré moyen est importante : 0.1 fm . Elle est liée à différents facteurs : les barres d'erreurs sur les données, la sensibilité des distributions angulaires à la forme de la densité de matière de l'état fondamental et l'incertitude sur la normalisation de la partie réelle du potentiel JLM. En effet, pour reproduire les distributions angulaires de diffusion élastique, il nous a fallu normaliser la partie réelle du potentiel JLM par un facteur $\lambda_v = 0.9$ pour le ^{11}C et $\lambda_v = 0.92$ pour le ^{10}C qui permet de prendre en compte le couplage de l'état fondamental au continuum des états excités dû à des excitations localisées à la surface du noyau.

Les calculs réalisés avec les distributions de densité de transition de l'état fondamental vers le premier état 2^+ du ^{10}C ne permettent pas de reproduire la distribution angulaire de diffusion inélastique vers cet état. Les deux modèles donnent un rapport M_n/M_p supérieur à 1 significatif d'une contribution des neutrons plus importante que celle des protons à l'excitation du noyau. Toutefois, les comportements des distributions angulaires calculées par rapport

aux données ne sont pas identique. En effet, la distribution angulaire obtenue avec les densités AMD surestime les données tandis que celles calculées avec les densités QRPA sous-estiment les données. Cela vient de la valeur du $B(E2)$ de la transition qui est assez différente pour les deux modèles : $45 e^2 fm^4$ pour AMD, entre 22 et $30 e^2 fm^4$ pour la QRPA alors que la valeur expérimentale est de $62 \pm 10 e^2 fm^4$. Dans cette région de masse, on peut noter les grandes valeurs de $B(E2)$ pour les noyaux comme le 8Li , le ${}^{10}Be$ et le ${}^{10}C$ par rapport à celles des isotopes stables.

Une analyse phénoménologique nous a permis d'extraire une valeur pour l'élément de matrice de transition M_n de cette excitation : $M_n = 5.51 \pm 1.07 fm^2$. Cette valeur est inférieure à celle attendue si l'on considère la symétrie miroir ($7.21 \pm 0.21 fm^2$), c'est à dire si l'on identifie le M_n du ${}^{10}C$ au M_p du ${}^{10}Be$. La symétrie miroir appliquée par le modèle AMD ne semble pas appropriée pour le noyau de ${}^{10}C$.

Les multipolarités des transitions du ${}^{11}C$ de l'état fondamental aux états $5/2^-$ à $4.32 MeV$ et $7/2^-$ à $6.48 MeV$ n'étaient pas connues. Les formes des distributions angulaires expérimentales sont très proches de celles obtenues en considérant des transitions de type quadrupolaire électrique ($E2$).

Alors que les densités de transition calculées par la QRPA donnent des distributions angulaires de deux ordres de grandeur inférieures à nos données, les densités de transition AMD permettent de relativement bien les reproduire. Les $B(E2)$ calculés par la QRPA sont inférieurs d'un facteur 10 environ à ceux obtenus par le modèle AMD : $10.88 e^2 fm^4$ et $15.48 e^2 fm^4$ pour l'excitation de l'état $5/2^-$ et de l'état $7/2^-$.

En résumé, les prévisions du modèle AMD sur des déformations différentes pour les distributions de neutron et de proton dans les noyaux de ${}^{10}C$ et de ${}^{11}C$ et la formation de cluster α dans le noyau de ${}^{10}C$ ne peuvent être validées par cette expérience. Les rayons carré moyens des distributions de densité de matière des noyaux de ${}^{10}C$ et de ${}^{11}C$ sont tous deux surestimés par ce modèle. Cependant l'existence de clusters dans ces noyaux n'est pas exclue puisque les distributions de densité de matière calculées dans le cadre du modèle en couches, qui permettent de reproduire la diffusion élastique ${}^{10}C + p$, ne sont pas maximales à rayon nul. Cette forme de distribution de matière serait celle obtenue dans le cas d'une formation de clusters α dans le noyau.

Une des hypothèses contenues dans le modèle AMD est la symétrie miroir. Celle-ci n'est pas validée par notre analyse des données de diffusion inélastique sur le ${}^{10}C$. Cette symétrie avait déjà été remise en question avec l'étude des états excités du ${}^{10}C$ et du ${}^{10}Be$ [49]. La symétrie miroir pourrait ne pas s'appliquer pour des noyaux exotiques aussi légers du fait de la varia-

tion importante du nombre de protons par rapport au nombre de nucléons. L'interaction coulombienne qui ne concerne que les protons est à l'origine de cet effet.

De nombreuses expériences de diffusion ou de transfert ont déjà été réalisées avec le détecteur *MUST* et la qualité des résultats obtenus a montré que ce détecteur était performant pour l'étude des réactions directes en cinématique inverse. Toutefois, quelques problèmes persistaient et rendaient délicates les analyses de données. Ces problèmes, comme le réglage du seuil et la calibration en temps des siliciums à pistes, ont pu être résolus lors des dernières expériences *MUST*. Les prochaines expériences ($^{22}\text{O}(p, p')$ et $^8\text{He}(p, p')$) devraient donc se dérouler dans de meilleures conditions.

La production de faisceaux radioactifs de ^{10}C et de ^{11}C au GANIL nous a permis d'effectuer les réactions de diffusions élastiques et inélastiques sur cible de protons. On a ainsi pu obtenir des informations importantes sur la structure de ces noyaux qui pourraient être complétées par l'analyse d'autres réactions. L'excitation coulombienne permettrait de fixer la contribution des protons à l'excitation du noyau de ^{11}C vers les états $5/2^-$ et $7/2^-$ (à 4.32 et 6.48 MeV) et donc d'extraire celle des neutrons de l'étude de la diffusion inélastique sur cible de protons. Pour mettre en évidence la formation de clusters dans ces noyaux de ^{10}C et de ^{11}C , il faut envisager des réactions de transfert d'une particule alpha ou des réactions de dissociation avec la détection de toutes les particules en voie de sortie. Le détecteur *MUST* pourrait alors être utilisé pour la détection des produits de réactions légers autour de l'axe de propagation du faisceau en coïncidence avec les spectromètres *SPEG* ou *VAMOS*.

Le construction d'un détecteur *MUST2* va permettre d'étudier les réactions de transfert avec une couverture angulaire optimisée pour ces réactions, par rapport à *MUST*. Les caractéristiques cinématiques des particules légères à détecter sont assez différentes suivant qu'un ou plusieurs nucléons passe du projectile à la cible ou dans le cas inverse. Dans le premier cas, les produits de la réaction sont focalisés autour de l'axe de propagation du faisceau. Dans le deuxième cas, la plage angulaire de détection de la particule légère va de 180° à 0° par rapport à l'axe de propagation du faisceau avec une grande dispersion en énergie. Ces différences rendent difficiles la définition des caractéristiques de ce nouveau détecteur qui sera opérationnel au cours de l'année 2003. Le dispositif expérimental complet (*MUST* + *MUST2*) permettra l'étude simultanément des réactions de diffusion et de transfert avec une très bonne couverture angulaire.

Dans le cas des noyaux impairs ou des noyaux plus lourds, la densité des états excités est importante et la résolution en énergie d'excitation obtenue avec les détecteurs *MUST* et *MUST2* ne permettra pas de tous les séparer. Il est prévu dans ce cas de coupler cet ensemble au détecteur EXOGAM pour signer les états du noyau par la détection du γ de décroissance de l'état excité. Toutefois, cette méthode n'est valable que pour l'excitation vers des états liés.

Le développement de nouveaux détecteurs et l'avènement de nouvelles machines pour la production de faisceaux radioactifs vont élargir le domaine des noyaux étudiés. On peut citer plusieurs thèmes d'étude pour ces prochaines années : les transferts de particules pour étudier les états non liés ou la formation de clusters dans les noyaux, les réactions de cassure de noyaux riches en protons ou les réactions d'émission de diprotons. *MUST* et *MUST2* seront particulièrement adaptés à ces études grâce à leur identification de particules.

Annexe 1

Spectroscopie des noyaux de ^{10}C , de ^{11}C et de ^{12}C

Les énergies, les spins et les parités des états excités sont issus de *Table of isotopes* [113]

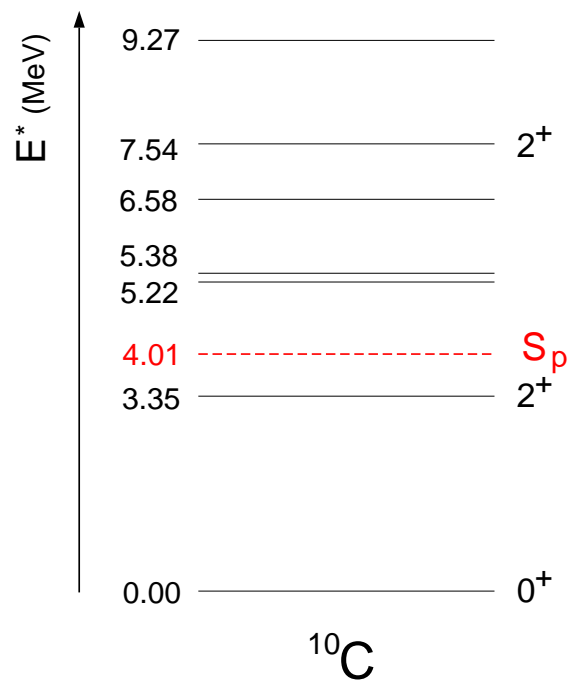


FIG. 4.30 – Spectroscopie du noyau de ^{10}C . Le seuil de séparation d'un proton est noté S_p

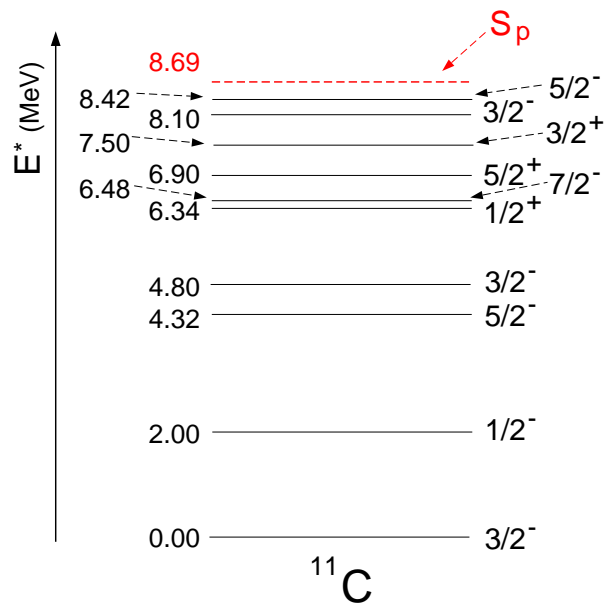


FIG. 4.31 – Spectroscopie du noyau de ^{11}C . Le seuil de séparation d'un proton est noté S_p

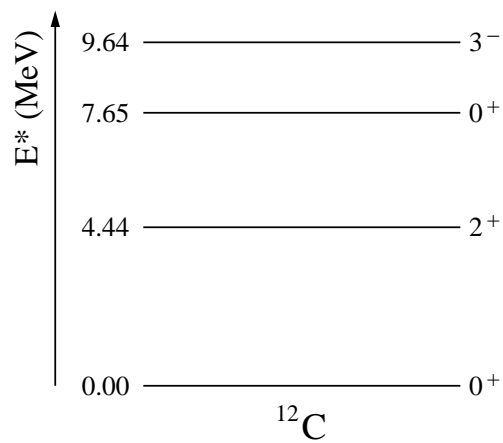


FIG. 4.32 – Spectroscopie du noyau de ^{12}C .

Annexe 2

Antisymmetrized Molecular Dynamics (AMD)

Cette annexe décrit l'interaction effective nucléon-nucléon considérée dans les calculs AMD et présente la méthode de calcul de la fonction d'onde.

L'interaction effective nucléon-nucléon est composée :

- d'une force centrale à deux corps Volkov No. 1 [41] :

$$V^{(2)} = (1 - m - mP_\sigma P_\tau) \left[V_A \exp\left(-\left(\frac{r}{r_A}\right)^2\right) + V_R \exp\left(-\left(\frac{r}{r_R}\right)^2\right) \right]$$

avec $V_A = -83.34 \text{ MeV}$, $r_A = 1.60 \text{ fm}$, $V_R = 104.86 \text{ MeV}$ et $r_R = 0.82 \text{ fm}$,

- d'une interaction à trois corps de portée nulle [42] :

$$V^{(3)} = v^{(3)} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_3)$$

avec $v^{(3)} = 4000 \text{ MeV fm}^6$,

- d'un terme de spin-orbite avec la force G3RS [43] :

$$V_{LS} = \left(u_I \exp(-\kappa_I \vec{r}^2) + u_{II} \exp(-\kappa_{II} \vec{r}^2) \right) \times P(^3O) \vec{L} \cdot (\vec{S}_1 + \vec{S}_2)$$

avec $\vec{L} \equiv \vec{r} \times \left(-i \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right)$, $u_I = -u_{II} = 900 \text{ MeV}$, $\kappa_I = 5.0 \text{ fm}^{-2}$ et $\kappa_{II} = 2.778 \text{ fm}^{-2}$, \vec{S}_1 et \vec{S}_2 sont les spins des deux nucléons et $P(^3O)$ est l'opérateur de projection

- et d'un terme coulombien [44].

La fonction d'onde totale du noyau est écrite comme le déterminant de Slater composé de fonctions d'onde à une particule de forme gaussienne [17]. Cette forme gaussienne a été adoptée car elle est adaptée à la factorisation

du déterminant :

$$|\Phi^\pm(\vec{Z})\rangle = \frac{1}{\sqrt{A!}} (1 \pm P) \det[\varphi_j(i)] \quad (4.14)$$

où P est l'opérateur de parité et avec ϕ_j défini comme :

$$\varphi_j = \phi_{\vec{Z}_j} \chi_{\alpha_j}$$

χ_{α_j} est la fonction d'onde de spin et d'isospin de la j^{eme} particule et α_j correspond au spin et isospin du nucléon : $p \uparrow$, $p \downarrow$, $n \uparrow$ et $n \downarrow$. La partie spatiale de la fonction d'onde est de forme gaussienne :

$$\langle \vec{r} | \phi_{\vec{Z}_i} \rangle = \left(\frac{2\nu}{\pi} \right)^{3/4} \exp \left[-\nu \left(\vec{r} - \frac{\vec{Z}_i}{\sqrt{\nu}} \right)^2 + \frac{1}{2} \vec{Z}_i^2 \right]$$

où \vec{Z}_j est complexe sans dimension et écrit comme la somme de deux termes, l'un relié à une position et l'autre à un moment :

$$\vec{Z}_j = \sqrt{\nu} \vec{R}_j + \frac{1}{2\hbar\sqrt{\nu}} \vec{K}_j$$

ν étant la largeur du paquet d'onde pour tous les nucléons. Dans l'équation 4.14, \vec{Z} désigne l'ensemble des paramètres complexes \vec{Z}_j .

Cette fonction d'onde peut être vue comme une fonction d'onde de Brink-Bloch (équation 1.1) où chaque cluster est remplacé par un nucléon. L'énergie du noyau est donnée par la relation :

$$E = \frac{\langle \Phi^\pm(\vec{Z}) | H | \Phi^\pm(\vec{Z}) \rangle}{\langle \Phi^\pm(\vec{Z}) | \Phi^\pm(\vec{Z}) \rangle}$$

où H est l'hamiltonien du noyau. L'état fondamental est obtenu par un principe variationnel dans le temps sur l'énergie du noyau $\frac{dE}{dt} < 0$ en conditionnant la variation dans le temps des paramètres de \vec{Z} .

Références

1. E. Sauvan & al., *One-neutron removal reactions on neutron-rich psd-shell nuclei*, Phys. Lett. **B491** (2000) 1.
2. E. Sauvan, *Étude de la structure des noyaux riches en neutrons à l'aide de nouvelles sondes*, Thèse de doctorat 2000, Université de Caen.
3. D. Bazin & al., *Probing the halo structure of $^{19,17,15}\text{C}$ and ^{14}B* , Phys. Rev. **C57** (1998) 2156.
4. V. Maddalena & al., *Single-neutron knockout reactions : Application to the spectroscopy of $^{16,17,19}\text{C}$* , Phys. Rev. **C63** (2001) 024613.
5. F. M. Marqués, *Neutrons from the breakup of ^{19}C* , Phys. Lett. B **381** (1996) 407.
6. M. H. Smedberg & al., *Effect of a low-lying resonance in ^{19}C on the ^{18}C momentum distribution after fragmentation*, Phys. Rev. **C59** (1999) 2048.
7. D. Bazin & al., *One-neutron halo of ^{19}C* , Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3569.
8. T. Nakamura & al., *Coulomb dissociation of ^{19}C and its halo structure*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 1112.
9. T. Baumann & al., *Longitudinal momentum distributions of $^{16,18}\text{C}$ fragments after one-neutron removal from $^{17,19}\text{C}$* , Phys. Lett. B **439** (1998) 256.
10. G. Igo & al., *Evidence for "alpha-particle" clusters in several nuclei from the $(\alpha, 2\alpha)$ reaction at 915 MeV*, Phys. Rev. **131** (1963) 337 .
11. P. E. Hodgson, *Proton-alpha reactions in light and heavy nuclei*, Nucl. Phys. **8** (1958) 1.
12. H. Morinaga, *Interpretation of some of the excited states of $4n$ self-conjugate nuclei*, Phys. Rev. **101** (1956) 254.
13. M. Freer & al., *Limits for the 3α branching ratio of the decay of the 7.65 MeV, 0^+ state in ^{12}C* , Phys. Rev. **C49** (1994) R1751.
14. A. Ozawa & al., *Interaction cross-sections and radii of ^{11}C and ^{12}N and effective deformation parameters in light mirror nuclei*, Nucl. Phys. **A583** (1995) 807.

15. S. Raman & al., *Transition probability, $B(E2)$, from the ground to the first excited 2^+ state of even-even nuclides*, Atomic Data and Nuclear data tables **36** (1987) number 1.
16. Y. Kanada-En'yo & al., *Opposite deformations between protons and neutrons in proton-rich C isotopes*, Phys. Rev. C**55** (1997) 2860.
17. H. Horiuchi & al., *Structure of light exotic nuclei studied with AMD model*, Nucl. Phys. A**616** (1997) 394c.
18. D. M. Brink, *Investigation of the alpha-particle model for light nuclei*, Phys. Lett. B **33** (1970) 143.
19. K. Ikeda, *The systematic structure-change into the molecule-like structures in the self-conjugate $4n$ nuclei*, Prog. Theor. Phys. (Jap), Suppl. (1968) 464.
20. W. von Oertzen, *Nuclear spectroscopy, nuclear clustering and exotic shapes*, Physica Scripta **T88** (2000) 83.
21. P. E. Hodgson, *Nuclear reactions and nuclear structure*, Clarendon Press. Oxford 1971.
22. E. Almqvist & al., *Resonance in ^{12}C on carbon reactions*, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 515.
23. S. Marsh & al., *The structure of ^{24}Mg using the cranked cluster model*, Phys. Lett. B **180** (1986) 185.
24. R. W. Zurmühle & al., *resonances in elastic and inelastic scattering of $^{24}Mg + ^{24}Mg$* , Phys. Lett. B **129** (1983) 384.
25. R. R. Betts & al., *selectivity in two-particle exclusive heavy-ion reactions*, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 313.
26. R. R. Betts & al., *Intermediate structure resonances in ^{56}Ni* , Phys. Rev. Lett. **47** (1981) 23.
27. B. R. Fulton & al., *Symmetric fission of ^{24}Mg following inelastic scattering*, Phys. Lett. B **181** (1986) 233.
28. M. Freer & al., *Developments in the study of nuclear clustering in light even-even nuclei*, J. Phys. G **23** (1997) 261 .
29. M. Freer & al., *Exotic molecular states in ^{12}Be* , Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1383.
30. W. von Oertzen, *Two-center molecular states in 9B , 9Be , ^{10}Be and ^{10}B* , Z. Phys. A **354** (1996) 37.
31. W. von Oertzen, *Dimers based on the $\alpha + \alpha$ potential and chain states of carbon isotopes*, Z. Phys. A **357** (1997) 355.

-
32. P. Descouvemont & al., *Clustering effect in a microscopic four α description of the $\alpha + {}^{12}\text{C}$ system*, Phys. Rev. **C41** (1991) 306.
 33. D. M. Brink, *The alpha-particle model of light nuclei*, Proc. Int. Schools of Physics, 'Enrico Fermi', course XXXVI (Varenna,1966) p.247.
 34. R. B. Wiringa & al., *Quantum monte carlo calculations of $A=8$ nuclei*, Phys. Rev. **C62** (2000) 014001.
 35. B. S. Pudliner & al., *Quantum monte carlo calculations of nuclei with $A \leq 7$* , Phys. Rev. **C56** (1997) 1720.
 36. S. C. Pieper & al., *Realistic models of pion-exchange three-nucleon interactions*, Phys. Rev. **C64** (2001) 014001.
 37. Y. Kanada-En'yo & al., *Structure of Li and Be isotopes studies with antisymmetrized molecular dynamics*, Phys. Rev. **C52** (1995) 628.
 38. Y. Kanada-En'yo & al., *Neutron-rich B isotopes studied with antisymmetrized molecular dynamics*, Phys. Rev. **C52** (1995) 647.
 39. Y. Kanada-En'yo & al., *Magnetic moments of C isotopes studied with antisymmetrized molecular dynamics*, Phys. Rev. **C54** (1996) R468.
 40. H. Takemoto & al., *Comparison of clustering effects in ${}^{12}\text{C}$ fragmentation among $p + {}^{12}\text{C}$, $\alpha + {}^{12}\text{C}$ and ${}^{14}\text{N} + {}^{12}\text{C}$ reactions : Excitation of α -cluster degrees of freedom in nuclear collisions*, Phys. Rev. **C57** (1998) 811.
 41. A. B. Volkov, *Equilibrium deformation calculations of the ground state energies of 1p shell nuclei*, Nucl. Phys. **74** (1965) 33.
 42. T. Ando & al., *Nucleus-nucleus interaction and nuclear saturation property*, Prog. Theor. Phys. **64** (1980) 1608.
 43. N. Yamaguchi & al., *Effective interaction with three-body effects*, Prog. Theor. Phys. **62** (1979) 1018.
 44. A. Ono & al., *Antisymmetrized version of molecular dynamics with two-nucleon collisions and its application to heavy ion reactions*, Prog. Theor. Phys. **87** (1992) 1185.
 45. A. Csóto, *Neutron halo of ${}^6\text{He}$ in a microscopic model*, Phys. Rev. **C48** (1993) 165.
 46. K. Arai & al., *Structure of ${}^6\text{He}$ with an extended three-cluster model*, Phys. Rev. **C59** (1999) 1443.
 47. D. Baye, GDR Haloes, GANIL May 2001.
 48. P. Raghavan & al., *Table of nuclear moments*, Atomic Data and Nuclear data tables **42** (1989) 189.

49. I. Daito & al., *Gamow-Teller strengths from ($t, {}^3\text{He}$) charge-exchange reactions on light nuclei*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 4196.
50. C. W. de Jager & al., *Nuclear charge and magnetization density distribution parameters from elastic electron scattering*, Atomic Data and Nuclear data tables **14** (1974) numbers 5-6.
51. M. A. Preston, *Physics of the nucleus*, Addison-Wesley Publishing Company 1965.
52. G. R. Satchler & W. G. Love, *Folding model potentials from realistic interaction for heavy-ion scattering*, Phys. Rep. **55** (1979) 183.
53. R. C. Barrett & D. F. Jackson, *Nuclear sizes and structure*, Clarendon Press. Oxford 1977.
54. G. R. Satchler, *Direct nuclear reactions*, Clarendon Press Oxford 1983.
55. R. R. Roy & B. P. Nigam, *Nuclear physics, theory and experiment*, John Wiley & Sons 1967.
56. J. P. Jeukenne & al., *Many-body theory of nuclear matter*, Phys. Rep. **25** (1976) 83.
57. J. P. Jeukenne & al., *Optical-model potential in finite nuclei from Reid's hard core interaction*, Phys. Rev. **C16** (1977) 80.
58. J. P. Jeukenne & al., *microscopic calculation of the symmetry and coulomb components of the complex optical-model potential*, Phys. Rev. **C15** (1977) 10.
59. N. Alamanos & al., *Inelastic Proton Scattering and Nuclear Structure Towards the Drip Lines*, J. Phys. (London) **624** (1998) 1541.
60. L. A. Riley & al., *Inverse kinematics protons scattering on ${}^{18}\text{Ne}$ and mirror symmetry in $A=18$ nuclei*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 4196.
61. E. Khan & al., *The low-lying collective states in neutron-rich oxygen isotopes via proton scattering*, Phys. Lett. B **490** (2000) 45.
62. 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 2000, Université Paris VII.
63. F. Maréchal & al., *Proton scattering by short lived sulfur isotopes*, Phys. Rev. **C60** (1999) 034615.
64. J. Kirk Dickens & al., *Elastic and inelastic scattering of 31.1MeV protons by ${}^{12}\text{C}$* , Phys. Rev. **129** (1963) 743.
65. L. N. Blumberg & al., *Polarizations and differential cross sections for the elastic scattering of 40MeV protons from ${}^{12}\text{C}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{90}\text{Zr}$ and ${}^{208}\text{Pb}$* , Phys. Rev. **147** (1966) 812.

-
66. Y. Blumenfeld & al., *MUST : A silicon strip detector array for radioactive beam experiments*, Nucl. Instr. and Meth. A**421** (1999) 471.
67. S. Ottini, *Résonance de basse énergie dans le noyau riche en neutrons de ^{48}Ca , Nouveaux dispositifs expérimentaux pour l'étude des noyaux instables : MUST et CATS*, Thèse de doctorat 1998, Université Paris XI.
68. F. Maréchal, *Diffusion de protons par des noyaux instables : Études des réactions $^{40}\text{S}(p, p')$ et $^{43}\text{Ar}(p, p')$, développement du système de détection MUST* Thèse de doctorat 1998, Université Paris XI.
69. S. Pita, *Réactions de transfert d'un nucléon induites par un faisceau secondaire de ^{11}Be : étude de la structure des noyaux exotiques ^{11}Be et ^{10}Li* , Thèse de doctorat 2000, Université Paris VI.
70. S. Ottini-Hustache & al., *CATS, a low pressure multiwire proportional chamber for secondary beam tracking at GANIL*, Nucl. Instr. and Meth. A**431** (1999) 476.
71. J. Hüfner & al., *Abrasion-ablation interactions between relativistic heavy ions*, Phys. Rev. C**12** (1975) 1888.
72. V. Borrel & al., *Peripheral Ar induced reactions at 44 MeV/u - Similarities and deviations with respect to a high energy fragmentation process*, Z Phys. A **314** (1983) 191.
73. W.R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiment. A how to approach*, Springer Verlag, 1987.
74. D. Bazin & al., *Code LISE*, GANIL, CAEN. www.ganinfo.in2p3.fr
75. K. Sümmerer & al., *Target fragmentation of Au and Th by 2.6 GeV protons*, Phys. Rev. C**42** (1990) 2546.
76. J. F. Janni & 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 systems command, Kirtland air force base, Mew Mexico (September 1966)
77. D.J. Skyrme & al., *The passage of charged particles through silicon*, Nucl. Instr. and Meth. **57** (1967) 61.
78. F. D. Becchetti & al., *Response of plastic scintillator detectors to heavy ions, $Z \leq 35$, $e \leq 170$ MeV*, Nucl. Instr. and Meth. **138** (1976) 93.
79. R. De Leo & al., *Inelastic proton scattering at 30-40 MeV from ^{12}C* , Phys. Rev. C**28** (1983) 1443.
80. H. Feshbach & al., *Model for nuclear reactions with neutrons*, Phys. Rev. **96** (1954) 448.
-

81. R. D. Woods & D. S. Saxon, *Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering*, Phys. Rev. **95** (1954) 577.
82. P. H. Bowen & al., *Neutron total cross-sections in the energy range 15 to 120 MeV*, Nucl. Phys. **22** (1961) 640.
83. F. Bjorklund & al., *Optical model analyses of scattering of 4.1-7-14 MeV neutrons by complex nuclei*, Phys. Rev. **109** (1958) 1295.
84. F. D. Becchetti & al., *Nucleon-nucleus optical model parameters, $A > 40$, $E < 50$ MeV*, Phys. Rev. **182** (1969) 1190.
85. R. L. Varner & al., *A global nucleon optical model potential*, Phys. Rep. **201** (1991) 57.
86. R. Reid, *Local phenomenological nucleon-nucleon potentials (Reid's hard core)*, Ann. Phys. (NY) **50** (1968) 411.
87. D. Cortinal Gil, *Étude de la diffusion élastique et de la réaction d'échange de charge (p,n) avec des faisceaux exotiques légers riches en neutrons*, Thèse de doctorat 1996, Université de Caen.
88. V. Lapoux, *Étude des diffusions élastiques de faisceaux radioactifs de $^{10,11}\text{Be}$ et ^6He sur des cible de protons et de carbone aux énergies du GANIL*, Thèse de doctorat 1998, Université Paris XI.
89. F. Petrovitch & al., *Consistent folding model description of nucleon elastic, inelastic, and charge-exchange scattering from $^{6,7}\text{Li}$ at 25 – 50 MeV*, Nucl. Phys. **A563** (1993) 387.
90. J. S. Petler & al., *microscopic optical model analysis of nucleon scattering from light nuclei*, Phys. Rev. **C32** (1985) 673.
91. S. Mellema & al., *Microscopic and conventionnal optical model analysis of fast neutron scattering from $^{54,56}\text{Fe}$* , Phys. Rev. **C28** (1983) 2267.
92. M. EL-Azab Farid & al., *A density-dependent interaction in the folding model for heavy ion potential*, Nucl. Phys. **A438** (1985) 525.
93. M. Pignanelli & al., *Nuclear matter density effects in monopole transitions*, Phys. Rev. **C33** (1986) 40.
94. N. Alamanos & al., *Recent results on elastic and inelastic scattering*, Ann. Phys. Fr. **21** (1996) 601.
95. P. Ring & P. Schuck, *The nuclear many-body problem*, Springer-Verlag 1980.
96. J. F. Berger, *Approche de champ moyen et au-delà*, Cours de l'école Joliot-Curie 1991.
97. J. Bardeen & al., *Theory of superconductivity*, Phys. Rev. **108** (1957) 1175.

-
98. T. H. R. Skyrme, *The effective nuclear potential*, Nucl. Phys. **9** (1959) 615.
99. J. Meyer, *Forces effectives aux frontières de la stabilité*, Cours de l'école Joliot-Curie 1993.
100. M. Beiner & al., *Nuclear ground-state properties and self-consistent calculations with the skyrme interaction*, Nucl. Phys. **A238** (1975) 29.
101. N. Van Giai & al., *Monopole and dipole compression modes in nuclei*, Nucl. Phys. **A371** (1981) 1.
102. E. Chabanat & al., *A skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities*, Nucl. Phys. **A627** (1997) 710.
103. E. Chabanat & al., *A skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities. Part II. Nuclei far from stabilities*, Nucl. Phys. **A635** (1998) 231.
104. A. Poves, *Le modèle en couches (vers une description unifiée de la structure nucléaire)*, Cours de l'école Joliot-Curie 1997.
105. P. Navrátil & al., *Large-basis shell-model calculations for p-shell nuclei*, Phys. Rev. **C57** (1998) 3119.
106. S. Karataglidis & al., *Multi- $\hbar\omega$ shell model analyses of elastic and inelastic proton scattering from ^{14}N and ^{16}O* , Phys. Rev. **C53** (1996) 838.
107. M. Lacombe & al., *Parametrization of the Paris N-N potential*, Phys. Rev. **C21** (1980) 861.
108. A. M. Bernstein & al., *Isospin decomposition multipole matrix elements from γ decay rates of mirror transitions : test of values obtained with hadronic probes*, Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 425.
109. A. M. Bernstein & al., *Neutron and proton transition matrix elements and inelastic hadron scattering*, Phys. Lett. B **103** (1981) 255.
110. A. Brown & al., *Electric quadrupole and hexadecupole nuclear excitations from the perspectives of electron scattering and model shell-model theory*, Phys. Rep. **101c** (1983) 313.
111. A. M. Bernstein & al., *Neutron and proton matrix elements for low-lying 2^+ transitions and the probe dependance of the nuclear deformation parameter*, Comments Nucl. Part. Phys. **11** (1983) 203.
112. Y. Kanada-En'yo & al., *structure of excited states of ^{10}Be studied with antisymmetrized molecular dynamics*, Phys. Rev. **C60** (1999) 064304.
113. R. B. Firestone & al., *Table of isotopes*, Wiley Interscience 1996.
114. P. T. Kan & al., *Electroexcitation of ^{11}B* , Phys. Rev. **C11** (1975) 323.
-

- 115.** E. Spamer & al., *Electroexcitation of ^{11}B* , Z. Phys. **191** (1966) 24.
- 116.** K. Amos & al., *Electromagnetic and hadronic interaction form factors for the ground, $(\frac{3}{2} - \frac{1}{2})_1$ and $(\frac{3}{2} - \frac{3}{2})$ states in ^{13}C and ^{13}N* , Phys. Rev. C**40** (1989) 1491.