

UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

THÈSE

pour obtenir le grade de
DOCTEUR de Université de Strasbourg
Spécialité : **Physique Nucléaire**
préparée au laboratoire :
Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien
dans le cadre de l'École Doctorale de
Physique et Chimie-Physique
présentée par

Dorothee LEBHERTZ

le 27 Octobre 2009

Titre:

**Modes de décroissance des réactions de capture
radiative résonnantes des collisions $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$**

Directeur de thèse: **Sandrine COURTIN**

Jury

M^{elle}. Sandrine COURTIN,

M. Martin FREER,

M. Benoît GALL,

M. Elias KHAN,

M. Nigel ORR,

Mme. Patricia ROUSSEL-CHOMAZ,

MC. Université de Strasbourg

Pr. University of Birmingham

Pr. Université de Strasbourg

MC. Université de Paris Sud

DR. LPC Caen

DR. GANIL

Remerciements

Il paraîtrait que ce serait la partie la plus lue d'une thèse... Arf j'ai la pression ! On y aurait aussi le droit de s'y exprimer à notre guise... Je risque donc de prendre quelques libertés sur l'orthographe et les tournures de phrase ;-). J'ai réfléchi assez longuement à la forme que je voulais lui donner, par ordre d'importance, de façon chronologique, en employant le second degré ou plutôt sur un ton solennel, mais bon j'ai finalement choisi d'opter pour la plus facile : au gré des pensées ...

Tout d'abord je voudrais répondre à ma marraine pour lui dire que contrairement à ce qu'elle peut penser si j'ai fait une thèse, c'est bien en partie grâce à ma famille... Pourquoi aurais-je eu autant envie de faire de la physique et plus particulièrement de la recherche, si je n'avais pas connu à la fois, le monde agricole et ses grosses machines garées dans des hangars noirs, avec tout autour cet amoncellement de pièces en attente d'une possible utilisation et d'un autre côté un monde moins terre à terre baignant d'art et de réflexion... Bien plus souvent que tu ne peux le croire, le monde de la recherche se rapproche de ces deux mondes là, le côté terre à terre des manips, avec comme à la ferme des détecteurs fonctionnant à côté d'autres en attente et des pièces (connecteurs, câbles et clefs de tailles diverses) traînant partout. D'un autre côté, les conférences, les discussions sur le sens des résultats que nous obtenions, l'abstraction, se rapprochent pour moi, bien souvent de la musique du piano de Jacques. Alors pour toutes ces raisons et surtout pour vos différences je voudrais remercier en premier lieu ma famille : mes grands parents, oncles, tantes, marraines, cousins et cousines sans qui, pour sûr, je ne serais pas qui je suis (serais pas saurais, parce que ça c'est une autre histoire ;-). Je voudrais bien sûr remercier tout particulièrement mon frère, mon papa et ma maman pour m'avoir soutenue et encouragée pendant ces trois années (enfin... et avant aussi ;-). Et bon on verra bien ce qu'il se passera en 2014 ! :-)

Je voudrais maintenant passer aux deux grands piliers de ma thèse, Florent et Sandrine... Il y aurait beaucoup à dire, mais bon plus j'écris, plus il y aura de fautes ;-), j'vais donc essayer d'être succincte. Je voudrais tout d'abord vous remercier de m'avoir supportée (aux deux sens du terme, sachant que je ne sais pas lequel était le pire ;-)) pendant ces trois ans et demi. Comme j'ai essayé de le dire dans le paragraphe précédent, faire de la recherche c'est un peu comme d'entrer entièrement dans un autre monde, une nouvelle famille... Qui mieux que Florent pour être initiée à ce monde là... :-). Comment oublier la première fois où je suis rentrée dans ton bureau, ces piles de livres et d'articles qui remplissent du sol au plafond les trois murs de tes deux bureaux (oui, ben oui, les quatrième sont à chaque fois pris par les bureaux, les pots à crayons et les fenêtres)... Pour ensuite, t'entendre parler de façon enflammée du sujet de ma thèse, aussi simplement que si tu me parlais des joueuses de quilles ou plutôt de leur repas ;-)... Je voudrais te dire

que même si c'est vrai qu'avec le temps et peut être le stress, nous avons de plus en plus tendance à nous chamailler (non on avait pas caché ta trousse... et si ! le feu était rouge ;-)), je n'oublierai jamais la richesse de nos échanges, enfin des tiens, que ce soit sur la physique (of course) ou tout simplement sur n'importnawak (why not), ni nos escapades au Wallaby ou peut être plutôt à la fête de l'agropole à Legnaro ;-). Je voudrais en profiter pour rebondir sur Legnaro, parce qu'en plus d'une famille, il y a aussi une maison, je ne sais pas si c'est parce que c'est le premier endroit où j'ai mannipé ou si c'est parce que c'est celui où nous allions le plus souvent, ou peut être parce qu'on y passait nos jours et nos nuits, mais pour moi, c'est là-bas que je désignerais comme la "maison", le lieu qui représente ma thèse ;-). Je voudrais donc en profiter pour remercier tout particulièrement les gens du groupe de mécanismes de réaction de Legnaro : Alberto, Enrico, Giovanna, Fernando et Lorenzo pour leur accueil, leur calme et leurs explications. Et bien sûr je voudrais remercier plus particulièrement Suzana pour ta présence régulière durant mes trois années de thèse. C'est toujours motivant de voir quelqu'un qui donne à ce métier la forme qu'on voudrait un jour être capable de lui donner... Ça m'a fait très plaisir que tu aies pu être là le jour J ;-). Après mon petit interlude italien, je voudrais encore remercier Sandrine de m'avoir suivie, encadrée et encouragée tout au long de ma thèse... J'espère qu'à force de me relire tu n'en as pas perdu ton français ! Je voudrais également te remercier pour ton enthousiasme et positivisme qui a bien souvent contrebalancé mon scinisme chronique. Merci également pour ta confiance, et pour avoir toujours cru en moi (où du moins de n'avoir pas exprimé ton scepticisme) surtout aux moments des excuses chroniques sur le non avancement de la rédaction et merci également de m'avoir poussé à ce moment là ;-). Et enfin je voudrais te remercier pour ta patience, ton écoute pour tout ce qui concerne "mon avenir professionnel" et de nos discussions sur le métier de chercheur, mais bon également pour avoir supporté mes blagues qui ne sont bien sûr pas du tout redondantes et toujours d'un niveau intellectuel très élevé ! ;-).

Tant qu'on reste dans la famille je voudrais remercier ma grande soeur et mon beau frérot...Même si finalement ce n'est que quand tu es partie que je me suis rendue compte de ton importance pour mon équilibre mental(euh.. Mouai j'suis pas sûre qu'on puisse vraiment parler d'équilibre, peut être plutôt de poirier penché ;-)). Donc un grand merci à ma grande soeur pour ton écoute, tes conseils et ton soutien permanent... Et désolé Steph j'ai pas fini de squatter !

Merci aussi à "mon" (les guillemets sont là par anticipation de problèmes présumés, comme quoi les formations du CIES peuvent avoir une utilité ;-)) "petit scarabé" ! Ta présence et ton soutien, ton aide pour le débogage des programmes, surtout dans la dernière ligne droite, m'ont beaucoup apporté ! J'allais dire que j'espérais pouvoir te rendre bientôt la pareille (et non pas "l'appareil", il faudrait vraiment être stupide pour penser que cette expression puisse venir du retour de l'appareil à raclette ! ;-)), mais bon en fait j'espère que tu n'en auras pas besoin (ben pfff... j'aime bien la raclette moi, alors bon !) ;-). Je te souhaite une grande réussite pour ta thèse !

Un grand merci à Alain Michalon (j'suis bien obligée de préciser puisqu'il y a des gens qui usurpent éhontément le même patronyme ;-)) pour ton aide précieuse pour tout ce qui concerne l'informatique et plus particulièrement les simulations (merci aussi d'avoir

bien voulu m'installer kile, je sais qu'idéologiquement ça n'a pas été facile;-)).

Un grand merci à mes collocs, même si bon il est vrai que "le 1 rue Paul Collomp" n'était plus d'actualité au moment de ma thèse... Il est sûr que sans toi, Geoff, je n'en aurais jamais faite une, ne serait-ce qu'à cause d'une sombre histoire de grotte (oui bon je sais bien, il y a rarement des lampes halogènes dans les grottes ! Mais j'aime bien rajouter sombre qqch, j'ai l'impression que ça donne de la profondeur à la notion qui l'accompagne ;-)). Et Pasci parce que je ne suis pas sûre que j'aurais réussi à terminer sans notre dernière ligne droite en parallèle. Il était chouette de finir toutes les deux docteurs à deux semaines d'intervalles, enfin il ne vaut mieux pas que les gens nous confondent, j'aurais d'avoir des problèmes... Bon j'espère que j'peux en profiter pour remercier Diderot de notre part à toutes les 2 ;-)... Cimer Bébert !

Merci également à tous mes amis, ceux de la fac Jé alias (le gars qui m'a dit bonjour dans le tram, pas celui qui m'a connu fin maîtrise ;-)), Seb (binôme pour toujours même si aujourd'hui tu maîtriserais à fond le TP du vide), et bien sûr Yog (nos discussions tournent peut être en rond, mais je les adore toujours). Merci aussi aux amis de galère Christina, Jérémy et Sam ! Et ceux qui ne l'ont partagée que temporairement ;-)"Purple girl" alias éclat du soleil, la fée des neiges (fallait pas te donner tant de peine cette année...!), Yorgus, Juju, Antho et bien sûr Vincent ! Merci aussi à Mr Aad, il est toujours utile d'avoir quelqu'un qu'on peu appeler à n'importe quelle heure, surtout quand on n'a rien de spécial à dire ! Et enfin même si c'est pas tout à fait le bon endroit, mais comme tu as choisi de te donner corps et âme"s" (hum...j'sais po si je dois mettre un s ou pas ;-)) à un physicien : merki Dephle ! J'te jure que je finirai la table !

Je voudrais à présent remercier les "théoriciens" Etienne, Frédéric, Mouna et Cédric de m'avoir appris, au moins en partie, à comprendre et à utiliser vos modèles.

Je remercie également tous les membres du groupe CAN... Merci à Christian Beck (même remarque que pour les Alains;-)) pour les articles VIP et ton soutien lors de la recherche de postdoc. Une spéciale dédicace à Olivier, Marc et Christian, le Dragon de Cracovie m'a donné de son pouvoir pour la soutenance;-).

Et pour finir un grand merci à Patricia Roussel-Chomaz, Martin Freer, Benoît Gall, Elias Khan et Nigel Orr d'avoir accepté de siéger dans mon jury de thèse, et de l'intérêt que vous avez porté pour mon travail. Merci également pour le climat "détendu" que vous avez créé lors de ma soutenance me permettant ainsi de conclure ma thèse sur une note positive;-). And we will see if I will stay kept by the siren song...

Table des matières

Remerciements	iii
Table des matières	vii
Introduction	1
1 Mécanismes de réactions et effets de structures	3
1 Structure des noyaux ^{24}Mg et ^{28}Si	3
1.1 De $0 \hbar\omega$ à $n \hbar\omega$	3
1.2 Spectres expérimentaux : états des lieux	6
1.3 Description de type modèle en couches ($0 \hbar\omega - 1 \hbar\omega$)	7
1.4 Etats de structure 'cluster'	12
2 Collisions et résonances	14
2.1 Résonances moléculaires	14
2.2 Section efficace de fusion et distribution de spins	17
2.3 Mécanisme de collision étudié par des calculs TDHF.	20
2.4 Capture radiative : du mécanisme de réaction à la structure	25
2 Dispositif expérimental utilisé à Triumf	31
1 Choix du dispositif expérimental	31
1.1 Sélection de la voie de capture radiative	32
2 Description du dispositif expérimental	33
2.1 L'accélérateur ISAC	34
2.2 L'espace cible	35
2.3 Le multidétecteur γ	37
2.4 Le séparateur électromagnétique DRAGON	37
2.5 La détection du noyau de recul au plan focal	41
2.6 L'électronique et le système d'acquisition	42
3 Simulations numériques de l'ensemble BGO + DRAGON	43
3.1 Généralités	43
3.2 Efficacité	45
3.3 Résolution	46
3.4 Distributions angulaires	51
3.5 Acceptance du noyau de recul	54
3.6 Conclusion	57
3 $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)^{24}\text{Mg}$: résultats et interprétations	59
1 Travail préliminaire : construction des spectres γ de capture radiative	59
2 Résultats	62

2.1	Spectres γ	62
2.2	Distributions angulaires	65
3	Interprétation	68
3.1	Décroissance de type quadrupolaire électrique	69
3.2	Résonance et spin unique	70
3.3	Distribution de spin dans la voie d'entrée	76
3.4	Section efficace de capture radiative	78
4	Conclusion	78
4	$^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)^{28}\text{Si}$: résultats et interprétations	81
1	Travail préliminaire : construction du spectre γ de capture radiative	81
1.1	Épaisseur de cible et normalisation des données	81
1.2	Calibrage et résolution de l'ensemble BGO	86
1.3	Calibrage et résolution du détecteur silicium : DSSSD	87
1.4	Coïncidence	87
1.5	Contamination et bruit	91
2	Résultats	93
2.1	Spectres γ	93
2.2	Distributions angulaires γ	99
2.3	Réglages optiques du spectromètre DRAGON	100
3	Interprétation	101
3.1	Alimentation des états par capture radiative : nos résultats et ceux de travaux antérieurs	102
3.2	Décroissance statistique	102
3.3	Résonances et spin unique	105
3.4	Résonances et états clusters	106
3.5	Sections efficaces de capture radiative	109
4	Conclusion	110
5	Simulations pour le futur multidétecteur PARIS	113
1	Le projet	113
2	Les différentes configurations sphériques	116
2.1	La configuration 222-226	117
2.2	La configuration 222-évasé	119
2.3	La configuration 224-226	119
3	Résultats des simulations	120
3.1	Multiplicité 1	120
3.2	Multiplicité de 1 à 30	132
4	Cas physique : $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)^{24}\text{Mg}$	135
5	Conclusion	138
	Conclusion	141
	Table des figures	143
	Liste des tableaux	149
	Bibliographie	151

Annexe : Les niveaux de ^{24}Mg et de ^{28}Si inclus dans les calculs	155
--	------------

Introduction

Les structures en agrégats sont des états exotiques très collectifs de la matière nucléaire qui peuvent apparaître à différentes énergies d'excitation. Ils peuvent ainsi être liés, quasi-liés ou même résonnants. Lorsqu'ils existent à basse énergie d'excitation, ils sont en compétition avec des états moins collectifs de type champ moyen. A haute énergie d'excitation, le phénomène d'apparition de cluster a été proposé pour expliquer les résonances observées dans les sections efficaces de certaines voies de collision entre ions lourds légers. Le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ est celui pour lequel ces résonances sont les plus prononcées. Ces structures surviennent autour de la barrière de Coulomb, soit à des énergies d'excitation de ^{24}Mg de l'ordre de 20 MeV, mais également jusqu'à des énergies de l'ordre de 5 MeV/u. A ces énergies, la densité d'états est plus élevée que 10^5 états/MeV et l'existence de résonances étroites ($\Gamma \sim 250$ keV) est alors surprenante. L'hypothèse moléculaire pourrait expliquer ces résonances car la voie d'entrée $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ possède un fort recouvrement avec des états de structure $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$.

De telles résonances ont également été observées dans d'autres systèmes comme par exemple dans le système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Si les résonances observées sont d'origine moléculaire, les états alimentés au niveau de la voie d'entrée devraient avoir un fort recouvrement avec des états liés ou quasi-liés de structure cluster. Ces derniers étant prédits par différents modèles moléculaires dans le ^{24}Mg et le ^{28}Si , nous avons cherché un lien direct entre les états résonnants et ces états intermédiaires.

Pour ce faire, nous avons mesuré la décroissance complète de la voie de capture radiative de ces deux systèmes. Cette voie n'avait jusqu'à présent été observée que pour les décroissances vers les états de basse énergie des noyaux formés. Pour étudier la totalité du flux de capture radiative, il est impératif de sélectionner parmi les voies de fusion évaporation qui ont, à ces énergies, des sections efficaces plus importantes. Ceci a pu être réalisé grâce à l'utilisation du spectromètre à 0° DRAGON (Triumf, Vancouver) ayant la meilleure réjection de faisceau à 0° au monde.

Ce manuscrit est consacré à l'étude de la capture radiative dans les systèmes $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Le premier chapitre est dédié à l'étude théorique, statique et dynamique, de notre problème. Par différents modèles, nous allons chercher à établir l'existence d'états clusters dans le ^{24}Mg et dans le ^{28}Si , puis nous expliquerons comment certains mécanismes de réaction pourraient permettre une alimentation préférentielle de ces états. Nous ferons également l'état des lieux des expériences précédentes faites dans ces deux systèmes.

Dans un deuxième chapitre, nous présenterons le dispositif expérimental utilisé lors de nos expériences réalisées à Triumf ainsi que ses propriétés étudiées à l'aide de calculs de simulations Monte-Carlo.

Les deux chapitres suivants présenteront les résultats des expériences $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)^{24}\text{Mg}$ et $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)^{28}\text{Si}$ ainsi que leurs interprétations.

Enfin, pour clore cette thèse, un dernier chapitre sera consacré à l'étude du multidétecteur PARIS qui est actuellement en projet dans le cadre de Spiral2. Ce nouveau multidétecteur est dédié à des études de spectroscopie et de mécanismes de réaction pouvant impliquer des rayonnements γ d'énergie comprise entre 1 et 50 MeV. La capture radiative est un des cas physiques phare de ce projet. Nous étudierons les propriétés attendues de ce multidétecteur pour différentes géométries et nous simulerons le cas d'une décroissance de capture radiative.

Chapitre 1

Mécanismes de réactions et effets de structures

1 Structure des noyaux ^{24}Mg et ^{28}Si

1.1 De $0 \hbar\omega$ à $n \hbar\omega$

La formation d'agrégats ou de "*clusters*" peut s'observer à toutes les échelles de la nature, de l'astrophysique où l'on parlera d'amas d'étoiles ou de galaxies, jusqu'aux amas de quarks dans les hadrons en physique des particules. A chaque échelle, la structure en agrégats confère une stabilité supplémentaire à l'édifice considéré. En physique nucléaire, l'un des premiers modèles qui fut proposé après la découverte de la radioactivité α pour expliquer la structure des noyaux, fut un modèle à cluster α . On considère alors que la grande stabilité du noyau d'hélium, sa grande énergie de liaison et son premier état excité à 20,21 MeV, pourraient lui permettre de subsister à l'intérieur du noyau. En 1939, Halfstadt et Teller proposèrent un modèle [1] qui pouvait prédire avec un bon accord les énergies de liaison des noyaux légers. Ces noyaux sont entièrement décrits par des assemblages de noyaux d'hélium auxquels on pouvait ajouter ou enlever des nucléons. Peu de temps après, des modèles plus perfectionnés, basés sur l'idée de particules indépendantes dans le formalisme du champ moyen ou du modèle en couches, ont montré qu'ils pouvaient décrire la grande majorité des propriétés nucléaires telles que les énergies de liaison, spectres énergétiques des premiers états excités, spins et parités de ces états, transitions électromagnétiques... Certains états particuliers ne peuvent cependant pas être décrits par ces modèles, mais le sont par des calculs basés sur un formalisme incluant des sous-structures α dans le noyau : les états clusters. Les cas les plus célèbres d'agrégats dans la couche p sont l'état fondamental de ^8Be (2α), l'état 0^+ de ^{12}C à 7,65 MeV (état de Hoyle à 3α), l'état 0^+ de ^{16}O à 6,05 MeV ($^{12}\text{C}+\alpha$). Le phénomène de sous structure α prédit par Teller est aujourd'hui un phénomène reconnu pour un grand nombre de noyaux de la couche p. En supposant toujours que, comme pour le noyau ^4He , la condition primaire pour pouvoir former des agrégats soit qu'il existe des structures de base suffisamment stables pour ne pas se mélanger avec les états de type particules indépendantes, d'autres noyaux pourraient être à la base de structures en cluster. La Fig.1.1 présente la distribution des énergies de liaison en fonction de l'énergie d'excitation du premier état excité pour les noyaux avec $A \leq 20$ [2]. Cette figure montre que, même si aucun autre de ces

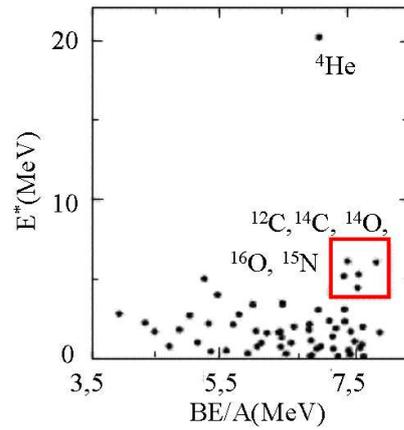


FIG. 1.1 – Energie d’excitation des premiers états versus énergie de liaison par nucléons des noyaux avec $A \leq 20$ [2].

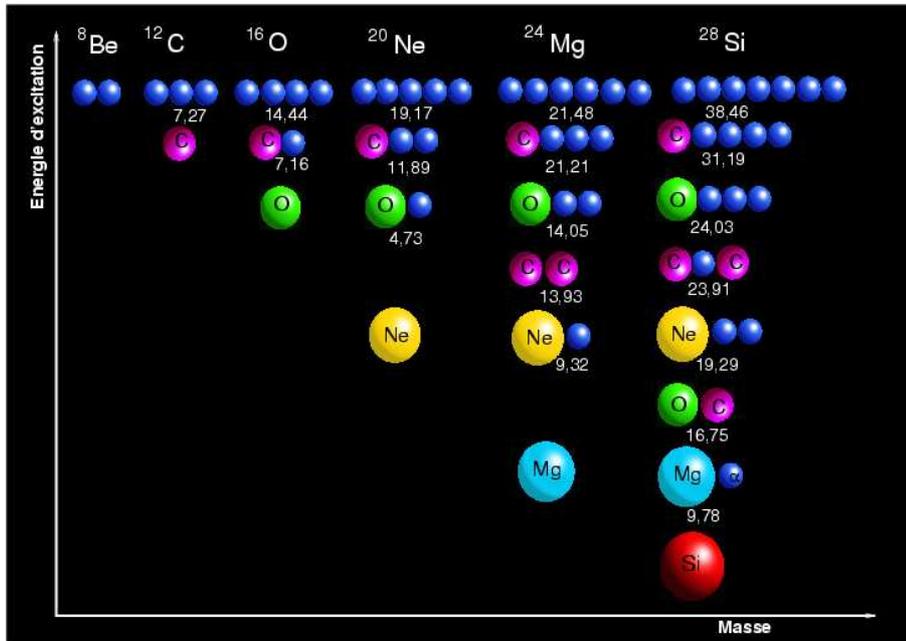


FIG. 1.2 – Diagramme d’Ikeda, inspiré de [3]. Différentes sous-structures prédites par le modèle d’Ikeda. Les énergies seuils, i.e. les énergies de séparation en sous-structures, sont indiquées sur la figure en MeV.

noyaux ne possède les propriétés de stabilité du noyau ${}^4\text{He}$, certains comme les ${}^{12-14}\text{C}$ ou ${}^{14-16}\text{O}$, ou encore ${}^{15}\text{N}$ pourraient également être responsables de phénomènes d’agrégation dans des noyaux plus lourds. Suivant cette idée, Ikeda a prédit à la fin des années 60, l’existence d’un grand nombre de structures clusters dans les noyaux des couches p et sd. En se basant sur l’expérience des phénomènes de ‘cluster α ’ qui apparaissent toujours proche du seuil d’émission des sous-constituants, il a prédit qu’il pourrait en être de même pour d’autres systèmes. La liste des clusters ainsi prédits par Ikeda est présentée Fig.1.2.

Bien que ce modèle soit assez simple, des théories microscopiques actuelles, comme par exemple le modèle AMD (Antisymmetrized Molecular Dynamics) sont en accord avec un bon nombre de ces prédictions. Ces théories prédisent également que ^{12}C devrait tenir un rôle similaire aux noyaux α dans la couche sd et que les phénomènes moléculaires devraient donc perdurer dans cette couche [4–6].

Le phénomène de clusterisation est néanmoins plus difficile à mettre en évidence pour les noyaux de la couche sd. La plupart des états de basse énergie des noyaux de $A=17$ à 40, peuvent être décrits par le modèle en couches. Aussi, les nouvelles interactions USDA et USDB mises au point par A. Brown et collaborateurs, qui ont pour espace de valence les orbitales de la couche sd ($0d_{5/2}$, $0d_{3/2}$, $1s_{1/2}$), permettent de décrire la plupart des états des noyaux de cette couche avec une précision $\Delta E < 200$ keV [7]. Ce constat n'est cependant pas vrai pour tous les noyaux et notamment pour les noyaux riches en neutrons comme ^{30}Ne ou ^{32}Mg . Ces noyaux, supposés magiques ($N=20$), ont un premier état excité 2^+ aux alentours de 700 keV alors que des calculs de modèle en couches les prédisent aux alentours de 2 MeV. Pour comprendre l'existence de tels états en termes de modèle en couches il faut faire intervenir des calculs avec un espace de valence plus grand permettant à deux neutrons d'être promus de la couche sd vers la couche $f_{7/2}$. Ces noyaux ont été particulièrement étudiés car ce phénomène se produisait pour leur état fondamental et fut à l'origine du terme 'îlot d'inversion' pour les noyaux ne respectant pas la fermeture de couche $N=20$. La nécessité d'étendre l'espace de valence pour permettre des calculs multiparticules multitrans ne se limite pas aux noyaux riches en neutrons. Il en est de même pour calculer certains états excités de ^{16}O de ^{40}Ca , les deux noyaux doublement magiques ouvrant et fermant la couche sd. ^{16}O , $N=Z=8$ doublement magique, devrait avoir un second 0^+ à environ 23 MeV or son premier état excité est un 0^+ qui se trouve à 6,05 MeV. Cet état est très bien reproduit par des modèles clusters basés sur une structure $^{12}\text{C}+\alpha$ et la structure cluster a été confirmée par des mesures de transfert α [8,9]. De plus, une bande de rotation bâtie sur cet état superdéformé, i.e. dont le rapport grand axe sur petit axe se rapproche de 2 sur 1, a pu être mesurée : elle comporte un 2^+ à 6,92 MeV et un 4^+ à 9,36 MeV avec des $B(E2)$ de 25 u.W et 65 u.W pour les transitions intrabandes $2^+ \rightarrow 0^+$ et $4^+ \rightarrow 2^+$. En termes de modèle en couches cet état est décrit par des calculs permettant le saut de 4 particules de p à $d_{5/2}$. Cet état est donc à la fois bien décrit par des modèles clusters, mais aussi par des calculs de modèle en couches à 4p-4t. A l'autre bout de la couche sd, le ^{40}Ca ($N=Z=20$), présente, au dessus de son fondamental deux bandes déformées, l'une normalement déformée et l'autre superdéformée. Aucun des états de ces 2 bandes ne peut être décrit par des calculs $0 \hbar\omega$: il faut inclure des configurations multiparticules multitrans, pour pouvoir les reproduire. La bande normalement déformée peut être décrite par des configurations 4p-4t qui représentent 64% de la fonction d'onde. La bande du fondamental est quant à elle à 65% 0p-0t et la bande superdéformée est à 88% 8p-8t. Des calculs de type cluster peuvent également reproduire de telles propriétés : énergie et déformations des états de ces bandes via par exemple une structure $\alpha+^{36}\text{Ar}$ pour la bande normalement déformée [10] et une structure $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ pour les configurations 8p-8t [6].

L'existence d'états clusters dans la couche p est ainsi bien établie et les modèles de type cluster prédisent et expliquent certains phénomènes de grandes collectivités observés

dans la couche sd. Ainsi, à travers cette couche, des états de type $0 \hbar\omega$ mais aussi des états multiparticules multitrous, très collectifs, aussi bien décrits par des modèles de type cluster, coexistent. Dans tous les cas où la structure de type cluster est fortement présente (fonction d'ondes peu mélangée), le modèle en couches à $0 \hbar\omega$ échoue à reproduire les états. On peut alors imaginer que cet échec puisse donner une indication de la présence d'agrégats dans certains noyaux. Dans ce sens, nous nous proposons dans les paragraphes suivants de comparer les états de ^{24}Mg et ^{28}Si à des calculs de modèle en couches puis à des prédictions de modèles cluster.

1.2 Spectres expérimentaux : états des lieux

Les noyaux de ^{24}Mg et ^{28}Si sont deux noyaux très étudiés de la vallée de stabilité, ainsi leurs données spectroscopiques sont très documentées dans la littérature.

1.2.1 Le noyau ^{24}Mg

Pour ^{24}Mg , 33 états liés, 26 états de parité positive et 7 états de parité négative, sont répertoriés dans la littérature [11–13]. Ces états, ainsi que leurs caractéristiques connues sont listés en Annexe. Une grande partie de ces états a pu être regroupée en termes de bandes rotationnelles :

- une première bande de parité positive $K^\pi=0^+$ [14,15] : bâtie sur le fondamental, elle est connue expérimentalement jusqu'au spin $J^\pi=10^+$ à 19,2 MeV [16]. Cette bande possède une déformation prolata caractérisée par un moment quadrupolaire $Q_0 \sim 63 \pm 7 \text{ e.fm}^2$ et un rapport d'axe $q=a/b=1,42$,
- une seconde bande de parité positive $K^\pi=2^+$ [14,15] : bâtie sur l'état 2^+ à 4,24 MeV, il s'agit d'un état vibrationnel γ . Le moment quadrupolaire de cette bande est de $Q_0=68,5 \text{ e.fm}^2$,
- une troisième bande de parité positive $K^\pi=0^+$ [17] : basée sur le second 0_2^+ à 6,44 MeV, cette bande est également déformée, avec $Q_0 \sim 48 \text{ e.fm}^2$,
- une première bande de parité négative $K^\pi=0^-$ [18] : bâtie sur l'état 1^- à 7,55 MeV, elle est interprétée en termes de vibration octupolaire car elle présente une transition E3 accélérée vers la bande du fondamental,
- une seconde bande de parité négative $K^\pi=3^-$ [18] : bâtie sur le 3^- à 7,62 MeV, elle est également interprétée en termes de vibration octupolaire. En comparaison avec la bande de parité négative précédente, cette bande est un peu moins collective avec des valeurs de $B(E3)$ diminuées de moitié et un moment d'inertie plus faible.

Ces bandes ont été essentiellement établies en se basant sur les forces des transitions électromagnétiques : règle de sélection en K, E2 accélérées pour les liaisons intrabandes ($\sim 20 \text{ u.W}$) et E1 très ralenties ($\sim 10^{-5} \text{ u.W}$), ce qui est naturel pour un noyau autoconjugué tel que le ^{24}Mg ($N=Z=12$). Néanmoins cette règle ne s'appliquant qu'aux transitions isoscalaires, les transitions isovectorielles sont, elles, permises et nous avons indiqué dans le tableau en Annexe les états $T = 1$ purs et mélangés [19].

1.2.2 Le noyau ^{28}Si

Pour ^{28}Si , 56 états liés sont répertoriés dans la littérature [12,13], 11 de parité négative et 45 de parité positive qui sont listés en Annexe. Comme pour ^{24}Mg , une grande partie

de ces états a été regroupée en bandes rotationnelles :

- la bande $K^\pi=0^+$: bâtie sur le fondamental, elle est de déformation oblate, avec une constante de rotation $K=\hbar^2/2\theta \sim 203$ keV (θ étant le moment d'inertie de la bande), un moment quadrupolaire $Q_0 \sim -56 \pm 11$ e.fm², et un rapport d'axe $q=a/b=0,86$.
- la bande $K^\pi=0^+$ excitée [20, 21] : bâtie sur le 0_3^+ à 6,69 MeV, est elle de déformation prolata avec une constante de rotation $K\sim 126$ keV, un moment quadrupolaire $Q_0=87,6\pm 11$ e.fm² et un rapport d'axe $q=a/b=1,52$.
- la bande $K^\pi=3^-$ [20, 22] : bâtie sur l'état 3^- à 6,88 MeV, la déformation de cette bande n'est pas bien définie, il pourrait y avoir recouvrement entre une déformation octupolaire (E3 accélérée vers le fondamental ~ 20 u.W), une déformation oblate et une déformation prolata. Néanmoins il s'agit d'états collectifs avec $|Q_0| \sim 67,5$ e.fm².
- la bande $K^\pi=5^-$ [20, 22] : bâtie sur le 5^- à 9,7 MeV, la déformation de cette seconde bande de rotation négative n'est pas clairement établie, elle pourrait tout aussi bien être prolata qu'oblate. Mais comme pour la bande $K^\pi=3^-$, elle est collective puisque $|Q_0| \sim 84,5$ e.fm².

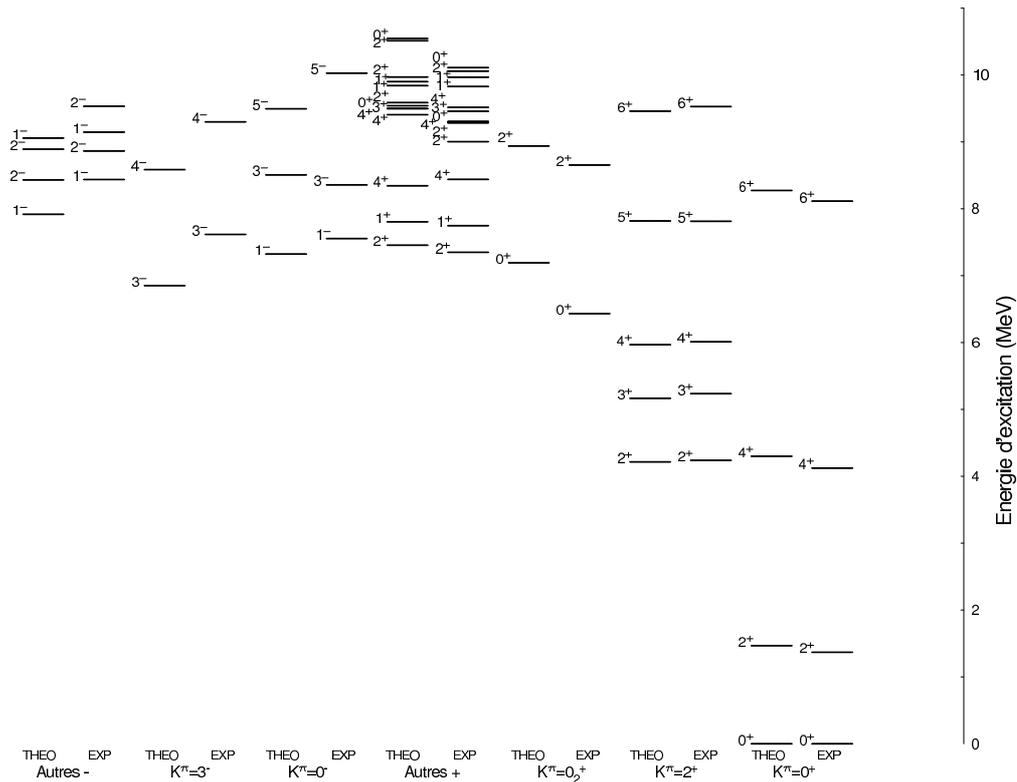
Comme pour ^{24}Mg , ces bandes ont été établies grâce aux règles de sélection des transitions électromagnétiques, accélération des transitions E2 entre état d'une même bande, règles de sélection en K et transition E1 très ralenties. Les états T=1 qui eux ne subissent pas le ralentissement des E1 sont listés dans le tableau en Annexe. Il est intéressant de remarquer qu'en comparaison avec ^{24}Mg , dans ^{28}Si des bandes de parité positive de déformation prolata et oblate coexistent sans se mélanger. La situation pour les bandes de parité négative est par contre moins bien établie.

1.3 Description de type modèle en couches ($0 \hbar\omega$ - $1 \hbar\omega$)

Nous cherchons ici à décrire ces noyaux via le modèle en couches $0 \hbar\omega$ - $1 \hbar\omega$. Nous utiliserons la nouvelle interaction **PSDPF** mise au point dans notre équipe par M. Bouhelal [23–25]. L'interaction **PSDPF** est construite à partir de 4 interactions :

- CK pour la couche majeure p [26],
- USDB pour la couche majeure sd [7],
- PSDT pour les termes croisés des couches p-sd [27],
- SDPF-U pour la couche pf et pour les termes croisés des couches sd-pf [28],

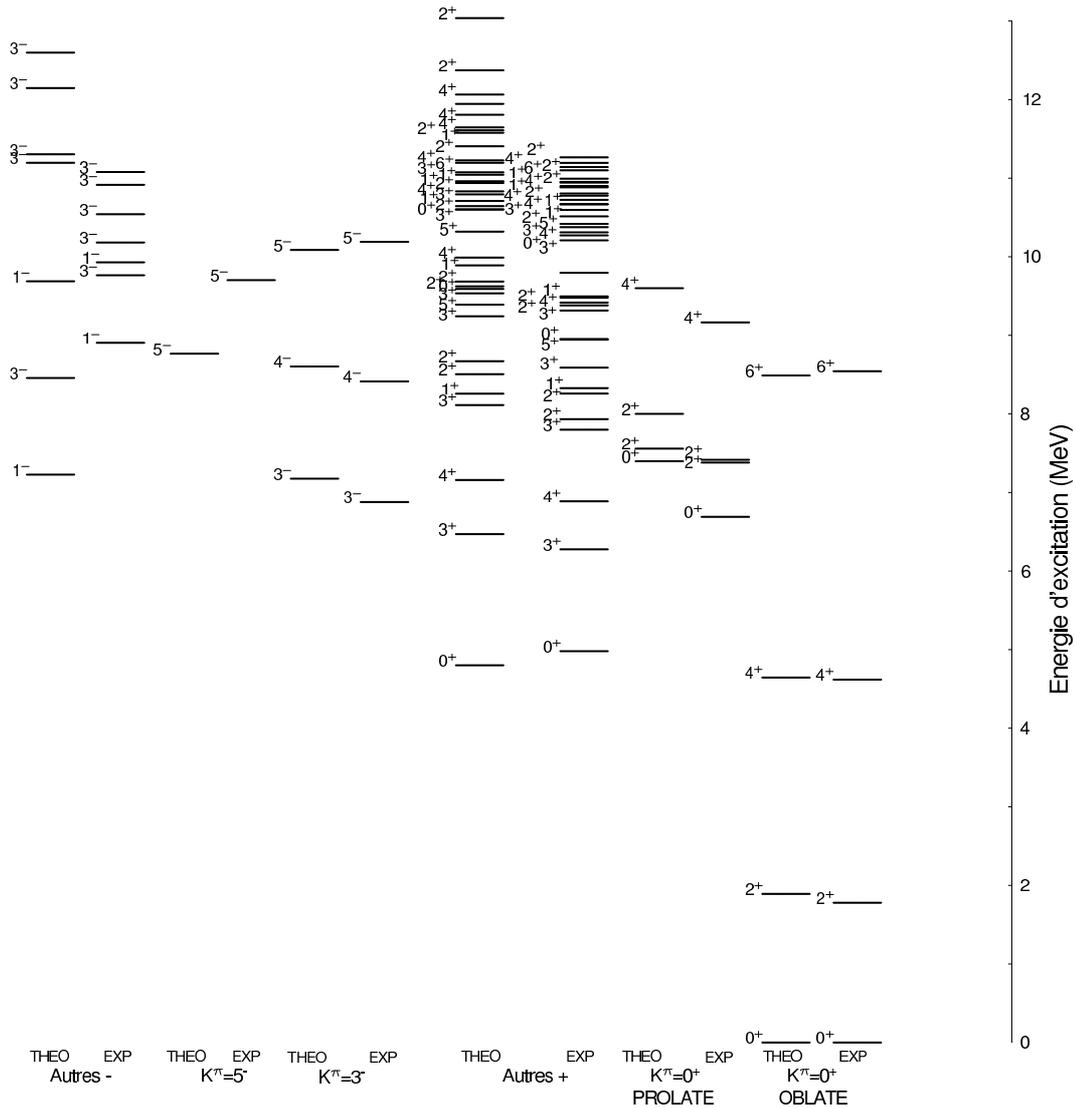
Le détail des énergies des orbitales individuelles ($0p_{1/2}$, $0p_{3/2}$, $0d_{5/2}$, $1s_{1/2}$, $0d_{3/2}$, $0f_{7/2}$, $1p_{3/2}$, $0f_{5/2}$, $1p_{1/2}$) ainsi que les termes croisés de l'interaction monopolaire ayant été ajustés pour reproduire certains états $1 \hbar\omega$ connus, sont listés dans les références [24, 25]. Cette interaction permet, à partir d'un coeur ^4He , de calculer pour les noyaux de la couche sd à la fois les états $0 \hbar\omega$, mais également les états intrus de parité négative à $1 \hbar\omega$. La restriction $1 \hbar\omega$ signifie que bien que toutes les orbitales de l'ensemble p-sd-pf soient incluses dans l'espace modèle, seul un saut entre couches principales successives est permis, c'est-à-dire soit un saut de p vers sd, soit un saut de sd vers pf. Pour effectuer les calculs, nous avons utilisé le code NATHAN [29, 30], avec lequel l'obtention des valeurs propres se fait via la tridiagonalisation de Lanczos et qui nous permet de calculer en même temps des états de parités positive et négative ainsi que les transitions électromagnétiques entre ces états. Les Figs.1.3 et 1.4 représentent les états expérimentaux, classés selon les bandes décrites précédemment, comparés aux états théoriques obtenus avec l'interaction PSDPF. La Fig.1.5 représente les écarts en énergie des valeurs théoriques et expérimentales. La


 FIG. 1.3 – Schémas de niveaux expérimental et théorique de ^{24}Mg .

droite en pointillés rouges à 144 keV correspond à l'écart quadratique moyen calculé pour 314 états de parité positive dans les noyaux du milieu de sd. La droite en pointillés noirs à 488 keV correspond à l'écart quadratique moyen calculé pour 185 états de parité négative du milieu de la couche sd. Cet écart est assez élevé, mais il faut noter que les noyaux du milieu de la couche sd donnent lieu à des matrices trop grandes dans les calculs et n'ont pas pu servir à l'ajustement des termes de l'interaction. Ainsi, le ^{28}Si , avec 14 protons et 14 neutrons, se situe exactement au milieu de la couche sd, les matrices sont donc les plus grandes qui puissent être traitées via l'interaction PSDPF et peuvent atteindre des dimensions de l'ordre de 100 milliards pour un spin 3^- . L'écart quadratique moyen entre les valeurs théorique et expérimentale obtenu pour les noyaux du début de couche est ~ 374 keV et pour ceux de la fin de la couche sd de ~ 277 keV.

Pour le ^{24}Mg , l'interaction reproduit assez correctement la globalité du spectre, c'est-à-dire que le nombre d'états par spin entre 0 et 10 MeV est bien respecté. En ce qui concerne les parités positives, les états ayant une énergie inférieure à 8,5 MeV sont reproduits dans la limite attendue, à l'exception du second 0^+ pour lequel un écart de plus de 700 keV est trouvé. Les résultats pour les états au dessus de 8,5 MeV se détériorent, cette énergie est cependant très haute et il est attendu que le modèle en couches, qui ne permet pas une grande collectivité, ne puisse pas les reproduire. Nous pouvons discuter des propriétés de ces états en les comparant aux bandes de parité positive mises en évidence expérimentalement :

- la bande yrast $K^\pi = 0^+$ est très bien reproduite, et ce, jusqu'à son membre $J^\pi = 6^+$ ($\Delta E < 150$ keV). Les accélérations des transitions E2 calculées entre les états de cette bande avoisinent les 20 u.W comme cela a été observé expérimentalement. Le

FIG. 1.4 – Schémas de niveaux expérimental et théorique de ^{28}Si .

moment quadrupolaire Q_0 , qui peut être déduit des $Q_{spec}(J)$ calculés pour chaque état, est assez stable pour cette bande : $Q_0 \sim 68 \text{ e.fm}^2$, alors que $Q_0 \sim 63 \text{ e.fm}^2$ expérimentalement. La caractéristique prolate de cette bande est donc bien reproduite.

- la bande $K^\pi = 2^+$ est également bien reproduite et ce jusqu'à son membre $J^\pi = 6^+$ ($\Delta E < 150 \text{ keV}$). Le moment quadrupolaire $Q_0 \sim 69 \text{ keV}$, ainsi que les valeurs de $B(E2)$ des transitions intrabandes sont en accord avec les valeurs expérimentales et signent à nouveau le caractère prolate de cette bande,
- la bande $K^\pi = 0_2^+$ est par contre très mal reproduite. L'état 0_2^+ calculé a une énergie trop haute de plus de 700 keV . Le fait que le modèle en couches échoue à reproduire cet état avait déjà été discuté au moment de la découverte de cette bande et il avait été montré à l'époque, que, pour reproduire ces états, il fallait introduire des calculs multiparticules multitrans permettant le saut de 4 particules de sd vers l'orbitale $f_{7/2}$ [17].

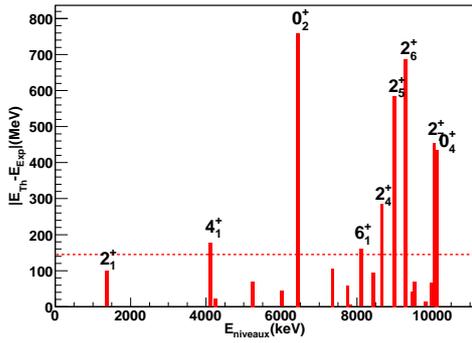
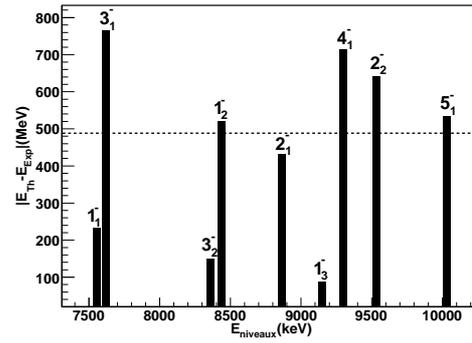
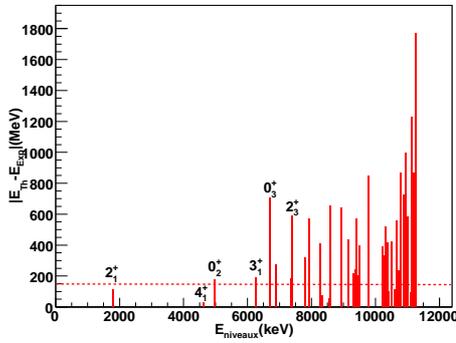
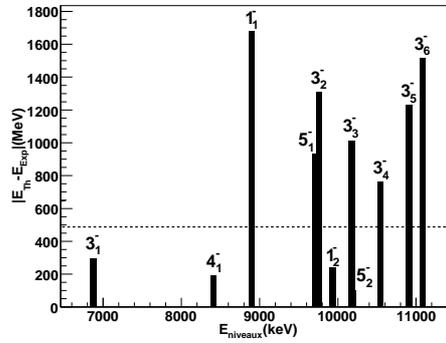

 (a) ^{24}Mg , état de parité positive

 (b) ^{24}Mg , état de parité négative

 (c) ^{28}Si , état de parité positive

 (d) ^{28}Si , état de parité négative

FIG. 1.5 – Différences d'énergies entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales en fonction de l'énergie expérimentale du niveau. Les courbes en pointillés correspondent à l'écart quadratique moyen des résultats de l'interaction pour les parités positives ou négatives.

Les états de parité négative sont reproduits dans la limite attendue par l'interaction soit avec un écart avoisinant les 500 keV. En regroupant les états calculés en bandes, on peut remarquer que :

- la bande $K^\pi = 0^-$ est assez bien reproduite ($\Delta < 500$ keV). Le moment quadrupolaire de la bande n'est pas stable dans les calculs et varie entre 53 et 90 e.fm², ces valeurs signifient néanmoins le caractère collectif de la bande. Ce constat est confirmé par les valeurs de $B(E2)$ des transitions intrabandes qui avoisinent les 20 u.W et la valeur de $B(E3)$ vers le fondamental qui est de l'ordre 11,7 u.W, expérimentalement de 11,5 u.W. L'origine de la parité négative de ces états change tout au long de la bande d'après nos calculs. Ainsi la fonction d'onde du premier membre (1_1^-) provient à 80 % d'un saut de p à sd ; pour le second membre (3_2^-) à 60% d'un saut de p à sd (40 % d'un saut de sd à pf) et pour le dernier membre (5_1^-) à 94% d'un saut de sd à pf. A l'exception de la particule donnant lieu à la parité négative, les fonctions d'onde de ces 3 états sont finalement assez similaires et possèdent une occupation moyenne

de l'orbitale $d_{5/2}$ de 2,7 nucléons,

- la bande $K^\pi = 3^-$ est moins bien reproduite puisque les états théoriques sont trop bas de plus de 700 keV. Les calculs accordent cependant aux états 4_1^- et 3_1^- d'appartenir à une même bande, ainsi, les transitions E2 sont légèrement accélérées et les fonctions d'onde de ces états sont très similaires avec une population moyenne de l'orbitale $d_{5/2}$ d'environ 3,3 nucléons et plus de 90% de la fonction d'onde de ces états correspond à un saut de p à sd. Ainsi, même si cette bande est moins bien reproduite que la bande $K^\pi = 0^-$, on retrouve tout de même un caractère collectif $B(E3) \sim 7 \text{ u.W.}$, expérimentalement 4,6 u.W, moins prononcé que pour la bande $K^\pi = 0^-$, comme cela est attendu.

Pour le ^{28}Si on voit que le spectre est moins bien reproduit que pour le ^{24}Mg , ainsi la densité d'état par spin n'est pas bien reproduite sur la globalité du spectre et à partir de 6 MeV la plupart des états de parité positive calculés présentent un écart avec les valeurs expérimentales plus grand que les 150 keV attendus. A nouveau, nous pouvons mener notre discussion en termes de bandes :

- la bande yrast $K^\pi = 0^+$ est très bien reproduite et ce jusqu'à son membre $J^\pi = 6^+$ à 8,5 MeV ($\Delta E < 150 \text{ keV}$). Le caractère oblate de cette bande est également retrouvé avec des moments quadrupolaires Q_0 variant entre -73 et -80 e.fm² (expérimentalement $Q_0 \sim -56 \text{ e.fm}^2$). Cette valeur, ainsi que les accélérations des transitions E2 calculées qui sont proches du double de celles mesurées expérimentalement, montrent que le caractère collectif de ces états est un peu trop prononcé dans les calculs.
- la bande prolate $K^\pi = 0_3^+$ est beaucoup moins bien reproduite. Les erreurs en énergie sont de l'ordre de 700 keV soit bien au dessus de la limite attendue. Le caractère prolate de cette bande est tout de même retrouvé avec un Q_0 positif de l'ordre de 28 e.fm² (expérimentalement $Q_0 \sim 87,6 \text{ e.fm}^2$). Cette valeur beaucoup trop faible, et le fait que les transitions E2 entre les états de cette bande ne sont pratiquement pas accélérées dans les calculs, montrent que la collectivité calculée de cette bande n'est pas suffisante. Ces états sont donc clairement non reproductibles dans un espace à $0 \hbar\omega$. Pour ce faire, il faudrait pouvoir utiliser un espace de valence beaucoup plus grand permettant des excitations multiparticules multitraus.

En ce qui concerne les états de parité négative, les résultats de l'interaction sont assez variables puisque les différences entre les valeurs expérimentales et théoriques varient entre 100 et 1700 keV. En termes de bandes, nous citerons ici :

- la bande $K^\pi=3^-$, dont tous les états sont très bien reproduits ($\Delta E < 300 \text{ keV}$). Le caractère collectif de cette bande est assez bien retrouvé, avec une $B(E3)$ vers le fondamental de l'ordre de 17 u.W et des $B(E2)$ intrabandes avoisinant des accélérations 30 u.W. Le moment quadrupolaire Q_0 pour les états 3^- et 4^- est de $-78 \pm 1 \text{ e.fm}^2$ alors qu'il est mesuré à $|Q_0| = 67,5 \text{ e.fm}^2$. L'appartenance à cette bande du 5_2^- semble moins claire car son moment quadrupolaire Q_0 est de $42,5 \text{ e.fm}^2$. Les fonctions d'ondes de ces trois états sont assez similaires avec 97 % des fonctions d'ondes correspondant à un saut de sd à pf (60 % dû à un saut vers $f_{7/2}$) et une occupation moyenne de la $d_{5/2}$ de l'ordre de 3,9 nucléons.
- la bande $K^\pi=5^-$, dont nous n'avons calculé que l'état 5^- , est moins bien reproduite en termes d'énergie ($\Delta E \sim 900 \text{ keV}$). Le moment quadrupolaire $Q_0 \sim -81 \text{ e.fm}^2$ (expérimentalement $|Q_0| = 84,5 \text{ e.fm}^2$) est quant à lui bien reproduit. La fonction d'onde de cette état est bien différente de celles des états de la bande $K^\pi=3^-$ puisque

cette fois-ci 99% provient de sauts de sd à pf (83% de sd à $f_{7/2}$) et que l'occupation moyenne de la $d_{5/2}$ est environ de 3,66.

Ces calculs de modèle en couches m'ont permis de décrire un grand nombre d'états de ^{24}Mg et de ^{28}Si , dont ceux des bandes yrast. Un certain nombre sont cependant mal reproduits comme ceux des bandes $K^\pi = 0^+$ excités de ces deux noyaux. Il est intéressant de comparer ces états à des calculs de type 'cluster'.

1.4 États de structure 'cluster'

Des modèles basés sur l'existence de clusters sont également à même de reproduire les spectres de ^{24}Mg et de ^{28}Si . Comme nous l'avons expliqué au début de ce chapitre, l'un des premiers modèles qui a prédit l'existence d'agrégats dans ces deux noyaux est le modèle d'Ikeda (voir Fig.1.2). A basse énergie, il prédit, proche des seuils de séparation en sous-structures, l'existence de cluster de type $^{20}\text{Ne} + \alpha$ (seuil 9,32 MeV) et $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (seuil 13,93 MeV) dans ^{24}Mg , et d'agrégats de type $^{24}\text{Mg} + \alpha$ (seuil 9,98 MeV) et $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ (seuil 16,75 MeV) dans ^{28}Si . Aujourd'hui, des calculs plus sophistiqués prédisent eux aussi l'existence d'états clusters dans ^{24}Mg et ^{28}Si .

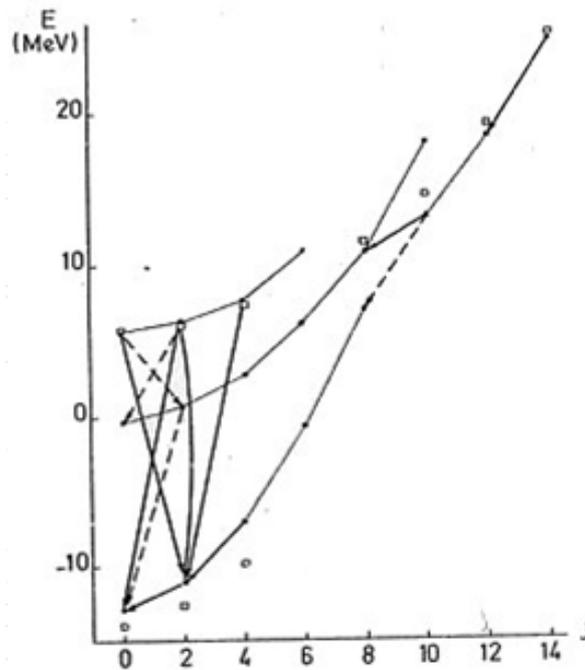


FIG. 1.6 – Bandes d'états moléculaires de ^{24}Mg de type $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ calculées par la méthode de la coordonnée génératrice [32]. Les énergies des états sont données par rapport au seuil $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Les carrés correspondent aux données expérimentales de la bande du fondamental et des résonances moléculaires.

Dans le cas de ^{24}Mg , des calculs microscopiques utilisant la méthode de la coordonnée génératrice (GCM) [31,32] prédisent 3 bandes avec une structure $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ (voir Fig.1.6) :

- une bande liée qui démarre à -12,77 MeV (soit à $E^*_{^{24}\text{Mg}} \sim 1,16$ MeV) correspond à la bande du fondamental. La distance entre les deux noyaux ^{12}C est alors de 3,31 fm,

sachant que la distance entre deux noyaux de carbone qui seraient en contact est approximativement 5 fm. Le rayon moyen de ^{24}Mg calculé est de 2,94 fm, alors qu'expérimentalement il est de $3,02 \pm 0,03$ fm. Le moment quadrupolaire Q_0 obtenu par les calculs est $\sim 58 \text{ e.fm}^2$ et expérimentalement $Q_0 = 63 \pm 7 \text{ e.fm}^2$.

- une bande quasi liée qui se trouve à -0,21 MeV (soit à $E^*_{^{24}\text{Mg}} \sim 13,72 \text{ MeV}$), la distance intercluster de cette bande est de 4,6 fm : les 2 noyaux se recouvrent légèrement. Pour le moment, cette bande n'est pas connue expérimentalement.
- une bande résonnante dont la tête de bande se trouve à 19,65 MeV, la distance intercluster de cette bande est de 7 fm. Les énergies de cette bande correspondent aux énergies des résonances moléculaires que nous examinerons dans ce travail.

On peut par ailleurs décrire le ^{24}Mg à l'aide de calculs semi-microscopiques utilisant le modèle algébrique de cluster [33], c'est-à-dire un modèle qui traite la structure interne des clusters en terme de modèle en couches SU(3) et le mouvement relatif des sous structures par un calcul vibrationnel. Ce modèle, dont nous reparlerons dans cette thèse pour l'interprétation des données, reproduit également la bande du fondamental avec une structure $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ ainsi que les bandes moléculaires.

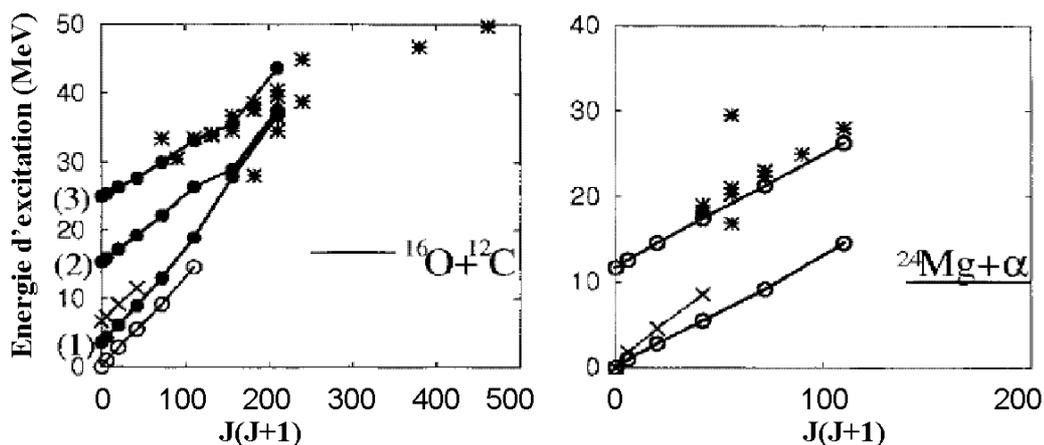


FIG. 1.7 – Bandes d'états clusters de $^{28}\text{Si}^*$ calculées par le modèle AMD [5] : à gauche, bandes du type $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, à droite, bandes du type $^{24}\text{Mg}+\alpha$.

Dans le cas de ^{28}Si , des calculs GCM [34,35] prédisent l'existence de 2 bandes de parité positive, l'une liée correspondant à la bande $K^\pi=0^+$ prolata et l'autre résonnante en accord avec les résonances moléculaires que nous discuterons plus loin. Ces calculs prédisent également 2 bandes de parité négative qui ne forment pas de bande rotationnelle en $J(J+1)$. Des calculs phénoménologiques utilisant un potentiel réel profond, déterminé à partir de données de diffusion élastique [36], produisent 3 bandes $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$ de parité positive, et 3 bandes de parité négative avec des déformations comparables aux bandes positives (constante de rotation entre 60 keV et 70 keV).

De plus, les calculs microscopiques AMD (Antisymmetrized Molecular Dynamics), décrivent et prédisent à la fois des états de type champ moyen *et* de type cluster sans en présumer l'existence au début du calcul. Ces calculs produisent plusieurs bandes dans

^{28}Si [5] et montrent qu'en termes de cluster, deux sous-structures jouent un rôle primordial dans ^{28}Si : $^{24}\text{Mg}+\alpha$ et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Ceci est illustré sur la Fig.1.7.

Ainsi la bande oblate du fondamental est reproduite par une structure de type $^{24}\text{Mg}+\alpha$, tout comme pour le modèle algébrique de cluster [37]. La configuration $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, est quant à elle, responsable de 3 bandes : une bande liée qui correspond à la bande $K^\pi=0^+$ prolata, une bande quasi liée, qui n'a pas été identifiée expérimentalement et une bande résonnante. Les bandes de parité négative obtenues par ces calculs ont des structures α très exotiques, impliquant par exemple 7α pour la bande $K^\pi = 5^-$.

Nous venons donc de montrer que les états de ^{24}Mg et de ^{28}Si peuvent être reproduits par des calculs de type cluster, même pour les bandes du fondamental. Ceci pourrait signifier que même dans ces bandes, qui sont bien reproduites par le modèle en couches, une partie de la fonction d'onde pourrait être de type cluster : $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ pour le ^{24}Mg et $^{24}\text{Mg}+\alpha$ pour la bande du fondamental de ^{28}Si . Il y a ainsi en termes d'agrégats une grande différence entre ces 2 noyaux, car les bandes évoquées pour ^{24}Mg , que ce soit la bande du fondamental ou la bande résonnante, ont des structures $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ alors que pour ^{28}Si le fondamental est de type $^{24}\text{Mg}+\alpha$, mais la bande prolata ainsi que les bandes résonnantes sont de type $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Il est remarquable que dans ces 2 noyaux, de nombreuses structures en agrégat soient prédites et ce, même pour les états de basse énergie. Comment tester alors expérimentalement la nature cluster de ces états ? Pour tenter de répondre à cette question, nous allons à présent nous intéresser aux résonances moléculaires.

2 Collisions et résonances

2.1 Résonances moléculaires

Dans les années 60, avec l'utilisation des premiers faisceaux de ^{12}C relativement intenses, Bromley et ses collaborateurs ont étudié la réaction de diffusion élastique $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$. Ils furent alors surpris de découvrir, proche de la barrière de Coulomb (B_C), des "anomalies" (des pics) dans les fonctions d'excitation des voies de réactions. Ils étudièrent les sections efficaces de différentes voies et trouvèrent que ces résonances étaient corrélées [38]. Sur la Fig.1.8(a) sont présentées de telles résonances pour les voies d'évaporation protons, γ , α et n. Pour expliquer l'apparition de ces structures, ils envisagèrent très vite l'implication d'états de type moléculaire des noyaux composés alimentés favorablement par la voie d'entrée. Ceci donna lieu à de nombreux débats et d'autres systèmes furent investigués. Comme pour $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, on observe aussi des structures étroites dans les collisions $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ (Fig.1.8(b)), $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, $^{24}\text{Mg}+^{24}\text{Mg}$ jusqu'au système $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$.

A la barrière de Coulomb et même en dessous, les systèmes basés sur les noyaux de carbone et d'oxygène présentent les résonances les plus prononcées observées à l'heure actuelle ($\Gamma \sim 50$ à 250 keV). Une liste des résonances proches de B_C pour $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ est donnée Tab.1.1.

Les principaux arguments pour que ces résonances soient de type moléculaire sont :

- leurs largeurs qui sont trop étroites pour provenir d'une variation du type potentiel optique et trop larges pour provenir de fluctuations statistiques. Notons qu'autour de B_C , on peut estimer qu'il y a un état 2^+ tous les 20 keV,

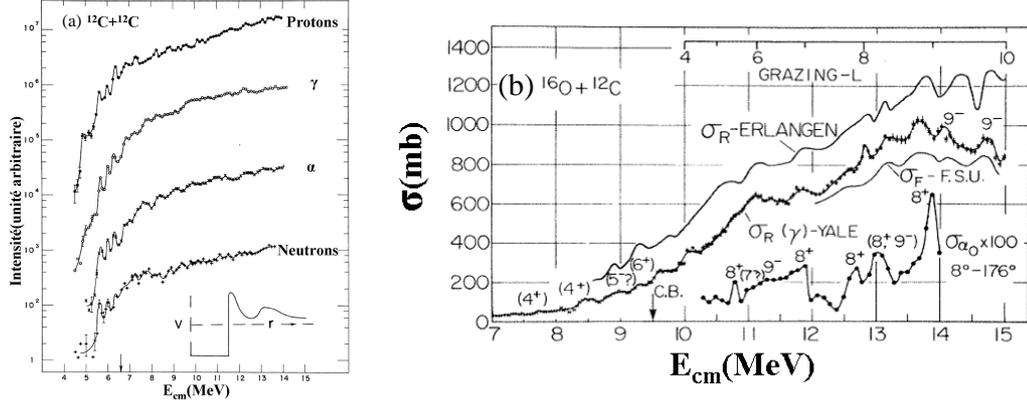


FIG. 1.8 – Sections efficaces de différentes voies de réaction dans les systèmes (a) $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ [38] et (b) $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ [39].

$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$		
$E_{\text{cm}}(\text{MeV})$	$\Gamma(\text{keV})$	$J(\hbar)$
5,38	60-80	2
5,66	50-140	2
5,75	60	4
5,78	60	2
5,8	50	0
5,95	50-100	4
5,97	50	0
6,01	50-70	2
6,29	60-125	2
6,49	50	4
6,65	50-100	2
6,85	125	4
7,3	75	-
7,45	75	-
7,58	110	6
7,71	125	4
7,85		4
8,25	175	4
8,43		4
8,83	125	6

$^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$		
$E_{\text{cm}}(\text{MeV})$	$\Gamma(\text{keV})$	$J(\hbar)$
6,5	400	-
7,72	54	4
8,45	179	4
8,91	234	5
9,26	101	6
9,58	108	-
10,08	49	-
10,15	50	8

TAB. 1.1 – Caractéristiques (énergie, largeur et spin) des résonances $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ proches de $B_C \sim 6$ MeV [40, 41] et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ proches de $B_C \sim 7,8$ MeV [42, 43].

- les durées de vie correspondantes qui sont de l'ordre de $4,4 \times 10^{-21}\text{s}$. Ces temps sont trop longs pour correspondre à un effet de variation à la surface des noyaux (sachant que le temps que met un nucléon pour traverser le noyau à l'énergie de Fermi est de $\sim 1,1 \times 10^{-22}\text{s}$) et trop courts pour correspondre à la formation d'un

- noyau composé équilibré dont le temps typique de formation est de 10^{-18}s ,
- leur corrélation dans différentes voies de réaction, qui exclut définitivement une fluctuation statistique,
- le fait que les spins de ces résonances se trouvent toujours dans une plage $\Delta J = l_{\text{effleurement}} \pm 2$ et que l'on puisse regrouper ces états en bandes ayant un grand moment d'inertie.

A l'appui de l'interprétation moléculaire, un grand nombre de modèles théoriques sont à même d'expliquer les énergies et spins de ces états clusters. Des modèles microscopiques comme le modèle GCM, présenté dans le paragraphe précédent, prédisent l'existence de bandes résonnantes moléculaires. De même, des calculs TDHF (Time Dependant Hartree Fock) [44] impliquant la vibration d'un état isomérique très déformé de ^{24}Mg reproduisent les résonances mesurées dans le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$.

Expérimentalement, l'indice le plus probant de l'aspect moléculaire de ces résonances provient des études de bandes de break-up réalisées par la collaboration Charissa. Dans une première série d'expériences [45, 46], les auteurs ont mesuré des états de break-up $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ dans la voie de sortie de la réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}^{12}\text{C})\alpha$. Cette réaction alimente de façon très sélective quelques états de ^{24}Mg alors que la densité d'états avoisine les 10^6 états/MeV dans la plage d'énergie sondée expérimentalement. En mesurant de façon exclusive tous les fragments, ils ont pu déduire les énergies d'excitation de ces états et, en procédant à une analyse des corrélations angulaires entre les fragments, ils ont mesuré les spins de ces états de break-up. Ceux-ci sont entre 4 et $18\hbar$ et sont présentés Fig.1.9 (gauche). Il semble former une bande de rotation dont le premier membre devrait se

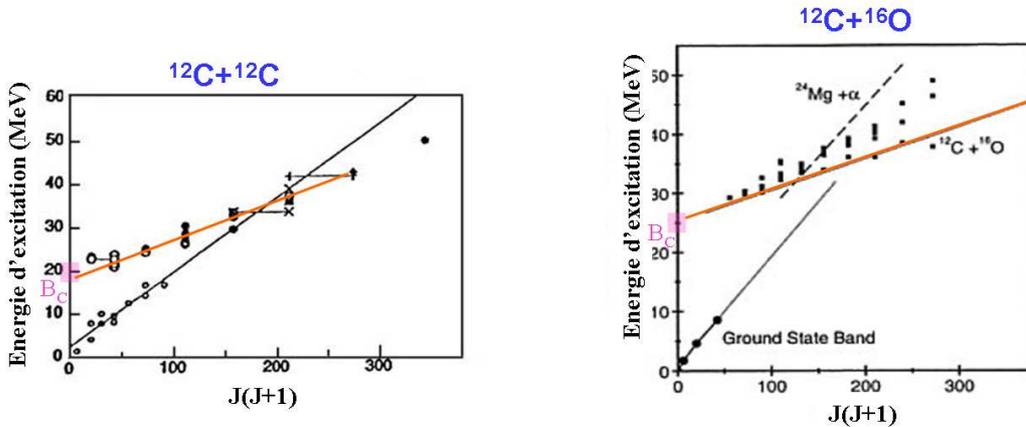


FIG. 1.9 – Systématique de spins des bandes de break-up indiquées en orange sur les graphiques. A gauche pour la réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}^{12}\text{C})\alpha$ [45, 46], à droite pour la réaction $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{12}\text{C}^{16}\text{O})\alpha$ [47]. B_C indique la barrière de Coulomb pour chaque système.

trouver à $E_{^{24}\text{Mg}^*} = 19 \pm 1$ MeV et dont les énergies suivent la loi $E^* = K \times J(J+1)$, avec une constante de rotation $K = 89,14$ keV. Ils s'agit donc d'états dont la très grande déformation est proche de celle attendue pour des états moléculaires. Le même travail expérimental a été réalisé pour étudier des états de break-up $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ via la réaction $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{12}\text{C}^{16}\text{O})\alpha$ [47](droite). Des états dont les spins sont compris entre 10 et $16\hbar$ ont été mesurés, leur systématique est représentée sur la Fig.1.9. Ils semblent à nouveau former une bande de grande déformation avec un $K = 44 \pm 8$ keV. Les positions de ces états

de break-up sont en accord avec les résonances moléculaires trouvées dans les autres voies de réactions. Notons cependant dans ces deux expériences, que les états de même spins sont dégénérés et que les bandes sont proposées en prenant la valeur moyenne des énergies pour chaque spin. L'émergence de ces résonances reste un sujet à élucider, ceci d'autant plus que de telles résonances ont été trouvées jusqu'aux énergies ($E_{\text{cm}}=2,14$ MeV) voisines de la fenêtre de Gamow dans le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, ce qui donne un intérêt nouveau aux résonances moléculaires en termes d'impact sur les taux de production nucléaires dans les étoiles et les modèles astrophysiques [48].

2.2 Section efficace de fusion et distribution de spins

Bien que les sections efficaces des collisions $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ présentent des résonances, nous proposons, dans cette partie, de calculer leur processus de fusion normal, i.e. non résonnant. Ceci nous permet d'obtenir les sections efficaces de fusion et les distributions de spin aux énergies explorées expérimentalement dans ce travail et constitue en quelque sorte le fond statistique de nos données, ne présentant pas d'effet de structure.

2.2.1 Cas de la collision $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$

Sur la Fig.1.10 est présentée la section efficace de fusion tirée des données des références [40,41,49]. D'après les arguments présentés dans la référence [40], nous avons appliqué un facteur de renormalisation de 0,7 pour les données de [41], permettant de retrouver un accord raisonnable entre les différents jeux de données expérimentales. Afin de déduire les sections efficaces de fusion à nos énergies expérimentales, nous avons paramétrisé la courbe de fusion par l'expression standard de Glas et Mosel [50] :

$$\sigma_F = \frac{\hbar\omega J_B}{2\mu E} \ln\left(1 + \exp\left(\frac{2\pi(E - V_B)}{\hbar\omega}\right)\right) \quad (1.1)$$

Avec $J_B = \mu R_B^2$ le moment d'inertie correspondant au rayon R_B de la barrière de Coulomb et V_B correspondant à la hauteur de la barrière de Coulomb.

Les meilleurs ajustements sont obtenus avec les jeux de paramètres donnés Tab.1.2 qui y sont comparés avec ceux donnés dans la littérature.

R_B (fm)	V_B (MeV)	$\hbar\omega$ (MeV)	Référence
5,72	5,63	1,8	ce travail
6,5	5,8	-	[51]
6,64	6,17	-	[52]
6,6	6,6	2	[53]

TAB. 1.2 – Paramètres de l'ajustement de la section efficace de fusion pour le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$.

Le Tab.1.3 reporte les sections efficaces que l'on trouve avec l'ajustement précédent.

Nous avons utilisé le traitement quantique de la collision entre deux bosons identiques [54], avec des états fondamentaux 0^+ , pour calculer la distribution de spins qui permet de retrouver les valeurs de la section efficace de fusion données Tab.1.3 :

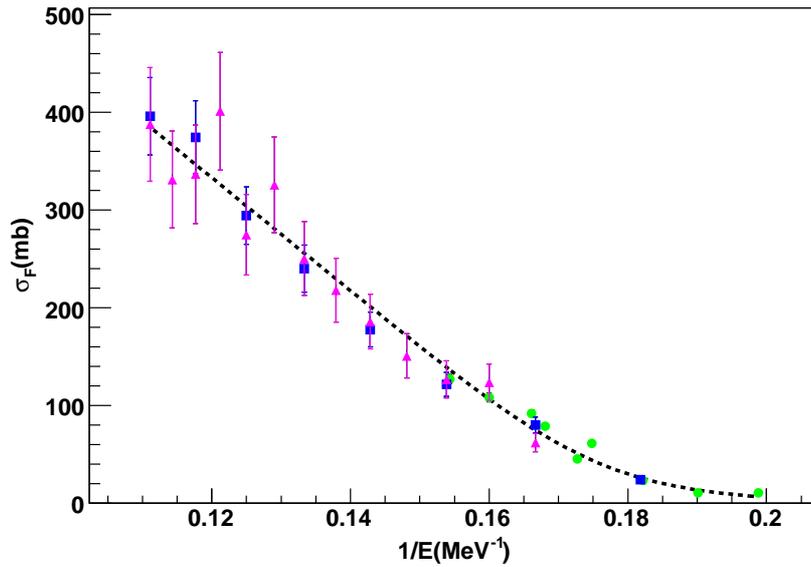


FIG. 1.10 – Section efficace de fusion $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (carré bleu [49], triangle rose [41] et cercle vert [40]) que j'ai ajustée avec l'expression de Glas et Mosel en noir [50].

$E_{\text{cm}}(\text{MeV})$	6	6,4	6,8	7,5	8
$\sigma_F(\text{mb})$	75	126	177	256	304

TAB. 1.3 – Sections efficaces de fusion déduites de l'ajustement par la formule de Glas et Mosel [50] pour le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$.

$$\sigma_F = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l_{\text{pair}}} 2(2l+1)P_l \quad \text{avec} \quad P_l = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{l-l_0}{\Delta}\right)} \quad \text{et} \quad \Delta = 1, \quad (1.2)$$

où P_l est le coefficient de transmission à travers la barrière pour une onde partielle l et Δ est le coefficient de diffusivité couramment pris à un. Les ondes partielles en jeu dans le cas de collision entre bosons identiques sont paires. Le moment angulaire critique l_0 est établi numériquement pour retrouver les valeurs des sections efficaces du Tableau 1.3. Le tableau 1.4 reporte la liste des moments angulaires critiques (l_0), des moments angulaires moyens ($\langle l \rangle$) ainsi que des distributions de spin aux différentes énergies expérimentales de notre étude qui permettent de retrouver les sections efficaces de fusion du Tableau 1.3 à partir de l'équation 1.2.

2.2.2 Cas de la collision $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$

Nous avons suivi la même procédure pour ^{28}Si . Les données expérimentales utilisées pour la section efficace de fusion (voir Fig.1.11) sont extraites de [42, 43].

Les meilleurs ajustements sont obtenus avec les jeux de paramètres donnés dans le Tab.1.5 où ils sont comparés avec ceux donnés dans la littérature.

Le Tab.2.2.2 reporte les sections efficaces que l'on trouve avec l'ajustement précédent.

$E_{cm}(\text{MeV})$	$l_0(\hbar)$	$\langle l \rangle(\hbar)$	$P_0(\%)$	$P_2(\%)$	$P_4(\%)$	$P_6(\%)$	$P_8(\%)$
6	0,64	1,81	32	50	15	3	0
6,4	1,56	2,16	22	53	20	4	1
6,8	2,28	2,47	16	52	25	6	1
7,5	3,27	2,94	11	45	33	9	2
8	3,85	3,23	9	39	37	12	2

TAB. 1.4 – Contribution des différentes ondes partielles l dans la section efficace de fusion $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$.

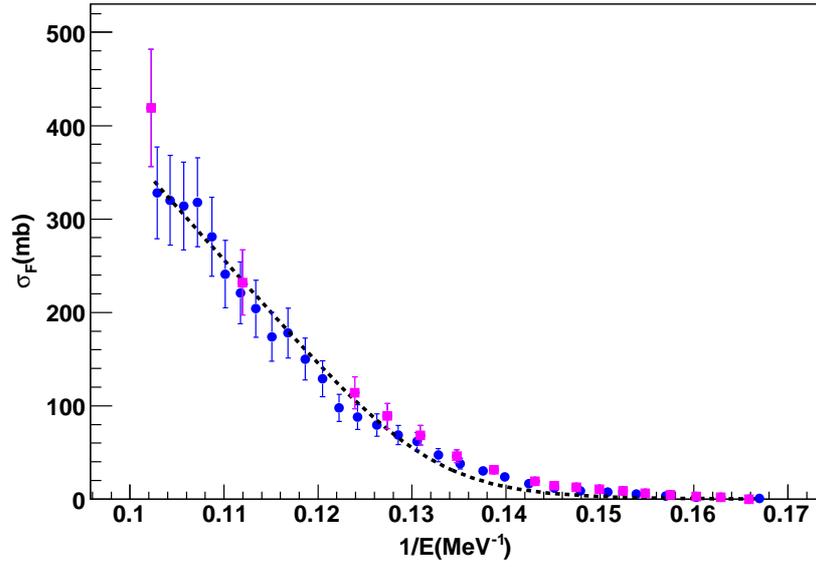


FIG. 1.11 – Section efficace de fusion $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ (carré rose [43], cercle bleu [42]) ajustée avec l'expression de Glas et Mosel en noir.

$R_B(\text{fm})$	$V_B(\text{MeV})$	$\hbar\omega(\text{MeV})$	Référence
6,91	7,54	1,8	ce travail
7,5	7,7	5	[55]
7,93	7,94	2,9	[56]

TAB. 1.5 – Paramètres de l'ajustement de la section efficace de fusion $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ par la formule de Glas et Mosel.

$E_{cm}(\text{MeV})$	8,5	8,8	9
$\sigma_{fusion}(mb)$	171	215	244

TAB. 1.6 – Sections efficaces de fusion déduites de l'ajustement par la formule de Glas et Mosel [50].

Des calculs en voies couplées ont été réalisés pour ce système étudié par N. Rowley [57] afin de déterminer la position de B_C et les différentes distributions de spin à nos énergies expérimentales. Il a effectué des calculs comportant une barrière, $V_B \sim 7,68$ MeV, et des calculs comportant deux barrières, $V_{B1} \sim 7,4$ MeV et $V_{B2} \sim 8,2$ MeV.

Comme pour le cas de $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, nous avons déduit les distributions de spins correspondant aux valeurs des sections efficaces obtenues par l'ajustement. Il ne s'agit plus ici de bosons identiques et nous avons utilisé la formule quantique pour la fusion de bosons non identiques avec des états fondamentaux 0^+ :

$$\sigma_f = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) P_l \quad \text{avec} \quad P_l = \frac{1}{1 + \exp(\frac{l-l_0}{\Delta})} \quad \text{et} \quad \Delta = 1 \quad (1.3)$$

Le Tab.1.7 donne les poids des différentes ondes partielles dans les distributions de spin, ainsi que ceux obtenus par N. Rowley dans le cas de calcul à une(1b) ou deux barrières(2b).

$E_{\text{cm}}(\text{MeV})$	$l_0(\hbar)$	$\langle l \rangle(\hbar)$	P_0	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5	P_6	P_7	P_8
8,5	2,98	2,8	6	17	24	22	15	8	4	2	1
1b	-	2,6	6	17	25	25	17	8	2	0	0
2b	-	2,7	6	16	23	25	19	8	2	0	0
8,8	3,56	3,1	5	14	21	22	18	11	5	2	1
1b	-	2,9	5	14	22	25	20	10	3	0	0
2b	-	2,9	5	14	21	24	21	12	3	0	0
9	3,92	3,3	4	12	19	22	19	12	6	3	1
1b	-	3	4	13	20	25	21	12	4	1	0
2b	-	3	4	13	20	23	21	14	4	1	0

TAB. 1.7 – Contribution des différentes ondes l dans la section efficace de fusion du système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, le poids de chaque onde est donné en %.

Forts de la détermination du comportement de base, statistique, de la fusion à la barrière de ces deux systèmes, nous avons cherché à mieux comprendre l'influence du mécanisme de collision sur l'émergence des résonances. Nous avons effectué des calculs dynamiques TDHF que nous présentons dans le paragraphe suivant.

2.3 Mécanisme de collision étudié par des calculs TDHF.

Nous avons énoncé précédemment l'existence de résonances présumées moléculaires dans les réactions de collision $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Par des calculs TDHF, une approche entièrement microscopique, nous avons cherché à caractériser l'aspect dynamique de la voie d'entrée de ces collisions afin de comprendre l'influence de la voie d'entrée sur l'existence des résonances. Nous avons réalisé ces calculs en collaboration avec C. Simenel (CEA, Saclay).

2.3.1 Formalisme des calculs

En physique nucléaire, les calculs TDHF utilisent les énergies fonctionnelles de la densité (EDF) $E[\rho]$ où ρ est la matrice densité à un corps. Dans ce travail, les EDF sont

construites à partir de l'interaction de Skyrme avec la paramétrisation SLy4d [58] pour modéliser l'interaction entre les nucléons. C'est le seul aspect de la théorie qui soit phénoménologique, ajusté sur les propriétés de structure de la matière nucléaire. Le principe de Pauli est respecté au cours du temps en imposant à la fonction d'ondes à N particules de demeurer un déterminant de Slater de fonctions d'ondes à particules indépendantes. A $T=0$, les noyaux sont dans leur état fondamental Hartree Fock [59, 60] permettant un traitement cohérent de la structure nucléaire et de la dynamique de la réaction. Un état à particules indépendantes à $A = A_1 + A_2$ particules est construit à partir de la sommation des états Hartree Fock des deux noyaux de la collision. L'équation TDHF prend la forme d'une équation de Liouville-von Neuman :

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [h[\rho], \rho], \quad (1.4)$$

Où ρ est la matrice densité à 1 corps associée aux états à particules indépendantes avec pour éléments :

$$\rho(\mathbf{r}sq, \mathbf{r}'s'q') = \sum_{i=1}^{A_1+A_2} \phi_i(\mathbf{r}sq) \phi_i^*(\mathbf{r}'s'q'). \quad (1.5)$$

A_1 et A_2 sont le nombre de nucléons de chacun des noyaux en collision, et ϕ les fonctions d'ondes à une particule occupées. L'équation 1.4 est résolue à tous les pas en temps par le code TDHF3D développé par P. Bonche et al. Le plan perpendiculaire à l'axe z, le plan de collision, est utilisé comme plan de symétrie. Le pas en temps est de $\Delta t = 1,5 \times 10^{-24}$ s et les pas du réseau sont de 0,8 fm (voir référence [61] pour plus de détails pratiques).

2.3.2 Barrière de Coulomb et moment angulaire limite.

Dans un premier temps, nous avons étudié l'énergie minimale à fournir aux noyaux pour leur permettre de dépasser la répulsion coulombienne et de fusionner, ce qui correspond à la hauteur de B_C . Expérimentalement, le ^{12}C est oblate ($Q_0 \sim -22 \pm 11 \text{ e.fm}^2$). Il n'est cependant pas possible de tester l'influence des orientations possibles du carbone sur le mécanisme de fusion. En effet les fonctions d'onde du noyau de carbone calculées dans le minimum Hartree Fock ont un moment quadrupolaire de $-4,2 \text{ e.fm}^2$, soit bien inférieure à la valeur expérimentale. Nous avons alors considéré dans nos calculs le ^{12}C comme sphérique.

La Fig.1.12 présente, pour différentes énergies, la distance entre les deux noyaux de ^{12}C en fonction du temps. Si l'on place à $T=0$ les deux noyaux de carbone à une distance de 44,8 fm et à une énergie $E_{\text{cm}} = 6,05 \pm 0,6 \text{ MeV}$, on voit que quelque soit l'énergie, les noyaux se rapprochent jusqu'à un temps limite indiqué par une flèche noire sur la figure. Après ce temps, soit ils s'éloignent dû à un processus de diffusion comme pour les courbes indiquées par la flèche violette, qui remontent, soit ils continuent à se rapprocher jusqu'à ce qu'il y ait fusion entre les deux noyaux comme sur les courbes de la Fig.1.12 indiquées par une flèche jaune. L'énergie limite qui permet aux noyaux deux noyaux de carbone de fusionner se trouve entre $E_{\text{cm}} = 6$ et $6,1 \text{ MeV}$. L'énergie limite de fusion pour le système $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ se trouve entre $E_{\text{cm}} = 7,8$ et $7,9 \text{ MeV}$ comme cela est présenté Fig.1.13.

Nous avons également calculé par TDHF le moment angulaire moyen $\langle l \rangle$ limite permettant la fusion aux différentes énergies sondées expérimentalement. La Fig.1.14 présente la distance entre les deux noyaux en fonctions du temps à $E_{\text{cm}} = 6,8 \text{ MeV}$ pour différents moments angulaires moyens $\langle l \rangle$.

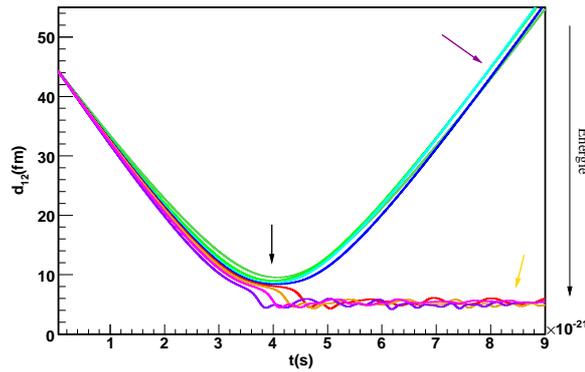


FIG. 1.12 – Distance entre les 2 noyaux de ^{12}C en fonction du temps au cours de la collision. Les courbes en rouge/rose correspondent à une collision pour des énergies $E_{\text{cm}}=5,45$; $5,75$; $5,9$ et 6 MeV. Les courbes en bleu/vert correspondent à une collision pour des énergies $E_{\text{cm}}= 6,1$; $6,2$; $6,35$ et $6,65$ MeV.

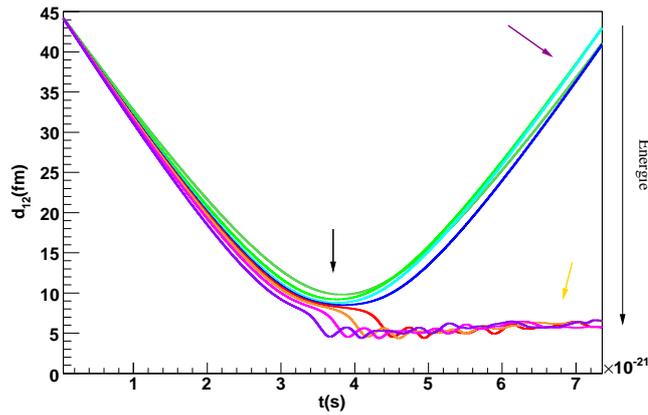


FIG. 1.13 – Distance entre le noyau de ^{12}C et de ^{16}O en fonction du temps au cours de la collision. Les courbes en rose/rouge correspondent à une collision pour des énergies $E_{\text{cm}}=7,9$; 8 ; $8,24$; $8,64$ MeV. Les courbes en vert/bleu correspondent à une collision pour des énergies $E_{\text{cm}}= 7,07$; $7,46$; $7,7$ et $7,8$ MeV.

E_{cm} (MeV)	$\langle l \rangle_{\text{max}}(\hbar)$ (fusion)	$\langle l \rangle_{\text{min}}(\hbar)$ (diffusion)
6		0
6,4	2,1	2,2
6,8	3,2	3,3
7,5	4,6	4,7
8	5,4	5,5

TAB. 1.8 – $\langle l \rangle_{\text{lim}}$ permettant la fusion aux énergies expérimentales étudiées dans le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$.

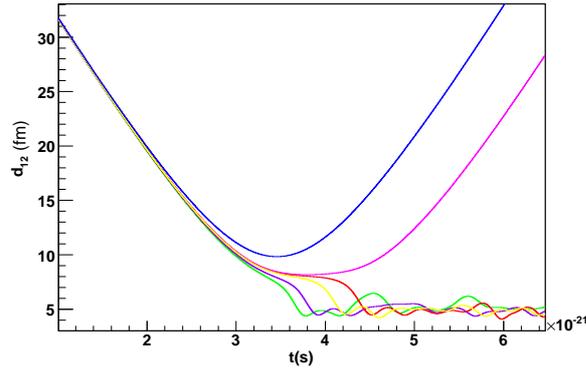


FIG. 1.14 – Distance entre les 2 noyaux de ^{12}C en fonctions du temps. Les courbes ont toutes été faites pour une collision à $E_{\text{cm}}=6,8$ MeV pour des $\langle l \rangle = 0$ (vert), 2 (violet), 3 (jaune), 3,2 (rouge), 3,3 (rose) et 6 (bleu) \hbar .

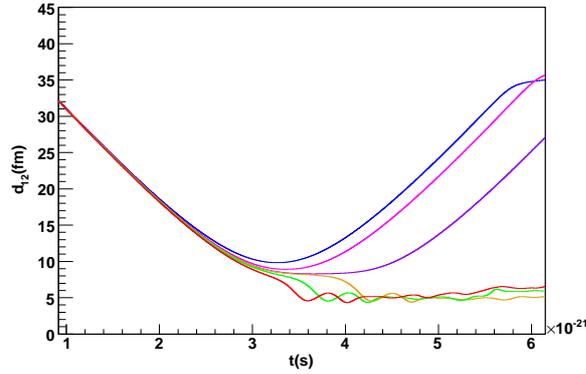


FIG. 1.15 – Distance entre les noyaux de ^{12}C et de ^{16}O en fonctions du temps. Les courbes ont toutes été faites pour une collision à $E_{\text{cm}}=8,8$ MeV pour des $\langle l \rangle = 0$ (rouge), 3 (vert), 3,9 (orange), 4 (violet), 5 (rose) et 7 (bleu) \hbar .

E_{cm} (MeV)	$\langle l \rangle_{\text{max}}(\hbar)$ fusion	$\langle l \rangle_{\text{min}}(\hbar)$ diffusion
8,5	3,2	3,3
8,8	3,9	4
9	4,4	4,5

TAB. 1.9 – $\langle l \rangle_{\text{lim}}$ permettant la fusion aux énergies expérimentales étudiées dans le système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$.

A nouveau, quelque soit le moment angulaire moyen de la réaction, c'est-à-dire quelque soit le paramètre d'impact imposé pour la collision, les noyaux vont se rapprocher jusqu'à un temps d'environ $3,6 \cdot 10^{-21}$ s. Après ce temps, soit les noyaux fusionnent ($\langle l \rangle < \langle l \rangle_{\text{critique}}$), soit les noyaux sont diffusés ($\langle l \rangle > \langle l \rangle_{\text{critique}}$). Les moments angulaires limites permettant la fusion pour les différentes énergies sondées dans le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$,

sont listés dans le Tab.1.8. Pour le système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, les moments angulaires limites qui permettent la fusion aux énergies expérimentales sondées, sont listés Tab.1.9. La Fig.1.15 présente la distance entre les deux noyaux en fonction du temps à $E_{\text{cm}}=8,8$ MeV.

On peut remarquer que les valeurs de B_C obtenues par le calcul TDHF sont très proches de celles que nous avons trouvées par l'ajustement des sections efficaces de fusion. Les $\langle l \rangle$ critiques sont, quand à eux un peu plus élevés que les l_0 tabulés Tab.1.4 et Tab.1.7. Ces deux grandeurs ne sont cependant pas directement comparables, car le $\langle l \rangle$ de TDHF est directement lié au paramètre d'impact qui est une grandeur conservée dans TDHF et le l_0 correspond au l limite pour lequel l'onde partielle est transmise sans atténuation dans le facteur de transmission P_L .

2.3.3 Temps de vie dinucléaire.

Nous avons estimé dans les calculs TDHF le temps durant lequel les deux noyaux restent en contact, formant ainsi un dinoyau. La définition que nous avons donnée à l'existence d'un dinoyau est lorsque la densité nucléaire au col dépasse $0,004 \text{ fm}^{-3}$ et reste en dessous de $0,14 \text{ fm}^{-3}$, soit un peu en dessous de la densité de saturation qui est de $0,16 \text{ fm}^{-3}$. En effet, pour des noyaux légers, lorsque la densité au col dépasse $0,14 \text{ fm}^{-3}$, les deux noyaux fusionnent alors sur un temps court par rapport au temps de vie dinucléaire. Ceci n'est cependant plus le cas pour des noyaux très lourds (voir par exemple l'article [62] qui traite la collision de $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ par TDHF). Dans le cas du système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, ceci correspond à une distance d_{12} entre les deux noyaux de carbone de $8,95 \text{ fm}$ à $5,71 \text{ fm}$. Il est intéressant de noter que ces distances sont comparables aux structures moléculaires quasi liées et résonnantes calculées par D. Baye et P. Descouvemont dont les distances intercluster sont de $4,6$ et 7 fm respectivement. La Fig.1.16 présente ces temps dinucléaires en fonction de $\langle l \rangle$ aux 5 énergies expérimentales. On remarque que, quelque soit l'énergie, ce temps dinucléaire augmente à l'approche du moment angulaire limite.

Nous avons également calculé le temps de vie dinucléaire dans le cas de la collision $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Afin d'utiliser une définition cohérente avec celle donnée pour le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, nous avons adopté comme temps de vie dinucléaire, le temps pour lequel la densité au col se trouve entre $0,004$ et $0,14$ nucléon/ fm^3 ce qui correspond à une distance entre le noyau de ^{12}C et de ^{16}O comprise entre $5,98 \text{ fm}$ et $10,43 \text{ fm}$.

Sur la Fig.1.17, on note qu'à nouveau le temps dinucléaire augmente lorsqu'on se rapproche du $\langle l \rangle$ limite. Ce résultat est intéressant : il pourrait expliquer le fait que les spins des résonances "moléculaires" qui ont été mesurés expérimentalement se trouvent toujours dans une fourchette de $l_{\text{effleurement}} \pm 2$. Bien sûr ce résultat a été établi pour des résonances à plus haute énergie, où le nombre d'ondes partielles participant à la fusion est grand. Cela ne suffit pas à expliquer entièrement l'existence des résonances puisque dans les calculs, nous n'avons sondé que la voie d'entrée de la réaction, et que ces résultats sont à mettre en corrélation avec la voie de sortie qui favorise l'observation de phénomènes résonnants lorsque le nombre de voies ouvertes est faible [63]. Toutefois les temps dinucléaires obtenus sont en dessous des temps correspondant aux résonances qui sont de l'ordre de $\tau=\hbar/\Gamma \sim 2,6 \times 10^{-21} \text{ s}$. Si on tient compte du fait qu'un phénomène de résonance moléculaire augmenterait le temps d'existence du dinoyau, le fait que les temps dinucléaires calculés sans cette stabilisation soient inférieurs aux temps des résonances permet de comprendre leur observation dans les fonctions d'excitation.

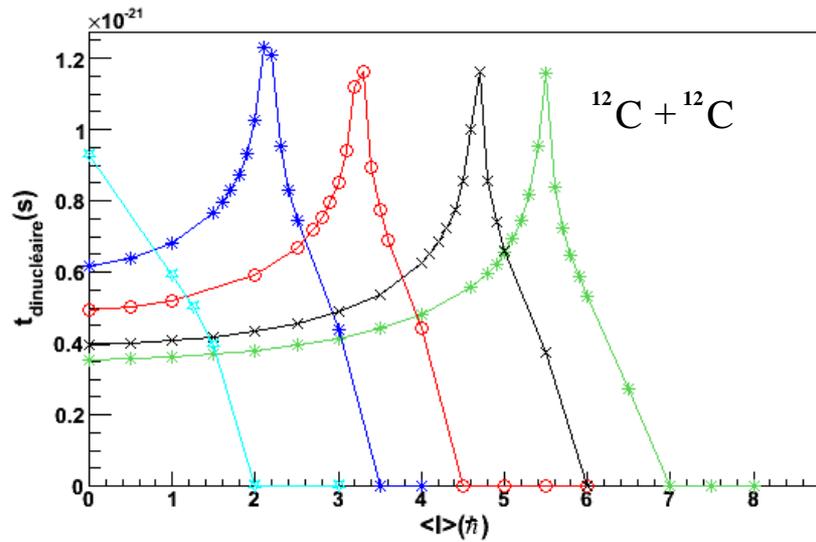


FIG. 1.16 – Temps de vie dinucléaire en fonction du moment angulaire moyen de la collision à $E_{\text{cm}} = 6,0$ (turquoise) ; 6,4 (bleu) ; 6,8 (rouge) ; 7,5 (noir) et 8 (vert) MeV.

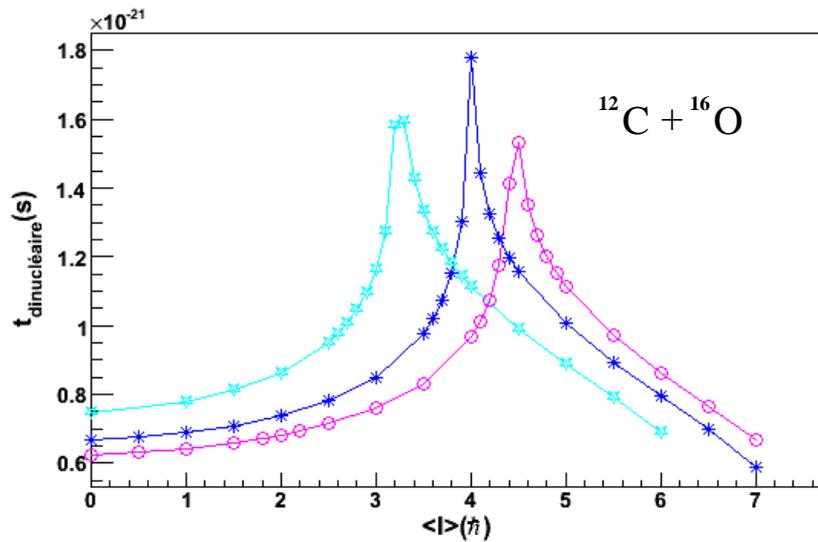


FIG. 1.17 – Temps de vie dinucléaire en fonction du moment angulaire moyen de la collision à $E_{\text{cm}} = 8,5$ (turquoise) ; 8,8 (bleu) et 9 (rose) MeV.

2.4 Capture radiative : du mécanisme de réaction à la structure

La capture radiative est la fusion complète entre un noyau cible et un noyau projectile menant à un noyau composé qui ne se désexcite que par émission γ . Ce processus a beaucoup été étudié dans les réactions de fusion induites par proton, neutron ou α , car dans ce cas, il est l'un des processus de décroissance emportant une grande partie de flux de fusion. Dans le cas des processus de fusion impliquant des ions plus lourds, comme ^{12}C

ou ^{16}O , la chaleur de réaction est plus élevée et B_C aussi, l'énergie d'excitation du noyau composé formé est bien supérieure aux seuils de désexcitation par particules et la voie de décroissance γ se trouve défavorisée par rapport aux voies de désexcitation par particules. Ce processus est néanmoins un très bon moyen de sonder les résonances moléculaires : il explore à la fois le recouvrement entre la voie d'entrée et les états du système composé, les états alimentés directement dans le noyau composé et les états de plus basse énergie de ce noyau.

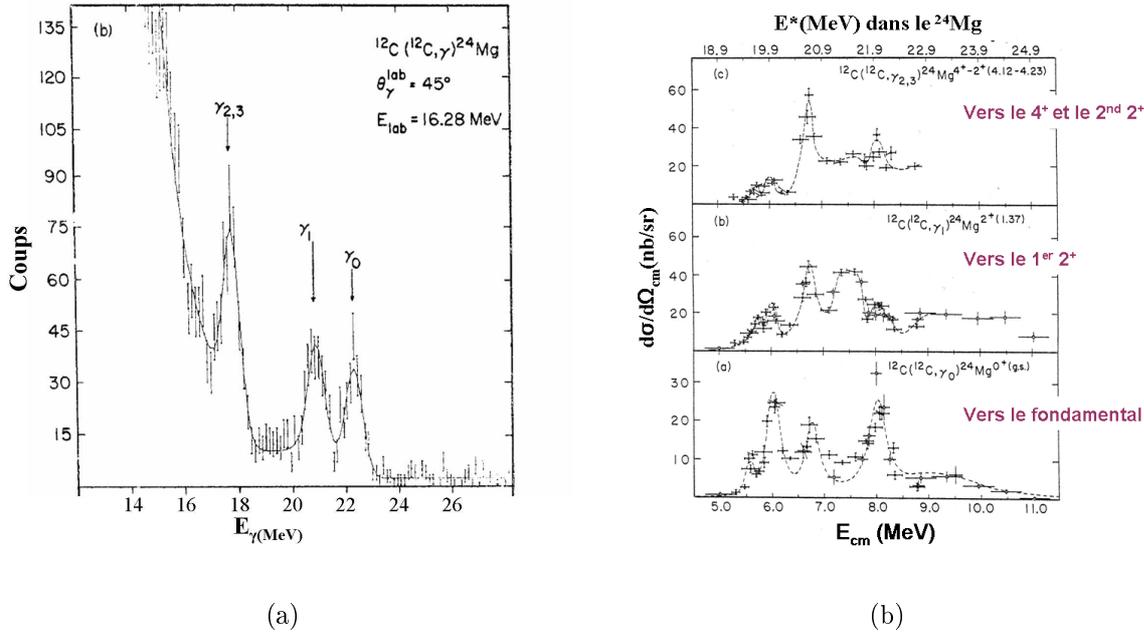


FIG. 1.18 – (a) Spectre γ de la réaction $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$ à $E_{\text{Lab}} = 16,28$ MeV. (b) Fonction d'excitation de la réaction $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$ vers les quatre premiers états de ^{24}Mg [65].

Dans les années 70, Heikkinen et al. mesurèrent un grand nombre de sections efficaces de capture radiative d'ions lourds à travers différentes plages d'énergies de bombardement [64]. A part pour $^7\text{Li}(^{16}\text{O}, \gamma_{0,1})^{23}\text{Na}$, i.e. la voie de capture radiative vers le fondamental et le premier état excité de ^{23}Na , où il observa une résonance à $E_{^{23}\text{Na}}^* = 25,4$ MeV, aucune autre résonance ne fut trouvée. Les sections efficaces de capture radiative mesurées étaient de l'ordre de quelques nb/sr. Au début des années 80 Sandorfi et al. [65, 66] étudièrent les réactions d'électrofission de différents systèmes. Ils mesurèrent pour la réaction $^{24}\text{Mg}(e, e')$ de fortes résonances dans la voie de fission $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, de même que dans la réaction $^{28}\text{Si}(e, e')$ dans la voie de fission $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$. Le processus d'électrofission correspond à l'absorption d'un γ virtuel et est donc la réaction inverse en temps de la capture radiative vers le fondamental. Sandorfi et al. ont alors réexploré la voie de capture radiative pour ces deux systèmes. La détection γ était basée sur l'utilisation d'un NaI(Tl) de gros volume. Les spectres obtenus pour les deux systèmes sont donnés Fig.1.18(a) et Fig.1.19(a) [65, 67]. Les γ ayant des énergies $E_\gamma > 18$ MeV pour le ^{24}Mg et $E_\gamma > 22$ MeV pour le ^{28}Si correspondent bien à l'alimentation des états de basse énergie de ces deux noyaux, mais la partie basse du spectre est polluée par l'empilement des γ provenant des voies à particules légères. Ainsi, les auteurs n'avaient accès qu'aux γ alimentant les

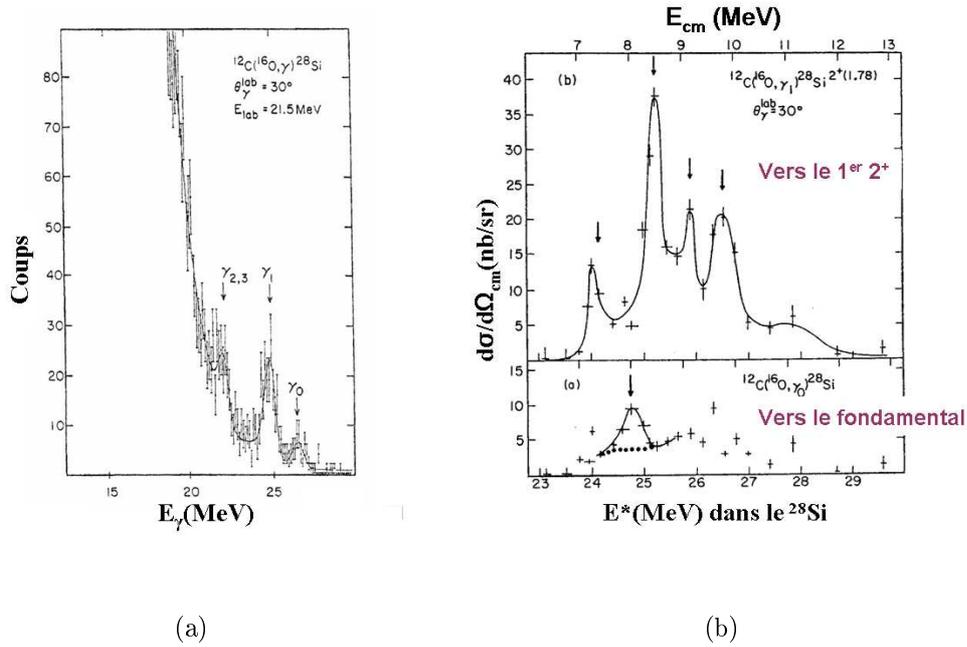


FIG. 1.19 – (a) Spectre γ de la réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \gamma)^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{Lab}} = 21,5$ MeV. (b) Fonction d'excitation de la réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \gamma)^{28}\text{Si}$ vers les deux premiers états de ^{28}Si [65].

états de basse énergie de ces deux noyaux. En effectuant la mesure à différentes énergies de bombardement, les sections efficaces de capture radiative pour ces 2 systèmes ont été établies (voir Fig.1.18(b) et Fig.1.19(b)). Elles présentent des résonances étroites ($\Gamma \sim 200$ keV) et très prononcées. Pour expliquer ces résonances, Sandorfi et al. ont proposé plusieurs hypothèses dont l'explication moléculaire, à laquelle ils ont préféré une interprétation basée sur des résonances géantes quadrupolaires pour le cas de ^{24}Mg , car les résonances disparaissaient à 90° . Pour le ^{28}Si , leurs conclusions étaient moins tranchées car les distributions angulaires sont différentes pour les différentes résonances : E2 pour la résonance à 9,8 MeV, M1 pour la résonance à 8,5 MeV et E2 pour la résonance à 7,2 MeV.

Dans le cas de ^{28}Si , les auteurs ont proposé une amélioration de leur dispositif expérimental en ajoutant un filtre de Wien à $1,2^\circ$ ce qui leur permettait de sélectionner partiellement les noyaux de recul de ^{28}Si . Le spectre γ mesuré en coïncidence est présenté Fig.1.20(a) [65,68]. On y voit des γ de capture radiative pour $E_\gamma > 15$ MeV. Ils ont identifié l'alimentation d'autres états de ^{28}Si via essentiellement un γ de 18 MeV qui correspond à l'alimentation d'états autour de 7 MeV dans ^{28}Si . Les auteurs ont attribué cette alimentation aux deux premiers membres de la bande prolate le 0_3^+ à 6,69 MeV et le 2^+ à 7,2 MeV. La section efficace de capture radiative pour ces états peut atteindre $2\mu\text{b}$. Elle est donnée Fig.1.20(b). L'alimentation de la bande prolate a ainsi été expliquée par des résonances géantes dipolaires bâties sur cette bande prolate.

Néanmoins, malgré les interprétations en termes de résonances géantes, d'autres hypothèses furent envisagées : D. Bayes et P. Descouvemont, dans leur article sur les bandes moléculaires $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$, expliquent ces structures dans la section efficace de capture radia-

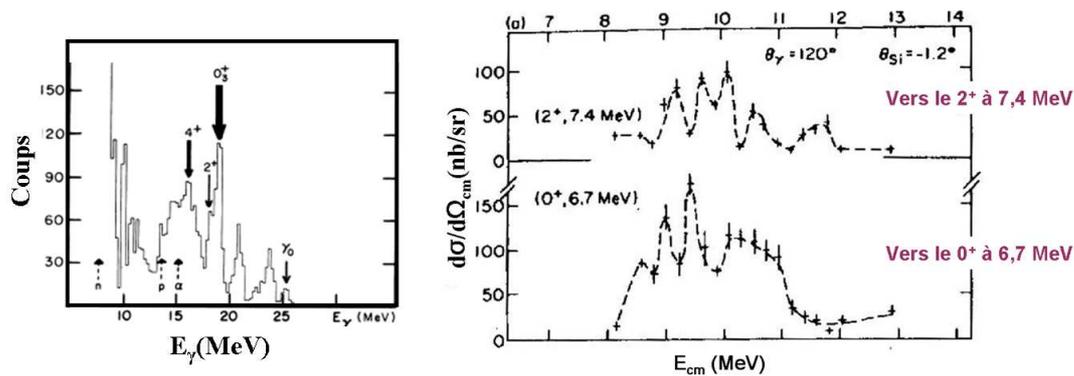


FIG. 1.20 – (a) Spectre γ obtenu après sélection partielle du noyau de recul à $E_{Lab}=20$ MeV (γ_0 est la capture vers le fondamental), (b) fonction d'excitation de la réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \gamma_{prolate})^{28}\text{Si}$.

tive par l'alimentation de la bande résonnante prédite dans le calcul [31]. Leur modèle montre également que ces états devraient décroître vers les autres bandes moléculaires, c'est-à-dire la bande du fondamental (vue par Sandorfi) mais aussi vers la bande quasi-liée (voir Fig.1.6 de ce document). Aussi, pour mesurer l'alimentation éventuelle d'autres états à structure très particulière, nous nous sommes proposés de reprendre l'étude de $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ avec les appareillages sophistiqués disponibles à l'heure actuelle. Cette étude a débuté par deux expériences effectuées avant ce travail de thèse :

- la 1^{ière} a permis de mesurer la totalité de la section efficace de capture radiative dans $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ à l'aide du FMA (Fragment Mass Analyser) à Argonne ;
- la 2^{nde} a utilisé le multidétecteur Gammasphere comme un calorimètre pour sélectionner la voie de capture radiative en imposant $\sum E_\gamma > 19$ MeV. Elle a permis d'observer le spectre γ de ^{24}Mg , mais avec une très faible efficacité (voir Fig.1.21).

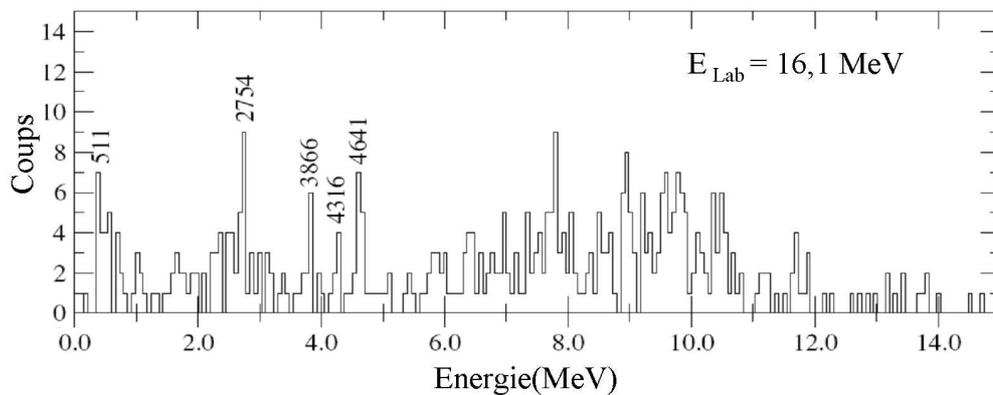


FIG. 1.21 – Spectre γ obtenu avec Gammasphere en coïncidence avec $E_\gamma=1369$ MeV et pour $\sum E_\gamma > 19$ MeV.

Ces expériences ont montré que, pour $^{12}(^{12}\text{C},\gamma)^{24}\text{Mg}$, la section efficace de capture radiative est plus grande que celle mesurée par Sandorfi et al. [65,67] et que ceci est dû à une forte alimentation d'états intermédiaires (non identifiés) dans la décroissance γ de la capture radiative [69]. La statistique était cependant beaucoup trop faible pour avoir une idée complète du processus de décroissance. Le prochain chapitre présente les deux expériences étudiées dans cette thèse. Elles ont été effectuées au laboratoire de Triumf (Tri University Meson Facility, Vancouver, Canada) pour mesurer pour la 1^{ière} fois la totalité du spectre de décroissance dans $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ avec une très grande efficacité.

Chapitre 2

Dispositif expérimental utilisé à Triumf

1 Choix du dispositif expérimental

Il s'agit de mesurer la totalité du flux gamma de capture radiative des résonances alimentant les états de basse énergie de ^{28}Si et de ^{24}Mg qui ont été présentées dans le paragraphe précédent (Fig.1.18, Fig.1.19 et Fig.1.20). Nous cherchons à établir un lien entre ces résonances et des états à structure particulière comme par exemple des états fortement déformés. Pour cela, nous nous sommes placés à des énergies sur ($E_{\text{res}} = \text{ON}$) et hors ($E_{\text{res}} = \text{OFF}$) résonances dans les deux systèmes étudiés lors de ce travail de thèse. Les énergies sondées ainsi que leurs caractéristiques sont rassemblées dans le tableau 2.1.

E_{res}	$E^*(^{24}\text{Mg})$	E_{cm}	$E_{\text{Lab}}(^{12}\text{C})$	E_{Lab}/A	$E_{\text{Lab}}(^{24}\text{Mg})$	β
ON	19,9 MeV	6,0 MeV	12 MeV	1 MeV/u	6 MeV	2,3 %
OFF	20,3 MeV	6,4 MeV	12,8 MeV	1,07 MeV/u	6,4 MeV	2,4 %
ON	20,7 MeV	6,8 MeV	13,6 MeV	1,13 MeV/u	6,8 MeV	2,5 %
ON-OFF	21,4 MeV	7,5 MeV	15 MeV	1,25 MeV/u	7,5 MeV	2,6 %
ON	21,9 MeV	8,0 MeV	16 MeV	1,33 MeV/u	8 MeV	2,7 %
E_{res}	$E^*(^{28}\text{Si})$	E_{cm}	$E_{\text{Lab}}(^{16}\text{O})$	E_{Lab}/A	$E_{\text{Lab}}(^{28}\text{Si})$	β
ON	25,3 MeV	8,5 MeV	19,83 MeV	1,24 MeV/u	11,3 MeV	2,9 %
OFF	25,6 MeV	8,8 MeV	20,53 MeV	1,28 MeV/u	11,7 MeV	3 %
OFF-ON	25,8 MeV	9,0 MeV	21 MeV	1,31 MeV/u	12 MeV	3 %

TAB. 2.1 – Paramètres énergétiques des faisceaux (^{12}C , ^{16}O) et des noyaux composés (^{24}Mg , ^{28}Si) lors des expériences réalisées à Triumf : aspect résonnant ou non E_{res} , énergie d'excitation du noyau composé formé E^* , énergie des faisceaux et des noyaux de recul dans le laboratoires E_{Lab} , dans le centre de masse E_{cm} , ainsi que $\beta=V/c$ le rapport de la vitesse V du noyau de recul par la vitesse de la lumière.

La barrière de Coulomb (B_C) est d'autant plus élevée que les noyaux sont lourds. Ici, pour le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (resp. $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$) B_C se trouve aux alentours de 6 MeV (resp. 7,8 MeV). En se plaçant au niveau de B_C , on se retrouve dans ^{24}Mg (resp. ^{28}Si), à une énergie d'excitation de l'ordre de 20 MeV (resp. 25 MeV). Ces énergies sont bien supérieures aux seuils d'émission de particules, dont le premier, le seuil α , est entre de 9 et 10 MeV pour

nos noyaux (Fig. 2.1).

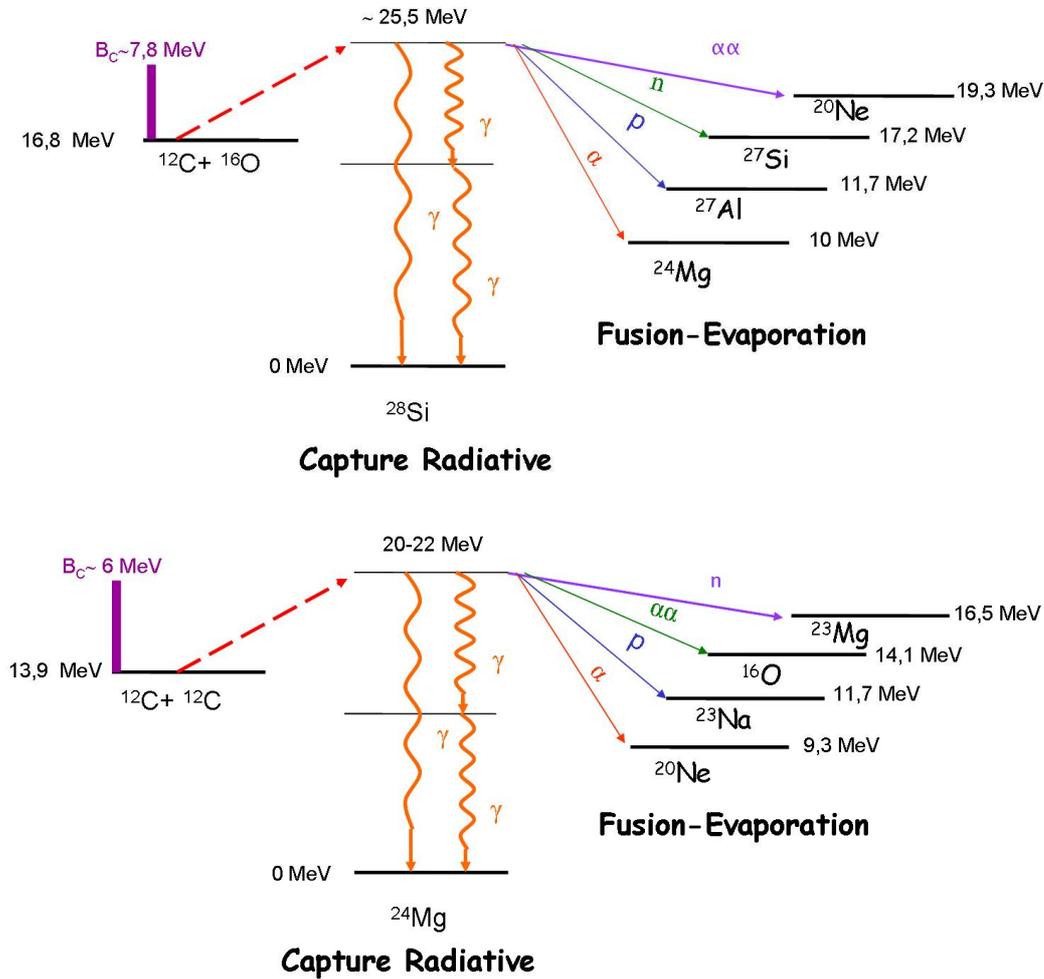


FIG. 2.1 – Schéma de désexcitation du noyau composé dans les réactions $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ et $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$.

1.1 Sélection de la voie de capture radiative

Aux énergies d'excitation de la capture radiative, la désexcitation par émission de particules, qui procède via l'interaction forte, a une section efficace beaucoup plus importante que la capture radiative, qui elle, procède via l'interaction électromagnétique (Tab 2.2). En s'appuyant sur les caractéristiques de faisceau et de cible de nos expériences, on peut établir le nombre de réactions N_r (s^{-1}) à partir des sections efficaces σ (cm^2) des différents processus, de l'intensité du faisceau I_{faisceau} (pA), et de l'épaisseur de la cible t_{cible} (g/cm^2) :

$$N_r = \sigma \times N_c \times N_f \quad \text{avec,} \quad (2.1)$$

$$N_f = \frac{I_{\text{faisceau}}}{e} \quad \text{et} \quad N_c = \frac{t_{\text{cible}} \times N_A}{A} \quad (2.2)$$

où N_c est le nombre de particules cibles par cm^2 , N_f le nombre de particules du faisceau par seconde, e la charge de l'électron, N_A le nombre d'Avogadro et A la masse atomique

Faisceau	E_{cm}	I_{faisceau}	ϵ_{cible}	σ_{fusion}	σ_{CR}
^{12}C	6 MeV	50 pA	$80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	90 mb	810 nb
^{16}O	8,5 MeV	10 pA	$40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	200 mb	$3,2 \mu\text{b}$

TAB. 2.2 – Sections efficaces de fusion et de capture radiative connues avant nos expériences.

Réaction	$\frac{N_{\text{CR}}}{N_{\text{fusion}}}$	$\frac{N_{\text{CR}}}{N_{\text{faisceau}}}$
$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	$8,3 \times 10^{-6}$	$1,5 \times 10^{-12}$
$^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$	$1,6 \times 10^{-5}$	$6,4 \times 10^{-12}$

TAB. 2.3 – Proportion des noyaux provenant de la capture radiative par rapport aux noyaux de fusion-évaporation et par rapport au nombre de noyaux du faisceau.

des noyaux de la cible.

Ces calculs montrent qu'aux énergies étudiées, les voies particules sont de l'ordre de 10^5 fois plus probables que la capture radiative (Tab. 2.3). La majorité des γ de basse énergie est donc émise après une évaporation de particules, il est alors indispensable, pour mesurer le flux γ total de capture radiative, de sélectionner cette voie via le noyau de recul et de mesurer l'émission γ en coïncidence. De plus, les noyaux de recul de la capture radiative sont émis à 0° et il devient nécessaire de les sélectionner parmi les noyaux du faisceau incident. La section efficace connue jusqu'alors dans ces systèmes nécessite un moyen de réjection permettant de sélectionner un noyau de recul parmi les 10^{12} noyaux/s du faisceau. Ainsi pour réaliser notre expérience, ils nous fallait un dispositif expérimental nous permettant d'obtenir : un faisceau d'assez basse énergie ($\sim 1,3$ MeV/u) avec une bonne résolution en énergie, un pouvoir de réjection à 0° supérieur à 10^{12} et, autour de la cible, un multidétecteur gamma de très bonne efficacité sur une plage d'énergie s'étalant entre 0 à 25 MeV. Pour ces raisons, nos expériences ont été réalisées au laboratoire canadien TRIUMF (TRI-University Meson Facility) à Vancouver afin de pouvoir utiliser le séparateur à 0° DRAGON (Detector of Recoil And Gamma Of Nuclear reaction), qui a actuellement la meilleure réjection à 0° au monde, l'ensemble associé de détecteurs γ au BGO, de grande efficacité ainsi que l'accélérateur ISAC, qui peut fournir des faisceaux de ^{12}C et ^{16}O aux caractéristiques demandées.

2 Description du dispositif expérimental

DRAGON est un dispositif principalement utilisé pour la mesure des réactions de capture radiative de particules légères (p, α) en cinématique inverse. Les réactions étudiées ont des sections efficaces très petites et les noyaux de recul sont émis à 0° par rapport à l'axe du faisceau. Bien que nos réactions ne soient pas des réactions en cinématique inverse sur des particules légères, la problématique de détection reste la même.

Le tableau 2.4 résume les performances de l'ensemble expérimental "ISAC + DRAGON + BGO". Cet ensemble est composé de cinq parties (Fig. 2.6 [70,71]) : l'accélérateur, la cible, la zone de détection des gamma prompts, le séparateur et la zone de détection des noyaux de recul, que je détaillerai dans les paragraphes suivants.

faisceau (ISAC)	$^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$
cône d'entrée 1/2 angle	25 mrad
Pouvoir de séparation $M/\Delta M$	600
Tof	21 m
réjection de faisceau	10^{13}
ϵ_{BGO}	40% à 5MeV
ϵ_{DSSSD}	96 %

TAB. 2.4 – Performances globales de l'ensemble ISAC+DRAGON+BGO : ϵ_{BGO} et ϵ_{DSSSD} sont respectivement les efficacités de détection de l'ensemble BGO de la zone de détection des γ prompts et du silicium à piste de la zone de détection des noyaux de recul.

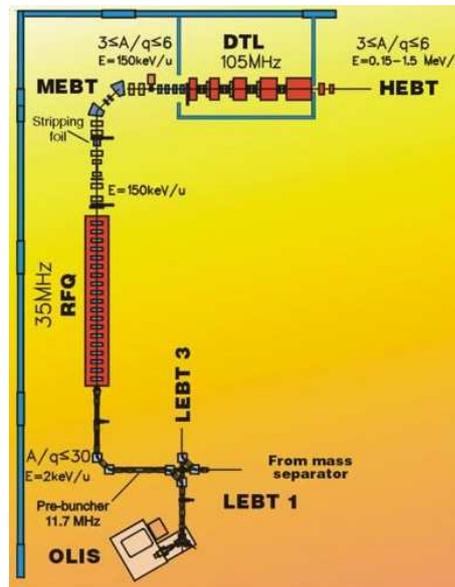


FIG. 2.2 – Vue schématique de Isac [72]

2.1 L'accélérateur ISAC

Les faisceaux arrivant dans DRAGON sont créés puis accélérés par l'ensemble ISAC1 (Isotope Separator and ACcelerator) [73] de TRIUMF qui permet de fournir des faisceaux stables ou radioactifs pour une gamme d'énergie entre 0,15 et 1,5 MeV par nucléon. Les faisceaux stables sont produits par la source OLIS (Off Line Source) [74] qui est en fait une source mixte composée de trois sources différentes : une source d'ion à micro-onde, une source à ionisation de surface et une source hybride à ionisation de surface combinée à un arc de décharge. Dans notre expérience, la source d'ion à micro-onde (2,45 Hz) a été utilisée afin de produire des faisceaux de $^{16}\text{O}^{1+}$ et $^{12}\text{C}^{1+}$, à des énergies de 2 keV/u. Après passage dans les différents éléments optiques de la zone de transport de basse énergie LEBT (Fig.2.2), les ions atteignent l'entrée de la première zone accélératrice. Celle-ci est constituée d'un quadropôle Radio Fréquence (RFQ) qui est conçu pour accélérer des faisceaux de masse sur charge $A/Q < 30$, partant d'une énergie de 2 keV/u pour atteindre une énergie fixe de 150 keV/u. Après le RFQ, les ions atteignent la zone de transport de moyenne énergie (MEBT) où ils traversent un épilucheur en carbone de $3 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. L'état

de charge du faisceau est de ce fait accru pour être suffisamment dévié dans les éléments optiques et pour subir une plus grande accélération dans la seconde zone accélératrice. Le faisceau subit une sélection de charge, puis une accélération produite dans un linac DTL (Drift Tube Linac). Le DTL est une machine accélératrice plus flexible que le RFQ, son fonctionnement permet d'atteindre une énergie finale choisie entre 150 keV/u et 1,5 MeV/u pour des ions de $2 \leq A/Q \leq 6$. Lors de la première expérience décrite dans cette thèse, un faisceau de ^{12}C d'une intensité d'environ 50 pA a été délivrée à 5 énergies entre $E_{\text{Lab}}=12$ et $E_{\text{Lab}}=16$ MeV dans l'état de charge 3^+ . Dans la seconde expérience, il s'agissait d'un faisceau de ^{16}O de 10 pA à 3 énergies entre 19 et 21 MeV (Tab. 2.1) d'état de charge 4^+ . Le faisceau est ensuite transmis au niveau des aires expérimentales jusqu'à la cible.

2.2 L'espace cible

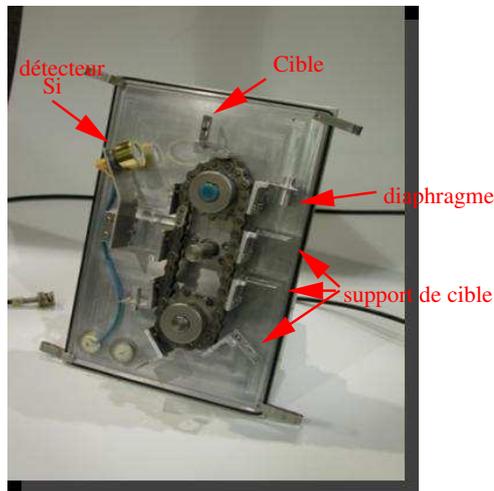


FIG. 2.3 – Système de cible solide conçu pour nos expériences.

La cible utilisée habituellement avec DRAGON est une cible gazeuse d'hydrogène ou d'hélium pour étudier des réactions d'intérêt astrophysique en cinématique inverse. Pour nos expériences, induites par faisceaux stables de ^{12}C et ^{16}O , elle a été remplacée par des cibles solides autosupportées de ^{12}C enrichies à 99,9% de 20 à $80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur produites au Laboratoire National de Argonne (USA). Un système motorisé, contrôlable à distance, mis au point par le laboratoire de TRIUMF pour nos expériences, permet d'amener l'une des 9 cibles présente dans le système en face du faisceau (Fig. 2.3). Dans cette zone, se trouvent de multiples tubes de pompage afin qu'à l'entrée du séparateur un vide de l'ordre de 10^{-6} Torr soit atteint. Pour nos expériences, les diamètres de ces tubes ainsi que du collimateur se trouvant à l'entrée du séparateur ont été agrandis, de sorte que l'angle maximum d'entrée du noyau de recul dans le séparateur passe de 20 mrad à 25 mrad, permettant une meilleure acceptation des reculs, i.e. la proportion de noyau de recul recherché arrivant au plan focal par rapport au nombre de noyau créé lors de la réaction. Dans la voie de capture radiative que nous cherchons à sélectionner, le noyau composite se désexcite en émettant seulement des γ , de sorte qu'une grande partie de la quantité

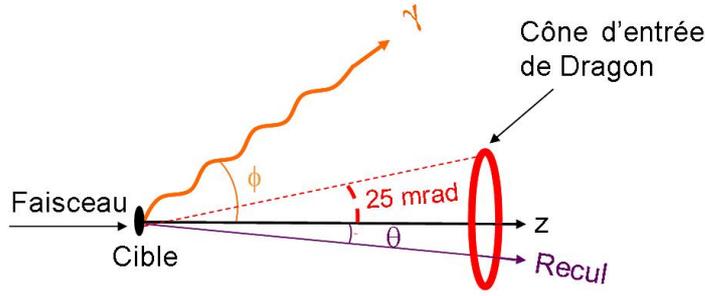


FIG. 2.4 – Vue schématique d'un événement à l'entrée du spectromètre

de mouvement soit transmise au noyau de recul qui part environ à 0° . Néanmoins selon l'énergie et la direction du ou des photons émis, le noyau de recul est plus ou moins dévié.

$$P_{\text{Rec}\perp} = P_{\gamma\perp} \quad \text{soit} \quad P_{\text{Rec}} \sin\theta = P_{\gamma} \sin\phi, \quad (2.3)$$

où P_{γ} (resp. P_{Rec}) est la quantité de mouvement emportée par les γ (resp. le noyau de recul), $P_{\gamma\perp}$ (resp. $P_{\text{Rec}\perp}$) la quantité de mouvement des γ (resp. du noyau de recul) sur l'axe perpendiculaire au faisceau. Le recul est donc accepté dans le séparateur comme l'illustre la Fig.2.4 lorsque :

$$\theta < 25 \text{ mrad} \quad \text{soit quand} \quad \frac{P_{\gamma\perp}}{P_{\text{Rec}}} < 2,5\% \quad (2.4)$$

On obtient l'angle maximum du cône d'émission des noyaux de recul θ_{Max} quand $P_{\gamma\perp}$ est maximale. Dans la réaction $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)^{24}\text{Mg}$, cela correspond à un γ de 20 MeV émis perpendiculairement à l'axe du faisceau ; on trouve alors que $\frac{P_{\gamma\perp}}{P_{\text{Rec}}} \simeq 3,88\%$ et que le cône d'ouverture d'émission des ^{24}Mg est de $\theta_{\text{max}} = 38,8 \text{ mrad}$. Pour l'expérience $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)^{28}\text{Si}$, le cône d'ouverture des ^{28}Si est de $\theta_{\text{max}} = 31,9 \text{ mrad}$. Ainsi, la faible ouverture angulaire de DRAGON est un facteur limitant pour nos mesures. L'angle ϕ_{Max} est l'angle maximum que forme un γ avec l'axe du faisceau pour lequel quelque soit l'énergie et la direction du γ émis, tous les reculs entrèrent dans le spectromètre, défini l'angle limite jusqu'auquel la mesure des γ n'est pas biaisée par la détection du noyau de recul associé. On trouve que l'angle maximum d'émission du γ de 20 MeV qui permet l'entrée du ^{24}Mg dans le séparateur est de 40° . Lorsque l'ouverture est de 20 mrad, l'angle maximum est de 32° . Pour le ^{28}Si soit pour un γ de 25 MeV, on trouve que le noyau de recul entre dans le spectromètre pour un angle $\phi_{\text{Max}} = 51,6^\circ$ au lieu de $38,8^\circ$. Ainsi bien qu'il y ait une amélioration grâce aux changements de tube et de collimateur, une partie des noyaux de recul de la réaction de capture radiative reste inaccessible et à estimer via des simulations numériques.

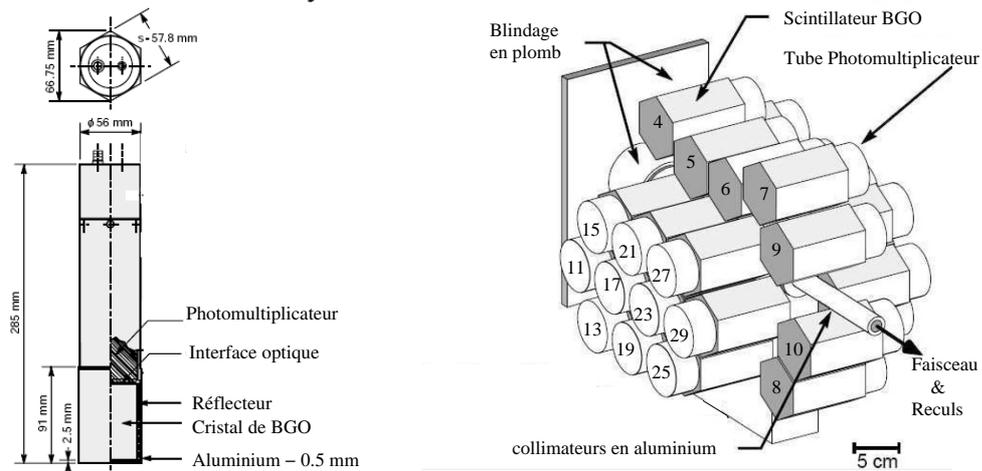


FIG. 2.5 – A gauche, vue schématique d’un module BGO et de son photomultiplicateur associé. A droite, schéma de l’ensemble des 30 modules. [72]

2.3 Le multidétecteur γ

Autour de la cible, se trouve l’aire de détection des γ prompts. Elle se compose de 30 détecteurs à scintillations de Germanate de Bismuth Oxydé (BGO) de surface hexagonale de $28,92 \text{ cm}^2$ chacun équipé de son photomultiplicateur (Fig. 2.5). L’arrangement de ces détecteurs a été choisi le plus compact possible afin de maximiser l’angle solide total couvert par le multidétecteur et d’atteindre une efficacité de détection optimale (Fig. 2.5). Au total, les 30 détecteurs couvrent environ 90% des $4\pi \text{ sr}$ mais cela de manière non uniforme car la distance cible-détecteur est variable. Les détecteurs les plus proches se trouvent à 3,5 cm de la cible et les plus éloignés à 10 cm, ce qui conduit à des couvertures angulaires variant entre 0,9 sr et 0,05 sr. Le choix du BGO tient au fait qu’il possède une constante de temps de décroissance ($\tau \sim 300 \text{ ns}$) unique et à sa grande densité ($7,13 \text{ g/cm}^3$) due à l’élément Bismuth lui conférant une longueur d’interaction $\lambda_m \sim 3,5 \text{ cm}$ à $E_\gamma = 6 \text{ MeV}$. L’ensemble BGO possède une très grande efficacité estimée à 60% (resp. 30%) pour des γ de 1 MeV (resp. 10 MeV). Sa résolution en énergie $\Delta E/E$ à $E_\gamma \sim 6,13 \text{ MeV}$ varie entre 6 et 9 % [75]) selon les détecteurs et est environ de 7% à 6,13 MeV pour l’ensemble des détecteurs. Une étude plus complète des caractéristiques d’efficacité et de résolution des détecteurs sur la plage d’énergie de 0 à 25 MeV sera discutée dans les sections de ce document concernant les simulations et les calibrations.

2.4 Le séparateur électromagnétique DRAGON

Le rôle du séparateur électromagnétique est de sélectionner les noyaux de recul correspondant à notre voie de réaction. Le séparateur est constitué de 2 étages d’éléments électromagnétiques notés (QQMSQQQSE)(QQSMQMSEQQ) soumis à un vide de l’ordre de 10^{-6} à 10^{-7} Torr. Ces éléments sont : des dipôles (M), quadrupôles (Q) et sextupôles (S) magnétiques, ainsi que des dipôles électriques (E). Les agents principaux de sélection étant les dipôles, la suite d’éléments optiques peut être simplifiée dans un premier temps par la suite (MEME), soit un premier étage composé d’un dipôle magnétique suivie d’un

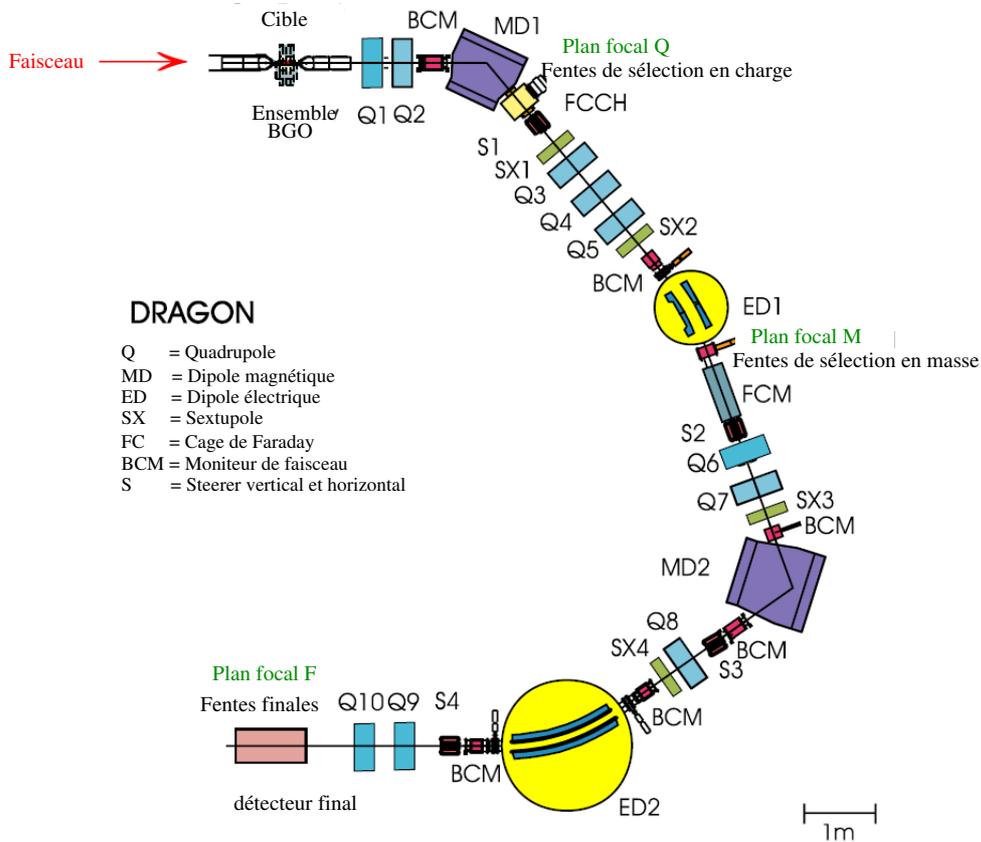


FIG. 2.6 – Vue schématique de DRAGON [70].

dipôle électrique et un second étage identique.

2.4.1 Dipôle magnétique

Dans le schéma simplifié évoqué ci-dessus, nous voyons que les noyaux sortant de la zone cible atteignent d'abord le premier dipôle magnétique qui effectue une première sélection par rapport à l'état de charge ionique. A partir du principe fondamental de la dynamique, appliqué pour une force centrifuge, on peut montrer que la rigidité magnétique est :

$$B\rho = \frac{p}{q} \quad (2.5)$$

où ρ est le rayon de courbure, p la quantité de mouvement, q l'état de charge ionique et B la valeur du champ magnétique du dipôle. Les champs dans les dipôles magnétiques sont connus avec une grande précision grâce à des sondes RMN (Tab.2.5). Ainsi, comme les noyaux de recul et ceux du faisceau ont environ la même quantité de mouvement \vec{p} , en fixant le champ magnétique du dipôle \vec{B} , on impose la trajectoire (le rayon de courbure ρ)

Caractéristiques	Dipôle magnétique MD1	Dipôle magnétique MD2
Rayon de courbure ρ	1,00 m	0,813 m
Angle de courbure	50°	75°
Champ maximum	5,9 kG	8,2 kG

TAB. 2.5 – Caractéristiques des dipôles magnétiques de DRAGON.

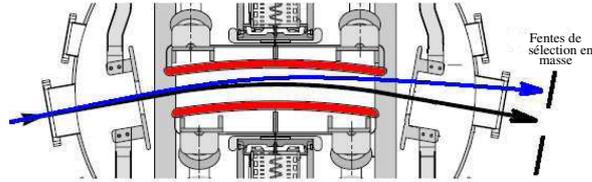


FIG. 2.7 – Fente de sélection en masse. La trajectoire bleu correspond à un noyau de masse supérieure à celle pour laquelle le dipôle électrique est réglé [77].

pour les différents états de charge. Lors du passage dans la cible, les noyaux de recul et du faisceau sont épluchés d'une partie de leurs électrons et les états de charge des noyaux de chaque type se distribuent selon une gaussienne, que l'on peut calculer [76]. Aux énergies de nos études, l'état de charge le plus probable est 6^+ pour le ^{24}Mg et 8^+ pour le ^{28}Si . Pour améliorer la réjection du faisceau on sélectionne un état de charge q tel que q/A du recul soit différent de q'/A' du faisceau. L'état de charge 6^+ est donc à rejeter pour le ^{24}Mg car il correspondrait à un état de charge 3^+ du faisceau. De même un état de charge 7^+ pour le ^{28}Si est exclu car il correspondrait à un état de charge 4^+ pour le faisceau. C'est pourquoi les états de charge 7^+ pour le ^{24}Mg dont l'abondance est de 30% et 8^+ pour le ^{28}Si dont l'abondance est de 35% ont été sélectionnés grâce à une fente judicieusement placée en sortie du dipôle.

2.4.2 Dipôle électrique

Le noyau de recul arrive ensuite dans le dipôle électrique qui permet une séparation en fonction de la masse. Au niveau du dipôle électrique on a :

$$\rho = \frac{p^2}{mqE} \quad (2.6)$$

Ainsi, pour des particules d'états de charge identiques (q) le choix du champ électrique \vec{E} impose le rayon de courbure pour une masse donnée (m). On peut alors sélectionner le noyau de recul de masse définie en plaçant derrière le dipôle une fente qui bloquera les noyaux à rejeter (Fig. 2.7). Le second étage de séparation est utilisé pour une meilleure sélection et éviter des passages d'ions non désirés, suite à des diffusions multiples.

Carctéristiques	Dipôle électrique (ED1)	Dipôle électrique (ED2)
Rayon de courbure ρ	2,00 m	2,5 m
Angle de courbure	20°	35°
tension maximum	± 200 kV	± 160 kV

TAB. 2.6 – Caractéristiques des dipôles électriques de DRAGON.

2.4.3 Multipôles magnétiques

Les autres éléments optiques tels que les sextupôles et quadrupôles, placés tout au long du séparateur, servent à assurer la qualité du transport dans DRAGON. Un quadrupôle est l'équivalent d'une lentille mince en optique, mais au lieu de focaliser ou de défocaliser dans une direction, le quadrupôle focalise dans une direction (par exemple horizontale) et défocalise dans l'autre (verticale) [78]. Pour arriver à une focalisation dans les deux plans, il faut au moins deux quadrupôles, c'est pourquoi sur le chemin optique de DRAGON il y a 3 doublets, 1 triplet et un singulet de quadrupôle. Quatre sextupôles sont également utilisés pour corriger les aberrations chromatiques ou géométriques qui apparaissent dans les termes du second ordre de la matrice de transmission.

2.4.4 Réglage des éléments optiques

Les éléments optiques de DRAGON ont été réglés à l'aide du logiciel "raytrace" qui permet, en incluant les caractéristiques des différents éléments optiques, le calcul de la matrice de transport jusqu'au troisième ordre. Le premier dipôle magnétique est utilisé pour mesurer l'énergie du faisceau. Après avoir trouvé le champ magnétique qui optimise le courant sur la cage de Faraday au niveau du premier plan focal, on déduit l'énergie du faisceau grâce à la relation :

$$\frac{T}{A} = k\left(\frac{qB}{A}\right)^2, \quad (2.7)$$

avec $k=48230$ u.keV/Tesla, T l'énergie cinétique des particules du faisceau, A la masse atomique en unité de masse atomique u, q l'état de charge, B le champ magnétique du premier aimant noté MD1 sur la Fig.2.6. Cette mesure ne peut être faite qu'avec un faisceau atténué pour s'assurer de ne pas surexposer le silicium du plan focal final et après épluchage dans la cible car la rigidité magnétique de l'aimant est trop faible pour permettre une telle mesure avec les états de charge 3^+ ou 4^+ de ^{12}C ou de ^{16}O . Les autres éléments optiques sont aussi réglés au fur et à mesure pour optimiser le passage du faisceau jusqu'au dernier plan focal final noté F sur la Fig.2.6. Les réglages optimums du faisceau sont ensuite réajustés par rapport aux caractéristiques du noyau de recul à détecter.

Un autre aspect important du transport est la plage énergétique sur laquelle les énergies des noyaux de recul s'étendent. Lors de la capture radiative, la désexcitation du noyau composé ne se faisant que par l'intermédiaire de γ , la plus grande partie de la quantité de mouvement est transmise au noyau de recul, et la quantité de mouvement selon l'axe du faisceau est quasi la même que pour le faisceau ; cependant l'énergie varie légèrement à cause de l'émission γ . Si un γ est émis parallèlement au faisceau le recul sera d'autant plus décalé en énergie. Ainsi, on peut montrer que :

$$P_{\text{Rec}}^2 = P_{\text{faisceau}}^2 - 2P_{\text{faisceau}}T_{\gamma}\cos(\phi) + T_{\gamma}^2, \quad (2.8)$$

avec P_{Rec} la quantité de mouvement du noyau de recul, P_{faisceau} la quantité de mouvement d'un noyau du faisceau, T_γ l'énergie cinétique du gamma émis. La plage en énergie des noyaux de reculs est de $\pm 6,6\%$ pour le ^{28}Si et de $\pm 7,6\%$ pour le ^{24}Mg . Pour comprendre l'effet de l'émission γ (multiplicité, angle d'émission et énergie) sur la transmission, des simulations numériques ainsi qu'une mesure de la transmission en fonction du réglage en énergie seront présentés plus loin.

2.5 La détection du noyau de recul au plan focal

A la suite des réglages effectués, le noyau de recul choisi (par exemple ^{24}Mg) doit arriver dans le plan focal au niveau duquel se trouve le détecteur de recul. Dans nos expériences nous avons utilisé un détecteur silicium à pistes DSSSD (Double Sided Silicon Strip Detector). Il s'agit d'un pavé de silicium de $4,8\text{ cm} \times 4,8\text{ cm}$ (Fig. 2.8) de côté et de $250\text{ }\mu\text{m}$ de profondeur, sur lequel sont gravées des pistes de 3 mm largeur et de 48 mm de longueur. Sur l'une des faces, les électrodes forment 16 bandes parallèles, au niveau de l'autre face on trouve 16 bandes, parallèles également, mais perpendiculaires aux premières. Grâce à ce dispositif, on peut mesurer l'énergie du noyau avec une résolution de 1% à 5 MeV et atteindre une précision sur la position de l'ordre de 3 mm , ce qui nous permet de sélectionner clairement le noyau de recul choisi [7]. Le DSSSD est refroidi à -9° et fonctionne sous une tension de 70 V . Cette mesure du noyau de recul permet de signer la voie de capture radiative et d'identifier les γ provenant de celle-ci par mise en temps électronique des différents détecteurs.

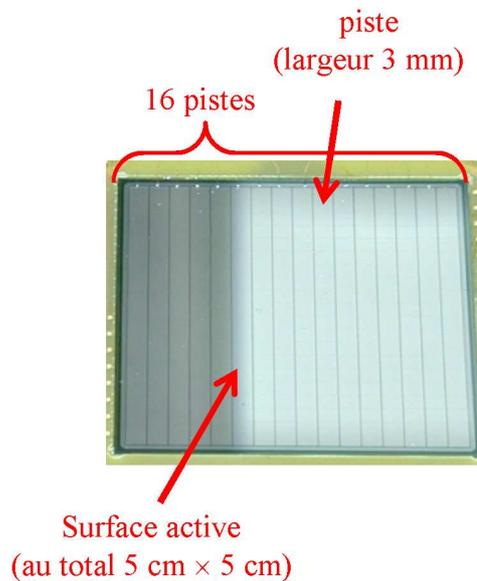


FIG. 2.8 – Photographie du détecteur à silicium DSSSD placé dans le plan focal de DRAGON [79].

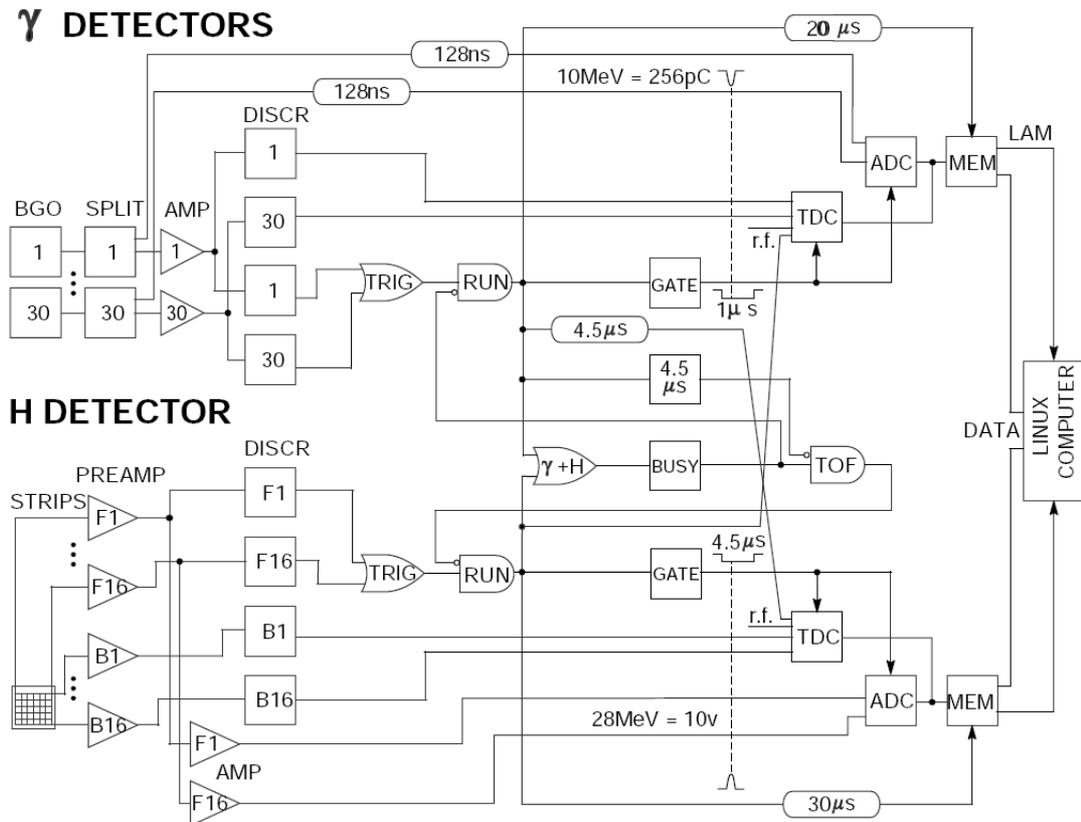


FIG. 2.9 – Diagramme électronique de l'acquisition de DRAGON (détecteur γ et DSSSD) [71]. ADC : Convertisseur analogique numérique, AMP : Amplificateur ; DISC : Discriminateur ; MEM : Mémoire ; TDC : convertisseur temps numérique.

2.6 L'électronique et le système d'acquisition

Le schéma électronique complet de l'acquisition de DRAGON est présenté Fig.2.9. Les signaux provenant des BGO sont tout d'abord amplifiés, puis passent par un discriminateur. Si l'un des 30 BGO mesure un signal dépassant un seuil imposé de 2 MeV, une fenêtre de 1000 ns est ouverte sur les ADC de tous les BGO. Des γ corrélés en temps peuvent alors être détectés quelque soit leur énergie. Ces γ peuvent provenir de la désexcitation du noyau composé ou être des γ secondaires créés dans les BGO par effet Compton ou photoélectrique. Quoiqu'il en soit, le seuil impose d'avoir dans une fenêtre de 1000 ns, au moins un γ avec une énergie supérieure à 2 MeV : cette condition diminue donc le temps mort. Lors de l'expérience $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)^{28}\text{Si}$, le premier état excité se trouvant à 1,8 MeV, nous avons jugé utile l'enregistrement d'événements dont le γ de plus grande énergie a une énergie $\sim 1,8$ MeV et nous avons donc abaissé ce seuil à 1,2 MeV. Lorsqu'aucune coïncidence n'est spécifiée le spectre γ "single" est complètement dominé par des γ de basse énergie provenant des voies de fusion-évaporation. C'est pourquoi, pour conserver un temps mort raisonnable, ne dépassant jamais 30 %, nous avons dû diminuer l'intensité du faisceau d'un facteur 5 environ entre les 2 expériences (Tab.2.2). Pour diminuer encore

le temps mort, seul 1/1000 événements "single" γ sont enregistrés. Ce facteur de division a été choisi par compromis entre un temps mort acceptable et le maintien de la mesure des événements "single" qui permettent le contrôle de l'intensité du faisceau et de l'état de la cible. Les événements "single" au niveau du DSSSD pourraient également subir une telle division cependant la plupart des événements arrivant au plan focal proviennent de la capture radiative et le rapport entre les événements "single" du DSSSD et les événements en "coïncidence" nous permet d'obtenir l'efficacité de détection des BGO, puisque chaque événement réel de capture radiative contient au moins un γ et un recul. Les 32 signaux provenant des 16 pistes verticales et des 16 pistes horizontales sont préamplifiés, et passent ensuite dans un discriminateur dont le seuil, choisi selon l'énergie des reculs, fut placé à un équivalent d'environ 400 keV pour nos expériences. Si un signal dépasse ce seuil, une fenêtre est ouverte et si un événement apparaît du côté des BGO : il est donc enregistré comme événement "coïncidence". Les signaux des DSSSD sont retardés moins fortement que ceux des BGO, de sorte que le signal de start du temps de vol donné au niveau des TDC corresponde à la détection du recul et le signal de stop à l'arrivée d'un signal γ . Physiquement, la fenêtre permet de sélectionner les événements où un γ est mesuré en coïncidence avec un recul arrivé entre 1 et 4 μs après au niveau du plan focal. L'acquisition de ces données "single" et "coïncidence" se fait grâce à une interface MIDAS. Les fichiers ".MID" enregistrés sont ensuite convertis en format ".root" lisible par le logiciel d'analyse ROOT développé au CERN [80] que nous avons choisi pour l'analyse.

Le dispositif de DRAGON répond bien à notre cahier des charges car il permet la sélection du noyau de recul avec une réjection du faisceau incident suffisante. Néanmoins le dispositif n'est pas parfait puisque comme il a été mentionné, tous les noyaux de recul de capture radiative ne pourront être amenés jusqu'au plan focal. Ceci est dû principalement à des effets d'étalement en énergie ou en angle. Ces problèmes sont directement liés à la direction et à la quantité de mouvement de la somme des gamma émis. Pour tenir compte de ce fait il faudra simuler à la fois les différents scénarii gamma possible et le transport du recul à travers DRAGON.

3 Simulations numériques de l'ensemble BGO + DRAGON

3.1 Généralités

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que le dispositif expérimental ne permet pas une acceptation totale des noyaux de recul de capture radiative pour les deux systèmes étudiés dans cette thèse. La voie de capture radiative étant signée par la détection de ses noyaux de recul, il s'agit d'estimer la perte due à l'acceptance et ce quel que soit le schéma de décroissance γ . Une telle correction ne peut être réalisée directement pour nos données puisque nous ne connaissons pas, à l'avance, la section efficace de capture radiative qui est ce que nous cherchons. De même, une mesure de l'acceptance de DRAGON lorsque des γ sont émis avec des énergies de l'ordre de 20 à 25 MeV n'a pas été réalisée. Ainsi, pour pouvoir tenir compte de ces effets, il est nécessaire de procéder à des simulations. Des calculs Monte-Carlo de type GEANT3 de l'ensemble DRAGON + BGO existant déjà, nous les avons utilisés et adaptés aux besoins exacts de notre étude.

Ces simulations utilisent la version GEANT 3.21 qui a été développée au CERN pour assister des simulations en physique des hautes énergies [81]. Il s'agit d'un ensemble de bibliothèques qui permet la simulation d'un grand nombre de processus physiques. Le programme se décompose principalement en deux parties. L'une est statique, dans laquelle sont décrits les différents volumes en jeu, leurs positions ainsi que leurs compositions. La seconde partie, dynamique, permet d'évaluer le parcours des particules à travers les différents volumes définis dans la partie statique. Pour cela, le volume total de la simulation est redivisé en volumes élémentaires, correspondant à des pas pour les particules. Après chaque pas, la quantité de mouvement de la particule est recalculée grâce à un ensemble de fonctions et routines Monte-Carlo qui contiennent les diverses lois (celles de la mécanique, de l'électromagnétisme, des interactions avec la matière...) auxquelles les particules sont soumises. Les changements mécaniques qui ont été apportés pour les expériences $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)^{24}\text{Mg}$ et $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)^{28}\text{Si}$, c'est-à-dire la cible solide et la largeur des tubes de pompage ont été incorporés dans le code de simulation GEANT que nous utilisons [82]. Les autres changements qui seront apportés au code de simulation seront décrits au fur et à mesure de ce chapitre. On peut donc, désormais, retracer la trajectoire des particules dans DRAGON. Sur la Fig.2.10 (droite), on voit, grâce à un zoom sur l'ensemble de

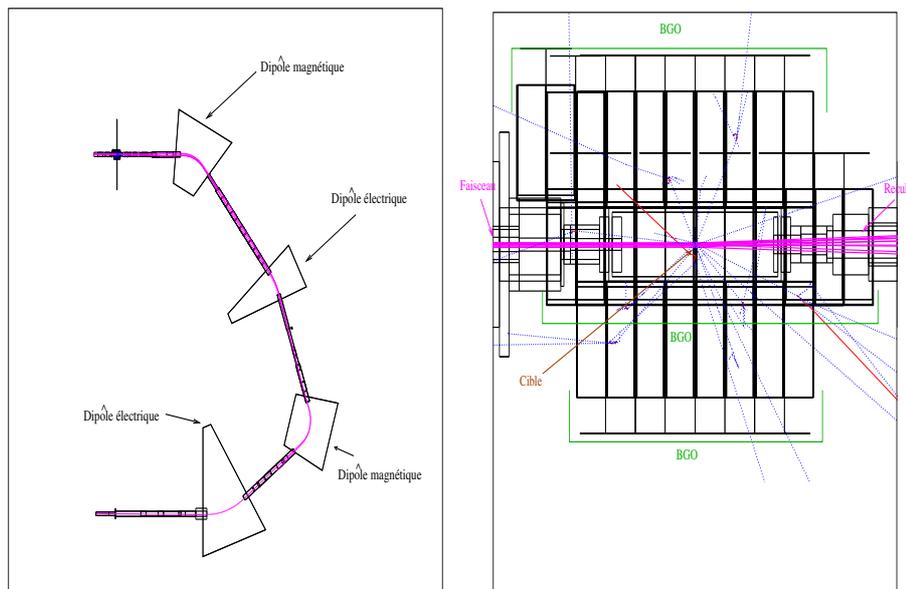


FIG. 2.10 – Simulation de la formation par capture radiative de 10 noyaux excités de ^{24}Mg et de leurs γ associés. À gauche, vue du dessus de DRAGON en entier, à droite vue du dessus de la zone de détection γ . En bleu trajectoires des photons, en fuchsia celles des noyaux incidents et de recul, en rouge celles des électrons.

détection γ , le trajet des γ à travers les détecteurs. Pour cela les volumes, positions, compositions et réponses au passage d'un γ des détecteurs sont implémentés. Après chaque événement virtuel, les données (énergie déposée, numéro du BGO touché...) sont stockées dans un fichier que nous utiliserons pour analyser les résultats de la simulation. Ces calculs nous permettront d'étudier la réponse du détecteur, c'est-à-dire la résolution et l'efficacité de l'ensemble BGO, ainsi que l'acceptance du noyau de recul à travers DRAGON en corrélation avec des γ de différentes énergies, multiplicités et distributions angulaires.

3.2 Efficacité

Une étude de l'efficacité de tous les détecteurs BGO a été réalisée (pour des γ de 0 à 10 MeV), elle a servi à corriger l'efficacité de détection de l'ensemble BGO dans les simulations afin de correspondre au mieux à la réponse réelle des détecteurs [75]. Après cette correction, les simulations sont en accord (± 1 à 10% selon les détecteurs) avec les données réelles sur cette plage d'énergie. Nous avons utilisé ces simulations pour étudier l'efficacité de détection de l'ensemble BGO sur une plage de 0 à 25 MeV. Il s'agit d'estimer le nombre de γ mesurés dans le photopic, i.e. pic de pleine énergie. Sur la Fig.2.13, on voit que pour un γ de 20 MeV, passée une certaine énergie, la définition du photopic n'est plus possible. Nous avons défini l'efficacité comme étant le nombre de γ enregistrés dans une plage d'énergie $E_{\text{mes}} = E_{\gamma} \pm 250$ keV, où E_{γ} est l'énergie du γ émis et E_{mes} est l'énergie récupérée dans le détecteur. Cette efficacité a été estimée pour trois cas, un photopic récupéré dans un détecteur, un photopic récupéré dans toute la matière BGO, c'est-à-dire quand on somme toutes les énergies déposées dans tous les détecteurs, et dans le cas où l'on somme l'énergie déposée dans les détecteurs voisins (ADDBACK).

La procédure d'ADDBACK implémentée consiste à reconstruire la matrice des événements en sommant l'énergie déposée dans les détecteurs voisins. Ainsi, pour chaque événement, les énergies des détecteurs touchés sont classées par ordre décroissant. Par une boucle on teste si pour le γ de plus grande énergie, un autre γ d'énergie plus faible a été enregistré dans un détecteur voisin, si tel est le cas, on somme les énergies de ces deux détecteurs, on attribue l'énergie somme au détecteur qui avait enregistré le γ de plus grande énergie et on élimine l'énergie enregistrée dans le second détecteur. La procédure est répétée pour les γ restants, toujours par ordre d'énergie décroissante. Notons qu'une boucle similaire a été implémentée dans le programme d'analyse des données.

Les courbes d'efficacité, calculées à partir de 50000 événements de multiplicité 1 en fonction de l'énergie, sont présentées sur la Fig.2.11.

Comme cela est attendu pour un événement de multiplicité 1, la meilleure efficacité est obtenue lorsque l'ensemble des signaux de tous les détecteurs sont additionnés, car cette sommation permet de récupérer les énergies déposées dans tous les détecteurs par le γ primaire qui a été émis.

En entrant dans le matériau BGO, un γ peut subir 4 processus dont les sections efficaces sont présentées Fig.2.12 :

- interagir par effet photoélectrique : l'énergie du γ est entièrement récupérée par un électron,
- interagir par effet Compton : une partie seulement de l'énergie est récupérée par un électron et l'autre partie par un γ secondaires,
- interagir par création de paire : une paire électron-positron se partage l'énergie du γ initial, et le positron se désexcite en émettant deux γ de 511 keV,
- aucune interaction.

Les électrons créés ionisent la matière scintillante qui se désexcite en émettant, proportionnellement à l'énergie de l'électron, un certain nombre de γ de plus basses énergies qui sont ensuite collectés dans un photomultiplicateur. A part le cas d'un γ ayant interagi directement par effet photoélectrique, les autres processus engendrent des γ secondaire qui peuvent à nouveau interagir avec la matière selon les 4 processus décrits précédemment. Ainsi, des γ secondaires peuvent être créés et interagir dans différents détecteurs.

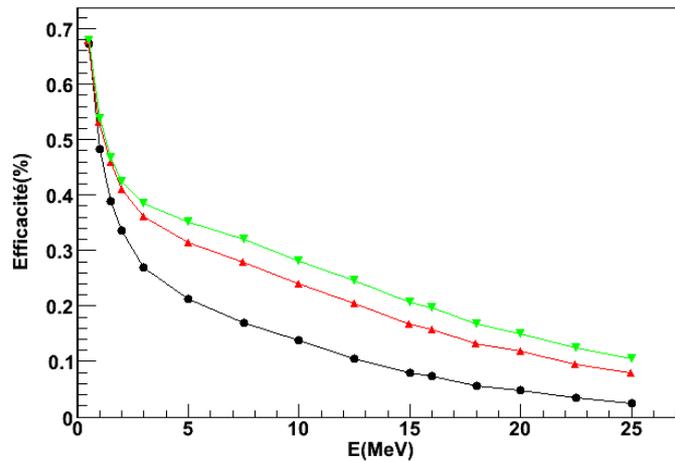


FIG. 2.11 – Efficacité simulée : la courbe en noir correspond au spectre obtenu sans sommation des énergies déposées dans chaque détecteur, la courbe en rouge par sommation des détecteurs voisins, la courbe en vert lorsque toutes les énergies des détecteurs sont sommées.

En sommant la totalité, ou une partie des signaux de ces détecteurs, on récupère également l'énergie déposée dans d'autres détecteur par les γ secondaires et le nombre de coups dans le photopic est incrémenté. Il est évident que pour des événements de multiplicité supérieure à 1, i.e. plusieurs γ «physiques» provenant de la désexcitation du noyau composé émis en coïncidence, un tel procédé engendre la sommation des énergies des γ et cache ainsi le processus de décroissance multiple qui nous intéresse dans ce travail. Pour illustrer ceci, nous présentons la réponse du détecteur à un processus où deux γ l'un de 5 MeV et l'autre de 20,25 MeV sont émis en même temps. Nous présentons les spectres obtenus pour les différents traitements exposés précédemment : somme totale, somme des détecteurs voisins et celui où aucune somme n'est effectuée.

L'erreur apportée par la sommation totale est importante. A 5 MeV et 20,25 MeV, l'efficacité de détection est meilleure pour le traitement par ADDBACK, bien que celui-ci engendre aussi quelques sommes non physiques. Ainsi, en trouvant un compromis de meilleure efficacité pour des γ autour de 10 MeV, n'entraînant pas une somme trop importante de mauvais événements, nous utiliserons tout au long de l'analyse la procédure d'ADDBACK sur les plus proches voisins décrite dans ce paragraphe.

3.3 Résolution

Plusieurs phénomènes affectent la résolution des détecteurs, i.e. largeur des pics, visible sur les spectres expérimentaux :

- la résolution intrinsèque des détecteurs,
- la sommation des signaux sur l'ensemble des détecteurs,
- l'effet Doppler.

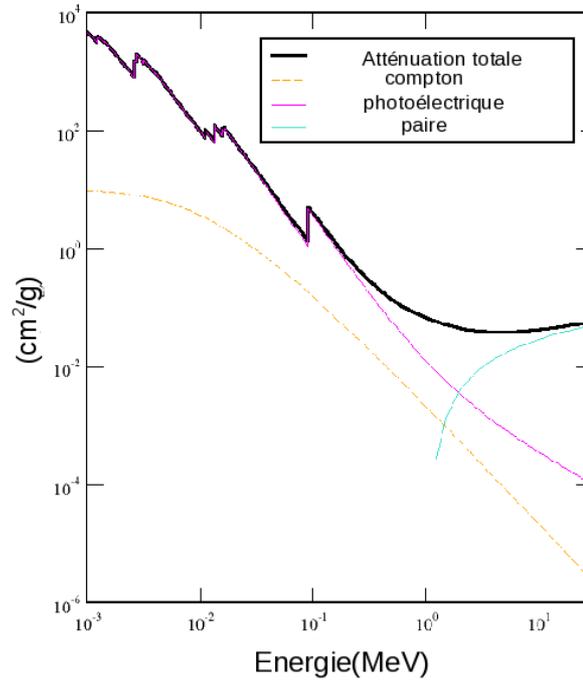


FIG. 2.12 – Section efficace d'absorption en cm^2/g de BGO par effet photoélectrique, Compton et de paire [83].

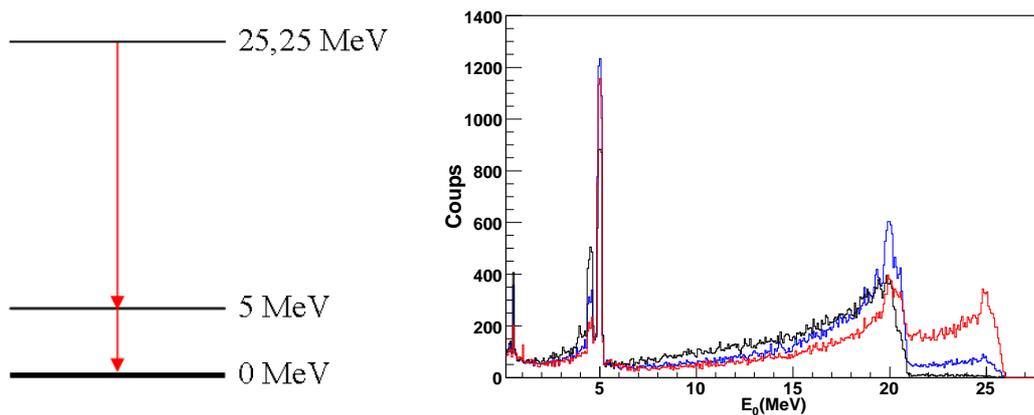


FIG. 2.13 – A gauche : schéma de décroissance illustrant le générateur d'événement implémenté dans les spectres simulés présentés sur la figure de droite. La courbe en noir correspond au spectre obtenu sans sommation des détecteurs, la courbe en bleu par sommation des détecteurs voisins, la courbe en rouge lorsque toutes les énergies des détecteurs sont sommées (voir Fig.2.11).

Les γ émis par le noyau de recul sont émis en vol et subissent un effet Doppler dont la formule est donnée par l'équation :

$$E_{\text{mes}} = E_{\gamma} \times (1 + \beta \cos(\theta)) \quad (2.9)$$

où $\beta = \frac{v}{c}$ ($\sim 3\%$ dans nos réactions), θ est l'angle formé entre l'axe du faisceau et la direction du gamma émis, E_{mes} est l'énergie mesurée et E_{γ} l'énergie du γ émis. Les énergies des noyaux de recul étant assez faible, le décalage Doppler n'est à priori pas très important, notons cependant que ce travail concerne des γ dont les énergies varient entre 0 et 25 MeV. A titre d'exemple, pour un γ de 10 MeV, le plus grand décalage Doppler dont pourrait être affecté les données aurait lieu pour un γ ayant interagi en périphérie du détecteur 1 (détecteur placé le plus à l'avant, voir Fig.2.17), il serait alors mesuré à une énergie de 10,318 MeV. Ceci entraîne tout de même une erreur de plus de 300 keV par rapport à l'énergie du γ émis. Pour nous affranchir en partie de cet effet, nous utilisons la formule inverse de celle donnée à l'équation 2.9 pour corriger l'effet Doppler. Les erreurs sur l'énergie du noyau de recul ($E_{\text{rec}} \pm 7\%$) et sur son angle par rapport au faisceau ($\Delta\theta_{\text{rec}} \sim 1,5^\circ$) sont minimales par rapport à celles dues aux ouvertures angulaires des détecteurs qui peuvent atteindre 50° pour les détecteurs les plus proches de la cible. Ainsi, dans la procédure de correction nous utiliserons la vitesse v correspondant à l'énergie moyenne du recul, et l'angle θ correspondant à l'angle défini entre les centres des faces des détecteurs et l'axe du faisceau. La même correction sera utilisée à la fois pour les données réelles et pour les simulations. Toujours à titre d'exemple, le γ de 10 MeV mesuré en périphérie du détecteur 1, aurait après correction Doppler une énergie de 10,034 MeV. Comme nous le verrons une erreur de 34 keV est très faible par rapport à la résolution des BGO à cette énergie qui est d'environ 1 MeV. Pour montrer qu'il n'est pas nécessaire d'approfondir plus la méthode de correction Doppler, prenons à présent un γ toujours de 10 MeV qui interagirait au bord du détecteur 21 (voir Fig.2.5). Il serait alors mesuré à une énergie de 10,225 MeV et comme le centre de ce détecteur est à 90° , celui-ci ne subirait aucune correction et donc l'erreur en énergie resterait de 225 keV. Il s'agit bien sûr du cas extrême qui est très peu probable, mais il définit le plus grand décalage dû à l'effet Doppler subsistant après la correction et celui-ci ne peut être corrigé puisque nous ne pouvons pas savoir à quel endroit du détecteur le γ a interagi.

La figure 2.14 présente les spectres simulés que nous obtenons avant et après correction Doppler pour la cascade de décroissances indiquée sur la Fig.2.13. Ainsi, nous mesurons dans le spectre un γ de 5 MeV et un autre de 20,25 MeV. On voit très clairement sur cette figure les différentes interactions qu'ont subi les γ dans le BGO, c'est-à-dire l'effet photoélectrique avec les pics aux énergies attendues, l'effet Compton qui correspond à la distribution avant les photopics, et la création de paires qui entraîne les pics de premier et second échappement situés à 511 et 1022 keV en amont du photopic. Nous pouvons également voir sur cette figure l'amélioration apportée par la correction Doppler au spectre initial. Sur ces spectres, seule la perte de résolution due à l'effet Doppler mal corrigé et au fond Compton sont présents. Pour que les résultats des simulations soient comparables aux spectres expérimentaux nous les avons convolués par des gaussiennes dont les largeurs sont données par la résolution expérimentale. Le BGO étant un scintillateur sa résolution suit la loi usuelle :

$$FWHM = k\sqrt{E}, \quad (2.10)$$

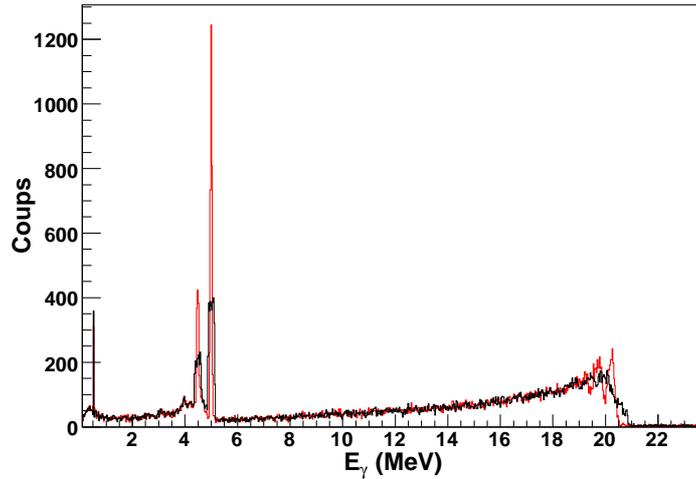


FIG. 2.14 – Spectre simulé avant (noir) et après correction Doppler (rouge) pour le schéma de décroissance indiqué dans la figure 2.13.

où FWHM est la largeur à mi-hauteur du photopic et k la constante de résolution que nous avons estimée à $0,205 \text{ MeV}^{1/2}$ à partir de nos données expérimentales. Nous avons utilisé cette formule pour convoluer le spectre précédent par des gaussiennes dont la largeur augmente avec l'énergie comme indiqué par la formule précédente.

Sur la Fig.2.15 est présenté le spectre discuté précédemment avant et après convolution par la résolution.

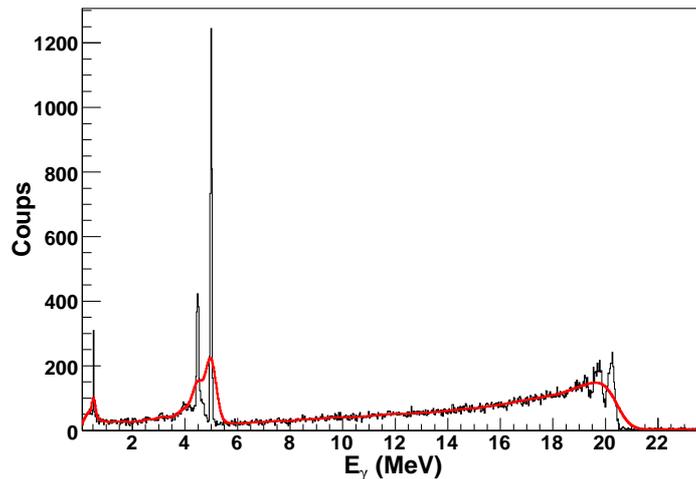


FIG. 2.15 – Spectre simulé avant (noir) et après convolution par la formule de résolution (rouge) pour le schéma de décroissance indiqué dans la figure 2.13.

On peut remarquer sur cette figure qu'après convolution, il devient difficile de séparer les différentes interactions avec le scintillateur et que le photopic n'est plus bien défini.

Jusqu'à 10 MeV il reste cependant toujours possible d'évaluer les différents effets en ajustant le spectre avec la somme de 3 gaussiennes centrées en E_γ , $E_\gamma - 0,511$ et $E_\gamma - 1,022$ et d'une exponentielle qui s'arrête à l'énergie du front Compton, soit à :

$$E_c = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_0 c^2}{2E_\gamma}} \quad (2.11)$$

Passée cette énergie ce traitement n'est plus possible car, comme cela est visible pour le γ de 20,25 MeV, le "photopic" devient un pic très élargi. Comme le spectre obtenu est directement comparable aux spectres expérimentaux que nous obtiendrons, il est utile d'estimer la largeur ainsi que le centre du pic obtenu. Il n'est pas centré sur l'énergie du γ émis comme on le voit sur la Fig.2.15 pour le pic à 20,25 MeV, mais à environ l'énergie du front Compton, soit à ~ 200 keV en dessous du photopic pour un γ de 20 MeV. La Fig.2.16 donne les caractéristiques de ce pic élargi, c'est-à-dire sa largeur à mi-hauteur ainsi que son centre en fonction de l'énergie du gamma émis.

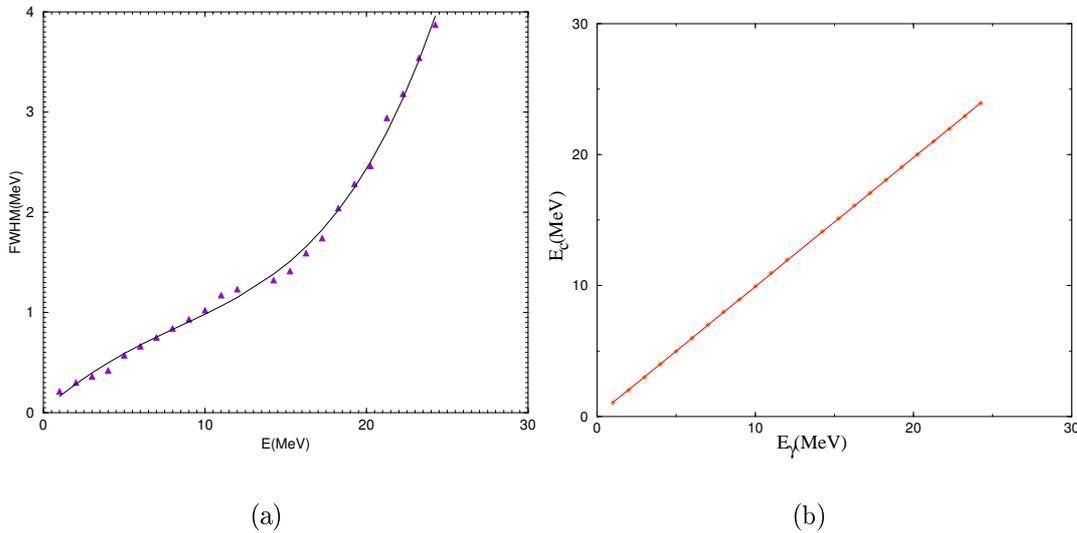


FIG. 2.16 – (a) : Largeur à mi-hauteur du pic élargi ; (b) : Décalage en énergie du pic élargi.

Les points obtenus à partir des simulations pour ces deux courbes peuvent être ajustés par des fonctions simples. Ainsi l'énergie du centre du pic est donné par la formule :

$$E_{\text{mes}} = 0,985E_\gamma + 0,07. \quad (2.12)$$

Et la largeur du pic à mi hauteur par l'équation :

$$FWHM = -1,886 \times 10^{-2} + 1,73 \times 10^{-1}E_\gamma - 1,2 \times 10^{-2}E_\gamma^2 + 4,9 \times 10^{-4}E_\gamma^3 \quad (2.13)$$

où E_γ est l'énergie du γ incident en MeV. Ainsi un γ de 20,25 MeV, engendrera un pic centré à 20,02 MeV et dont la largeur à mi-hauteur est de 2,6 MeV. Pour un γ de 10 MeV cette largeur est de 1 MeV et le centre à 9,9 MeV.

3.4 Distributions angulaires

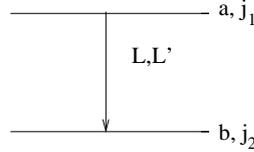
Dans le but de déduire les multipolarités des transitions et à travers elles, obtenir des informations sur les spins et parités des niveaux, nous avons testé la sensibilité de l'ensemble BGO à différentes distributions angulaires. Pour ce faire, nous avons implémenté ces distributions angulaires γ dans le code de simulation.

Dans les expériences de ce travail, le noyau de recul étant émis à 0° par rapport au faisceau, on peut montrer, en utilisant la conservation du moment angulaire et en projetant le spin total sur l'axe du faisceau, que l'on a :

$$\alpha_m = s_1 + s_2 \text{ avec } \alpha \leq \alpha_m \quad (2.14)$$

où α_m est le sous-état magnétique maximum du niveau émetteur, s_1, s_2 les spins intrinsèques des noyaux cible et projectile (pour les réactions qui nous intéressent $s_1 = s_2 = 0$). Les sous-états magnétiques α accessibles sont limités par α_m et non plus par le spin du niveau. Ainsi, dans notre cas, seul le sous-état magnétique 0 est alimenté et le déséquilibre créé entre les sous-états magnétiques induit alors une émission γ anisotrope qui suit des règles bien précises selon le type de transition auquel nous avons affaire. La distribution angulaire des γ nous informe donc sur la nature des transitions en jeu.

On peut démontrer que pour une transition caractérisée par (L, L') entre deux niveaux a et b, l'expression de la distribution angulaire est donné par :



$$W(\theta) = \sum_k \rho_k(a) \times R_k(j_1, j_2) P_k(\cos(\theta)) = \sum_k a_k \times P_k(\cos(\theta)), \quad (2.15)$$

où P_k sont les polynômes de Legendre d'ordre k,

$$R_k(j_1, j_2) = \frac{\sum_{L, L'} \delta_L \times \delta_{L'} \times R_k(LL'j_1j_2)}{\sum_L \delta_L^2}, \quad \text{avec } k \leq \min(2L, 2L', 2j_1), \quad (2.16)$$

$$\delta_L = \frac{\langle b|L|a \rangle}{\langle b|L_m|a \rangle}, \quad \text{où } L_m \text{ est l'ordre multipolaire minimal} \quad (2.17)$$

$$\rho_k(a) = \sum_\alpha \rho_k(a, \alpha) \times P(\alpha), \quad (2.18)$$

où $P(\alpha)$ est le facteur de population des sous-états magnétiques.

Les coefficients $\rho_k(a, \alpha)$, qui décrivent l'alimentation de l'état et $R_k(LL'j_1j_2)$ qui décrivent leur désexcitation se trouvent dans l'article de H.J. Rose et D.M. Brink [84]. Dans les cas les plus fréquents, les transitions sont un mélange des deux premières multipolarités, de sorte que $L' = L + 1$.

Il nous reste à présent à vérifier l'existence d'une corrélation entre les distributions angulaires imposées et la répartition des γ dans les BGO, car rappelons que la disposition

compacte des détecteurs n'est pas idéale pour de telles mesures. La Fig. 2.17 donne la numérotation attribuée à chaque détecteur. Dans ces conditions, l'angle solide couvert par chaque détecteur est différent et une distribution uniforme entraîne un nombre de coups différent dans chaque détecteur, comme cela est montré Fig. 2.18.

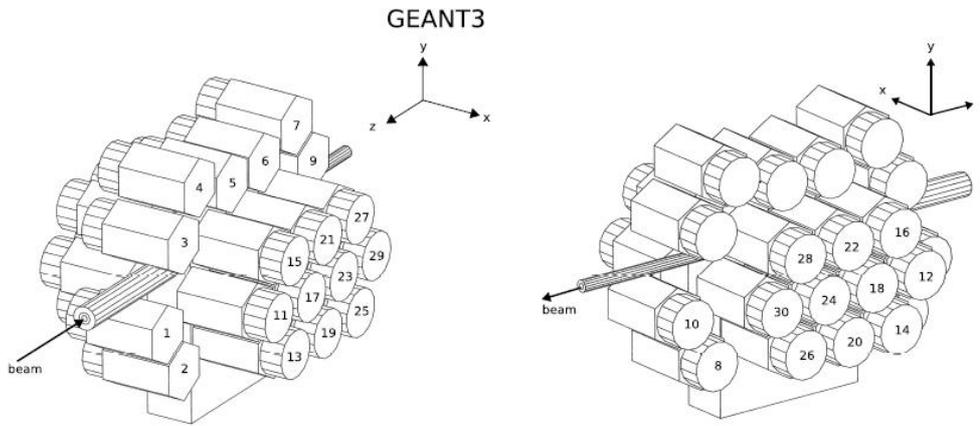


FIG. 2.17 – Numérotation des détecteurs.

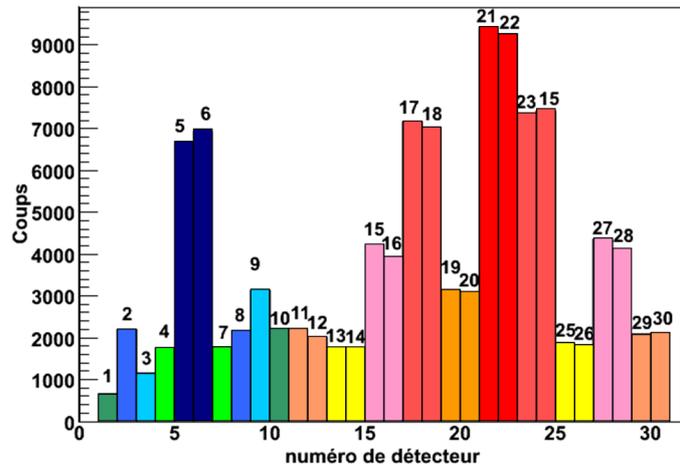


FIG. 2.18 – Répartition des γ dans les BGO pour une distribution uniforme de 150000 événements. Les nombres de coups dans les BGO situés à même distance de la cible sont de même couleur, les détecteurs de la couronne dans des couleurs de bleu à vert, ceux de coté de jaune à rouge.

Il n'est pas évident, au vu de cette figure, de vérifier que cette distribution reflète bien une distribution uniforme. Nous nous sommes appuyés sur les résultats reportés dans une thèse dans laquelle une distribution uniforme expérimentale, obtenue à partir d'une source radioactive, est comparée de façon concluante à celle de la simulation [75].

La distribution montrée dans la thèse correspond bien à celle que nous avons calculée, mais il reste à bien la comprendre. L'ensemble des détecteurs peut être décomposé en deux sous-ensembles : la couronne centrale (détecteurs 1 à 10) et ceux de côté (11 à 30). Les positions des détecteurs par rapport à la cible comportent des symétries (Fig. 2.18). Ainsi, les détecteurs de côté sont placés de sorte que deux détecteurs soient toujours face à face de part et d'autre de la cible ($\{11,12\} \dots \{29,30\}$). De plus, d'autres symétries par rapport à l'axe Oz peuvent être trouvées ($\{5,6\}; \{4,7\}; \{28,16\} \dots$). Les nombres de coups trouvés dans les différents détecteurs respectent bien les symétries sauf pour 2 couples $\{1,10\}$ et $\{3,9\}$. Cela s'explique par le fait que, pour pouvoir laisser passer le tuyau du faisceau, les détecteurs 1 et 3 sont en fait reculés, l'angle solide qu'ils couvrent est alors plus petit. Les détecteurs supposés recevoir le plus de coups sont ceux couvrant les plus grands angles solides et ceux étant les plus proche de la cible, il est donc normal d'avoir un nombre de coups maximal dans les détecteurs $\{21,22\}$ et minimum dans les détecteurs $\{13,14,25,26\}$. Ainsi la distribution obtenue dans les BGO est bien comprise pour une distribution uniforme. Il nous faut à présent vérifier l'effet d'une distribution anisotrope. Pour retrouver les distributions angulaires, nous avons divisé les nombres de coups dans chaque détecteur par celui obtenu pour une distribution uniforme. La Fig.2.19 présente le cas d'une distribution uniforme, d'une distribution quadrupolaire électrique (E2) pour une transition $2^+ \rightarrow 0^+$, d'une distribution dipolaire électrique (E1) pour une transition $1^- \rightarrow 0^+$. Les angles donnés sur la figure correspondent aux angles des différents détecteurs, les barres d'erreurs horizontales correspondent à l'ouverture angulaire des détecteurs et les barres verticales aux erreurs statistiques. Les distributions calculées ainsi que les χ^2 obtenus entre les simulations et les différentes distributions sont données dans le Tab.2.7.

Distribution simulée	Uniforme	E2 $2^+ \rightarrow 0^+$	E1 $1^- \rightarrow 0^+$
Formule	1	$7.5X^2(1-X^2)$	$1.5(1-X^2)$
χ^2/ndf pour dist uniforme	1,2	109,6	85
χ^2/ndf pour dist E2 $2^+ \rightarrow 0^+$	86,1	3,4	119,9
χ^2/ndf pour dist E1 $1^- \rightarrow 0^+$	1,24	66,2	0,6

TAB. 2.7 – Distributions angulaires et comparaison aux simulations ($X = \cos(\theta)$).

Nous voyons donc que malgré la répartition inhomogène de nos détecteurs nous retrouvons les distributions angulaires implémentées, ce qui nous permet également de vérifier que nos simulations sont correctes. Néanmoins nous pouvons noter que les barres d'erreurs horizontales sont très grandes et que dans cette simulation un seul γ pour une transition bien précise est en jeu. Les mesures réelles peuvent s'avérer plus compliquées. De plus ces simulations sont réalisées sans tenir compte de la détection du noyau de recul qui, comme on le verra, compliquera ce résultat.

Ce que nous avons décrit jusqu'à présent concerne les propriétés de l'ensemble de détection γ sans tenir compte de la détection des noyaux de recul or les γ que nous allons analyser proviennent de la détection en coïncidence avec les noyaux de recul. Il est donc important de comprendre l'influence de cette détection sur le spectre γ obtenu.

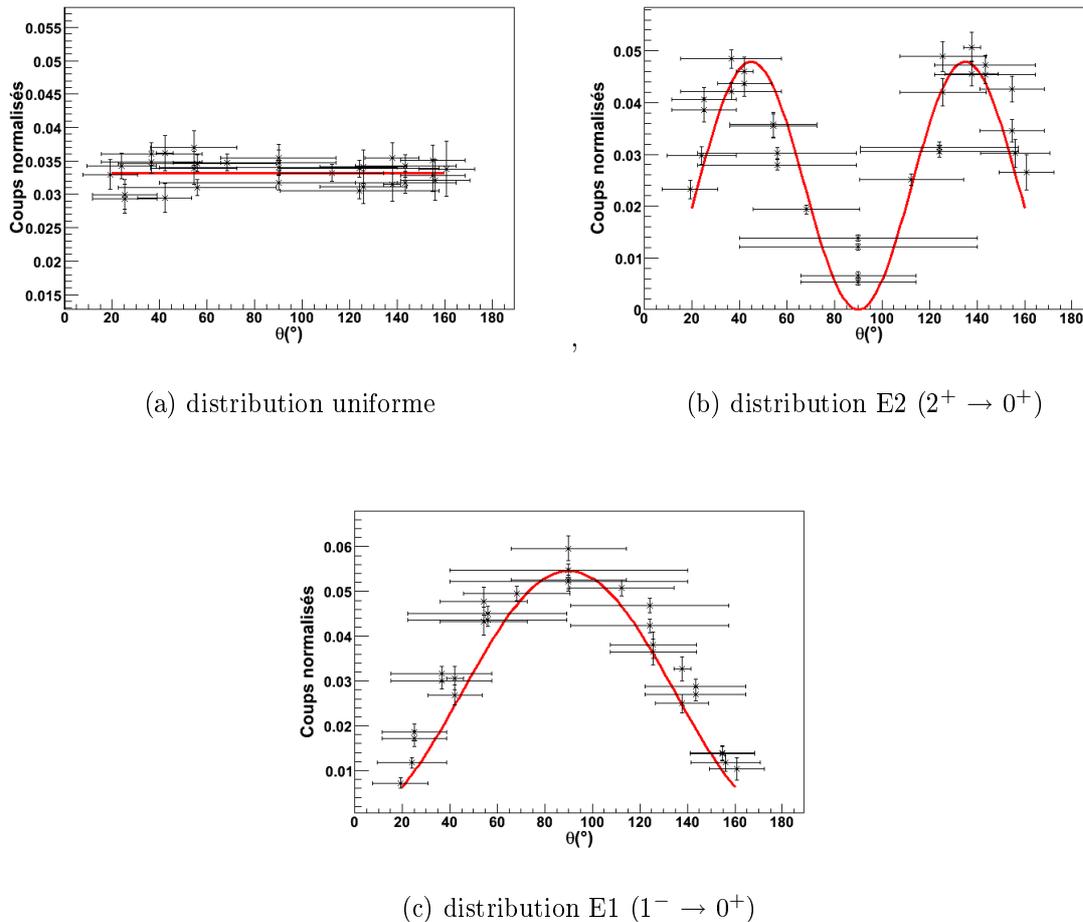


FIG. 2.19 – Distributions angulaires après simulation de 15000 événements suivant le type de transition électromagnétique indiqué sous chaque figure.

3.5 Acceptance du noyau de recul

Sur la Fig.2.20 est présenté le résultat d'une simulation d'un spectre γ enregistré en coïncidence ou non avec le noyau de recul. On voit que pour des γ émis en cascade, le pic est à peu près divisé par deux lorsque l'on impose la détection du noyau de recul, alors que le pic à 20 MeV a pratiquement disparu. Il semble donc que la mesure du noyau de recul soit fortement dépendante du schéma de décroissance des γ émis. Ainsi, comme nous l'avons discuté précédemment, si un γ de 20 MeV est émis perpendiculairement au faisceau, le noyau de recul ne rentrera pas dans le spectromètre, ce qui explique en partie le faible nombre de coups restant pour un γ unique. Quand les γ sont émis en cascade, ils se partagent la quantité de mouvement accessible et ont tendance à réduire le moment total emporté par les γ et ainsi à moins influencer la trajectoire du recul. Les réglages des différents éléments optiques sont optimisés pour l'énergie moyenne du faisceau, c'est-à-dire lorsque la somme de la quantité de mouvement des différents γ sur l'axe du faisceau est nulle. Il peut donc être intéressant de regarder le nombre de recul arrivant au plan focal de DRAGON pour différents réglages du spectromètre. La Fig.2.21 présente ce résultat pour le cas où il y a un seul γ de désexcitation et, le cas où la désexcitation procède par cascade.

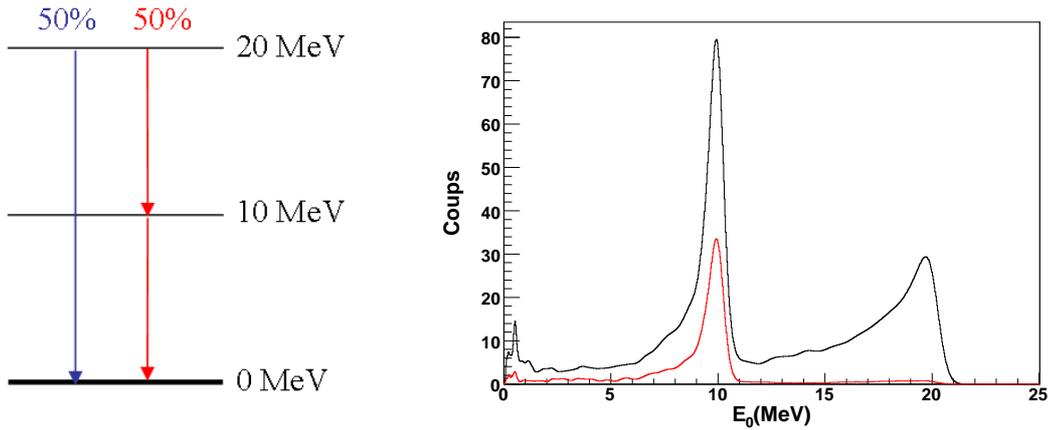


FIG. 2.20 – Comparaison des spectres obtenus pour le schéma de décroissance indiqué à gauche sans (en noir) et avec sélection du noyau de recul (en rouge).

Nous allons tout d'abord discuter le cas de γ émis selon une distribution uniforme. On voit que lorsqu'il s'agit de γ émis en cascade, la meilleure acceptation est obtenue pour un $\Delta E/E$ de $-2,5\%$, cette valeur correspond à la différence de ralentissement dans une moitié de cible des noyaux reculs par rapport à ceux du faisceau. Par contre, il s'agit d'un minimum pour un γ de 20 MeV. Ceci est normal puisque lorsqu'on se place à $-2,5\%$, cela signifie que l'on impose au γ de ne pas emporter de quantité de mouvement sur l'axe du faisceau, or cela n'est possible que si le γ est émis à 90° mais nous savons que dans ce cas le recul ne rentre pas dans le cône d'ouverture de DRAGON. Comme nous sommes essentiellement intéressés par la décroissance par cascade nos données ont été majoritairement prises autour de $-2,5\%$, mais des prises de données plus courtes ont également été faites à $-7,5$ et $+2,5\%$. Pour illustrer les effets du réglage en énergie sur le spectre γ nous avons présenté sur la Fig.2.22, la répartition angulaire des γ émis isotropiquement lorsque l'on impose la détection du noyau de recul après différents réglages optiques. Ainsi lorsque la variation en énergie $\Delta E/E$ des réglages optiques de DRAGON est de -10% , les γ mesurés doivent permettre au noyau de recul d'avoir une énergie inférieure à l'énergie attendue, pour cela il faut qu'il soit émis plutôt vers l'avant. Si $\Delta E/E$ est de $-2,5\%$, la répartition des γ détectés est presque uniforme, quoique légèrement en faveur des γ émis vers l'avant. Par contre si $\Delta E/E$ est de 5% , les noyaux de recul parvenant au plan focal sont ceux dont l'énergie est plus grande que celle attendue : pour cela il faut que les γ soient émis vers l'arrière. Tout ceci s'explique par l'équation 2.8 que nous avons donné lors de la description du spectromètre. La Fig.2.22 montre l'influence de la détection du noyau de recul sur les distributions angulaires des γ : elle peut engendrer une dissymétrie par rapport à 90° . Cette dissymétrie ne pourrait en aucun cas provenir d'une caractéristique physique de la décroissance, car les distributions angulaires sont toujours en puissance paire de polynômes de Legendre et sont donc toujours symétriques par rapport à 90° . Intéressons nous à présent aux courbes de la Fig.2.21 qui correspondent à l'acceptation du recul pour une distribution angulaire E1. Cette distribution est pointée à 90° , ce qui bien sûr diminue l'acceptation des noyaux de recul lorsqu'un γ d'énergie élevée est émis. Par contre, cette distribution n'a que très peu d'effet pour une décroissance en cascade. Nos calculs de simulation ont montré que les distributions angulaires des γ ainsi que

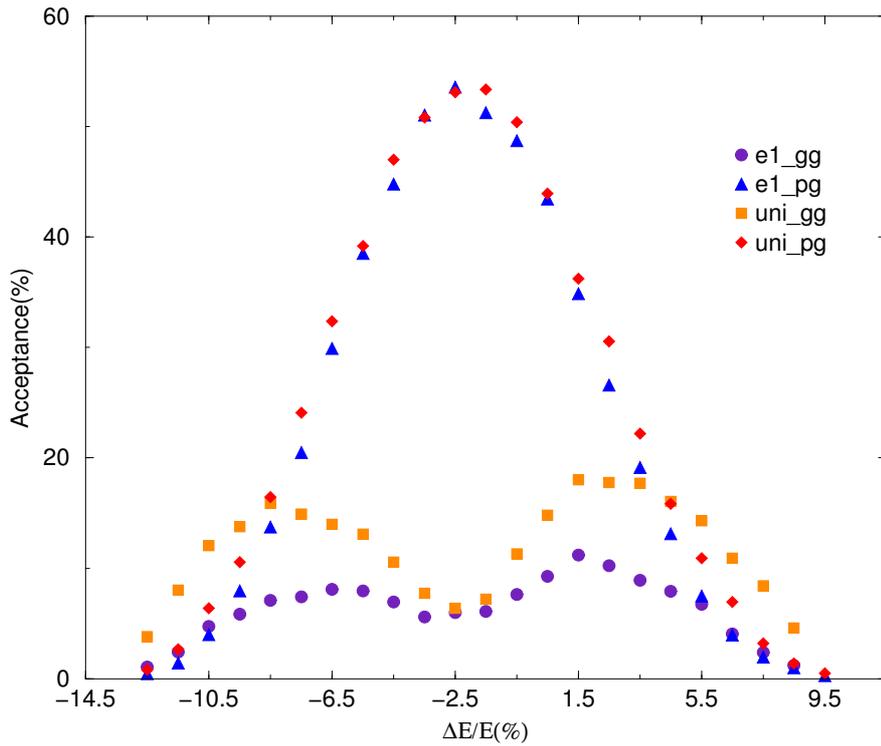


FIG. 2.21 – Acceptance du noyau de recul au plan focal de DRAGON en fonction du réglage en énergie des éléments optiques. Les résultats sont présentés pour un γ unique de 25 MeV émis uniformément (carré orange) et selon une distribution E1 (rond violet) ; pour deux photons émis en cascade de 12,5 MeV chacun, pour une distribution uniforme (losange rouge) et pour une distribution E1 (triangle bleu).

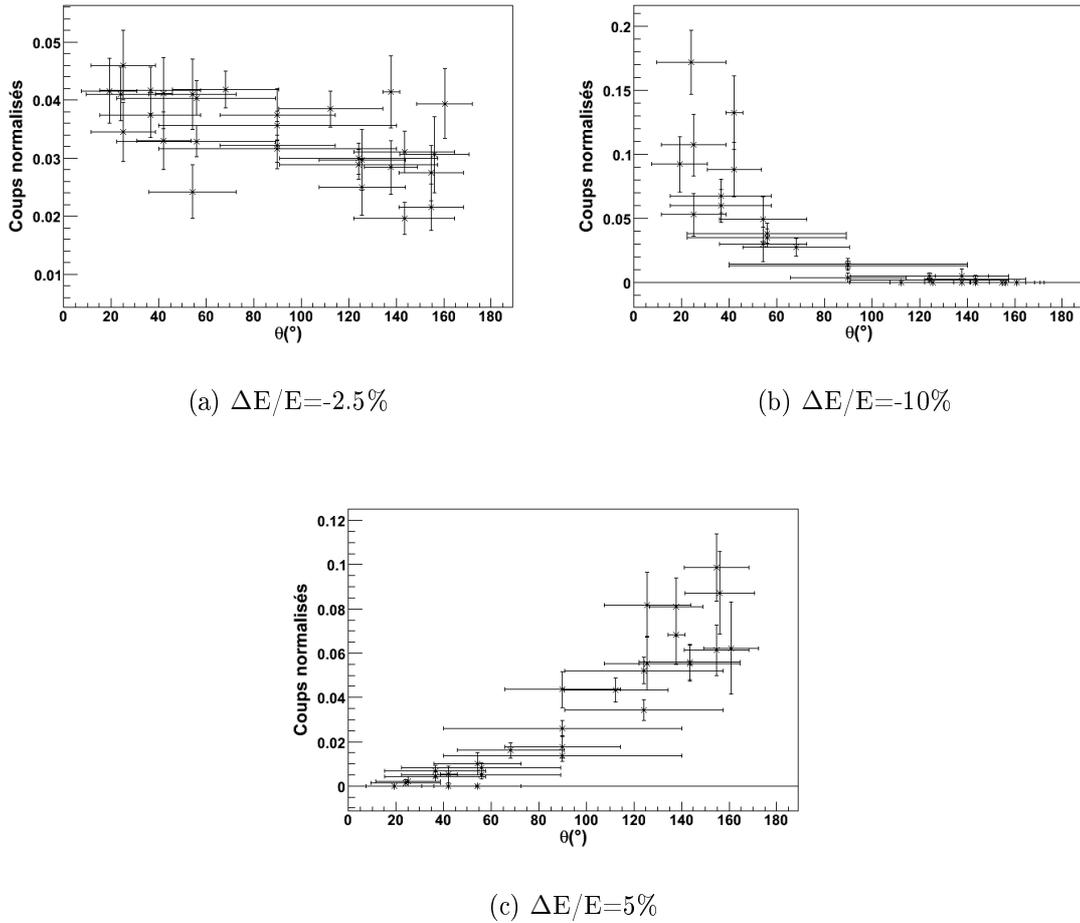


FIG. 2.22 – Distributions angulaires des γ en coïncidence avec le noyau de recul pour les réglages en énergie des éléments optiques indiqués sous les figures.

leurs énergies influencent la détection du noyau de recul. Pour en tenir compte nous introduirons toujours dans les simulations la distribution angulaire du γ de plus grande énergie, calculée pour notre scénario de décroissance.

3.6 Conclusion

Ces simulations nous ont permis de comprendre la réponse de l'ensemble de détection pour nos réactions. Elles nous ont également permis de tester, un à un, les points qui nous seront utiles pour l'analyse et l'interprétation de nos données. Nous allons pouvoir utiliser de telles simulations incluant des schémas de décroissances complets des noyaux étudiés, impliquant jusqu'à 70 niveaux ainsi que les distributions angulaires γ correspondantes en coïncidence avec le noyau de recul. Ces simulations nous sont indispensables pour interpréter nos données car elles nous permettent à la fois de tenir compte de l'efficacité de détection des γ ainsi que de celle des noyaux de reculs, ces deux aspects étant interdépendants. Ceci nous permettra de construire les spectres probables d'émission γ mais également de déduire les sections efficaces de la voie de capture radiative.

Chapitre 3

$^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)^{24}\text{Mg}$: résultats et interprétations

1 Travail préliminaire : construction des spectres γ de capture radiative

La construction des spectres de l'expérience $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ayant été principalement analysé par l'équipe de l'Université de York, je ne présenterai que succinctement l'obtention des spectres γ que nous discuterons par la suite. La construction du spectre γ provenant de la capture radiative se fait via la sélection des noyaux de recul dans le plan focal. Le spectre de temps de vol dans DRAGON est présenté sur la Fig.3.1 à $E_{\text{cm}}=6$ MeV.

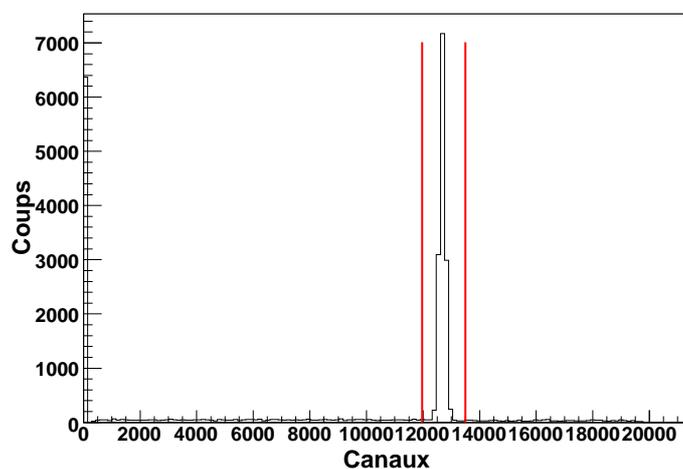


FIG. 3.1 – Spectre de temps de vol à $E_{\text{cm}}=6$ MeV.

Il présente un unique pic centré sur le canal 12700. La sélection de ce pic permet un premier nettoyage, les données restantes représentent 74% des données initiales. Après cette sélection nous nous intéressons au spectre en énergie des noyaux de recul qui est présenté Fig.3.2.

Sur cette figure on remarque que le spectre en énergie des noyaux de recul est beaucoup

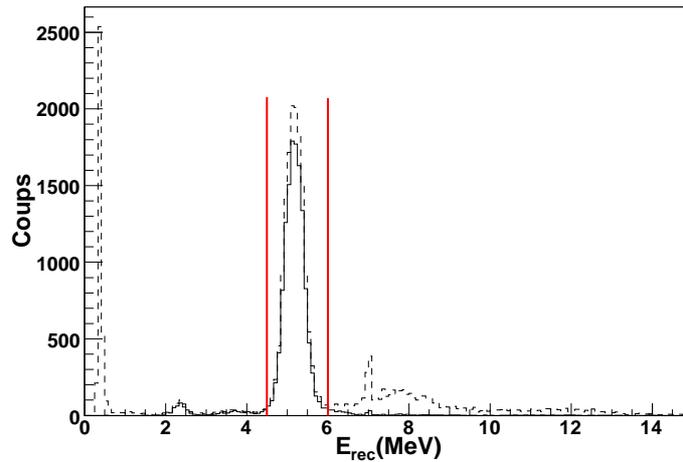


FIG. 3.2 – Spectre en énergie des noyaux de recul sans (traits pointillés) ou avec (trait plein) fenêtre sur le temps de vol à $E_{\text{cm}}=6$ MeV.

plus propre après la sélection en temps. Le pic des noyaux de recul centré à $E_{\text{rec}}=5,18$ MeV est donc sélectionné par la fenêtre indiquée sur la figure. La construction des spectres γ en coïncidence a été effectuée de la même manière pour les quatre prises de données à $E_{\text{cm}}=6$; 6,4; 6,8 et 7,5 MeV car les spectres de temps de vol et d'énergie des noyaux de recul étaient aussi propres que ceux présentés à $E_{\text{cm}}=6$ MeV. Par contre ce n'est pas le cas à $E_{\text{cm}}=8$ MeV.

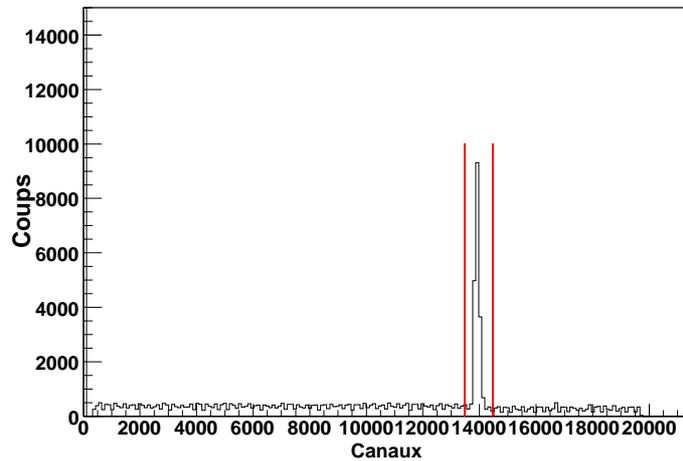


FIG. 3.3 – Spectre de temps de vol à $E_{\text{cm}}= 8$ MeV.

Ainsi le spectre en temps de vol à 8 MeV (Fig.3.3) présente un fond plus important et la sélection du pic ne nous laisse que 20% des données enregistrées en coïncidence.

Lorsque nous traçons le spectre en énergie des noyaux de recul en respectant la fenêtre prise en temps de vol, on voit que le spectre n'est pas plus propre, et que deux pics sont

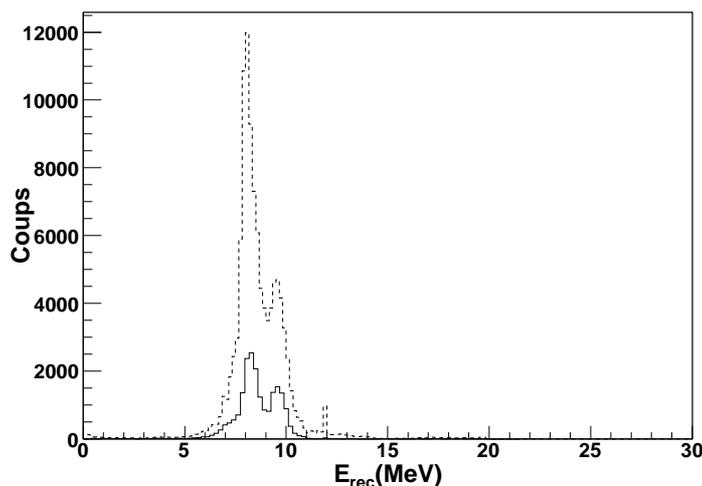


FIG. 3.4 – Spectre en énergie des noyaux de recul sans (traits pointillés) ou avec (trait plein) fenêtre sur le temps de vol à $E_{\text{cm}} = 8$ MeV.

présents, l'un à 8,22 MeV et l'autre centré en 9,52 MeV. Ceci s'explique par un réglage non optimum des éléments optiques de DRAGON. Notons que ces données, antérieures à celles prises aux autres énergies, constituaient un test de faisabilité de l'expérience. Afin de déterminer lequel de ces pics correspond à la capture radiative, nous avons tracé sur la Fig.3.5, l'énergie des γ en fonction de l'énergie des noyaux de recul.

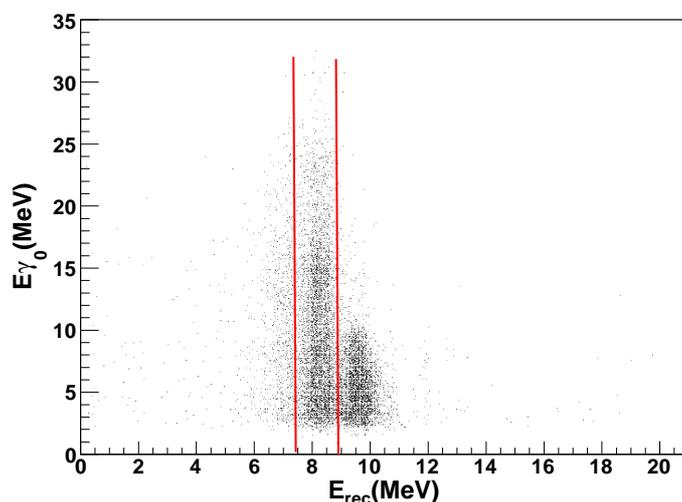


FIG. 3.5 – Spectre en énergie des noyaux de recul versus énergie du γ de plus grande énergie détecté dans l'ensemble BGO à $E_{\text{cm}} = 8$ MeV.

Dû aux chaleurs de réaction des voies de fusion-évaporation les γ ayant une énergie supérieure à 12 MeV ne peuvent provenir que de la capture radiative. Le premier pic est donc celui correspondant à la capture radiative. Le second est attribué à des résidus de

masse 23 (principalement ^{23}Na). Même après sélection du pic correspondant au ^{24}Mg , le spectre souffre encore un peu de la contamination et le spectre γ a finalement été obtenu après soustraction normalisée de la composante provenant de la contamination. Nous pouvons à présent entamer l'étude des spectre γ obtenus à partir de ce travail préliminaire.

2 Résultats

2.1 Spectres γ

Avant de discuter les résultats obtenus, rappelons ce à quoi correspondent les énergies expérimentales que nous avons sondées par rapport aux résonances qui avait été mesurées précédemment [65, 67] et qui ont été présentées Fig.1.19.

Résonances	E_{cm} (MeV)	Γ (keV)	$d\sigma/d\Omega_{\text{cm}}$ (nb/sr)	E_1	E_2	E_3	E_4	E_5
1 vers 0_1^+	6	245	28	✓	×	×	×	×
2 vers 0_1^+	6,8	250	20	×	×	✓	×	×
3 vers 0_1^+	8	342	25	×	×	×	×	✓
1 vers 2_1^+	6	245	25	✓	×	×	×	×
2 vers 2_1^+	6,8	250	44	×	×	✓	×	×
3 vers 2_1^+	7,5	500	40	×	×	×	✓	×
4 vers 2_1^+	8	342	22	×	×	×	×	✓
1 vers $2_2^+/4_1^+$	6	245	10	✓	×	×	×	×
2 vers $2_2^+/4_1^+$	6,8	250	58	×	×	✓	×	×
3 vers $2_2^+/4_1^+$	7,5	435	22	×	×	×	✓	×
4 vers $2_2^+/4_1^+$	8	342	30	×	×	×	×	✓

TAB. 3.1 – Recouvrement entre les énergies sondées expérimentalement dans le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ($E_1 = 6$ MeV, $E_2 = 6,4$ MeV, $E_3 = 6,8$ MeV, $E_4 = 7,5$ MeV et $E_5 = 8$ MeV) et les résonances de capture radiative répertoriées dans la littérature. Les sections efficaces différentielles indiquées ont été mesurées à $\theta_\gamma = 45^\circ$.

La Fig.3.6 présente les spectres γ totaux obtenus aux cinq énergies sondées expérimentalement. Ces spectres ne sont pas normalisés et ont été pris pour des temps d'exposition différents. Notons que les cibles utilisées étaient de $85 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ à $E_{\text{cm}} = 6$ MeV, de $44 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ à $E_{\text{cm}} = 6,4$; $6,8$ et $7,5$ MeV et de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ à $E_{\text{cm}} = 8$ MeV. Les spectres à $E_{\text{cm}} = 6$ MeV et $E_{\text{cm}} = 6,8$ MeV présentent tous deux un pic large autour de 10 MeV. Ce pic correspond à l'alimentation d'états autour de 10 MeV dans le ^{24}Mg , soit à des états se trouvant juste au dessus du seuil α à $9,3$ MeV. Le spectre à $E_{\text{cm}} = 6,4$ MeV est assez plat. Comme nous le voyons dans le Tab.3.1 à $6,4$ MeV aucune résonance vers aucun état n'avait été observée, par contre, à 6 et $6,8$ MeV plusieurs résonances ont été mesurées vers différents états de basse énergie. Les spectres à $E_{\text{cm}} = 7,5$ MeV et 8 MeV ne montrent pas de pic aussi net au dessus de 10 MeV ; ce sont cependant deux énergies connues pour résonner vers certains états de basse énergie. Il semblerait donc que la nature de ces résonances soit différente. On peut également remarquer que le pic le plus important autour de 10 MeV est obtenu à $E_{\text{cm}} = 6$ MeV, c'est-à-dire au niveau de la barrière de Coulomb.

De façon pratique, les photons mesurés en coïncidence avec d'autres photons sont rangés

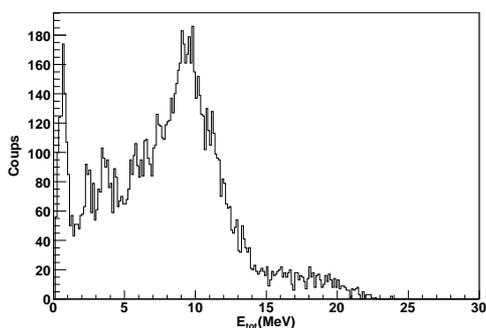
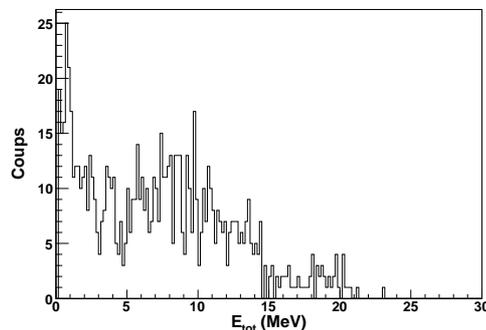
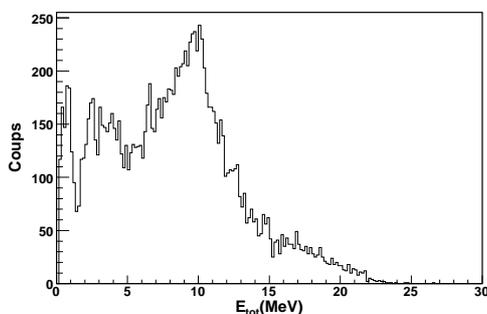
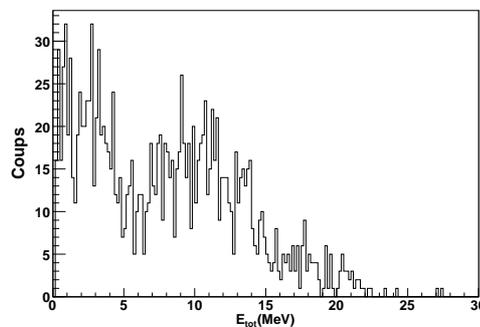
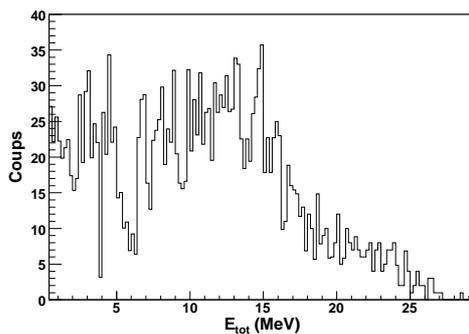
(a) $E_{\text{cm}} = 6 \text{ MeV}$ (b) $E_{\text{cm}} = 6,4 \text{ MeV}$ (c) $E_{\text{cm}} = 6,8 \text{ MeV}$ (d) $E_{\text{cm}} = 7,5 \text{ MeV}$ (e) $E_{\text{cm}} = 8 \text{ MeV}$

FIG. 3.6 – Spectre γ total pris en coïncidence avec les noyaux de recul aux différentes énergies expérimentales spécifiées sous les figures.

dans une matrice où les photons de plus grande énergie sont appelés E_0 , les deuxièmes γ de plus grande énergie E_1 et ainsi de suite. Les spectres E_0 versus E_1 sont présentés pour les deux énergies où la statistique accumulée est suffisante, soit à $E_{\text{cm}} = 6 \text{ MeV}$ et $6,8$

MeV, sur la Fig.3.7. Il s'agit des deux énergies dont le spectre γ présente un pic autour de 10 MeV (Fig.3.6).

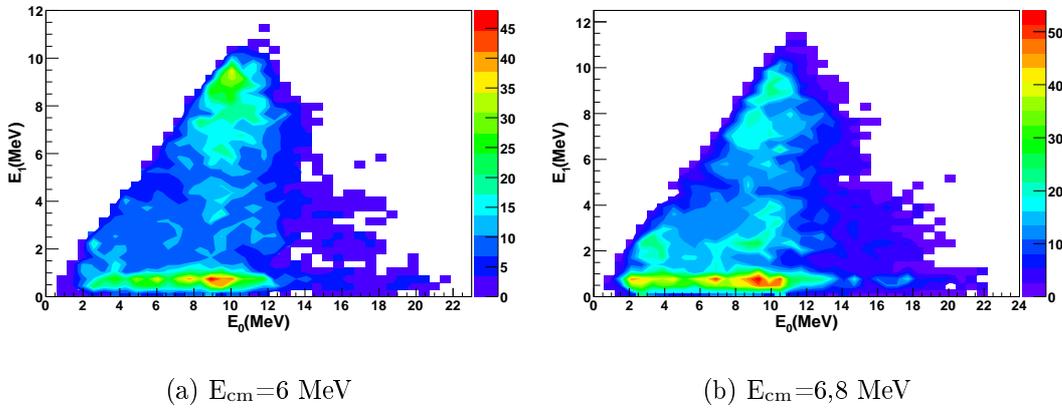


FIG. 3.7 – Spectres E_0 - E_1 présentant les γ de seconde énergie en fonction des γ de plus haute énergie pris en coïncidence avec les noyaux de recul aux énergies expérimentales spécifiées sous les figures.

Outre un pic aux alentours de 700 keV dont nous discuterons plus tard, ces deux spectres présentent quelques différences. Ainsi sur le spectre à 6 MeV, une grande partie de la décroissance procède via un état aux alentours de 10-11 MeV qui semble décroître principalement par un γ de ~ 9 -10 MeV vers l'état fondamental. Le spectre à $E_{\text{cm}} = 6,8$ MeV, montre également des γ de 10 MeV mais qui semblent décroître via les états de basse énergie de ^{24}Mg . Toutefois, nous voyons sur les spectres E_1 à 6 MeV et 6,8 MeV (Fig.3.8) que les γ de basses énergies de ^{24}Mg ne sont pas aisément identifiables.

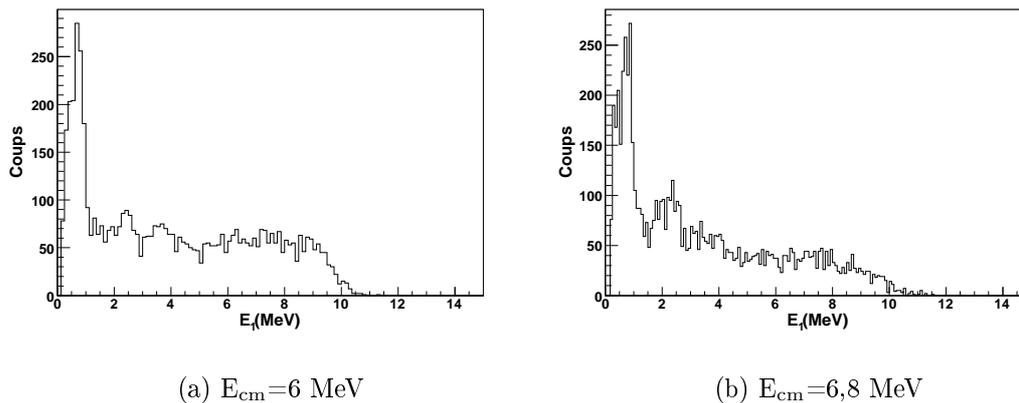


FIG. 3.8 – Spectres de seconde plus grande énergie E_1 en coïncidence avec les noyaux de recul à 6 et 6,8 MeV.

Les pics visibles sont centrés en 0,7 et 2,5 MeV. Afin de pouvoir rejeter le plus d'événements dans les BGO provenant des γ du spectre de fusion-évaporation, le seuil principal de détection était placé à 2 MeV. Les réglages ont dès lors été faits pour avoir environ 30

MeV sur les 1024 canaux, mais il est possible que n'ayant pas de γ de basse énergie pour calibrer les spectres, la précision des spectres soit faible à basse énergie. Ainsi il est difficile d'identifier clairement les pics de basse énergie. De plus dans les spectres γ en coïncidence acquis sans imposer les sélections en temps ou en énergie, les deux pics les plus abondants sont ceux à 700 keV et 2,5 MeV qui pourraient provenir de 0,511, de 1,633 et 2,613 MeV de ^{20}Ne , soit d'un fond sous le pic des noyaux de ^{24}Mg ou de coïncidences fortuites comme nous le verrons dans le cas du ^{28}Si . L'incertitude sur l'origine et l'énergie de ces pics, nous amène à ne pas les considérer dans les discussions que nous allons conduire, ainsi nous les poursuivrons uniquement sur les spectres de plus grande énergie qui sont présentées sur la Fig.3.9. Au vu de l'importance que peut avoir la mesure des γ de basse énergie de la capture radiative, ce problème sera réglé pour le cas du ^{28}Si (voir le chapitre suivant) en abaissant le seuil principal en énergie à 1 MeV.

La figure Fig.3.9 montre les spectres des γ de plus grande énergie. Ces spectres sont très semblables aux spectres E_{tot} présentés précédemment : on retrouve les pics à 10 MeV à $E_{\text{cm}} = 6$ MeV et à 6,8 MeV. Ce dernier pic est moins prononcé hors résonance et à $E_{\text{cm}} = 7,5$ et 8 MeV. La largeur à mi-hauteur du pic central est environ de 4 MeV à $E_{\text{cm}} = 6$ MeV et de 5 MeV à $E_{\text{cm}} = 6,8$ MeV. Les largeurs de 4-5 MeV, ne peuvent pas être expliquées par un unique γ car on s'attend à une résolution de l'ordre de 1 MeV à 10 MeV (cf Fig.2.16). Cependant 4-5 γ répartis entre 8 et 12 MeV pourraient expliquer cette largeur, et cela pourrait par exemple être dû à deux états aux alentours de 9-11 MeV décroissant chacun vers le fondamental et le 1^{er} état excité de ^{24}Mg . Aux autres énergies, les spectres semblent plus étendus et le passage par un grand nombre d'états peut expliquer ce phénomène. Les mesures connues jusqu'à présent pour la voie de capture radiative ne concernaient que l'alimentation des états de basse énergie de ^{24}Mg ce qui correspond aux γ de plus de 15 MeV et qui représentent environ 10,5 % des γ , alors que le pic à 10 MeV englobe $\sim 64\%$ du spectre. Ces chiffres doivent néanmoins être comparés à des simulations numériques pour tenir compte à la fois de l'efficacité de l'ensemble BGO et de l'acceptance des reculs afin d'en déduire la section efficace de capture radiative vers ces états à 10 MeV. Ceci sera développé en détails dans la partie interprétation de ce chapitre.

2.2 Distributions angulaires

Le spin des résonances et des états alimentés étant important dans la caractérisation des réactions de capture radiative, nous avons cherché à mesurer la distribution angulaire des γ . A cause de la faible statistique et de la forte corrélation entre l'entrée du noyau de recul dans le spectromètre et l'émission de γ de grande énergie, les distributions angulaires des γ de plus de 15 MeV ne seront pas discutées. Sur la Fig.3.10 sont présentées les distributions angulaires pour des γ ayant des énergies comprises entre 8 et 15 MeV. Ces distributions sont obtenues comme nous l'avons fait au chapitre 2 Fig.2.19, en attribuant à chaque détecteur le poids de la distribution uniforme simulée (Fig.2.18). Ces deux distributions présentent un creux aux alentours de 90° . Différentes courbes théoriques sont tracées sur ces figures pour ajuster ces distributions angulaires. Dans les deux cas les meilleurs résultats sont obtenus pour des transitions de types M1/E2 entre des états 2^+ . Ainsi à 6,4 MeV, le meilleur $\chi^2/\text{ndf} \sim 1,61$ est obtenu pour un mélange $\delta = \sqrt{\frac{\Gamma_{M1}}{\Gamma(E2)}} = -0,098$. Cette mesure n'est cependant pas très sensible dans le sens où des χ^2/ndf du même ordre de grandeur (1,91 ; 1,98 ; 1,64) sont obtenues pour des transitions de type

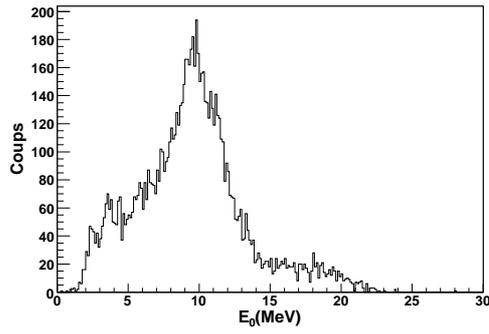
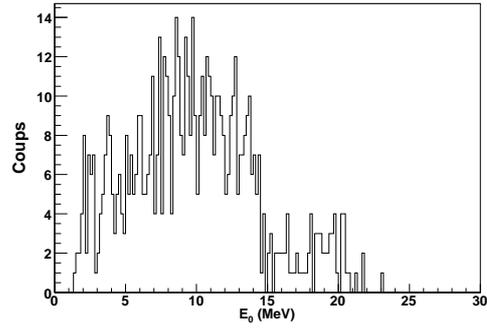
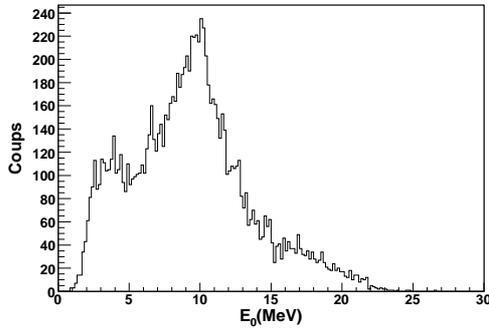
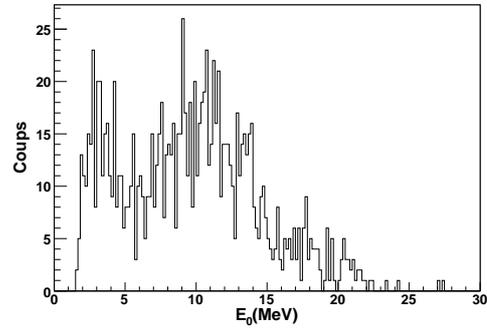
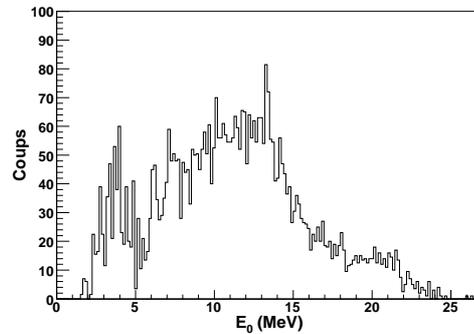
(a) $E_{\text{cm}}=6$ MeV(b) $E_{\text{cm}}=6,4$ MeV(c) $E_{\text{cm}}=6,8$ MeV(d) $E_{\text{cm}}=7,5$ MeV(e) $E_{\text{cm}}=8$ MeV

FIG. 3.9 – Spectres des γ de plus grande énergie en coïncidence avec les noyaux de recul aux énergies expérimentales spécifiées sous les figures.

$4^+ \rightarrow 2^+(E2), 2^+ \rightarrow 2^+(E2)$ ou encore $6^+ \rightarrow 4^+(E2)$. Ainsi les barres d'erreurs horizontales reflétant l'ouverture angulaire des détecteurs sont trop grandes pour permettre de discriminer entre ces différentes distributions angulaires possibles, de plus le pic sur lequel nous sommes peut correspondre à une somme de différentes transitions. Cette discussion est également valable à $E_{\text{cm}}=6$ MeV. Le minimum à 90° restreint tout de même les

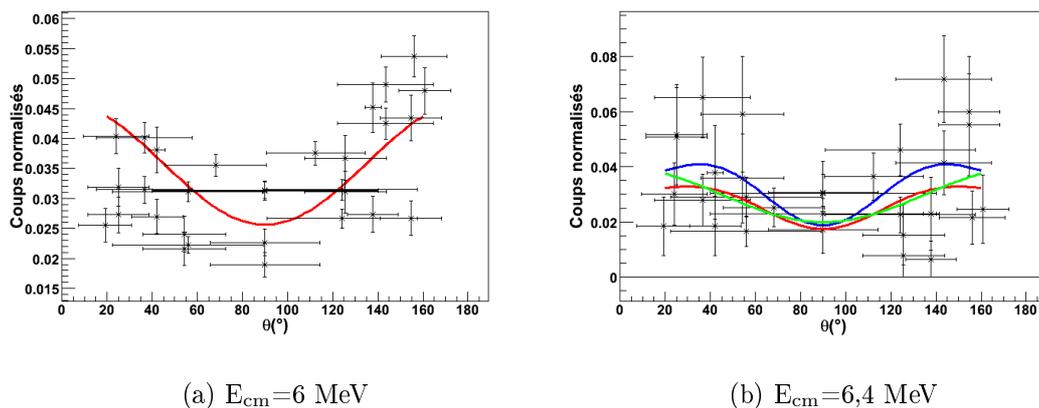


FIG. 3.10 – Distributions angulaires pour $8 \text{ MeV} < E_\gamma < 15 \text{ MeV}$ aux énergies expérimentales indiquées sous les figures. La courbe en rouge à $E_{\text{cm}} = 6 \text{ MeV}$ correspond à une transition $2^+ \rightarrow 2^+$ (transition M1/E2 avec $\delta = 0.053$). Les courbes en rouge, vert, bleu, à $E_{\text{cm}} = 6,4 \text{ MeV}$ correspondent respectivement à des distributions angulaires de type $4^+ \rightarrow 2^+(\text{E}2)$, $2^+ \rightarrow 2^+$ (transition M1/E2 avec $\delta = -0.098$), $6^+ \rightarrow 4^+(\text{E}2)$.

transitions à être entre deux états de spin pair. Ainsi, si l'on prend l'exemple d'un spin d'entrée 2^+ , les transitions quadrupolaires électriques ou magnétiques qui présentent un minimum à 90° sont $2^+ \rightarrow 0^{+/-}$, $2^+ \rightarrow 2^{+/-}$ et $2^+ \rightarrow 4^{+/-}$. Pour les transitions dipolaires, seules les transitions $2^+ \rightarrow 2^{+/-}$ permettent d'obtenir un minimum à 90° . La plupart des transitions se faisant plutôt à spin décroissant on peut donc s'attendre à ce que les distributions présentées aient plutôt un caractère quadrupolaire électrique.

A $E_{\text{cm}} = 6 \text{ MeV}$, le spectre présente une légère dissymétrie entre les détecteurs positionnés à l'avant et ceux à l'arrière. Comme décrit dans le chapitre précédent (Fig.2.22), ce phénomène ne peut être expliqué par la décroissance γ mais provient des réglages optiques pour la sélection des reculs. Le fait que les détecteurs positionnés vers l'arrière soient favorisés signifie que les reculs qui sont sélectionnés dans le plan focal ont une énergie supérieure à l'énergie moyenne. Ceci peut s'expliquer soit par des réglages optiques non optimaux, soit par un effet d'épaississement de la cible. Ainsi à $E_{\text{cm}} = 6 \text{ MeV}$, une cible de $85 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ a été utilisée pendant une semaine, il est donc possible que son épaisseur ait augmenté. Ce phénomène sera discuté en détails pour le système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Notons ici que lorsque l'épaisseur de cible augmente, l'énergie des reculs est en moyenne plus faible que celle pour laquelle les réglages optiques ont été faits. Par conséquent, seuls les reculs associés à des γ permettant une énergie correspondante élevée (γ émis vers l'arrière) peuvent atteindre le plan focal.

A $E_{\text{cm}} = 6,4 \text{ MeV}$, la cible a été remplacée par une cible de $44 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ et la prise de données n'excède pas un jour de sorte que la cible ne s'est pas épaissie. Pour les données suivantes à $6,8 \text{ MeV}$ (Fig.3.11), où la prise de données fut de l'ordre de la semaine, et à $E_{\text{cm}} = 7,5 \text{ MeV}$ qui a été fait à la suite avec cette même cible, la dissymétrie est à nouveau présente. Les coefficients directeurs reflétant la différence sont respectivement de $2,88 \times 10^{-4} \text{ degré}^{-1}$ et $3,71 \times 10^{-4} \text{ degré}^{-1}$ à $E_{\text{cm}} = 6$ et $7,5 \text{ MeV}$. Le fait que l'effet soit plus prononcé à $7,5 \text{ MeV}$ est en accord avec une hypothèse d'épaississement de la cible. A 8 MeV nous trouvons une dissymétrie encore plus importante, avec une pente

de $5,6 \times 10^{-4}$ degré $^{-1}$. Rappelons que cette prise de données, de l'ordre de la semaine, fut réalisée antérieurement avec une cible de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, et des réglages optiques en cours de test. Suite à ces résultats pour les expériences dans le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, nous veillerons à surveiller l'épaississement de la cible dans le système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$.

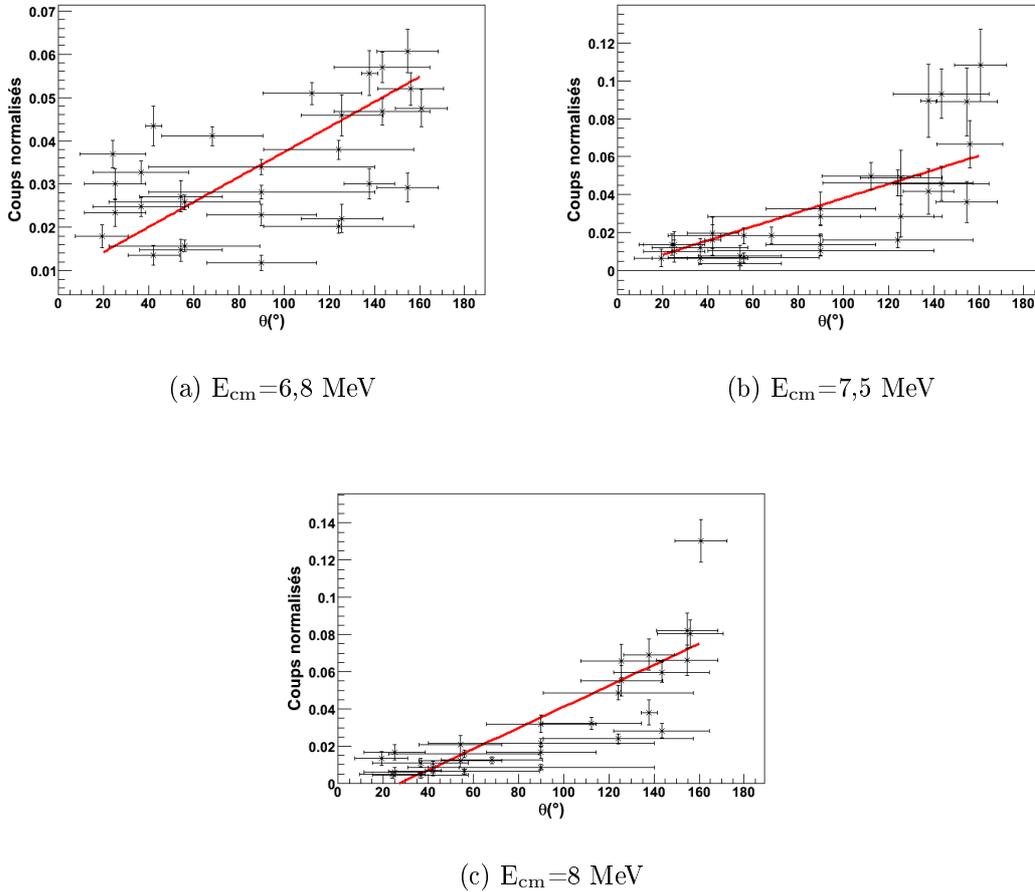


FIG. 3.11 – Distributions angulaires pour les E_γ compris entre 10 et 15 MeV.

3 Interprétation

Les simulations numériques sont indispensables pour interpréter nos données et pour quantifier la part de section efficace correspondant à l'alimentation nouvelle que nous avons mesurée vers des états intermédiaires autour de 10 MeV. Ces calculs contiennent à la fois la résolution des détecteurs, leur efficacité, mais également l'acceptance du noyau de recul après passage dans le spectromètre. Ceci est primordial car les données de capture radiative sont toujours enregistrées en coïncidence avec le recul. Ceci implique également que la décroissance que nous mesurons corresponde toujours au ^{24}Mg . Ainsi, un γ de capture radiative alimentant un état non lié qui décroît ensuite en émettant une particule n'est pas mesuré dans nos données. Nous allons comparer nos données à différents scénarii de décroissance vers les 50 états liés et quasi liés (i.e. $\Gamma_\gamma/\Gamma \sim 1$) de ^{24}Mg qui sont listés en Annexe.

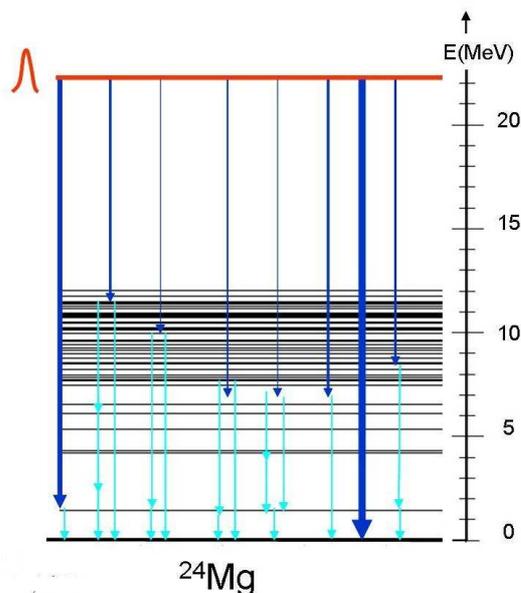


FIG. 3.12 – Schéma illustrant le principe général des décroissances simulées. Les flèches en bleu foncé correspondent à la décroissance de voie d'entrée vers les 50 états de ^{24}Mg , les flèches turquoise représentent leur décroissance qui est tabulée dans la littérature.

La Fig.3.12 illustre le schéma que nous allons suivre pour les différents scénarii testés. Selon le principe physique à la base du scénario envisagé, nous allons définir les rapports d'embranchement de la voie d'entrée vers les 50 états inclus dans les simulations (ceci est indiqué par les flèches en bleu foncé). Les simulations contiennent des rapports d'embranchement calculés avec une précision de 0,01 %. Les distributions angulaires définies par les transitions envisagées sont également prises en compte. Les 50 états de ^{24}Mg inclus dans les calculs étant connus, la décroissance de ces états (flèches turquoise) est donc celle tabulée dans la littérature [12, 13]. Les spectres expérimentaux seront ensuite comparés aux simulations obtenues après normalisation au nombre de coups mesurés expérimentalement dans la totalité du spectre γ . Afin d'avoir un indicateur quantitatif pour les différents scénarii, nous avons calculé le χ^2 divisé par le nombre de bins N_{bin} . Sachant que les spectres à 6 et 6,8 MeV seront pris à $N_{bin}=240$ et les autres à $N_{bin}=180$.

$$\chi^2/\text{ndf} = \left(\sum_{i=0}^{N_{bin}} \frac{Xs_i^2 - Xe_i^2}{Xe_i} \right) / N_{bin}, \quad (3.1)$$

où Xs_i correspond au nombre de coups dans le bin i dans les simulations et Xe_i au nombre de coups au bin i dans le spectre expérimental. Ce test dépend du nombre de coups total dans les simulations et les chiffres obtenus qui doivent être les plus proches possible de 0, ne seront pas directement comparables entre les différentes énergies, mais pour une énergie donnée : cela permet de tester la validité d'un scénario.

3.1 Décroissance de type quadrupolaire électrique

Pour expliquer les résonances mesurées vers l'état fondamental, Sandorfi et *al.* évoquent une décroissance de type quadrupolaire électrique (E2) issue de la résonance géante qua-

drupolaire [65]. Nous avons ainsi dans un premier temps comparé nos données à une décroissance de type E2. Le fait que dans la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, deux bosons identiques entrent en collision, limite les j accessibles dans le développement en ondes partielles, de sorte que les seuls j^π accessibles sont des spins pairs et des parités positives. En décroissant ensuite par E2 seul des états de parité naturelle positive peuvent être alimentés. Nous n'avons donc gardé que les états $0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$ dans les calculs (Fig.3.13(a)). Les rapports d'embranchement au niveau de la voie d'entrée sont évalués en suivant la dépendance usuelle en E^5 des transitions E2. La Fig.3.13(b) présente le spectre de plus grande énergie que nous obtiendrions avec un détecteur parfait : 100% d'efficacité, résolution parfaite et acceptation parfaite.

Ainsi, comme attendu pour une dépendance en E_γ^5 , les états les plus alimentés par un tel scénario sont ceux de basse énergie. La Fig.3.14 présente les comparaisons entre ce scénario inclus dans les simulations GEANT de l'ensemble DRAGON+BGO et les spectres expérimentaux. On remarque que, même si l'on réalise une simulation pour un schéma de décroissance alimentant principalement les états de basse énergie, le spectre résultant ne présente pas un maximum autour de 20-22 MeV. Ceci est dû à la résolution du détecteur qui favorise la densité d'états beaucoup plus importante vers 10 MeV, à l'efficacité qui favorise la mesure des γ de basse énergie, mais surtout à l'acceptation de DRAGON qui favorise la mesure des scénarii impliquant des cascades de γ .

On voit donc qu'un tel scénario (E2) permet de reproduire correctement les données hors résonance à $E_{cm} = 6,4$ MeV ($\chi^2/ndf \sim 1,28$). L'accord est également assez bon avec les données à $E_{cm} = 7,5$ et 8 MeV ($\chi^2/ndf \sim 2,92$ et $\chi^2/ndf \sim 5,70$ respectivement), mais ce scénario échoue grandement à reproduire les spectres à $E_{cm} = 6$ et 6,8 MeV ($\chi^2/ndf \sim 14,34$ et $\chi^2/ndf \sim 13,38$ respectivement). Nous avons donc cherché à expliquer ces spectres et les phénomènes de résonance par l'implication de l'alimentation d'états spécifiques au niveau de la voie d'entrée, ce qui de plus expliquerait les résonances étroites observées.

3.2 Résonance et spin unique

La section efficace différentielle de capture radiative est donnée par :

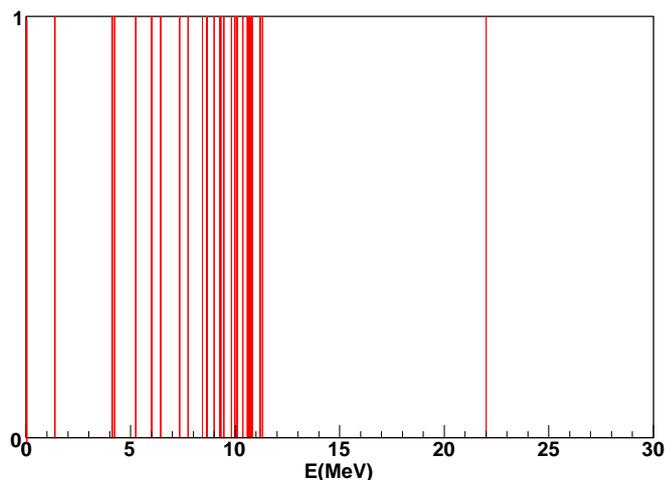
$$\frac{d\sigma(E)}{d\Omega} = \sum_{i,f} \langle \Phi_i | H_{em} | \Phi_f \rangle, \quad (3.2)$$

où H_{em} désigne le hamiltonien électromagnétique, Φ_i l'état initial, Φ_f l'état final. Lors d'une réaction de capture radiative, l'état initial est un état de collision que l'on peut développer en ondes partielles comprenant a priori tous les spins j . Ainsi, c'est essentiellement cette sommation sur les j qui différencie la section efficace de capture radiative de celle de la transition électromagnétique entre 2 états liés d'un noyau. Pour une résonance, le spin j^π du niveau correspondant dans le noyau composé, a un poids bien plus conséquent dans le développement en ondes partielles, de sorte qu'en première approximation on peut étudier le système comme s'il s'agissait de transitions γ à partir d'un niveau 0^+ , 2^+ , 4^+ ou 6^+ . Ainsi, les règles de sélection qui vont nous intéresser sont celles des transitions électromagnétiques habituelles que nous rappelons ici :

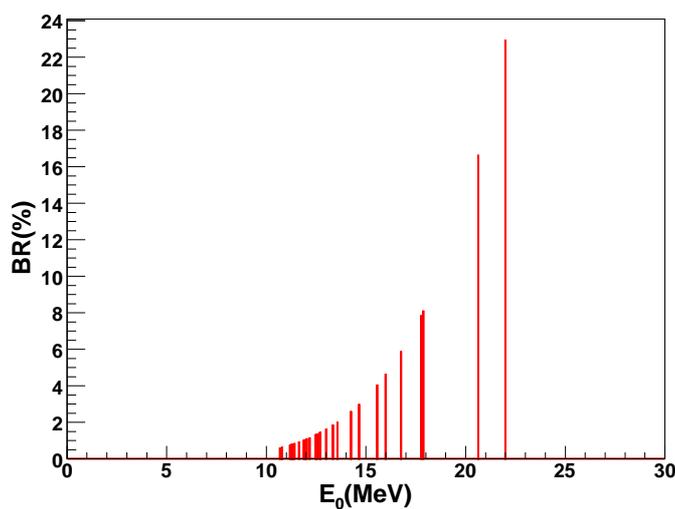
$$\text{règle de sélection de moment angulaire : } |j_i - j_f| \leq L \leq j_i + j_f, \quad (3.3)$$

$$\text{règle de sélection de parité : } \pi_i \times \pi_f = (-1)^{L+\sigma}, \quad (3.4)$$

$$\text{transitions } 0^+ \rightarrow 0^+ \text{ interdites,} \quad (3.5)$$



(a)



(b)

FIG. 3.13 – La partie (a) présente la distribution des états de ^{24}Mg inclus dans la simulation, la partie (b) le spectre γ de plus grande énergie que l'on obtient par décroissance E2 vers les différents états indiqué au dessus pour une excitation du ^{24}Mg à $E^* = 22$ MeV (correspondant à la plus haute énergie sondée expérimentalement).

où L est le moment angulaire de la transition ; σ le type de transition, $\sigma=0$ pour une transition électrique, $\sigma=1$ pour une transition magnétique.

3.2.1 Décroissance statistique d'un état particulier

Dans un premier temps nous souhaitons comparer les spectres expérimentaux à la décroissance provenant d'une fragmentation normale du flux γ . Pour ce faire, nous allons

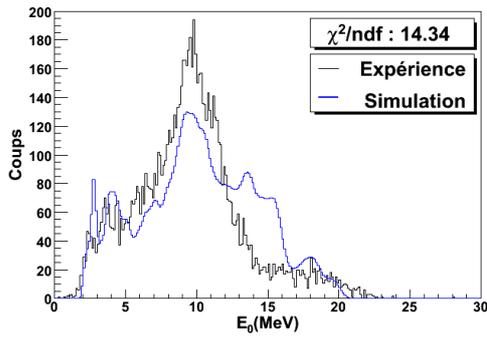
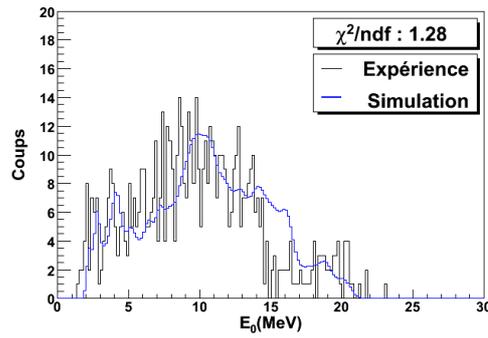
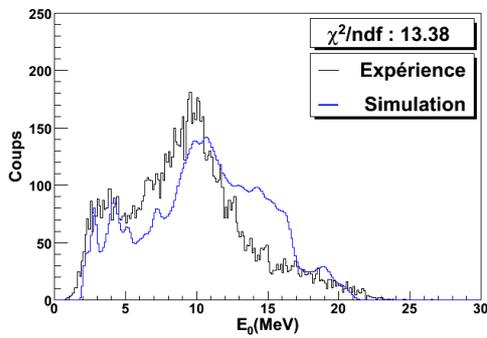
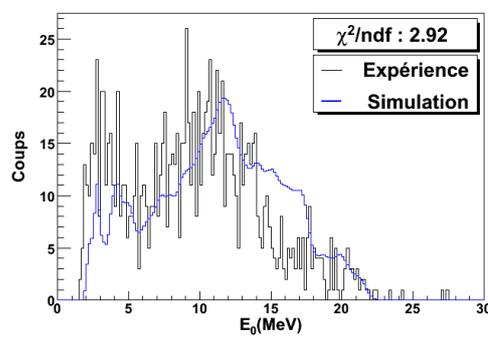
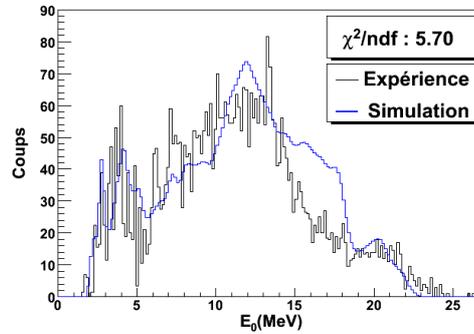
(a) $E_{\text{cm}}=6$ MeV(b) $E_{\text{cm}}=6,4$ MeV(c) $E_{\text{cm}}=6,8$ MeV(d) $E_{\text{cm}}=7,5$ MeV(e) $E_{\text{cm}}=8$ MeV

FIG. 3.14 – Comparaison entre les spectres γ de plus grande énergie pris en coïncidence avec les reculs et les simulations incluant un scénario de décroissance E2 pour les différentes énergies expérimentales indiquées sous les figures.

calculer la largeur moyenne des transitions électromagnétiques permises vers les 50 états du ^{24}Mg . Rappelons que les noyaux étudiés sont des noyaux auto-conjugués ($N=Z$). Cette symétrie du système engendre des règles sélectives dépendant de l'isospin. Pour les noyaux légers $N=Z$, la projection d'isospin $T_3 = \frac{N-Z}{2}$ est nulle, de sorte que les premiers états

et la plupart des états des noyaux étudiés ici ont $T=0$. Les transitions vers les états de basse énergie seront donc de type isoscalaire ($\Delta T = 0$). Comme l'isospin n'est pas un bon nombre quantique pour décrire la force électromagnétique, les transitions interdites par l'isospin ne le sont pas rigoureusement, mais elles sont ralenties. Les principales règles d'isospin pour les noyaux $N=Z$ sont [85] :

- Les transitions $E1$, $\Delta T = 0$ sont interdites,
- Les transitions ML , $\Delta T = 0$ sont ralenties (d'un facteur 100 pour les transitions M1) par rapport aux transitions habituelles.

Afin d'évaluer les largeurs γ de toutes les transitions, nous avons utilisé l'article de revue [86], dans lequel sont répertoriées les forces moyennes \bar{S} des différentes transitions pour différentes régions de masse. Ainsi, les valeurs que nous reportons ici sont prises pour $19 < A < 25$. Ces valeurs moyennes correspondent aux centres des gaussiennes des distributions trouvés pour chaque transition, les largeurs des distributions des transitions les plus abondantes (E2, M1 et E1 isovectorielles) sont de l'ordre de 5 à 15%, par contre elles sont plus difficiles à estimer pour les transitions moins abondantes (E3 ou E1 et M1 isoscalaires) dont les distributions sont très larges. La largeur d'une transition, $\Gamma_{\gamma n}$ est donnée par :

$$\overline{\Gamma_{\gamma n}} = \bar{S} \times \Gamma_{\gamma n}, \quad (3.6)$$

où les $\Gamma_{\gamma n}$ sont les largeurs γ Weisskopf. La largeur γ total $\overline{\Gamma_{\gamma}}$ d'un état est donné par :

$$\overline{\Gamma_{\gamma}} = \sum_n \overline{\Gamma_{\gamma n}}. \quad (3.7)$$

Les lois que suivent les transitions électromagnétiques ainsi que les forces moyennes sont reportées dans le Tab.3.2.

Type	Largeur Weisskopf	\bar{S} isoscalaire	\bar{S} isovectoriel
E1	$6,8 \times 10^{-2} \times A^{2/3} \times E^3$	5×10^{-5}	$6,3 \times 10^{-4}$
M1	$2,1 \times 10^{-2} \times E^3$	$1,6 \times 10^{-3}$	0,18
E2	$4,9 \times 10^{-8} \times A^{4/3} \times E^5$	2,0	0,1
M2	$1,5 \times 10^{-8} \times A^{2/3} \times E^5$	$1,6 \times 10^{-2}$	$3,16 \times 10^{-1}$
E3	$2,3 \times 10^{-14} \times A^2 \times E^7$	6,3	

TAB. 3.2 – Forces des transitions électromagnétiques tirées de l'article de revue de P.M. Endt [86].

Les courbes de la Fig. 3.15, nous permettent de comparer les largeurs γ moyennes des différentes transitions électromagnétiques $\overline{\Gamma_{\gamma n}}$ en fonction de l'énergie. Aux énergies auxquelles nous nous intéressons, c'est-à-dire à 10 et 20 MeV, les transitions les plus favorables sont les transitions E2 et M1 isovectorielles alimentant des états $T=1$, mais nous calculerons pour les 50 états, selon leurs caractéristiques, toutes les valeurs des $\overline{\Gamma_{\gamma n}}$ permises. Nous ne retiendrons que les transitions représentant plus de 1 % de la décroissance de l'état initial. Ces calculs nous permettent également de définir la nature de la transition entre deux états, les distributions angulaires correspondantes sont alors introduites dans les simulations. Nous présentons sur la Fig.3.16 les simulations qui reproduisent le mieux les spectres à 6 et 6,8 MeV, c'est-à-dire des simulations partant d'un spin initial 0^+ et 2^+ .

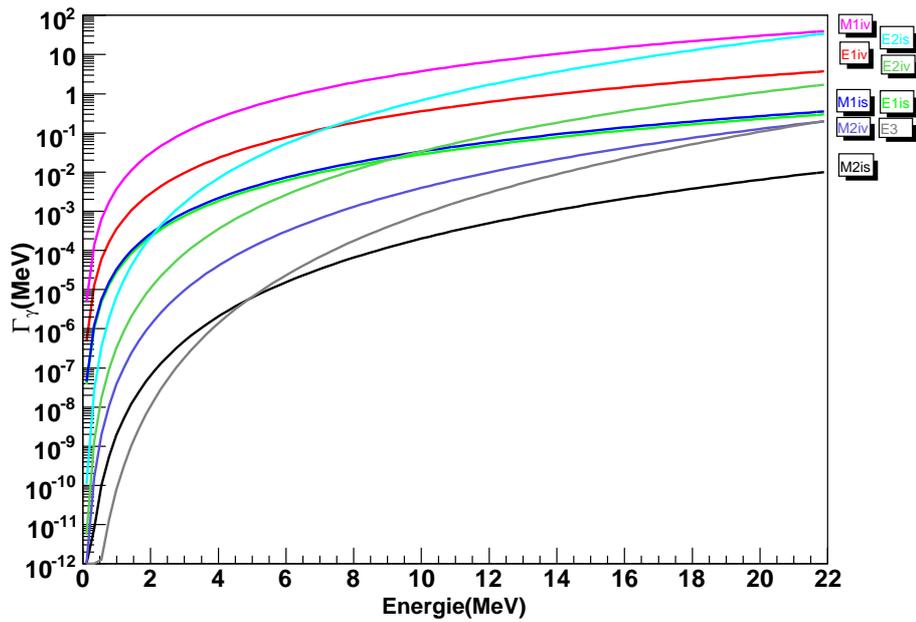
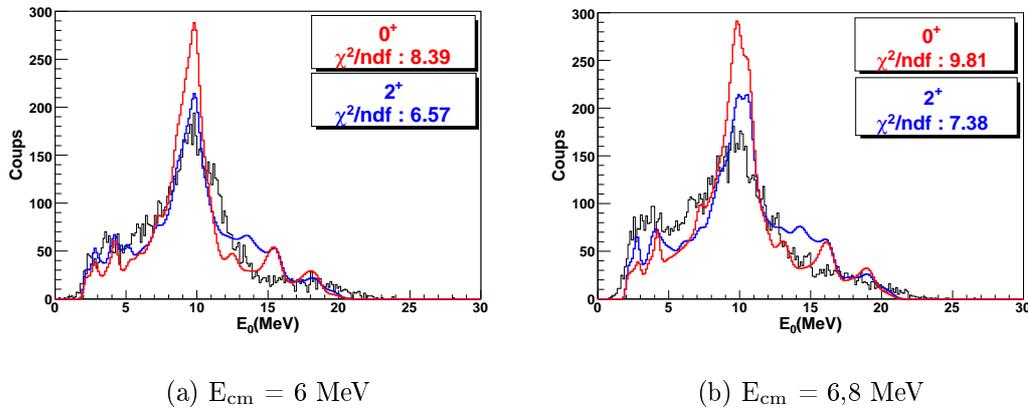


FIG. 3.15 – Comparaison des $\Gamma_\gamma(E)$ pour différents types de transitions électromagnétiques en fonction de l'énergie γ pour le ^{24}Mg .



(a) $E_{\text{cm}} = 6 \text{ MeV}$

(b) $E_{\text{cm}} = 6,8 \text{ MeV}$

FIG. 3.16 – Comparaison entre les spectre γ de plus grande énergie pris en coïncidence avec les noyaux de reculs et les spectres simulés pour des spins d'entrée 0^+ et 2^+ suivi d'une décroissance statistique.

On remarque que bien que la transition E2 soit bien plus favorable pour les γ de grande énergie, d'autres types de transitions entrent en ligne de compte, ce qui explique la différence avec les courbes purement quadrupolaires électriques. Le fait que le pic aux alentours de 10 MeV soit reproduit provient de transitions M1 isovectorielles vers les premiers états $T=1$ de ^{24}Mg , principalement les états 1^+ $T=1$ à 9,97 MeV et à 10,71 MeV ainsi que le 2^+ $T=1$ à 10,06 MeV. Ainsi, pour une décroissance partant d'un état 0^+ , les décroissances de type M1 isovectorielles représentent 22,5% de la largeur γ de l'état

initial et sont à l'origine de 50% du pic aux alentours de 10 MeV. Pour une décroissance partant d'un état 2^+ , les décroissances de type M1 isovectorielles représentent 15,3% de la largeur γ de l'état initial et sont à l'origine de 40% du pic aux alentours de 10 MeV. Une explication possible des spectres observés serait alors l'implication importante des états $T=1$ dans la décroissance de la capture radiative.

Nous présentons sur la Fig.3.17 les simulations qui reproduisent au mieux les spectres à 7,5 et 8 MeV, c'est-à-dire des décroissances partant d'un spin initial 2^+ ou 4^+ . Les

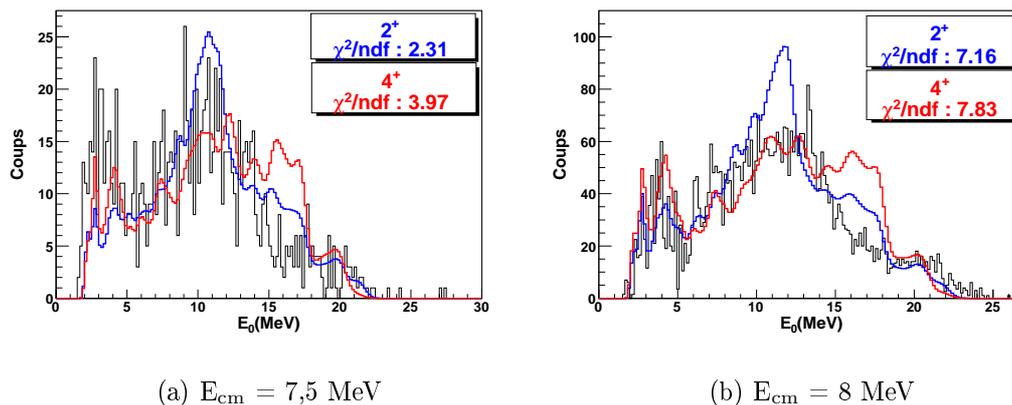


FIG. 3.17 – Comparaison entre les spectres γ de plus grande énergie pris en coïncidence avec les noyaux de recul et les spectres simulés pour des spins d'entrée 2^+ et 4^+ suivis d'une décroissance statistique.

spectres de décroissance provenant d'un état 4^+ sont moins piqués et plus proches des spectres de type E2 car bien que les transitions M1 isovectorielles continuent d'exercer un rôle essentiellement par l'alimentation du premier état 4^+ $T=1$ à 9,516 MeV, la proportion incombant aux $T=1$ n'est plus que de 10%. Néanmoins les accords ne sont pas meilleurs que ceux obtenus pour une décroissance purement E2.

3.2.2 Décroissance d'un état cluster

L'article [31], où est discutée par la méthode de la coordonnée génératrice, l'existence de 3 bandes cluster, prédit pour le ^{24}Mg : une bande liée correspondant à la bande du fondamental, une bande quasi-liée et une bande résonnante. Cet article donne aussi les résultats des calculs de $B(E2)$ des transitions intra et interbandes. Pour les bandes déformées, les transitions sont très fortes à l'intérieur des bandes, mais les transitions interbandes entre les bandes voisines (bandes résonnantes vers bande intermédiaire ou bande intermédiaire vers bande du fondamental) sont aussi accélérées, comme par exemple pour la transition $0_3^+ \rightarrow 2_2^+$ qui est de $223 \text{ e}^2\text{fm}^4$. Cependant, ces valeurs de largeur réduite ne tiennent pas compte des écarts d'énergie entre les niveaux mais uniquement du recouvrement entre les états via l'opérateur E2. Nous avons donc, à partir de ces valeurs de $B(E2)$, déduit le schéma de décroissance que devrait montrer des états résonnants 0^+ , 2^+ , 4^+ . Les énergies des états intermédiaires ne sont pas connues expérimentalement et, suite à ce qui avait été mentionné précédemment, c'est-à-dire le besoin d'impliquer au moins deux états entre 9 et 11 MeV pour reproduire le spectre expérimental, le 0_2^+ a été placé à

9,5 MeV. Les énergies des autres membres de la bande intermédiaire sont alors calculées en respectant les écarts en énergie de l'article. Les résultats obtenus à $E_{\text{cm}} = 6,8$ MeV ne sont pas bien reproduits avec un tel scénario cluster et le χ^2/ndf reste au dessus de 15. Par contre à $E_{\text{cm}} = 6$ MeV, les simulations sont en très bon accord avec les données en partant d'un état cluster de 2^+ ou 4^+ , les spectres ainsi que les schémas de décroissance correspondants sont donnés à la Fig.3.18.

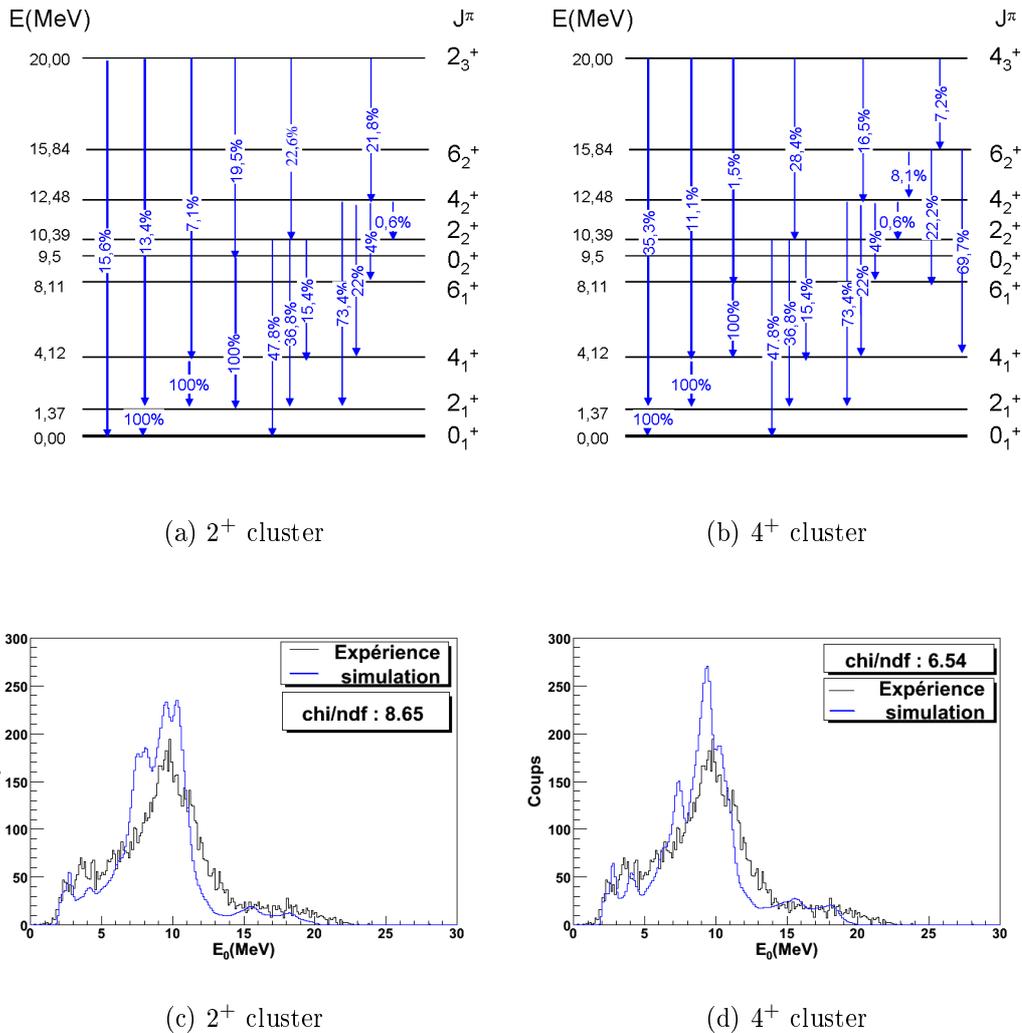


FIG. 3.18 – Comparaison entre les spectre γ de plus grande énergie pris en coïncidence avec les noyaux de recul à $E_{\text{cm}} = 6$ MeV et les spectres simulés pour des spin d'entrée 2^+ et 4^+ suivi de la décroissance donnée dans l'article de D. Baye et P. Descouvemont [31] et reportée sur les schémas (a) et (b).

3.3 Distribution de spin dans la voie d'entrée

Une autre possibilité pourrait être que la décroissance observée soit purement statistique. C'est-à-dire une somme sur toute une distribution de spin. Les distributions de spin

utilisées pour les calculs sont celles qui ont été déterminées à partir de la section efficace de fusion dans le chapitre 1, et qui sont reportées dans le Tab.1.4. La Fig.3.19 montre

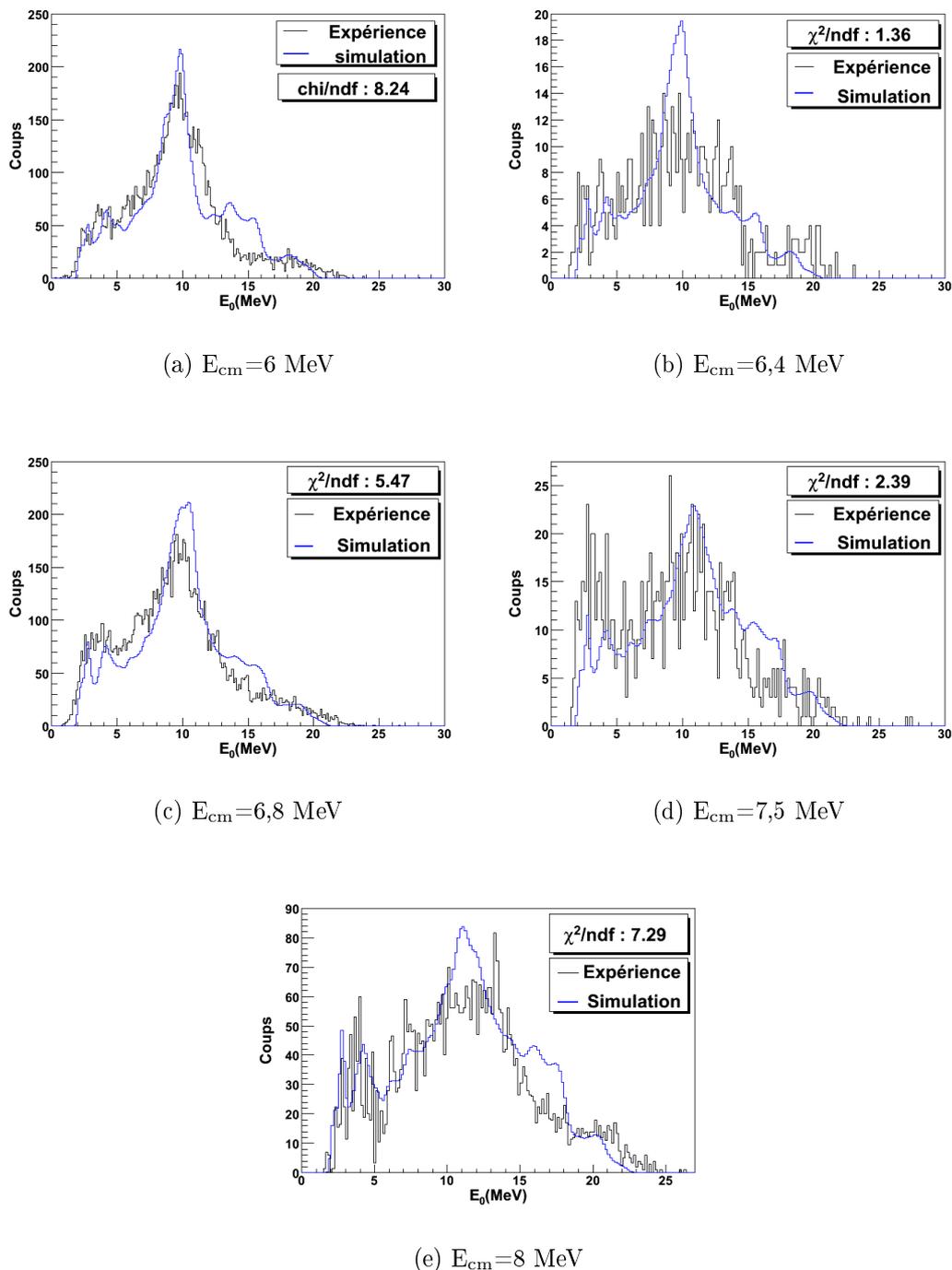


FIG. 3.19 – Comparaison entre les spectre γ de plus grande énergie pris en coïncidence avec les noyaux de reculs et les spectres simulés pour une distribution de spin suivi d'une décroissance statistique.

qu'on peut reproduire avec un bon accord les spectres aux 5 énergies. Ceci s'explique en partie par le fait que les distributions de spins statistiques impliquent majoritairement les

ondes $L=2$ à $E_{\text{cm}} = 6$ et $6,8$ MeV et $L = 2, 4$ à $E_{\text{cm}} = 7,5$ et 8 MeV, c'est-à-dire les spins individuels qui permettraient de reproduire les données à ces énergies. Néanmoins, les distributions statistiques ne permettent pas de comprendre l'existence de résonances. Il reste toutefois possible que l'alimentation principale vers les états intermédiaires ne soit en fait pas due à des effet de résonances mais à la partie statistique : le fond sous les résonances qui ont été vues vers le fondamental. Néanmoins, les autres résonances connues dans cette région étant en relativement bon accord avec les spins majoritaires des distributions, il est difficile pour nous de faire la distinction entre une décroissance statistique et un effet dû à une résonance. Pour cela, seule une meilleure résolution pourrait nous éclairer totalement. Dans un premier temps, seule l'estimation de la section efficace de capture radiative qui, dans un processus statistique ne devrait pas dépasser quelques centaines de nb, nous donnera une indication des effets statistiques versus structuraux expliquant nos données.

3.4 Section efficace de capture radiative

Nous avons utilisé l'alimentation mesurée par Sandorfi *et al.* [65] pour estimer la section efficace totale de capture radiative. La mesure des γ de grande énergie est très atténuée dans nos données BGO, les sections efficaces que nous évaluons comportent donc des barres d'erreurs importantes difficilement évaluables.

E_{cm} (MeV)	$E^* < 5$ MeV	$5 \text{ MeV} < E^* < 7$ MeV	$7 \text{ MeV} < E^* < 12$ MeV	$\sigma_{CR}(\mu\text{b})$
6	0,81	0,21	0,49	1,62
6,4	0,42	0,01	0,28	0,76
6,8	1,48	0,4	1,2	3,08
7,5	0,93	0,26	0,83	2,02
8	1,02	0,31	1,07	2,38

TAB. 3.3 – Sections efficaces (en μb) de capture radiative pour différentes régions d'énergies d'excitation de ^{24}Mg .

Les résultats sont listés dans le Tab.3.3 en 3 zones : la première correspond à l'alimentation directe des états de basse énergie de ^{24}Mg , la dernière zone correspond à l'alimentation des états responsables des pics entre 7 et 13 MeV, la zone 2 est la zone intermédiaire. A 8 MeV, où la capture radiative avait été sondée avec le FMA par notre équipe [69] une section efficace totale de l'ordre de $3 \pm 2 \mu\text{b}$ a été mesurée, ce qui est cohérent avec ce que nous obtenons ici. Il est important de rappeler que les sections efficaces de capture radiative ne dépassent en général pas quelques centaines de nb, or nous trouvons des sections efficaces qui sont de l'ordre du μb soit une dizaine de fois plus importantes qu'usuellement. Ceci indique que le processus en jeu ne peut être compris comme purement statistique.

L'ensemble de ces résultats sont présentés dans les articles [87,88].

4 Conclusion

L'existence de résonances très prononcées autour de la barrière de Coulomb est un phénomène observé depuis près de 50 ans, l'origine de ces résonances demeure cependant

en débat. La découverte de telles résonances jusqu'au niveau de la fenêtre de Gamow [48] et leurs conséquences importantes sur les extrapolations des sections efficaces d'intérêt astrophysique ramènent ces résonances au centre des discussions actuelles. La capture radiative qui permet un fort recouvrement entre la voie d'entrée et les états du noyau composite alimentés peut permettre de comprendre l'origine de ces résonances.

De telles résonances avaient été observées proche de B_C dans la voie de capture radiative vers les états de basse énergie de ^{24}Mg [65,67]. Dans nos expériences nous avons exploré la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ à des énergies sur et hors résonances. A toutes les énergies, nous avons observé que les états de basse énergie n'étaient pas les seuls états alimentés, mais qu'une grande partie du flux alimentait des états liés ou quasi-liés jusqu'au dessus du seuil d'émission α (9,3 MeV). L'aspect résonnant du flux observé est clairement identifié pour les 2 premières résonances à $E_{\text{cm}} = 6$ et 6,8 MeV, c'est-à-dire les données les plus proches de la barrière de Coulomb. Il s'agit des données pour lesquelles le fond statistique est le moins important et où les effets de résonances peuvent être les plus marqués. Les sections efficaces observées sont 10 fois plus importantes que celles communément mesurées dans la plupart des systèmes [64,65], ce qui reflète leur caractère hautement non statistique. L'alimentation des états intermédiaires dans la voie de capture radiative qui a été observée pour la première fois dans ces données pourrait être interprétée de différentes manières. Ainsi, nous avons évoqué une possibilité de l'influence d'états $T=1$ qui seraient alors alimentés par des transitions M1 isovectorielles. Un scénario cluster d'alimentation de 2 ou 3 états à structure particulière pourrait également expliquer le flux important vers des états de 10 MeV. Pour définir exactement les causes de cette alimentation, il serait intéressant de mesurer l'alimentation d'états individuels dans cette région en utilisant un détecteur γ de meilleure résolution. Pour ce faire, une expérience à $E_{\text{cm}} = 8$ MeV a été réalisée par notre équipe en couplant le Fragment Mass Analyzer (FMA) et Gammasphère au laboratoire national d'Argonne (USA). Cette expérience est en cours d'analyse à l'Université de York par P. Marley. Les résultats préliminaires montrent qu'il n'est pas aisé de sonder la zone autour de 10 MeV avec les détecteurs germanium de Gammasphère dont l'efficacité diminue en $1/E$, des effets intéressants apparaissent cependant dans la partie basse énergie du spectre.

Nous présenterons dans le dernier chapitre de cette thèse, le multi-détecteur PARIS qui est actuellement à l'étude et qui devrait permettre de mesurer avec une résolution et une efficacité suffisantes la décroissance observée vers les états à 10 MeV. Avant cela nous présenterons dans le chapitre suivant les données obtenues avec l'ensemble DRAGON+BGO pour le système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$.

Chapitre 4

$^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)^{28}\text{Si}$: résultats et interprétations

1 Travail préliminaire : construction du spectre γ de capture radiative

1.1 Epaisseur de cible et normalisation des données

Lors de nos expériences précédentes, il a été remarqué que les cibles s'épaississent au fur et à mesure de l'exposition au faisceau. Ce phénomène provient du dépôt de carbone amené par le faisceau et provenant de dérivés d'hydrocarbures (huiles) présents en particulier dans la chambre à réaction. Comme nous l'avons vu, l'épaisseur de la cible est un point critique de notre expérience, puisqu'elle engendre une différence d'énergie pour le noyau de recul et donc un réglage différent des éléments optiques de DRAGON. De plus l'épaisseur de cible est importante pour l'obtention des sections efficaces et pour la comparaison des différents lots de données, communément appelés runs. Il nous faut donc la contrôler.

1.1.1 Epaisseur de départ

Les cibles qui ont été utilisées pour nos expériences sont 3 cibles de ^{12}C enrichies à 99,9%, d'épaisseur $40 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2} \pm 10 \%$. Elles ont été remplacées à chaque changement d'énergie. Afin de normaliser l'épaisseur de ces cibles entre elles, nous avons utilisé les sections efficaces de fusion aux 3 énergies expérimentales. Le nombre de déclenchements présentés N_{pres} dans l'ensemble BGO est proportionnel au nombre de γ émis dans diverses réactions possibles qui sont, comme nous pouvons le voir sur le spectre direct de la Fig.4.1, essentiellement dus aux réactions $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{24}\text{Mg}^* + \alpha$ et $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{27}\text{Al}^* + \text{p}$.

Ce nombre de triggers ou déclenchements présentés est donc directement proportionnel à la section efficace de fusion σ_F via l'intensité du faisceau I en nAe et l'épaisseur de cible ϵ en $\mu\text{g}/\text{cm}^2$:

$$N_{\text{pres}} = A \times \sigma_F \times I \times \epsilon \quad (4.1)$$

Les valeurs de σ_F en mb sont celles reportées dans le Tab.2.2.2, N_{pres} correspond au nombre de triggers présentés dans une plage de 0,2 s dans les premiers instants de l'exposition de chaque cible et A est la constante de proportionnalité qui contient tous

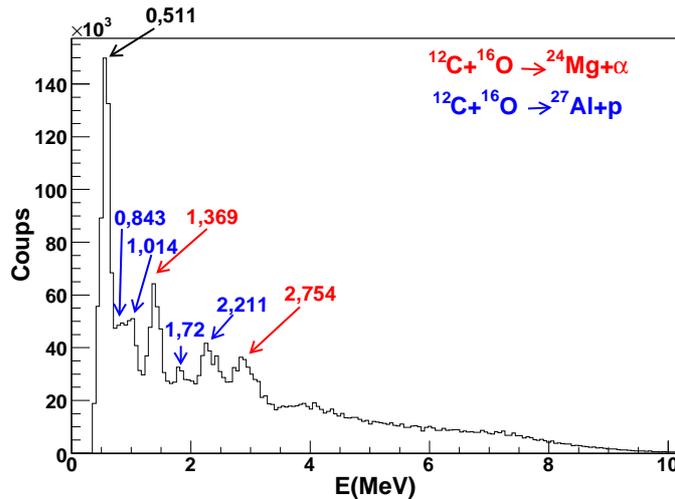


FIG. 4.1 – Spectre γ direct. Les γ caractéristiques provenant des noyaux de ^{24}Mg (rouge) et de ^{27}Al (bleu) sont indiqués sur la figure en MeV.

les termes manquants, c'est-à-dire le facteur de réduction de l'électronique, ainsi que l'efficacité des BGO. Les épaisseurs de cible estimées sont reportées Tab.4.2.

E_{cm} (MeV)	N_{pres}/I	σ (mb)	$N_{\text{pres}}/(I\sigma)$	ϵ ($\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$)
8,5	774	171,1	4,52	41,72
8,8	857	215,4	3,98	36,75
9	1095	243,7	4,49	41,51

TAB. 4.1 – Epaisseurs ϵ des cibles avant irradiation par le faisceau.

Ces cibles risquent, rappelons le, un épaissement au fur et à mesure de l'irradiation. Pour contrôler ceci, nous avons utilisé les triggers présentés, pour en déduire la charge intégrée pour chaque run.

1.1.2 Charge intégrée

Pour obtenir l'évolution de l'épaisseur de la cible, traçons le nombre de déclenchements présentés par nombre d'ions du faisceau incident et par seconde soit $N_{\text{pres}}(\text{C}^{-1})$ en fonction de la charge accumulée totale sur notre cible. L'épaissement de la cible est directement proportionnel à la charge accumulée sur la cible Q_{int} . Le nombre de triggers présentés est lui directement proportionnel à l'épaisseur de cible. Ainsi, on a :

$$\frac{N_{\text{pres}}}{Q_{\text{run}}} = \alpha Q_{\text{int}} + b \quad \text{et} \quad \epsilon = \beta \frac{N_{\text{pres}}}{Q_{\text{run}}}, \quad (4.2)$$

avec β estimé sur les premiers runs où l'on connaît l'épaisseur de cible ϵ . Nous avons donc évalué la charge intégrée sur un run qui est :

$$Q_{\text{run}} = \langle I_{\text{run}} \rangle T_{\text{run}} \quad \text{et} \quad \langle I_{\text{run}} \rangle = I_{\text{mes}} \times \frac{N_{\text{deb}}}{N_{\text{run}}} \quad (4.3)$$

où N_{deb} est le nombre de triggers moyens par seconde au début du run et N_{run} celui sur tout le run, sachant qu'une mesure de l'intensité du faisceau I_{mes} a été faite à chaque début de run. La charge intégrée du run i est elle donnée par :

$$Q_{\text{int}}(i) = \sum_{r < i+1} Q_{\text{run}(r)} \quad (4.4)$$

La Fig.4.2 présente ce graphique à la première énergie de bombardement. Des courbes

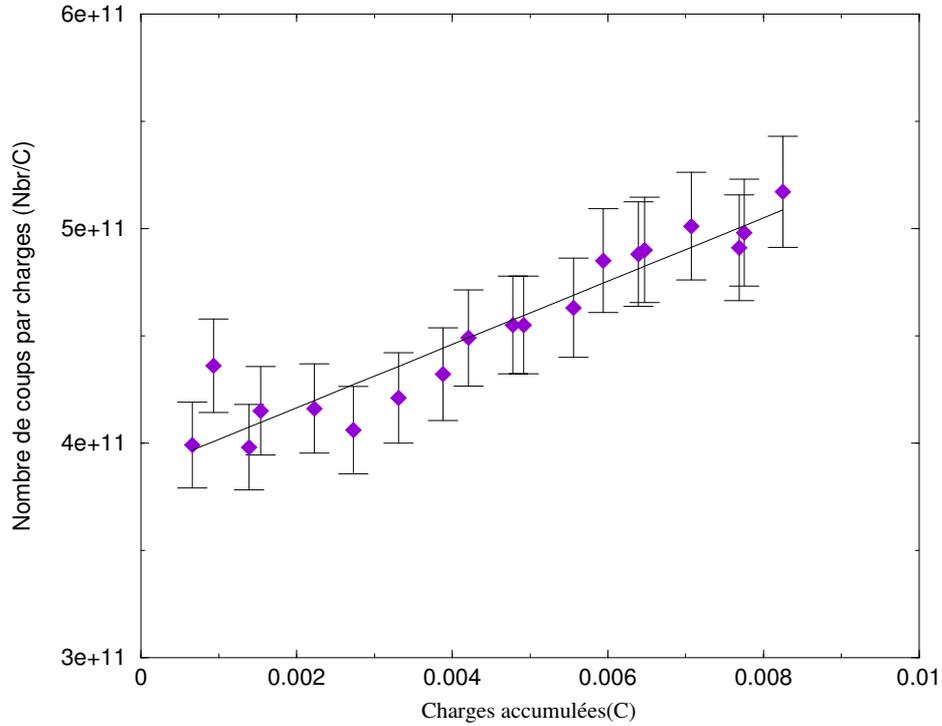


FIG. 4.2 – Nombre de coups par charge en fonction de la charge accumulée pour les différents runs à $E_{\text{cm}} = 8,5$ MeV. Ces points sont ajustés par une droite $\alpha Q_{\text{int}} + b$.

identiques ont été constituées pour chaque cible et donc pour chaque énergie de bombardement. Les épaissements G des cibles ainsi que leurs épaisseurs au dernier run de chaque cible sont listés dans Tab.4.2.

cible	$\epsilon_0(\mu\text{g})$ ($\pm 10\%$)	$G(\%)$ ($\pm 10\%$)	$\epsilon(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$ max($\pm 20\%$)
1	41,72	39	58,1
2	36,75	23	45,1
3	41,51	36	56,6

TAB. 4.2 – Epaisseurs des cibles à la fin des différentes prises de données.

Ainsi, les cibles ont épaissi de plus de 30% lors de l'expérience, ceci va bien sûr avoir des conséquences sur les réglages en énergie des éléments optiques, mais nous devons également vérifier ce que cela implique pour nos études qui se font sur et hors de résonances étroites en énergie.

1.1.3 Comparaison entre les énergies sondées et les énergies des résonances

L'énergie du faisceau a été choisie pour que l'on soit sur le maximum de la résonance au centre de la cible, en raison de l'augmentation de l'épaisseur des cibles, les énergies du faisceau au milieu et en sortie de cible sont donc décalées (voir Tab.4.3).

E	$E_{\text{Lab}}(\text{déb})$	$E_{\text{Lab}}(\text{milieu})$	$E_{\text{Lab}}(\text{fin})$
1	20,15	19,89	19,62
2	20,825	20,62	20,41
3	21,31	21,05	20,79

TAB. 4.3 – Energies du faisceau en MeV en début, milieu et fin de cible pour $\epsilon = \epsilon_{\text{max}}$

Le Tab.4.4 liste les énergies des résonances présentées Fig.1.18,1.19 et 1.20 converties en énergies de faisceau dans le laboratoire. Le recouvrement entre les énergies de faisceau utilisées pour nos expériences et celles des résonances sont indiquées pour nos 3 énergies expérimentales. La première énergie permet donc bien de sonder la résonance la plus

Résonances	E_{centre} (MeV)	Γ (MeV)	E_{deb} (MeV)	E_{fin} (MeV)	E_1	E_2	E_3
1 vers 2_1^+	19,83	0,82	19,425	20,24	✓	×	×
2 vers 2_1^+	21,58	0,58	21,29	21,875	×	×	×
1 vers 0_3^+	20,07	1,17	19,48	20,65	✓	✓	×
2 vers 0_3^+	21	0,77	20,65	21,385	×	lim	✓

TAB. 4.4 – Energies des résonances dans le laboratoire

importante vers le 2_1^+ qui avait été mesurée par Sandorfi *etal.*. La seconde et la troisième énergie sont elles, bien en dehors des résonances vers la bande du fondamental et sont situés sur celles attribuées à la bande prolate.

1.1.4 Energie des noyaux de recul

Durant l'expérience, l'énergie des noyaux de recul a été estimée pour une épaisseur de cible de $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Les éléments optiques ont été réglés en conséquence afin d'obtenir des $\Delta E/E$ de -2,5%; -7,5 % et +2,5%. Les mesures à -2,5% sont les mesures les plus importantes car comme nous l'avons vu au chapitre 2, cela correspond à un réglage optique optimal de DRAGON, celles à -7,5% et 2,5% ont été faites afin de favoriser la mesure des γ de grandes énergies par rapport à une décroissance passant via des états intermédiaires. Dû à l'épaississement de la cible, les réglages optiques ne sont plus optimaux. Les décalages maximums engendrés sont répertoriés Tab.4.5.

Les différences entre les runs pour un réglage attendu ne s'étalant pas sur une plage de plus de 2%, nous avons décidé qu'il était cohérent de les additionner. Il nous faut tout de même connaître le réglage optique moyen que cela entraîne. Pour cela nous avons effectué un calcul barycentrique en estimant le poids de chaque run par rapport à la somme totale.

Energie	$\Delta E/E$ annoncée	$\Delta E/E$ min	$\Delta E/E$ max
E ₁	-2,5%	-2,22%	-1,39%
	-7,5%	-6,49%	-6,18%
	+2,5%	3,96%	4,22%
E ₂	-2,5%	-3,82%	-2,95%
E ₃	-2,5%	-3,1 %	-1,39%
	-7,5%	-6,46%	-6,34%
	+2,5%	3,22%	3,34%

TAB. 4.5 – Décalages maximums des réglages optiques aux 3 énergies sondées.

1.1.5 Normalisation des runs

Pour normaliser les runs, le nombre de triggers acceptés est ramené à une unité d'intensité de faisceau, une unité de temps et une unité de noyaux cibles. Soit P_i le poids du run i , on a :

$$P_i = Q_{actif} \times \epsilon \quad \text{avec} \quad Q_{actif} = I * T_{actif} \quad , \quad (4.5)$$

$$T_{actif} = T(1 - \%T_{mort}) \quad \text{et} \quad \%T_{mort} = 1 - \frac{N_{acc}}{N_{pres}}. \quad (4.6)$$

Q_{actif} correspond au nombre de charges accumulées sur un run qui a été enregistré, constituant donc les données que nous analysons. Pour calculer Q_{actif} nous avons tenu compte du temps mort électronique, T_{mort} , obtenu par le rapport entre le nombre de triggers présentés N_{pres} et celui acceptés N_{acc} . Le poids estimé pour chaque énergie et le réglage optique correspondant sont donnés dans la Tab.4.6.

Energie	$\Delta E/E$ annoncé	Poids	$\langle \Delta E/E \rangle$
E ₁	-2,5%	$1,65(\pm 0,33) \times 10^8$	-2,01 %
	-7,5%	$8,72(\pm 1,74) \times 10^7$	-6,35%
	+2,5%	$5,64(\pm 1,13) \times 10^7$	4,05%
E ₂	-2,5%	$1,67(\pm 0,33) \times 10^8$	-3,37%
E ₃	-2,5%	$2,59(\pm 0,52) \times 10^8$	-2,57%
	-7,5%	$4,55(\pm 0,91) \times 10^7$	-6,4%
	+2,5%	$4,95(\pm 0,99) \times 10^7$	3,28%

 TAB. 4.6 – Poids des runs et réglage optique moyen $\langle \Delta E/E \rangle$.

Pour chaque cible, les derniers runs effectués, donc ceux pour lesquels les épaissements sont maximum, sont ceux où l'on se place à un réglage non optimum de DRAGON pour favoriser la mesure des γ de grande énergie. Le fait que l'on soit dès lors éloigné de la valeur souhaitée ne porte donc pas à conséquence. Pour ce qui est des données escomptées au réglage optimum de -2,5% nous restons dans une fourchette de $\pm 1\%$, ce qui est convenable. Les valeurs de poids des données pour chaque énergie nous permettent de comparer les spectres obtenus pour les trois énergies ainsi que d'en déduire les sections efficaces de capture radiative.

1.2 Calibrage et résolution de l'ensemble BGO

Les détecteurs ont subi deux calibrages en énergie durant l'expérience. Dans les deux cas, les 30 détecteurs ont été alignés en énergie pour avoir environ 30 MeV sur 1024 canaux. De plus, une source Cm ^{13}C a été placée dans le multidétecteur afin de le calibrer grâce à la réaction : $^{13}\text{C}(\alpha,n\gamma)^{16}\text{O}$. Le spectre correspondant est donné Fig.4.3. Les α provenant

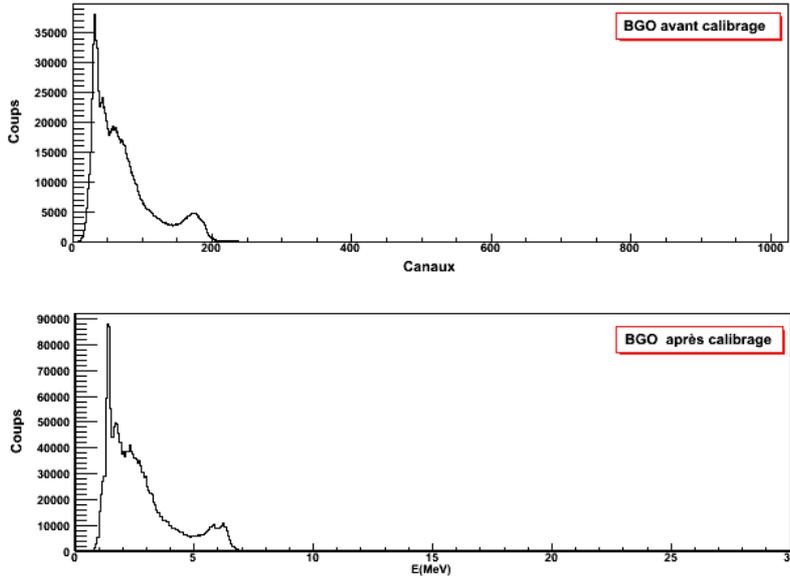


FIG. 4.3 – Spectres de la source γ avant et après calibrage.

de la source Cm ont une énergie de $\sim 5,8$ MeV et produisent des neutrons de diverses énergies qui expliquent l'essentiel des coups entre les canaux 0 et 100. Cette réaction permet d'alimenter l'état 3^- à 6,13 MeV de ^{16}O qui décroît vers le fondamental. Sur le spectre obtenu par l'alignement automatique des détecteurs, le pic correspondant (autour du canal 200) a une largeur d'environ 15% ce qui est bien supérieure à la valeur attendue à 6,13 MeV qui est de 7%. Cela est compatible avec le fait que le photopic et le premier échappement ne soit pas distinguables. Ceci peut s'expliquer par un léger désalignement des détecteurs entre eux. Nous avons donc décidé d'effectuer un calibrage détecteur par détecteur. Pour cela, nous avons utilisé, lorsqu'il était possible de les distinguer, les γ des runs de calibrage, les γ de plus faible énergie des runs directs provenant du ^{24}Mg présentés Fig.4.1 et les γ les plus abondants du ^{28}Si de notre réaction. Les énergies des γ utilisés pour le calibrage ainsi que leur provenance sont listés Tab.4.7.

Source		Fusion/Evaporation		Capture radiative		
6,130 MeV	5,619 MeV	0,511 MeV	1,369 MeV	0,511 MeV	1,779 MeV	2,838 MeV

TAB. 4.7 – Liste des γ utilisés pour le calibrage.

Les points obtenus sont ensuite ajustés pour tous les détecteurs par une fonction linéaire. Après réalignement des détecteurs, on peut désormais distinguer le photopic de son

premier échappement. La résolution est à présent de 8,5% à 6,13 MeV après sommation des détecteurs alors qu'elle variait entre 6 et 9% sur les spectres des détecteurs individuels, ce qui est cohérent avec les valeurs de résolution reportées dans la littérature [75]. Afin d'estimer la résolution des BGO, qui comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, varie en $k\sqrt{E}$, nous avons utilisé les γ de calibrage de 6,13 MeV et de son premier échappement, mais également les γ de nos spectres expérimentaux, qui eux subissent un léger élargissement Doppler, même après correction (voir chapitre 2). Dans le Tableau 4.8, nous reportons pour différents γ , la largeur à mi-hauteur des pics mesurés ($FHWM_{mes}$) sur le spectre et pour les γ subissant un effet Doppler ce que nous obtenons dans les simulations en utilisant une constante k de $0,205 \text{ MeV}^{1/2}$.

Energie (MeV)	$FHWM_{mes}$ (MeV)	k_{mes} ($\text{MeV}^{1/2}$)	$FHWM_{sim}$ (MeV)
6,13	0,505	0,204	-
5,62	0,495	0,209	-
1,8	0,268	0,201	0,283
2,8	0,493	0,295	0,408

TAB. 4.8 – Largeurs de pics caractéristiques mesurées expérimentalement comparées à ces mêmes valeurs lorsque le facteur de convolution utilisé dans les simulations est $k = 0,205$.

1.3 Calibrage et résolution du détecteur silicium : DSSSD

Afin de vérifier le calibrage du détecteur silicium du plan focal, une source à 3α (^{241}Am , ^{239}Pu , ^{244}Cm) a été utilisée. Les énergies des α de la source sont listées Tab.4.9.

source	E_{α} (MeV)
^{239}Pu	5,155 (5,143 et 5,105)
^{241}Am	5,486 (5,443)
^{244}Cm	5,805 (5,763)

TAB. 4.9 – Energies des α de la source de calibrage.

La Fig.4.4 présente le spectre de calibrage ainsi que la courbe de calibrage du DSSSD. La résolution mesurée sur ce spectre source est de $\sim 2\%$ à 5 MeV. Le détecteur Si du plan focal et l'ensemble BGO étant calibrés, nous pouvons nous intéresser à l'étude des données prises en coïncidence entre les γ mesurés dans l'ensemble BGO et les noyaux de recul mesurés au plan focal.

1.4 Coïncidence

1.4.1 Temps de vol

Le but de cette partie est de nettoyer le mieux possible les spectres pris en coïncidence. Les signaux sont enregistrés électroniquement en coïncidence lorsqu'ils sont mesurés dans une plage de 1 à 4 μs entre le DSSSD et les BGO, sachant que le temps de vol des reculs

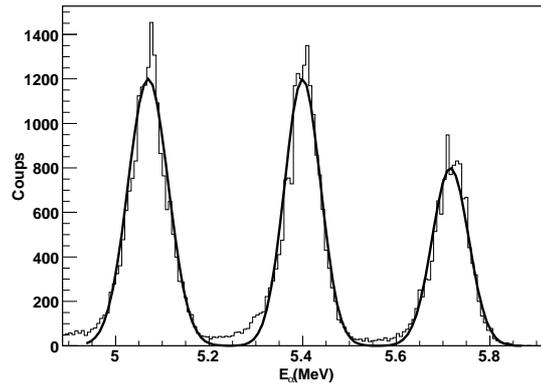


FIG. 4.4 – Spectre DSSSD de la source à 3α , après sommation des 30 pistes avant recalibrage par la droite $E_{\alpha}' = 1,0024(6) E_{\alpha} + 0,073(4)$, où E_{α} est l'énergie des α avant le recalibrage en MeV et E_{α}' celle après recalibrage.

est $\sim 2 \mu\text{s}$. Nous nous assurerons qu'il s'agit bien d'événements concernant le ^{28}Si et les γ provenant de notre réaction. Une première possibilité est de sélectionner sur le spectre de temps de vol les noyaux provenant de la capture radiative. Un spectre de temps de vol est présenté Fig.4.5. Ce spectre est quasiment identique à toutes les énergies. Il présente un pic unique qui est sélectionné comme indiqué sur la figure. Les données restantes représentent $\sim 80\%$ des données.

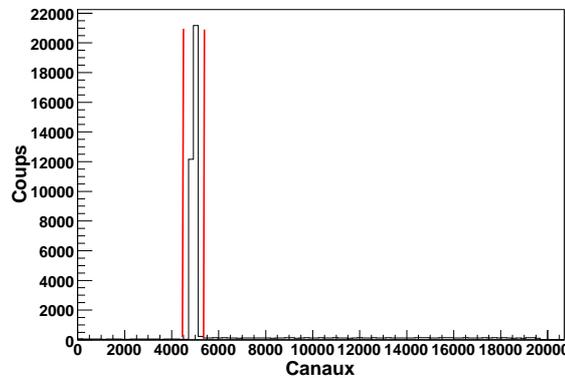


FIG. 4.5 – Spectre de temps de vol à $E_{\text{cm}} = 8,5 \text{ MeV}$, la fenêtre utilisée lors de l'analyse en coïncidence est indiquée par les lignes rouges.

1.4.2 Spectres expérimentaux DSSSD

Ces spectres, pour nos différentes énergies expérimentales, sont présentés Fig.4.6 versus l'énergie des γ de plus grande énergie (E_0) détectés dans l'ensemble BGO.

De toutes les réactions possibles, seule la capture radiative permet de mesurer des γ ayant des énergies dépassant 15 MeV. Les pics sélectionnés correspondent donc bien

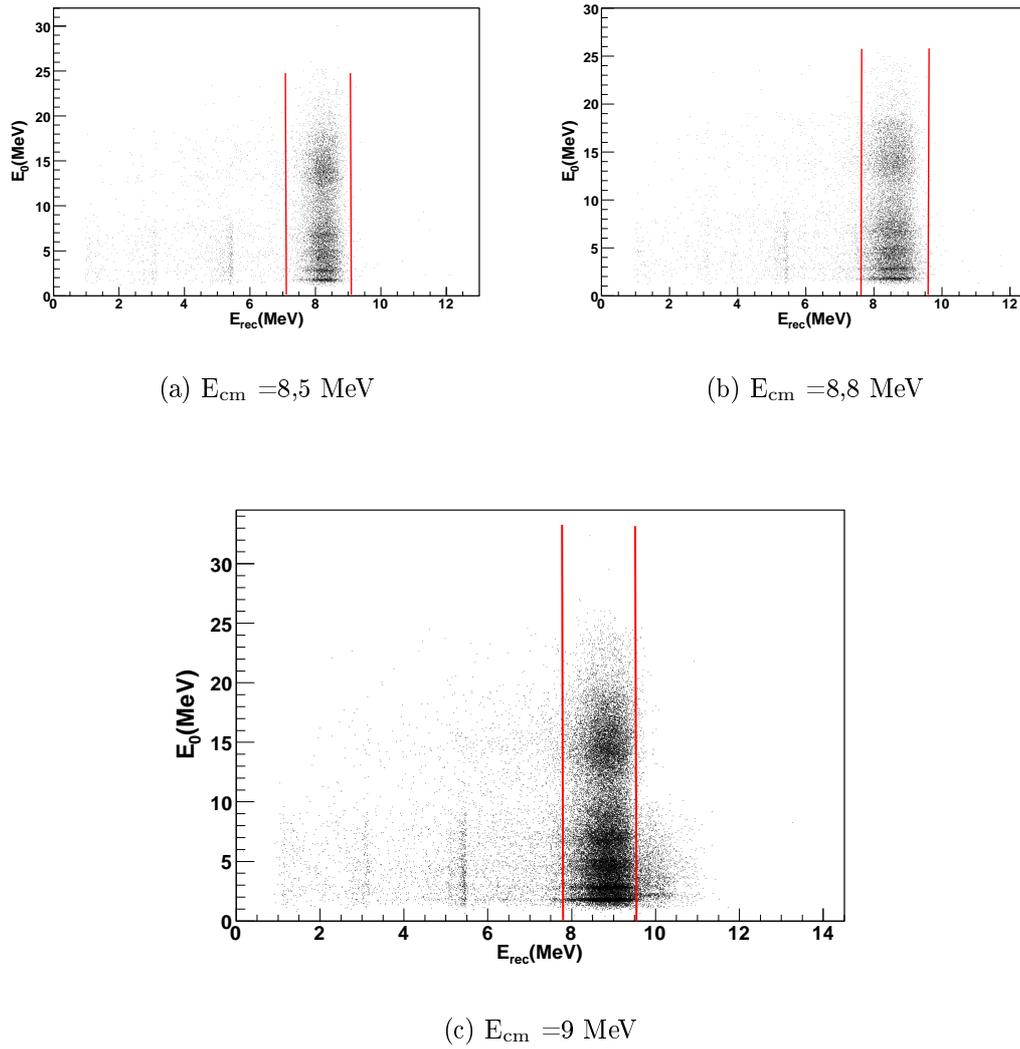


FIG. 4.6 – Energie des noyaux de recul versus énergie des γ de plus grande énergie détecté dans l'ensemble BGO. Les coupures effectuées sont indiquées par les lignes rouges.

aux noyaux de recul de capture radiative. Les énergies des reculs provenant de la capture radiative sont répertoriées Tab.4.10, ainsi que la largeur à mi-hauteur des pics mesurés. Ces largeurs, supérieures à la résolution des détecteurs, proviennent de l'étalement en énergie des noyaux de recul dû au processus de désexcitation γ et au passage dans la cible.

Les coupures qui ont été choisies sont indiquées sur la Fig.4.6, elles permettent de sélectionner plus de 99% des reculs pour les deux premières énergies. Par contre, pour la troisième énergie, comme on le voit sur la Fig.4.6(c), une légère contamination centrée à ~ 10 MeV est présente. En sélectionnant les noyaux de recul correspondant à cette contamination, on voit qu'ils sont en coïncidence à la fois avec des γ de ^{24}Mg (1,369 MeV) et de ^{27}Al (2,212 MeV), provenant d'une contamination due aux résidus d'évaporation. Pour choisir la fenêtre optimale de sélection à cette énergie, nous avons observé le rapport $N_{\gamma < 10 \text{ MeV}} / N_{\gamma > 10 \text{ MeV}}$, jusqu'à ce qu'il y ait convergence de ce rapport vers la valeur la

Energie	$\Delta E/E$	$E_{rec}(MeV)$	FHWM (MeV)	% reculs sélectionnés	% fond	% contamination
E_1	-2,5%	8,26	0,73	99,8%	3,01%	-
	-7,5%	7,8	0,63	99,2%	7,28%	-
	+2,5%	8,68	0,75	99,2%	2,8%	-
E_2	-2,5%	8,54	0,97	99,2%	5,36%	-
E_3	-2,5%	8,85	0,97	95,2%	4,17%	0,0107%
	-7,5%	8,32	1,00	99,1%	8,67%	-
	+2,5%	9,22	1,10	96,9%	7,32%	0,22%

TAB. 4.10 – Caractéristiques des pics mesurés dans le DSSSD : le pourcentage de reculs sélectionnés correspond au nombre de reculs sélectionnés dans la coupure par rapport au nombre total de reculs présentés dans la gaussienne.

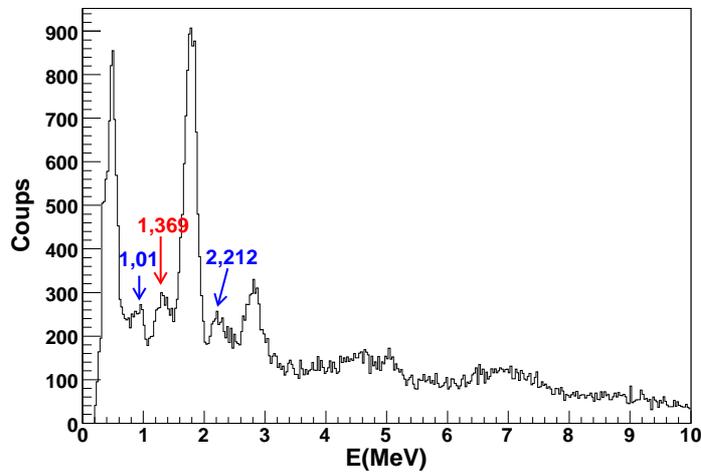


FIG. 4.7 – Spectre γ en coïncidence avec les noyaux de recul à $E_{cm} = 8,5$ MeV. Les γ provenant d'une contamination par le ^{24}Mg sont indiqués en rouge, ceux provenant de ^{27}Al en bleu.

plus petite possible, car la contamination n'entraîne que des γ de basses énergies. Nous avons reporté Tab.4.10 la proportion dans la sélection du pic des noyaux de recul et la proportion de fond. On observe que, même à la troisième énergie, la proportion "fond + contamination" est très faible.

La Fig.4.7 présente la partie basse du spectre γ obtenu après sélection des noyaux de recul, effectuée comme indiqué précédemment, à $E_{cm} = 8,5$ MeV. Malgré les précautions prises, nous voyons que la partie basse du spectre est contaminée par des γ provenant de ^{27}Al et ^{24}Mg , c'est-à-dire par les γ les plus abondants du spectre direct que nous avons présenté Fig.4.1. Le spectre des noyaux de recul à $E_{cm} = 8,5$ MeV (Fig.4.6(a)) contient un pic unique autour de l'énergie attendue et cependant le spectre γ est contaminé. Ce phénomène de contamination est présent à toutes les énergies quelque soient les réglages optiques et il est trop important pour être expliqué par le fond linéaire que nous avons estimé sous les pics de ^{28}Si . Nous allons dans la suite chercher d'où provient cette contamination et essayer de nous en affranchir.

1.5 Contamination et bruit

1.5.1 Sources de contamination

Si l'on examine la section efficace de fusion, les voies de contamination les plus probables sont $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha\gamma)^{24}\text{Mg}$, $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},p\gamma)^{27}\text{Al}$ et celles dues à d'éventuels contaminants de la cible : $^{13}\text{C}(^{16}\text{O},n)^{28}\text{Si}$, $^{13}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{25}\text{Mg}$. Certaines de ces sources de contamination ont été examinées expérimentalement.

Dans un premier temps, nous avons testé les conséquences d'une contamination de la cible par le ^{13}C qui pourrait provenir du processus d'épaississement de la cible qui se fait avec du C naturel. Pour que les réactions possibles puissent engendrer une pollution portant à conséquence dans notre expérience, il faut que le q/A et $E \times A$ soit proche de ce qu'on a pour le ^{28}Si . Les réglages optiques de DRAGON pour le ^{25}Mg ont donc été adaptés pour $q=7$, $M=25$, avec des cibles enrichies de ^{12}C et de ^{13}C . Dans le premier cas le nombre de reculs arrivant au plan focal est plus de 10 fois inférieur à celui que l'on obtient lorsque l'on règle DRAGON pour le ^{28}Si . Lorsque la cible choisie est du ^{13}C , le taux de comptage dans le DSSSD reste encore 4 fois inférieur à celui obtenu pour le ^{28}Si . Cette voie ne peut donc pas expliquer la contamination mesurée. De plus, le faible taux de comptage γ en coïncidence avec un ^{28}Si produit à partir d'une cible de ^{13}C enrichie semble indiquer que la contamination ne provient pas du ^{13}C présent dans la cible.

Lorsque l'on se focalise sur le ^{27}Al , en effectuant des réglages optiques avec $q=8$ $M=27$ et à une énergie de 11,407 MeV, un grand nombre de reculs est détecté dans le plan focal et le pic mesuré dans le DSSSD se trouve entre 8 et 10 MeV, comme pour le ^{28}Si . Le spectre γ associé présente des coups jusqu' à 6 MeV. Ainsi il est possible que certains noyaux de ^{27}Al arrivent au plan focal, mais rappelons que dans ce cas les réglages optiques sont optimisés pour $M=27$ et que DRAGON à un pouvoir de séparation $\Delta M/M \sim 1/600$. La contamination au ^{24}Mg , n'a quant à elle pas été testée.

1.5.2 Coïncidences fortuites

Sur la Fig.4.8, est présenté le spectre des noyaux de recul, sans et avec coïncidence γ à $E_{\text{cm}} = 8,5$ MeV. On voit très clairement sur la figure du haut, où aucune coïncidence n'est imposée, qu'il y a deux pics supplémentaires, l'un à 5,2 MeV et l'autre à 5,4 MeV. Ces pics sont causés par une contamination résiduelle permanente (source α) de la chambre à réaction. Cette pollution n'est cependant pas gênante pour nos mesures dont le pic d'intérêt se situe entre 7 et 10 MeV. Il est néanmoins intéressant de remarquer que ces pics, bien que fortement diminués, sont toujours présents dans le spectre pris en coïncidence avec la mesure γ dans l'ensemble BGO (voir Fig.4.8 bas). Or, la source causant ces pics dans le détecteur de plan focal ne donne pas lieu à des γ dans l'ensemble BGO. Il s'agit donc de coïncidences fortuites. La fenêtre ouverte pour l'enregistrement des γ est de 1000 ns, on considérera donc que le taux de coïncidences fortuites entre les γ du spectre direct et la source α est du même ordre de grandeur que celle entre des noyaux de ^{28}Si et le spectre γ direct. Nous allons utiliser les pics provenant de la contamination pour estimer le taux de coïncidences fortuites présent dans le spectre γ (méthode 1). Nous avons ainsi ajusté le spectre de recul avec une somme de 3 gaussiennes et un fond linéaire (voir Fig.4.8).

Nous avons par ailleurs considéré un fond linéaire qui peut provenir de différents noyaux dont ceux du faisceau (proche de 4% à la 3^{ème} énergie) qui ne pourraient être en coïncidence qu'avec les γ directs. On trouve ainsi à chaque énergie une proportion de

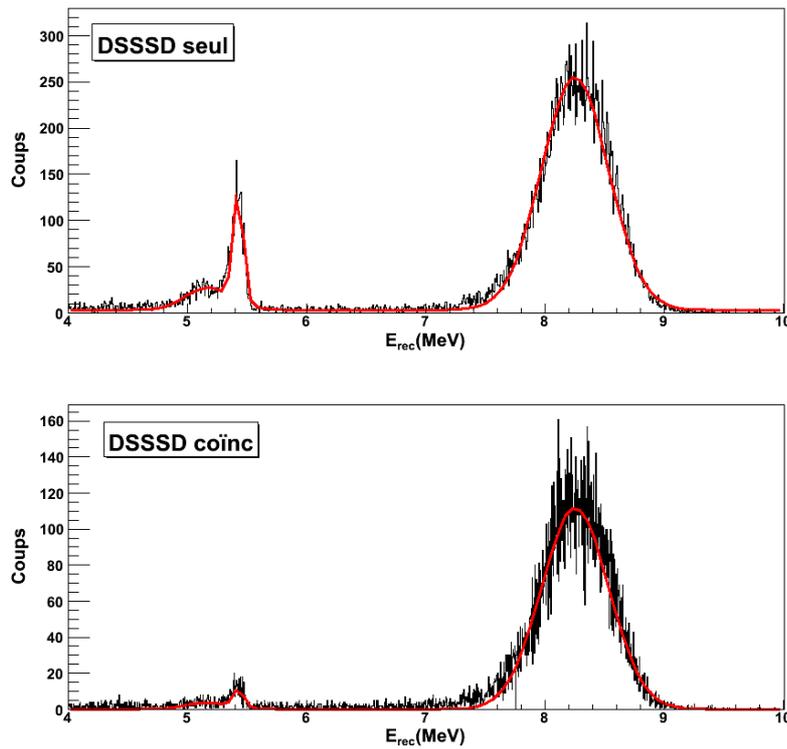


FIG. 4.8 – Ajustement des spectres DSSSD. En haut, spectre en énergie des noyaux de recul sans que la condition de coïncidence avec les γ soit requise ; en bas lorsqu’une coïncidence avec les γ est demandée.

coïncidences fortuites qui est en moyenne de 13% ($\pm 3\%$).

Nous avons vu qu’une autre cause de contamination possible pourrait être un pic dû à ^{27}Al ou ^{24}Mg qui se trouverait exactement à la même énergie que celui du recul ^{28}Si . Pour vérifier cela nous avons intégré les nombres de coups des pics de 0,9 MeV, 1,3 MeV et 2,3 MeV présents dans les spectres γ pris en coïncidence avec les noyaux de recul (Méthode 2). En comparant ces intégrales à celles des pics des spectres directs, nous avons estimé le pourcentage de coïncidences fortuites que cela représenterait. Le tableau 4.11 donne ces pourcentages estimés par les deux méthodes. Les taux de coïncidences fortuites obtenus par les deux méthodes sont du même ordre de grandeur, les différences peuvent s’expliquer en partie par le fond présent sous le pic de ^{28}Si qui est par exemple de l’ordre de 4% à la troisième énergie. Si ce fond provient de noyaux ^{24}Mg et ^{27}Al , il entraîne un nombre de coups supérieur provenant du spectre direct. Dans le tableau 4.11 nous avons indiqué le pourcentage de coïncidences fortuites que nous avons utilisé pour affiner les spectres γ . Nous avons donc décidé de soustraire de nos différents spectres les spectres directs avec un poids équivalent au pourcentage indiqué Tab.4.11. Une telle soustraction est présentée pour le spectre γ total à $E_{\text{cm}} = 8,5$ MeV sur la Fig.4.9.

Nous pouvons à présent examiner les spectres γ obtenus aux différentes énergies. Les spectres qui seront présentés par la suite seront obtenus après les procédures de correction Doppler, d’ADDBACK, de calibrage, de sélection du pic de recul ^{28}Si et de soustraction de la contamination attribuée en grande partie à des coïncidences fortuites.

Energie	$\Delta E/E(\%)$	Fortuites (1) (%)	Fortuites (2) (%)	Fortuites(%) choisies
E_1	-2,5	16,2	17,7	17,0
	-7,5	10,8	15,0	13,0
	+2,5	9,2	6,7	8,5
E_2	-2,5	15,1	24,1	21,0
E_3	-2,5	17,1	25,4	21,0
	-7,5	12	6,7	11,0
	+2,5	11,9	8,8	10,0

TAB. 4.11 – Pourcentage du pic de ^{28}Si donnant lieu à des coïncidences fortuites estimées par les méthodes (1) et (2).

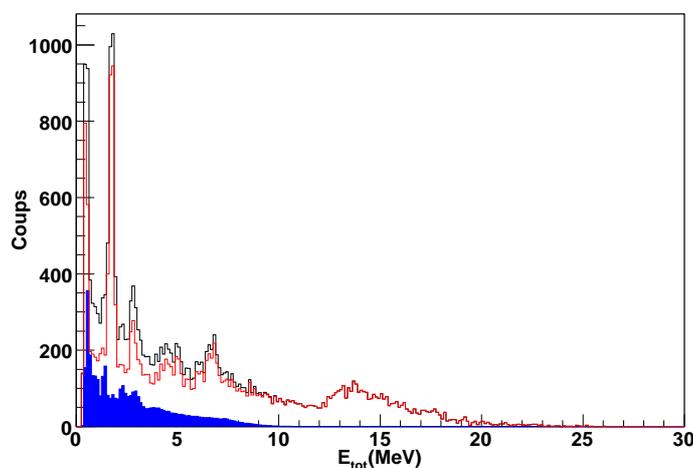


FIG. 4.9 – En noir, spectre γ en coïncidence avec les noyaux de recul à $E_{\text{cm}} = 8,5$ MeV ; en bleu, contribution attribuée aux coïncidences fortuites ; en rouge spectre final après soustraction des fortuites.

2 Résultats

2.1 Spectres γ

La Fig.4.10 présente les spectres γ totaux et ceux des γ de plus grande énergie mesurés aux 3 énergies sondées expérimentalement. Les spectres sont normalisés, i.e. ramenés à une particule de faisceau incident, un noyau cible par cm^2 et une seconde d'irradiation, par les poids reportés Tab.4.5.

Ces spectres montrent bien les γ de basse énergie de ^{28}Si , c'est-à-dire la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ qui produit un γ de 1,78 MeV ainsi que la transition $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ qui produit un γ de 2,84 MeV. Toutes les transitions observées sont présentées sur la Fig.4.10(c). Une transition remarquable est celle correspondant au pic à 7 MeV. Au fur et à mesure que l'énergie de bombardement augmente, un second pic apparaît un peu au dessus de 7 MeV. L'attribution de ces deux composantes, à 6,88 MeV et à 7,38 MeV aux transitions $3_1^- \rightarrow 0_1^+$ et $4_2^+ \rightarrow 2_1^+$ respectivement, sera détaillée par la suite.

Les spectres γ présentent par ailleurs, aux 3 énergies, un pic élargi autour de 14 MeV.

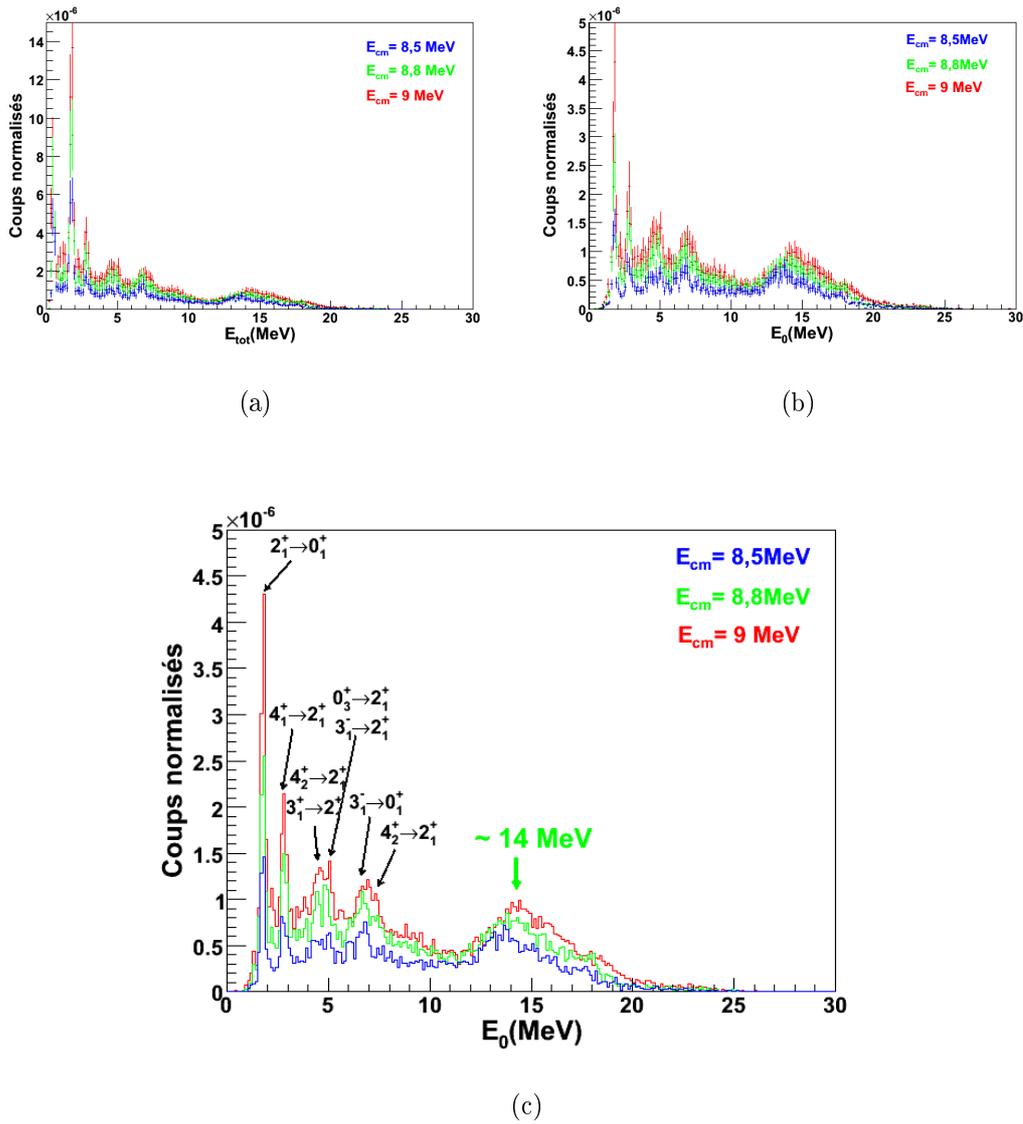


FIG. 4.10 – Comparaison des spectres γ total E_{tot} (a) et des spectres de plus grande énergie E_0 (b) aux trois énergies mesurées expérimentalement en coïncidence avec les noyaux de recul avec un réglage en énergie de $\Delta E/E \sim 2,5\%$. Les spectres sont normalisés par les poids reportés Tab.4.6. Les spectres (a) et (b) sont tracés avec les barres d'erreur dues à la normalisation. Le spectre (c) représente un agrandissement de (b), sans barres d'erreur, afin de rendre plus visibles les pics dont les origines sont indiquées.

Les centres de ces pics sont respectivement à 14, 14,3 et 14,6 MeV. Ce déplacement suit l'augmentation de l'énergie apportée au ^{28}Si : ce pic correspond à l'alimentation d'états autour de 11 MeV (juste au dessus du seuil α qui se trouve à 9,98 MeV) à partir de la voie d'entrée. Les largeurs à mi-hauteur de ces pics sont de l'ordre de 6 MeV. La résolution attendue à 14 MeV étant de 1,3 MeV (voir Fig.2.16), il semble que 5 γ , au minimum, alimentent des états entre 8 et 14 MeV. Ces pics représentent en intensité environ 30% du spectre E_0 alors que les γ de plus de 20 MeV, qui proviennent d'une décroissance directe vers la bande du fondamental, représentent $\sim 7,5\%$ du spectre E_0 . Ce pic à $\sim 14 \text{ MeV}$

ainsi que la totalité du spectre γ ont des structures similaires aux trois énergies et aucun effet de résonance engendrant des spectres très différents n'est observable. Cependant, comme cela est visible pour les Fig.4.10(a) et (b) où les spectres E_{tot} et E_0 sont présentés avec les barres d'erreur concernant les incertitudes sur les poids des différentes prises de données, le flux total augmente avec l'énergie de bombardement. Ceci sera discuté plus loin lors de l'obtention des sections efficaces de capture radiative, qui nécessite des calculs de simulation tenant compte de l'acceptance du spectromètre.

Aux trois énergies de bombardement, on observe également un pic aux alentours de 18MeV qui correspond à l'alimentation d'états autour de 7 MeV, ce qui avait également été vu dans les données de Collins *et al.* [68]. Afin de distinguer les états concernés par cette alimentation, nous traçons les spectres totaux en fonction du nombre de γ mesuré en coïncidence, ce que nous appellerons les spectres de multiplicité. La multiplicité moyenne en fonction de l'énergie est présentée Fig.4.11. Les spectres E_{tot} sont présentés multiplicité par multiplicité dans la Fig.4.12.

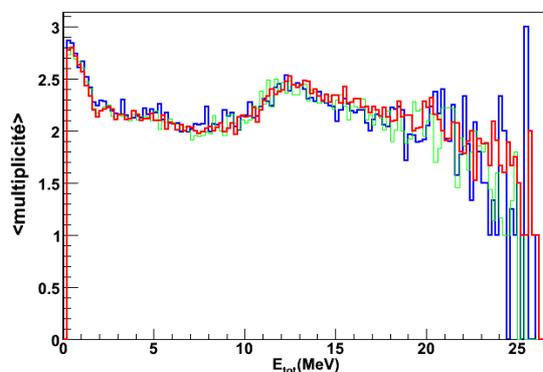
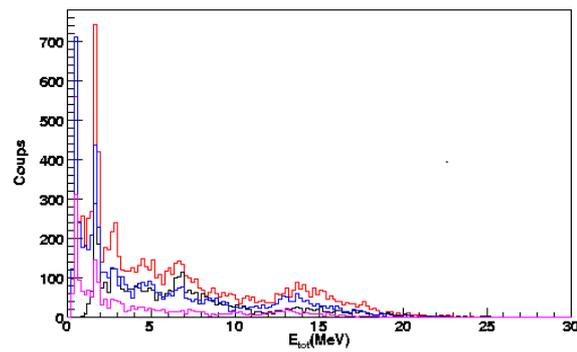


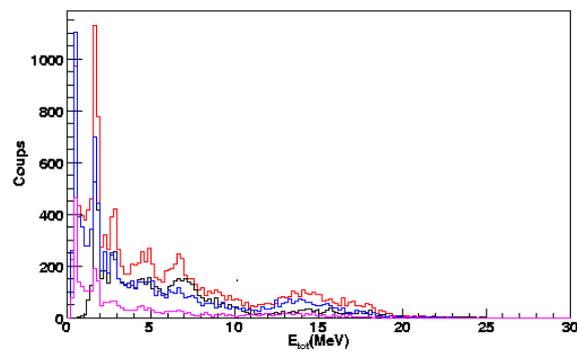
FIG. 4.11 – Multiplicité moyenne en fonction de l'énergie à $E_{\text{cm}} = 8,5$ (bleu) ; $8,8$ (vert) et 9 MeV (rouge).

La multiplicité moyenne sur tout le spectre varie entre 2 et 2,8 ce qui caractérise une décroissance impliquant des cascades γ . Ceci est d'autant plus vrai que le maximum se trouve aux alentours du pic à 14 MeV. Le fait que, après 16 MeV, la multiplicité diminue, signifie que les états qui sont alors peuplés décroissent directement vers le fondamental. Il est également intéressant de remarquer un maximum autour de 21 MeV : il correspond à l'alimentation directe du 4_1^+ , qui lui, ne décroît pas directement au fondamental. Le comportement autour du minimum, à $\sim 6,8$ MeV, est intéressant : on voit dans les spectres E_{tot} tracés pour les différentes multiplicités (Fig.4.12) que le comportement semble évoluer en fonction de l'énergie. Ainsi, à $E_{\text{cm}} = 8,5$ MeV le pic est fortement présent dans le spectre de multiplicité 1. Le fait que la multiplicité mesurée soit basse est tout à fait en accord avec le fait que ce pic corresponde à l'état 3_1^- à 6,78 MeV qui décroît directement au fondamental. Aux autres énergies, le pic présente une seconde composante de multiplicité supérieure, ce qui signifie que cette seconde composante ne décroît pas directement au fondamental.

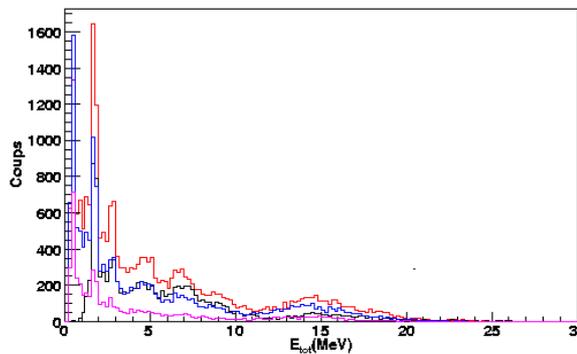
Pour comprendre les chemins de décroissance en jeu, il est intéressant d'étudier les spectres γ en coïncidence. Ainsi nous avons tracé (Fig.4.13) les spectres γ de plus haute énergie en fonction des spectres γ de seconde énergie.



(a) $E_{\text{cm}} = 8,5$ MeV



(b) $E_{\text{cm}} = 8,8$ MeV



(c) $E_{\text{cm}} = 9$ MeV

FIG. 4.12 – Spectres γ totaux de différentes multiplicités pris en coïncidence avec les noyaux de recul aux différentes énergies expérimentales indiquées sous les figures. Les courbes tracées correspondent aux multiplicités 1(noir), 2(rouge), 3(bleu), 4(rose).

Sur cette figure, on voit qu'en coïncidence avec le pic central (14-15 MeV) se trouvent différents γ de plus basse énergie : 511 keV ; 1,8 MeV ; 2,8 MeV ; 4,5 MeV ; 5 MeV et 6,8 MeV et ~ 9 MeV. A l'exception du γ de 9 MeV qui pourrait correspondre à l'alimentation

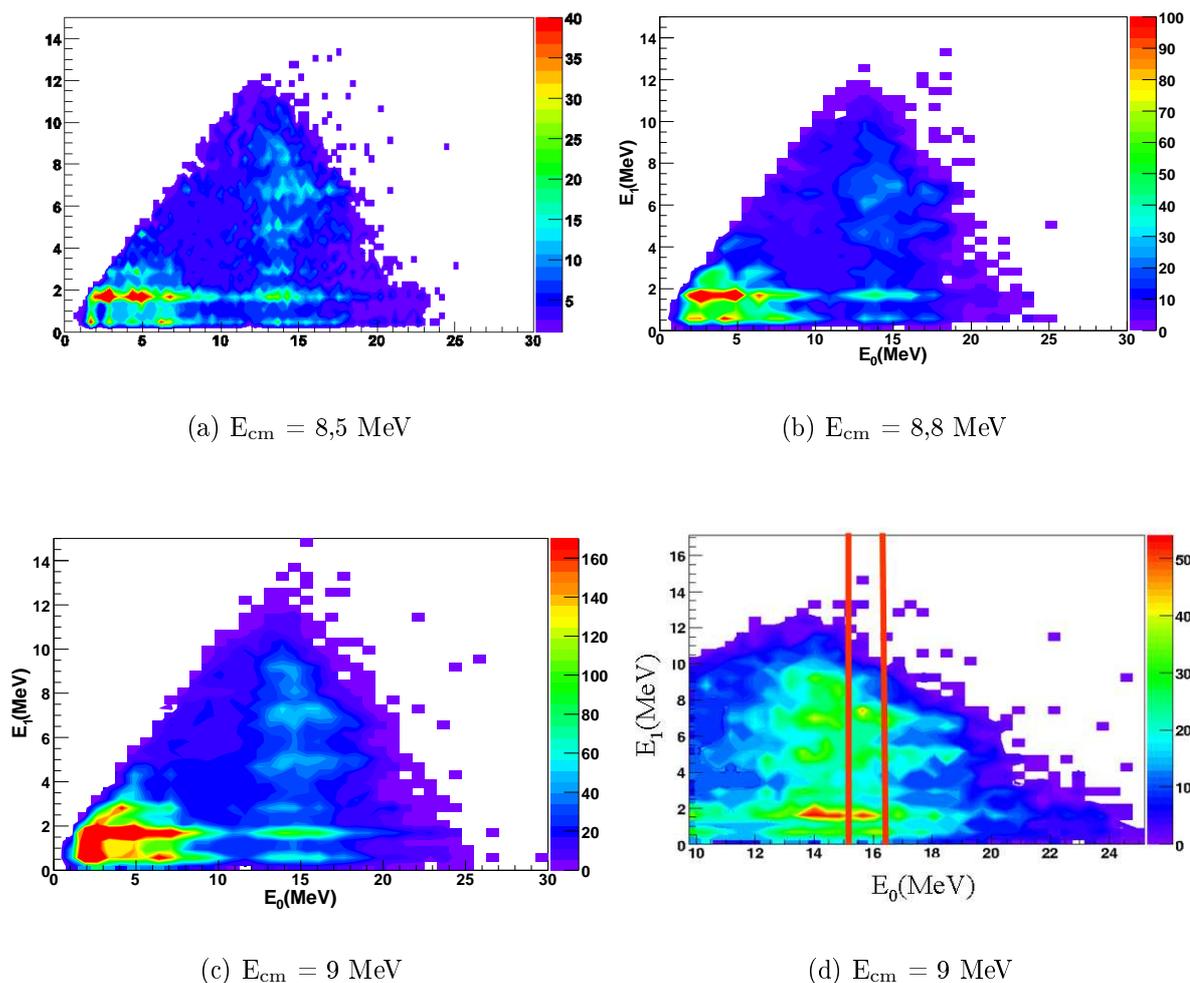


FIG. 4.13 – Spectres γ de plus grande énergie (E_0) versus γ de seconde plus grande énergie (E_1) en coïncidence avec les reculs aux énergies expérimentales indiquées sous les figures.

depuis les états autour de 11 MeV du 2_1^+ , les autres pics correspondent à ceux spécifiés sur la Fig.4.10. Il est, par ailleurs, intéressant de remarquer qu'à la première énergie, le pic à 6,8 MeV est en coïncidence avec des γ jusque 18 MeV, ce qui est cohérent avec une alimentation directe du 3^- à 6,78 MeV. A $E_{cm} = 9 \text{ MeV}$ ce pic semble plus prononcé dans la zone de 14 à 17 MeV et si l'on élargit cette zone (Fig.4.13(d)), on voit un maximum se former autour de 16 MeV dans la partie supérieure de la ligne E_1 autour de 7 MeV. Sur la Fig.4.14, nous présentons le spectre de seconde énergie lorsque nous sélectionnons le maximum à 16 MeV sur E_0 . Le spectre ainsi obtenu présente un pic autour de 7,3 MeV qui correspond à la décroissance du 4_2^+ de la bande prolata qui se trouve à 9,16 MeV. Cet état est donc alimenté directement par la voie d'entrée par un γ de 16,5 MeV puis décroît vers le 2_1^+ à 1,8 MeV par un γ de 7,38 MeV. Ceci est donc la seconde composante du pic autour de 7 MeV que nous avons vue apparaître à l'énergie de bombardement la plus haute.

Des spectres avec sélection soit sur le pic autour de 14 MeV, soit sur les raies de basse énergie ne nous ont pas permis d'identifier clairement les états en coïncidence avec la ré-

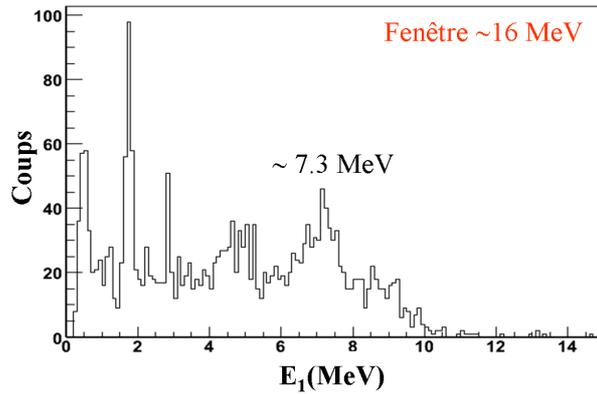


FIG. 4.14 – Spectre γ de seconde plus grande énergie (E_1) avec fenêtre sur E_0 autour de 16 MeV à $E_{\text{cm}} = 9$ MeV.

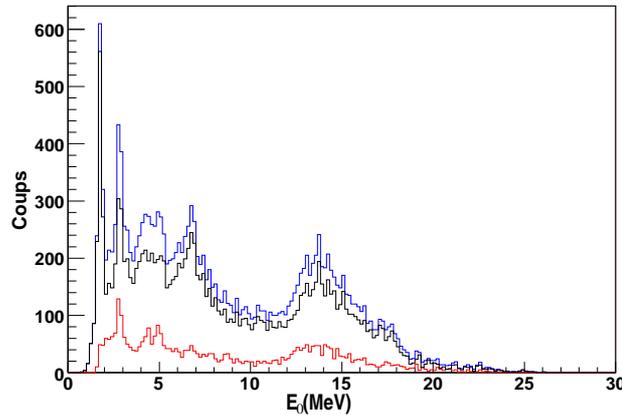


FIG. 4.15 – Spectres gamma de plus grande énergie en coïncidence avec les reculs à $E_{\text{cm}} = 8,5$ MeV (bleu) ; ce même spectre lorsque des γ de 1,8 MeV sont mesurés en coïncidences (rouge) et quand aucun γ de 1,8 MeV n'est détecté en coïncidence (noir).

gion autour de 14 MeV. A titre d'illustration, la Fig.4.15 présente un exemple de spectres après sélection du pic à 1,8 MeV qui est le pic le plus abondant. Cette sélection ne permet pas d'identifier les états associés au pic central.

En résumé, nous avons observé un pic important ~ 14 MeV correspondant à l'alimentation d'états aux alentours de 11 MeV. Cette alimentation d'états intermédiaires dans la décroissance de la résonance n'avait encore jamais été observée. Les états impliqués ne décroissent pas directement vers le fondamental contrairement à ce que l'on a pu montrer dans le cas de $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, mais plutôt en passant par des états de spin 2 à 4. Ceci laisse donc à penser que nous partons d'un spin de voie d'entrée assez élevé, ce qui expliquerait que la décroissance ne puisse se faire directement vers le fondamental. Nous avons également pu identifier l'alimentation directe du 3^- à 6,78 MeV. Cet état, comme nous l'avions mentionné dans le chapitre 1, est la tête de bande de la bande $K^\pi=3^-$ dont la déformation est discutée dans la littérature à la fois en termes de déformation oblate, prolate ou même

octupolaire [22]. A la dernière énergie, nous observons l'alimentation directe du 4_2^+ qui est le troisième membre de la bande prolate. Cette bande est très mal reproduite en termes de modèle en couches et est en revanche bien décrite par les modèles cluster et pourrait donc être la bande de plus basse énergie de ^{28}Si qui présenterait une configuration cluster. Une information complémentaire pour nous permettre de cerner le processus de décroissance en jeu réside dans les distributions angulaires.

2.2 Distributions angulaires γ

La Fig.4.16 présente les distributions angulaires obtenues aux 3 énergies sondées expérimentalement lorsque les réglages du spectromètre sont optimisés à $\Delta E/E \sim -2,5\%$.

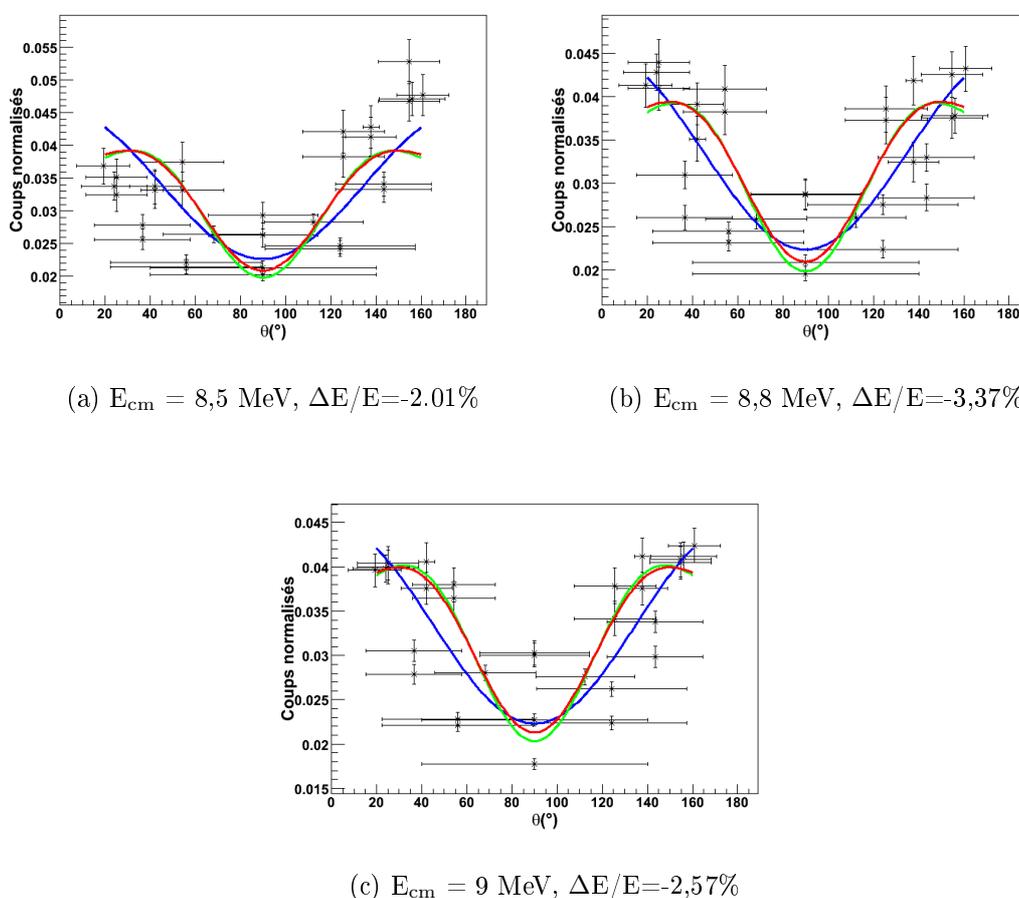


FIG. 4.16 – Distributions angulaires expérimentales pour $11 \text{ MeV} < E_\gamma < 17 \text{ MeV}$ aux énergies expérimentales indiquées sous les figures. Les courbes en rouge, vert, bleu correspondent respectivement aux courbes théoriques de transitions $6^+ \rightarrow 4^+$ (E2), $5^- \rightarrow 3^-$ (E2), $5^- \rightarrow 5^{+/-}$ (E1/M1).

Comme pour le cas de $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, les distributions expérimentales présentent un creux autour de 90° , ceci peut s'expliquer par des transitions E2 entre un état initial de spin J_i et un état final de spin $J_f = J_i$ ou $J_i \pm 2$, ou par des transitions M1 ou E1 entre des états de spins identiques. Pour illustrer ceci, nous avons tracé sur la Fig.4.16 les transitions

distributions angulaires $6^+ \rightarrow 4^+(\text{E}2)$, $5^- \rightarrow 3^-(\text{E}2)$ et $5^- \rightarrow 5^{+/-}(\text{E}1/\text{M}1)$, le choix des spins d'entrée 5^- et 6^+ sera justifié dans la partie interprétation. On observe que ces 3 types de transitions peuvent expliquer les distributions mesurées, le χ^2 est meilleur dans le cas de transitions dipolaires. Les transitions entre états de mêmes spins paraissent néanmoins moins probables dans un schéma de désexcitation.

Les distributions angulaires sont assez symétriques à l'exception des données à 8,5 MeV qui présentent une légère dissymétrie. Nous avons calculé qu'à cette énergie l'épaississement de la cible doit correspondre à un $\Delta E/E \sim$ de -2% soit un peu inférieur à la valeur centrale de -2,5%.

2.3 Réglages optiques du spectromètre DRAGON

Afin de favoriser la mesure des γ de grande énergie, nous nous sommes placés à des réglages optiques $\Delta E/E \sim -7,5\%$ et $+2,5\%$ à $E_{\text{cm}} = 8,5$ et 9 MeV, de façon à être dans une situation symétrique par rapport au réglage optique optimum qui est de $\Delta E/E \sim -2,5\%$ et de se trouver sur le maximum d'acceptance pour des γ de 25 MeV décroissant directement vers le fondamental (voir Fig.2.21). La Fig.4.17 présente ces résultats.

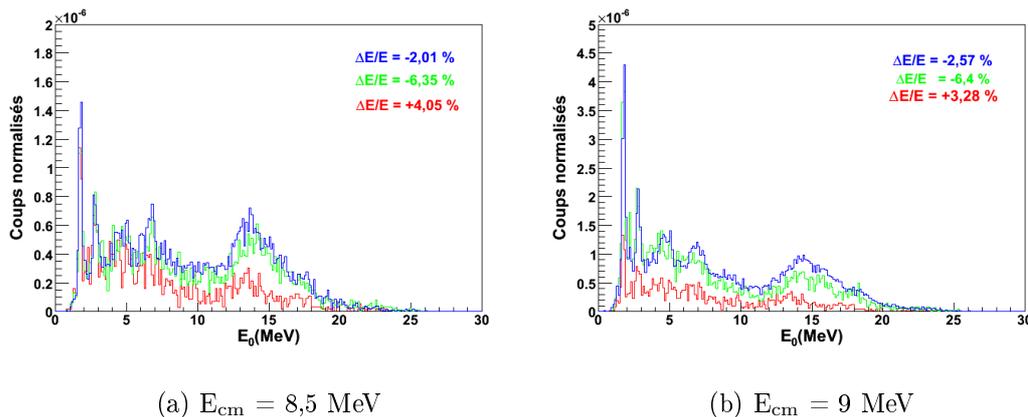


FIG. 4.17 – Spectre γ de plus grande énergie pris en coïncidence avec les noyaux de recul pour différents réglages optiques à $E_{\text{cm}} = 8,5$ et 9 MeV.

Ainsi, comme nous l'avons exposé précédemment, l'épaississement de la cible fait que nous ne sommes pas exactement placés à -7,5% et 2,5% mais plutôt vers -6,4% et +4%. Dans aucun des cas examinés, les grands γ ne sont plus abondants que précédemment, mais les γ provenant de cascades sont atténués d'autant plus que nous nous éloignons de la valeur maximale obtenue à $\Delta E/E -2,5\%$. Le fait que ces mesures ne favorisent pas la détection des γ ayant des énergie de plus de 18 MeV s'explique par le fait qu'ils sont très peu présents dans la décroissance, beaucoup moins que dans le cas $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$. Ainsi, les décroissances vers le fondamental sont très faibles < 20 nb et beaucoup plus faibles que ce qui avait été mesuré [68] pour l'alimentation de la bande prolate qui était de l'ordre de 2 μb .

La Fig.4.18 présente les distributions angulaires obtenues pour les différents réglages optiques.

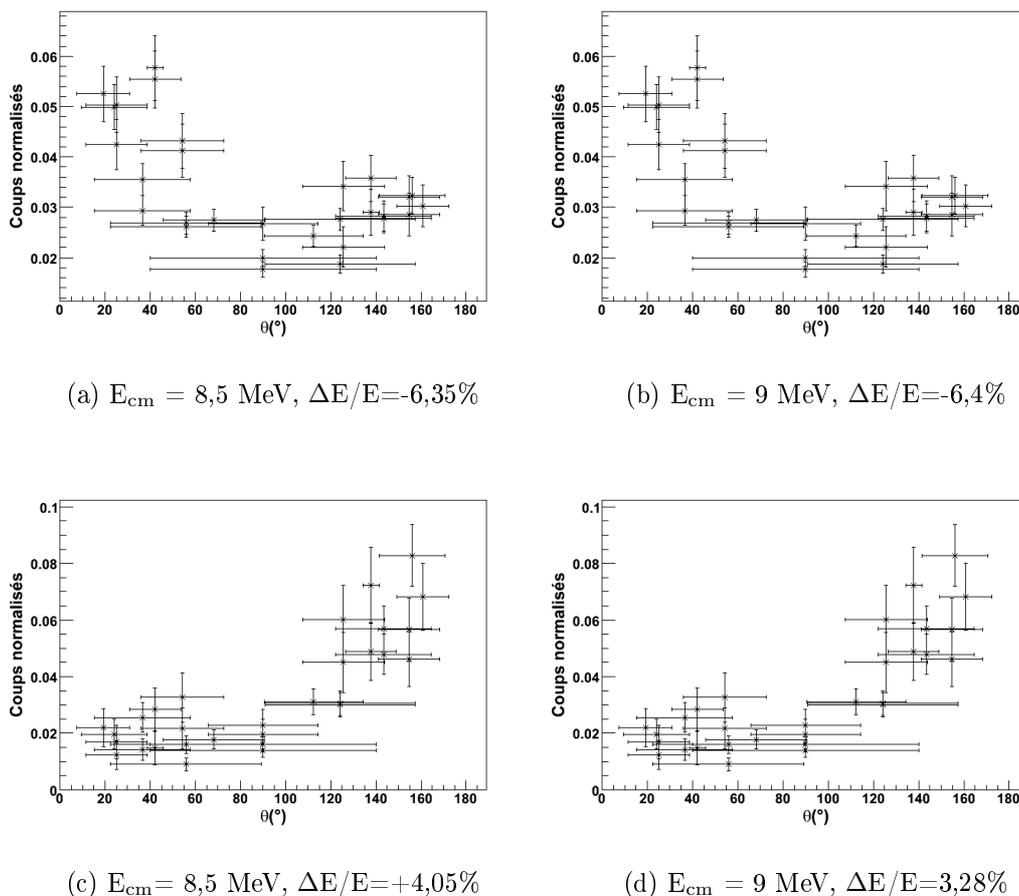


FIG. 4.18 – Distributions angulaires γ expérimentales obtenues en coïncidence avec les reculs sélectionnés avec les décalages des réglages optiques indiquées sous les figures.

Nous retrouvons le comportement que nous avons étudié dans les calculs de simulation (voir chapitre 2, Fig.2.22), c'est-à-dire que lorsque le $\Delta E/E$ est $< -2,5 \%$ les noyaux de recul doivent avoir moins d'énergie que l'énergie moyenne attendue, de manière à favoriser les γ émis vers l'avant soit à des angles $< 90^\circ$, lorsqu'au contraire le $\Delta E/E > -2,5\%$ les noyaux de recul doivent avoir une énergie supérieure à la moyenne de sorte que se sont les γ émis vers l'arrière qui correspondent à la sélection du noyau de recul au plan focal. Les rapports d'asymétrie sont respectivement de -1,5 et 2,6 pour des $\Delta E/E$ de -6,6% et +4%, l'asymétrie est donc d'autant plus grande que l'on s'écarte de la valeur optimale de -2,5%.

Une meilleure compréhension de la décroissance de la capture radiative nécessite ici encore de faire appel à des calculs de simulation GEANT.

3 Interprétation

Dans nos calculs Monte Carlo, il nous faut faire l'hypothèse de différents scénarii. Nous utilisons, à nouveau, le test de χ^2 pour évaluer la validité de ces scénarii. Le nombre de bins utilisés pour ce test est toujours de 240. Nous allons tout d'abord comparer nos

données avec ce qui était connu de la capture radiative dans le système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ avant notre expérience, puis nous nous intéresserons à un processus purement statistique. Après cela nous comparerons nos données à des scénarii faisant appel à des résonances et donc à des spins uniques dans la voie d'entrée.

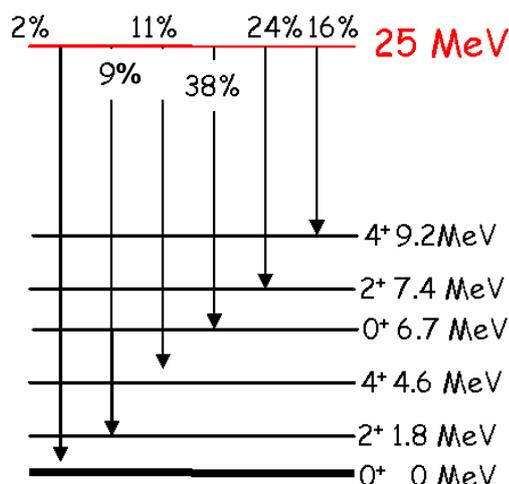
3.1 Alimentation des états par capture radiative : nos résultats et ceux de travaux antérieurs

Dans la partie précédente, nous avons mis en évidence l'alimentation de certains états particuliers du ^{28}Si , comme les états de la bande du fondamental ou le niveau 3_1^- . Les études de capture radiative effectuées précédemment avec un NaI de gros volume avaient également identifié par l'intermédiaire de $\gamma > 15$ MeV l'alimentation de certains états [68] : ceux de la bande du fondamental ainsi que ceux de la bande prolata bâtie sur le 0_3^+ à 6,69 MeV. Avec le dispositif expérimental utilisé, les auteurs n'avaient pas accès à la partie basse du spectre γ . Nous avons comparé nos données à un scénario impliquant ces états. Les rapports d'embranchement depuis la voie d'entrée sont évalués à partir du spectre γ publié dans l'article [68] et montré sur la Fig.1.20.

Les résultats sont présentés sur la Fig.4.19. Les hypothèses de Sandorfi et Collins ne suffisent pas à expliquer l'ensemble de nos données. On ne peut en particulier pas reproduire le pic centré à ~ 14 MeV, ni le pic à 6,8 MeV, qui sont essentiels dans nos données. Dans leur analyse, les auteurs ont considéré que le pic aux alentours de 18 MeV correspondait à l'alimentation de l'état à 6,69 MeV de ^{28}Si et des états 2^+ autour de 7,4 MeV. Ils n'ont cependant pas envisagé l'alimentation de l'état 3_1^- qui se trouve énergétiquement entre ces deux états. L'accès aux γ de basse énergie dans notre étude, nous a permis d'établir qu'une partie des γ de 18 MeV alimente justement cet état 3_1^- . De même, nous ne voyons pas les γ de 5,6 MeV dans notre spectre qui correspondraient à l'alimentation de l'état 2_3^+ de la bande prolata évoquée par Sandorfi et Collins. De plus nous remarquons que, dans le scénario évoqué par les auteurs, l'état 4_1^+ , caractérisé par le pic à 2,8 MeV, est largement sous-estimé. Or dans ce scénario le seul moyen de favoriser la décroissance via cet état est d'augmenter son alimentation directe : cela augmenterait forcément l'intensité des γ au dessus de 20 MeV qui sont déjà trop abondants dans cet hypothèse (voir Fig.4.19). Ainsi nous pensons que l'alimentation du 4^+ provient également de la décroissance des états intermédiaires autour de 11 MeV dont nous avons mis en évidence l'alimentation.

3.2 Décroissance statistique

L'allure des spectres observés aux 3 énergies étant assez similaire nous avons testé l'hypothèse purement statistique ne faisant pas appel aux effets résonnants. Pour cela, nous nous sommes basés sur les distributions de spin que nous avons calculés dans le premier chapitre de cette thèse. Rappelons que les distributions attendues sont étendues sur des spins de parité naturelle compris entre 0 et $8\hbar$. Le maximum se trouve entre 2,5 et 3,1 \hbar selon l'énergie, les chiffres exacts sont listés Tab.1.7. Pour la décroissance de ces différentes ondes nous avons utilisé les forces moyennes pour la zone de noyaux compris entre 24 et 30, des transitions électromagnétiques reportées dans la littérature et Tab.4.12. Ces valeurs moyennes correspondent, comme pour le ^{24}Mg , aux centres des gaussiennes



(a) schéma de décroissance

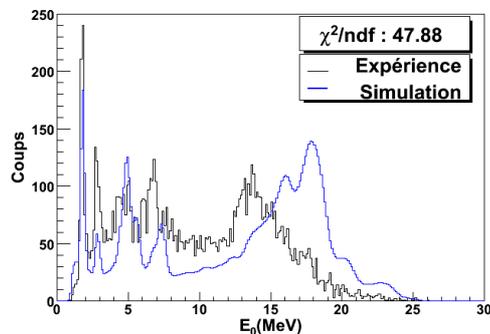
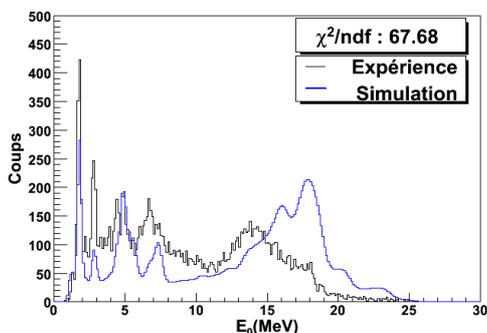
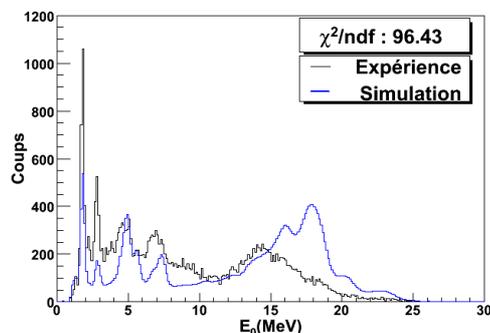
(b) $E_{cm} = 8,5$ MeV(c) $E_{cm} = 8,8$ MeV(d) $E_{cm} = 9$ MeV

FIG. 4.19 – Spectres expérimentaux de plus grande énergie en coïncidence avec les noyaux de recul (noir) comparés aux simulations numériques (GEANT 3) pour le scénario de décroissance envisagé par Sandorfi et Collins [65,68](bleu) dont le schéma de décroissance est donné en (a).

des distributions trouvées pour chaque transition, les largeurs des distributions des transitions les plus abondantes (E2, M1 et E1 isovectorielles) sont de l'ordre de 5 à 15%, par contre elles sont très difficile à estimer pour les transitions moins abondantes (E3, E1 et M1 isovectorielles) pour lesquelles les distributions sont très larges.

Notre dispositif expérimental sélectionne les noyaux de ^{28}Si au plan focal, afin de signer la voie de capture radiative. Ainsi, seuls les états qui décroissent par γ peuvent contribuer aux spectres observés. Nous avons donc introduit dans les simulations les 69 états liés et quasi-liés ($\Gamma_\gamma/\Gamma \sim 1$) de ^{28}Si (cf Annexe). Les transitions vers ces états sont calculées à partir des forces moyennes des différentes transitions reportées Tab.4.12. Les distributions angulaires permettant leur alimentation ainsi que leurs désexcitations connues sont également implémentées dans les simulations GEANT 3.

La Fig.4.20 présente les résultats de ces calculs (bleu) comparés aux données expéri-

Type	Formule de Weisskopf	\bar{S} isoscalaire	\bar{S} isovectorielle
E1	$6,8 \times 10^{-2} \times A^{2/3} \times E^3$	$5,62 \times 10^{-5}$	$5,62 \times 10^{-4}$
M1	$2,1 \times 10^{-2} \times E^3$	1×10^{-3}	0,1
E2	$4,9 \times 10^{-8} \times A^{4/3} \times E^5$	1,26	0,1
M2	$1,5 \times 10^{-8} \times A^{2/3} \times E^5$	$3,16 \times 10^{-2}$	0,3
E3	$2,3 \times 10^{-14} \times A^2 \times E^7$	10	-

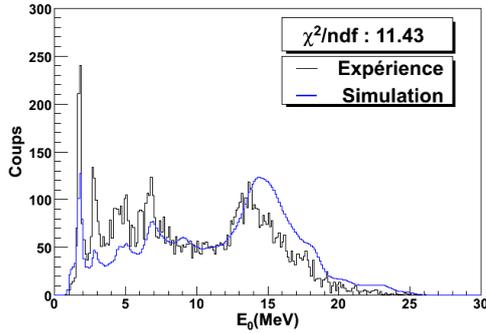
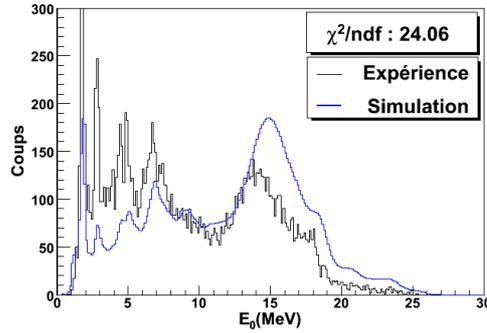
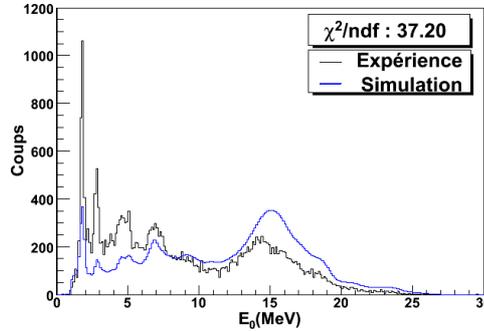
 TAB. 4.12 – Force des transitions électromagnétiques pour les noyaux dans la région de masse autour de ^{28}Si .

 (a) $E_{\text{cm}} = 8,5 \text{ MeV}$

 (b) $E_{\text{cm}} = 8,8 \text{ MeV}$

 (c) $E_{\text{cm}} = 9 \text{ MeV}$

FIG. 4.20 – Spectres expérimentaux de plus grande énergie en coïncidence avec les reculs (noir) comparés aux simulations numériques (GEANT 3) pour un scénario de décroissance purement statistique (bleu).

mentales. On voit que quelque soit l'énergie de bombardement et la méthode de déduction de la distribution de spin (une, deux barrières ou celle calculée à partir de l'ajustement à la section efficace de fusion), le scénario purement statistique échoue à reproduire nos données. Les distributions de spin utilisées correspondent à la moyenne des différentes distributions rassemblées Tab.1.7, celles-ci étant assez semblables cela n'engendre qu'une différence de l'ordre de 0,5% sur le χ^2 . Ces distributions de spin ne permettant pas de

reproduire nos données, nous avons testé l'hypothèse d'un spin unique entre 0 et $8 \hbar$.

3.3 Résonances et spin unique

Si des effets de résonance sont présents, certaines ondes doivent être favorisées par rapport à la distribution statistique présentée précédemment. Nous avons évalué l'accord entre les calculs de simulation et nos données (χ^2/ndf) pour chaque spin possible d'une résonance dans la voie d'entrée. Ces résultats sont donnés pour chaque énergie de bombardement dans la partie (a) des Fig.4.21,4.22 et 4.23. Dans tous les cas, un minimum de χ^2/ndf est obtenu pour les spins 5^- et 6^+ .

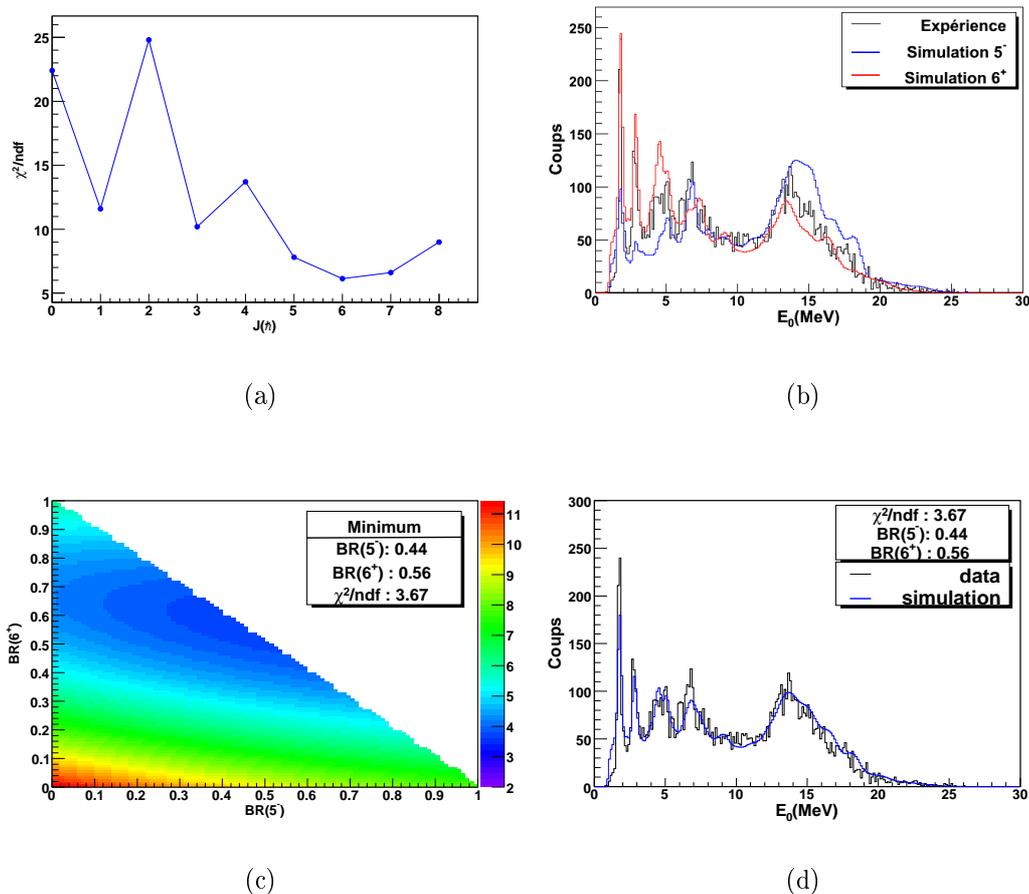


FIG. 4.21 – Simulations de scénarii à spin unique ou à spin favorisé par rapport au données enregistrées à $E_{\text{cm}} = 8,5$ MeV. (a) écart (χ^2/ndf) entre les simulations de scénarii à spin unique et les donnée expérimentales. (b) Comparaison entre les données expérimentales et les scénarii à spin unique les plus concluants, (c) Ecart (χ^2/ndf) entre les simulations incluant des poids variables pour les spins semblant jouer un rôle important (5^- et 6^+) et les données expérimentales. (d) Comparaison entre les données expérimentales et le scénario produisant le χ^2/ndf minimum de la figure(c).

Pour $E_{\text{cm}} = 8,5$ MeV, nous présentons (Fig.4.21(b)) le spectre expérimental comparé à celui que l'on obtiendrait après fragmentation normale du flux de capture radiative si

l'on partait d'un spin unique 5^- ou 6^+ : le spectre est assez bien reproduit, notamment l'alimentation de l'état 3^- à 6,88 MeV. Il est par ailleurs possible que la résonance soit construite sur un fond statistique, pour évaluer cette hypothèse nous avons calculé un spectre avec la distribution de spin attendue et un poids libre pour $J = 5^-$ et 6^+ . Le meilleur accord est obtenu lorsque seuls des spins 5^- et 6^+ sont impliqués avec des poids respectifs de 44 et 56%. Ce mélange permet de favoriser l'alimentation du 3^- et du 4^+ via des transitions E2. Les décroissances de la voie d'entrée calculées à partir d'un état 5^- procèdent à 95% par des transitions de type E2 vers des états de parité négative, 2% correspondent à l'alimentation de la bande du fondamental par des transitions E3 et 3% correspondent à l'alimentation de deux états T=1 (4^+ T=1 à 11,57 MeV et 5^+ T=1 à 11,78 MeV) via des transitions E1 isovectorielles. La décroissance de l'état 6^+ procède également principalement par E2 vers des états de parité positive, à l'exception de l'état 5^+ T=1 qui est alimenté via une transition M1 isovectorielle qui représente 5,5 % de la largeur γ .

La Fig.4.22 présente ces mêmes résultats à $E_{\text{cm}} = 8,8$ MeV. Ici encore, lorsqu'un seul spin peut être impliqué le χ^2/ndf est minimum pour des spins d'entrée 5^- ou 6^+ . Lorsque nous laissons libre le poids de ces deux spins, les autres étant fixés par la distribution statistique, les meilleurs résultats s'obtiennent à nouveau en impliquant uniquement des états 5^- et 6^+ dans des proportions de 84 et 16%. Il est possible qu'il reste un peu de fond à cette énergie rendant ces résultats un peu moins significatifs.

Les données à $E_{\text{cm}} = 9$ MeV, pour lesquelles nous avons observé l'alimentation de l'état 4^+ prolate, présentent un réel minimum à $J^\pi=6^+$. Le spectre correspondant est présenté sur la Fig.4.23(b). Si nous laissons à nouveau libre la proportion de 6^+ et 5^- , nous obtenons les meilleurs résultats pour un spin d'entrée de 6^+ quasi unique.

L'implication d'un spin unique ou d'un couple de spins $5^-/6^+$ pourrait être à l'origine du schéma de décroissance que nous observons aux différentes énergies de bombardement. Ces spins sont bien supérieurs à ceux calculés dans les distributions de spin classiques, pour lesquelles un spin 5^- (6^+) ne devrait pas représenter plus de 15% (5%) de la distribution totale. Nous envisagerons donc au paragraphe suivant de tels scénarii impliquant un état cluster résonnant.

3.4 Résonances et états clusters

A $E_{\text{cm}} = 9$ MeV, nous avons mis en évidence l'alimentation du 4_3^+ prolate, le flux de la capture radiative est plus abondant et les données sont bien décrites par un spin unique. Ces trois observations nous ont amené à comparer les données prises à cette énergie avec un scénario de type cluster. Le groupe de Physique Théorique de Debrecen (J. Cseh, J. Darai, G. Levai) a calculé pour notre étude [89, 90], via l'algébrique cluster model (ACM) [37], les rapports d'embranchement entre les différentes bandes cluster de type $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$ dans le ^{28}Si . Les résonances pourraient être décrites par des états d'une bande excitée à $2\hbar\omega$ dont les nombre caractéristiques du modèle (λ, μ) seraient (14,0). Les B(E2) des transitions à l'intérieur de la bande (14,0) ainsi que vers la bande (12,0) ont été calculées. Cette bande (12,0) correspond à la bande $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$ prolate de plus basse énergie : il s'agit de la bande prolate bâtie sur le 0^+ à 6,69 MeV dont fait partie le 4_2^+ à 9,16 MeV qui est l'état pour lequel nous avons mesuré une alimentation particulière. La décroissance à partir de la bande (12,0) étant connue, nous l'avons utilisée dans le calcul de la décroissance de ces états. Nous avons testé les résultats pour une décroissance partant d'un état cluster 4^+

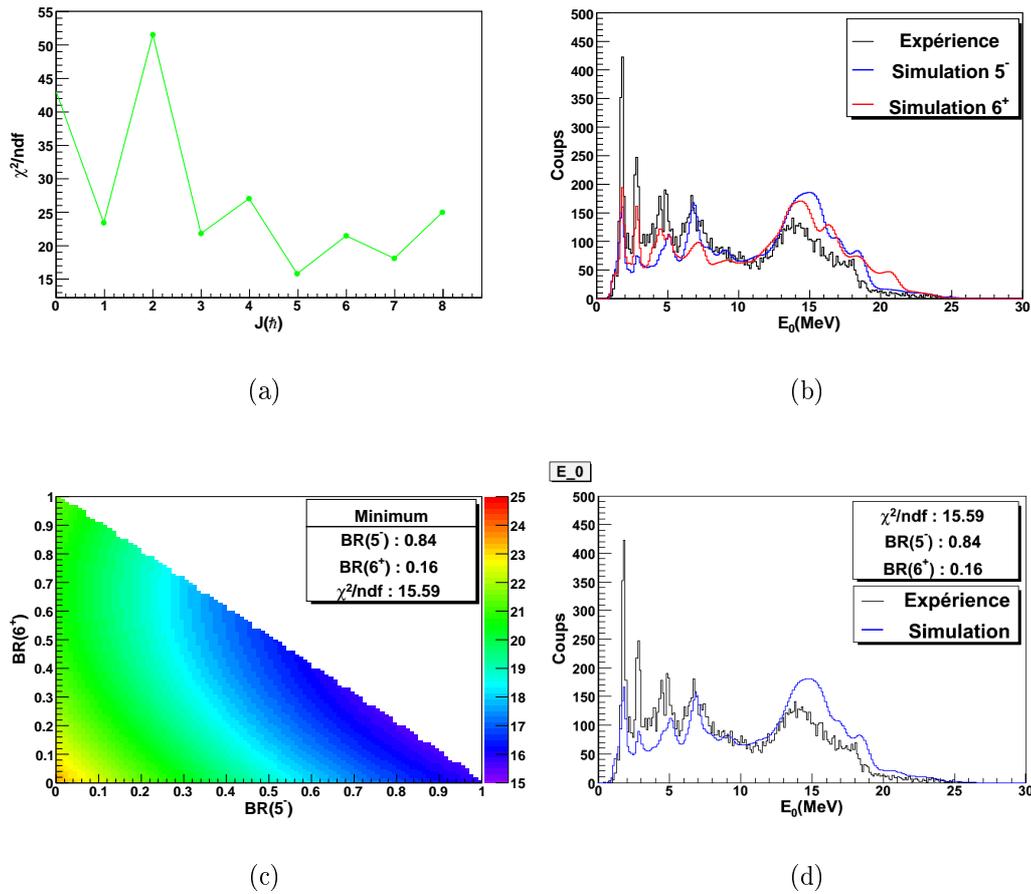


FIG. 4.22 – Simulation de scénarii à spin unique ou à spin favorisé par rapport aux données enregistrées à $E_{\text{cm}} = 8,8$ MeV. (a) écart (χ^2/ndf) entre les simulations de scénarii à spin unique et les données expérimentales, (b) comparaison entre les données expérimentales et les scénarii à spin unique les plus concluants, (c) écart (χ^2/ndf) entre les simulations incluant des poids variables pour les spins semblant jouer un rôle important (5^- et 6^+) et les données expérimentales, (d) comparaison entre les données expérimentales et le scénario produisant le χ^2/ndf minimum de la figure(c).

ou 6^+ : les résultats les plus concluants sont obtenus pour un état 6^+ que nous présentons sur la Fig.4.24.

Le schéma de décroissance vers la bande prolate est indiqué sur la Fig.4.24(a). Sur la Fig.4.24(b) nous présentons le spectre de plus grande énergie comparé à une décroissance pure de l'état 6^+ cluster. Ces résultats ne sont pas parfaits mais meilleurs que ceux obtenus par le processus statistique qui correspondait à un χ^2/ndf de 37. La résonance étant de tout évidence bâtie sur un fond statistique, nous avons évalué quelle proportion résonance sur fond statistique permet d'obtenir les meilleurs résultats, ceci est présenté sur la Fig.4.24(c). Les meilleurs résultats sont obtenus pour une proportion de 59% provenant de l'état cluster et de 41% pour le fond. Ces résultats sont bons, ils ne reproduisent cependant pas l'alimentation du 4_1^+ et par contre surestiment légèrement l'alimentation du 4_2^+ prolate. Ce phénomène est normal car dans la base employée pour les calculs cluster,

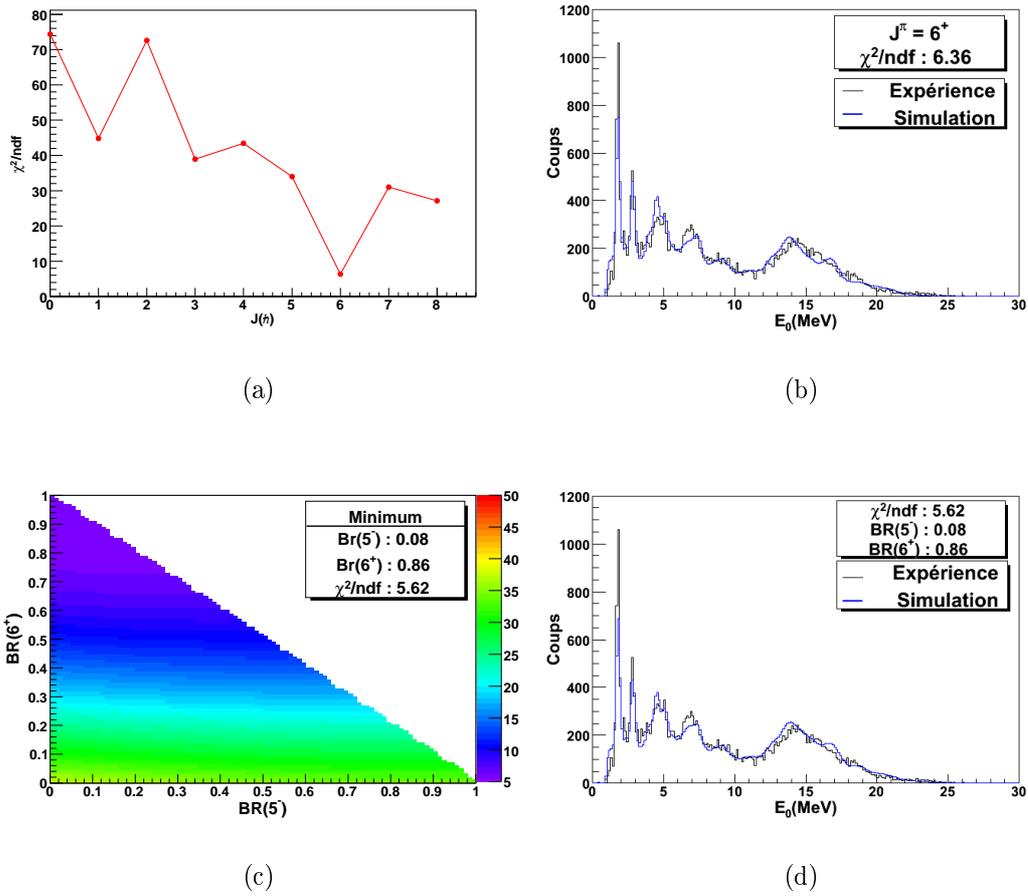


FIG. 4.23 – Simulation de scénarii à spin unique ou à spin favorisé par rapport au données enregistrées à $E_{\text{cm}} = 9$ MeV. (a) Ecart (χ^2/ndf) entre les simulations de scénarii à spin unique et les données expérimentales, (b) comparaison entre les données expérimentales et les scénarii à spin unique les plus concluants, (c) écart (χ^2/ndf) entre les simulations incluant des poids variables pour les spins semblant jouer un rôle important (5^- et 6^+) et les données expérimentales. (d) Comparaison entre les données expérimentales et le scénario produisant le χ^2/ndf minimum de la figure(c).

il n'est pas possible d'inclure en même temps les états résonnants de type $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$ et ceux de la bande du fondamental qui sont décrits par une structure $^{24}\text{Mg}-\alpha$. Il est cependant clair que même si les transitions sont fortement accélérées entre les bandes de structure $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$ et fortement ralenties pour les décroissances entre une bande de structure $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$ et $^{24}\text{Mg}-\alpha$, la largeur γ , qui elle tient compte de la différence d'énergie et varie en E_γ^5 , engendrerait une transition non négligeable depuis un état 6^+ cluster vers le 4^+ de la bande du fondamental. Ayant discuté les différents scénarii pouvant être à l'origine du spectre observé, nous allons en déduire les sections efficaces de capture radiative correspondant à nos mesures.

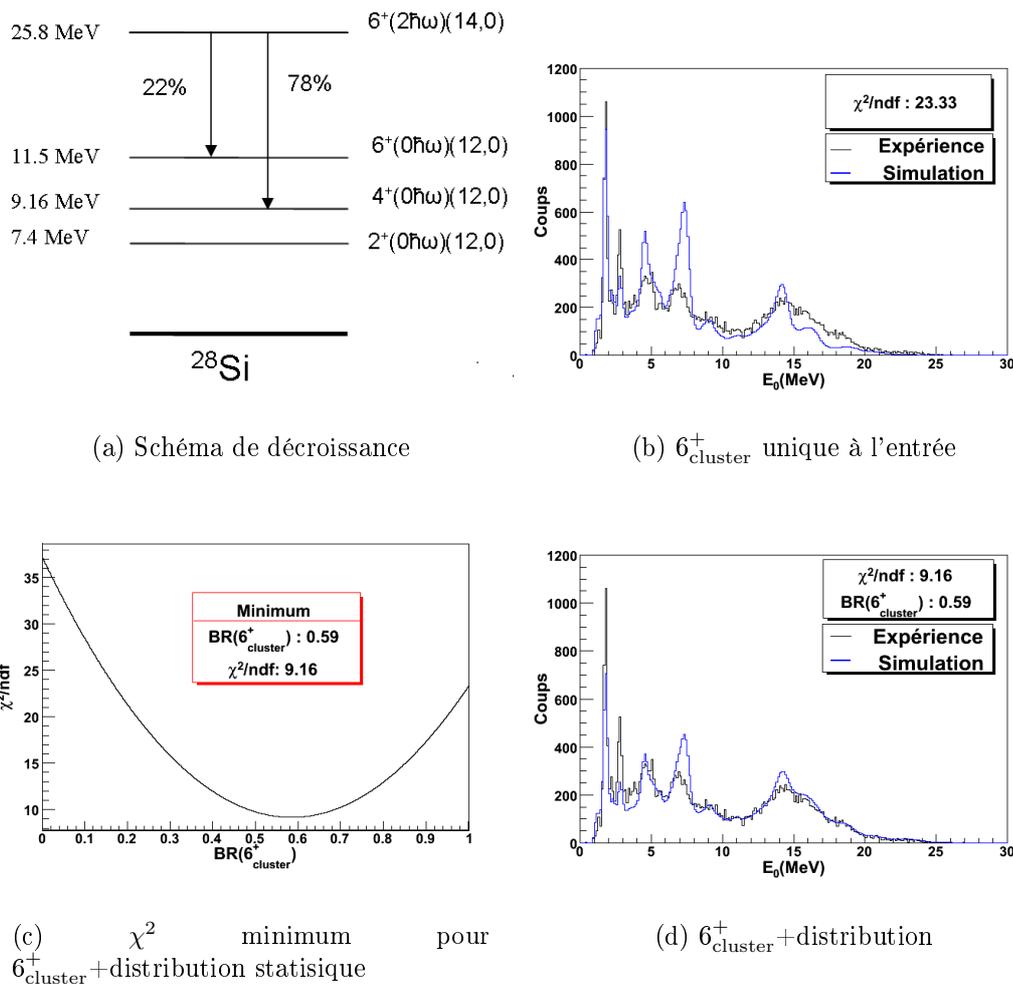


FIG. 4.24 – Comparaison entre les données expérimentales à $E_{\text{cm}} = 9$ MeV et un scénario impliquant un état cluster 6^+ à l'entrée. Les spécificité des scénarii utilisés pour les simulations (bleu) sont indiquées sous les figures.

3.5 Sections efficaces de capture radiative

L'alimentation de la bande du fondamental étant plus faible que pour le ^{24}Mg , la déduction de la section efficace de capture radiative en se basant sur celle établie précédemment par Sandorfi via les états de basse énergie paraît aléatoire. Nous avons alors utilisé une méthode directe par la mesure du nombre de noyaux de recul détecté au plan focal. Ce nombre de noyaux de recul N_{rec} au plan focal est donné par :

$$N_{\text{rec}} = N_{\text{inc}} \times N_{\text{cible}} \times \sigma \times 10^{-24} \times T_{\text{actif}} \times \epsilon, \quad (4.7)$$

où N_{inc} est le nombre d'ion incident par seconde (10% d'erreur), $N_{\text{cible}} (\pm 10\%)$ est le nombre de noyaux par cm^2 de la cible, σ est la section efficace de capture radiative en barn que nous recherchons, T_{actif} est le temps pour lequel les données ont été prises lorsque la proportion attribuée au temps mort est déduite, ϵ correspond à l'efficacité de détection des noyaux de recul soit :

$$\epsilon = \%Q(8) \times A_C \times \epsilon_{\text{DSSD}}, \quad (4.8)$$

où $\%Q(8)$ est la proportion de ^{28}Si dans l'état de charge 8^+ après passage dans la cible, celle-ci est estimée à 35%; $A_C(\%)$ correspond à l'acceptance et à la transmission à travers DRAGON, ce facteur estimé grâce au scénario se rapprochant le plus des spectres expérimentaux (de 50% à 55% selon le cas), les erreurs sur l'acceptance peuvent atteindre 15%. L'efficacité ϵ_{DSSS} correspond à celle de détection du DSSSD pour des noyaux de ^{28}Si ayant des énergies de l'ordre de 9 MeV, elle est de 96%. Cette formule nous permet de déduire la section efficace totale de capture radiative et grâce aux simulations nous pouvons répartir le flux correspondant dans 3 zones d'énergie d'excitation E^* . L'erreur sur la section efficace totale est de 40%.

E_{cm} (MeV)	8,5	8,8	9
$\sigma_{\text{cr}}(\mu\text{b})$ [65, 68]	2,3	2	3,1
$\sigma_{\text{cr}}(\mu\text{b})$ cette mesure	$11,6 \pm 4,6$	$16,3 \pm 6,5$	$23,4 \pm 9,4$
$\sigma_{E^* < 5\text{MeV}}(\mu\text{b})$	1,4	2,4	1,1
$\sigma_{5\text{MeV} < E^* < 9\text{MeV}}(\mu\text{b})$	3,2	4,3	6,9
$\sigma_{9\text{MeV} < E^* < 12\text{MeV}}(\mu\text{b})$	7,0	9,6	15,4
$\sigma_{\text{cr}} / \sigma_{\text{F}}$	0,068	0,076	0,096

TAB. 4.13 – Sections efficaces de capture radiative de la réaction $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$.

Les sections efficaces totales de capture radiative, i.e décroissance γ de la voie d'entrée vers les états liés et quasi-liés de ^{28}Si , déduites de nos mesures sont environ 7 fois plus grandes que celles reportées dans la littérature. Ceci est principalement dû à l'alimentation d'états entre 9 et 12 MeV qui représente $\sim 60\%$ du flux total de capture radiative. Nous expliquons ce phénomène par l'alimentation d'états de relativement hauts spins ($3^-, 4^+, 5^-, 6^+$) depuis une voie d'entrée comportant essentiellement des ondes 5^- ou 6^+ . Le pic autour de 14 MeV s'expliquerait soit par la densité de ces états de haut spin dans la zone 9-11 MeV, soit par l'alimentation d'états à structure particulière comme le 3_1^- à 6,8 MeV ou les états $4^+, 6^+$ de la bande prolate. La section efficace la plus importante est obtenue à $E_{\text{cm}} = 9$ MeV, ceci reste vrai lorsque nous normalisons la section efficace de capture radiative à celle de fusion. Ceci pourrait être une indication d'un effet résonnant pour l'alimentation des états autour de 11 MeV à $E_{\text{cm}} \sim 9$ MeV. Le fait que nous ne puissions pas relier d'effets résonnants à ceux connus pour la bande du fondamental, s'explique par notre conclusion que les spectres étudiés ici sont principalement produits par la décroissance d'états de spins élevés 5^- ou 6^+ qui ne sont pas responsables des résonances observées vers les premiers états ($0^+, 2^+$) de la bande du fondamental.

L'ensemble de ces résultats sont présentés dans les articles [88,91–94].

4 Conclusion

Cette étude a pour but la mesure du flux γ total de capture radiative dans une plage d'énergie connue pour être résonnante pour le système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Nous avons identifié, pour la première fois, une forte alimentation d'états autour de 9-11 MeV dans le ^{28}Si . Cette alimentation s'explique par l'implication d'états de spins 5^- ou 6^+ dans la voie d'entrée qui sont de l'ordre de $2\hbar$ plus grands que le spin maximum attendu pour des distributions statistiques. Ce comportement est intéressant car les résonances moléculaires

connues pour les voies de fusion évaporation dans ce système sont aux alentours de $E_{\text{cm}} = 9$ MeV également de spin 5^- et 6^+ [42, 43]. Les spectres globaux observés aux trois énergies que nous avons sondées sont assez similaires à l'exception de l'alimentation de deux états déformés le 3^- qui est la tête de bande de la bande $K^\pi=3^-$ et le 4_2^+ qui est le troisième membre de la bande prolate. Les sections efficaces déduites sont de l'ordre de 10 à 100 fois supérieures à celles connues pour la plupart des systèmes d'ions lourds légers et ne peuvent, dès lors, pas être interprétées par un processus purement statistique. Comme pour le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, l'alimentation d'états intermédiaires proches des seuils de désexcitation α emporte une grande partie du flux de capture radiative. Avant nos études, ce flux n'avait en général été mesuré que vers les états de plus basses énergies de différents systèmes [64]. Le cas de $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, évoqué au chapitre précédent, présentait, lui, un effet résonnant visible par la différence des spectres obtenus surtout aux énergies de bombardement les plus basses. Il est intéressant de remarquer que dans ce cas, nous étions vraiment proches de la barrière de Coulomb, ce qui limite le fond statistique dû à la sommation des différentes ondes qui entrent en jeu dans le processus de fusion. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons souhaité suivre l'évolution des spectres de capture radiative lorsque l'énergie de bombardement diminue, nous avons proposé de réaliser une nouvelle expérience à Triumf à des énergies $E_{\text{cm}} = 7,2, 6,9$ et $6,6$ MeV. La première et la dernière énergie sont connues pour présenter des résonances. Les données précédentes avaient été prises sur les résonances les plus fortes connues pour la décroissance vers la bande du fondamental. Lors de l'analyse nous avons estimé le spin d'entrée de ces résonances et nous pensions que les spins majoritaires devaient se trouver autour de $2\hbar$ (la barrière de Bass étant tabulée à $8,3$ MeV), mais nos résultats expérimentaux et de simulations numériques ont montré qu'un spin d'entrée plus élevé était apporté au système. Nous avons ainsi approfondi les recherches de position de la barrière par TDHF ou par canaux couplés (voir chapitre 1). Ces calculs sont en accord et nous permettent d'estimer la position de la barrière à environ $7,8$ MeV. Ainsi, notre nouvelle prise de données aura lieu à des énergies sous coulombiennes. Elles nous permettra de vérifier l'hypothèse selon laquelle les effets résonnants sont plus clairement identifiables à la barrière et en dessous pour la capture radiative. Nous pensons également pouvoir mettre en évidence un net changement concernant l'alimentation des états du noyau composite dont le spin ne devrait pas dépasser $3\hbar$, ce qui devrait considérablement modifier les spectres obtenus. Si les effets non statistiques sont dus à l'alimentation de la bande prolate, les premiers états de cette bande (0_3^+ à $6,67$ MeV et les $2_{3,4}^+$ à $\sim 7,2$ MeV) devraient alors être alimentés. Ces expériences réalisées avec l'ensemble BGO de détection γ , bénéficient de sa grande efficacité et permettent d'estimer le flux global de capture radiative ainsi que d'observer si l'alimentation d'états intermédiaires joue un rôle important dans le processus de décroissance de la voie de capture radiative. Il est cependant évident que la résolution des BGO n'est pas suffisante pour mener plus loin la différenciation des scénarii envisagés dans cette thèse, et que, pour conclure définitivement sur des effets de structure dus à l'alimentation d'états à déformation particulière tels que des états cluster, il serait intéressant de réaliser ces expériences avec un détecteur permettant à la fois de bénéficier d'une bonne efficacité et d'une bonne résolution sur une plage d'énergie de 1 MeV à 25 MeV. De telles caractéristiques seront obtenues avec le nouveau multidétecteur PARIS qui est actuellement en cours d'étude et qui fait l'objet du dernier chapitre de mon travail de thèse.

Chapitre 5

Simulations pour le futur multidétecteur PARIS

1 Le projet

SPIRAL2 (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne) est le nom du futur complexe d'accélérateur qui produira des faisceaux d'ions stables ou radioactifs intenses au GANIL (Caen, France). Basé sur diverses méthodes de production d'ions ; utilisant les réactions de fission, fusion-fission ou de transfert de nucléon entre un faisceau primaire et une cible intermédiaire, il va permettre au Ganil d'étendre ses possibilités actuelles de production de faisceaux d'ions. La Fig.5.1 présente le schéma de ce nouvel accélérateur. Un faisceau primaire de deutons ou d'ions lourds sera produit puis accéléré par un Linac (accélérateur linéaire) supraconducteur qui pourra amener un faisceau de 5 mA de deutons jusqu'à 40 MeV et 1 mA d'ions lourds jusqu'à 14,5 MeV/u. Les faisceaux de deutons iront ensuite interagir avec une cible de carbone afin d'être convertis en neutrons, puis le faisceau atteindra une cible d'uranium, ce qui permettra la production d'un faisceau secondaire radioactif. Ce dernier sera ensuite trié et accéléré grâce à l'actuel cyclotron CIME, de 3 MeV/u jusque 10 MeV/u, afin d'être amené au niveau des salles expérimentales actuelles du GANIL. Deux autres salles expérimentales seront construites, l'une en sortie du Linac permettant l'utilisation de faisceaux stables intenses, et l'autre en sortie de la cible primaire pour utiliser des ions radioactifs de basses énergies. Les faisceaux produits permettront d'aborder de nouveaux domaines de la physique nucléaire à la limite de nos connaissances actuelles : étude près des drip-lines (noyaux riches ou déficients en neutrons), noyaux à grand moment angulaire (jusqu'à $100 \hbar$), noyaux formés à haute énergie d'excitation... Une fois la matière nucléaire exotique produite, il s'agit d'en mesurer les propriétés, pour cela, différents détecteurs dédiés à Spiral2 sont à l'étude : AGATA (Advanced GAMMA-ray Tracking Array), ACTAR (ACTIVE TARgets), FAZIA (Four-pi A and Z Identification Array), NFS (Neutrons For Science), S³ (Super Separator Spectrometer for LINAG Beams), DESIR (Decay, Excitation and Storage of Radioactive Ions), EXOGAM2 (prochaine phase du détecteur EXOGAM), GASPARD (GAMMA SPectroscopy and PARTicle Detection) et PARIS [96,97] (Photon Array for studies with Radioactive Ion and Stable beams). Je m'intéresserai plus spécifiquement à ce dernier dans la suite de ce chapitre.

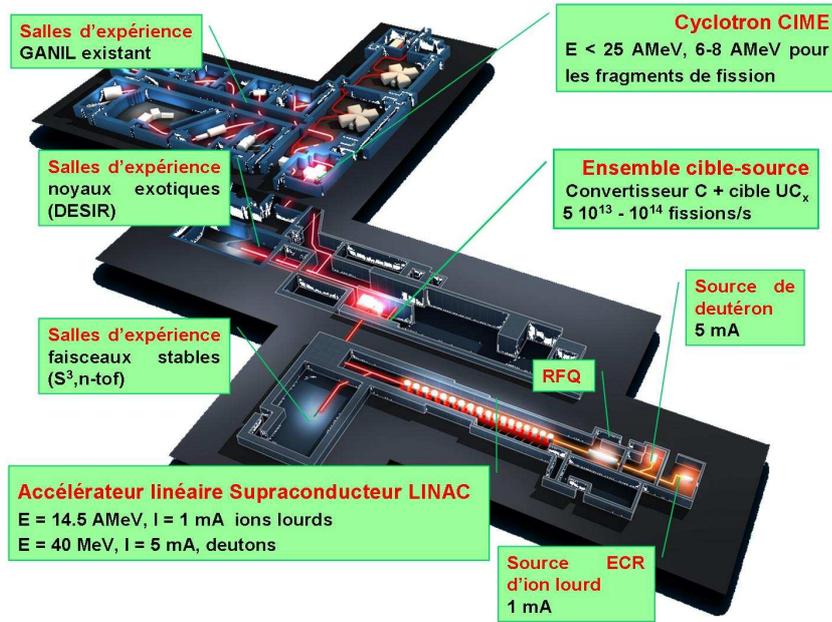


FIG. 5.1 – Plan schématique du futur ensemble d'accélération Spiral2 [95].

PARIS est un projet de multidétecteur dédié à l'étude du rayonnement γ sur une dynamique d'énergie de 100 keV à 50 MeV provenant de noyaux composés à grande énergie d'excitation. Les processus physiques qui seront à l'étude sont divers : résonances géantes, transitions de formes, mélanges d'isospin, captures radiatives d'ions lourds ou réactions d'intérêt astrophysique. Afin de pouvoir satisfaire au mieux les besoins inhérents aux divers thèmes de la collaboration PARIS, un cahier des charges a été établi et diverses performances sont donc à examiner, j'en donne ici une liste non exhaustive :

1. Bonne résolution en énergie du détecteur (3 à 5%) jusque 40 MeV.
2. Meilleure efficacité possible, i.e. bonne efficacité des détecteurs individuels et angle solide couvert $\sim 4\pi$ sr.
3. Mesure de grandes multiplicités, i.e. forte granularité du détecteur, afin de pouvoir déconvoluer les signaux provenant d'un événement regroupant une cascade de gamma.
4. Bonne résolution angulaire, nécessaire pour l'étude de distributions ou de corrélations angulaires ainsi que pour la correction Doppler qui peut s'avérer importante pour des études où $\beta = v/c$ peut atteindre 50%.
5. Réponse en temps inférieure à la nanoseconde, afin de limiter l'empilement des signaux dans les détecteurs et atteindre ainsi de fort taux de comptage.
6. Grande flexibilité mécanique pour permettre de combiner PARIS ou une partie de PARIS avec d'autres détecteurs comme des détecteurs de particules légères, un spectromètre de recul pour les noyaux plus lourds ou un ensemble de détection γ de meilleure résolution à basse énergie comme par exemple AGATA [98].

Bien sûr tous ces critères, ainsi que le coût du détecteur seront pris en compte pour le choix de sa conception. Pour atteindre de telles performances, la collaboration a choisi

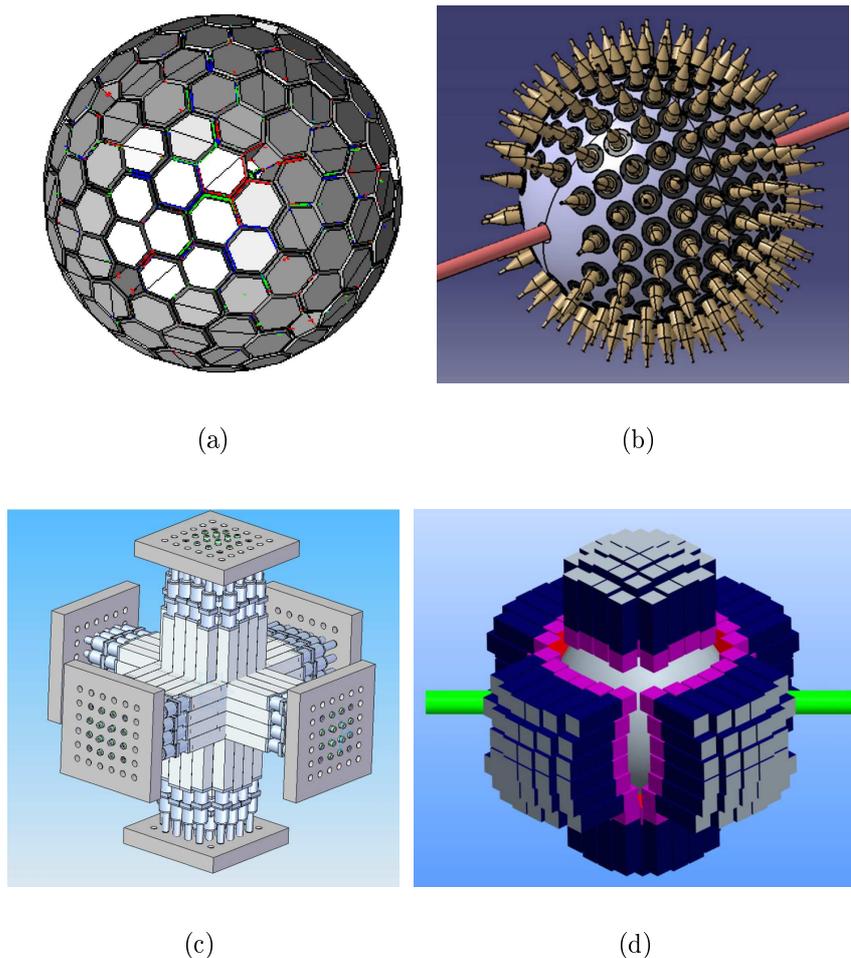


FIG. 5.2 – Différentes géométries envisagées pour PARIS : (a) *AGATA like* : géométrie choisie pour AGATA mais en remplaçant les cristaux de germanium par des cristaux de LaBr_3 , (b) *sphérique* : télescopes posés sur une sphère, (c) *cubique* : télescopes posés sur un cube, (d) *cubique-sphérique* : géométrie sphérique avec 6 faces séparables comme pour les cubes.

de se baser sur l'utilisation de nouveaux cristaux scintillants de $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ mis au point par St Gobain [99, 100]. Ce matériau combine :

- Une bonne résolution, de l'ordre de 3% à 660 keV, et de 1% à 6 MeV, due au grand nombre de photons émis par le Cérium (63 photons/keV).
- Une bonne efficacité : efficacité d'absorption $\sim 60\%$ pour un γ de 10 MeV après passage dans 2" de LaBr, grâce à une grande densité (5.08 g/cm^3) et à un Z élevé (57) du Lanthane (La).
- Une bonne réponse en temps (FWHM ~ 260 ps), grâce à une faible constante de décroissance ≤ 25 ns alors que celle du $\text{NaI}(\text{Tl})$ est de 230 ns.

Le prix de ces nouveaux détecteurs étant élevé, d'autres contraintes viennent s'ajouter et plusieurs questions se posent :

- Quelle forme utiliser pour ces cristaux ? Cubique, cylindrique, plus exotique comme

par exemple hexagonale ?

- Est-il plus judicieux de n'utiliser que ce matériau, ou vaut-il mieux combiner une couche de LaBr_3 et une seconde couche d'un matériau plus commun (et donc moins onéreux) pour absorber les γ de très grandes énergies ?
- S'il s'agit de deux couches de matériaux différents, vaut-il mieux fabriquer des télescopes avec récupération des signaux à la fin de la seconde couche ou récolter les signaux des LaBr_3 avec des APD (Avalanche Photo Diode) qui sont peu encombrants ?
- En partant de ces briques de base, quelle géométrie permettra de répondre au mieux à la plupart des besoins évoqués plus haut : sphérique, cubique ou une combinaison des deux ?
- Quelle électronique employer pour le traitement des événements de PARIS ?
- ...

Pour répondre à ces différentes questions, plusieurs groupes de travail ont été créés : cas physiques et cadre théorique, conception mécanique, simulations, tests de détecteurs, électronique et synergie avec d'autres détecteurs.

En ce qui concerne la mécanique et les simulations : il s'agit de concevoir des géométries réalisables mécaniquement (cubiques, sphériques... Fig.5.2) et, par le biais de simulations, d'en déduire les performances de détection par rapport à l'émission de γ de diverses énergies et multiplicités. Les avantages, à priori, d'une géométrie sphérique seraient l'utilisation d'algorithmes de reconstruction des événements assez simples et une très bonne sensibilité aux distributions angulaires, ce qui ne serait sans doute pas le cas de la géométrie cubique qui pourrait quant à elle présenter l'avantage d'une plus grande modularité et de permettre une meilleure couverture angulaire. Ceci est à vérifier et à quantifier autour de géométries spécifiques. La collaboration PARIS a chargé notre équipe d'étudier la géométrie sphérique. Je m'attarderai donc plus spécifiquement sur cette dernière sachant que des simulations similaires pour d'autres géométries sont réalisées dans d'autres laboratoires de la collaboration et que les différents résultats seront comparés afin de choisir la géométrie finale avant la fin de l'année 2009.

2 Les différentes configurations sphériques

Nous avons étudié 3 géométries sphériques différentes que je nommerai selon la taille des cristaux de LaBr_3 et de CsI utilisés : 222-226, 222-évasée et 224-226 elles ont été dessinées au service de mécanique de l'IPHC de Strasbourg grâce au logiciel **CATIA**. Ces géométries, que je détaillerai par la suite, ont une base commune. Il s'agit de configurations comportant 200 télescopes LaBr/CsI , i.e. des cristaux de LaBr_3 suivis directement de cristaux de CsI . Afin d'être utilisable avec le multidétecteur AGATA, nous avons posé ces détecteurs sur une sphère de 25 cm de rayon. D'autres part, toutes ces configurations utilisent des cristaux de LaBr_3 de 2"×2" de surface, les détecteurs sont disposés sur une sphère de surface constante. Ils sont répartis sur 10 couronnes, symétriques par rapport au plan perpendiculaire au faisceau passant par la cible. Leurs caractéristiques sont données dans le Tab.5.1 et Fig.5.3. Au minimum 5 mm ont été gardés entre les détecteurs afin de permettre leur encapsulement, et un tuyau d'aluminium de 6 cm de diamètre est pris en compte dans les plans pour le passage du faisceau.

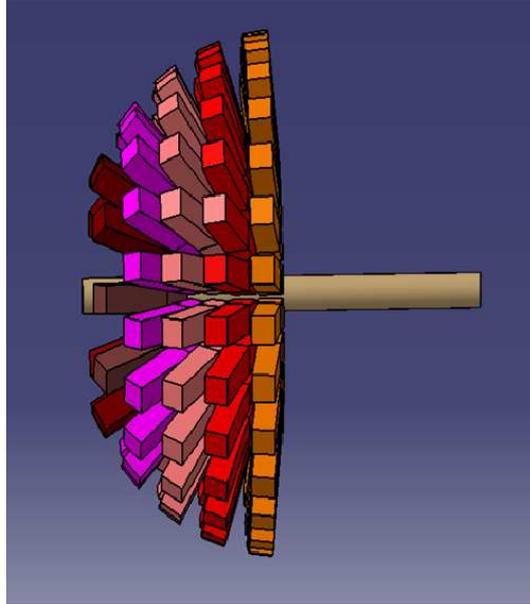


FIG. 5.3 – Plan CATIA de la demi-sphère gauche de la géométrie 222-226 comportant de droite à gauche les couronnes 6 à 10.

# couronne	Nombre de télescopes	$\theta(^{\circ})$	$\Delta\phi$ couronne
1	10	30	36
2	17	44	21,176
3	21	57,5	17,143
4	25	70,5	14,4
5	27	83,5	13,33
6	27	96,5	13,33
7	25	109,5	14,4
8	21	122,5	17,143
9	17	136	21,176
10	10	150	36

TAB. 5.1 – Caractéristiques des 10 couronnes de l'architecture de base : nombre de télescopes par couronne, angle θ entre l'axe du faisceau et chaque couronne, angle ϕ entre les détecteurs d'une même couronne.

2.1 La configuration 222-226

Il s'agit d'un ensemble de 200 télescopes composés d'un cube de LaBr_3 ($2'' \times 2'' \times 2''$) suivi d'un cristal de CsI ($2'' \times 2'' \times 6''$). Une vue schématique d'un télescope de ce type couplé à un photomultiplicateur de type R580 (Hamamatsu) est donnée Fig.5.4. La Fig.5.5 montre la géométrie complète avec sa structure supportrice dont les principales caractéristiques sont reportées dans le Tab.5.2.

Les CsI couvrent pour cette géométrie 48% du volume et 20% de l'angle solide total. Pour améliorer cela nous avons testé une géométrie utilisant des détecteurs CsI évasés.

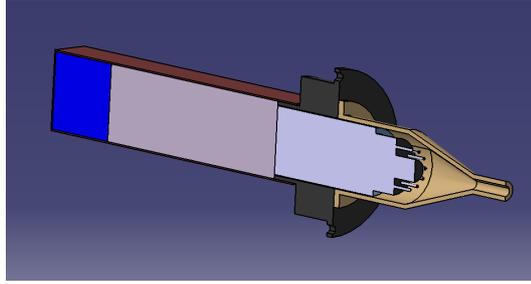


FIG. 5.4 – Vue schématique d'un télescope LaBr_3 ($2'' \times 2'' \times 2''$) + CsI ($2'' \times 2'' \times 6''$) couplé à un photomultiplicateur de type R580 (Hamamatsu) et emballé dans une feuille de carbone de 0,5 mm d'épaisseur.

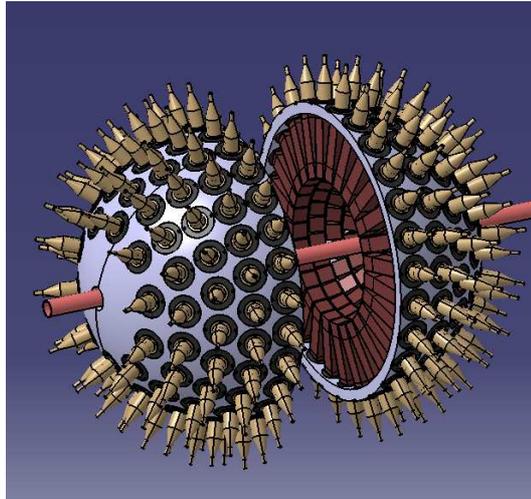


FIG. 5.5 – Dessin CATIA de la géométrie 222-226 après encapsulement complet et ajout de la structure métallique pour supporter les détecteurs.

Géométrie	222-226	222-évasée	224-226
Nombre télescopes	200	200	200
Ω (% 4π)			
LaBr_3 avant	65,7	65,7	65,7
LaBr_3 arrière	45,4	45,4	33
CsI arrière	20	68,5	16
L_{LaBr} (cm)	5,08	5,08	10,16
V_c/V_p LaBr (%)	54	54	45
L_{CsI} (cm)	15,24	15,24	15,24
V_c/V_p CsI (%)	28,5	60	22,2

TAB. 5.2 – Caractéristiques des différentes géométries étudiées : nombre de détecteurs, angle solide couvert à l'entrée et à la sortie des couches de LaBr_3 et de CsI , longueur des cristaux de LaBr_3 et de CsI , ainsi que le volume couvert par chaque matériau par rapport au volume qu'occuperait une sphère parfaite de même rayon (V_c/V_p).

2.2 La configuration 222-évasé

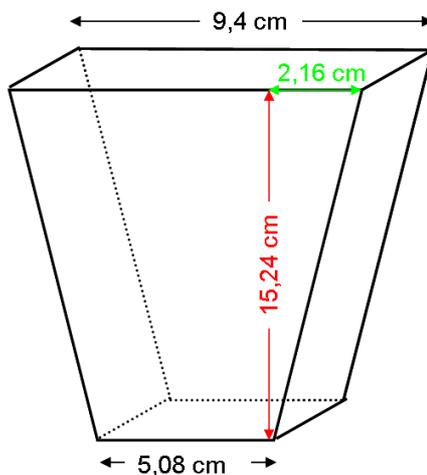


FIG. 5.6 – Plan d'un détecteur CsI évasé.

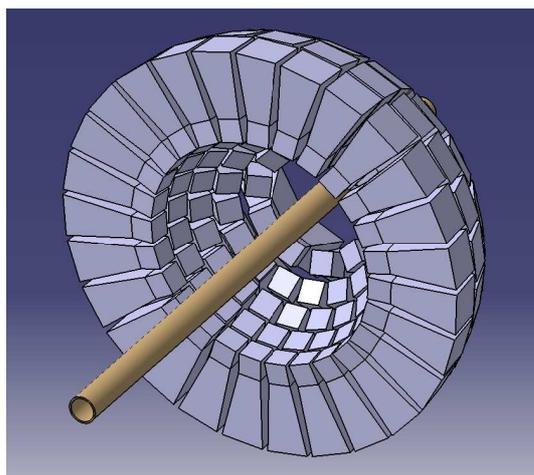


FIG. 5.7 – Dessin CATIA d'une demi-sphère de la géométrie 222-évasée.

Il s'agit d'un ensemble de 200 télescopes composés d'un cube de LaBr_3 ($2'' \times 2'' \times 2''$) suivi d'un cristal de CsI de forme évasée de face interne carrée de $2''$ de côté et externe carrée de $3.7''$ de côté et de $6''$ de longueur. Un schéma des cristaux de CsI utilisés est donné Fig.5.6 et celui de la géométrie complète Fig.5.7. Les principales caractéristiques de cette géométrie sont données dans le Tab.5.2. Les résolutions des LaBr_3 étant meilleures que celles des CsI nous avons calculé les performances d'une géométrie utilisant des cristaux de LaBr_3 plus longs.

2.3 La configuration 224-226

Il s'agit d'un ensemble de 200 télescopes composés d'un pavé de LaBr_3 ($2'' \times 2'' \times 4''$) suivi directement d'un cristal de CsI ($2'' \times 2'' \times 6''$). La Fig.5.8 donne une vue schématique de cette géométrie et le Tab.5.2 en reporte les principales caractéristiques.

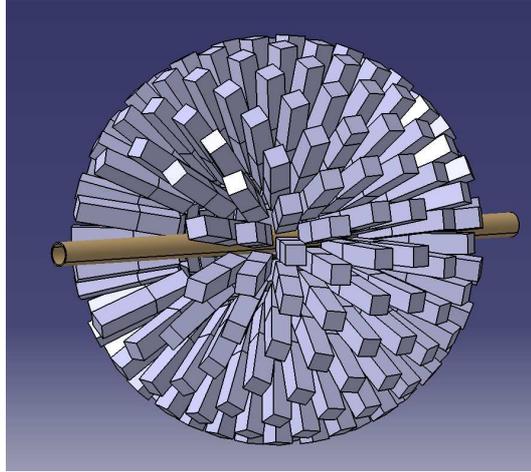


FIG. 5.8 – Dessin CATIA de l'ensemble des 200 détecteurs de la géométrie 224-226.

3 Résultats des simulations

Nous nous sommes proposés d'utiliser les fichiers de sortie du logiciel **CATIA** qui sont en format STEP. Afin d'être directement utilisables par **GEANT4** [101] nous les avons convertis en format **GDML** (Geometry Description Markup Language [102]) grâce au logiciel **FASTRAD** dont la licence 'Recherche' nous a été délivrée gracieusement par la société **FASTRAD**. Les différentes géométries peuvent ainsi être incluses dans **GEANT4** très précisément car chaque élément mécanique peut y être intégré, quelque soit sa forme. Les listes physiques des interactions électromagnétiques entre les photons et la matière ainsi que les propriétés des différents matériaux implémentées dans **GEANT4** sont définies dans les packages de la collaboration PARIS [96]. Afin de tester les caractéristiques de la réponse des différentes géométries décrites précédemment, nous nous sommes tout d'abord intéressés au cas simple où un seul γ est émis au centre du détecteur.

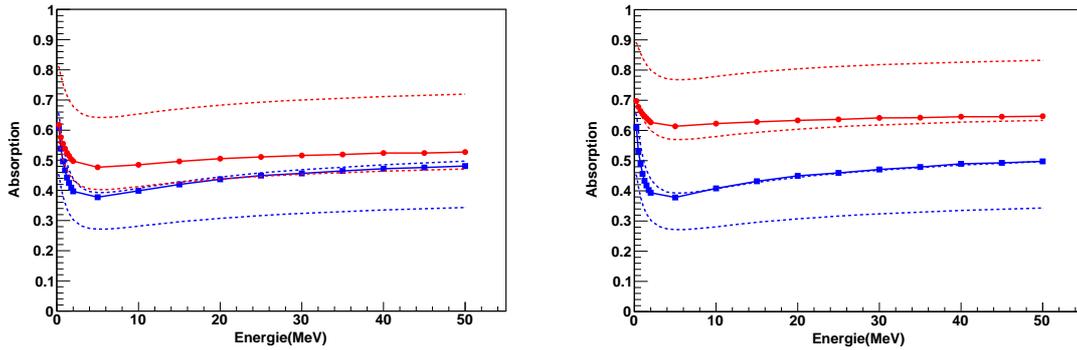
3.1 Multiplicité 1

Toutes les simulations réalisées dans cette section correspondent à des simulations de 100000 événements. Les barres d'erreurs statistiques sont représentées dans tous les graphiques mais elles ne sont pas forcément visibles.

3.1.1 Efficacité

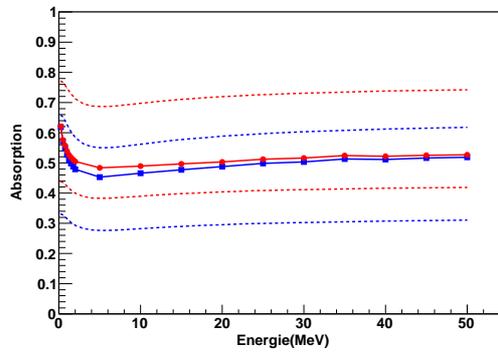
La Fig.5.9 présente les efficacités d'absorption sur une plage d'énergie de 0 à 50 MeV. Cette absorption correspond à une interaction quelconque, photoélectrique, Compton ou de création de paire, soit dans la première couche (LaBr_3), soit dans tout le détecteur ($\text{LaBr}_3 + \text{CsI}$). Nous avons également tracé sur ce même graphique les courbes "théoriques" d'absorption après passage dans une longueur L_{LaBr_3} ou $L_{\text{LaBr}_3} + L_{\text{CsI}}$, rapporté aux angles solides en entrée ou en sortie des détecteurs (voir Tab.5.2). Pour cela, nous avons donc utilisé la loi d'atténuation qui concerne l'intensité I transmise en fonction de l'intensité initiale I_0 :

$$I = I_0 e^{-\mu_T L} \quad \text{avec} \quad \mu_T = \mu_{Ph} + \mu_C + \mu_{Pa} \quad (5.1)$$



(a) Géométrie 222-226

(b) Géométrie 222-évasé



(c) Géométrie 224-226

FIG. 5.9 – Efficacité d'absorption : les courbes pleines bleues correspondent à l'absorption dans la matériau LaBr_3 calculées par les simulations, et en rouge ces mêmes résultats après passage dans la totalité du détecteur. Les courbes en pointillés sont les courbes "théoriques" décrites dans le texte.

où les coefficients d'atténuation totale (μ_T), photoélectrique (μ_{Ph}), Compton (μ_C) et de création de paire (μ_{Pa}) pour les différentes énergies et matériaux sont évalués à partir de la base de donnée XCOM [83]. Les courbes "théoriques" ne sont pas directement comparables aux simulations, ne correspondant pas à l'intégration des différents parcours possibles dans le détecteur, mais à celui se rapportant au centre de chaque détecteur. La courbe théorique du LaBr_3 ne tient pas compte du fait qu'il y ait une couche de CsI qui entraîne une activité supplémentaire dans la couche de LaBr_3 . Ces courbes nous permettent néanmoins de définir le domaine d'absorption que nous devrions atteindre. On remarque bien sûr une plus forte absorption dans la couche de LaBr_3 de la géométrie 224-226 pour laquelle la longueur des cristaux est doublée par rapport aux deux autres géométries et que la plus grande absorption après passage dans les 2 matériaux est obtenue pour la géométrie évasée pour laquelle le volume occupé par les CsI est le plus important. De plus, bien que les géométries 222-226 et 222-évasé possèdent les mêmes cristaux de LaBr_3 , on constate une absorption plus importante dans les LaBr_3 de la géométrie 222-évasé. Ceci s'explique par

une plus grande probabilité d'interaction dans les CsI qui engendre alors par création de paire ou par multiples diffusions Compton une absorption secondaire dans les LaBr₃. Enfin nous notons que l'absorption après passage dans les 2 matériaux est quasi identique pour les 2 géométries non évasées, ceci s'explique par une très faible absorption dans les CsI de la géométrie 224-226 qui n'occupent que 22% du volume qu'ils définissent. L'absorption gagnée par les CsI de cette dernière géométrie est faible : on peut s'interroger sur l'utilité de l'utilisation d'une seconde couche pour cette géométrie.

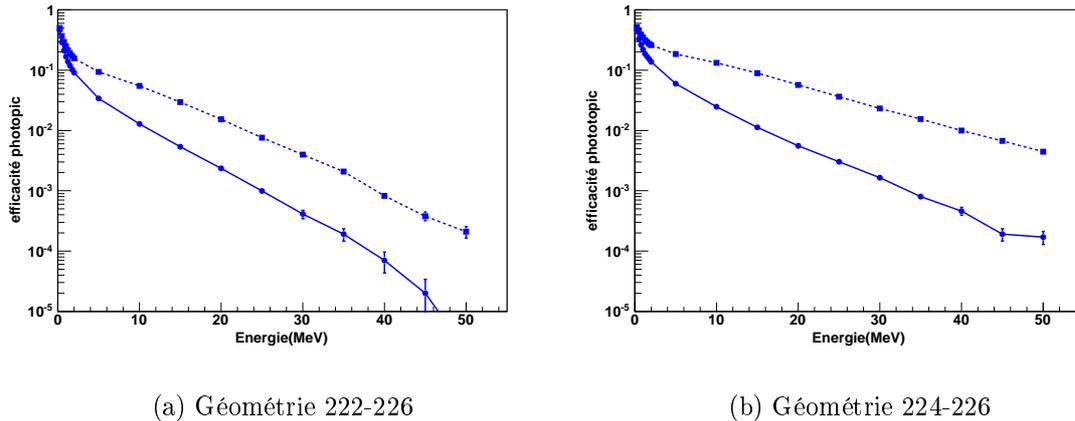


FIG. 5.10 – Efficacité photopique dans le matériau LaBr₃ obtenue par simulation. Les courbes pleines correspondent à une absorption photopique dans un détecteur, les courbes en pointillés dans l'ensemble de la matière LaBr₃, c'est à dire lorsque l'énergie déposée dans les cristaux de LaBr₃ est sommée.

La figure 5.10 montre la proportion d'absorption photopique, i.e. lorsque l'énergie déposée correspond à l'énergie du photon émis $\pm 1\%$, dans la couche de LaBr₃ pour les géométries 222-226 et 224-226. La géométrie 222-évasé n'est pas présentée car l'absorption photopique dans les LaBr₃ est quasi identique à celles obtenues pour la géométrie 222-226, puisque les couches de LaBr₃ sont identiques. Les courbes en trait plein correspondent au nombre de γ engendrant un photopique dans un détecteur. Les efficacités que nous obtenons, ramenées à l'angle solide qu'occupe les détecteurs, sont en accord avec les points expérimentaux mesurés par la collaboration entre 700 et 17,6 MeV [100, 103]. Les courbes en traits pointillés correspondent à l'efficacité photopique que l'on obtient lorsque toute l'énergie déposée dans les LaBr₃ est sommée. Il s'agit donc de l'efficacité maximum d'absorption photopique que l'on peut obtenir dans la couche de LaBr₃ pour les différentes configurations. On voit que la géométrie 224-226, pour laquelle les longueurs des LaBr₃ sont doubles, présentent une bien meilleure efficacité dans la couche de LaBr₃ : elle permet de gagner un facteur 2 à 5 MeV et un facteur 5 à 30 MeV.

La figure 5.11 présente ces mêmes grandeurs pour les cristaux de CsI. L'utilisation de détecteurs de forme évasée permet de gagner un facteur $\sim 2,7$ au niveau de l'efficacité photopique des CsI, cette efficacité est divisée par plus d'un facteur 4 pour la 224-226. Ceci est dû en partie au fait qu'un grand nombre de photon ont déjà été absorbés dans les LaBr₃ de longueur double mais aussi dû au faible volume couvert par les détecteurs CsI

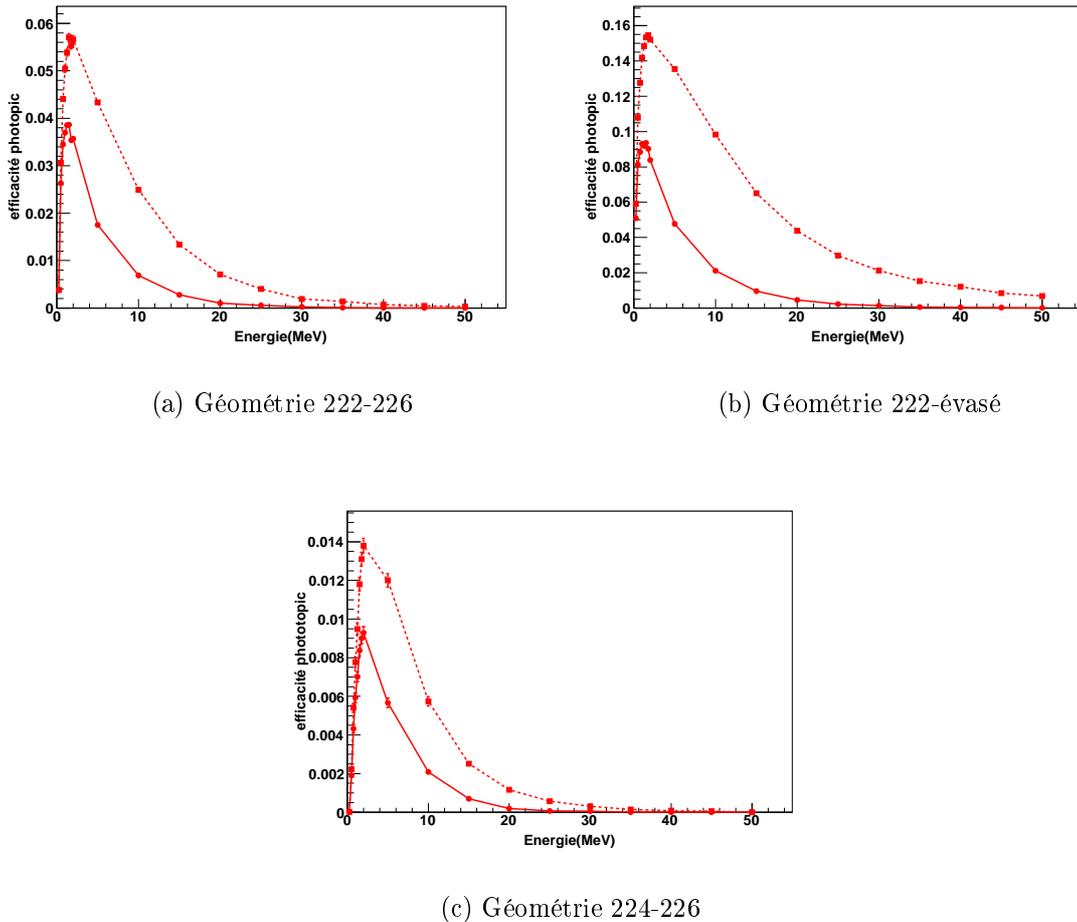
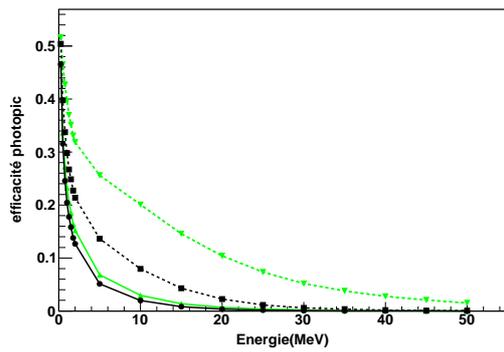


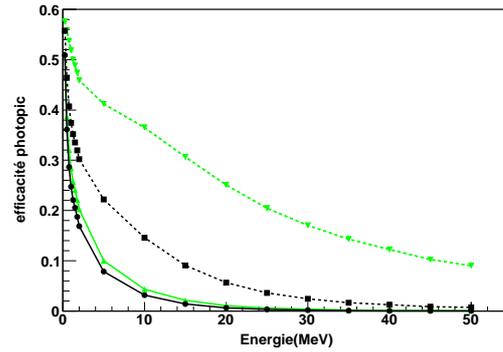
FIG. 5.11 – Efficacité photopic dans la matière CsI obtenue dans les simulations. Les courbes pleines correspondent à une absorption photopic dans un détecteur, les courbes en pointillés dans l'ensemble de la matière CsI.

(voir Tab.5.2).

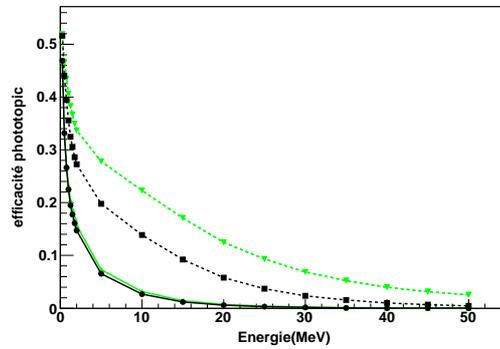
La figure 5.12 présente l'efficacité obtenue lorsque l'on combine les deux couches de matériaux. Les courbes en noir sont l'addition des courbes d'efficacité LaBr₃ et CsI des Fig.5.10 et Fig.5.11. La courbe verte en trait plein correspond à la courbe d'efficacité lorsque l'on somme les énergies déposées dans chaque cristaux d'un télescope. La courbe verte en pointillés correspond à la sommation des énergies déposées dans tous les télescopes. Il s'agit donc de l'efficacité maximum que l'on peut obtenir avec une géométrie donnée. A nouveau, la géométrie comprenant des détecteurs CsI évasés montre les meilleures performances. En effet, l'efficacité maximum accessible à basse énergie est multipliée par ~ 1.5 en dessous de 10 MeV et par plus de 5 à 50 MeV quand on utilise des CsI évasés qui permet une meilleure couverture de l'espace disponible (voir Tab.5.2). L'importance d'avoir une seconde couche de matériau se manifeste surtout pour des γ de grande énergie, qui sont susceptibles de subir de multiples interactions avec les détecteurs de l'ensemble avant de laisser toute leur énergie dans le matériau. Notons qu'une telle somme des signaux de tous les détecteurs ne pourra pas souvent être utilisée car cela engendrerait la sommation



(a) Géométrie 222-226



(b) Géométrie 222-évasé



(c) Géométrie 224-226

FIG. 5.12 – Efficacité photopic dans la totalité du multi-détecteurs obtenue par simulation. Les courbes noires correspondent aux sommes des efficacités LaBr_3 et CsI présentées Fig.5.10 et Fig.5.11. Celle en trait plein correspond à la sommation des efficacité CsI et LaBr_3 lorsque le photopic est mesuré dans un détecteur, celle en pointillés lorsque le photopic est déposé dans toute la matière LaBr_3 ou CsI . La courbe verte, en trait plein, correspond à un photopic dans un module, i.e. la sommation de l'énergie déposée dans la partie LaBr_3 ou CsI d'un module, et la courbe verte, en pointillés, correspond à un gamma ayant déposé toute son énergie dans la totalité du détecteur.

des énergies des différents membres d'une cascade. L'efficacité totale des géométries non évasées sont quasi identiques : bien que l'absorption soit plus importante dans les LaBr_3 de la géométrie 224-226 dont les cristaux de LaBr_3 sont deux fois plus longs que ceux de la géométrie 222-226, l'absorption dans les CsI est quant à elle plus faible. A même efficacité, les spectres enregistrés auront tout de même une bien meilleure résolution pour la géométrie 224-226, où la majorité des signaux sont récupérés dans la couche de LaBr_3 , car, comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant, les performances en résolution des LaBr_3 sont bien meilleures que celles des CsI .

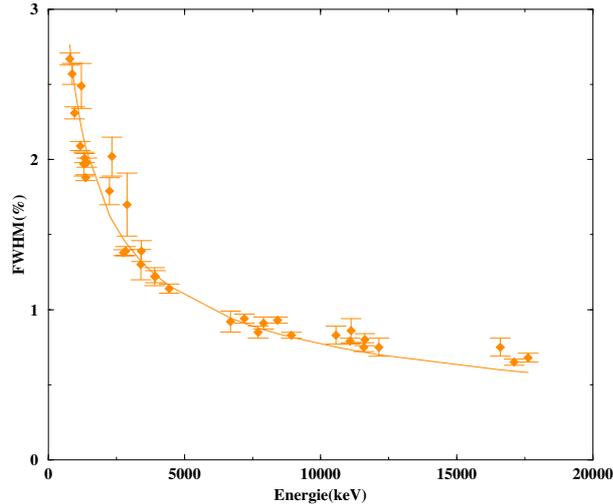


FIG. 5.13 – Courbe expérimentale de résolution pour un cristal de LaBr_3 $2'' \times 2''$ mesurée dans la collaboration et publiée dans les références [100, 103]. Cette courbe est ajustée par la fonction $f(E) = \frac{A}{\sqrt{E}}$, avec $A = 77,10 \pm 1,2$.

3.1.2 Résolution

La résolution de détecteurs cylindriques de $2''$ de rayon et de $2''$ de long en LaBr_3 a pu être mesurée sur une plage d'énergie de 700 à 17,6 MeV [100, 103] en utilisant des sources radioactives de ^{60}Co , d' ^{152}Eu ainsi que par différentes réactions (p, γ) induite sur des cibles de ^{27}Al , ^7Li , ^{23}Na , ^{39}K , ^{11}B pour obtenir des points de mesure à haute énergie γ . La résolution $\Delta E/E$ en % pour ces différents points est présentée Fig.5.13. Ces points suivent une fonction $f(E) = A/\sqrt{E}$, avec $A = 77,10 \pm 1,2$ ce qui est attendu pour un scintillateur, qui suit la loi $\text{FWHM} = k\sqrt{E}$. Le facteur k obtenu est $k = 0,0244 \text{ MeV}^{\frac{1}{2}}$. La résolution d'un cristal de CsI de ($2'' \times 2'' \times 6''$) [99] est de de 8,5% à 663 keV et celle des BGO utilisée dans les expérience à Triumf de 7% à 6,13 MeV [71]. Les constantes k , ainsi que les largeurs photopic attendues sont données pour ces différents matériaux dans le Tab.5.3.

Matériau	$k(\text{MeV}^{\frac{1}{2}})$	ΔE_{calc} à 2 MeV (keV)	ΔE_{calc} à 20 MeV (keV)
BGO	0,173	245	774
CsI	0,06760	95,6	302
LaBr_3	0,0244	34,5	109

TAB. 5.3 – Caractéristiques des différents scintillateurs discutés dans cette thèse. La largeur donnée dans ce tableau est celle calculée par la formule $\Delta E_{calc} = k\sqrt{E}$ avec les valeurs de k données dans le tableau pour les différents matériaux.

Ces valeurs sont à comparer avec les spectres simulés convolués par une gaussienne dont la largeur suit la loi $\text{FWHM} = k\sqrt{E}$ tracés Fig5.14. Nous avons simulé 100000 événements à 2 et 20 MeV pour la géométrie 222-226. Afin de quantifier l'amélioration que nous donnerait l'utilisation de PARIS pour nos études de capture radiative, nous avons comparé

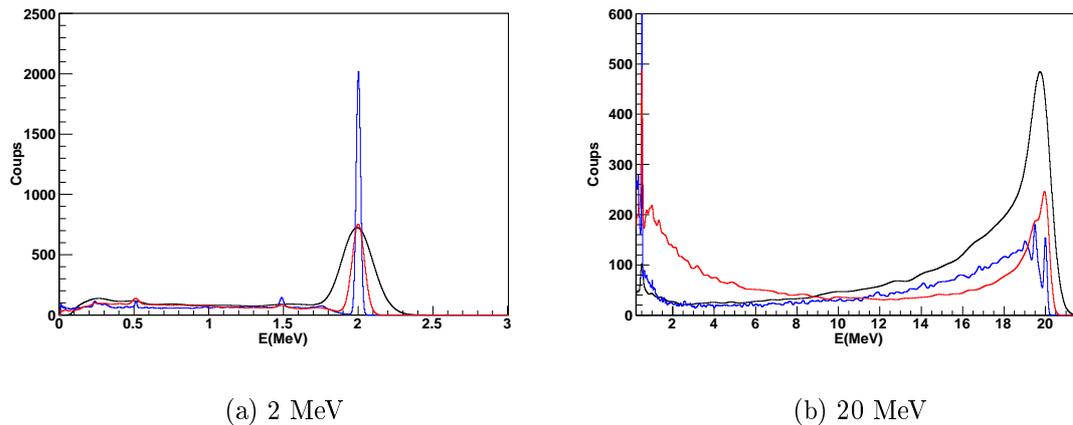


FIG. 5.14 – Comparaison des spectres que l’on obtient dans les couches de LaBr₃ (en bleu) et CsI (en rouge) avec le spectre simulé du multidétecteur BGO de Triumf (en noir) pour 100000 événements simulés à 2 et 20 MeV.

la résolution de PARIS à celle de l’ensemble BGO utilisé dans le travail expérimental de cette thèse. En réalité, la résolution que l’on obtiendra sera un peu détériorée du à la sommation sur tous les détecteurs comme nous avons pu le voir dans le cas de l’ensemble BGO (pour pouvoir effectuer la comparaison, nous avons pris la constante k annoncée par le fabricant pour les BGO).

Il est intéressant de noter que, bien que le BGO ait une meilleure efficacité, sa résolution est très inférieure et seul le LaBr₃ permet d’identifier le pic correspondant au photopic à 20 MeV. Ainsi, les deux autres matériaux ne permettent pas de différencier front Compton, photopic, 1^{er} échappement et 2^{ième} échappement. Ils présentent des spectres avec un pic très élargi, de l’ordre de 1,26 MeV de largeur pour le CsI et de 1,71 MeV de largeur pour le BGO.

3.1.3 Nombre de γ détectés

Les calculs de simulations que je vais présenter dans cette partie concernent des événements ne comprenant qu’un seul γ . Bien sûr, en interagissant dans la matière les γ peuvent engendrer des γ secondaires provenant d’une interaction par effet Compton ou par création de paire. Ceci entraîne un bruit de fond et il est utile de connaître la valeur du rapport pic sur fond maximum. Pour cela, il est possible d’additionner les signaux de plusieurs détecteurs, nous verrons cela dans la partie ADDBACK de ce document. Nous calculerons auparavant le nombre de γ détectés dans les détecteurs lorsqu’un seul γ est émis.

La Fig.5.15 présente le nombre de γ détectés par l’ensemble des modules lorsqu’au moins un γ est détecté. Nous voyons sur les exemples à 20 MeV et 50 MeV (Fig.5.15) que les distributions de nombre de γ détectés sont assez larges. Sur la Fig.5.16 est présenté le nombre de γ moyen qui sont détectés dans les CsI ou LaBr₃ pour les différentes géométries étudiées ici. Les barres d’erreurs correspondent aux largeurs des distributions ajustées par une gaussienne (voir Fig.5.15). La courbe en pointillés correspond quant à elle au nombre de γ maximum mesuré dans un échantillon de 100000 événements.

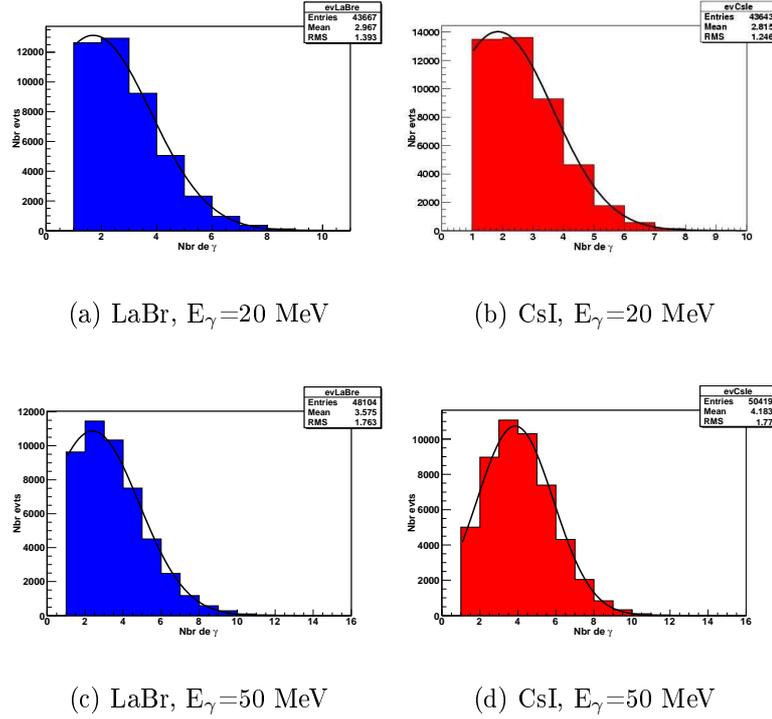


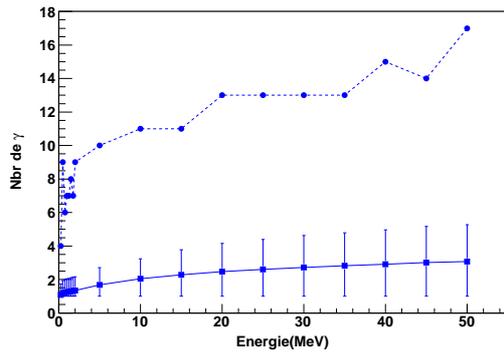
FIG. 5.15 – Distribution du nombre de γ détectés lorsqu' au moins 1 γ est détecté pour $E_\gamma = 20$ et 50 MeV.

Le nombre d'interactions qu'un γ subit dans la matière augmente avec l'énergie du γ . Ainsi un γ de 50 MeV interagit en moyenne 3 fois dans le LaBr₃ et 4.5 fois dans le CsI pour la géométrie évasée. Cependant, certains événements engendrent plus de 15 interactions dans les LaBr₃ ou les CsI. Il convient donc d'estimer l'énergie du γ initial, si cela est possible, par des procédures d'ADDBACK, i.e. en sommant l'énergie déposée par ces γ dans un certain nombre de détecteurs.

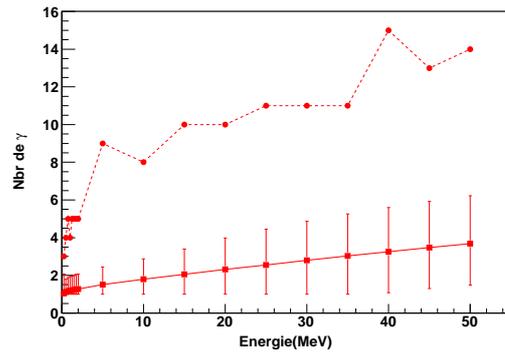
3.1.4 Procédure d'ADDBACK

Nous nous proposons en premier lieu de calculer l'efficacité obtenue lorsque le nombre de signaux que l'on somme augmente. Le critère variable pour définir la procédure pourrait être soit la distance entre deux détecteurs, soit l'angle formé entre un détecteur, la cible et un second détecteur. Les angles entre les détecteurs étant communs aux CsI et aux LaBr₃, ceci pour toutes nos géométries, je présenterai ici les résultats en fonction de l'angle entre les détecteurs pour la géométrie 222-226. La Fig.5.17 présente la distribution des angles que nous donne chaque couple de détecteurs. La procédure d'ADDBACK consiste alors à additionner tous les détecteurs ayant été touchés et qui se trouvent dans un angle θ inférieur à l'angle θ_{max} défini.

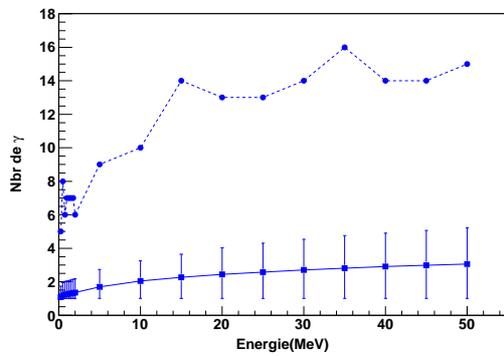
La Fig.5.18 montre la proportion des événements à prendre en compte dans le processus d'ADDBACK en fonction de l'angle limite θ et de l'énergie des γ . Si on se place à une énergie donnée, il y a une forte augmentation du taux d'ADDBACK lorsque $12^\circ < \theta < 25^\circ$, cela correspond au premier pic dans la distribution des θ entre les couples de détecteurs



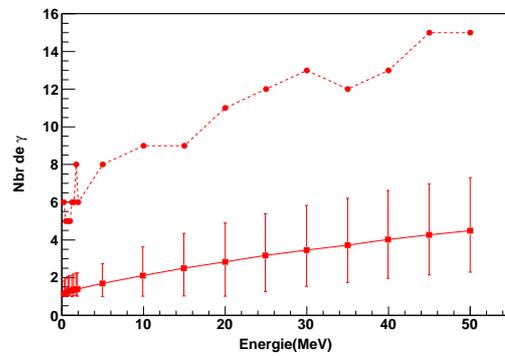
(a) LaBr, géométrie 222-226



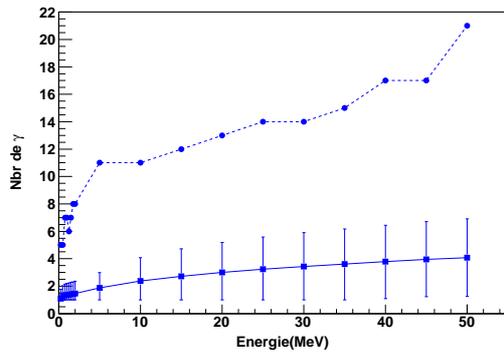
(b) CsI, géométrie 222-226



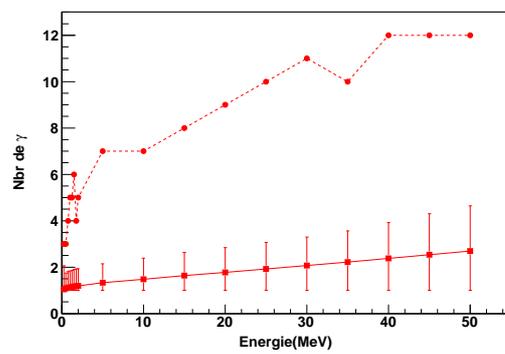
(c) LaBr, géométrie 222-évasé



(d) CsI, géométrie 222-évasé



(e) LaBr, géométrie 224-226



(f) CsI, géométrie 224-226

FIG. 5.16 – La courbe en trait plein correspond au nombre moyen de γ détecté quand au moins 1 γ interagit avec le matériau; les erreurs sont données par les largeurs des distributions reportées Fig.5.15. La courbe en pointillés correspond au nombre maximum de γ détectés pour 100000 événements.

(Fig.5.17) c'est-à-dire à la sommation des détecteurs voisins. Si on augmente encore l'angle

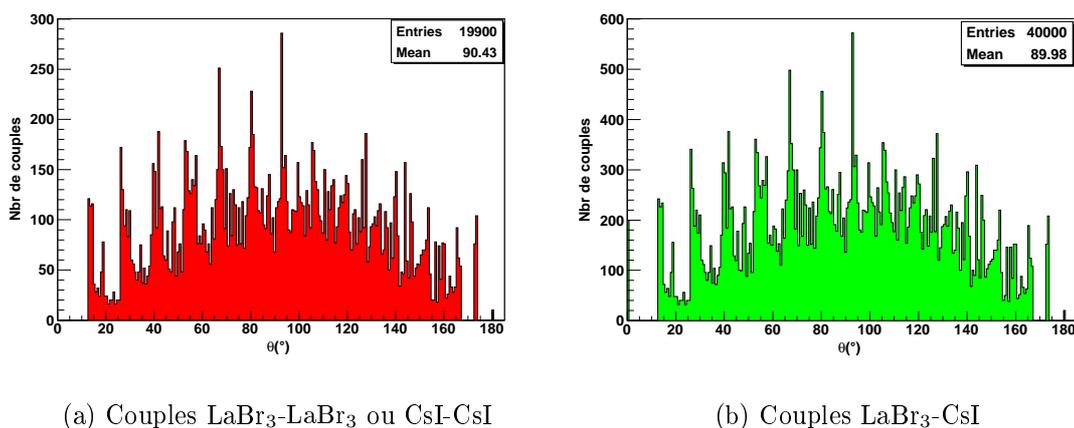


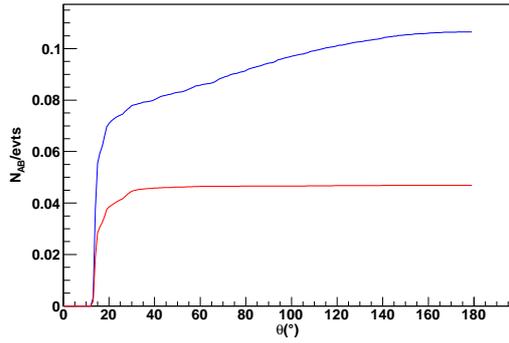
FIG. 5.17 – Distribution des angles θ entre les différents couples de détecteurs.

critique, on voit que la courbe pour les LaBr_3 converge doucement vers sa valeur maximale alors que la proportion des détecteurs CsI contribuant à l'ADDBACK n'augmente plus. La Fig.5.18 présente le taux d'ADDBACK en fonction de l'énergie pour différents critères angulaires. Logiquement, la proportion d'événements entraînant une procédure d'ADDBACK augmente avec l'énergie, ainsi 45% des événements pour un γ de 50 MeV engendreront une procédure d'ADDBACK dans les CsI .

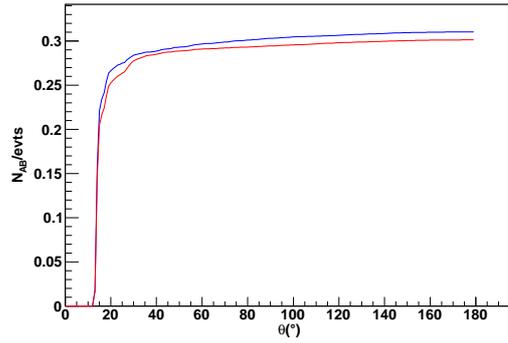
La Fig.5.19 présente le nombre de détecteurs à additionner dans la procédure en fonction de l'énergie et de l'angle. A basse énergie, ce nombre de détecteurs sommés est proche de 2 quelque soit l'angle limite que l'on impose pour l'ADDBACK. Par contre à plus haute énergie on remarque que l'on peut définir deux régions pour les détecteurs LaBr_3 , celle de première augmentation ($12^\circ < \theta < 25^\circ$) qui correspond aux premiers détecteurs voisins et une d'augmentation plus modérée ($\theta > 25^\circ$). On remarque également que le nombre moyen de détecteurs sommés à 50 MeV peut aller jusque 3,5 LaBr_3 et 4 CsI .

La Fig.5.20 présente l'efficacité photopic en fonction de θ . On voit à nouveau que le critère angulaire qui permet d'augmenter le plus notre efficacité est la zone ($12^\circ < \theta < 25^\circ$). En élargissant la zone vers 25° pour le domaine en énergie de 10 à 50 MeV, on pourrait récupérer 50% de l'efficacité maximum. Par contre, pour les détecteurs CsI , au dessus de 80° nous n'améliorons plus du tout l'efficacité de détection.

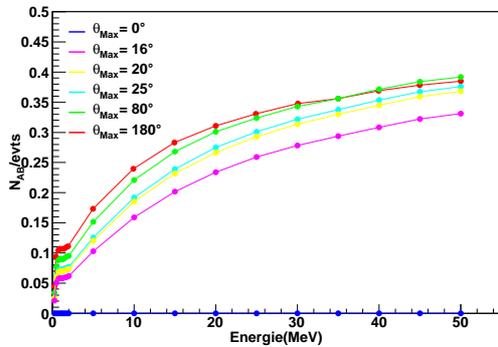
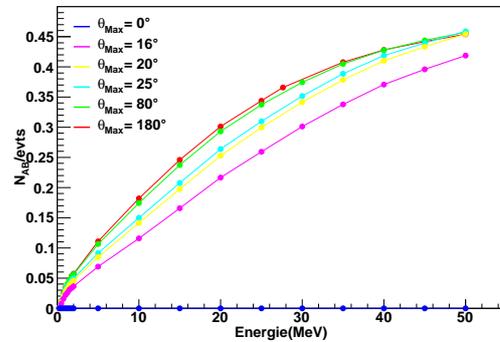
La figure 5.20(c-d) présente l'efficacité photopic que l'on obtient dans le matériau LaBr_3 ou CsI pour différents angles limites θ . La courbe en bleu $\theta=0^\circ$, correspond aux courbes en trait plein de la Fig.5.10 ou de la Fig.5.11, c'est-à-dire lorsqu'aucune addition n'est faite entre les détecteurs. La courbe en rouge, $\theta = 180^\circ$, correspond aux courbes en pointillés des Fig.5.10 ou de la Fig.5.11, c'est-à-dire au cas où tous les détecteurs LaBr_3 ou CsI sont sommés. Ainsi, une bonne partie de l'efficacité est récupérée après la procédure d'ADDBACK pour $\theta = 25^\circ$, essentiellement dans le CsI . Pour le LaBr_3 , en augmentant θ on peut encore gagner en efficacité : il sera peut être utile alors d'augmenter le nombre de détecteurs sommés lorsque la multiplicité des événements ne sera pas trop élevée. Enfin il est évident, au vu des différentes courbes étudiées, qu'une première zone d'ADDBACK correspondant à $\theta < 25^\circ$, correspondant aux premiers voisins, peut être



(a) 1.5 MeV



(b) 20 MeV

(c) LaBr₃

(d) CsI

FIG. 5.18 – (a)(b) Proportion des événements qui ont donné lieu à la procédure d'ADDBACK (N_{AB}/evts) en fonction de θ , l'angle limite permettant la sommation d'un couple de détecteur dans la géométrie 222-226. La courbe en bleu correspond à l'ADDBACK à l'intérieur de la matière LaBr₃, la rouge dans la matière CsI. Les courbes présentées sur les figures (c) et (d) montrent l'évolution du taux d'ADDBACK pour certains angles θ en fonction de l'énergie.

définie pour l'analyse des données de PARIS, il resterait cependant à vérifier les effets de la multiplicité et donc de la possibilité de produire de faux ADDBACK lorsque plusieurs γ sont émis en même temps.

3.1.5 Distributions angulaires

Dans les premiers paragraphes de cette thèse, nous avons montré que la mesure de distributions angulaires s'avère être un outil précieux pour identifier les spins ou du moins la nature des transitions électromagnétiques (E1, E2, M1...) impliquées dans le processus de décroissance. Le multidétecteur BGO utilisé à Triumf a été conçu le plus compact possible pour une meilleure efficacité : il n'est cependant pas très sensible aux distributions angulaires des γ . Afin de tester la réponse des géométries envisagées ici pour PARIS, nous avons simulé la réponse à des événements de distributions angulaires typiques. Comme les

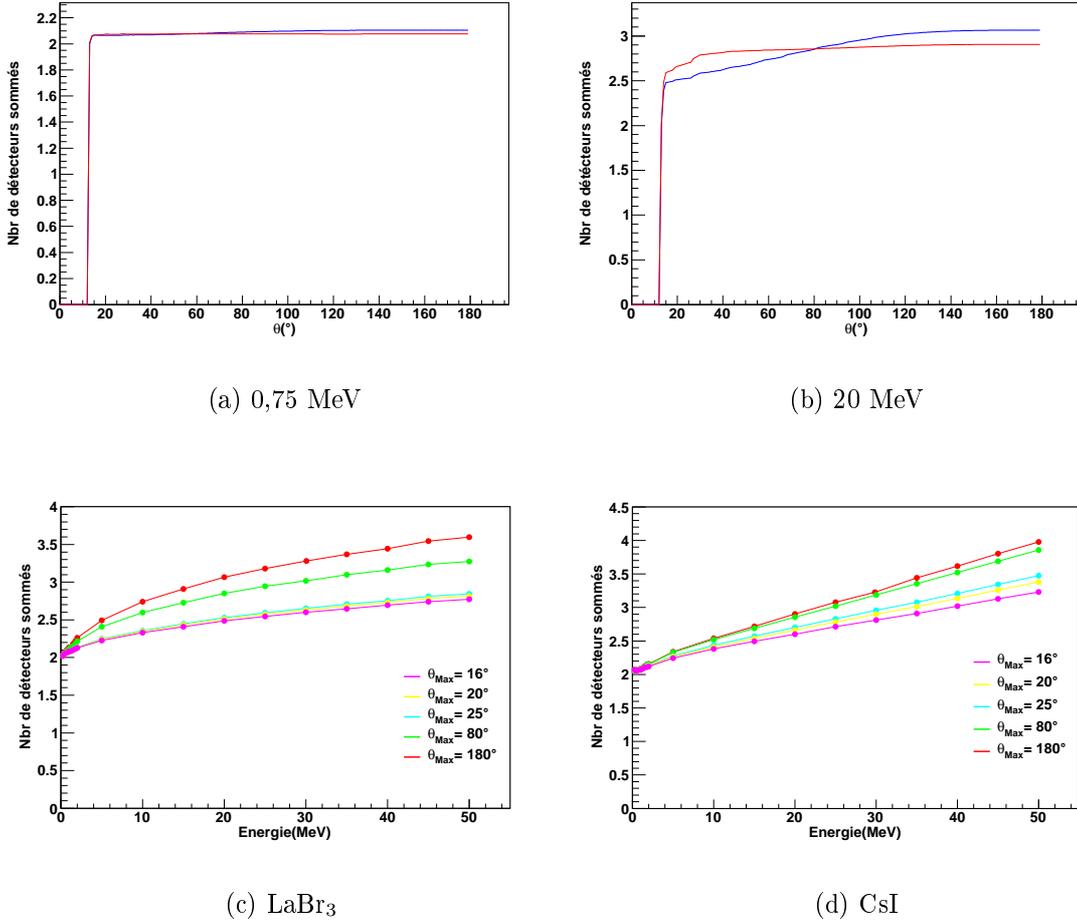


FIG. 5.19 – Nombre de détecteurs LaBr₃ (bleu) et CsI (rouge) sommés dans l'ADDBACK présenté en fonction de l'angle limite θ en (a) et (b) et en fonction de l'énergie en (c) et (d) pour différents angles limites.

géométries que nous avons envisagées, sont toutes bâties sur une même base, les résultats sont très similaires et je ne montrerai ici que des exemples de distributions angulaires simulées pour la géométrie 222-226. La Fig.5.21 présente le cas d'une distribution uniforme, d'une distribution E2 pour une transition $2^+ \rightarrow 0^+$, d'une distribution E2 pour une transition $4^+ \rightarrow 2^+$. Les angles sont donnés sur la figure en radian et réfèrent aux angles des 10 couronnes (voir Fig.5.1), les barres d'erreurs correspondent à l'ouverture angulaire des détecteurs d'une couronne. Les distributions calculées ainsi que les χ^2 obtenus entre les simulations et les différentes distributions sont donnés dans le Tab.5.4.

La géométrie étudiée ici est très sensible aux distributions angulaires puisqu'il est même possible de discerner différentes E2 qui présentent toutes deux un fort minimum à $\pi/2$ et des forts maxima autour de $\pi/4$ et $3\pi/4$, alors que cela n'était pas possible dans l'ensemble BGO utilisé pour la partie expérimentale de cette thèse. Les distributions sont étudiées sans aucun processus d'ADDBACK. Il se peut que cette procédure engendre une légère détérioration des distributions présentées ici.

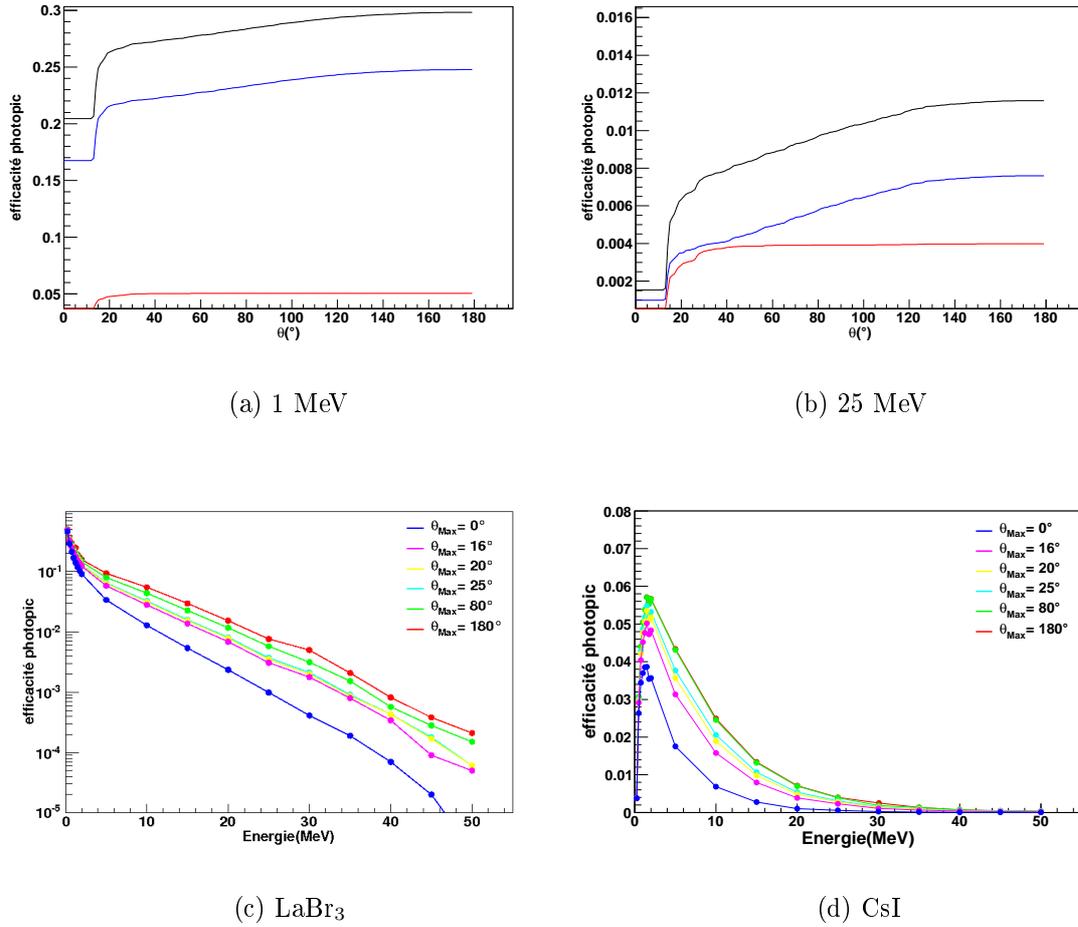


FIG. 5.20 – Efficacité photopique pour les détecteurs LaBr₃ (Bleu), CsI (rouge) et leur somme (noire) en fonction de θ l'angle limite d'ADDBACK à 1 MeV (a) et à 25 MeV (b). Efficacité photopique en fonction de l'énergie pour différents angles limites dans le matériau LaBr₃(c) et CsI(d).

Distribution simulées	Isotropique	E2 $2^+ \rightarrow 0^+$	E2 $4^+ \rightarrow 2^+$
Formule	1	$7.5X^2(1-X^2)$	$0.608+2.141X^2-1.607X^4$
χ^2/ndf (isotropique)	1.35	28.8	39.1
χ^2/ndf (E2 : $2^+ \rightarrow 0^+$)	208	0.02	40.86
χ^2/ndf (E2 $4^+ \rightarrow 2^+$)	187	8.1	0.19

TAB. 5.4 – Distributions angulaires et comparaison aux simulations ($X = \cos(\theta)$).

3.2 Multiplicité de 1 à 30

Dans cette partie nous nous intéressons à la réponse du détecteur PARIS en fonction de la multiplicité des événements, i.e. le nombre de γ émis dans un même événement. Le but est ici de vérifier si le détecteur est assez segmenté pour être capable de différencier des γ provenant d'une même cascade. La Fig.5.22 donne le nombre de γ qui entraîne un

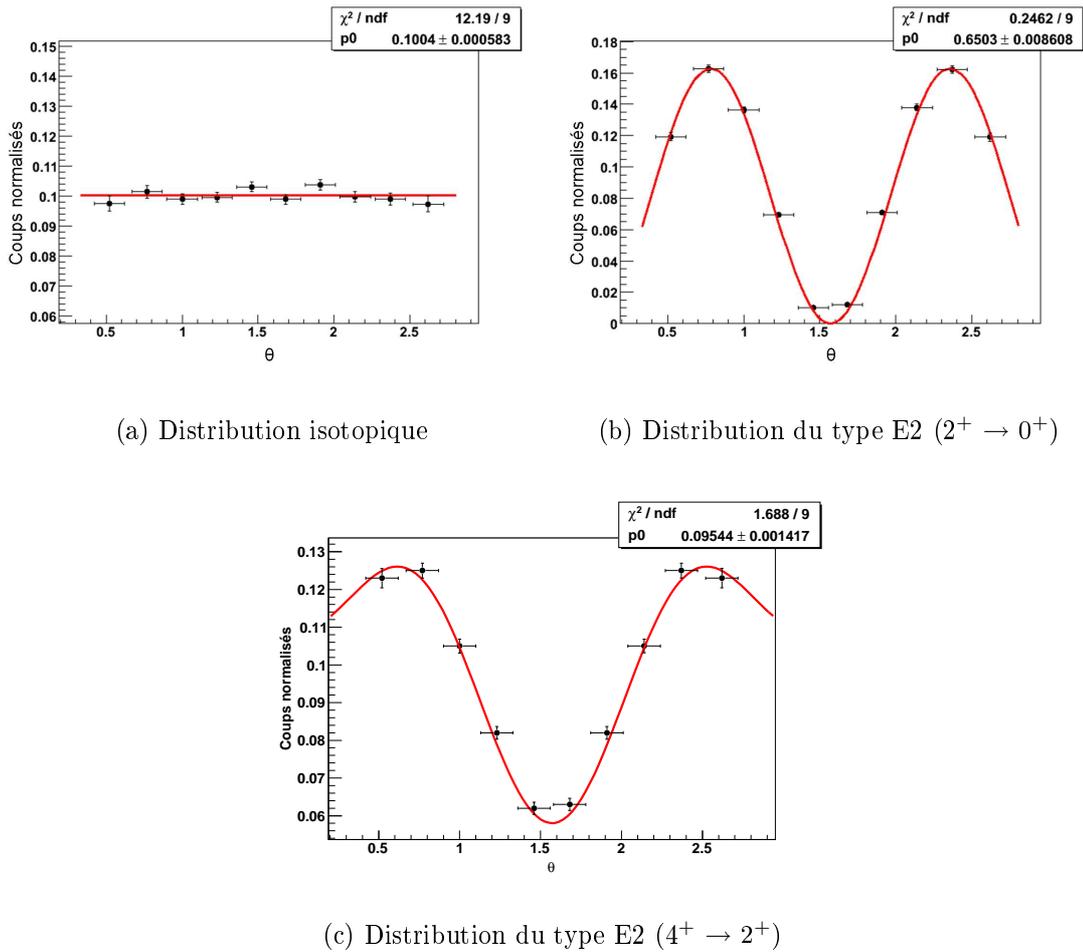
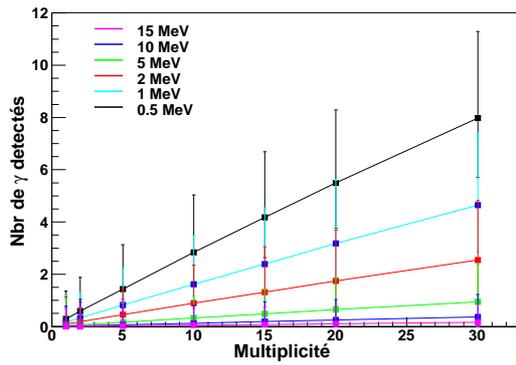


FIG. 5.21 – Distributions angulaires après simulation de 100000 événements de 0,5 MeV suivant les transitions notées sous les figures.

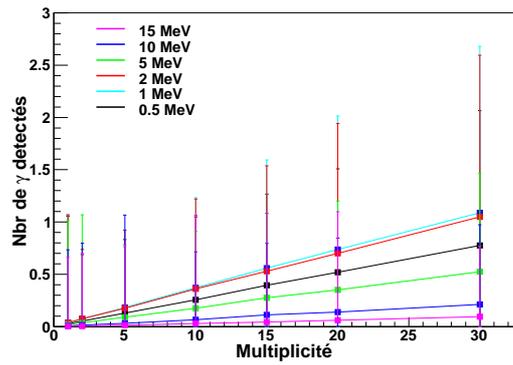
photopic dans l'un des détecteurs pour différentes multiplicités. Comme attendu, c'est à basse énergie que le plus de γ sont mesurés dans le matériau LaBr_3 . Cependant, le nombre reporté sur ce graphique est le nombre moyen de γ détecté par événement, les barres d'erreurs reflètent la largeur de la distribution du nombre de γ détectés ayant déposé toute leur énergie dans le détecteur (cf Fig.5.15). Certains événements, comme ceux de 0,5 MeV, ont entraîné jusqu'à 18 γ détectés dans le photopic des LaBr_3 pour une multiplicité de 30 et 6 γ dans les CsI .

Sur la Fig.5.23 nous avons divisé le nombre de γ ayant déposé toute leur énergie par la multiplicité de l'événement simulé. Les différentes géométries présentent un plateau en fonction de l'énergie autour de la valeur de l'efficacité donnée Fig.5.10. Ces plateaux signifient que même à grande multiplicité, la proportion de γ détectés dans un même détecteur est faible (sinon l'énergie récupérée par le détecteur serait plus grande que celle attendue pour le photopic) et que la segmentation est suffisante pour discerner des γ de multiplicité 30. Cependant ces courbes sont légèrement décroissantes, ce qui signifie que la proportion d'empilement de γ dans un même détecteur n'est pas totalement nulle.

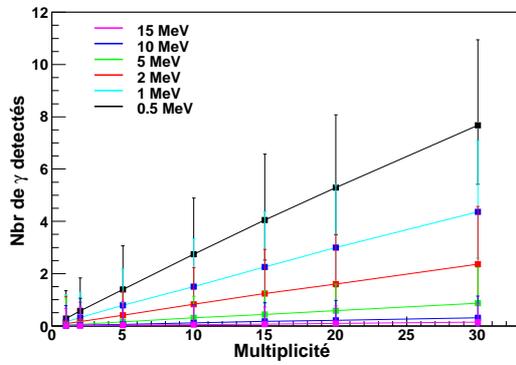
La Fig.5.24 donne le nombre de γ ayant déposé une partie ou toute leur énergie dans



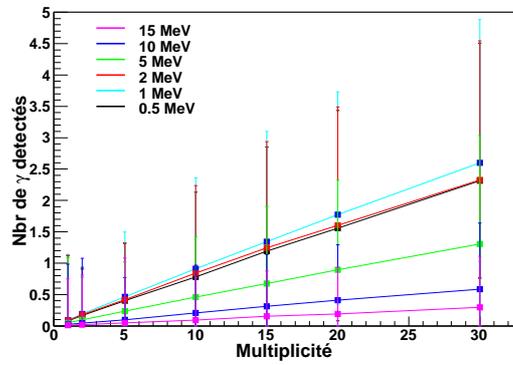
(a) LaBr₃, géométrie 222-226



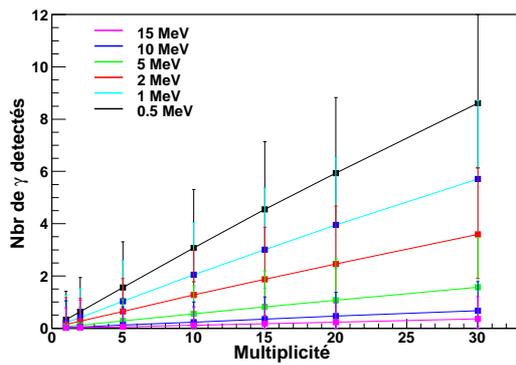
(b) CsI, géométrie 222-226



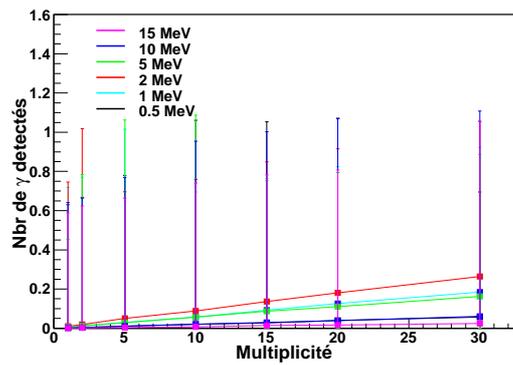
(c) LaBr₃, géométrie 222-évasé



(d) CsI, géométrie 222-évasé



(e) LaBr₃, géométrie 224-226



(f) CsI, géométrie 224-226

FIG. 5.22 – Nombre de γ déposant toute leur énergie dans des détecteurs LaBr₃ ou CsI, en fonction de la multiplicité des γ émis dans un même événement pour différentes énergies et les géométries indiquées.

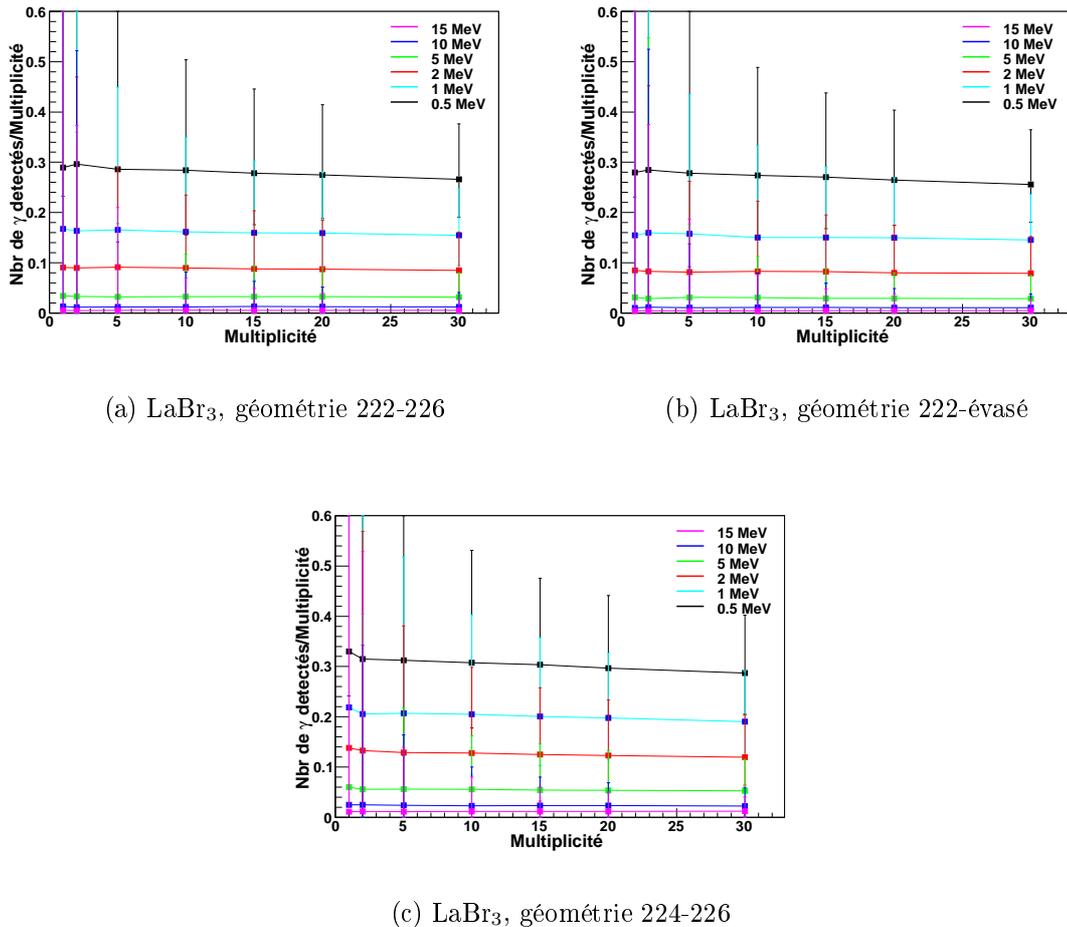
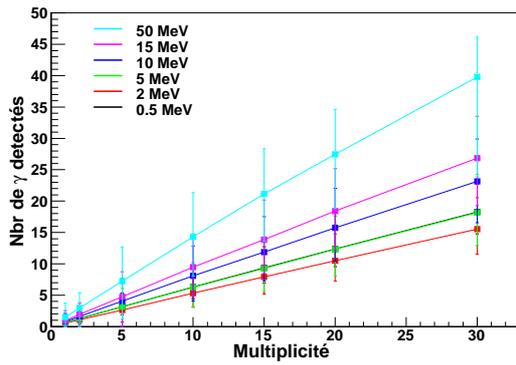


FIG. 5.23 – Nombre de γ déposant toute leur énergie dans un détecteur divisé par le nombre de γ émis, en fonction de la multiplicité et des 3 géométries indiquées.

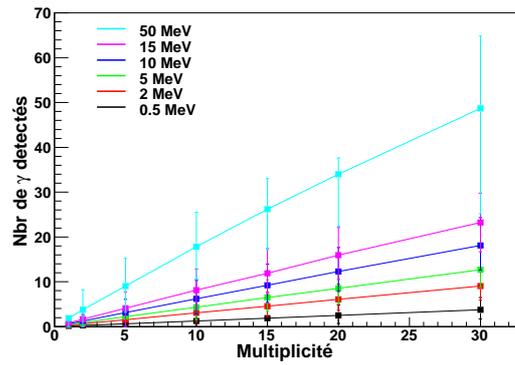
un détecteur pour différentes énergies et multiplicité. Comme attendu ce sont les γ de plus haute énergie qui engendrent le plus grand nombre de γ détectés. Il est intéressant de noter que pour une multiplicité de 30 certains événements ont engendré jusqu'à 80 γ détectés dans l'un ou l'autre des matériaux.

4 Cas physique : $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)^{24}\text{Mg}$

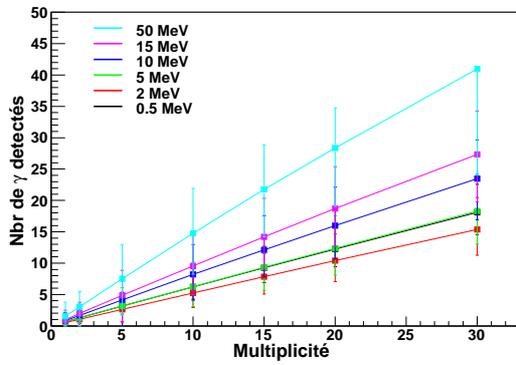
Les études de capture radiative entre ions lourds légers présentées dans ce document constituent l'un des cas physiques phares du projet PARIS. Nous nous proposons donc ici de tester les performances de PARIS sur un cas physique complet. Pour cela nous avons choisi la géométrie 222-évasé qui par ça plus grande efficacité paraît la mieux adaptée à notre étude. Rappelons que les principales difficultés des expériences de capture radiative sont, d'une part, la sélection de la voie de capture radiative dont les sections efficaces totales pour les deux systèmes discutés précédemment varient entre 1 et 25 μb et, d'autre part, la mesure précise d'énergie γ sur une plage de 1 à 25 MeV. Deux modes de mesure peuvent être envisagés avec PARIS, on peut utiliser PARIS comme un calorimètre,



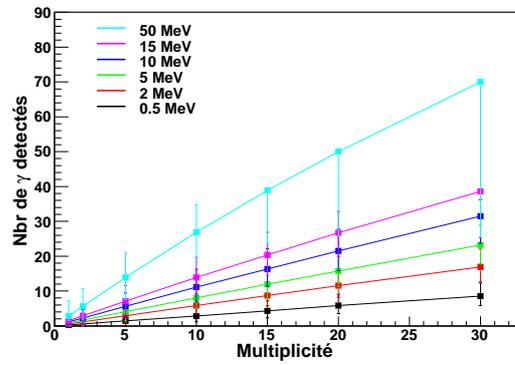
(a) LaBr₃, géométrie 222-226



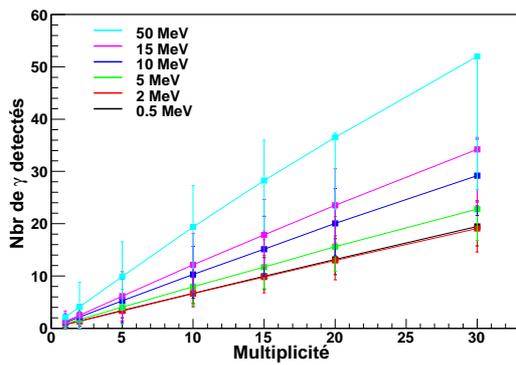
(b) CsI, géométrie 222-226



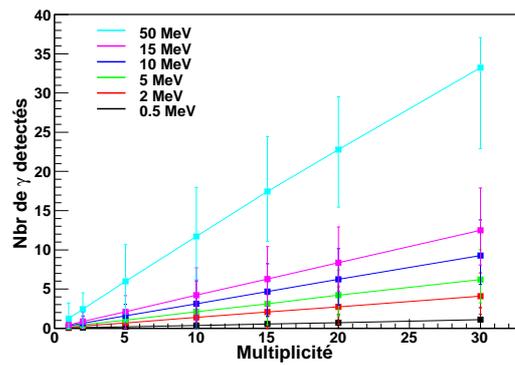
(c) LaBr₃, géométrie 222-évasé



(d) CsI, géométrie 222-évasé

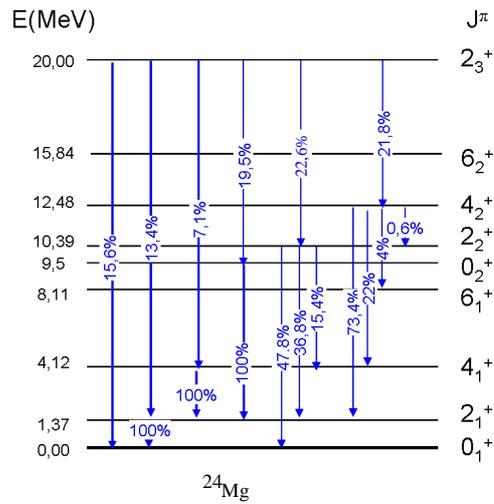


(e) LaBr₃, géométrie 224-226

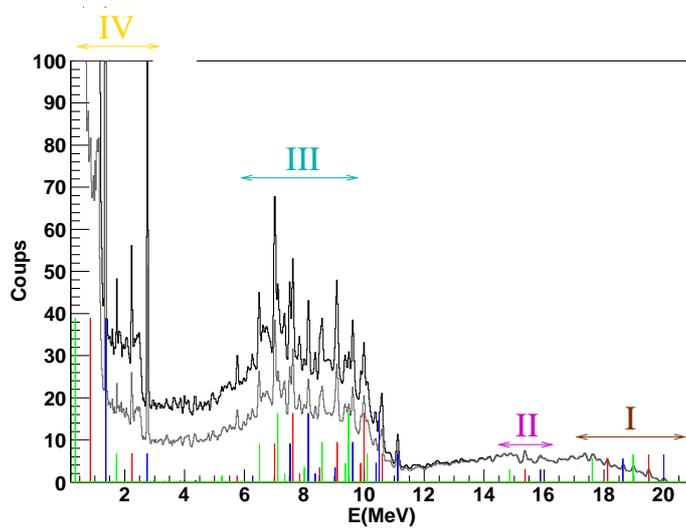


(f) CsI, géométrie 224-226

FIG. 5.24 – Nombre de γ ayant déposés une partie de leur énergie dans des détecteurs LaBr₃ ou CsI, en fonction de la multiplicité des γ émis dans un même événement pour différentes énergies et les géométries indiquées.



(a) Schéma de décroissance.



(b) Spectre obtenu dans PARIS.

FIG. 5.25 – La figure (b) correspond au spectre expérimental obtenu dans les simulations PARIS dans les calculs décroissance donné en (a). La courbe en noir correspond au spectre obtenu par simulation dans les LaBr_3 de la géométrie 222-évasé sans aucun ADDBACK, celle en gris correspond à ce même spectre lorsque l'on impose qu'au moins 15 MeV a été déposé dans l'ensemble du détecteur ($\text{LaBr}_3 + \text{CsI}$). Les pic en bleu, rouge et vert correspondent respectivement au pic attendu, au premier échappement et au second échappement. La zone I correspond à l'alimentation du fondamental et du premier état excité. La zone 2 correspondent à l'alimentation du 4_1^+ , la zone 3 aux états alimentés autour de 10 MeV ainsi que leur décroissance et la zone 4 correspond au pic de désexcitation des états de plus basse énergie.

c'est-à-dire en vérifiant la condition $\sum E_\gamma > 15$ MeV et en déconvoluant les cascades γ qui vérifient ce critère, afin d'obtenir l'ensemble du spectre γ impliqué dans la capture radiative. Cette méthode avait été utilisée avec Gammasphère dans la première expérience effectuée par notre collaboration [69] et le spectre Gammasphère de faible statistique obtenu est présenté Fig.1.21. Une seconde méthode consisterait à coupler PARIS avec un spectromètre de recul qui permettrait la sélection des noyaux ^{24}Mg , il s'agit donc de la méthode utilisée pour les expériences effectuées avec DRAGON que nous avons présentées précédemment. Nous présentons Fig.5.25 le spectre γ obtenu via ces deux méthodes pour l'un des scénarii qui permettait d'expliquer le pic à 10 MeV dans les données $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ à $E_{\text{cm}} = 6$ MeV. Le schéma de décroissance (Fig.5.25(a)) correspond à celui de la décroissance d'un 2^+ cluster avec les rapports d'embranchement calculés à partir de la publication de D. Baye et P. Descouvemont [31].

La courbe en noir de cette figure est le spectre que nous obtiendrions si un spectromètre parfait était placé en sortie de PARIS afin de récupérer la totalité des reculs de capture radiative. On voit que l'efficacité et la résolution de PARIS est suffisante pour reconnaître les pics attendus pour cette décroissance, les photopics sont indiqués en bleu, ceux de premier et de second échappement en rouge et vert, respectivement. La zone I correspond à l'alimentation du 0_1^+ et du 2_1^+ , la zone 2 à celle du 4_1^+ , la zone 3 à l'ensemble des transitions autour de 10 MeV qui correspondent à l'alimentation et à la désexcitation des états de la bande intermédiaire (qui est la zone d'intérêt de nos études) et la zone 4 correspond à la désexcitation des états de basses énergie de ^{24}Mg . La résolution est donc suffisante pour résoudre les pics d'intérêt et un schéma de décroissance impliquant certains états particulier devrait être différentiable d'un schéma impliquant une vingtaine d'états autour de 10 MeV, ce que nous ne pouvions pas observer avec l'ensemble BGO utilisé à Triumf. Le schéma de décroissance étudié a une multiplicité moyenne de 2,6 et les simulations ont été faites pour 100000 événements de capture radiative. Pour une cible de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, un faisceau de 50 nAp et en prenant une section efficace de l'ordre de $1\mu\text{b}$, valeur comparable à ce que nous avons obtenu, 100000 événements de capture radiative correspondent à 48 heures de faisceau. Le nombre total de coups dans le spectre est de l'ordre de 178000. La courbe grise indique le spectre que l'on obtient si l'on utilise PARIS en mode calorimètre, i.e. si l'on impose qu'au moins 15 MeV soit déposé dans l'ensemble des détecteurs LaBr_3+CsI . Le nombre de coups total du spectre obtenu est de ~ 100000 événements. Ceci signifie que l'efficacité de la méthode "calorimètre" est supérieure à 50% alors que pour l'utilisation d'un spectromètre "parfait", avec une acceptation, transmission et sélection des noyaux de reculs de 100%, la sélection sur l'état de charge limiterait les données de capture radiative enregistrées à 33%. Ainsi le mode calorimètre devrait tout à fait être fonctionnel pour ce type d'expérience sans avoir besoin d'ajouter un spectromètre à l'arrière de PARIS.

5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté plusieurs géométries à base sphérique envisagées pour le multidétecteur PARIS qui sont actuellement à l'étude. Les performances établies pour ces différentes géométries seront à comparer avec celles obtenues pour des géométries cubiques ou basées sur des formes hexagonales qui ont été étudiées dans d'autres laboratoires de la collaboration. Les performances en efficacité sont essentielles pour un

détecteur utilisé en mode calorimètre et seront l'un des points importants de la décision. A ce titre, pour les configurations sphériques étudiées, la géométrie utilisant des détecteurs CsI évasés est la plus performante. Les autres points importants sont la granularité et la réponse aux distributions angulaires qui comme nous l'avons vu sont excellentes pour les géométries sphériques. Bien sûr, le coût est aussi facteur en jeu. Nous avons montré, par exemple, que l'utilisation des CsI évasés améliore grandement l'efficacité, ceci serait de même si l'on utilisait des LaBr₃ évasés, mais des formes exotiques de cristaux LaBr₃ engendrent également un coût supérieur. Tous ces facteurs vont être pris en compte avant la fin de l'année 2009 pour le choix final de la géométrie du multidétecteur PARIS. Suite à ce choix, les simulations présentées ici devront bien sûr être optimisées (procédures d'ADDBACK, transport de la lumière à travers un télescope complet à inclure dans les simulations...).

Concernant l'utilisation du multidétecteur PARIS pour des études expérimentales de capture radiative présentées dans cette thèse, où la spectroscopie portait sur des γ d'énergie compris entre 1 à 25 MeV, nous avons montré que la résolution et l'efficacité de ce nouveau détecteur en ferait le meilleur appareillage disponible dans un futur proche pour nos études.

Conclusion

Le but des expériences présentées dans cette thèse était de sonder le caractère moléculaire de résonances à des énergies proches de la barrière de Coulomb dans les systèmes $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Pour ce faire nous avons utilisé le processus de capture radiative dans lequel le noyau composite se désexcite uniquement par des transitions électromagnétiques. Pour des systèmes d'ions lourds légers au voisinage de la barrière de Coulomb, les sections efficaces de capture radiative sont beaucoup plus faibles que celles des autres voies de réactions ouvertes. L'étude de ce processus très particulier a nécessité l'utilisation d'un spectromètre à 0° permettant une très bonne réjection du faisceau incident. Les règles de sélections et les opérateurs des transitions électromagnétiques en jeu nécessitent un fort recouvrement entre les états participant à la décroissance et rendent donc cette voie hautement sélective. Ceci permet d'extraire les propriétés des structures présentes dans le noyau. Une signature du caractère moléculaire des états résonnants serait apportée par l'identification de transitions fortement accélérées vers des états particuliers de structure déformée se situant à plus basse énergie d'excitation.

Lors de nos expériences, nous avons effectivement mesuré des transitions vers des états hautement excités, juste au dessus des seuils d'émission α , ce qui n'avait jamais été observé précédemment. Nous avons, d'une part, mis en évidence des effets résonnants dans la désexcitation de la capture radiative pour le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ et, dans la seconde expérience, identifié l'alimentation spécifique d'états déformés pour le système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. L'attribution définitive des phénomènes observés à des effets moléculaires n'a pu être établie, nous avons vu que d'autres processus pourraient également les expliquer. L'aspect statistique qui peut engendrer un fond important cachant des phénomènes de structure, n'est pas toujours évident à discerner d'un effet purement structurel. Nos résultats permettent d'estimer que ceci est d'autant plus vrai que l'on augmente l'énergie de bombardement. Ceci sera à vérifier sur les résultats de notre nouvelle expérience, réalisée à des énergies sous-Coulombiennes résonnantes, en septembre 2009 à Triumf.

Les deux expériences de ce travail nous ont permis de mesurer des sections efficaces de capture radiative qui sont de l'ordre de 10 à 100 fois plus importantes que celles attendues pour des systèmes d'ions lourds légers. Les deux systèmes que nous avons étudiés avaient déjà montré, à travers leur décroissance vers le fondamental et les premiers états excités, des valeurs de section efficace de capture radiative plus élevées que la normale pour ce type de processus. D'après nos observations, ces sections efficaces sont rendues encore plus importante par la forte alimentation d'états intermédiaires. Nos études ont de surcroît permis de déduire les spins dominants impliqués dans le processus aux énergies sondées. Ces spins sont en accord avec ceux mesurés pour les résonances moléculaires dans d'autres

voies de réaction. Pour pouvoir finalement conclure sur l'aspect moléculaire et donc sur l'alimentation sélective de certains états, il nous faudrait pouvoir séparer clairement les effets structuraux des effets statistiques et par conséquent connaître avec précision l'énergie des transitions ainsi que leurs forces vers des états particuliers. Ceci sera possible dans un avenir proche avec l'utilisation de multidétecteurs comme PARIS qui permettront d'avoir accès à une grande efficacité et à une meilleure résolution dans le domaine d'énergie qui nous intéresse, c'est-à-dire celui qui correspond à l'alimentation des états intermédiaires.

Ainsi, pour le moment nous avons fait un pas dans l'étude de cette voie de réaction qui semble très prometteuse pour l'étude d'effets structuraux à assez haute énergie d'excitation. Nous pouvons envisager dès aujourd'hui plusieurs lignes de recherche en rapport avec la capture radiative. La première consisterait en une étude systématique de la décroissance de capture radiative par exemple dans les systèmes $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ depuis des énergies d'excitation très en dessous de B_C jusqu'à des énergies de l'ordre de $2 \times B_C$. Suivre l'évolution des spectres γ et donc de l'alimentation des états intermédiaires, des spins d'entrée et des sections efficaces de capture radiative devrait nous permettre d'approfondir la compréhension des effets en jeu. Rappelons que la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ est une réaction très importante dans le processus de nucléosynthèse stellaire pour laquelle il est d'un très grand intérêt de comprendre et d'estimer avec grande précision les sections efficaces en jeu. Il a d'ailleurs été montré l'importance que peuvent avoir les transitions vers des états intermédiaires lors de l'étude de la réaction de capture radiative $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)$ (le 0_2^+ à 6,05 MeV [104]) et leurs conséquences sur les modèles astrophysiques.

Lorsque la voie de capture radiative pour les systèmes $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ sera bien comprise sur une grande plage d'énergie et que les effets structuraux versus statistiques seront bien maîtrisés, une campagne d'expériences visant d'autres systèmes pourrait alors démarrer. Ainsi, des résonances proche de B_C ont par exemple été observées pour le système $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ dans la voie de diffusion élastique [105], ces bandes discutées en termes moléculaires pourraient alimenter favorablement les états de la bande superdéformée dans ^{36}Ar qui sont également interprétés en termes de clusters. Il en est de même pour le ^{40}Ca où des bandes résonnantes sont prédites et où les états connus de la bande superdéformée sont discutés en termes structures $^{12}\text{C}-^{28}\text{Si}$ dans le cadre du modèle AMD [106].

Comme nous l'avons vu le phénomène de formation d'états clusters est prédit par de nombreux modèles dans des noyaux p et sd. Cependant contrairement aux noyaux p, ce phénomène émerge à plus haute énergie d'excitation dans les noyaux sd. Les états clusters coexistent alors avec de nombreux états de structure différentes et leurs propriétés ont tendance à se mélanger, les rendant plus difficile à mettre en évidence. La capture radiative est à notre avis une des meilleures sondes pour mettre en évidence de tels phénomènes.

Table des figures

1.1	Energie d'excitation versus énergie de liaison ($A \leq 20$)	4
1.2	Diagramme d'Ikeda	4
1.3	Schémas de niveaux expérimental et théorique de ^{24}Mg	8
1.4	Schémas de niveaux expérimental et théorique de ^{28}Si	9
1.5	Différences d'énergies entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales	10
1.6	Bandes d'états moléculaires de ^{24}Mg de type $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ calculées par la méthode de la coordonnée génératrice [32]	12
1.7	Bandes d'états clusters de $^{28}\text{Si}^*$ calculées par le modèle AMD [5]	13
1.8	Sections efficaces de différentes voies de réaction dans les systèmes (a) $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ [38] et (b) $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ [39].	15
1.9	Systématique de spins des bandes de break-up des réactions $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}^{12}\text{C})\alpha$ et $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{12}\text{C}^{16}\text{O})\alpha$	16
1.10	Section efficace de fusion $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	18
1.11	Section efficace de fusion $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$	19
1.12	Distance entre les 2 noyaux de ^{12}C en fonction du temps au cours de la collision.	22
1.13	Distance entre le noyau de ^{12}C et de ^{16}O en fonction du temps au cours de la collision.	22
1.14	Distance entre les 2 noyaux de ^{12}C en fonctions du temps à $E_{\text{cm}}=6,8$ MeV.	23
1.15	Distance entre les noyaux de ^{12}C et de ^{16}O en fonctions du temps à $E_{\text{cm}}=8.8$ MeV.	23
1.16	Temps de vie dinucléaire en fonction du moment angulaire moyen de la collision à différentes énergies dans le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	25
1.17	Temps de vie dinucléaire en fonction du moment angulaire moyen de la collision à différentes énergies dans le système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$	25
1.18	(a) Spectre γ de la réaction $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$ à $E_{\text{Lab}}=16,28$ MeV. (b) Fonction d'excitation de la réaction $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$ vers les quatre premiers états de ^{24}Mg [65].	26
1.19	(a) Spectre γ de la réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \gamma)^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{Lab}}=21,5$ MeV. (b) Fonction d'excitation de la réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \gamma)^{28}\text{Si}$ vers les deux premiers états de ^{28}Si [65].	27
1.20	(a) Spectre γ obtenu après sélection partielle du noyau de recul à $E_{\text{Lab}}=20$ MeV (γ_0 est la capture vers le fondamental), (b) fonction d'excitation de la réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \gamma_{\text{prolate}})^{28}\text{Si}$	28
1.21	Spectre γ obtenu avec Gammasphere en coïncidence avec $E_\gamma=1369$ MeV et pour $\sum E_\gamma > 19$ MeV.	28

2.1	Schéma de désexcitation du noyau composé dans les réactions $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$	32
2.2	Vue schématique de Isac [72]	34
2.3	Système de cible solide conçu pour nos expériences.	35
2.4	Vue schématique d'un événement à l'entrée du spectromètre	36
2.5	A gauche, vue schématique d'un module BGO et de son photomultiplicateur associé. A droite, schéma de l'ensemble des 30 modules. [72]	37
2.6	Vue schématique de DRAGON [70].	38
2.7	Fente de sélection en masse.	39
2.8	Photographie du détecteur à silicium DSSSD placé dans la plan focal de DRAGON [79].	41
2.9	Diagramme électronique de l'acquisition de DRAGON (détecteur γ et DSSSD) [71]. ADC : Convertisseur analogique numérique, AMP : Amplificateur ; DISC : Discriminateur ; MEM : Memoire ; TDC : convertisseur temps numérique.	42
2.10	Simulation de la formation par capture radiative de 10 noyaux excités de ^{24}Mg et de leurs γ associés.	44
2.11	Efficacité simulée de l'ensemble BGO.	46
2.12	Section efficacité d'absorption dans les BGO.	47
2.13	Spectre γ simulé.	47
2.14	Spectre simulé avant (noir) et après correction Doppler (rouge) pour le schéma de décroissance indiqué dans la figure 2.13.	49
2.15	Spectre simulé avant (noir) et après convolution par la formule de résolution (rouge) pour le schéma de décroissance indiqué dans la figure 2.13.	49
2.16	(a) : Largeur à mi-hauteur du pic élargi ; (b) : Décalage en énergie du pic élargi.	50
2.17	Numérotation des détecteurs.	52
2.18	Répartition des γ dans les BGO pour une distribution uniforme.	52
2.19	Distributions angulaires après simulation de 15000 événements suivant le type de transition électromagnétique indiqué sous chaque figure.	54
2.20	Comparaison des spectres obtenus pour le schéma de décroissance indiqué à gauche sans (en noir) et avec sélection du noyau de recul (en rouge).	55
2.21	Acceptance du noyau de recul au plan focal de DRAGON en fonction du réglage en énergie des éléments optiques.	56
2.22	Distributions angulaires des γ en coïncidence avec le noyau de recul pour les réglages en énergie des éléments optiques indiqués sous les figures.	57
3.1	Spectre de temps de vol à $E_{\text{cm}}=6$ MeV.	59
3.2	Spectre en énergie des noyaux de recul sans (traits pointillés) ou avec (trait plein) fenêtre sur le temps de vol à $E_{\text{cm}}=6$ MeV.	60
3.3	Spectre de temps de vol à $E_{\text{cm}}=8$ MeV.	60
3.4	Spectre en énergie des noyaux de recul sans (traits pointillés) ou avec (trait plein) fenêtre sur le temps de vol à $E_{\text{cm}}=8$ MeV.	61
3.5	Spectre en énergie des noyaux de recul versus énergie du γ de plus grande énergie détecté dans l'ensemble BGO à $E_{\text{cm}}=8$ MeV.	61
3.6	Spectre γ total pris en coïncidence avec les noyaux de recul aux différentes énergies expérimentales spécifiées sous les figures.	63

3.7	Spectres E_0 - E_1	64
3.8	Spectres de seconde plus grande énergie E_1 en coïncidence avec les noyaux de recul à 6 et 6,8 MeV.	64
3.9	Spectres des γ de plus grande énergie en coïncidence avec les noyaux de recul aux énergies expérimentales spécifiées sous les figures.	66
3.10	Distributions angulaires pour $8 \text{ MeV} < E_\gamma < 15 \text{ MeV}$ à $E_{\text{cm}} = 6 \text{ MeV}$ et 6,4 MeV.	67
3.11	Distributions angulaires pour les E_γ compris entre 10 et 15 MeV.	68
3.12	Schéma illustrant le principe général des décroissances simulées.	69
3.13	Distribution des états de ^{24}Mg inclus dans la simulation et spectre γ de plus grande énergie que l'on obtient par décroissance E2.	71
3.14	Comparaison entre les spectres γ de plus grande énergie pris en coïncidence avec les reculs et les simulations incluant un scénario de décroissance E2.	72
3.15	Comparaison des $\Gamma_\gamma(E)$ pour différents types de transitions électromagnétiques en fonction de l'énergie γ pour le ^{24}Mg	74
3.16	Comparaison entre les spectre γ de plus grande énergie pris en coïncidence avec les noyaux de reculs et les spectres simulés pour des spins d'entrée 0^+ et 2^+ suivi d'une décroissance statistique.	74
3.17	Comparaison entre les spectres γ de plus grande énergie pris en coïncidence avec les noyaux de recul et les spectres simulés pour des spins d'entrée 2^+ et 4^+ suivis d'une décroissance statistique.	75
3.18	Comparaison entre les spectres γ de plus grande énergie et des scenarii clusters.	76
3.19	Comparaison entre les spectre γ de plus grande énergie pris en coïncidence avec les noyaux de reculs et les spectres simulés pour une distribution de spin suivi d'une décroissance statistique.	77
4.1	Spectre γ direct. Les γ caractéristiques provenant des noyaux de ^{24}Mg (rouge) et de ^{27}Al (bleu) sont indiqués sur la figure en MeV.	82
4.2	Nombre de coups par charge en fonction de la charge accumulée pour les différents runs à $E_{\text{cm}} = 8,5 \text{ MeV}$. Ces points sont ajustés par une droite $\alpha Q_{\text{int}} + b$	83
4.3	Spectres de la source γ avant et après calibrage.	86
4.4	Spectre DSSSD de la source à 3α	88
4.5	Spectre de temps de vol à $E_{\text{cm}} = 8,5 \text{ MeV}$, la fenêtre utilisée lors de l'analyse en coïncidence est indiquée par les lignes rouges.	88
4.6	Energie des noyaux de recul versus énergie des γ de plus grande énergie détecté dans l'ensemble BGO. Les coupures effectuées sont indiquées par les lignes rouges.	89
4.7	Spectre γ en coïncidence avec les noyaux de recul à $E_{\text{cm}} = 8,5 \text{ MeV}$. Les γ provenant d'une contamination par le ^{24}Mg sont indiqués en rouge, ceux provenant de ^{27}Al en bleu.	90
4.8	Ajustement des spectres DSSSD. En haut, spectre en énergie des noyaux de recul sans que la condition de coïncidence avec les γ soit requise ; en bas lorsqu'une coïncidence avec les γ est demandée.	92

4.9	En noir, spectre γ en coïncidence avec les noyaux de recul à $E_{\text{cm}} = 8,5$ MeV ; en bleu, contribution attribuée aux coïncidences fortuites ; en rouge spectre final après soustraction des fortuites.	93
4.10	Comparaison des spectres γ total E_{tot} (a) et des spectres de plus grande énergie E_0 (b) aux trois énergies mesurées expérimentalement en coïncidence avec les noyaux de recul	94
4.11	Multiplicité moyenne en fonction de l'énergie à $E_{\text{cm}} = 8,5$ (bleu) ; 8,8 (vert) et 9 MeV (rouge).	95
4.12	Spectres γ totaux de différentes multiplicités pris en coïncidence avec les noyaux de recul	96
4.13	Spectres γ de plus grande énergie (E_0) versus γ de seconde plus grande énergie (E_1) en coïncidence avec les reculs aux énergies expérimentales indiquées sous les figures.	97
4.14	Spectre γ de seconde plus grande énergie (E_1) avec fenêtre sur E_0 autour de 16 MeV à $E_{\text{cm}} = 9$ MeV.	98
4.15	Spectres gamma de plus grande énergie en coïncidence avec les reculs à $E_{\text{cm}} = 8,5$ MeV (bleu) ; ce même spectre lorsque des γ de 1,8 MeV sont mesurés en coïncidences (rouge) et quand aucun γ de 1,8 MeV n'est détecté en coïncidence (noir).	98
4.16	Distributions angulaires expérimentales pour $11 \text{ MeV} < E_\gamma < 17 \text{ MeV}$ aux énergies expérimentales indiquées sous les figures.	99
4.17	Spectre γ de plus grande énergie pris en coïncidence avec les noyaux de recul pour différents réglages optiques à $E_{\text{cm}} = 8,5$ et 9 MeV.	100
4.18	Distributions angulaires γ expérimentales obtenues en coïncidence avec les reculs sélectionnés avec les décalages des réglages optiques indiquées sous les figures.	101
4.19	Spectres expérimentaux de plus grande énergie comparés au scénario de décroissance envisagé par Sandorfi et Collins.	103
4.20	Spectres expérimentaux de plus grande énergie en coïncidence avec les reculs (noir) comparés aux simulations numériques (GEANT 3) pour un scénario de décroissance purement statistique (bleu).	104
4.21	Simulations de scénarii à spin unique ou à spin favorisé par rapport au données enregistrées à $E_{\text{cm}} = 8,5$ MeV.	105
4.22	Simulation de scénarii à spin unique ou à spin favorisé par rapport aux données enregistrées à $E_{\text{cm}} = 8,8$ MeV.	107
4.23	Simulation de scénarii à spin unique ou à spin favorisé par rapport au données enregistrées à $E_{\text{cm}} = 9$ MeV.	108
4.24	Comparaison entre les données expérimentales à $E_{\text{cm}} = 9$ MeV et un scénario impliquant un état cluster 6^+ à l'entrée.	109
5.1	Plan schématique du futur ensemble d'accélération Spiral2 [95].	114
5.2	Différentes géométries envisagées pour PARIS.	115
5.3	Plan CATIA de la demi-sphère gauche de la géométrie 222-226 comportant de droite à gauche les couronnes 6 à 10.	117
5.4	Vue schématique d'un télescope LaBr_3 ($2'' \times 2'' \times 2''$) + CsI ($2'' \times 2'' \times 6''$) couplé à un photomultiplicateur et emballé dans une feuille de carbone. . .	118

5.5	Dessin CATIA de la géométrie 222-226 après encapsulement complet et ajout de la structure métallique pour supporter les détecteurs.	118
5.6	Plan d'un détecteur CsI évasé.	119
5.7	Dessin CATIA d'une demi-sphère de la géométrie 222-évasée.	119
5.8	Dessin CATIA de l'ensemble des 200 détecteurs de la géométrie 224-226.	120
5.9	Efficacité d'absorption.	121
5.10	Efficacité photopic dans le matériau LaBr_3 obtenue par simulation.	122
5.11	Efficacité photopic dans la matière CsI obtenue dans les simulations.	123
5.12	Efficacité photopic dans la totalité du multi-détecteur obtenue par simulation.	124
5.13	Courbe expérimentale de résolution pour un cristal de LaBr_3 $2'' \times 2''$	125
5.14	Comparaison des spectres que l'on obtient dans les couches de LaBr_3 , CsI et BGO pour 100000 événements simulés à 2 et 20 MeV.	126
5.15	Distribution du nombre de γ détectés lorsqu' au moins 1 γ est détecté pour $E_\gamma = 20$ et 50 MeV.	127
5.16	Nombre moyen de γ détecté quand au moins 1 γ interagit avec le matériau de CsI ou de LaBr_3	128
5.17	Distribution des angles θ entre les différents couples de détecteurs.	129
5.18	Proportion des événements qui ont donné lieu à la procédure d'ADDBACK (N_{AB}/evts) en fonction de θ	130
5.19	Nombre de détecteurs LaBr_3 (bleu) et CsI (rouge) sommés dans l'ADDBACK présenté en fonction de l'angle limite θ en (a) et (b) et en fonction de l'énergie en (c) et (d) pour différents angles limites.	131
5.20	Efficacité photopic en fonction de θ l'angle limite d'ADDBACK.	132
5.21	Distributions angulaires après simulation de 100000 événements de 0,5 MeV suivant les transitions notées sous les figures.	133
5.22	Nombre de γ déposant toute leur énergie dans des détecteurs LaBr_3 ou CsI en fonction de la multiplicité.	134
5.23	Nombre de γ déposant toute leur énergie dans un détecteur divisé par le nombre de γ émis, en fonction de la multiplicité et des 3 géométries indiquées.	135
5.24	Nombre de γ ayant déposés une partie de leur énergie dans des détecteurs LaBr_3 ou CsI, en fonction de la multiplicité.	136
5.25	Spectre obtenu dans PARIS pour une décroissance de capture radiative.	137

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques (énergie, largeur et spin) des résonances $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ proches de $B_C \sim 6$ MeV [40,41] et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ proches de $B_C \sim 7,8$ MeV [42,43]. . . .	15
1.2	Paramètres de l'ajustement de la section efficace de fusion pour le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	17
1.3	Sections efficaces de fusion déduites de l'ajustement par la formule de Glas et Mosel [50] pour le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	18
1.4	Contribution des différentes ondes partielles l dans la section efficace de fusion $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	19
1.5	Paramètres de l'ajustement de la section efficace de fusion $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ par la formule de Glas et Mosel.	19
1.6	Sections efficaces de fusion déduites de l'ajustement par la formule de Glas et Mosel [50].	19
1.7	Contribution des différentes ondes l dans la section efficace de fusion du système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, le poids de chaque onde est donné en %.	20
1.8	$\langle l \rangle_{\text{lim}}$ permettant la fusion aux énergies expérimentales étudiées dans le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	22
1.9	$\langle l \rangle_{\text{lim}}$ permettant la fusion aux énergies expérimentales étudiées dans le système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$	23
2.1	Paramètres énergétiques des faisceaux (^{12}C , ^{16}O) et des noyaux composés (^{24}Mg , ^{28}Si) lors des expériences réalisées à Triumf	31
2.2	Sections efficaces de fusion et de capture radiative connues avant nos expériences.	33
2.3	Proportion des noyaux provenant de la capture radiative par rapport aux noyaux de fusion-évaporation et par rapport au nombre de noyaux du faisceau.	33
2.4	Performances globales de l'ensemble ISAC+DRAGON+BGO	34
2.5	Caractéristiques des dipôles magnétiques de DRAGON.	39
2.6	Caractéristiques des dipôles électriques de DRAGON.	40
2.7	Distributions angulaires et comparaison aux simulations ($X = \cos(\theta)$).	53
3.1	Recouvrement entre les énergies sondées expérimentalement dans le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ et les résonances de capture radiative répertoriées dans la littérature.	62
3.2	Forces des transitions électromagnétiques tirées de l'article de revue de P.M. Endt [86].	73
3.3	Sections efficaces (en μb) de capture radiative pour différentes régions d'énergies d'excitation de ^{24}Mg	78

4.1	Epaisseurs ϵ des cibles avant irradiation par le faisceau.	82
4.2	Epaisseurs des cibles à la fin des différentes prises de données.	83
4.3	Energies du faisceau en MeV en début, milieu et fin de cible pour $\epsilon = \epsilon_{\max}$	84
4.4	Energies des résonances dans le laboratoire	84
4.5	Décalages maximums des réglages optiques aux 3 énergies sondées.	85
4.6	Poids des runs et réglage optique moyen $\langle \Delta E / E \rangle$	85
4.7	Liste des γ utilisés pour le calibrage.	86
4.8	Largeurs de pics caractéristiques mesurées expérimentalement comparées à ces mêmes valeurs lorsque le facteur de convolution utilisé dans les simulations est $k = 0,205$	87
4.9	Energies des α de la source de calibrage.	87
4.10	Caractéristiques des pics mesurés dans le DSSSD.	90
4.11	Pourcentage du pic de ^{28}Si donnant lieu à des coïncidences fortuites éliminées par les méthodes (1) et (2).	93
4.12	Force des transitions électromagnétiques pour les noyaux dans la région de masse autour de ^{28}Si	104
4.13	Sections efficaces de capture radiative de la réaction $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$	110
5.1	Caractéristiques des 10 couronnes de l'architecture de base.	117
5.2	Caractéristiques des différentes géométries étudiées.	118
5.3	Caractéristiques des différents scintillateurs discutés dans cette thèse.	125
5.4	Distributions angulaires et comparaison aux simulations ($X = \cos(\theta)$).	132
5.5	Liste des états de ^{24}Mg inclus dans les calculs.	155
5.6	Liste des états de ^{28}Si inclus dans les calculs.	156

Bibliographie

- [1] L.R. Halfstad, E. Teller, Phys. Rev. Lett. **54** (1938) 681.
- [2] M. Freer, Rep. Prog. Phys. **70** (2007) 2149.
- [3] K. Ikeda, N. Takigawa, H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. (1968)(suppl.) 464.
- [4] Y. Kanada-En'yo, Phys. Rev. **C71** (2005) 014303.
- [5] Y. Kanada-En'yo, M. Kimura, H.Horiuchi, Nucl. Phys. **A738** (2004) 3.
- [6] Y. Kanada-En'yo, M. Kimura, Phys. Rev. **C72** (2005) 064322.
- [7] B. A. Brown, W. A. Richter, Phys. Rev. **C74**(2006) 034315 et références incluses.
- [8] F.D. Becchetti et al., Nucl. Phys. **A344** (1980) 336.
- [9] A. Cunsolo et al., Phys. Rev. **C21** (1980) 2345.
- [10] T. Sakuda, S.Ohkubo, Phys. Rev. **C49** (1994) 149.
- [11] R.B. Firestone, Nuclear Data Sheets **108** (2007) 2319.
- [12] P.M. Endt, Nucl. Phys. **A521** (1990) 1 et P.M. Endt, Nucl. Phys. **A633** (1998) 1.
- [13] <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2>.
- [14] R.W. Ollerhead, J.A. Kuehner, R.J.A. Levesque, E.W. Blackmore, Can. J. Phys. **46** (1968) 1381.
- [15] D. Branford, A. C. McGough, I. F. Wright, Nucl. Phys. **A241** (1975) 349.
- [16] I. Wiedenhover et al., Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 142502 et I. Wiedenhover et al., Nucl.Phys. **A682** (2001) 22c.
- [17] D. Branford, L.E. Carlson, F.C.P. Huang, N.Gardner, T.R. Ophel, I.F. Wright, Aust. J. Phys. **29** (1976) 139.
- [18] D. Branford, N. Gardner et I. F. Wright, Phys. Lett. **B36** (1971) 456.
- [19] E. K. Warburton, C. J. Lister, D. E. Alburger, J. W. Olness, Phys. Rev. **C23** (1981) 1242.
- [20] F. Glatz et al., Z. Phys. **A303** (1981) 239.
- [21] F. Glatz, P. Betz, J. Siefert, F. Heideniger, H. Ropke, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 1559.
- [22] R.K. Sheline, S. Kubono, K. Morita, M.H. Tanaka, Phys. Lett. **B119** (1982) 263.
- [23] M. Bouhelal, F. Haas, E. Caurier, F. Nowacki, A. Bouldjedri, Eur. J. Phys. **A** (2009).
- [24] M. Bouhelal, F. Haas, E. Caurier, F. Nowacki, A. Bouldjedri, Acta Phys. Pol. **B40** (2009) 639.
- [25] M. Bouhelal,Thèse (2009), Universités de Strasbourg et de Tébessa (Algérie).

- [26] S. Cohen, D. Kurath, Nucl. Phys. **73** (1965) 1.
- [27] E.K. Warburton, B.A. Brown, Phys. Rev. **C46** (1992) 923.
- [28] F. Nowacki, A. Poves, Phys. Rev. **C79** (2009) 014310.
- [29] E. Caurier, F. Nowacki, Acta Phys. Pol. **B30** (1999) 705.
- [30] E. Caurier, G. Martinez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves, A.P. Zuker, Rev. Mod. Phys. **77** (2005) 427.
- [31] D. Baye, P. Descouvemont, Nucl. Phys. **A419** (1984) 397.
- [32] P. Descouvemont, D. Baye, Phys. Lett. **169B** (1986) 143.
- [33] J. Cseh, G. Levai, W. Scheid, Phys. Rev. **C48** (1993) 1724.
- [34] D. Baye, Nucl. Phys. **A272** (1976) 445.
- [35] D. Baye, P.-H. Heenen, Nucl. Phys. **A283** (1977) 176.
- [36] S. Ohkubo, K. Yamashita, Phys. Lett. **B578** (2004) 304.
- [37] J. Cseh, Phys. Rev. **C50** (1994) 2240.
- [38] E. Almqvist, D.A. Bromley, J.A. Kuehner, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 515.
- [39] E.C. Schloemer et al., Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 881.
- [40] E. F. Aguilera et al., Phys. Rev. **C73** (2006) 064601.
- [41] K. A. Erb et al., Phys. Rev. **C22** (1980) 507.
- [42] B. Cujec, C.A. Barnes, Nucl. Phys. **A266** (1976) 461.
- [43] P.R. Christensen, Z.E. Switkovski, R.A. Dayras., Nucl. Phys. **A280** (1977) 189.
- [44] A.S. Umar, M.R. Strayer, Phys. Lett. **B171** (1986) 353.
- [45] M. Freer et al., Phys. Rev. **C57** (1998) 1277.
- [46] C.J. Metelko et al., Phys. Rev. **C68** (2003) 054321.
- [47] C.J. Metelko et al., J. Phys.(London) **G29** (2003) 697.
- [48] T. Spillane et al., Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 122501.
- [49] L. J. Satkowiak, P. A. DeYoung, J. J. Kolata, M. A. Xapsos, Phys. Rev. **C26** (1982) 2027.
- [50] D. Glas, U. Mosel, Nucl. Phys. **A237** (1975) 429.
- [51] D. G. Kovar et al., Phys. Rev. **C20** (1979) 1305.
- [52] P. Sperr et al., Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 321.
- [53] R.L. Parks, S.T. Thornton, L.C. Dennis, K.R. Cordell, Nucl. Phys. **A348** (1980) 350.
- [54] D.M. Brink, Semiclassical methods in nucleus-nucleus scattering, Cambridge University Press, 1985.
- [55] D.G. Kovar et al., Phys. Rev. **C20** (1979) 1305.
- [56] Y. Eyal, M. Beckerman, R. Chechik, Z. Fraenkel, H. Stocker, Phys. Rev. **C13** (1976) 1527.
- [57] N. Rowley, communication privée (2009).
- [58] K.-H. Kim, T. Otsuka, P. Bonche, J. Phys. **G23** (1997) 1267.
- [59] D. R. Hartree, Proc. Cambridge Philos. Soc. **24** (1928) 89.

- [60] V. A. Fock, Z. Phys. **61** (1930) 126.
- [61] C. Simenel, B. Avez, D. Lacroix, cours de "l'Ecole International Joliot-Curie", Maubuisson, Septembre 2007.
- [62] C. Golabek, C. Simenel, Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 042701.
- [63] F. Haas, Y. Abe, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 1667.
- [64] W. Feldman, D.W. Heikkinen, Nucl. Phys. **A133** (1969) 177.
- [65] A.M. Sandorfi, Treatise on Heavy Ion Science, Vol.2, Sec. III, Ed. Allan Bromley, p.52 (1984).
- [66] A.M. Sandorfi, J.R. Calarco, R.E. Ret, H.A. Schwettman, Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 1615.
- [67] A.M. Nathan, A.M. Sandorfi, T.J. Bowles, Phys. Rev. **C24** (1981) 932.
- [68] M.T. Collins, A.M. Sandorfi, D.H. Hoffmann, M.K. Salomaa, Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 1553.
- [69] D.G. Jenkins et al., Phys. Rev. **C71** (2005) 041301(R).
- [70] S. Engel et al., Nucl. Instrum. Methods **A553** (2005) 491.
- [71] D.A. Hutcheon et al., Nucl. Instrum. Methods **A498** (2003) 190.
- [72] Page web du groupe DRAGON : <http://DRAGON.triumf.ca/home.html>.
- [73] R.E. Laxdal, Nucl. Instrum. Methods **B204** (2003) 400.
- [74] K. Jayamanna et al., Rev. Sci. Instrum. **79** (2008) 02C711.
- [75] Thèse de Dario Gigliotti, Université de Colombie Britannique (Vancouver), Groupe DRAGON-TRIUMF, Décembre 2004.
- [76] K. Shima et al., At. Data and Nucl. Data Tables **51** (1992) 174.
- [77] E. O'Connor, Rapport de Stage, Université de Colombie Britannique (Vancouver), Groupe DRAGON-TRIUMF, Août 2006.
- [78] W. Mittig, cours de "l'Ecole International Joliot-Curie", Maubuisson, Septembre 1994.
- [79] Thèse de Chris Wrede, Université de Colombie Britannique (Vancouver), Groupe DRAGON-TRIUMF, Juin 2003.
- [80] Page web de Root au Cern : <http://root.cern.ch>.
- [81] Page web de GEANT3 au Cern : <https://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>
- [82] Rapport de Stage de Joshua Slater, Université de Colombie Britannique (Vancouver), Groupe DRAGON-TRIUMF, Mai 2004.
- [83] <http://physics.nist.gov/cgi-bin/Xcom>.
- [84] H.J. Rose, D.M. Brink, Rev. Mod. Phys. **39** (1967) 306.
- [85] E.K. Warburton, J. Weneser, dans "Isospin in Nuclear Physics", Ed. D.H. Wilkinson, p.173 (1969).
- [86] P.M. Endt, Atomic Data and Nuclear Data Tables **55** (1993) 171.
- [87] DG. Jenkins et al., Phys.Rev. **C 76** (2007) 044310.
- [88] D. Lebhertz et al., Int. J. of Mod. Phys. **E 17** (2008) 2044.

- [89] J. Cseh, G. Levai, *Ann. Phys.(N.Y.)* **230**, 165(1994).
- [90] J. Cseh, J. Darai, G. Levai, communication privée.
- [91] S Courtin et al., *J. Phys. G* **111** (2008) 012005.
- [92] S. Courtin et al., *AIP* **1098** (2009) 187.
- [93] D. Lebhertz et al., *AIP* **1090** (2009) 593.
- [94] D. Lebhertz et al., *AIP*, NSD09 Conference Proceeding (2009).
- [95] Pages web de Spiral2 au Ganil :
<http://www.ganil-spiral2.eu/research/developments/spiral2>
<http://pro.ganil-spiral2.eu> .
- [96] Page web de PARIS : <http://paris.ifj.edu.pl>.
- [97] Technical Proposal for the SPIRAL2 instrumentation.
- [98] Page web de la collaboration AGATA : <http://www-w2k.gsi.de/agata/overview.htm>
- [99] BrillanCeTM Scintillators Performance Summary, Saint Gobain Crystals homepage
<http://www.detectors.saint-gobain.com>.
- [100] R. Nicolini et al., *Nucl. Instr. Methods A* **582** (2007) 554.
- [101] GEANT4 detector description and simulation tool, CERN, Geneva,Switzerland, 1993 <http://www.cern.ch/geant4>.
- [102] www.cern.ch/gdml.
- [103] M. Ciemala et al., *Nucl. Instr. Methods A* (2009) sous presse.
- [104] C. Matei et al., *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 242503.
- [105] A. Lepine-Szily et al., *J. Phys. Conf. Ser.* **111** (2008) 012037.
- [106] Y. Kanada-En'yo, M. Kimura, *Phys. Rev. C* **72** (2005) 064322.

Annexe : Les niveaux de ^{24}Mg et de ^{28}Si inclus dans les calculs

Niveau	E*(keV)	J $^{\pi}$	isospin	K $^{\pi}$	Niveau	E*(keV)	J $^{\pi}$	isospin	K
0	0	0 ⁺	0	0 ⁺	25	9516,28	4 ⁺	1	4 ⁺
1	1368,672	2 ⁺	0	0 ⁺	26	9527,8	6 ⁺	0	2 ⁺
2	4122,889	4 ⁺	0	0 ⁺	27	9532,48	2 ⁻	0	-
3	4238,24	2 ⁺	0	2 ⁺	28	9828,11	1 ⁺	0-1	-
4	5235,12	3 ⁺	0	2 ⁺	29	9967,19	1 ⁺	1	-
5	6010,84	4 ⁺	0	2 ⁺	30	10027,97	5 ⁻	0	0 ⁻
6	6432,30	0 ⁺	0	0 ₂ ⁺	31	10058,54	2 ⁺	1	-
7	7349,00	2 ⁺	0	-	32	10110,9	0 ⁺	0	-
8	7555,04	1 ⁻	0	0 ⁻	33	10333,29	3 ⁻	0	-
9	7616,47	3 ⁻	0	3 ⁻	34	10360,51	2 ⁺	0	-
10	7747,51	1 ⁺	0	-	35	10576,02	5 ⁺	0	4 ⁺
11	7812,35	5 ⁺	0	2 ⁺	36	10581,31	3 ⁺	0	-
12	8114,2	6 ⁺	0	0 ⁺	37	10659,58	1 ⁻	0	-
13	8357,98	3 ⁻	0	3 ⁻	38	10660,03	4 ⁺	0	-
14	8437,31	1 ⁻	0	-	39	10711,74	1 ⁺	1	-
15	8439,36	4 ⁺	0	4 ⁺	40	10730,79	2 ⁺	0	-
16	8654,53	2 ⁺	0	0 ₂ ⁺	41	10820,7	3 ⁺	0	-
17	8864,29	2 ⁻	0	-	42	11010,5	5 ⁺	1	-
18	9003,34	2 ⁺	0	-	43	11128	5 ⁻	0	-
19	9145,99	1 ⁻	0	-	44	11208,4	2 ⁺	0-1	-
20	9284,22	2 ⁺	0	-	45	11216,79	4 ⁺	0	-
21	9299,77	4 ⁻	0	3 ⁻	46	11293,2	3 ⁻	0	-
22	9301,15	4 ⁺	0	-	47	11314,4	3 ⁺	0	-
23	9305,39	0 ⁺	0	-	48	11596,0	3 ⁻	0	3 ⁻
24	9457,81	3 ⁺	0	-	49	11862	8 ⁺	0	-

TAB. 5.5 – Liste des états de ^{24}Mg inclus dans les calculs.

Niveau	E*(keV)	J^π	isospin	K	Niveau	E*(keV)	J^π	isospin	K
0	0	0^+	0	0^+	35	10376,2	3^+	1	-
1	1779,03	2^+	0	0^+	36	10418,2	5^+	0	-
2	4617,86	4^+	0	0^+	37	10514,1	2^+	0	-
3	4979,92	0^+	0	-	38	10541	3^-	0	-
4	6276,2	3^+	0	-	39	10596,2	1^+	0-1	-
5	6690,74	0^+	0	0_3^+	40	10668	3^+	0	-
6	6878,79	3^-	0	3^-	41	10668,3	4^+	0	-
7	6887,65	4^+	0	-	42	10724,7	1^+	0-1	-
8	7380,59	2^+	0	0_3^+	43	10778	4^+	0	-
9	7416,26	2^+	0	0_3^+	44	10805,5	2^+	0	-
10	7799,01	3^+	0	-	45	10883,5	2^+	1	-
11	7933,45	2^+	0	-	46	10900,4	1^+	1	-
12	8258,74	2^+	0	-	47	10915,7	3^-	0	-
13	8328,38	1^+	0	-	48	10944	4^+	0	-
14	8413,33	4^-	0	3^-	49	10952,8	2^+	0	-
15	8543,56	6^+	0	0^+	50	10994	1^+	0	-
16	8588,71	3^+	0	-	51	11078,5	3^-	0	-
17	8904,8	1^-	0	-	52	11100	6^+	0	-
18	8945,2	5^+	0	-	53	11142	2^+	0	-
19	8953,3	0^+	0	-	54	11195,2	4^+	0	-
20	9164,68	4^+	0	0_3^+	55	11265	2^+	0	-
21	9315,92	3^+	1	-	56	11331,9	6^+	0	-
22	9381,55	2^+	1	-	57	11432,6	2^+	1	-
23	9417,17	4^+	0	-	58	11434,5	4^-	0	-
24	9479,49	2^+	0	-	59	11446	1^+	1	-
25	9496,04	1^+	0	-	60	11510,4	6^+	0	0_3^+
26	9702,34	5^-	0	5^-	61	11572,4	4^+	1	-
27	9764,52	3^-	0	-	62	11576,6	6^-	0	5^-
28	9795,95	2^+	0	-	63	11778,5	5^+	1	-
29	9929,2	1^-	0	-	64	11933,5	5^+	0	-
30	10181,6	3^-	0	-	65	12152	6^+	0	-
31	10189,6	5^-	0	3^-	66	12174,3	5^+	0	-
32	10209	3^+	0	-	67	12204	6^-	0	3^-
33	10272,3	0^+	1	-	68	12994	7^+	0	-
34	10310,9	4^+	0	-	69	25256	0^+	0	-

 TAB. 5.6 – Liste des états de ^{28}Si inclus dans les calculs.