



**UNIVERSITÉ DE STRASBOURG**  
**U.F.R. de Physique et Ingénierie**  
**ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET CHIMIE**  
**PHYSIQUE**

**T H È S E**

Présentée par

**M. Alain GOASDUFF**

soutenue le

**19 Septembre 2012**

en vue de l'obtention du

**DOCTORAT de l'Université de Strasbourg**

Spécialité : Constituants élémentaires

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

**États intrus dans les noyaux de la couche  $sd$  :**  
**de  $1p-1t$  à  $np-nt$  dans les isotopes de Si**

**MEMBRES du JURY :**

Mme. Anne LEFEBVRE-SCHUHL	Directeur de Recherche	CSNSM	( <i>Rapporteur</i> )
M. Gilles DE FRANCE	Directeur de Recherche	GANIL	( <i>Rapporteur</i> )
M. Benoit GALL	Professeur	IPHC Strasbourg	
M. Dave HUTCHEON	Research Scientist Emeritus	TRIUMF	
Mme. Sandrine COURTIN	Maître de Conférences	IPHC Strasbourg	( <i>Directeur de thèse</i> )





**UNIVERSITÉ DE STRASBOURG**  
**U.F.R. de Physique et Ingénierie**  
**ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET CHIMIE**  
**PHYSIQUE**

**T H È S E**

Présentée par

**M. Alain GOASDUFF**

soutenue le

**19 Septembre 2012**

en vue de l'obtention du

**DOCTORAT de l'Université de Strasbourg**

Spécialité : Constituants élémentaires

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

**États intrus dans les noyaux de la couche  $sd$  :  
de  $1p-1t$  à  $np-nt$  dans les isotopes de Si**

**MEMBRES du JURY :**

Mme. Anne LEFEBVRE-SCHUHL	Directeur de Recherche	CSNSM	( <i>Rapporteur</i> )
M. Gilles DE FRANCE	Directeur de Recherche	GANIL	( <i>Rapporteur</i> )
M. Benoit GALL	Professeur	IPHC	
M. Dave HUTCHEON	Research Scientist Emeritus	TRIUMF	
Mme. Sandrine COURTIN	Maître de Conférences	IPHC	( <i>Directeur de thèse</i> )



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Les états intrus dans les noyaux de la couche <i>sd</i></b>	<b>3</b>
2.1	Modèle en couches	4
2.1.1	Techniques de calculs du modèle en couches	6
2.1.1.1	Représentation fonction d'onde	6
2.1.1.2	Représentation nombre d'occupation	7
2.1.1.3	Découpage de l'espace	7
2.1.1.4	Interaction	9
2.1.1.5	Calcul des valeurs propres de $H$	10
2.1.1.6	Codes de modèle en couches	11
2.1.1.7	Propriétés électromagnétiques	11
2.1.1.8	Fonction de structure	14
2.2	Noyaux de la couche <i>sd</i>	15
2.2.1	États dits <i>normaux</i>	15
2.2.2	États intrus	16
2.2.2.1	États déformés	16
2.2.2.2	États de parité négative	17
2.3	Description unifiée des états de parité positive et négative	18
2.4	Clusters et molécules dans les noyaux	19
2.4.1	Agrégats légers : $\alpha$	20
2.4.2	Agrégats "lourds"	21
2.4.3	Molécules nucléaires	22
2.5	Description unifiée des états de type cluster et champ moyen	24
2.6	Conclusion	27
<b>3</b>	<b>États intrus autour de <math>N = 20</math> dans les isotopes de Si</b>	<b>29</b>
3.1	Résultats précédents et prédictions du modèle en couches	30
3.1.1	États connus dans $^{32}\text{Si}$	31
3.1.2	États connus dans $^{33}\text{Si}$	32
3.1.3	États connus dans $^{34}\text{Si}$	34
3.2	Expérience de mesure de durées de vie dans les isotopes autour de $Z = 16$ et $N = 20$	34
3.3	Méthodologie de mesure des temps de vie	36
3.3.1	Excitation coulombienne	37
3.3.2	Effet Doppler	39
3.3.2.1	Atténuation de l'effet Doppler	40
3.3.2.2	Variation de la distance de vol du noyau de recul	41
3.4	Préparation de l'expérience	44
3.4.1	Mesure des taux de comptage	44
3.4.2	Interprétation et optimisation de l'expérience	45

3.4.3	Choix des distances entre la cible et le ralentisseur . . . . .	49
3.5	Dispositif expérimental utilisé . . . . .	50
3.5.1	Faisceau . . . . .	50
3.5.2	Plunger . . . . .	51
3.5.3	Multi-détecteur $\gamma$ . . . . .	52
3.5.3.1	Segmentation des détecteurs . . . . .	52
3.5.3.2	Reconstruction du parcours du photon . . . . .	53
3.5.3.3	Relecture et traitement des données . . . . .	54
3.5.3.4	Correction de l'effet Doppler . . . . .	55
3.5.4	Spectromètre magnétique PRISMA . . . . .	57
3.5.4.1	MCP . . . . .	58
3.5.4.2	MWPPAC . . . . .	60
3.5.4.3	Chambre d'ionisation . . . . .	61
3.5.5	Identification des fragments . . . . .	61
3.5.5.1	Reconstruction des trajectoires des ions . . . . .	62
3.5.5.2	Identification en numéro atomique Z . . . . .	65
3.5.5.3	Identification de l'état de charge q . . . . .	66
3.5.5.4	Identification en masse A . . . . .	68
3.6	Résultats et interprétations . . . . .	71
3.6.1	Populations des différents isotopes . . . . .	71
3.6.2	Chaleur de réaction . . . . .	72
3.6.2.1	Réduction du bruit de fond . . . . .	73
3.6.2.2	Effet sur l'alimentation provenant des états plus hauts en énergie . . . . .	74
3.6.3	Mesures de temps de vie . . . . .	74
3.6.3.1	Temps de vie dans $^{35}\text{S}$ . . . . .	76
3.6.3.2	Temps de vie dans $^{36}\text{S}$ . . . . .	78
3.6.3.3	Temps de vie dans $^{32}\text{Si}$ . . . . .	80
3.6.3.4	Temps de vie dans $^{33}\text{Si}$ . . . . .	81
3.6.3.5	Temps de vie dans $^{34}\text{Si}$ . . . . .	83
3.7	Conclusion . . . . .	84
<b>4</b>	<b>Vers des états moléculaires ?</b>	<b>87</b>
4.1	Résonances et apparition de structures en agrégats . . . . .	91
4.1.1	Résonances quasi-moléculaires . . . . .	92
4.1.2	Résonances géantes . . . . .	93
4.1.2.1	Résonance géante dipolaire . . . . .	94
4.1.2.2	Résonance géante quadripolaire . . . . .	96
4.1.3	Points importants . . . . .	96
4.2	Dispositif expérimental utilisé . . . . .	97
4.2.1	Faisceau . . . . .	97
4.2.2	Chambre à réaction . . . . .	98
4.2.2.1	Cibles . . . . .	99
4.2.2.2	Épaississement des cibles de $^{12}\text{C}$ . . . . .	99
4.2.3	Le multi-détecteur $\gamma$ . . . . .	103

4.2.3.1	Caractéristiques de l'ensemble de détection $\gamma$ . . . . .	103
4.2.3.2	Étalonnage des cristaux . . . . .	104
4.2.3.3	Évolution à haute énergie des caractéristiques des cristaux . . . . .	106
4.2.4	Spectromètre DRAGON . . . . .	106
4.2.4.1	Éléments optiques du spectromètre . . . . .	106
4.2.4.2	Acceptance des noyaux de recul . . . . .	109
4.2.5	Détecteur de noyaux de recul . . . . .	111
4.3	Construction des spectres $\gamma$ de capture radiative . . . . .	113
4.3.1	Coïncidence BGO - détecteur au plan focal de DRAGON . . . . .	113
4.3.2	Sélection des événements de capture radiative . . . . .	113
4.4	Simulations numériques . . . . .	115
4.4.1	Hypothèses sur la voie d'entrée . . . . .	118
4.4.1.1	Distribution de spins dans la voie d'entrée . . . . .	119
4.4.1.2	Spin unique . . . . .	121
4.4.1.3	Spin unique superposé à un fond statistique . . . . .	123
4.4.2	Hypothèses sur la décroissance de la résonance . . . . .	126
4.4.2.1	États situés sous le premier seuil particule . . . . .	126
4.4.2.2	États de déformation particulière : la bande <i>prolate</i> . . . . .	128
4.4.2.3	États $T = 1$ . . . . .	129
4.4.3	Distribution angulaire . . . . .	134
4.5	Réévaluation des sections efficaces de capture radiative . . . . .	136
4.6	Discussions . . . . .	139
4.6.1	Importance des états $T = 1$ . . . . .	139
4.6.2	Comparaison avec le système voisin : $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . . . . .	140
4.6.3	Comparaison avec les résultats obtenus dans $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ au dessus de la barrière de Coulomb . . . . .	141
4.7	Conclusion . . . . .	144
<b>5</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>147</b>
	<b>Annexes</b> . . . . .	<b>148</b>
<b>A</b>	<b>Règles de sélection des transitions électromagnétiques</b> . . . . .	<b>149</b>
A.1	Règles de sélection liées au spin et à la parité . . . . .	149
A.2	Effets de l'isospin sur les transitions électromagnétiques . . . . .	150
<b>B</b>	<b>Largeurs de Weisskopf</b> . . . . .	<b>151</b>
B.1	Modèle de Weisskopf . . . . .	151
B.2	Utilisation des largeurs de Weisskopf . . . . .	151
<b>C</b>	<b>Distributions angulaires</b> . . . . .	<b>153</b>
C.1	Transition $j_1 \rightarrow j_2$ . . . . .	153
C.2	Transition $j_1 \rightarrow j_2 \rightarrow j_3$ . . . . .	154
<b>D</b>	<b>États du <math>^{28}\text{Si}</math> inclus dans les simulations</b> . . . . .	<b>157</b>

<b>Bibliographie</b>	<b>159</b>
<b>Tables des figures</b>	<b>167</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>177</b>
<b>Remerciements</b>	<b>179</b>

# Introduction

---

Les noyaux de la couche  $sd$  ayant un nombre de protons ( $Z$ ) et un nombre de neutrons ( $N$ ) compris entre 8 et 20, ont des propriétés à basse énergie qui peuvent généralement être reproduites par une approche de type modèle en couches. Dans cette approche, il est possible de décrire les observables telles que les énergies d'excitation, les spins et parités des états en ne considérant que les nucléons situés dans la couche  $sd$ , sans excitation particule-trou ( $p-t$ ) entre des couches majeures du modèle. Cependant, lorsque l'énergie d'excitation augmente et/ou lorsque l'on s'éloigne de la vallée de stabilité, il se peut que la description des propriétés des noyaux résulte d'excitations plus complexes.

À l'ordre le plus bas, les premières caractéristiques à apparaître, rencontrées également dans la vallée de stabilité, sont les états de parité négative. Ces états ne peuvent être reproduits dans le modèle classique, ils supposent l'excitation d'un nombre impair de nucléons entre deux couches majeures. Pour décrire ces états, une interaction appelée PSDPF, a spécialement été développée à l'IPHC de Strasbourg. Cette interaction permet d'obtenir une bonne description générale des états de parité négative des noyaux de la couche  $sd$  et de leurs durées de vie.

Lorsqu'on s'éloigne de la vallée de stabilité, en particulier lors de l'ajout de neutrons au noyau, de nouvelles excitations  $p-t$  peuvent émerger à basse énergie. Dans la région  $Z \sim 12$ , lorsque l'on approche  $N = 20$ , il se peut que l'énergie d'excitation du premier état excité ne puisse plus être reproduite par l'approche modèle en couches à  $0\hbar\omega$ . Des calculs récents ont ainsi montré que pour reproduire ces premiers états excités, au moins une excitation  $2p-2t$  ( $2\hbar\omega$ ) est nécessaire.

À haute énergie, des structures impliquant des excitations  $np-nt$  peuvent apparaître. En raison de limitations techniques, ces états ne peuvent plus être décrits par l'approche de type modèle en couches. Ces structures ne font plus intervenir un ensemble de nucléons indépendants se déplaçant dans un champ moyen. Au contraire, les nucléons forment des sous-structures, des agrégats, à l'intérieur même des noyaux. Pour reproduire de telles structures, la dimension des espaces dans des calculs de type modèle en couches devient trop importante, car il faudrait inclure des excitations  $4p-4t$  ou  $8p-8t$ . C'est pourquoi pour de telles structures une approche plus phénoménologique est souvent adoptée.

Ce manuscrit est consacré à l'étude des états intrus dans certains noyaux de la couche  $sd$  et plus précisément dans les isotopes de Si. Le premier chapitre est dédié aux modèles théoriques de structure nucléaire en particulier le modèle en couches et les modèles en agrégats. Nous rappelons dans ce chapitre les différents outils théoriques que nous avons utilisés au cours de ce travail et ceux sur lesquels reposent les interprétations théoriques.

Dans un deuxième chapitre nous présenterons l'étude des états normaux et ceux de faibles excitations  $p-t$  dans les isotopes riches en neutrons de la couche  $sd$ . Nous présenterons dans un premier temps les résultats obtenus par la collaboration entre l'IPHC et l'Université de West of Scotland lors d'une expérience, réalisée en 2003 avec le dispositif PRISMA+CLARA du Laboratoire

National de Legnaro (LNL, Italie), qui a permis d'établir et/ou de compléter la spectroscopie des noyaux autour de  $Z \sim 16$  et  $N \sim 20$ . Nous comparerons les données expérimentales obtenues dans cette expérience à nos calculs de type modèle en couches utilisant l'interaction  $1\hbar\omega$  PSDPF. Dans un second temps, nous présenterons le dispositif expérimental utilisé dans notre expérience afin de mesurer les temps de vie des états observés dans l'expérience précédente grâce à la méthode du décalage Doppler. La dernière partie de ce chapitre est consacrée aux résultats obtenus dans les noyaux riches en neutrons près de  $N = 20$ ,  $^{35,36}\text{S}$  et en particulier les isotopes de silicium  $^{32,33}\text{Si}$ .

Le troisième et dernier chapitre de ce manuscrit sera consacré aux excitations multiples ( $np-nt$ ) de type moléculaire  $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$  dans le  $^{28}\text{Si}$ , à haute énergie d'excitation, au dessus de 20 MeV. Pour étudier ces excitations, nous avons utilisé la réaction de capture radiative résonnante  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  sous la barrière de Coulomb, pour laquelle nous avons mesuré pour la première fois la totalité du flux de décroissance vers les états liés et quasi-liés du  $^{28}\text{Si}$ . Nous montrerons comment cette mesure a pu être réalisée grâce à l'utilisation du spectromètre à  $0^\circ$  DRAGON (Triumf, Vancouver). En fin de chapitre, nous présenterons les résultats de cette expérience ainsi que leurs interprétations. Ces résultats seront mis en perspective dans le cadre d'une campagne d'expériences lors de laquelle d'autres mesures avaient été réalisées dans ce système à des énergies plus élevées ainsi que dans le système voisin  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ .



# Les états intrus dans les noyaux de la couche *sd*

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Modèle en couches</b> . . . . .	<b>4</b>
2.1.1	Techniques de calculs du modèle en couches . . . . .	6
<b>2.2</b>	<b>Noyaux de la couche <i>sd</i></b> . . . . .	<b>15</b>
2.2.1	États dits <i>normaux</i> . . . . .	15
2.2.2	États intrus . . . . .	16
<b>2.3</b>	<b>Description unifiée des états de parité positive et négative</b> . . . . .	<b>18</b>
<b>2.4</b>	<b>Clusters et molécules dans les noyaux</b> . . . . .	<b>19</b>
2.4.1	Agrégats légers : $\alpha$ . . . . .	20
2.4.2	Agrégats "lourds" . . . . .	21
2.4.3	Molécules nucléaires . . . . .	22
<b>2.5</b>	<b>Description unifiée des états de type cluster et champ moyen</b> . . . . .	<b>24</b>
<b>2.6</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>27</b>

La description microscopique du noyau a été et est toujours le sujet de nombreux travaux en physique théorique. Le développement des techniques de calcul numérique permet aujourd'hui d'obtenir des résultats quantitatifs à partir de calculs *ab initio*.

Le noyau reste cependant un système complexe et difficile à décrire pour deux raisons. La première est liée à l'interaction entre les nucléons. Bien que des informations aient pu être tirées des données expérimentales [1], l'expression analytique de l'interaction liant les noyaux n'est pas connue. L'interaction forte, responsable de la cohésion du noyau, est décrite au niveau de la chromodynamique quantique (QCD). Cependant, la description complète des noyaux à partir de la QCD reste aujourd'hui encore impossible. De plus aux basses énergies en jeu en physique nucléaire, le degré de liberté permettant de décrire la structure des noyaux ne correspond pas aux quarks et aux gluons, mais aux hadrons [2], qui sont donc eux-mêmes des systèmes N-corps, puisque composés de quarks et de gluons. Le noyau est par conséquent un système de  $A$  particules complexes interagissantes. Il n'y a, *a priori*, aucune raison de croire que ce système soit entièrement décrit par une force à deux corps. Au contraire il implique forcément des forces à plusieurs corps. Néanmoins si l'importance de ces forces est décroissante en fonction du nombre de particules impliquées, il peut être suffisant de ne considérer que les forces à deux voire trois corps.

Plusieurs méthodes ont été mises au point pour traiter exactement le problème à  $A$  nucléons dans le cadre d'interactions réalistes. Cependant toutes sont limitées aux noyaux légers à cause des dimensions des matrices à traiter. Les avantages et inconvénients des différentes méthodes sont

directement liés au choix des bases dans lesquelles les calculs sont réalisés. Une base d'oscillateur harmonique, utilisée dans l'approche de type modèle en couches que nous décrirons, simplifie les calculs des éléments de matrice avec les interactions de portée finie.

Dans ce chapitre, nous présentons les différents modèles théoriques qui seront utilisés dans les chapitres suivants. Par souci de cohérence nous présentons principalement les techniques de calculs et les différents outils utilisés. Les résultats obtenus seront présentés directement lors de la comparaison avec les données expérimentales. Dans un premier temps nous présenterons le modèle en couches et une interaction nous permettant de calculer des états 0 et  $1\hbar\omega$  dans les noyaux de la couche *sd*. Dans une seconde partie nous donnerons un aperçu des récents développements de l'approche de dynamique moléculaire antisymétrisée.

## 2.1 Modèle en couches

Dès 1934, Elsasser [3] est parti d'une analogie avec le modèle en couches électronique pour introduire les bases du modèle à particules indépendantes. Cependant le manque de données expérimentales ne permettait pas de valider l'explication de Elsasser. Ce n'est que grâce à l'observation des rapports isotopiques, des énergies de liaison ou des valeurs du spin et du moment magnétique des états fondamentaux à travers l'ensemble des noyaux que put être mise en évidence l'existence de nombres particuliers de nucléons pour lesquels les noyaux présentent une stabilité accrue. Ces nombres spécifiques, 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 sont appelés nombres magiques. Les modèles macroscopiques utilisés à ce moment et en particulier le modèle de la goutte liquide ne permettent pas de reproduire ces propriétés des noyaux. Dans ce modèle, les noyaux sont décrits comme des gouttes liquides formées de matière nucléaire incompressible. A l'intérieur des noyaux, les nucléons interagissent fortement. Par exemple, le modèle de Bohr du noyau composé suppose qu'au cours d'une réaction, l'énergie des nucléons incidents est totalement dissipée au travers des collisions avec les nucléons du noyau.

Le modèle introduit par Elsasser permettait d'expliquer qualitativement l'existence de nombres particuliers de nucléons. Mais c'est en 1949 que parallèlement Goepfert-Mayer [4] d'un côté et Haxel, Jensen et Suess [5] de l'autre réussirent à obtenir un modèle théorique décrivant le concept de nucléons indépendants. Le modèle à particules indépendantes, à l'origine du modèle en couches, repose sur l'hypothèse qu'en première approximation tous les nucléons (protons et neutrons) sont en mouvement indépendant dans un potentiel représentant l'interaction moyenne d'un nucléon avec les autres nucléons du noyau. Différents potentiels peuvent être utilisés, du puits carré ou l'oscillateur harmonique à des fonctionnelles plus complexes comme le potentiel de type Woods-Saxon. La Fig. 2.1 montre qu'il est possible en considérant un potentiel  $U(r)$  de type oscillateur harmonique de reproduire les premiers nombres magiques (2, 8, 20).

$$U(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2 \quad (2.1)$$

En ajoutant à ce potentiel un terme tenant compte des corrections de surface,  $D\vec{l}^2$ , une première levée de dégénérescence en  $l$  des solutions de l'oscillateur harmonique est obtenue. Cependant celle-ci n'est pas suffisante pour permettre de reproduire l'ensemble des nombres magiques. Pour reproduire ces nombres magiques, un terme fort de couplage spin-orbite,  $C\vec{l} \cdot \vec{s}$ , doit être introduit.

À l'exception des couches de moment orbital nul, les ondes s, la levée de dégénérescence due à ce terme conduit à deux sous orbitales de moment angulaire total  $j = l + 1/2$  et  $j = l - 1/2$ .

$$U(r) = \frac{1}{2}\hbar\omega r^2 + D\vec{l}^2 + C\vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.2)$$

en remplaçant  $r$  par une grandeur sans dimensions dans l'équation 2.1 :  $r \rightarrow \left(\frac{m\omega}{\hbar}\right)^{1/2} r_s$ .

D'après le principe d'exclusion de Pauli chaque sous-orbitale peut contenir au-plus  $2j + 1$  nucléons identiques. Sur la Fig. 2.1, nous avons indiqué le nombre de nucléons que peut contenir chaque sous-orbitale ainsi que le nombre total de nucléons. L'utilisation d'un potentiel sphérique (cf. Eq. 2.2) incluant les différents termes mentionnés permet de reproduire la séquence des nombres magiques comme le montre la Fig. 2.1.

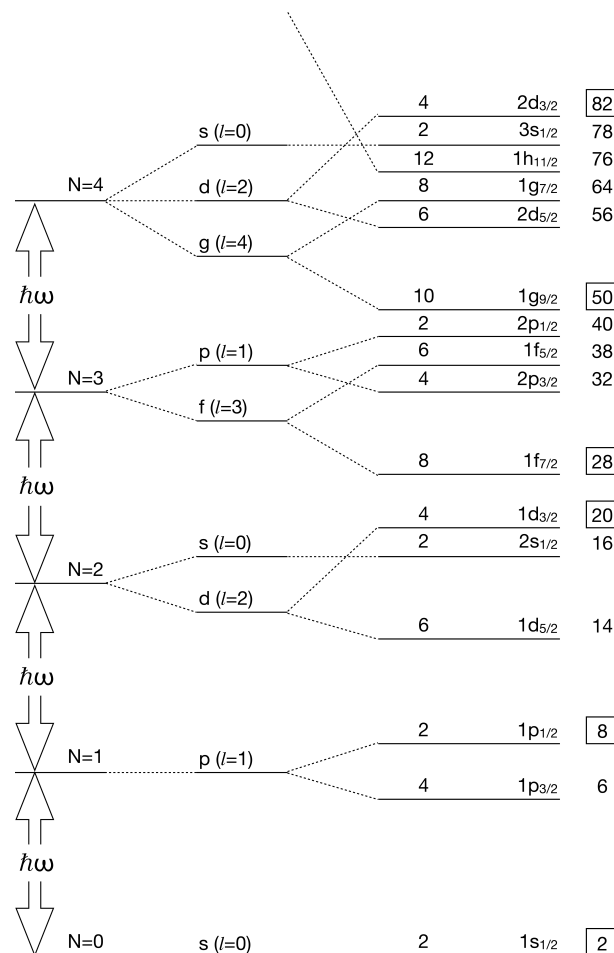


FIGURE 2.1: Séquence des orbites du modèle en couches. En partant d'un potentiel de type oscillateur harmonique une première levée de dégénérescence peut être obtenue en ajoutant au potentiel un terme reproduisant les effets de surface. La séquence des nombres magiques est reproduite en ajoutant aux deux termes précédents un terme de spin-orbite.

### 2.1.1 Techniques de calculs du modèle en couches

L'avantage du modèle en couches est de pouvoir donner une description théorique des propriétés spectroscopiques des états de basse énergie pour un grand nombre de noyaux. Les limitations de ce modèle proviennent de l'espace modèle dans lequel les calculs sont réalisés, qui peut être trop petit pour décrire l'ensemble des propriétés des états. Dans cette section nous verrons que tout calcul de type modèle en couches repose sur trois ingrédients :

- la définition d'un espace modèle appelé espace de valence,
- la dérivation d'une interaction compatible avec l'espace modèle
- un code de calcul pour construire et diagonaliser les hamiltoniens.

#### 2.1.1.1 Représentation fonction d'onde

Le modèle en couches repose donc sur l'hypothèse qu'en première approximation les nucléons sont indépendants. Le hamiltonien qui permet de décrire un tel système pour  $A$  nucléons indépendants en mouvement est de la forme

$$H = \sum_k T(k) + \sum_{k<l} V(k,l) \quad (2.3)$$

où  $T(k)$  est le terme d'énergie cinétique et  $V(k,l)$  l'interaction nucléon-nucléon. En introduisant dans cette équation le champ moyen  $U(k)$  décrit précédemment, nous pouvons réécrire :

$$H = \sum_k (T(k) + U(k)) + \left( \sum_{k<l} V(k,l) - U(k) \right) = H^{(0)} + H^{(1)} \quad (2.4)$$

où  $H^{(0)}$  représente le hamiltonien auto-cohérent qui donnera une base de fonctions d'onde non perturbées,  $H^{(1)}$  correspond aux interactions résiduelles. Les nucléons étant indépendants, les fonctions d'onde propres de ce hamiltonien correspondent au produit des fonctions d'onde des différents nucléons  $\phi_{a_k}(\mathbf{r}(k))$  :

$$\Phi_{a_1 a_2 \dots a_A}(1, 2, \dots, A) = \prod_{k=1}^A \phi_{a_k}(\mathbf{r}(k)) \quad (2.5)$$

Cependant, tous les protons (neutrons) sont indiscernables, l'équation 2.5 doit donc prendre compte de ce fait. Les nucléons étant des fermions, cette fonction d'onde doit être antisymétrique à cause du principe d'exclusion de Pauli. En simplifiant le problème au cas à deux particules, la fonction d'onde totale antisymétrisée s'écrit :

$$\Phi_{ab}(1, 2) = \sqrt{\frac{1}{2}} [\phi_a(\mathbf{r}(1))\phi_b(\mathbf{r}(2)) - \phi_a(\mathbf{r}(2))\phi_b(\mathbf{r}(1))] \quad (2.6)$$

Ce qui est équivalent au déterminant de Slater suivant.

$$\Phi_{ab}(1, 2) = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{vmatrix} \phi_a(\mathbf{r}(1)) & \phi_a(\mathbf{r}(2)) \\ \phi_b(\mathbf{r}(1)) & \phi_b(\mathbf{r}(2)) \end{vmatrix} \quad (2.7)$$

Ce formalisme peut être généralisé à la fonction d'onde de  $A$  nucléons ce qui conduit au déterminant de Slater :

$$\Phi_{a_1 a_2 \dots a_A}(1, 2, \dots, A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{vmatrix} \phi_{a_1}(\mathbf{r}(1)) & \phi_{a_1}(\mathbf{r}(2)) & \dots & \phi_{a_1}(\mathbf{r}(A)) \\ \phi_{a_2}(\mathbf{r}(1)) & \phi_{a_2}(\mathbf{r}(2)) & \dots & \phi_{a_2}(\mathbf{r}(A)) \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \phi_{a_A}(\mathbf{r}(1)) & \phi_{a_A}(\mathbf{r}(2)) & \dots & \phi_{a_A}(\mathbf{r}(A)) \end{vmatrix} \quad (2.8)$$

### 2.1.1.2 Représentation nombre d'occupation

L'introduction de la seconde quantification permet de simplifier grandement ce déterminant. En effet les propriétés algébriques d'anti-commutation des opérateurs de création et annihilation de fermions et les propriétés d'antisymétrie des fonctions d'onde sont liées. Dans ce formalisme la fonction d'onde à une particule,  $\phi_{a_k}(\mathbf{r}(k))$  devient :

$$|\alpha_i\rangle = a_{\alpha_i}^\dagger |0\rangle \quad (2.9)$$

où l'opérateur de création  $a^\dagger$  va créer une particule sur l'état du vide  $|0\rangle$  et  $|\alpha_i\rangle$  représente l'ensemble des nombres quantiques nécessaires pour décrire la particule :  $|nljm\rangle$  dans la base de l'oscillateur harmonique par exemple. En appliquant  $A$  fois l'opérateur de création sur le vide, il est possible d'obtenir une fonction d'onde à  $A$  corps :

$$a_{\alpha_A}^\dagger a_{\alpha_{A-1}}^\dagger \dots a_{\alpha_2}^\dagger a_{\alpha_1}^\dagger |0\rangle = |\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_{A-1} \alpha_A\rangle \quad (2.10)$$

La fonction d'onde de l'état est donnée dans cette représentation par le nombre de nucléons d'un fluide (proton ou neutron) dans une orbitale :

$$N_\alpha = a_\alpha^\dagger a_\alpha. \quad (2.11)$$

Les états d'un noyau ne sont en général pas décrits par une seule configuration mais par un mélange de configurations. Ce mélange conduit à des taux d'occupation non entiers calculés en faisant une moyenne pondérée des occupations des différentes configurations. Nous verrons dans la suite un exemple de configuration du  $^{28}\text{Si}$  pour l'état fondamental (cf Fig. 2.2) et pour un état  $1^-$  (cf Fig. 2.6b).

### 2.1.1.3 Découpage de l'espace

L'équation de Schrödinger,  $H\Psi = E\Psi$ , est en pratique réalisée dans un espace de dimension infinie. Dans l'approche de type modèle en couches, l'espace de Hilbert est divisé en trois parties :

- un **coeur inerte** qui comprend toutes les orbites qui sont toujours pleines dans les calculs. Le coeur est composé de  $N_c$  neutrons et  $Z_c$  protons. Lorsque qu'on étudie un noyau  $X(Z, N)$ , il faut donc considérer  $z_v = Z - Z_c$  protons de valence et  $n_v = N - N_c$  neutrons de valence.
- **l'espace de valence** correspondant à l'ensemble des orbites accessibles aux nucléons de valence. Ces différentes orbites vont être partiellement occupées par les nucléons de valence.
- **l'espace externe**, avec l'ensemble des orbites qui seront par définition toujours vides dans les calculs.

Le choix de l'espace de valence est crucial. Selon les propriétés à décrire dans les spectres des noyaux celui-ci doit être plus ou moins étendu. Par conséquent, un espace peut donner une bonne description de certains états ou de certaines propriétés mais pas d'autres. Les espaces souvent utilisés pour les noyaux légers se limitent à la couche dans laquelle se situent les derniers nucléons. Ceci peut être justifié par le fait que pour les états de basses énergies, la majeure partie des fonctions d'onde correspond à des excitations de nucléons dans des orbitales proches du niveau de Fermi. Pour les noyaux de la couche  $p$ , *i.e.*  $2 \leq Z, N \leq 8$ , il est possible pour décrire les propriétés des états fondamentaux et de certains états excités de ne considérer que les orbitales  $1p_{3/2}$  et  $1p_{1/2}$ . De même pour les noyaux de la couche  $sd$ , sur lesquels nous reviendrons plus longuement par la suite, l'espace de valence usuel est constitué des orbitales de la couche  $sd$  :  $1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}$ . La Fig. 2.2, montre le découpage de l'espace usuel dans les calculs de type modèle en couches pour les noyaux de la couche  $sd$ .

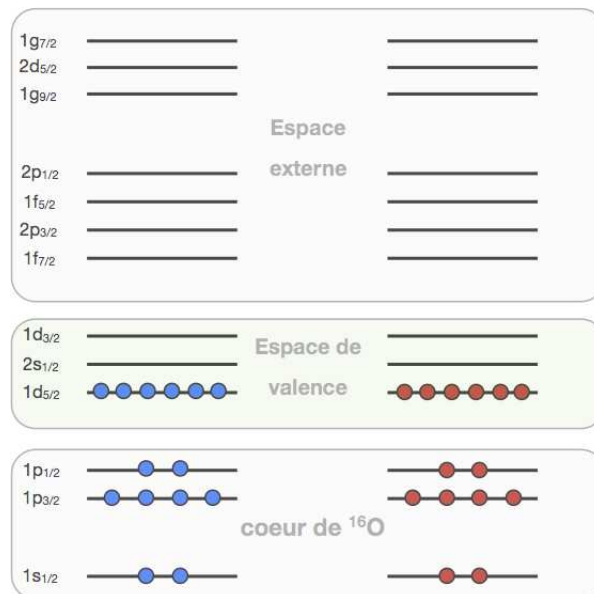


FIGURE 2.2: Découpage de l'espace tel qu'utilisé dans l'interaction USD [6]. La configuration présentée ici est une des configurations possibles de l'état fondamental de  $^{28}\text{Si}$ .

Notons qu'une autre approche du modèle en couches repose sur la suppression du coeur inerte. Cette approche appelée *ab initio no-core shell model* (NCSM) [7] repose sur un espace de valence incluant l'ensemble des états de la base de l'oscillateur harmonique jusqu'à une excitation  $n\hbar\omega$ . Un des problèmes majeurs de cette approche est la convergence des résultats avec la taille de l'espace de valence, déterminée par  $n$ . Pour cette raison, le NCSM est principalement utilisé pour les noyaux légers, en particulier ceux de la couche  $p$  où il est possible d'atteindre des  $n \geq 8$ . Des excitations  $n = 14$  dans le  $^6\text{Li}$ ,  $n = 10$  dans le  $^{10}\text{C}$  ont par exemple pu être atteintes.

Pendant la taille des matrices augmente très rapidement dans cette approche, pour les noyaux de la couche  $sd$  nous utiliserons donc des espaces de valence situés au-dessus d'un coeur inerte. De manière générale, pour les noyaux jusqu'à  $A \approx 60$ , restreindre l'espace de valence à la dernière couche occupée permet d'avoir une bonne description des états fondamentaux et de certains états excités [8]. Ces espaces de valence où seule une couche majeure est accessible à un

fluide (proton ou neutron) est appelé  $0\hbar\omega$ . La restriction de l'espace de Hilbert à un espace de valence réduit est inévitable et entraîne l'emploi d'interactions et d'opérateurs effectifs, ainsi l'équation de Schrödinger devient dans l'espace de valence :

$$H\Psi = E\Psi \rightarrow \mathcal{H}_{eff}\Psi_{eff} = E\Psi_{eff}. \quad (2.12)$$

Il est également nécessaire d'introduire des opérateurs effectifs afin de prendre en compte la réduction de l'espace :

$$\langle \Psi | O | \Psi \rangle = \langle \Psi_{eff} | O_{eff} | \Psi_{eff} \rangle. \quad (2.13)$$

#### 2.1.1.4 Interaction

À cause de la forte répulsion à courte portée, l'interaction nucléon-nucléon ne peut pas être utilisée directement pour les calculs de type modèle en couches. Ces calculs reposent donc sur la définition d'une interaction effective qui est fortement liée à l'espace de valence utilisé. Il existe deux types d'interactions effectives : les interactions effectives réalistes et les interactions effectives phénoménologiques que nous allons à présent détailler.

##### Interaction effective réaliste

La première possibilité est l'utilisation d'interactions effectives réalistes. Ces interactions sont directement calculées à partir de potentiels permettant de reproduire les déphasages provenant des données de diffusion nucléon-nucléon entre 0 et 300 MeV, comme CD-Bonn [9] ou Argonne. Différentes interactions de ce type existent et peuvent être utilisées pour décrire les propriétés des noyaux, citons par exemple la matrice G renormalisée de Kuo-Brown [10] ou les interactions de type  $V_{low k}$  où les parties à haute et basse énergies sont découplées pour permettre de reproduire les observables à basse énergie [2]. Néanmoins, ce type d'interaction ne reproduit pas les fermetures de couches. De plus les prédictions sur la structure des noyaux se dégradent au fur et à mesure que le nombre de particules ou de trous augmente [11].

##### Interaction effective phénoménologique

La seconde approche consiste à choisir un hamiltonien de départ comme la matrice G renormalisée et à considérer les énergies individuelles et les éléments de matrice à deux corps comme des paramètres à ajuster directement sur les données expérimentales. Cette seconde approche permet de reproduire la structure des noyaux dans une région de masse bien déterminée. Bien évidemment pour pouvoir ajuster les éléments de matrice à deux corps, il est nécessaire de disposer d'un grand nombre de données expérimentales, par définition supérieur au nombre de paramètres à ajuster. L'exemple le plus connu, sur lequel nous reviendrons par la suite est l'interaction USD (Universal SD interaction) [6] qui permet de décrire avec une bonne précision les états de parité positive des noyaux de la couche *sd*. Il est important de noter qu'après l'ajustement, les éléments de matrice à deux corps peuvent être très différents de ceux obtenus dans l'approche réaliste [11].

##### Structure du hamiltonien

L'Eq. 2.4, où le hamiltonien nucléaire à A corps est divisé en deux parties, une partie non perturbée ( $H^{(0)}$ ) et une partie résiduelle ( $H^{(1)}$ ), n'est pas la seule séparation possible de ce hamiltonien [8].

Pour mieux appréhender le problème, il a été montré par Dufour et Zuker [12] que toute interaction effective pouvait être séparée de la manière suivante :

$$H = H_m + H_M \quad (2.14)$$

où  $H_m$ , le hamiltonien monopolaire, est responsable des propriétés globales de saturation et de comportement sphérique des états à une particule. Par conséquent pour un noyau ayant un seul nucléon au-dessus d'un coeur fermé (CF) ou un trou dans le CF, nous avons la relation :

$$\langle CF \pm 1 | H | CF \pm 1 \rangle = \langle CF \pm 1 | H_m | CF \pm 1 \rangle. \quad (2.15)$$

La partie multipolaire du hamiltonien  $H_M$  représente les forces d'appariement, quadripolaire et les autres forces responsables du caractère collectif des états.

La construction d'une interaction effective requiert avant tout l'ajustement des termes monopolaires ( $H_m$ ), des modifications mineures peuvent ensuite être apportées aux termes multipolaires ( $H_M$ ) pour améliorer la description théorique du noyaux et ainsi obtenir une meilleure description des données expérimentales.

### 2.1.1.5 Calcul des valeurs propres de $H$

Les codes de modèle en couches développés à Strasbourg par E. Gaurier et F. Nowacki [8, 13] utilisent l'algorithme de Lanczos qui permet de diagonaliser des matrices géantes. Avec un algorithme classique, le temps nécessaire pour diagonaliser une matrice varie en  $N^3$ ,  $N$  étant l'ordre de la matrice. L'algorithme de Lanczos [11] permet quant à lui de calculer des valeurs propres sans avoir à diagonaliser la matrice complète [8], ce qui représente un net avantage au niveau du temps de calcul. Cette méthode repose sur la construction d'une base orthonormée dans laquelle le hamiltonien  $H$  sous forme matricielle est tridiagonal. En appliquant  $H$  à un vecteur normé (pivot)  $\Phi_1$ , choisi arbitrairement, on obtient une composante parallèle et une composante orthogonale à  $\Phi_1$  :

$$H|\Phi_1\rangle = E_{11}|\Phi_1\rangle + E_{12}|\Phi_2\rangle$$

avec  $E_{11} = \langle \Phi_1 | H | \Phi_1 \rangle$  et  $E_{12}|\Phi_2\rangle = H|\Phi_1\rangle - E_{11}|\Phi_1\rangle$ .

En faisant agir  $H$  sur  $\Phi_2$  on génère un troisième vecteur  $\Phi_3$  orthogonal aux deux premiers :

$$H|\Phi_2\rangle = E_{21}|\Phi_1\rangle + E_{22}|\Phi_2\rangle + E_{23}|\Phi_3\rangle.$$

L'orthogonalité impose que  $\langle \Phi_1 | \Phi_3 \rangle = \langle \Phi_2 | \Phi_3 \rangle = 0$ . De plus,  $H$  étant un opérateur hermitique  $E_{21} = E_{12}$ .

$$H|\Phi_n\rangle = E_{n,n-1}|\Phi_{n-1}\rangle + E_{nn}|\Phi_n\rangle + E_{n,n+1}|\Phi_{n+1}\rangle,$$

les relations précédentes restant vraies au rang  $n$  nous avons :

$$E_{n,n-1} = E_{n-1,n}, \quad \text{et} \quad E_{nn} = \langle \Phi_n | H | \Phi_n \rangle$$

$$E_{n,n+1}|\Phi_{n+1}\rangle = H|\Phi_n\rangle - E_{nn}|\Phi_n\rangle - E_{n,n-1}|\Phi_{n-1}\rangle$$



Nous avons donc bien construit une matrice tridiagonale, *i.e.*  $\langle I|H|J\rangle = \langle J|H|I\rangle = 0$  si  $|I - J| > 1$  :

$$\begin{pmatrix} E_{11} & E_{12} & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ E_{21} & E_{22} & E_{23} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & E_{32} & E_{33} & E_{34} & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & E_{32} & E_{33} & E_{34} & \cdots & 0 \\ \vdots & & & \vdots & & & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & & \cdots & E_{nm-1} & E_{nn} \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

Le processus itératif se poursuit jusqu'à ce que les valeurs propres convergent.

### 2.1.1.6 Codes de modèle en couches

Les deux codes de modèle en couches développés à Strasbourg utilisent le même algorithme pour calculer les valeurs propres de  $H$ . Ces deux codes diffèrent cependant par la base utilisée pour laquelle il existe principalement deux possibilités : le schéma- $m$  utilisé dans le code ANTOINE [13, 8] et les bases couplées  $J$  comme celle utilisée dans NATHAN [14, 8]. Le choix de la base dépend principalement des états et des propriétés que nous souhaitons calculer. Bien évidemment les résultats obtenus sont indépendants de la base choisie. Les avantages des deux bases sont présentés dans [11].

En schéma- $m$ , les matrices à diagonaliser sont de dimensions plus grandes que celles de la base couplée. Pour le  $^{28}\text{Si}$  par exemple, qui contient 12 nucléons dans l'espace de valence formé des couches  $p$ - $sd$  et  $pf$ , la dimension de l'état  $4^+$  est de 56937 en schéma- $m$  et de 15089 dans la base couplée. Cependant bien que les matrices soient beaucoup plus grandes dans le schéma- $m$ , le calcul des éléments de matrice est plus simple dans cette base que dans la base couplée.

### 2.1.1.7 Propriétés électromagnétiques

L'étude des transitions électromagnétiques fournit une grande partie des données expérimentales disponibles sur les noyaux. C'est en particulier la première source d'information sur les spins des états. D'un point de vue théorique, contrairement à l'interaction forte et à l'interaction faible, l'interaction électromagnétique est bien comprise. Il est donc possible à partir des fonctions d'onde des états de calculer les moments multipolaires des états et leurs probabilités de transition. Dans les paragraphes suivants, nous rappellerons brièvement quelques propriétés des opérateurs de transitions électromagnétiques dont nous aurons besoin dans la suite. Un photon, qu'il soit absorbé ou émis par le noyau, est caractérisé par son énergie, son moment angulaire et sa parité. Le moment angulaire,  $L$ , du photon détermine sa multipolarité. Ainsi à un photon de moment angulaire  $L$  correspond à une transition d'ordre  $2^L$  qui a une distribution bien déterminée (cf. Annexe C). Les lois de conservation de l'énergie, du moment angulaire et de la parité lors d'une transition électromagnétique imposent différentes règles de sélection bien connues qui sont rappelées en Annexe A.

Considérons à présent les opérateurs multipolaires décrivant les rayonnements électriques (EL) et magnétiques (ML). Il est possible de dériver l'expression des opérateurs de transition électromagnétique directement de l'expression du hamiltonien représentant l'interaction entre les densités de

charge et de courant du noyau et le champ électromagnétique [15]. L'expression finale des opérateurs est alors donnée par :

### Transition électrique

$$Q_{LM} = \sum_{j=1}^A e(j) r^L(j) Y_{LM}(\mathbf{r}(j)), \quad (2.17)$$

où  $e(j)$  est la charge du nucléon  $j$ . Pour des nucléons libres,  $e(j)$  vaut 0 pour les neutrons et  $e$  pour les protons.

### Transition magnétique

$$M_{LM} = \mu_N \sum_{j=1}^A \left[ \frac{2}{\lambda+1} g_l(j) \mathbf{l}(j) + g_s(j) \mathbf{s}(j) \right] \cdot \nabla_j [r^L(j) Y_{LM}(\mathbf{r}(j))], \quad (2.18)$$

avec  $\mu_N$ , le magnéton nucléaire qui vaut :

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2M_p c}, \quad (2.19)$$

et  $M_p$  la masse du proton.  $g_s(j)$  et  $g_l(j)$  sont respectivement les facteurs gyromagnétiques de spin et orbital du nucléon  $j$ . Pour des nucléons libres leurs valeurs sont :

- $g_s(j) = 5,586$ ,  $g_l(j) = 1$  pour un proton,
- $g_s(j) = -3,826$ ,  $g_l(j) = 0$  pour un neutron.

### Corrections dues au cœur inerte

Les opérateurs de transition électromagnétique donnés par les Eq. 2.17 et 2.18 correspondent à des sommes d'opérateurs à un corps qui décrivent l'interaction d'un nucléon indépendant avec le champ électromagnétique environnant. Ils ne tiennent donc pas compte des effets de l'interaction nucléon-nucléon. Nous avons également vu dans les sections précédentes que les fonctions d'onde des états ne sont pas calculées dans le cadre du modèle en couches dans l'espace complet. Pour remédier à ce problème il est possible d'introduire des opérateurs effectifs ou renormalisés.

Une solution possible consiste à séparer les degrés de liberté du centre de masse et les degrés de liberté intrinsèques. Il est important de noter qu'au cours de la désexcitation ou de l'excitation du noyau par émission ou absorption de  $\gamma$ , la conservation de la quantité de mouvement doit être respectée et implique un mouvement de recul du noyau avec une impulsion égale et opposée à celle du photon. Ce mouvement du noyau donne lieu à un courant supplémentaire qu'il convient de prendre en compte.

Prenons l'exemple des transitions dipolaires ( $L = 1$ ) électriques pour lesquelles cet effet est particulièrement important. En écrivant l'opérateur de transition électrique (cf Eq. 2.17) pour des transitions  $L = 1$  nous obtenons :

$$Q_{1M} = \sum_{j=1}^A e(j) r_j Y_{1M}(\mathbf{r}_j) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_{j=1}^A e(j) r_{1M}(j) \quad (2.20)$$

où dans la deuxième partie, l'harmonique sphérique  $Y_{1M}$  est écrite de façon explicite. En introduisant à présent dans l'Eq. 2.20 les coordonnées intrinsèques du système définies par rapport aux coordonnées du centre de masse il est possible [15] de réécrire l'opérateur  $E1$  :

$$Q_{1M} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[ \sum_{j=1}^Z e \frac{N}{A} r_M(j) - \sum_{j=Z+1}^A e \frac{Z}{A} r_M(j) \right]. \quad (2.21)$$

En comparant les Eq. 2.20 et 2.21, on remarque que pour que les deux égalités soient vraies il est nécessaire d'avoir

- $e(j) = \frac{N}{A}e$  pour les protons,
- $e(j) = -\frac{Z}{A}e$  pour les neutrons.

Pour les transitions électriques d'ordre supérieur ou les transitions magnétiques, l'écriture des corrections dues au centre de masse est plus difficile. Cette approche partant de l'opérateur lui-même peut également être remplacée par l'introduction de charges effectives. Les valeurs typiques utilisées pour les transitions E2 sont de  $1,5e$  pour les protons et  $0,5e$  pour les neutrons. Pour l'espace *sd*, Richter *et al.* [16] ont réalisé un ajustement des différentes charges effectives pour les transitions M1 et E2 afin de reproduire les moments et les probabilités de transition avec les interactions USDA et USDB [6]. Cet ajustement par la méthode des moindres carrés fournit les charges effectives utilisées dans nos calculs :

- protons :  $e(j) = 1,36 \pm 0,05e$ ,  $g_l(j) = 1,159 \pm 0,023$  et  $g_s(j) = 5,15 \pm 0,09$
- neutrons :  $e(j) = 0,45 \pm 0,05e$ ,  $g_l(j) = -0,09 \pm 0,26$  et  $g_s(j) = -3,55 \pm 0,10$ .

### Probabilité de transition électromagnétique

En utilisant les opérateurs définis dans les paragraphes précédents, nous pouvons à présent exprimer la probabilité  $P$  pour un noyau dans un état initial  $|J_i M_i\rangle$  d'émettre ou d'absorber un photon vers l'état  $|J_f M_f\rangle$  :

$$P(\sigma LM; J_i M_i \rightarrow J_f M_f) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{q^{2L+1}}{\hbar} \langle J_f M_f | O(\sigma LM) | J_i M_i \rangle^2, \quad (2.22)$$

où  $q$  est le nombre d'onde défini comme  $q = \frac{\omega}{c} = \frac{E_\gamma}{\hbar c}$ . En effectuant une moyenne sur l'ensemble des  $M_i$ , une somme sur les  $M_f$  et  $M$  il est possible [15] de définir une probabilité réduite de transition :

$$B(\sigma L; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \langle J_f || O(\sigma L) || J_i \rangle^2, \quad (2.23)$$

où l'élément de matrice avec les doubles barres représente l'élément de matrice réduit qui est indépendant de  $M$ . La probabilité réduite de transition s'exprime généralement en  $e^2 \text{fm}^{2L}$  pour les transitions électriques et  $\mu_N^2 \text{fm}^{2L-2}$  avec  $\mu_N$  défini par l'Eq. 2.19. Il est également possible à partir de cette probabilité réduite d'exprimer le temps de vie moyen ( $\tau$ ) théorique de l'état. Il est donné par la relation :

$$\tau(\sigma L; J_i \rightarrow J_f) = \frac{L[(2L+1)!!]^2}{8\pi(L+1)} \frac{\hbar}{q^{2L+1}} \frac{1}{B(\sigma L; J_i \rightarrow J_f)}. \quad (2.24)$$

La probabilité réduite de transition permet de savoir si une transition est due à une contribution individuelle ou collective des nucléons dans le noyau, en particulier  $B(E2)$ . Il a été montré qu'entre des états de déformation similaire le  $B(E2)$  est plus important que pour des transitions entre états de déformations différentes.

### 2.1.1.8 Fonction de structure

À partir des fonctions d'onde calculées dans le cadre du modèle en couches il est donc possible de calculer les éléments de matrice de différents opérateurs, aussi bien électromagnétique comme nous l'avons vu, que des opérateurs Gamow-Teller pour les transitions  $\beta$  ou que des opérateurs de création de particules. Il est également possible à partir d'un état de calculer l'action d'un opérateur sur tous les états possibles. Cela correspond à la règle de somme.

#### Règle de somme

Soit un opérateur  $O$  agissant sur un état initial  $|\Phi_{ini}\rangle$ , nous obtenons l'état  $O|\Phi_{ini}\rangle$  dont la norme  $S$  est la règle de somme ou de manière équivalente la force totale de l'opérateur  $O$  agissant sur l'état initial.

$$S = |O|\Phi_{ini}\rangle| = \sqrt{\langle\Phi_{ini}|O^2|\Phi_{ini}\rangle}. \quad (2.25)$$

L'état obtenu n'est pas un état physique du système si  $O$  ne commute pas avec  $H$ . L'opérateur  $O$  peut être un opérateur de transition électromagnétique comme ceux décrits précédemment, auquel cas  $O|\Phi_{ini}\rangle$  est dans le même espace. Nous pouvons également définir une règle de somme pour des opérateurs impliquant un changement d'espace, *i.e.* ne conservant pas le nombre de particules, en utilisant par exemple un opérateur Gamow-Teller ou des opérateurs de création et d'annihilation ( $a_j^\dagger, a_j$ ) pour représenter le transfert d'un nucléon.

#### Distribution de force

Une fois l'état  $O|\Phi_{ini}\rangle$  construit, celui-ci peut être normalisé et utilisé comme pivot initial d'une procédure de Lanczos. Soit  $|\Lambda\rangle$  ce vecteur normalisé. Il est possible de développer ce vecteur sur les vecteurs propres de  $H$  ( $|E_i\rangle$ ) :

$$|\Lambda\rangle = \frac{1}{N} \sum_i S(E_i)|E_i\rangle \quad (2.26)$$

où  $N^2 = \sum_i S^2(E_i)$ .  $S^2(E_i)$  est la distribution de force. D'après la relation :

$$\langle\Lambda|H^n|\Lambda\rangle = \frac{1}{N^2} \sum_i S^2(E_i)E_i^n \quad (2.27)$$

à chaque itération de l'algorithme de Lanczos nous obtenons 2 moments de la fonction de structure  $S^2(E_i)$ , après  $N$  itérations nous aurons donc un total de  $2N$  moments. Cette relation signifie que nous partons d'un seul pic dans la fonction de structure contenant la totalité de la règle de somme pour aboutir à une force fragmentée sur un grand nombre de vecteurs propres. La Fig. 2.3 représente l'évolution de la distribution de force de l'opérateur Gamow-Teller en fonction du nombre d'itérations de Lanczos. En convoluant les distributions pour  $N = 50$  et  $N = 9470$  par des gaussiennes, il est possible de montrer que la structure des deux distributions est équivalente, et qu'il est possible d'avoir une bonne idée de la répartition de la force avec un nombre d'itérations raisonnable.

Dans les distributions de force présentées dans ce travail, nous avons travaillé avec un nombre d'itérations  $N = 200$ . Il est important de noter que par construction :

$$S(E_i) = \langle E_i|O|\Phi_{ini}\rangle. \quad (2.28)$$

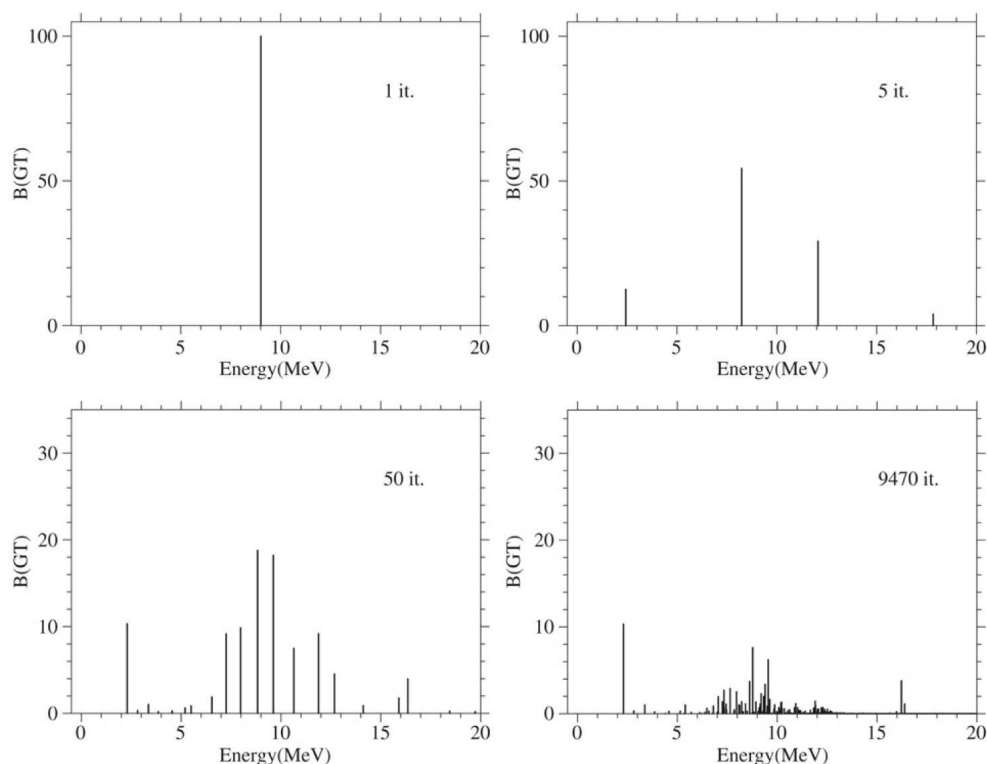


FIGURE 2.3: Evolution de la distribution de force de l'opérateur Gamow-Teller dans le  $^{48}\text{Ca}$  en fonction du nombre d'itérations (*it.*) de Lanczos, issue de [11].

## 2.2 Noyaux de la couche $sd$

La région des noyaux de la couche  $sd$ , délimitée par les noyaux doublements magiques  $^{16}\text{O}$  et  $^{40}\text{Ca}$ , regroupe 146 noyaux connus expérimentalement dont 26 stables (fig. 2.4). Les noyaux qui nous intéressent particulièrement dans cette thèse sont les isotopes riches en neutrons ( $N = 18, 19$  et 20) de Si et le noyau  $N = Z$ , *i.e.* le  $^{28}\text{Si}$ . Les isotopes de Si,  $Z = 14$ , sont situés au milieu de la couche  $sd$ .

### 2.2.1 États dits *normaux*

Les états que nous désignerons par états normaux comprennent les états de parité positive qui peuvent être décrits en considérant un cœur fermé de  $^{16}\text{O}$ . L'espace de valence est quant à lui limité dans ce cas aux orbitales de la couche  $sd$   $1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}$  sur la Fig. 2.1. Les états normaux correspondent donc au mouvement de  $A - 16$  nucléons à l'intérieur de la couche  $sd$  puisque les 16 nucléons du cœur sont considérés comme inerte. Dans les noyaux de la couche  $sd$ , ces états correspondent à la plupart des états de basse énergie.

Différentes interactions ont été mises au point pour les décrire, citons en particulier l'interaction USD (Universal SD shell interaction) développée par Wildenthal et Brown [17]. Les éléments de matrice de cette interaction ont été ajustés sur 380 états expérimentaux dans 66 noyaux de la



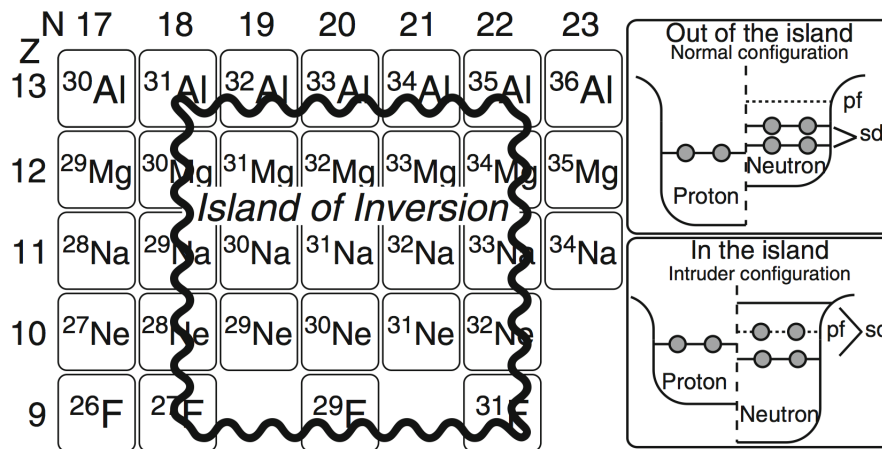


FIGURE 2.5: Îlot d'inversion dans la région  $N \sim 20$ . Le nombre  $N = 20$  perd son caractère magique et des configurations  $2p - 2t$  apparaissent dans les fonctions d'onde des états fondamentaux et des états excités comme le montrent les panneaux de droite. La frontière de l'îlot d'inversion est encore en cours d'étude. Figure issue de [18]

$^{32}\text{Mg}$ ). Ces noyaux sont également caractérisés par des  $B(E2)$  fortement collectifs entre le premier état excité et l'état fondamental. Si ces noyaux étaient semi-magiques ces énergies d'excitation devraient être plus élevées. De telles anomalies résultent de larges déformations dans les états de basses énergies. Cette région est appelée îlot d'inversion et est présentée sur la Fig. 2.5.

Ces déformations proviennent de la disparition du nombre magique  $N = 20$  pour les noyaux autour de  $Z \sim 12$ . La disparition de ce nombre magique induit le mélange de configurations purement  $sd$  avec des configurations où des neutrons passent de la couche  $sd$  à la couche  $pf$ . Dans cette configuration, l'espace de valence n'est plus symétrique entre protons et neutrons. En effet les protons restent pour ces états généralement confinés dans la couche  $sd$ . Comme nous l'avons vu précédemment un nombre impair de sauts entre les couches  $sd$  et  $pf$  produit un état de parité négative. Les états en question ici sont des états de parité positive ce qui implique que le nombre de saut entre les deux couches doit être pair. De récents calculs de type modèle en couches ont montré qu'il s'agit majoritairement d'excitation de type  $2p-2t$ . Dans ces calculs l'espace de valence comprend les couches  $sd$  et  $pf$ , le cœur inerte étant un  $^{16}\text{O}$ .

### 2.2.2.2 États de parité négative

Les états de parité positive sont prédominants dans les noyaux de la couche  $sd$  à basse énergie d'excitation. Dans ces noyaux, pour qu'un état soit de parité négative, il faut qu'un nombre impair de nucléons aient un moment orbital ( $l$  sur la Fig. 2.1) impair. Le cas le plus simple étant qu'un seul nucléon soit sur une orbitale de moment impair. Les orbitales incluses dans l'espace de valence utilisé dans les interactions de type USD ( $1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$  et  $1d_{3/2}$ ) ont toutes des moments orbitaux pairs. Il est par conséquent impossible dans un tel espace de décrire des états de parité négative. Différentes interactions ont été réalisées pour décrire ces états dans les noyaux  $sd$  en début de couche, en incluant la couche  $p$  à l'espace de valence [19] et en fin de couche [19] en incluant la



couche *pf*.

Les interactions avec des espaces de valence *p-sd* ou *sd-pf* ne peuvent pas être utilisées pour les noyaux au milieu de la couche *sd*. En effet pour ces noyaux, les états  $1\hbar\omega$  sont décrits à la fois par des excitations *p-sd* et *sd-pf*. Nous avons donc pour ces noyaux une compétition entre les deux excitations. Les isotopes de Si auxquels nous nous intéressons particulièrement dans ce travail sont situés au milieu de la couche *sd*. Pour décrire les états de parité négative de ces isotopes nous avons donc besoin d'utiliser un espace de valence incluant les couches *p*, *sd* et *pf*

### 2.3 Description unifiée des états de parité positive et négative

Afin de décrire les états de parité négative et positive dans les noyaux *sd*, et les transitions entre ces différents états, nous avons choisi de travailler dans le même cadre théorique. Nous avons utilisé l'interaction PSDPF développée à Strasbourg par M. Bouhelal *et al.* [19, 20]. Dans cette interaction, le cœur utilisé est restreint au noyau de  ${}^4\text{He}$  et l'espace de valence comprend les couches *p*, *sd* et *pf* soit neuf orbitales :  $1p_{3/2}$ ,  $1p_{1/2}$ ,  $1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$ ,  $1d_{3/2}$ ,  $1f_{7/2}$ ,  $2p_{3/2}$ ,  $1f_{5/2}$  et  $2p_{1/2}$ , comme indiqué sur la Fig. 2.6.

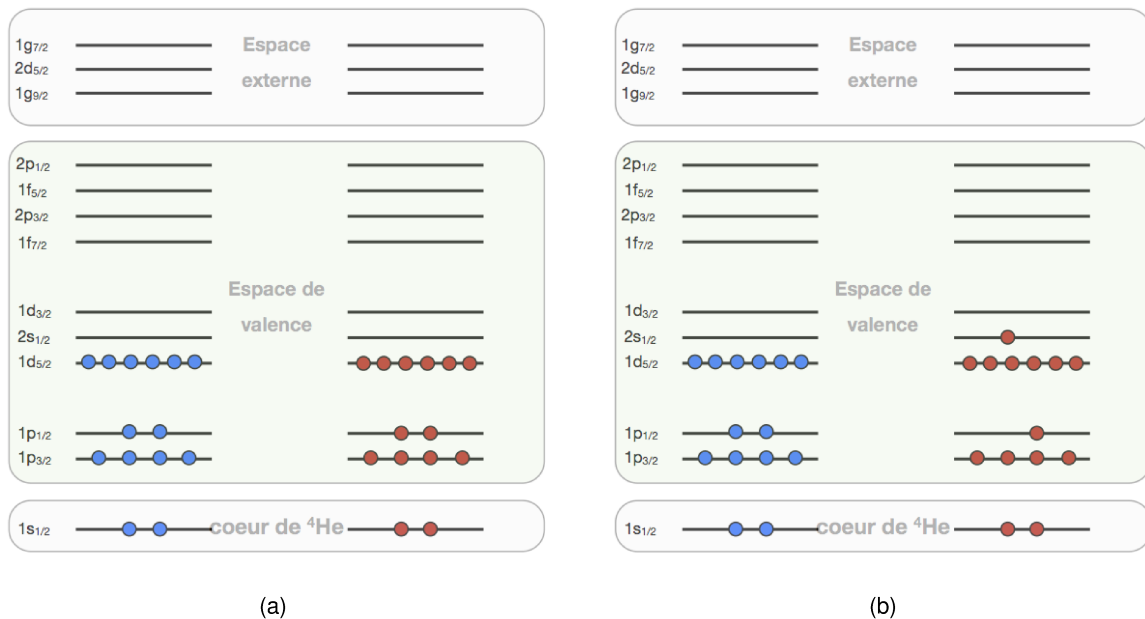


FIGURE 2.6: Découpage de l'espace tel qu'utilisé dans l'interaction PSDPF [20] permettant de décrire à la fois des états (a)  $0\hbar\omega$  et des états (b)  $1\hbar\omega$  des noyaux de la couche *sd*. Nous donnons ici l'exemple du noyau  $N = Z = 14$  : le  ${}^{28}\text{Si}$ .

Cette interaction doit prendre en compte les interactions entre les nucléons dans différentes couches. Pour ce faire, l'interaction peut être découpée en cinq grandes parties :

- l'interaction *p-p*
- l'interaction *p-sd*



- l'interaction  $sd$ - $sd$
- l'interaction  $sd$ - $pf$
- l'interaction  $pf$ - $pf$ .

Pour pouvoir construire une interaction permettant de décrire à la fois des états de parité positive et négative dans les noyaux de la couche  $sd$ , il est donc nécessaire à la fois d'inclure des interactions  $0\hbar\omega$  pour chacune des couches majeures mais également les parties  $1\hbar\omega$  comme  $p$ - $sd$  et  $sd$ - $pf$ . Chacune de ces parties se base sur des interactions existantes : l'interaction CK [21, 22], PSDT [23], USDB [6], SDPF-U [24]. L'interaction PSDPF a été obtenue à partir de ces différentes interactions par trois modifications successives :

- un ajustement des énergies individuelles des orbitales des couches  $sd$  et  $pf$ ,
- l'ajustement des monopoles croisés  $p$ - $sd$  et  $sd$ - $pf$  responsables des excitations  $1\hbar\omega$  pour reproduire les états intrus de parité négative des noyaux  $sd$ ,
- une modification des monopoles et des multipoles de l'interaction par l'intermédiaire d'une procédure d'ajustement par la méthode des moindres carrés.

Ces différentes étapes ont permis d'obtenir un très bon accord pour les états  $0\hbar\omega$  et les états  $1\hbar\omega$  à travers l'ensemble de la couche  $sd$ . Ainsi pour les états de parité positive la déviation quadratique moyenne constatée pour les énergies d'excitation est de 144 keV (120 pour l'interaction USDB). Pour les états de parité négative cette déviation quadratique moyenne est de 488 keV. Cette différence provient principalement de l'ajustement par la méthode des moindres carrés. Le nombre d'états de parité négative pouvant être inclus dans l'ajustement est plus faible dans ce cas que pour les états de parité positive. En effet la dimension de la matrice nécessaire pour le calcul des états de parité positive est plus réduite que celle utilisée pour le calcul des états de parité négative.

Néanmoins le bon accord observé entre les états de parité positive et négative à travers l'ensemble de la couche  $sd$  montre bien la validité de l'interaction PSDPF. Nous pouvons donc utiliser cette dernière pour interpréter les différents états observés et calculer les probabilités de transitions électromagnétiques entre les différents états.

## 2.4 Clusters et molécules dans les noyaux

L'extension des espaces de valence est cependant limité par les capacités informatiques actuelles. D'autres approches phénoménologiques sont donc nécessaires pour décrire certains états des noyaux  $sd$ . Des amas de galaxies à la structure cristalline de certains solides, la nature présente un grand nombre de structures en agrégats. Ces structures doivent donc représenter un gain de stabilité et/ou une diminution de l'énergie potentielle. En physique nucléaire, l'organisation du noyau sous forme d'agrégats permet, dans certains cas, d'augmenter l'énergie de liaison du noyau ou d'un état. Pour qu'un agrégat puisse exister à l'intérieur d'un noyau différentes conditions sont requises. Il faut que l'agrégat considéré soit fortement lié. Il doit également être difficilement excitable. En effet, si l'agrégat a des niveaux à basse énergie, il peut être excité et par conséquent disparaître dans la structure de type champ moyen [25].

### 2.4.1 Agrégats légers : $\alpha$

Le premier noyau ayant ces caractéristiques est le noyau d'hélium  ${}^4_2\text{He}$ . La particule  $\alpha$  a une énergie de liaison plus grande que tous les noyaux situés autour. De plus son premier état excité se situe à 20,210 MeV ce qui le rend difficilement excitable. Pour expliquer l'abondance du carbone dans l'univers, Hoyle *et al.* [26] prédisent en 1954 que la réaction de capture d'un  $\alpha$  par le noyau composé  ${}^8\text{Be}$  devait pouvoir se faire. Bien que le  ${}^8\text{Be}$  ait une durée de vie très courte ( $\sim 10^{-16}$  s), il y a une probabilité non nulle que cette réaction ce fasse.



Cependant, cette réaction ne peut expliquer la proportion de  ${}^{12}\text{C}$  dans l'univers qu'à condition qu'il existe un état excité dans le  ${}^{12}\text{C}$  situé à une énergie proche du seuil soit  $\sim 7,6$  MeV. En prenant en compte le moment angulaire orbital  $l = 0$ , Hoyle émit l'hypothèse qu'il devait s'agir d'un état  $J^\pi = 0^+$ . Trois ans plus tard cet état fut effectivement observé par Cook *et al.* [27] à la bonne position et avec le bon spin. Aujourd'hui encore cet état est le sujet de nombreux travaux théoriques car il pourrait s'agir d'un état ayant une structure ressemblant à un condensat de type Bose-Einstein de particules  $\alpha$ .

Sans évoquer la condensation de Bose-Einstein, la représentation du noyau sous forme d'un assemblage de  $\alpha$  [28] est un des premiers modèles de physique nucléaire à avoir vu le jour. Ce type de modèle reproduit avec un bon accord les énergies de liaison des noyaux conjugués  $\alpha$ , les noyaux pouvant être représenté sous forme de  $n\alpha$ . Le premier noyau  $n\alpha$  de la couche *sd*,  ${}^{16}\text{O}$  présente un second  $0^+$  à 6,05 MeV. Or dans une approche de type modèle en couches, cet état est prédit à environ 23 MeV. Il doit donc avoir une structure particulière qui augmente son énergie de liaison. En se basant sur une structure  ${}^{12}\text{C} + \alpha$ , il est possible de reproduire son énergie de liaison.

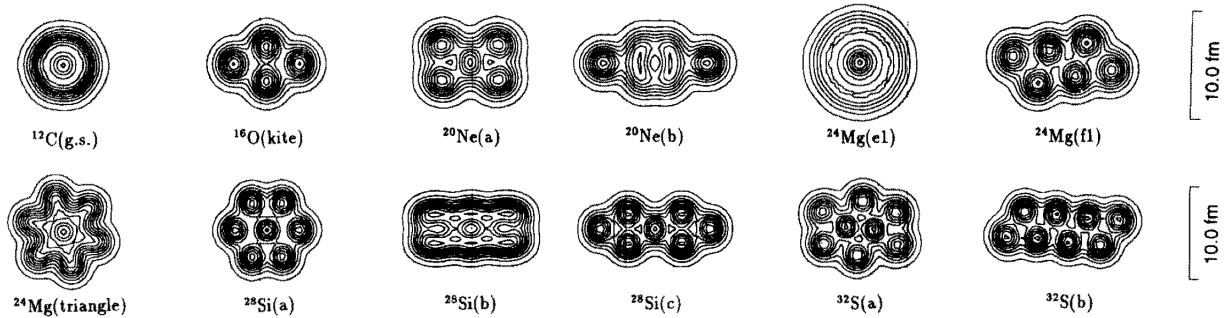


FIGURE 2.7: Structures 2D de certains noyaux conjugués  $\alpha$  obtenus par des calculs ACM [29]. Les  $\alpha$  qui sont explicitement inclus dans ce modèle s'arrangent pour former différentes structures.

Différents modèles de type cluster, comme le modèle de cluster  $\alpha$  (ACM) de Bloch-Brink [30] peuvent être utilisés pour décrire l'ensemble des noyaux  $n\alpha$ . Malgré les limitations techniques, ce modèle permet de reproduire différentes propriétés comme les rayons moyens, les moments quadripolaires et les énergies de liaison des noyaux conjugués  $\alpha$ . Les calculs ACM, dans lesquels l'existence des sous-structures est imposée, peuvent également être utilisés pour étudier la struc-

ture d'états fortement déformés. La Fig.2.7 présente des résultats obtenus pour les noyaux  $n\alpha$ . Pour  $^{28}\text{Si}$ , trois configurations à deux dimensions sont obtenues par le calcul.

## 2.4.2 Agrégats "lourds"

Ikeda *et al.* [31] prédisent à la fin des années 60, l'apparition de structures en agrégats dans différents noyaux  $N\alpha$  des couches  $p$  et  $sd$ . En se basant sur l'expérience des phénomènes de cluster  $\alpha$  décrits précédemment, Ikeda prédit que ces différentes structures devaient également apparaître à des énergies proches des énergies seuils. La liste des clusters ainsi prédits est présentée en Fig. 2.8. Bien que ce modèle soit assez simple, des théories microscopiques actuelles, comme le modèle de dynamique moléculaire antisymétrisé (AMD) que nous verrons dans la suite, sont en accord avec bon nombre de ses prédictions. Ces théories prédisent également que pour les noyaux de la couche  $sd$ , le  $^{12}\text{C}$  devrait tenir un rôle similaire à celui de  $\alpha$  dans les noyaux de la couche  $p$  [32].

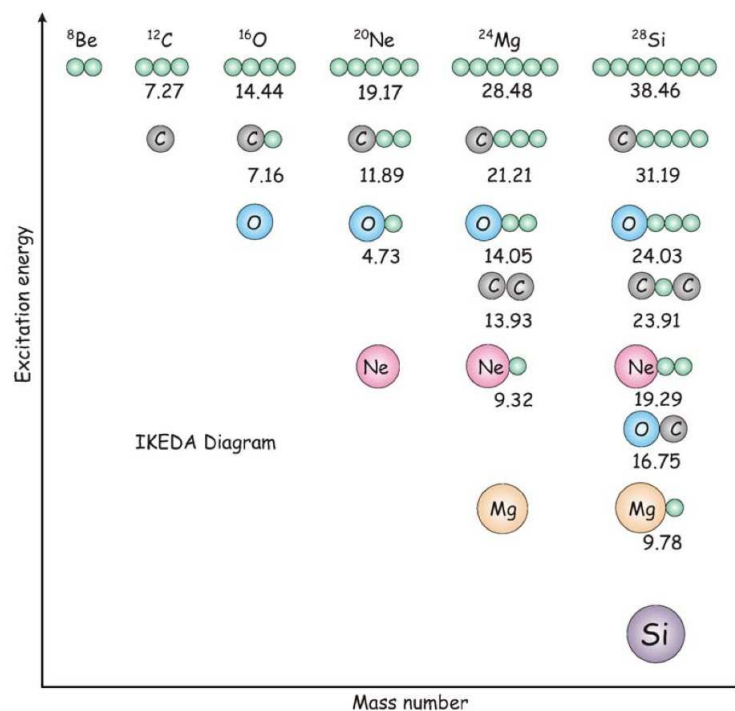


FIGURE 2.8: Diagramme d'Ikeda [31] provenant de [32]. Les structures en cluster sont prédites à des énergies proches des seuils de décomposition en différentes sous-structures. Les énergies sont données en MeV. Les disques en vert représentent des  $\alpha$ .

Nous avons vu que considérer le noyau comme un système de particules indépendantes en mouvement dans un champ moyen créé par l'ensemble des nucléons permettait de décrire de nombreuses propriétés des noyaux. Cette approche microscopique est à l'opposé de l'approche macroscopique collective du modèle de la goutte liquide. Il est cependant possible de combiner les deux approches dans une approche macro-microscopique afin de décrire par exemple les déformations des noyaux et les distributions asymétriques de produits de fission [33]. La Fig. 2.9 correspond

au résultat d'un calcul macro-microscopique dans le  $^{28}\text{Si}$  obtenu par Ichikawa *et al.* [34]. Ce calcul reproduit correctement la déformation *oblate* de la bande du fondamental (GS sur la Fig. 2.9) et de la bande *prolate* (ND). Deux fissions asymétriques apparaissent également dans le calcul pour le  $^{28}\text{Si}$  à des moments angulaires importants : une première conduit au système  $^{24}\text{Mg}+\alpha$ , la seconde à  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ .

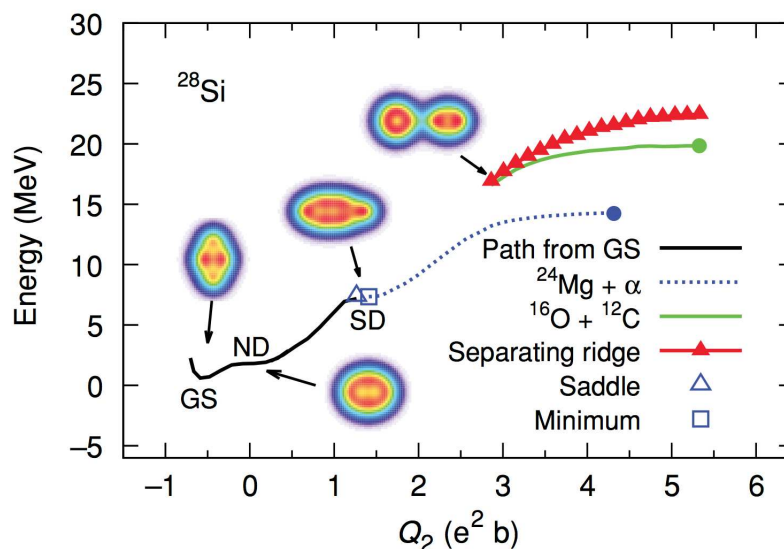


FIGURE 2.9: Évolution de l'énergie potentielle en fonction du moment quadripolaire (courbe en noir) dans  $^{28}\text{Si}$ . La ligne en pointillés bleus et la ligne en vert représentent les deux seules vallées dans la matrice "potentiel à un corps - énergie de surface" et correspondent à des asymétries similaires aux voies de réaction  $^{24}\text{Mg}+\alpha$  et  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  respectivement. Figure issue de [34]

Ce calcul est également intéressant car il montre que la structure moléculaire  $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$  supposée être à l'origine des résonances moléculaires est gouvernée par les effets de la voie d'entrée  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ . Dans les états déformés, les auteurs montrent que les deux agrégats se comportent comme un rotor rigide alors qu'ils ont un mouvement de rotation libre dans le cas des résonances moléculaires. La transition entre le rotor rigide et système en rotation libre, *i.e.* depuis les états déformés (ND ou SD) jusqu'aux résonances moléculaires, peut se faire à condition que la partie responsable de cette cohésion forte des deux clusters disparaisse lorsque ceux-ci se séparent. Ichikawa *et al.* ont montré [34] que cette cohésion provenait dans la fonction d'onde de la partie à un corps.

### 2.4.3 Molécules nucléaires

Le terme de molécule nucléaire évoque l'image d'un système ayant une distribution de densité avec deux ou plusieurs centres bien définis, comme dans le cas d'une molécule atomique. La Fig. 2.10, issue de [35], présente une comparaison entre les deux types de molécules. Dans le cas atomique, le spectre d'excitation provient de trois degrés de liberté :

- l'excitation des électrons :  $E_e$ ,
- la vibration des atomes autour d'une position d'équilibre :  $E_{VIB}$ ,

– la rotation des molécules dans leur ensemble autour de différents axes de symétrie :  $E_{ROT}$ . De manière générale, ces trois degrés de liberté sont fortement découplés et ne se situent pas aux mêmes échelles d'énergie :  $E_e > E_{VIB} > E_{ROT}$ .

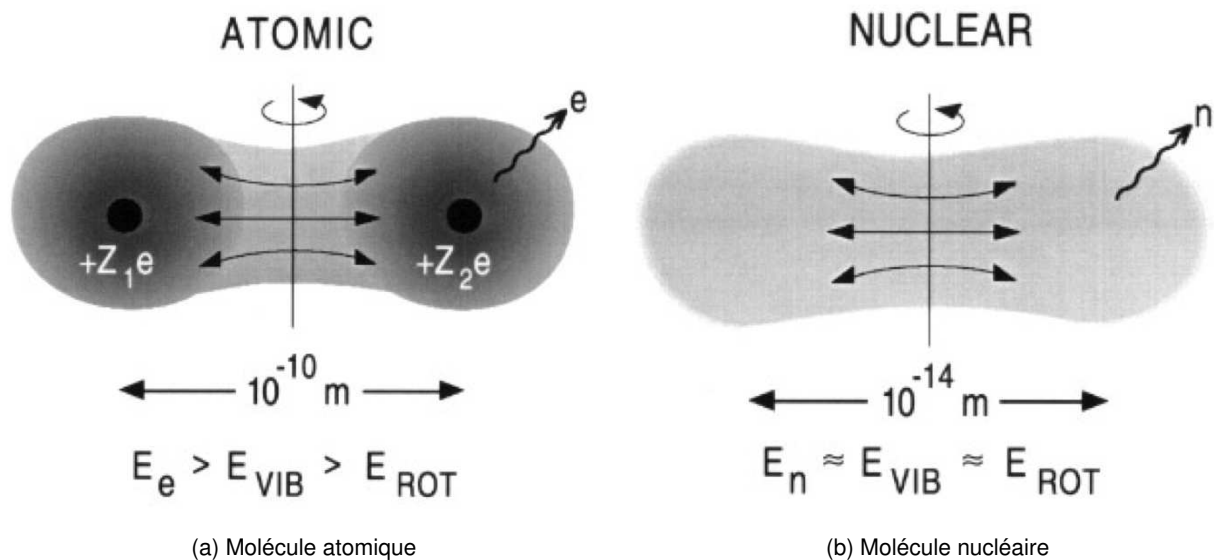


FIGURE 2.10: Comparaison schématique entre les molécules atomiques (a) et nucléaires (b). Figure issue de [35]

Dans le cas d'une molécule nucléaire au contraire, l'énergie d'excitation d'un nucléon  $E_n$  est comparable aux énergies vibrationnelle et rotationnelle :  $E_n \approx E_{VIB} \approx E_{ROT}$ . Le spectre d'excitation d'une molécule nucléaire est donc probablement plus complexe que dans le cas atomique. Dans de telles structures, les deux sous-noyaux gardent leurs identités et le système composé peut être décrit principalement par deux degrés de liberté. Le premier, le mouvement relatif entre les deux agrégats, donne lieu à deux phénomènes : les résonances moléculaires et la quasi-fission, ou séparation des deux agrégats. Des résonances étroites ont été observées dans  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  par Bromley *et al.* [36, 37] au-dessus et à la barrière de Coulomb, à haute énergie d'excitation dans le système composite  $^{24}\text{Mg}$ . Ces structures ont très vite été interprétées en terme de structures quasi-moléculaires de deux noyaux  $^{12}\text{C}$  dans le  $^{24}\text{Mg}$ . Le second degré de liberté permettant de décrire un système di-nucléaire est l'échange de nucléons ou de noyaux légers entre les deux agrégats. Ce second degré de liberté conduit à une dynamique particulière des asymétries de charge et de masse entre les agrégats dans les réactions de fusion et de fission [38].

Dans les noyaux légers riches en neutrons, une large variété de structures en agrégats apparaît et la coexistence entre les états de type champ moyen et les états clusters devient plus importante [39]. Le diagramme d'Ikeda (cf Fig. 2.8), ne s'applique qu'aux noyaux  $N\alpha$ , il est cependant possible de l'étendre aux noyaux riches en neutrons. La Fig. 2.11, issue de [32], présente une extension du diagramme d'Ikeda de la Fig. 2.8 aux isotopes riches en neutrons de Be, C, O pour la couche  $p$  et de Ne, Mg, Ar pour la couche  $sd$ . Prenons le cas des isotopes de Be où la structure en  $2\alpha$  du  $^8\text{Be}$  est bien connue. Dans ces isotopes une description moléculaire permet de bien reproduire les états de basse énergie [39]. Les orbitales moléculaires sont créées par le champ moyen provenant du

système  $2\alpha$ , les neutrons, qui sont dans ce cas considérés comme des neutrons de valence pour reprendre l'image de la molécule atomique, sont en mouvement dans le champ moyen généré par le cœur  $2\alpha$ . Nous avons donc un comportement de type champ moyen pour décrire le mouvement des neutrons de valence et en même temps une structure de type cluster  $2\alpha$  qui est à l'origine du champ moyen.

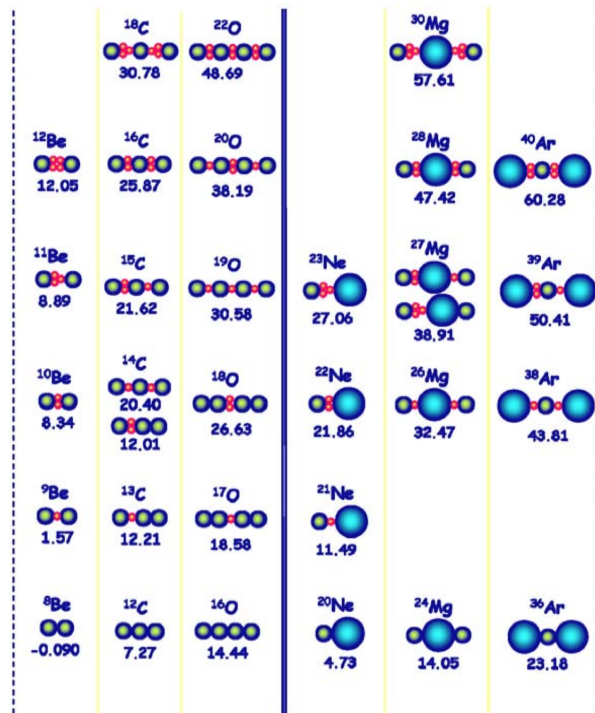


FIGURE 2.11: Diagramme d'Ikeda étendu aux noyaux riches en neutrons issu de [32]. Les énergies indiquées correspondent aux énergies seuils. Seules les structures impliquant des agrégats de type  $\alpha$  (disques en vert) et/ou  $^{16}\text{O}$  (disques en bleu) sont indiqués, les neutrons sont représentés par les disques en rouge.

## 2.5 Description unifiée des états de type cluster et champ moyen

Dans la majorité des modèles en agrégats, l'existence des clusters est supposée dans la construction même du modèle. Cependant, l'hypothèse de l'existence de cluster n'est pas forcément valide pour tous les états d'un noyau. Le développement de nouveaux modèles théoriques permet aujourd'hui dans une même approche de décrire les états de type champ moyen et les états clusters. Différentes approches *ab initio*, i.e. partant de l'interaction nucléon-nucléon, montrent qu'il est possible dans un même formalisme de décrire les deux types d'état. Nous nous intéresserons particulièrement ici à l'approche de la dynamique moléculaire antisymétrisée (AMD) qui a été utilisée notamment pour décrire les noyaux conjugués  $\alpha$  du  $^8\text{Be}$  au  $^{44}\text{Ti}$  [25]. Cette approche est importante pour nous car les différentes structures ne sont pas introduites dans le modèle dès le départ comme pour les calculs ACM décrits précédemment. Au contraire, AMD permet aussi bien



de décrire des états de type cluster et champ moyen et leur coexistence dans un noyau, mais également la formation et la disparition des différentes structures en fonction du nombre de nucléons.

Dans l'approche AMD [40], les fonctions d'onde des états sont décrites, comme dans le modèle en couches, par des déterminants de Slater. Cependant, dans l'approche la plus simple de AMD, les fonctions d'onde à une particule  $\phi_i(\mathbf{r}_i^2)$  sont décrites par des paquets d'onde gaussiens :

$$\phi_i(\mathbf{r}_i) = \varphi_i(\mathbf{r}_j)\chi_i\eta_i, \quad (2.31)$$

où  $\varphi_i(\mathbf{r}_j)$  représente l'extension spatiale de la fonction d'onde,  $\chi_i$  la composante de spin et  $\eta_i$  celle d'isospin. La partie qui nous intéresse particulièrement dans notre discussion est la composante spatiale de la fonction d'onde :

$$\varphi_i(\mathbf{r}_j) = e^{-\nu(\mathbf{r}_j - \mathbf{Z}_i)^2}. \quad (2.32)$$

Cette composante dépend de deux paramètres : la largeur de la gaussienne  $\nu$  qui a la même valeur pour tous les nucléons. Cette valeur est généralement déterminée pour chaque noyau. Le second paramètre  $\mathbf{Z}_i$ , un nombre complexe, qui représente la position de la gaussienne et prend des valeurs indépendantes pour chaque nucléon. Différentes approches de AMD peuvent être employées pour cette partie spatiale. Il est par exemple possible de remplacer cette simple gaussienne par une somme de gaussiennes :

$$\varphi_i = \sum_{j=1}^n c_{ij} e^{-\nu(\mathbf{r} - \mathbf{Z}_{ij})^2}, \quad i = 1, 2, \dots, A \quad (2.33)$$

les  $n \times A$  coefficients  $c_{ij}$  et vecteurs  $\mathbf{Z}_{ij}$ , tous complexes, sont déterminés par un calcul variationnel. Dans cette approche, l'amélioration apportée à la fonction d'onde  $\varphi_i$  permet de mieux reproduire le comportement de type champ moyen du système. Afin de mieux reproduire les états déformés, il est également possible d'exprimer cette fonction d'onde à une particule à l'aide d'une gaussienne tri-dimensionnelle déformée :

$$\varphi_i = \exp\left(-\sum_{\sigma=x,y,z} \nu_{\sigma}(\mathbf{r}_{\sigma} - \mathbf{Z}_{i\sigma})^2\right). \quad (2.34)$$

Dans cette approche, les largeurs  $\nu_{\sigma}$ ,  $\sigma = x, y, z$  prennent différentes valeurs qui sont déterminées par un calcul variationnel. Cette base permet notamment de décrire la coexistence et le mélange de structure déformées de type champ moyen et cluster. La grande flexibilité de l'approche AMD lui permet donc de décrire à la fois les états de type modèle en couches et les états clusters [39].

AMD peut également être couplée à d'autres techniques. Pour décrire les structures au-delà du modèle à particules indépendantes, plusieurs déterminants de Slater sont superposés. Cette superposition a déjà lieu lors de la projection sur la parité et/ou le moment angulaire de la fonction d'onde AMD. Cependant pour les états excités, il est utile de superposer plusieurs fonctions d'onde AMD indépendantes. Pour construire une base de fonctions d'onde AMD pour la superposition, une approche contrainte de AMD est utilisée, en utilisant par exemple le paramètre de déformation quadripolaire  $\beta$  ou le nombre quantique principal de l'oscillateur harmonique. Quand un nombre suffisant de fonctions d'onde ont été superposées, l'état excité obtenu correspond à celui obtenu par la méthode de la coordonnée génératrice (GCM). La contrainte appliquée à AMD correspond alors à la coordonnée génératrice [40, 18]. Cette approche est également intéressante car la GCM permet de décrire précisément le mouvement relatif des clusters.

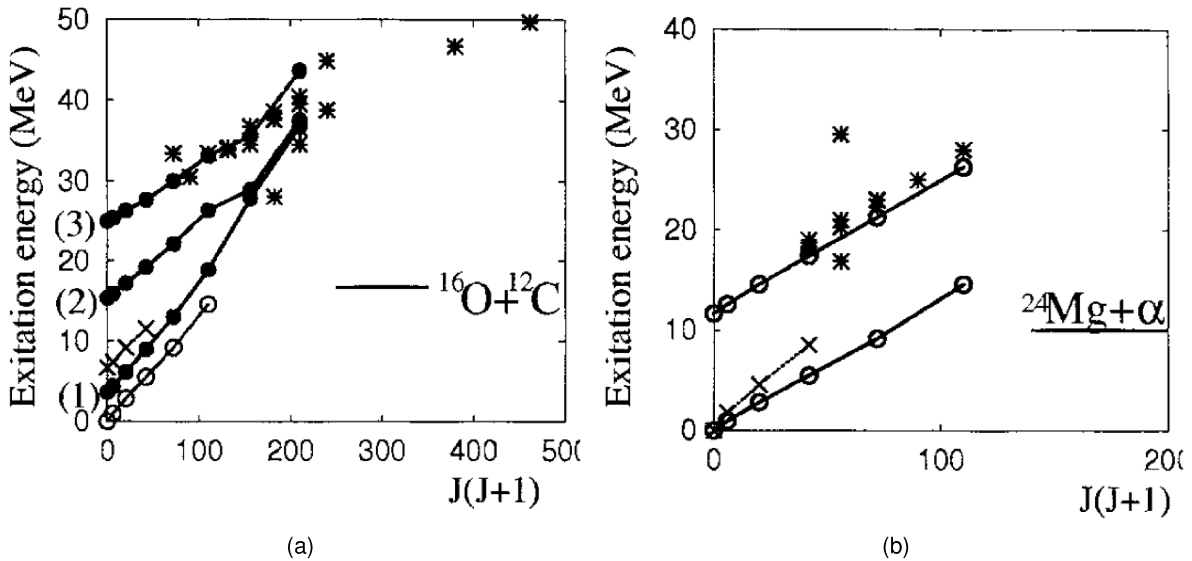


FIGURE 2.12: Bandes de rotation dans le  $^{28}\text{Si}$  calculées par Kanada-En'yo et al. en utilisant le formalisme AMD+GCM. (a) Les bandes de parité positive dominées par la composante  $\text{C}+\text{O}$  sont représentées par des disques pleins. Les résonances moléculaires  $\text{C}+\text{O}$  observées expérimentalement correspondent au symbole \*, la bande prolate est quant à elle représentée par des x. (b) Les bandes de parité positive ayant une forte composante  $\text{Mg}+\alpha$ . Figure issue de [41]

Cette approche où les états excités sont obtenus par combinaison linéaire des fonctions d'onde AMD dans les calculs GCM a été utilisée pour décrire le  $^{28}\text{Si}$  par Kanada-En'yo et al. [41] avec comme coordonnée génératrice le nombre quantique principal de l'oscillateur harmonique. Différentes bandes de rotation ont ainsi pu être obtenues par le calcul théorique. Au dessus de la bande construite sur l'état fondamental, trois bandes  $K^\pi = 0^+$  avec de fortes composantes moléculaires  $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$  sont prédites. Ces trois bandes sont présentées sur la Fig. 2.12a. La bande de plus basse énergie correspond à la bande *prolate* bâtie sur le  $0_3^+$  à 6,69 MeV. La troisième bande présentée sur la Fig. 2.12a se situe dans la région où de nombreuses résonances, ayant un comportement de résonance moléculaire de type  $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$ , ont été observées.

Ce calcul prédit également une forte composante moléculaire  $^{24}\text{Mg}-\alpha$  dans deux bandes rotationnelles comme le montre la Fig. 2.12b. La première correspond à la bande bâtie sur l'état fondamental qui est connu pour avoir une déformation *oblate*. La seconde est située à plus haute énergie d'excitation, avec une tête de bande autour de 10 MeV et correspond également à une région dans laquelle des résonances ont été observées dans les réactions de transfert de  $\alpha$  [41]. Il est également possible de calculer les états de parité négative de  $^{28}\text{Si}$  dont les structures sont prédites comme étant très exotiques en particulier ceux appartenant aux bandes  $K^\pi = 3^-$  et  $5^-$ . Pour cette dernière une structure pentagonale avec  $7\alpha$  est prédite [41].



## 2.6 Conclusion

La coexistence d'états intrus de  $1p-1t$  à  $np-nt$ , avec les états normaux  $0p-0t$  dans la terminologie du modèle en couches, qui sont très différents les uns des autres est un aspect caractéristique de la physique nucléaire. La présence de ces différents états montre que le système à  $A$  nucléons est capable d'opérer des transitions entre des structures très différentes. Il est donc intéressant pour nous de comprendre comment ce changement de structure s'opère entre deux structures différentes, et en particulier comment ces états intrus décroissent vers les états  $0p-0t$ .



# États intrus autour de $N = 20$ dans les isotopes de Si

## Sommaire

<b>3.1 Résultats précédents et prédictions du modèle en couches</b>	<b>30</b>
3.1.1 États connus dans $^{32}\text{Si}$	31
3.1.2 États connus dans $^{33}\text{Si}$	32
3.1.3 États connus dans $^{34}\text{Si}$	34
<b>3.2 Expérience de mesure de durées de vie dans les isotopes autour de <math>Z = 16</math> et <math>N = 20</math></b>	<b>34</b>
<b>3.3 Méthodologie de mesure des temps de vie</b>	<b>36</b>
3.3.1 Excitation coulombienne	37
3.3.2 Effet Doppler	39
<b>3.4 Préparation de l'expérience</b>	<b>44</b>
3.4.1 Mesure des taux de comptage	44
3.4.2 Interprétation et optimisation de l'expérience	45
3.4.3 Choix des distances entre la cible et le ralentisseur	49
<b>3.5 Dispositif expérimental utilisé</b>	<b>50</b>
3.5.1 Faisceau	50
3.5.2 Plunger	51
3.5.3 Multi-détecteur $\gamma$	52
3.5.4 Spectromètre magnétique PRISMA	57
3.5.5 Identification des fragments	61
<b>3.6 Résultats et interprétations</b>	<b>71</b>
3.6.1 Populations des différents isotopes	71
3.6.2 Chaleur de réaction	72
3.6.3 Mesures de temps de vie	74
<b>3.7 Conclusion</b>	<b>84</b>

Dans les noyaux légers, et en particulier ceux de la couche  $sd$ , lorsqu'on s'éloigne de la vallée de stabilité en direction des isotopes riches en neutrons, les nombres magiques de neutrons  $N = 20$  ou dans les noyaux plus lourds  $N = 28$  observés dans la vallée de stabilité ont tendance à perdre leur caractère particulier. La disparition de ces nombres magiques dans les noyaux riches en neutrons se traduit par une augmentation de la collectivité et une grande déformation quadripolaire. La réduction de la différence en énergie entre les couches  $sd$  et  $pf$  conduit à une importante composante  $2p - 2i$  dans les fonctions d'onde des états dans cette région, en particulier autour du  $^{32}\text{Mg}$  situé au centre de l'îlot d'inversion présenté sur la Fig. 2.5.

Cette région de masse est particulièrement intéressante d'un point de vue théorique car elle apporte de nombreuses informations sur l'effet de l'excès de neutrons sur les positions des orbitales et leur évolution depuis la vallée de stabilité. Cette évolution peut aussi bien se traduire par la disparition de certains nombres magiques, comme pour l'îlot d'inversion, que par l'apparition de nouveaux nombres magiques comme nous le verrons pour le  $^{34}\text{Si}$ . Il est possible de tirer de cette région des informations sur le champ moyen ou sur la dépendance du potentiel à l'isospin [42]. Grâce au développement de spectromètres de grande acceptation comme VAMOS [43, 44] ou PRISMA [45], l'exploration expérimentale de cette région peut être réalisée via des réactions profondément inélastiques (DIR) [46] ou de transfert multiple de nucléons (MNT) [47].

### 3.1 Résultats précédents et prédictions du modèle en couches

La spectroscopie des noyaux au nord de l'îlot d'inversion, *i.e.* ayant un  $Z \geq 14$ , a été réalisée lors d'une étude précédente réalisée par la collaboration entre l'IPHC et l'Université de West of Scotland (Royaume-Uni). Différents isotopes ont été peuplés via la réaction profondément inélastique  $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$ . Un faisceau de  $^{36}\text{S}$  de 6 MeV/u, délivré par le Tandem+ALPI du LNL, a été envoyé sur une cible de  $^{208}\text{Pb}$  enrichie à 99,7 % de  $300 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  déposée sur un support de carbone de  $20 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Les fragments légers ont été identifiés par le spectromètre magnétique de large acceptation ( $\sim 80 \text{ msr}$ ) PRISMA [45] placé à  $56^\circ$ . La désexcitation  $\gamma$  des fragments a été détectée par le mutli-détecteur  $\gamma$  CLARA [48] composé de 25 détecteurs au Ge de type clover. La coïncidence entre les fragments de réaction et les  $\gamma$  a permis de réaliser et/ou de compléter la spectroscopie des noyaux riches en neutrons de Cl [49, 50], S [51, 52, 53], P [54, 55, 56] et Si [53, 57, 58]. Afin d'interpréter dans le cadre du modèle en couches les résultats expérimentaux obtenus lors de cette expérience, l'interaction PSDPF [20] décrite dans le chapitre précédent (2.3) a été utilisée [57].

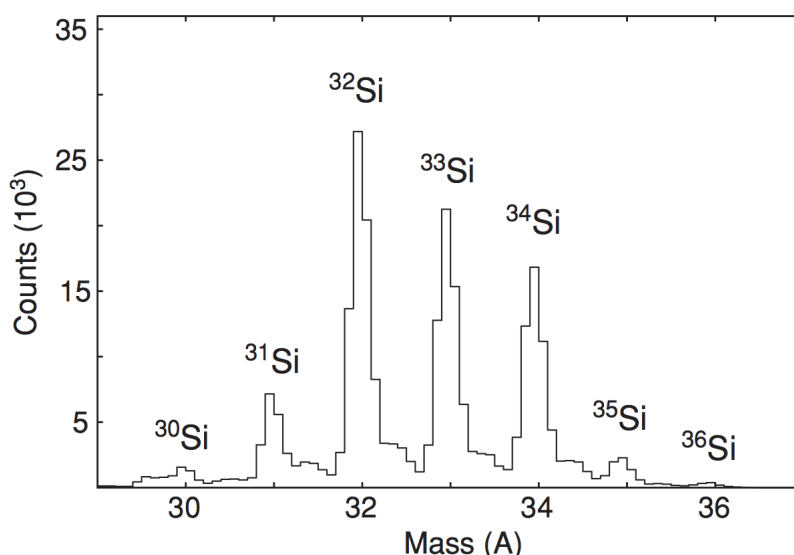


FIGURE 3.1: Distribution de masse, issue de [57], obtenue lors de l'expérience  $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$  pour la voie  $-2p$  correspondant aux isotopes de Si. Ce spectre est obtenu en coïncidence avec les  $\gamma$ .

Notre étude portant sur les isotopes de Si, nous nous focaliserons principalement sur ces isotopes. La Fig. 3.1 représente la distribution de masses obtenue lors de l'expérience précédente. Les voies les plus peuplées à l'angle auquel le spectromètre PRISMA était placé, correspondent aux réactions ( $^{36}\text{S}, 2p2n$ ), ( $^{36}\text{S}, 2p1n$ ) et ( $^{36}\text{S}, 2p$ ), i.e.  $^{32,33,34}\text{Si}$ . Passons à présent en revue les différentes données existantes dans ces isotopes. Ces données proviennent principalement de DIR sur cibles épaisses [59], de réactions de transfert multiple de nucléons [60, 61] et d'excitation coulombienne [62].

### 3.1.1 États connus dans $^{32}\text{Si}$

La distribution de masse pour les isotopes de Si obtenue dans l'expérience précédente et présentée en Fig. 3.1, montre que le  $^{32}\text{Si}$  est le premier isotope de Si fortement peuplé lors de la réaction  $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$ . Le schéma de décroissance établi lors de l'expérience précédente est donné en Fig. 3.2. Le tableau accompagnant cette figure donne les résultats de nos calculs pour les états présentés sur le schéma de décroissance et dont le spin est connu. L'expérience CLARA+PRISMA dont provient le schéma de décroissance n'a pas été réalisée pour mesurer des durées de vie. Les différents temps de vie reportés dans le tableau sont extraits de la littérature et comparés aux calculs de type modèle en couches faits dans le cadre de ce travail.

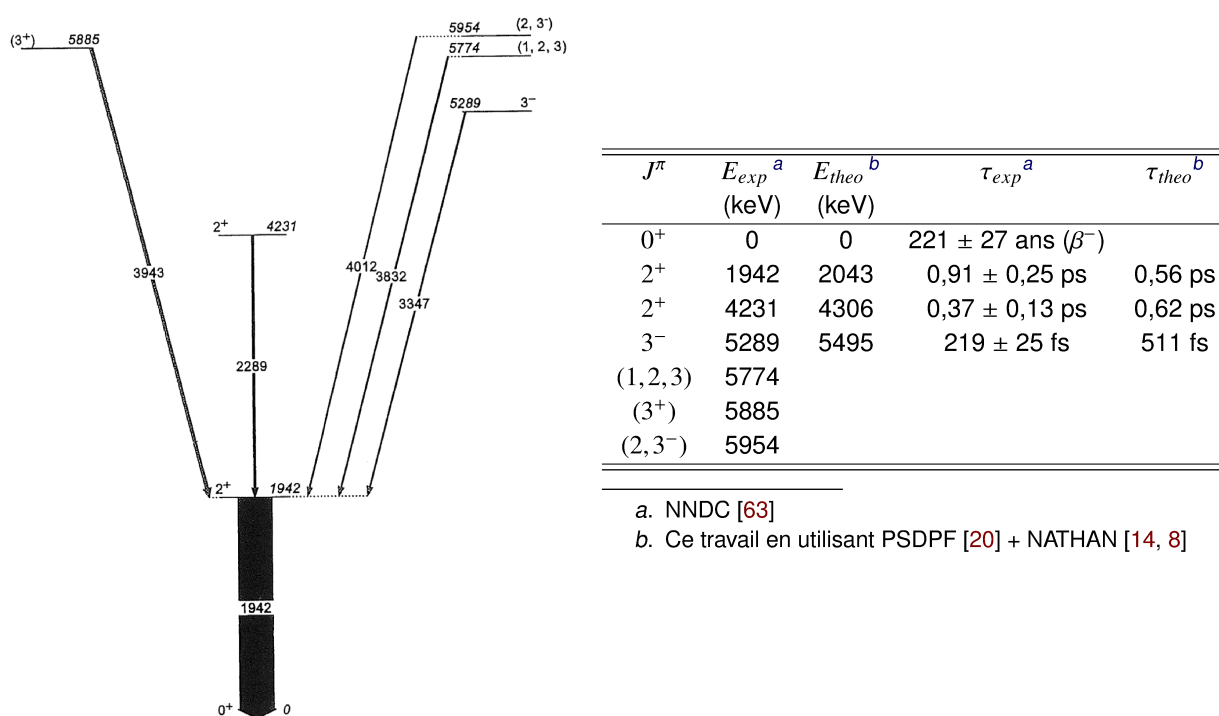


FIGURE 3.2: États du  $^{32}\text{Si}$  observés lors de l'expérience  $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$  [53] avec les prédictions sur les durées de vie obtenues avec l'interaction PSDPF. La largeur des flèches sur le panneau de gauche est proportionnelle à l'intensité relative des transitions. Toutes les énergies sont en keV sur le spectre.

Le  $^{32}\text{Si}$  a été étudié par Pronko *et al.* [64] en utilisant une réaction de transfert sur le dernier isotope stable de Si, le  $^{30}\text{Si}$ . La réaction  $^{30}\text{Si}(t, p\gamma)^{32}\text{Si}$  a permis de réaliser la spectroscopie de ce noyau jusqu'à une énergie d'excitation de 6,705 MeV. À partir des corrélations angulaires  $p-\gamma$  et en utilisant la méthode d'atténuation de l'effet Doppler, le spin et la durée du premier état excité ont été déterminés [64]. Le temps de vie de cet état a également été mesuré par excitation coulombienne par Ibbotson *et al.* [62]. Différentes valeurs de temps de vie sont donc disponibles pour cet état :  $\tau = 0,92 \pm 0,32$  ps [64],  $0,48 \pm 0,07$  ps [65] et  $0,91 \pm 0,26$  ps [62]. La valeur moyenne reportée dans la littérature [63] pour cette transition est de  $0,63 \pm 0,17$  ps. Notre calcul de type modèle en couches reproduit correctement l'énergie de cet état. De plus la durée de vie de cet état calculée avec les charges effectives décrites dans la section 2.1.1.7 est de 0,56 ps ce qui est en bon accord avec les différentes mesures expérimentales. La fonction d'onde de l'état fondamental de  $^{32}\text{Si}$  est principalement décrite par la configuration  $\pi(1d_{5/2})^6 \otimes \nu(1d_{5/2})^6 (2s_{1/2})^2 (1d_{3/2})^2$ . La fonction d'onde de ce premier état excité est quant à elle très fragmentée : trois composantes principales se distinguent cependant dont une composante incluant une excitation proton  $1d_{5/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ .

Dans cette réaction de transfert (t,p) sur le  $^{30}\text{Si}$ , Pronko *et al.* [64] et Guillaume *et al.* [65] ont également pu mesurer grâce à la méthode d'atténuation Doppler les temps de vie des  $2_2^+$  (4,231 MeV) et  $3_1^-$  (5,289 MeV). Pour le second  $2^+$ , le temps de vie mesuré est de  $0,37 \pm 0,13$  ps. La fonction d'onde de cet état est très proche de la fonction d'onde de l'état fondamental de  $^{32}\text{Si}$  avec la même configuration dominante que celle du fondamental. La position du premier état intrus,  $3^-$  à 5,289 MeV est également bien reproduite par notre calcul. La fonction d'onde de ce premier état intrus est très fragmentée, mais correspond principalement à une excitation  $sd \rightarrow pf$ .

Le  $^{32}\text{Si}$  présente également un état isomérique autour de 5,5 MeV. Cet état a principalement été observé par Fornal *et al.* [59] dans les données pour les fragments légers de la réaction  $^{37}\text{Cl}+^{208}\text{Pb}$ . En plaçant une fenêtre sur la transition  $2_1^+ \rightarrow 0^+$  à 1,942 MeV, deux raies  $\gamma$  sont observées qui correspondent à des énergies de 79 keV et 3,592 MeV qui définissent deux états un à 5,504 MeV et l'autre à 5,583 MeV. Ces transitions ont également été observées dans les données sans faisceau, ce qui indique que l'état à 5,583 MeV a un temps de demi long. Une attribution de spin pour ces deux états a également été proposée, pour l'état à 5,504 MeV : un spin  $4^+$  a été proposé. L'état isomérique correspondrait quand à lui à un  $5^-$ . La transition  $5^- \rightarrow 4^+$  de 79 keV est donc principalement une transition E1. Le temps de vie associé par les auteurs au  $5^-$  est de  $\tau = 39 \pm 3$  ns. Dans notre calcul de type modèle en couches, l'état  $4^+$  se situe à 5,589 MeV et l'état  $5^-$  à 5,725 MeV. Nous avons donc un bon accord pour ces deux états au niveau de l'énergie d'excitation. Le temps de demi calculé pour l'état isomérique en considérant une transition purement E1 est de 15,3 ns. Le caractère isomérique de cet état explique également que cette cascade n'aie pas été observée dans les données CLARA+PRISMA.

### 3.1.2 États connus dans $^{33}\text{Si}$

Le second isotope fortement peuplé d'après la Fig. 3.1 est l'isotope  $N = 19$  de Si. Le  $^{33}\text{Si}$  est un noyau très intéressant, car il peut être utilisé pour extraire les énergies des niveaux à une particule, dans ce cas un trou, autour de  $N = 20$ . Avec 19 neutrons, le fondamental de  $^{33}\text{Si}$  est décrit par un trou neutron dans l'orbitale  $1d_{3/2}$ . Le schéma de décroissance et les résultats de nos calculs pour cet isotope sont présentés en Fig. 3.3.

Nous obtenons pour tous les états observés lors de l'expérience précédente un excellent accord

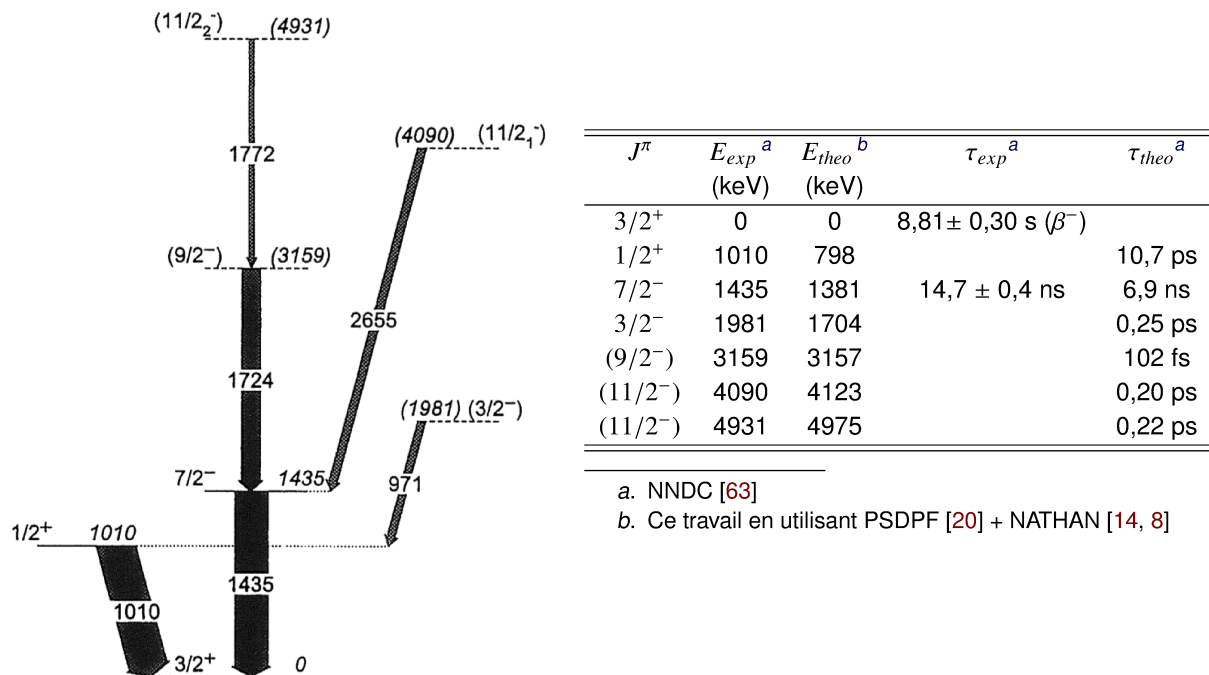


FIGURE 3.3: États du  $^{33}\text{Si}$  observés lors de l'expérience  $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$  [53] avec les prédictions sur les durées de vie obtenues avec l'interaction PSDPF. La largeur des flèches sur le panneau de gauche est proportionnelle à l'intensité relative des transitions. Toutes les énergies sont en keV sur le spectre.

en ce qui concerne les énergies des états. Le spin de l'état fondamental provient principalement (86 %) d'un couplage  $\pi(0^+) \otimes \nu(3/2^+)$ . La principale composante de la fonction d'onde (71 %) correspond à un trou neutron dans la l'orbitale  $1d_{3/2}$ . Le premier état excité,  $1/2^+$  est donné quant à lui par une excitation neutron  $2s_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ . Les états de parité négative dans ce noyau vont donc être majoritairement décrit par un neutron dans la couche  $pf$  et deux trous dans la couche  $sd$ . Les deux premiers états de parité négative sont représentatifs de cette configuration. En effet, le premier état, un  $7/2^-$  (1,435 MeV) correspond dans nos calculs de type modèle en couches à un saut d'un neutron de l'orbitale  $1d_{3/2}$  vers l'orbitale  $1f_{7/2}$ . Le second état de parité négative correspond quant à lui à un saut de la  $1d_{3/2}$  vers la  $2p_{3/2}$ .

La seule durée de vie mesurée dans le  $^{33}\text{Si}$  correspond au premier état intrus de parité négative de ce noyau :  $7/2^-$  à 1,435 MeV. Cet état décroît directement au fondamental par l'intermédiaire d'une transition M2. La durée de vie prédite par notre calcul est en bon accord avec cette valeur. La transition à 1,010 MeV a également été observée dans une expérience d'excitation coulombienne. Le  $B(E2 \uparrow)$  de  $16,5 \pm 3,2$  e<sup>2</sup>fm<sup>4</sup> mesuré est à comparer à la valeur de 27,98 e<sup>2</sup>fm<sup>4</sup> que nous trouvons dans notre calcul.

### 3.1.3 États connus dans $^{34}\text{Si}$

Le  $^{34}\text{Si}$  est le dernier isotope de Si de la couche  $sd$ , en effet avec  $N = 20$  la couche  $sd$  est fermée. Le  $^{34}\text{Si}$  est donc un isotope particulier de la chaîne des Si, dans la mesure où son nombre de neutrons correspond à une fermeture de couche et comme pour tous les isotopes de Si, les protons remplissent l'orbitale  $1d_{5/2}$ , il peut donc être considéré comme un noyau semi-magique. Une étude réalisée à la fin des années 1980 par Baumann *et al.* [66] montre que le  $^{34}\text{Si}$  peut être vu comme un nouveau noyau doublement magique. Ce caractère est aujourd'hui bien compris, il est lié à la partie tenseur de l'interaction [67]. En remplissant les orbitales dans l'ordre de la séquence présentée dans le chapitre précédent (cf Fig. 2.1), les neutrons remplissent l'orbitale  $1d_{3/2}$ . Les nucléons, protons et neutrons, ont donc le même moment orbital. La forte interaction entre les orbitales  $\pi 1d_{5/2}$  et  $\nu 1d_{3/2}$  entraîne une séparation importante en énergie entre les partenaires spin-orbite au niveau des protons. Ce qui explique le comportement doublement magique pour  $Z = 14$ ,  $N = 20$  [1, 68]. Il est intéressant de noter que la force tenseur permet également d'expliquer la disparition du nombre magique  $N = 20$  pour  $Z \sim 12$  qui est un noyau déformé. Le  $^{34}\text{Si}$  fait la transition entre le noyau déformé de  $^{32}\text{Mg}$ , situé dans l'îlot d'inversion, et le noyau sphérique de  $^{36}\text{S}$ .

Le schéma de décroissance de ce noyau est donné en Fig. 3.4. Le temps de vie du premier  $2^+$  a été extrait des expériences d'excitation coulombienne de Ibbotson *et al.* [62]. Le  $B(E2 \uparrow)$  mesuré de  $85 \pm 33 \text{ e}^2\text{fm}^4$  a permis de déduire le temps de vie de  $118 \pm 46 \text{ fs}$ . Dans notre calcul, nous trouvons un temps de vie de 50,5 fs, cependant l'énergie de cet état est mal reproduite par nos calculs. Ce qui n'est pas le cas pour les autres Si pairs avec  $N < 20$ . Cette différence d'énergie s'explique par l'importance de la composante  $2p - 2t$ , qui par définition est hors de portée de notre interaction, dans la fonction d'onde de cet état  $2^+$  [69]. Nous avons donc dans ce noyau un mélange de configurations particule-trou pour les états de parité positive à basse énergie.

## 3.2 Expérience de mesure de durées de vie dans les isotopes autour de $Z = 16$ et $N = 20$

Les données provenant de l'expérience  $^{36}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$  réalisée avec PRISMA-CLARA, ont montré qu'il était possible grâce à cette réaction de produire efficacement un grand nombre de noyaux riches en neutrons autour de  $Z = 16$  et  $N = 20$ . Le dispositif expérimental utilisé a permis de compléter la spectroscopie de différents noyaux [50, 51, 52, 54, 56, 57, 58]. Dans ce travail, la même réaction a été utilisée afin de peupler les mêmes noyaux. Le dispositif expérimental a cependant été modifié afin de nous permettre de mesurer les temps de vie des états excités peuplés. Le multi-détecteur  $\gamma$  CLARA, a été remplacé auprès de PRISMA par le démonstrateur du futur multi-détecteur  $\gamma$  européen AGATA [70, 71]. Contrairement à CLARA, nous verrons par la suite qu'AGATA est un détecteur sensible à la position d'interaction des photons avec les cristaux de Ge de haute pureté le constituant. La détermination de la position d'interaction du photon avec le détecteur permet d'améliorer la correction de l'effet Doppler, par rapport aux détecteurs  $\gamma$  conventionnels comme CLARA. De plus, le démonstrateur d'AGATA présente un taux de comptage limite sans précédent de 50 kHz par cristal pour la détection des  $\gamma$ .

La Fig. 3.5 donne un schéma d'ensemble de l'expérience que nous avons réalisée. Comme dans l'expérience précédente de la collaboration, un faisceau de  $^{36}\text{S}$  est envoyé sur une cible de



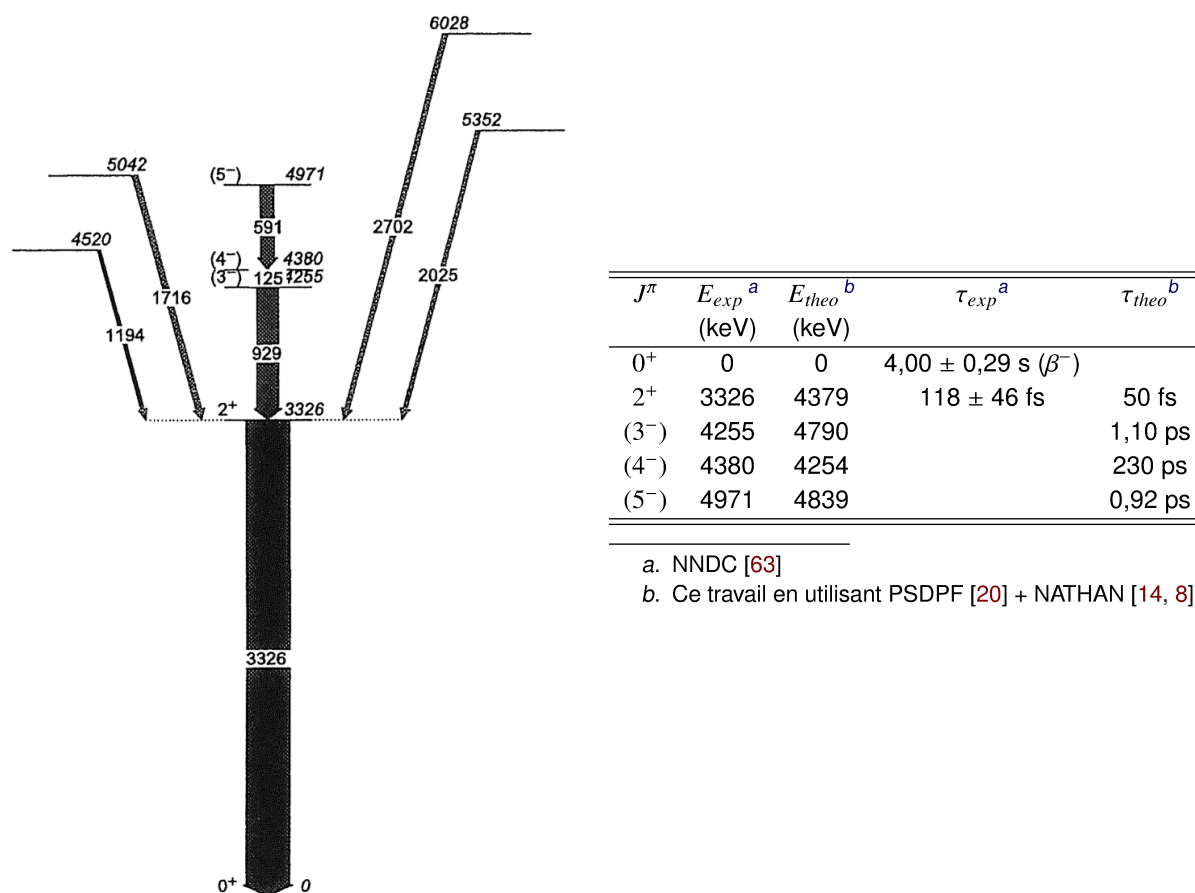


FIGURE 3.4: États du  $^{34}\text{Si}$  observés lors de l'expérience  $^{36}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$  [53] avec les prédictions sur les durées de vie obtenues avec l'interaction PSDPF. La largeur des flèches sur le panneau de gauche est proportionnelle à l'intensité relative des transitions. Toutes les énergies sont en keV sur le spectre.

$^{208}\text{Pb}$  de  $1\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ , déposée sur un support en Nb de  $1\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Les noyaux produits dans la cible traversent ensuite une feuille de Nb de  $3\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ , appelée ralentisseur, avant d'entrer dans le spectromètre magnétique PRISMA. La cible et le ralentisseur sont montés sur un *plunger* que nous décrirons dans les sections suivantes. Les  $\gamma$  émis par les noyaux de recul sont détectés par le démonstrateur d'AGATA placé aux angles arrières par rapport à la direction des noyaux de recul. Le dispositif expérimental utilisé, PRISMA et AGATA, était installé au LNL. PRISMA a été construit pour la détection et l'identification des ions produits dans les réaction binaires du type inélastique ou de transfert multiple de nucléons entre ions lourds à des énergies incidentes comprises entre 5 et 20 MeV/u. Nous verrons dans la suite comment cette identification est réalisée à l'aide de différents détecteurs de fragments. Lors de notre expérience, le démonstrateur d'AGATA était pour la première fois complet, *i.e.* composé de 15 cristaux de Ge segmentés que nous verrons en détails dans la partie de ce manuscrit consacrée à la détection des  $\gamma$ .

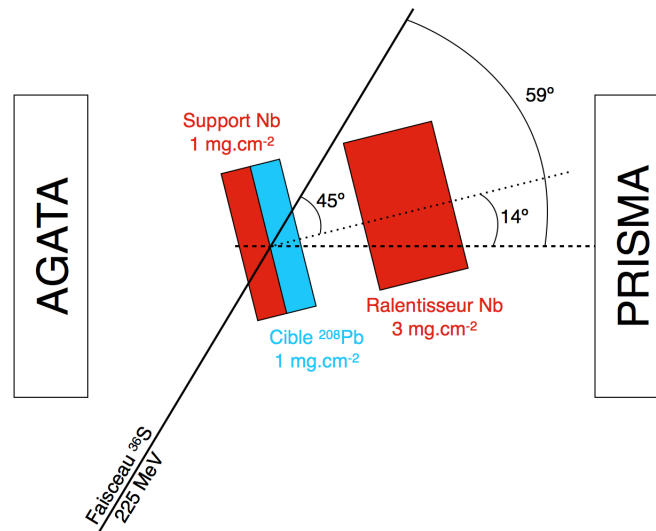


FIGURE 3.5: Représentation schématique du dispositif expérimental utilisé lors de notre expérience de mesure de durées de vie.

### 3.3 Méthodologie de mesure des temps de vie

Les durées de vie des états sont importantes pour la comparaison entre les données expérimentales et les modèles théoriques. En effet les durées de vie expérimentales fournissent des données essentielles pour remonter à l'élément de matrice de la transition. La largeur d'un état ( $\Gamma$ ) est directement reliée à son temps de vie par la relation d'Heisenberg :  $\Gamma = \hbar/\tau$ . D'un point de vue théorique, le  $\Gamma$  d'un état peut être relié à la somme des éléments de matrice des transitions possibles pour cet état. Pour les états excités situés sous les seuils d'émission de particules, la largeur totale de l'état est donnée par la largeur  $\Gamma_\gamma$ . En fonction des durées de vie à mesurer, différentes techniques peuvent être utilisées.

La Fig. 3.6, issue de l'article de revue de Schwarzschild et Warburton [72], représente le domaine d'application de différentes méthodes existantes de mesures de temps de vie des états excités d'un noyau. Dans la section précédente nous avons vu que les prédictions du modèle en couches montrent que les durées de vie que nous souhaitons mesurer sont comprises pour la grande majorité entre 1 et 100 ps. Ce qui correspond à un  $\log_{10}$  compris entre -12 et -10. De plus l'énergie des transitions qui correspond à la désexcitation de ces états est comprise entre 0,1 et 5 MeV.

À partir de la Fig. 3.6, nous pouvons d'ores et déjà éliminer différentes techniques. La méthode reposant sur l'utilisation d'une cavité micro-onde n'est pas applicable à nos noyaux. En effet, cette méthode est adaptée pour mesurer des temps de vie d'états de basse énergie ayant des coefficients de conversion interne importants ce qui n'est pas le cas des noyaux autour de  $N = 20$  dans la couche *sd*. Le domaine d'application de la méthode de coïncidence retardée ne couvre pas la région autour de 1 ps qui est importante dans nos prédictions.

Nous pouvons également éliminer les méthodes indirectes se basant sur l'excitation du noyau

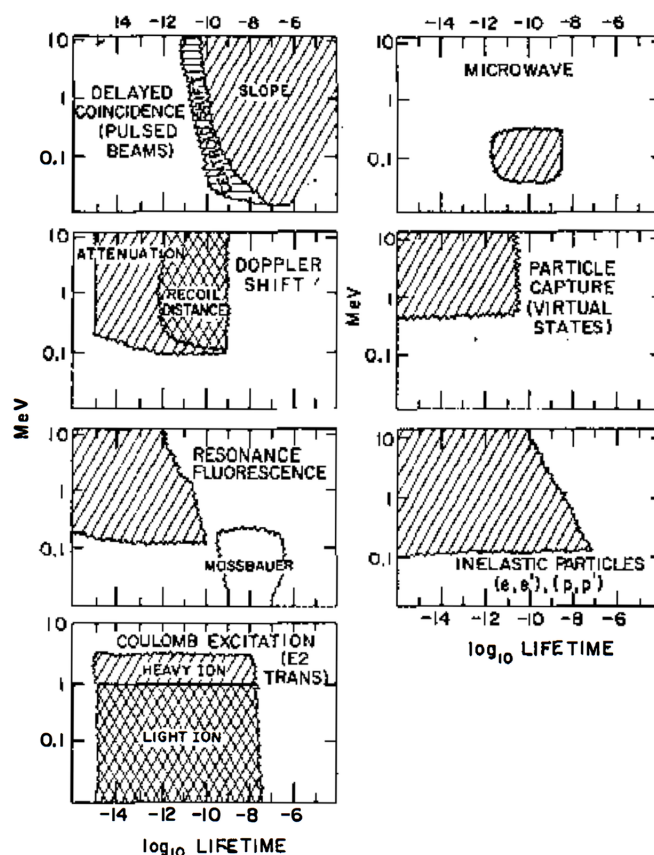


FIGURE 3.6: Représentation schématique du domaine d'application de différentes méthodes de mesures de temps de vie des états excités d'un noyau, issue de [72]. Les zones hachurées correspondent au domaine d'application des méthodes en fonction de l'énergie des  $\gamma$ . Les limites d'application sont définies par les auteurs à partir des données à leur disposition.

par différents projectiles. En effet, le nombre de noyaux dans lesquels nous souhaitons effectuer des mesures de temps de vie est trop important. De plus ces noyaux riches en neutrons sont pour la plupart instables, il serait donc nécessaire d'effectuer les réactions de diffusion en cinématique inverse par exemple. Nous pouvons donc éliminer les méthodes reposant sur les réactions  $(\gamma, \gamma)$ ,  $(e, e')$ ,  $(p, p')$ ,  $(\alpha, \alpha')$  ainsi que celles utilisant les réactions de capture radiative  $(p, \gamma)$ ,  $(n, \gamma)$  ou  $(\alpha, \gamma)$ .

### 3.3.1 Excitation coulombienne

Bien que l'excitation coulombienne ne soit pas utilisable dans notre cas car principalement limitée aux transitions quadripolaires électriques et nécessitant l'utilisation d'une cible du noyau étudié, il nous semble important de rappeler brièvement son principe de fonctionnement. En effet, dans certains isotopes pairs-pairs explorés dans notre étude, les temps de vie du premier  $2^+$  ont été mesurés en utilisant cette méthode. Il est donc possible que nous ayons à comparer nos mesures de temps de vie à des mesures effectuées par excitation coulombienne. La Fig. 3.7a montre schématiquement ce qu'est une excitation coulombienne. Dans cette méthode le noyau dans lequel nous

souhaitons mesurer des temps de vie (désigné par  $Z_{ce}$  sur la Fig. 3.7a) est excité par le champ électromagnétique dépendant du temps provenant d'un noyau ou d'une particule chargée ( $Z_p e$ ) envoyé sur la cible.

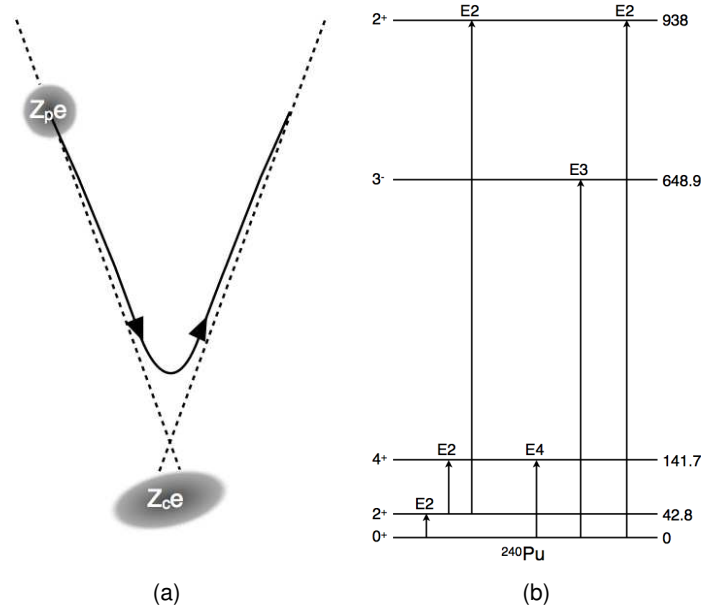


FIGURE 3.7: Transitions observées lors de l'excitation coulombienne du  $^{240}\text{Pu}$  par diffusion inélastique ( $\alpha, \alpha'$ ). Les données sont issues de [73]. Les énergies du spectre sont en keV.

Lors d'une excitation coulombienne le projectile n'entre pas dans la région d'action de l'interaction nucléaire du noyau cible, l'excitation du noyau cible est alors réalisée uniquement par le potentiel coulombien. Le choix de l'énergie incidente est donc important, car elle doit se situer dans une région où seule le terme coulombien du potentiel intervient. Les opérateurs décrivant l'excitation du noyau sont ceux décrivant les transitions électromagnétiques entre les niveaux d'un noyau, que nous avons introduits au chapitre précédent (cf section 2.1.1.7). Il est donc possible d'extraire des données d'excitation coulombienne, non seulement le spin, parité et l'énergie des niveaux mais également la probabilité de transition entre deux niveaux. Il est donc possible d'obtenir un temps de vie.

Le mouvement du projectile dans le champ électromagnétique de la cible est principalement caractérisé par le paramètre de Sommerfeld, sans dimension,  $\eta$  qui représente le rapport entre la distance d'approche minimale dans une collision frontale  $2a$  et la longueur d'onde associée au projectile ( $\lambda$ ). Ce paramètre reflète également l'intensité de l'interaction coulombienne entre la cible et le projectile :

$$\eta = \frac{a}{\lambda} = \frac{Z_p Z_c e^2}{\hbar v}, \quad (3.1)$$

où  $v$  est la vitesse du projectile. Notons que généralement les projectiles utilisés lors d'expérience d'excitation coulombienne ont des vitesses faibles ( $\beta = v/c \ll 1$ ). Dans ce cas,  $\eta$  est très supérieur à 1 et la trajectoire du noyau incident peut être traitée de façon classique après passage dans la cible. Dans le cas contraire, quand le noyau incident a une vitesse très élevée, *i.e.*  $\eta < 1$ , le champ

électromagnétique ne produit qu'une faible modification de la fonction d'onde du noyau incident et le processus peut être traité dans l'approximation de Born. De plus, la faible vitesse des projectiles entraîne que les opérateurs de transitions magnétiques peuvent généralement être négligés, l'excitation coulombienne est alors décrite principalement par les opérateurs multipolaires électriques. La Fig. 3.7b présente les processus d'excitation entrant en jeu lors de la réaction  $^{240}\text{Pu}(\alpha, \alpha')$  [73].

Il est cependant important de garder à l'esprit que l'excitation coulombienne permet une détermination indirecte du temps de vie des états. En effet, le temps de vie de l'état est extrait des mesures de sections efficaces différentielles pour chaque opérateur multipolaire. Il est donc nécessaire d'avoir un modèle permettant d'exprimer la section efficace d'excitation coulombienne par rapport aux éléments de matrice des opérateurs de transition électrique. En utilisant la théorie des perturbations et l'approximation WKB (Wentzel–Kramers–Brillouin) [74] il est possible d'écrire la section efficace pour l'excitation du noyau par l'opérateur  $L = 1$  et  $L = 2$

$$\sigma(E1) = \frac{2\pi^2 Z_p^2 e^2}{9\hbar^2 v_i^2} B(E1) g_{E1}(\xi), \quad (3.2)$$

$$\sigma(E2) = \frac{2\pi^2 m^2 v_f^2}{25 Z_c^2 e^2 \hbar^2} B(E2) g_{E2}(\xi). \quad (3.3)$$

$v_i$  et  $v_f$  représentent les vitesses du projectile avant et après la collision et  $m$  la masse réduite du système. Les fonctions  $g_{EL}(\xi)$  dépendent de différents paramètres et sont décrites dans [75]. Le paramètre d'adiabaticité  $\xi$  est défini comme :

$$\xi = \frac{Z_p Z_c e^2}{\hbar} \left( \frac{1}{v_f} - \frac{1}{v_i} \right). \quad (3.4)$$

La valeur du  $B(EL)$  est donc dépendante du modèle utilisé et des approximations réalisées pour exprimer la section efficace en fonction de la probabilité réduite de transition. De plus l'excitation coulombienne est limitée aux premiers états excités des noyaux, et comme nous l'avons mentionné ne permet de mesurer que des transitions électriques. Les excitations multiples comme celles présentées sur la Fig. 3.7b peuvent également venir perturber la mesure de temps de vie.

### 3.3.2 Effet Doppler

Les méthodes basées sur l'utilisation de l'effet Doppler sont les seules compatibles avec les différents isotopes et leurs durées de vie, la plage en énergie des  $\gamma$  et les temps de vie des niveaux que nous souhaitons mesurer (cf Fig. 3.6). Avant de passer en revue les deux principales méthodes, il est important de rappeler quelques propriétés des décroissances radioactives et en particulier de la décroissance  $\gamma$  des états excités d'un noyau. La décroissance  $\gamma$ , comme toutes les décroissances radioactives suit une loi exponentielle de type :

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau_1} N_1(t) \quad \text{avec} \quad N_1(t) = N_1(0) e^{-\frac{t}{\tau_1}}, \quad (3.5)$$

où  $N_1(0)$  est le nombre de noyaux à l'instant  $t = 0$  se trouvant dans un état (1) particulier de temps de vie  $\tau_1$  et  $N_1(t)$  ce nombre à l'instant  $t$ .

Dans le cas d'une chaîne de désintégration, où par exemple l'état (1) alimente l'état (2), l'équation différentielle 3.5 devient :

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \frac{1}{\tau_1}N_1(t) - \frac{1}{\tau_2}N_2(t). \quad (3.6)$$

### 3.3.2.1 Atténuation de l'effet Doppler

La méthode de l'atténuation de l'effet Doppler repose sur la perte d'énergie des fragments dans un matériau. L'énergie de la transition  $\gamma$ ,  $E_\gamma(t)$  émise au temps  $t$  par un noyau formé au temps  $t = 0$ , ayant une vitesse  $v(t) = c\beta(t)$  selon l'axe  $z$ , peut être exprimée selon la relation :

$$E_\gamma(t) = E_0\gamma_R(t)(1 + \beta(t)\cos\theta_\gamma) \quad (3.7)$$

où  $\gamma_R(t) = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2(t)}}$ .  $E_0$  représente l'énergie de la transition émise par le noyau au repos et  $\theta_\gamma$  est l'angle d'émission du  $\gamma$  par rapport à l'axe  $z$ . De manière générale, les directions de  $\beta(t)$  et  $\beta(0)$  sont très proches car le ralentissement des ions dans la matière procède principalement par chocs électroniques, pour des ions ayant des  $\beta(0) \sim 0,1$ . Ce ralentissement progressif dans le matériau conduit à une distribution continue des  $\beta(t)$  entre 0 et  $\beta(0)$ , qui entraîne en suivant l'Eq. 3.7 une distribution continue de l'énergie des  $\gamma$  entre  $E_0$  et  $E_\gamma(0)$ . La distribution des vitesses selon l'axe  $z$  qu'on désignera par  $\frac{dN(V)}{dV}$ , avec  $V = \frac{\beta_z(t)}{\beta(0)}$  donne la forme de la distribution après avoir pris en compte les effets dus à la résolution du détecteur  $\gamma$ .

En fonction de son temps de vie  $\tau$ , l'état va se désexciter lorsque le noyau est en vol ( $\beta = 0$ ), lors de son ralentissement et enfin à l'arrêt. La Fig. 3.8 présente des simulations obtenues par [72] pour différents temps de vie compris entre 8,69 fs et 5,79 ps. Dans toutes les simulations, le noyau émetteur a une vitesse de 0,75 %. Pour les durées de vie courtes, la composante émise en vol, située autour du canal 130, est la seule composante présente dans le spectre. Pour des durées de vie plus longue, à partir de 34 fs, un élargissement du pic apparaît. Cet élargissement est causé par le ralentissement des ions dans le matériau. À partir d'une durée de vie de 87 fs, dans cette simulation, la composante émise au repos apparaît. Pour des durées de vie longue, seule la composante émise au repos ou lors du ralentissement est présente ce qui est montré sur la Fig. 3.8 pour des temps de vie supérieur à 0,87 ps. En comparant les formes de la transition expérimentale et simulée, il est possible d'extraire le temps de vie de l'état.

La méthode d'atténuation permet également d'obtenir des informations sur le pouvoir d'arrêt de différents matériaux en étudiant la forme des distributions présentées sur la Fig. 3.8. Cependant si le décalage Doppler est faible par rapport à la résolution du détecteur  $\gamma$  alors la mesure de la forme de la transition ne peut pas être utilisée et il est préférable alors d'utiliser le coefficient d'atténuation  $F(\tau)$  défini à partir de la loi de décroissance exponentielle (cf Eq. 3.5) comme :

$$F(\tau) = \frac{1}{\beta(0)\tau} \int_0^\infty \beta_z(t)e^{-t/\tau} d\tau = \frac{\int_0^1 V \frac{dN(V)}{dV} dV}{\int_0^1 \frac{dN(V)}{dV} dV} \quad (3.8)$$

La méthode d'atténuation Doppler ne peut cependant pas être utilisée si le  $F(\tau)$  est proche de 0 ou 1. En effet, comme le montre la Fig. 3.8 dans ces cas les spectres obtenus sont très similaires, notamment pour  $0,922 \leq F(\tau) \leq 0,971$  et  $0,029 \leq F(\tau) \leq 0,070$  et seule une des deux composantes est présente dans le spectre. De plus, la détermination du temps de vie dépend fortement de la connaissance de la perte d'énergie des fragments dans le matériau.

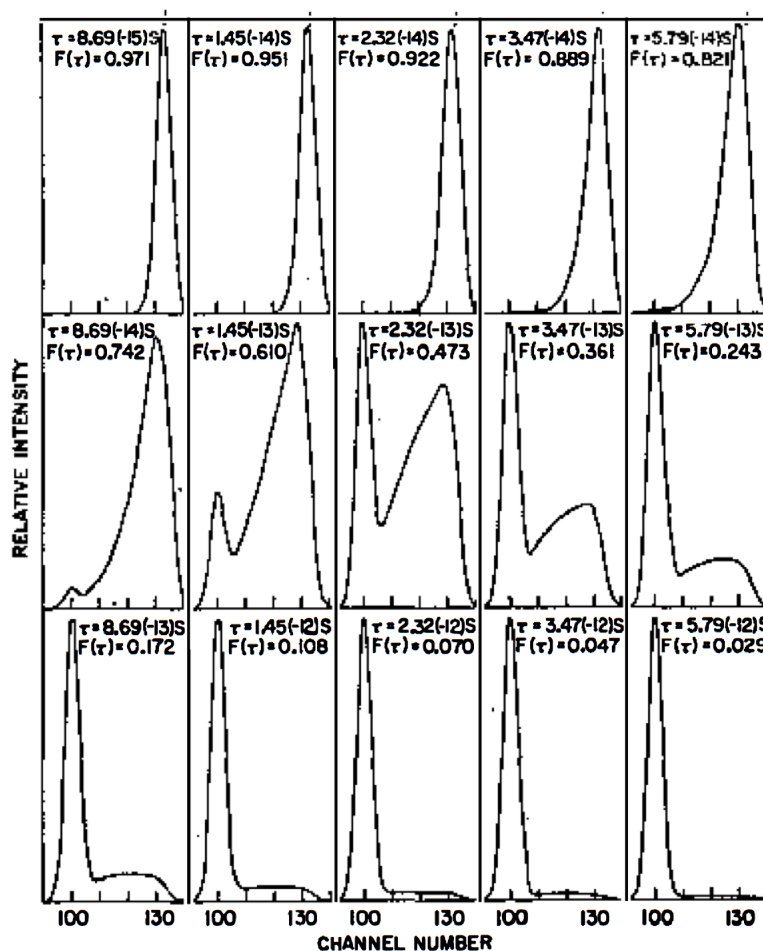


FIGURE 3.8: Simulation pour différents temps de vie moyen  $\tau$  des formes des transitions observées dans le spectre de  $^{28}\text{Si}$  pour la réaction  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n\gamma)^{28}\text{Si}$  avec un  $\beta(0) = 0,75\%$  et un support en Ni. Figure issue de [72].

### 3.3.2.2 Variation de la distance de vol du noyau de recul

Comme pour l'atténuation de l'effet Doppler, la méthode de la variation de la distance de vol (RDDS - Recoil Distance Doppler Shift) [76, 77] du noyau de recul repose sur l'utilisation d'un matériau visant à stopper les noyaux dans l'approche la plus ancienne (sans distinction de la nature des fragments) de cette méthode ou à ralentir les noyaux de recul dans l'approche moderne (avec identification de la nature des fragments). Dans les deux cas, le spectre final obtenu présente pour une même transition deux composantes : une émission entre la cible et le matériau avec une vitesse  $\beta$ . La seconde est émise soit au repos, soit avec une vitesse  $\beta' < \beta$ . Cette méthode a été utilisée dans de nombreuses régions de la carte des noyaux. Dans les noyaux riches en protons, elle a par exemple été utilisée par Harissopoulos *et al.* [78] pour mesurer la durée de vie des états excités  $8_1^+$  et  $10_1^+$  du  $^{120}\text{Xe}$ .

Dans les réactions de DIR ou MNT utilisées pour peupler les noyaux riches en neutrons, le nombre de fragments produits engendre un flux  $\gamma$  important. Il est donc nécessaire pour pouvoir



attribuer les  $\gamma$  à la désexcitation d'un noyau particulier, de pouvoir identifier ce dernier. Dans ce cas, les détecteurs  $\gamma$  sont couplés à un spectromètre qui permet l'identification des fragments. Cette méthode a été testée pour la première fois avec le dispositif CLARA+PRISMA au LNL en étudiant la réaction  $^{64}\text{Ni}$  (400 MeV) +  $^{208}\text{Pb}$  [79]. Elle a depuis lors été utilisée avec succès pour mesurer les temps de vie dans les noyaux de  $^{50}\text{Ca}$ , et  $^{51}\text{Sc}$  [80] et dans les isotopes d'argon :  $^{44,46}\text{Ar}$  [81] au LNL. Plus récemment, cette méthode a également été utilisée au GANIL (France) où le détecteur  $\gamma$  EXOGAM [82] est couplé au spectromètre à large acceptation VAMOS [43, 44] pour mesurer les temps de vie des états  $2^+$  dans le  $^{62}\text{Fe}$  et  $^{64}\text{Fe}$  [83] et les états  $9/2_1^+$  et  $3/2_1^+$  dans le  $^{63}\text{Co}$  [84].

Dans ce travail, nous avons utilisé pour la première fois le démonstrateur complet du détecteur  $\gamma$  AGATA couplé spectromètre magnétique PRISMA et le *plunger* de l'Université de Cologne, que nous détaillerons par la suite. De manière schématique, la méthode RDDS [77] utilise un cible, dont la position est fixe et qui est utilisée pour produire les différents fragments d'intérêt, et un ralentisseur qui permet de réduire la vitesse des noyaux de reculs et dont la distance à la cible peut être changée. L'ensemble cible+ralentisseur constitue ce qui est appelé le *plunger*. Les  $\gamma$  mesurés par AGATA sont émis par les noyaux de recul, dont la masse, le numéro atomique et la vitesse sont mesurés par le spectromètre magnétique PRISMA. Dans cette méthode, il est nécessaire de mesurer l'intensité des composantes émises avant et après le ralentisseur en fonction de la distance cible-ralentisseur ( $d_{c-r}$ ) comme présenté sur la Fig. 3.9.

En fonction de la vitesse des fragments et des durées de vie de états, les fragments vont se désexciter avant ou après le ralentisseur. En comparant l'intensité relatives d'une des deux composantes, il sera donc possible d'extraire un temps de vie d'un état. La Fig. 3.9 donne un exemple de ce qu'il est possible d'obtenir pour la décroissance de l'état  $2^+$  du  $^{36}\text{S}$  à 3,391 MeV dans notre expérience pour deux distances. En fonction de la distance entre la cible et le ralentisseur, l'intensité des deux composantes changent comme le montre schématiquement la Fig. 3.9a.

Il est possible d'exprimer l'intensité des deux composantes en fonction du temps de vie,  $\tau$ , de la distance entre la cible et le ralentisseur  $d = vt$  où  $v$  est la vitesse du noyau de recul entre la cible et le ralentisseur, et de l'intensité de la transition  $I$ . On a :

$$I_s = I(1 - e^{-\frac{d}{v\tau}}) \quad (3.9)$$

$$I_{us} = Ie^{-\frac{d}{v\tau}}, \quad (3.10)$$

où  $I_s$  correspond à l'intensité de la composante émise avant le ralentisseur et  $I_{us}$  celle émise après le ralentisseur. En combinant les deux équations précédentes, nous pouvons construire le rapport  $R(x)$  entre les deux composantes pour une distance  $d = x$  :

$$R(x) = \frac{I_{us}(x)}{I_{us}(x) + I_s(x)} = e^{-\frac{x}{v\tau}} \quad (3.11)$$

Il est donc possible de déterminer directement le temps de vie à partir de ce rapport. Nous emploierons également la méthode différentielle basée sur l'équation précédente. Dewald *et al.* [77] ont montré qu'il était également possible d'extraire la durée de vie des états à partir de l'équation différentielle :

$$\tau(x) = -\frac{R(x)}{v \times \frac{dR(x)}{dx}}. \quad (3.12)$$

Cette équation n'est vraie que si l'état dont nous souhaitons mesurer le temps de vie n'est pas alimenté par des états de plus haute en énergie. Si l'état est alimenté par le haut, il est important



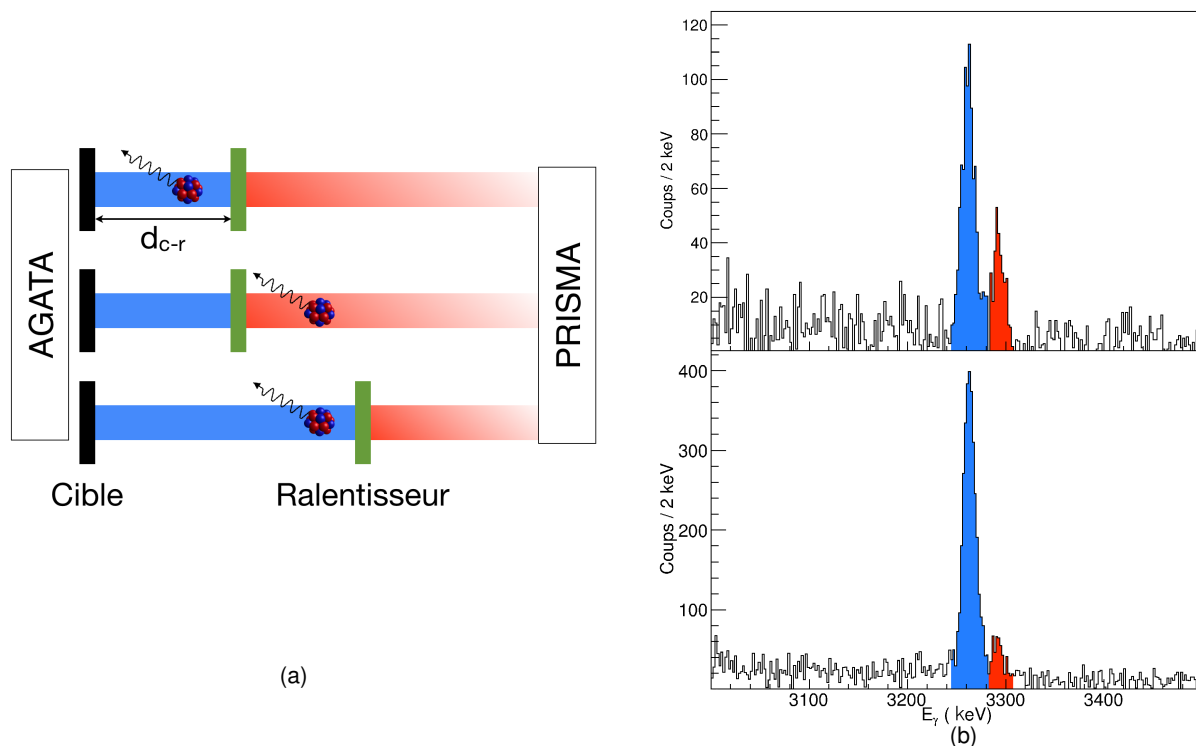


FIGURE 3.9: (a) Représentation schématique du principe de fonctionnement d'un plongeur. Le noyau produit dans un état excité à une vitesse  $\beta$  va se désexciter en émettant un  $\gamma$ . Selon la durée de vie de l'état, la distance entre le ralentisseur et la cible et la vitesse du noyau, le  $\gamma$  va être émis avant ou après le ralentisseur. La différence de vitesse  $\Delta\beta$  du noyau de recul avant et après la cible donne lieu dans le spectre  $\gamma$  à deux composantes pour la même transition. (b) Cas de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{36}\text{S}$  (3,291 MeV) obtenu dans l'expérience réalisée dans le cadre de ce travail pour la distance cible-ralentisseur la plus courte ( $7\ \mu\text{m}$ ) et la plus longue ( $120\ \mu\text{m}$ ). En bleu la composante provenant des  $\gamma$  émis avant le ralentisseur, en rouge celle provenant des  $\gamma$  émis après le ralentisseur.

de prendre en compte la durée de vie de l'état l'alimentant, en particulier si ce dernier a un temps de vie long. Dans le cadre d'une cascade comme celle présentée sur la Fig. 3.10, où l'état  $J_1$  est alimenté par un état  $J_2$  l'Eq. 3.12 devient :

$$\tau_1(x) = -\frac{\frac{I_{us_1}(x)}{I_{us_1}(x)+I_{s_1}(x)} - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{I_{us_2}(x)}{I_{us_1}(x)+I_{s_1}(x)}}{v \times \frac{d}{dx} \left( \frac{I_{us_1}(x)}{I_{us_1}(x)+I_{s_1}(x)} \right)}, \quad (3.13)$$

où  $\varepsilon_2$  et  $\varepsilon_1$  correspondent respectivement aux efficacités du détecteur pour la transition  $J_2 \rightarrow J_1$  et  $J_1 \rightarrow J_2$ .

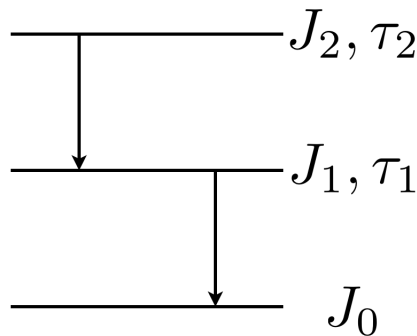


FIGURE 3.10: Représentation schématique d'un schéma de niveau. L'état dont nous souhaitons mesurer la durée de vie ( $J_1, \tau_1$ ) est alimenté par un état plus haut en énergie de durée de vie  $\tau_2$

### 3.4 Préparation de l'expérience

Lors des premières expériences de mesure de temps de vie auprès du démonstrateur du multi-détecteur AGATA, un taux de comptage (CR) trop important par cristal a été observé. La solution proposée à l'époque était de changer le matériau ralentisseur (Mg) par un matériau plus lourd (Nb). En effet, en prenant un matériau avec un  $Z$  plus élevé, la barrière de fusion est plus haute en énergie. Cependant le nombre d'atomes par unité de surface étant plus faible pour un matériau lourd que pour un léger, l'épaisseur du matériau doit être ajustée afin d'obtenir un ralentissement équivalent. Afin d'avoir une base qualitative et quantitative pour estimer les taux de comptage dans les cristaux du démonstrateur, une expérience préliminaire aux expériences de mesures de temps de vie a été proposée et acceptée auprès de l'accélérateur XTU-TANDEM du LNL.

#### 3.4.1 Mesure des taux de comptage

Lors de ce test, nous avons utilisé 5 matériaux différents. Les quatre premiers (Mg, Ni, Nb et Ta) sont considérés comme étant des matériaux utilisables en tant que ralentisseur. En effet, ces matériaux ont des températures de fusion élevées,  $T_{fus}$  dans le tableau 3.1), et ont de bonnes propriétés mécaniques. Un dernier matériau, le Pb, a également été testé afin de mesurer l'influence du taux de comptage induit par la cible. Le tableau 3.1 présente les différentes intensités  $I_f$  utilisées pour les deux faisceaux ( $^{32}\text{S}$  et  $^{58}\text{Ni}$ ) ainsi que les épaisseurs des cibles. Ces deux faisceaux ont été choisis pour deux raisons : ce sont des faisceaux aisés à produire avec le Tandem du LNL, et ils sont proches de ceux utilisés dans la campagne AGATA au LNL. Pour être au plus près des conditions expérimentales des expériences de mesure de durées de vie lors de cette expérience préparatoire, nous avons choisi de travailler aux énergies maximales des faisceaux atteignables avec le Tandem seul en utilisant un double épluchage des ions et en se plaçant à la tension maximale actuelle du terminal de 14,5 MV. Ainsi les énergies des faisceaux sont de 190 MeV pour le  $^{32}\text{S}$  et 250 MeV pour le  $^{58}\text{Ni}$ . Pour le  $^{32}\text{S}$ , nous obtenons ainsi une énergie par nucléons comparable à celle du faisceau de  $^{36}\text{S}$  après la cible de Pb dans notre expérience de durées de vie, en effet l'énergie du  $^{32}\text{S}$  est de 5,94 MeV/u contre 5,78 MeV/u pour le  $^{36}\text{S}$ . Les rapports entre les énergies dans le centre de masse

$E_{c.m.}$  et les énergies correspondant aux barrières de fusion ( $V(R_B)$ ) y sont également présentées. Les barrières de fusion correspondent à la somme du potentiel coulombien ( $V_B$ ) et du potentiel de proximité nucléaire ( $V_N$ ) calculés au rayon de la barrière de fusion ( $R_B$ ) [85] :

$$V(R_B) = V_B(R_B) + V_N(R_B). \quad (3.14)$$

Z	Cibles		$^{32}\text{S}$			$^{58}\text{Ni}$		
	$\varepsilon_c$ ( $\text{mg.cm}^{-2}$ )	$T_{fus}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	$E/V$	$I_f$ (pnA)	$\Delta\beta$ (%)	$E/V$	$I_f$ (pnA)	$\Delta\beta$ (%)
Mg	4,02	650	3,0	1,0	1,4	1,6	0,4	2,8
Ni	4,01	1455	2,1	1,0	1,1	1,3	0,9	1,9
Nb	4,19	2477	1,8	1,1	1,0	1,2	0,9	1,7
Ta	4,00	3017	1,3	1,0	0,6	0,9	0,9	1,1
Pb	4,10	327	1,2	1,0	0,6	0,8	1,0	1,1

TABLEAU 3.1: Caractéristiques des matériaux testés et conditions expérimentales lors de l'expérience préparatoire aux différentes mesures de temps de vie auprès d'AGATA-PRISMA.  $\varepsilon_c$  correspond à l'épaisseur des cibles et  $T_{fus}$  aux températures de fusion des différents matériaux.  $E/V$  correspond au rapport entre l'énergie dans le centre de masse et la barrière de fusion [85] et  $\Delta\beta$  au ralentissement des ions dans les différents matériaux.

Dans un premier temps, nous avons mesuré l'évolution du CR en fonction de l'intensité du faisceau. Les résultats obtenus avec la cible de Mg et le faisceau de S sont présentés en Fig. 3.11a. Entre 0 et 2 pnA, cette évolution est linéaire. Il est important de noter qu'à l'intensité maximale utilisée, le taux de comptage par cristal est de l'ordre de  $\sim 8$  kHz. Pour un taux de comptage aussi faible, aucun temps mort n'est observé dans AGATA. De plus, contrairement à ce qui avait été observé dans la première expérience de mesure de durée de vie auprès du démonstrateur d'AGATA, le taux de comptage que nous obtenons ici n'est en aucun un problème. Notons que lors de cette première expérience, le faisceau utilisé était un un faisceau de  $^{76}\text{Ge}$  dont l'énergie avant le ralentisseur était de  $\sim 520$  MeV. Nous avons donc réalisé des calculs de fusion-évaporation avec HIVAP [86] afin de comprendre la différence de taux de comptage. Nos calculs montrent que bien que nous soyons à une énergie plus proche de la barrière dans le cas  $^{76}\text{Ge}+^{24}\text{Mg}$  ( $E/V \sim 2,6$ ) que dans le cas  $^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg}$  ( $E/V \sim 3,0$ ), le moment angulaire moyen des résidus est deux fois plus important avec le faisceau de  $^{76}\text{Ge}$  qu'avec le faisceau de  $^{32}\text{S}$ .

La Fig. 3.11b présente les CR mesurés pour les différentes combinaisons de faisceau et de cible présentées dans le tableau 3.1. Les réactions entre le faisceau de  $^{58}\text{Ni}$  et les cibles de Ta et Pb ayant lieu sous la barrière, nous n'avons pas reportés les CR mesurés car ceux-ci ne sont pas représentatifs. De manière générale, la Fig. 3.11b montre que les matériaux lourds (Nb, Ta) produisent un CR plus faible que les matériaux légers (Mg, Ni).

### 3.4.2 Interprétation et optimisation de l'expérience

Afin d'interpréter nos résultats sur les CR [87], nous avons utilisé le code de fusion-évaporation HIVAP [86] pour calculer les sections efficaces de production des différents noyaux. Les résultats

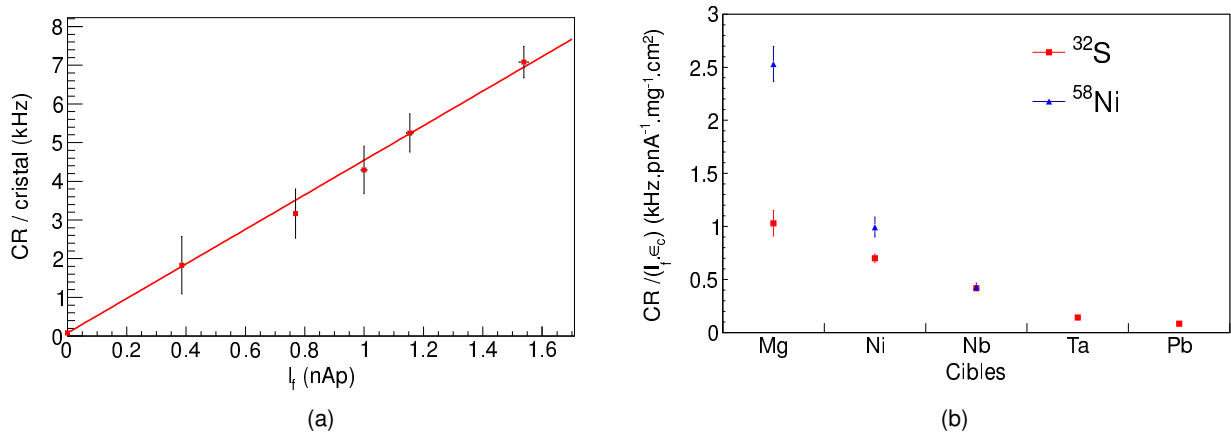


FIGURE 3.11: (a) Évolution de CR par cristal en fonction de l'intensité du faisceau. Les mesures ont été réalisées avec la cible de Mg et le faisceau de  $^{32}\text{S}$ . (b) CR par cristal normalisé à l'intensité du faisceau ( $I_f$ ) et l'épaisseur de la cible ( $\epsilon_c$ ) dans le démonstrateur d'AGATA pour différents matériaux et faisceaux.

obtenus pour le faisceau de  $^{32}\text{S}$  sur la cible de  $^{24}\text{Mg}$  sont donnés en Fig. 3.12. L'ensemble des calculs de fusion-évaporation ont été réalisés en utilisant, pour le potentiel permettant de calculer la section efficace de fusion, les paramètres obtenus par la paramétrisation du potentiel noyau-noyau pour les ions lourds de Akyuz et Winther [88].

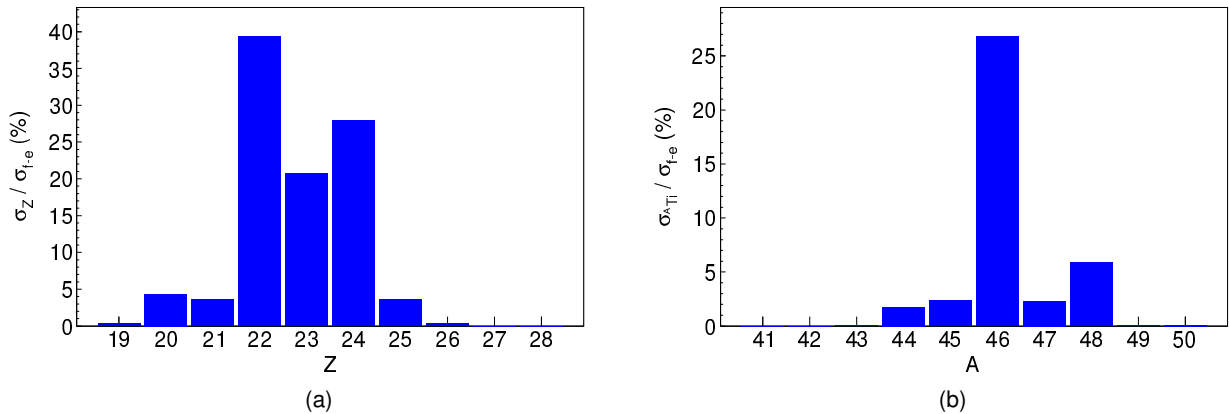


FIGURE 3.12: Résultats du calcul HIVAP pour la réaction  $^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg}$  à  $E_{lab} = 190$  MeV. (a) Répartition de la section efficace de fusion-évaporation ( $\sigma_{f-e}$ ) dans les différents isotopes. (b) Distribution de masses théorique pour les isotopes de Ti ( $Z = 22$ ).

Outre les distributions en Z et en A dont un exemple est présenté pour la réaction  $^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg}$  sur la Fig. 3.12, HIVAP fournit également le moment angulaire moyen,  $\bar{J}$ , dans lequel les différents isotopes sont produits. Pour estimer les CR, nous avons supposé que les noyaux peuplés dans des états excités décroissent vers leurs états fondamentaux via des transitions  $L = 2$ . Par conséquent,

le nombre moyen de  $\gamma$  dans la cascade correspond à  $\bar{J}/2$ . Nous pouvons donc estimer le nombre de  $\gamma$  produits  $N_\gamma$  à partir de la relation suivante :

$$N_\gamma = \varepsilon_c \times I_f \times \varepsilon_{det} \times \sum_i \frac{\sigma_i \bar{J}_i}{2}. \quad (3.15)$$

où  $\varepsilon_c$  est l'épaisseur de cible,  $I_f$  l'intensité du faisceau,  $\varepsilon_{det}$  l'efficacité de détection et  $\sigma_i$  la section efficace de production de chaque résidu. La somme est réalisée sur l'ensemble des résidus de fusion-évaporation. Nous avons donc utilisé les distributions de masses calculées avec HIVAP et l'Eq. 3.15 pour estimer le nombre de  $\gamma$  produits. L'efficacité de détection utilisée pour l'ensemble des calculs tient compte des multiplicités moyennes calculées,  $\sim 15$ , de la position du démonstrateur durant l'expérience, de la vitesse des résidus ( $\beta \sim 10\%$ ) et d'une plage en énergie entre 0,2 et 2 MeV pour les  $\gamma$  des cascades. En prenant compte de l'ensemble des paramètres, nous avons estimé que lors de cette expérience  $\varepsilon_{det} = 0,04 \pm 0,02$  pour le démonstrateur complet.

La comparaison entre les CR estimés et ceux mesurés est donnée en Fig. 3.12. Comme pour la Fig. 3.11b, nous avons normalisé les CR à l'intensité des faisceaux et l'épaisseur des cibles. Comme nous l'avons déjà mentionné auparavant, les réactions entre le faisceau de Ni et les cibles de Ta et Pb, ont lieu à des énergies sous-coulombiennes (cf tableau 3.1) dans cette expérience, notre calcul n'est donc pas valable dans ce cas. Pour le faisceau de S et ces deux mêmes cibles, notre calcul montre que la section efficace de réaction est dominée par la fusion-fission. Notre modèle n'est donc pas valable dans ce cas également. Les barres d'erreurs sur les CR estimés correspondent uniquement à l'incertitude sur l'efficacité de détection. De manière générale, notre calcul reproduit bien l'évolution du CR en fonction de la masse des cibles. La différence quantitative entre les CR estimés et mesurés provient du calcul des sections efficaces à l'aide de la paramétrisation de Akyuz-Winther. Rappelons que cette paramétrisation ne tient pas compte des déformations des ions impliqués dans la réaction.

Il est également possible à partir de la Fig. 3.11b et du pouvoir d'arrêt des différents matériaux le taux de comptage que nous obtiendrons avec chacun d'eux pour un ralentissement constant. Nous avons donc dans un premier temps estimé à l'aide de LISE++ [89] l'épaisseur nécessaire pour chaque matériaux afin d'obtenir un ralentissement de  $\Delta\beta \sim 2\%$  pour les deux faisceaux. À partir de ces épaisseurs et pour une intensité du faisceau de 1 nAp, nous avons pu extraire les taux de comptage par cristaux dans les différents cas. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 3.2.

Nous avons donc intérêt à choisir comme ralentisseur le matériau ayant le  $Z$  le plus élevé afin de réduire au maximum les taux de comptage. Il faut cependant également prendre en compte l'angle de grazing de la réaction du faisceau avec le ralentisseur. La réaction  $^{36}\text{S} + ^{181}\text{Ta}$  à l'énergie du faisceau après la cible a un angle de grazing de l'ordre  $71^\circ$  contre  $\sim 73^\circ$  pour  $^{36}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$ . Pour la réaction  $^{36}\text{S} + ^{93}\text{Nb}$  l'angle de grazing à la même énergie, est de  $\sim 36^\circ$ . En prenant en compte les taux de comptage et l'angle de grazing de la réaction du faisceau avec le ralentisseur, le meilleur choix de matériau correspond au Nb. Ce matériau nous permet à la fois de limiter le taux de comptage dans AGATA et de ne pas avoir les fragments de la réaction de  $^{36}\text{S}$  sur le ralentisseur dans PRISMA placé à  $59^\circ$ .

Il nous reste à présent à estimer l'épaisseur de Nb nécessaire pour atteindre un ralentissement nous permettant de mesurer les durées de vie. Les ions produits lors de la réaction  $^{36}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$  ont

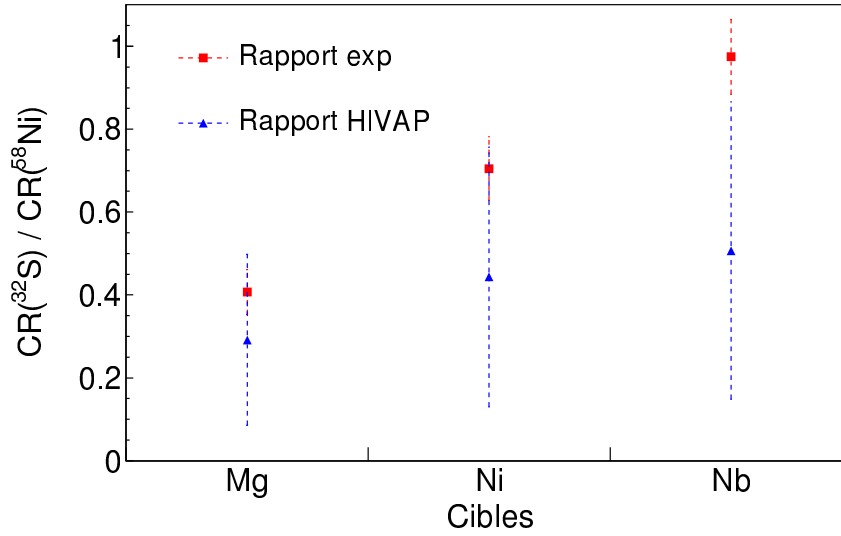


FIGURE 3.13: Comparaison entre les rapports des taux de comptage mesurés (carrés en rouge) et les rapports des valeurs estimées (triangles en bleu) à l'aide de l'Eq. 3.15 et des calculs de fusion-évaporation. Est ici représenté le rapport entre les taux de comptage obtenus avec le faisceau de  $^{32}\text{S}$  et ceux obtenus avec le faisceau de  $^{58}\text{Ni}$ .

		Mg	Ni	Nb	Ta
$^{32}\text{S}$	$\varepsilon_c$ ( $\text{mg.cm}^{-2}$ )	5,24	6,86	8,02	11,13
	CR (kHz)	5,6	4,9	3,8	2,0
$^{58}\text{Ni}$	$\varepsilon_c$ ( $\text{mg.cm}^{-2}$ )	3,10	4,18	4,88	
	CR (kHz)	8,9	4,1	2,2	

TABLEAU 3.2: Épaisseurs estimées afin d'obtenir un ralentissement de  $\Delta\beta \sim 2\%$  aux énergies des faisceaux utilisés lors de l'expérience préparatoire et taux de comptage correspondant pour une intensité de faisceau de 1 nAp.

des vitesses de l'ordre de  $\beta = v/c \sim 10\%$ , l'effet Doppler peut être corrigé en tenant compte de la vitesse des fragments mesurée dans PRISMA  $\beta'$  et de l'angle  $\theta$  entre le noyau émetteur et le photon grâce à la relation :

$$E_0 = E_\gamma \gamma'_R (1 - \beta' \cos \theta) \quad (3.16)$$

où  $\gamma'_R$  est la grandeur relativiste  $\gamma_R = \frac{1}{\sqrt{1-\beta'^2}}$ ,  $E_0$  est l'énergie du photon émis au repos et  $E_\gamma$  l'énergie mesurée en vol par le détecteur  $\gamma$ . Après correction de l'effet Doppler, les photons émis après le ralentisseur auront donc une énergie correspondant à leur énergie lorsqu'ils sont émis par un fragment au repos. L'énergie des photons émis avant le ralentisseur étant corrigée avec la vitesse des fragments mesurée par PRISMA, elle sera mal corrigée. Les cristaux du démonstrateur d'AGATA

étant placés à des angles compris entre 140 et 180 degrés par rapport aux noyaux de recul, après correction Doppler, ces photons auront une énergie inférieure,  $E_0^d$ , à leur énergie réelle  $E_0$ .

$$E_0^d = E_\gamma \gamma'_R (1 - \beta' \cos \theta) \quad (3.17)$$

En combinant les équations 3.16 et 3.17 et en supposant que le décalage est faible ( $E_0^d/E_0 \sim 1$ ), il est possible de montrer que l'écart relatif  $\Delta E_0$  entre  $E_0$  et  $E_0^d$  peut être écrit en fonction de l'écart  $\Delta\beta$  entre  $\beta'$  et  $\beta$  comme :

$$\frac{\Delta E_0}{E_0} = \Delta\beta \cos \theta. \quad (3.18)$$

Il apparait de cette équation que la perte d'énergie des fragments dans le ralentisseur doit être supérieure à la résolution du démonstrateur d'AGATA. Pour un photon d'une énergie de 1 MeV émis avec un  $\beta \sim 0,1$  les simulations GEANT4 [90] montrent que la largeur à mi-hauteur du photopic est de l'ordre de 2,5 keV. En tenant compte de l'angle de détection  $140^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ , nous pouvons estimer le ralentissement minimal nécessaire  $\Delta\beta_{min}$  comme étant

$$\Delta\beta_{min} = 2 \frac{\Delta E}{E} \times \frac{1}{\cos \theta}. \quad (3.19)$$

D'après la Fig. 3.19a, qui représente l'angle d'émission  $\theta$  au cours de notre expérience, l'angle moyen d'émission se situe autour de  $157^\circ$ . En utilisant la largeur à mi-hauteur simulée pour un photon de 1 MeV émis par un noyau ayant un  $\beta = 0,1$ , on obtient un ralentissement minimum de  $\sim 0,005$ . Pour obtenir un tel ralentissement, nous avons calculé qu'une épaisseur de  $3 \text{ mg.cm}^{-2}$  de Nb à  $0^\circ$  était suffisante en prenant en compte l'inclinaison de  $14^\circ$  du ralentisseur sur l'axe optique de PRISMA lors de notre expérience comme montré sur la Fig. 3.5.

### 3.4.3 Choix des distances entre la cible et le ralentisseur

La désexcitation des états suit une loi exponentielle. Il est donc possible numériquement d'estimer l'intensité relative des deux composantes à partir des durées de vie provenant des calculs de type modèle en couches. Nous avons vu que ces calculs prédisent des durées de vie pour les états intrus compris entre 1 et 100 ps dans les noyaux qui nous intéressent. Cette large gamme de temps de vie, nous impose de choisir plusieurs distances réparties de sorte à optimiser l'apport de nos points expérimentaux à la détermination des durées de vie.

À partir de la loi exponentielle, il est possible de simuler le temps de vie d'un événement,  $t_{evt}$ , en utilisant un tirage aléatoire uniforme entre 0 et 1,  $\mathcal{U}(0,1)$  :

$$t_{evt} = -\tau \times \ln(\mathcal{U}(0,1)) \quad (3.20)$$

nous pouvons donc estimer la distance parcourue par le fragment avant l'émission du photon  $d_{evt}$  :

$$d_{evt} = \beta c t_{evt}. \quad (3.21)$$

La Fig. 3.14 montre les résultats obtenus pour différentes durées de vie comprises entre 1 et 100 ps. La vitesse utilisée dans ces simulations numériques correspond à  $\beta = 10\%$ , soit la vitesse moyenne des ions avant leur passage dans le ralentisseur d'après nos calculs de cinématique.

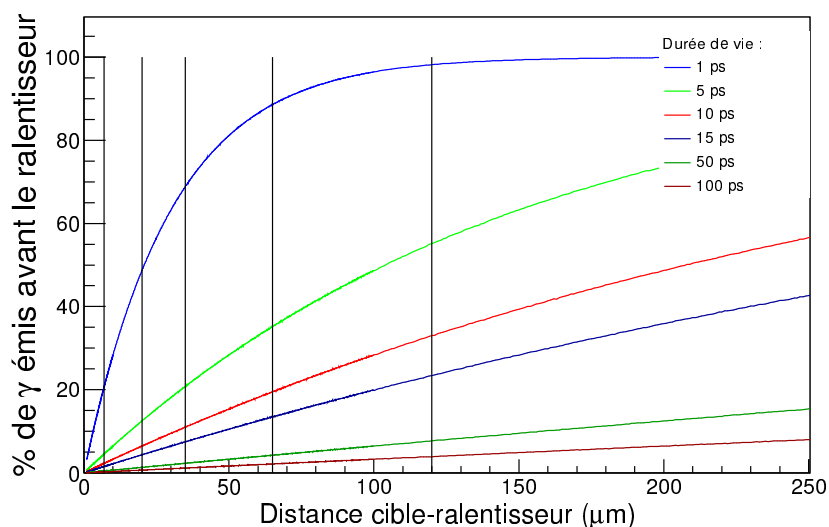


FIGURE 3.14: Simulations numériques pour différentes durées de vie comprises entre 1 et 100 ps. Les distances cible-ralentisseur choisies pour notre expérience sont indiquées par les barres verticales noires.

## 3.5 Dispositif expérimental utilisé

### 3.5.1 Faisceau

Lors de notre expérience nous avons utilisé un faisceau de  $^{36}\text{S}^{9+}$  délivré par l'accélérateur linéaire (ALPI) du LNL à une énergie totale de 225,5 MeV. Cette énergie a été atteinte en combinant l'accélérateur de type Van de Graaff XTU-Tandem et l'accélérateur linéaire ALPI. L'incertitude sur l'énergie du faisceau délivré par cet ensemble est de 2% soit 4,5 MeV dans notre cas. La cible de  $^{208}\text{Pb}$  de  $1 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$  utilisée durant notre expérience a été montée sur un support en Nb de  $1 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ . L'angle d'incidence du faisceau sur la cible était quant à lui de  $45^\circ$ . Les épaisseurs réelles de Nb et Pb traversées par le faisceau sont donc de  $1,4 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ . En combinant l'incertitude sur l'énergie du faisceau et la perte d'énergie du  $^{36}\text{S}$  dans les différents matériaux nous obtenons le Tab 3.3.

$E_{\text{faisceau}}$ (MeV)	230,0	225,5	221,0
Après le Nb (MeV)	220,1	215,5	210,9
Au milieu du Pb (MeV)	216,6	212,0	207,3
En sortie du Pb (MeV)	213,1	208,4	203,8

TABEAU 3.3: Énergie du faisceau avant le support de cible, avant la cible, au milieu de la cible et en sortie de cible.

L'énergie du faisceau arrivant sur la cible de Pb est de  $215,5 \pm 4,6$  MeV. Cette énergie a été choisie afin de se placer au plus près des conditions expérimentales de la précédente expérience réalisée par notre collaboration pour la même réaction  $^{36}\text{S}$  sur  $^{208}\text{Pb}$ .



### 3.5.2 Plunger

Afin de vérifier la validité de nos calculs utilisant l'interaction PSDPF, nous avons fait le choix de comparer les durées de vie expérimentales aux valeurs prédites par le modèle en couches. La mesure de temps de vie a été réalisée à l'aide de la méthode de décalage Doppler différentiel, dont nous avons décrit le fonctionnement dans la partie 3.3.2.2. Cette méthode repose sur l'utilisation d'un dispositif, appelé *plunger*, comportant une cible et ralentisseur placés parallèlement. La Fig. 3.15 présente deux photographies du plunger, construit par l'Université de Cologne (Allemagne), que nous avons utilisé lors de notre expérience. Le panneau de gauche montre une vue du dessus du dispositif sur laquelle on peut voir les anneaux sur lesquels la cible (en bas) et le ralentisseur (en haut) sont placés.

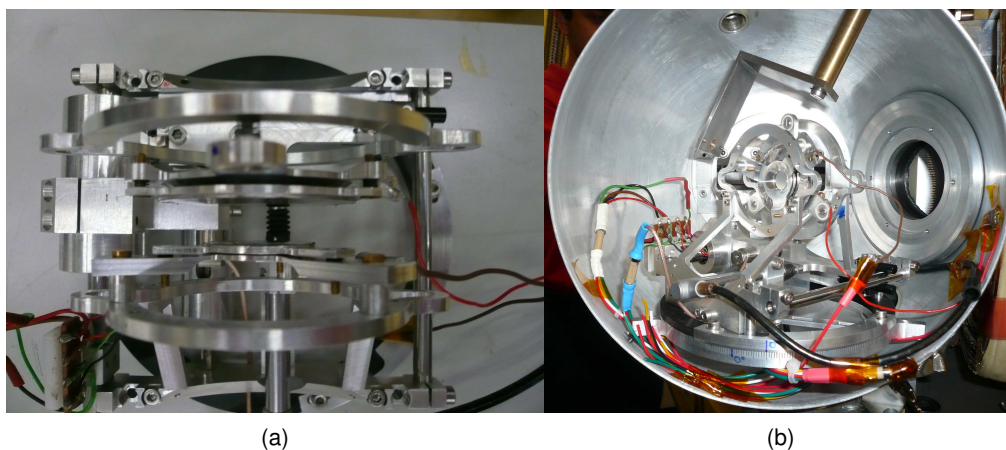


FIGURE 3.15: Photographies du plunger de l'Université de Cologne lors de notre expérience (a) vue du dessus, le ralentisseur est dans la partie haute, (b) vue du plunger dans la chambre de réaction de PRISMA avant fermeture de la chambre.

Le panneau de droite présente le plunger installé dans la chambre à réaction de PRISMA, à l'angle auquel il a été bombardé. On voit également sur cette photographie, l'entrée du spectromètre PRISMA (à droite) et le collimateur utilisé pour la focalisation du faisceau. L'axe du collimateur (en haut) permet d'effectuer une rotation de ce dernier de sorte à placer son ouverture au niveau de l'axe du faisceau qui est aligné avec le centre de la cible. Le plunger de l'Université de Cologne (Allemagne) autorise une précision meilleure que le  $\mu\text{m}$  sur la distance entre la cible et le ralentisseur. Pour mesurer les distances entre la cible et le ralentisseur, on suppose que la déformation des feuilles due à la chaleur déposée par le faisceau est faible et qu'il est possible de considérer les deux surfaces comme des surfaces planes. La distance est alors mesurée à partir de la mesure de la capacité entre les deux feuilles. Le tableau 3.4 présente les 5 distances utilisées lors de notre expérience avec les incertitudes associées.

Par rapport à l'axe optique de PRISMA, le plunger a été tourné d'un angle de  $14^\circ$ . Les distances  $D$  données dans le tableau 3.4 correspondent à la distance entre la cible et ralentisseur à  $90^\circ$ . En supposant que la distribution des noyaux émis est centrée sur l'axe optique de PRISMA, il est possible d'estimer la distance de vol effective  $D_{eff}$  entre la cible et la sortie du ralentisseur. Soit  $\varepsilon_{rel}$

l'épaisseur du ralentisseur et  $\vartheta_{ral}$  son angle par rapport à l'axe optique de PRISMA :

$$D_{eff} = \frac{D + \varepsilon_{ral}}{\cos(\vartheta_{ral})}. \quad (3.22)$$

L'incertitude sur la distance effective  $\Delta D_{eff}$  est obtenue en considérant l'incertitude sur la distance mesurée entre la cible et le ralentisseur, l'incertitude sur l'épaisseur du ralentisseur (1 %) et l'incertitude sur l'angle du ralentisseur par rapport à l'axe optique.

Point	$\Delta D$ ( $\mu\text{m}$ )	Incertitude ( $\mu\text{m}$ )	$D_{eff}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta D_{eff}$ ( $\mu\text{m}$ )
1	6,92	0,15	10,74	0,26
2	19,85	0,13	24,06	0,29
3	35,00	0,13	39,68	0,42
4	65,09	0,16	70,69	0,73
5	120,10	0,27	127,38	1,31

TABLEAU 3.4: Tableau récapitulatif des cinq distances entre la cible et le ralentisseur

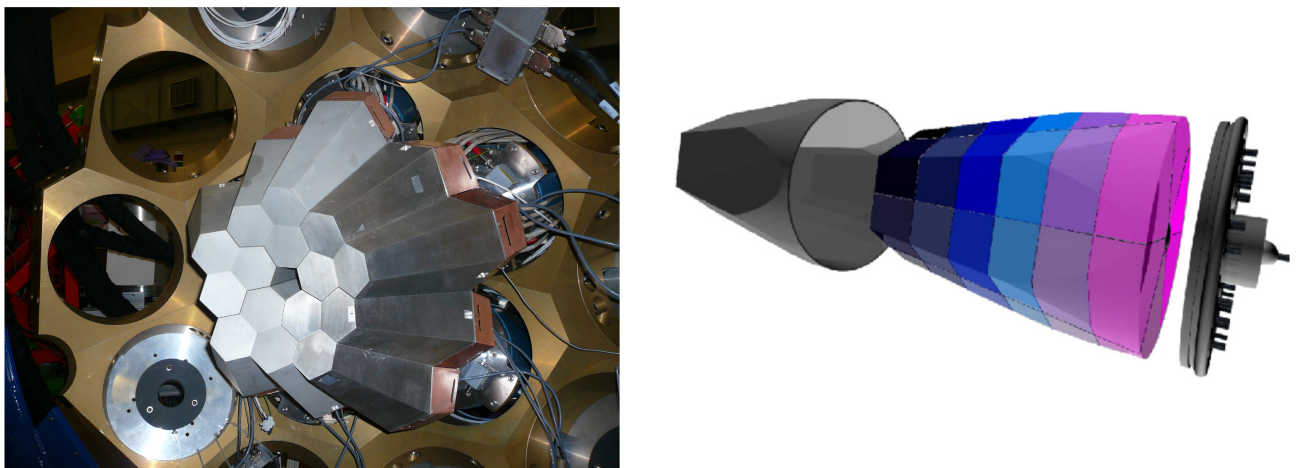
### 3.5.3 Multi-détecteur $\gamma$

Lors de nos expériences, nous avons utilisé le démonstrateur du futur détecteur européen  $4\pi$ , AGATA [70, 71]. Dans la génération précédente de détecteurs à base de cristaux de germanium de haute pureté (HPGe), EUROBALL [91, 92] en Europe et GAMMASPHERE [93] aux Etats-Unis, une grande partie des  $4\pi$  était occupée par des scintillateurs au BGO, servant d'anti-Compton. En effet, les photons diffusés par effet Compton représentent la principale source de bruit de fond dans les spectres  $\gamma$ . Dans les deux projets de détecteurs de nouvelle génération, AGATA (Europe) [70, 71] et GRETINA/GRETA (États-Unis) [94], la reconstruction de la trajectoire du photon à l'intérieur du cristal de Ge permet de supprimer ces veto. La reconstruction des traces dans le cristal est rendue possible grâce à la segmentation du cristal. La première phase du projet AGATA correspond à la construction d'un démonstrateur constitué de cinq clusters (cf. Fig. 3.16a).

#### 3.5.3.1 Segmentation des détecteurs

Lorsque le noyau émetteur est en mouvement, la qualité des spectres  $\gamma$  dépend fortement de la possibilité de réduire au maximum l'élargissement Doppler des raies  $\gamma$ . Or l'élargissement Doppler est proportionnel à l'ouverture angulaire des détecteurs qui est un critère important dans la construction de multi-détecteurs compacts de grande efficacité. Pour satisfaire aux deux contraintes, il est possible, comme dans le cas d'EXOGRAM [82] au GANIL ou de MINIBALL [95, 96] à REX-ISOLDE au CERN, d'opter pour une géométrie compacte maximisant l'angle solide du multi-détecteur. Pour limiter l'ouverture angulaire des détecteurs, ceux-ci sont alors segmentés dans le but de réduire au minimum l'acceptance angulaire de chaque segment. Dans EXOGAM chaque détecteur est composé de quatre cristaux de Ge, de 60 mm de diamètre et 90 mm de long, disposés en clover dans un même cryostat. Chaque cristal est lui-même subdivisé électroniquement en quatre segments.

Chacun des cinq détecteurs du démonstrateur d'AGATA que nous avons utilisés sont composés de trois cristaux asymétriques, eux-mêmes subdivisés en 6 tranches longitudinalement, chacune divisée en 6 sections transversalement, soit un total de 36 segments comme illustré sur la Fig. 3.16b. Contrairement aux cristaux d'EXOGAM et MINIBALL, la segmentation des cristaux d'AGATA est donc faite dans deux directions. Tous les segments ont une électronique dédiée ce qui fait un total pour chaque cristal de 36+1 voies électroniques à lire. Il est donc possible de déterminer les points d'interaction des  $\gamma$  avec le cristal grâce à la dépendance du signal électrique, produit dans le Ge, à la position d'interaction.



(a)

(b)

FIGURE 3.16: Vues du détecteur AGATA (a) Photographie du démonstrateur du détecteur AGATA avec ses 5 clusters (b) vue schématique d'un cristal du détecteur. Chacune des 6 tranches est subdivisée en 6 sous sections pour un total de 36 segments par cristal.

### 3.5.3.2 Reconstruction du parcours du photon

La reconstruction du parcours du photon, le *tracking*, est la clé de voûte du projet AGATA. De manière générale, il est probable qu'un  $\gamma$  interagisse avec le détecteur en différents points, il est également possible que le  $\gamma$  soit diffusé dans un autre segment du détecteur ou dans un détecteur adjacent. Pour pouvoir reconstruire la trajectoire du photon dans le détecteur, la précision sur la détermination des positions doit être meilleure que 5 mm [71]. Cette détermination repose sur l'analyse des formes des signaux délivrés (PSA - *Pulse Shape Analysis* sur la Fig. 3.18) par les segments. Les algorithmes actuellement utilisés sont basés sur la connaissance des fonctions de réponse de chaque cristal à un signal donné. Les différents cristaux sont donc caractérisés en établissant une cartographie complète de chaque cristal. Cette cartographie va permettre de

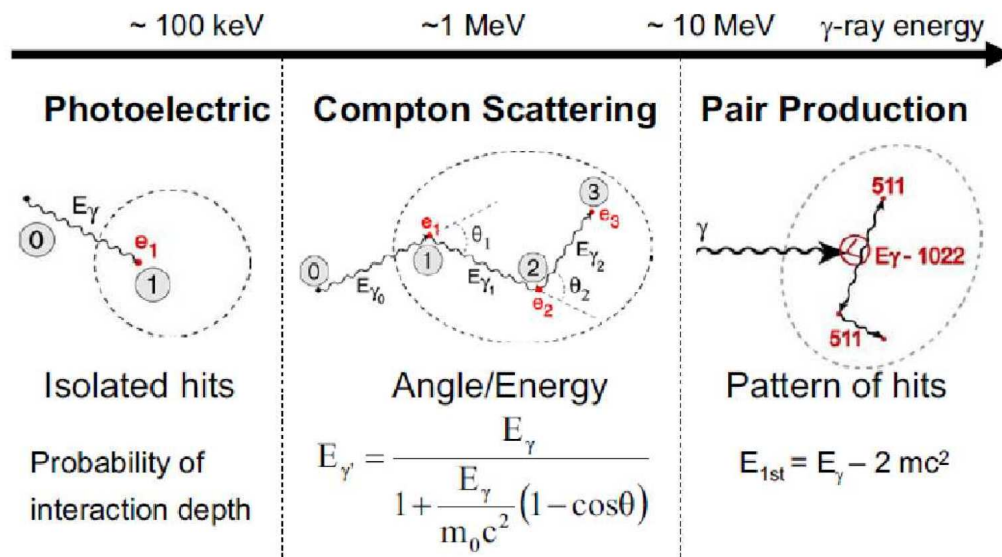


FIGURE 3.17: Interactions des photons avec la matière en fonction de l'énergie des photons. Ces modes d'interactions correspondent à ceux utilisés par les algorithmes de tracking d'AGATA. Figure tirée de [97].

connaître la forme du signal en fonction du point d'interaction du  $\gamma$  dans le cristal. En comparant le signal obtenu à la base de données provenant de la caractérisation du détecteur, il est donc possible de remonter au point d'interaction du  $\gamma$  avec le cristal.

Une fois les points d'interaction des  $\gamma$  dans les cristaux connus, les algorithmes de reconstruction du parcours du photon (tracking) doivent séparer les points d'interactions provenant de différents  $\gamma$  et déterminer la séquence dans laquelle les interactions ont eu lieu. Les algorithmes de tracking peuvent être divisés en deux catégories. La première part de la constatation que l'effet photoélectrique qui constitue la dernière interaction après la diffusion multiple des photons correspond à une région d'énergie très étroite. En partant du point d'interaction correspondant à cette énergie, on reconstruit le parcours du photon en sens inverse jusqu'au premier point d'interaction en utilisant les propriétés physiques des processus d'interactions. La seconde catégorie repose sur un regroupement des points d'interactions en différentes régions de l'espace ( $\theta, \phi$ ). Les deux catégories reposent sur les propriétés des interactions des photons avec le Ge des détecteurs, dont les principaux modes sont donnés sur la Fig. 3.17. Pour la plage d'énergie qui nous intéresse, les principaux modes d'interactions sont : la diffusion Compton, la diffusion de Rayleigh, la création de paire et l'effet photoélectrique [71].

### 3.5.3.3 Relecture et traitement des données

Le principe du système d'acquisition d'AGATA est donné en Fig. 3.18 [71]. Après le PSA, les données provenant des différents cristaux sont réunies et combinées pour recréer les événements  $\gamma$  (Event Builder sur la Fig. 3.18) en prenant en compte les corrélations physiques. Il est par exemple

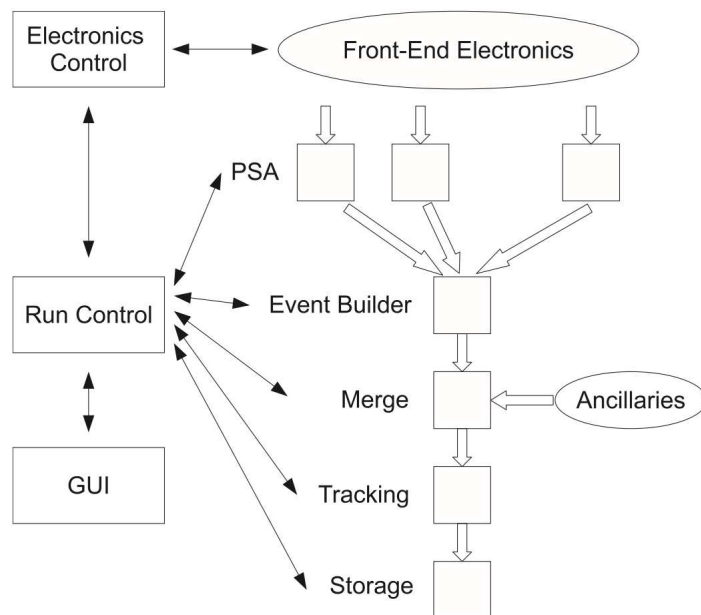


FIGURE 3.18: Schéma du système d'acquisition d'AGATA

possible d'utiliser la différence entre le temps donné par le PSA et l'horloge distribuée sur l'ensemble des cristaux. Une fois l'événement  $\gamma$  reconstruit, les données provenant d'AGATA sont combinées à celle des détecteurs ancillaires, dans notre cas PRISMA. Dans notre expérience, le taux de comptage au niveau du plan focal de PRISMA, qui est utilisé pour déclencher le système d'acquisition, était proche de 200 Hz or le système d'acquisition d'AGATA, utilisé dans cette expérience, a été conçu pour fonctionner avec des forts taux de comptage ( $\sim 50$  kHz par cristal). Ce faible taux de comptage de PRISMA a fortement limité l'efficacité de cette étape et a nécessité une relecture des données hors ligne afin de pouvoir récupérer une grande partie de la statistique.

L'analyse des données provenant du démonstrateur d'AGATA et du spectromètre PRISMA après l'étape de *tracking* a été réalisée dans l'environnement Gammaware [98] développé pour s'intégrer dans ROOT [99].

### 3.5.3.4 Correction de l'effet Doppler

Les événements enregistrés dans le démonstrateur d'AGATA sont en coïncidence avec des noyaux de reculs détectés au niveau du plan focal du spectromètre PRISMA, que nous verrons plus en détail par la suite. Une des données importantes fournie par PRISMA est le temps de vol des ions. En combinant le temps de vol des ions à l'intérieur du spectromètre et la longueur de leurs trajectoires, il est possible de remonter à leur vitesse. Pour chaque fragment entrant dans le spectromètre nous avons le vecteur vitesse correspondant (direction, sens et norme) :  $\vec{v}_r$ . La segmentation des détecteurs d'AGATA combinée au PSA permet de remonter à la direction du photon depuis la cible jusqu'à sa première interaction avec le détecteur  $\vec{d}_\gamma$ . Pour chaque événement  $\gamma$  il est ainsi possible de connaître l'angle d'émission des photons par rapport au fragment  $\theta_\gamma = \widehat{(\vec{v}_r, \vec{d}_\gamma)}$ .



Ainsi il est possible d'effectuer une correction Doppler événement par événement dont nous pouvons vérifier la validité grâce à la matrice présentée sur la Fig. 3.19b. Cette matrice, obtenue en sélectionnant le  $^{36}\text{S}$  à l'aide de PRISMA, montre que pour la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  à  $E_\gamma = 3392$  keV, l'énergie après correction de l'effet Doppler est indépendante de l'angle d'émission du photon. Elle montre également autour de  $E_\gamma \sim 2900$  keV une transition dont l'énergie dépend de l'angle. Cette ligne provient en fait de l'excitation du  $^{208}\text{Pb}$  ( $2^+ \rightarrow 0^+$  à 2614 keV). Le  $^{208}\text{Pb}$  n'entre pas dans le spectromètre cependant ses  $\gamma$  sont en coïncidence avec des fragments de type projectile. La correction de l'effet Doppler n'est donc pas correcte car faite avec des fragments ayant des vitesses supérieures au  $^{208}\text{Pb}$  puisque ce dernier émet quasiment à l'arrêt comme  $m_S \ll m_{Pb}$ .

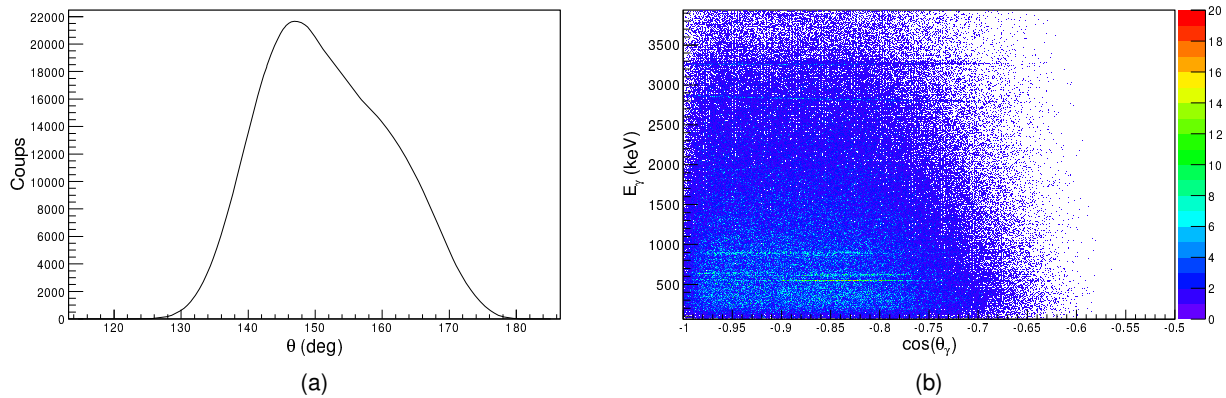


FIGURE 3.19: (a) Angle de détection des  $\gamma$  lors de notre expérience  $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$  corrigée de la position du détecteur par rapport à la cible. (b) Corrélation entre l'énergie des  $\gamma$  après correction de l'effet Doppler et le cosinus de l'angle d'émission du photon par rapport à la direction du noyau de recul. Cette matrice est obtenue en sélectionnant le  $^{36}\text{S}$  dans PRISMA.

En collaboration avec V. Modamio (LNL, Legnaro) et M. Doncel (Universidad de Salamanca), nous avons montré que la distance entre AGATA et la cible influait fortement sur la correction de l'effet Doppler. A partir de la pente d'une ligne de la matrice donnée 3.19b il est également possible de déterminer la correction sur la position d'AGATA à appliquer aux données. La position nominale d'AGATA correspond à la distance à laquelle seraient les cristaux dans le cas où nous aurions un détecteur  $4\pi$ . Afin de pouvoir placer à l'intérieur de la boule des détecteurs auxiliaires (détecteurs de particules, ...) le rayon intérieur d'AGATA, qui correspond à la distance entre la cible et les détecteurs est de 23,5 cm. Dans notre expérience, pour augmenter la couverture angulaire du démonstrateur, le détecteur a été rapproché de 5,52 cm.

Nous avons également vérifié l'alignement des différents cristaux en énergie, afin de ne pas dégrader la résolution du mutli-détecteur par un mauvais alignement. Nous avons représenté sur la Fig. 3.20 l'énergie des  $\gamma$  émis par le  $^{36}\text{S}$  après correction de l'effet Doppler en fonction du numéro du cristal touché. Pour les transitions dans  $^{36}\text{S}$  et en particulier la décroissance du  $2^+$  à 3,291 MeV vers le fondamental, on note un alignement en énergie dans les spectres des différents cristaux.

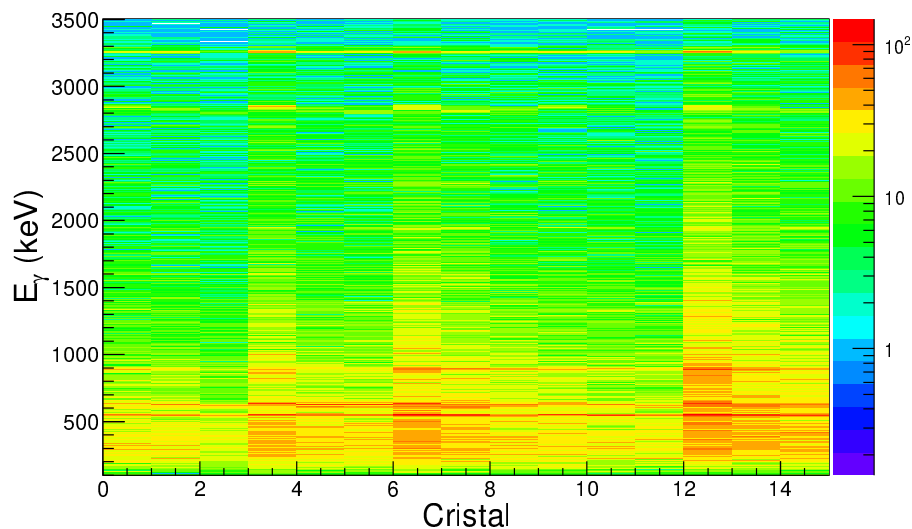


FIGURE 3.20: Énergie des photons émis par  $^{36}\text{S}$ , mesurée dans chacun des 15 cristaux du démonstrateur d'AGATA après correction de l'effet Doppler lors de notre expérience.

### 3.5.4 Spectromètre magnétique PRISMA

Lors de réactions de DIR ou de MNT, de nombreux isotopes sont produits dans des états excités. Afin de pouvoir attribuer les  $\gamma$  détectés par le démonstrateur d'AGATA à chaque isotope produit, nous avons besoin d'identifier les différents fragments. Pour cela, nous avons utilisé le spectromètre de masse à large acceptation PRISMA situé au LNL. Ce spectromètre à large acceptation permet une identification en  $Z$  et en  $A$  des différents ions produits.

PRISMA a été développé autour d'un axe de rotation qui se situe au niveau de la chambre à réaction et plus précisément qui passe par le centre de la cible. La rotation permet par exemple d'étudier les distributions angulaires des produits de différentes réactions, mais également dans le cadre d'expériences de MNT, de se placer à proximité de l'angle où le maximum de produits de réaction est émis : l'angle de *grazing*. Dans la réaction que nous étudions ici  $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$  à une énergie de bombardement de 212 MeV, ce qui correspond à l'énergie moyenne au centre de la cible (cf. Tab. 3.3), l'angle de *grazing* dans le référentiel du laboratoire se situe autour de  $\sim 73^\circ$ . Afin de se replacer dans les conditions les plus proches possibles de l'expérience précédente, PRISMA a été positionné à un angle de  $59^\circ$ .

Le schéma du spectromètre PRISMA donné en Fig. 3.21b présente les trois différents détecteurs de fragments et les deux multipôles magnétiques. La détection et l'identification reposent sur les données provenant d'un MCP (Micro-Channel Plate) situé à l'entrée du spectromètre, d'un MWPPAC (Multi-Wire Parallel Plate Avalanche Counter) au niveau du plan focal et enfin d'une chambre d'ionisation (IC) positionnée après le plan focal. Les performances présentées dans le tableau 3.5 sont obtenues grâce à la reconstruction des trajectoires des fragments dans le spectromètre.

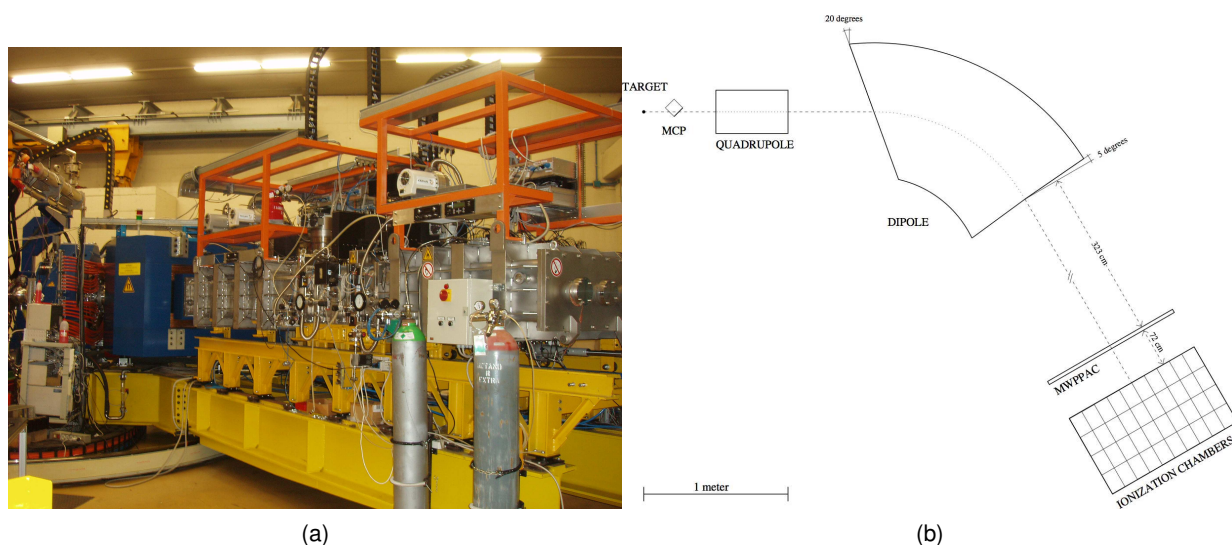


FIGURE 3.21: Vues du spectromètre PRISMA (a) Photographie du spectromètre PRISMA (b) représentation schématique de PRISMA

Angle solide	$\Delta\Omega$	$\approx 80$ msr
Acceptance azimutale	$\Delta\theta$	$\approx \pm 6^\circ$
Acceptance zénithale	$\Delta\phi$	$\approx \pm 11^\circ$
Acceptance en énergie	$\Delta E$	$\approx \pm 20\%$
Acceptance en impulsion	$\Delta p$	$\approx \pm 10\%$
Résolution en énergie	$\Delta E/E$	jusqu'à 1/1000
Résolution en masse	$\Delta A/A$	$\approx 1/200$
Résolution en Z	$\Delta Z/Z$	$\approx 1/70$

TABLEAU 3.5: Les caractéristiques de PRISMA

### 3.5.4.1 MCP

Afin de reconstruire la trajectoire des ions dans le spectromètre et ainsi permettre l'identification en masse, nous avons besoin de connaître la position d'entrée du fragment dans le spectromètre. Cette position est obtenue grâce au détecteur MCP placé à l'entrée du spectromètre PRISMA [100], entre la cible et le premier élément magnétique comme indiqué sur la Fig. 3.21b. Le MCP couvre la totalité de l'angle solide de PRISMA à une distance de 250 mm de la cible grâce à sa surface de  $80 \times 100 \text{ mm}^2$ . Ce détecteur est constitué d'une fine feuille de carbone ( $\approx 20 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) inclinée à  $135^\circ$  par rapport à l'axe optique de PRISMA. En traversant la feuille de carbone, les fragments génèrent des électrons secondaires qui sont accélérés par un champ électrostatique et spiralés par un champ magnétique parallèle vers une anode. Ce champ magnétique a pour but de réduire l'éparpillement des nuages d'électrons et permet ainsi de conserver l'information sur la position de la particule. Le champ électrique entre la feuille de carbone et la grille d'accélération des électrons est de 30-40 kV/m (sur une distance 1 cm). L'anode du MCP est constituée de deux lignes à retard orthogonales, une sur l'axe vertical, l'autre en horizontal. L'information sur la position est obtenue



en calculant les différences de temps d'arrivée du signal à chacune des extrémités des lignes à retard.

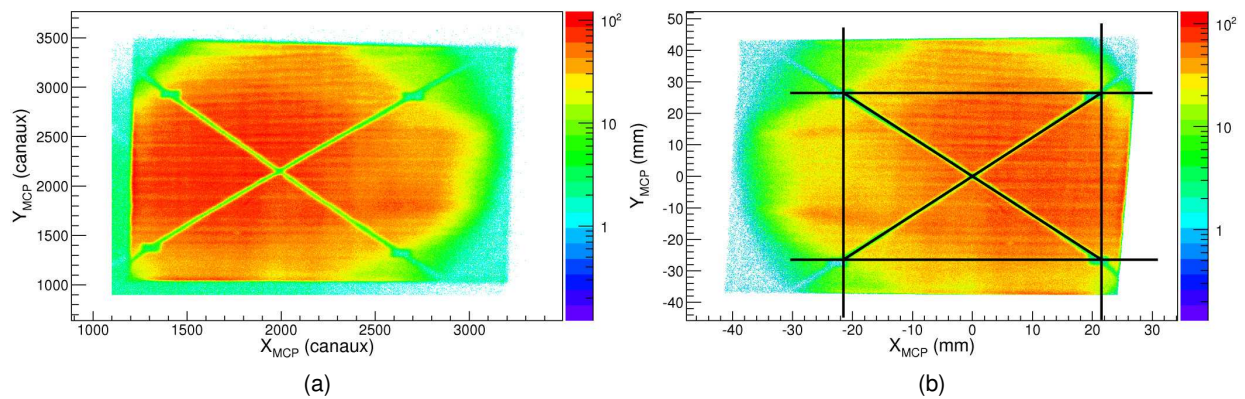


FIGURE 3.22: Position de chaque événement donnée par le MCP avant (a) et après (b) étalonnage. Une fenêtre est placée sur les données brutes afin de réduire le bruit.

La Fig. 3.22 présente la position en X et Y des fragments obtenus dans le MCP avant (Fig. 3.22a) et après étalonnage (Fig. 3.22b). La croix visible sur les deux matrices est l'image d'une croix métallique placée devant la feuille de carbone. Comme la croix va stopper les ions, elle va produire une ombre sur la matrice, ombre que nous utilisons pour étalonner le MCP. Les positions réelles du centre de la croix et des quatre marques visibles sont données dans le tableau 3.6, le centre de la croix correspondant à l'axe optique de PRISMA. Afin de tester notre étalonnage nous avons tracé en noir sur la Fig. 3.22b l'image de la croix que nous devrions obtenir.

Point	Position X (mm)	Position Y (mm)
Centre	0	0
1	-21,5	26,5
2	21,5	26,5
3	21,5	-26,5
4	-21,5	-26,5

TABLEAU 3.6: Position en mm des points utilisés pour l'étalonnage du MCP.

Le MCP étant placé à l'entrée de PRISMA, une forte différence entre le taux de comptage du MCP et du détecteur au plan focal est observée. Afin de réduire le bruit de fond une fenêtre est placée sur les données avant étalonnage autour de l'image du MCP. Cette première sélection nous permet de rejeter une partie des événements correspondant à du bruit de fond. Dans cette expérience, nous n'avons pas observé les deux vis du quadripôle créant le champ magnétique spiralé du MCP. Cette absence, aussi bien sur les données brutes que sur les données en coïncidence avec le plan focal de PRISMA, indique que la trajectoire centrale des noyaux de recul changeait. Ce changement de trajectoire est principalement due aux déplacements du point d'interaction entre le faisceau et la cible, ce qui va entraîner une dégradation de la résolution en masse de PRISMA.

Le dernier signal fourni par le MCP est un signal en temps, qui, combiné au signal en temps provenant du détecteur au plan focal, permet de remonter au temps de vol des fragments à l'intérieur de PRISMA. La résolution en temps des deux signaux est comprise entre 200 et 300 ps. La distance moyenne entre les deux détecteurs étant de  $\sim 6,5$  m et la vitesse des ions autour de  $\sim 9$  % de la vitesse de la lumière, le temps de vol des fragments entre les deux détecteurs est compris entre  $\sim 200$  et  $400$  ns. Cette grande valeur moyenne du temps de vol (ToF) permet d'avoir une très bonne résolution sur la mesure du ToF. Pour des raisons de réduction du bruit de fond, le signal temps du MCP est retardé et utilisé comme signal stop du ToF et celui du MWPPAC comme signal start.

### 3.5.4.2 MWPPAC

La détection au niveau du plan focal est assurée par le MWPPAC [101], qui est le second détecteur de PRISMA. Une vue explosée tri-dimensionnelle de ce détecteur est donnée en Fig. 3.23. Le MWPPAC est formé de trois électrodes : une cathode centrale et deux plans de fils orientés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre qui sont utilisés pour déterminer la position horizontale et verticale. La surface active totale du détecteur est de  $100 \times 13$  cm<sup>2</sup>. L'électrode permettant de déterminer la position horizontale est segmentée en 10 sections identiques de 10 cm.

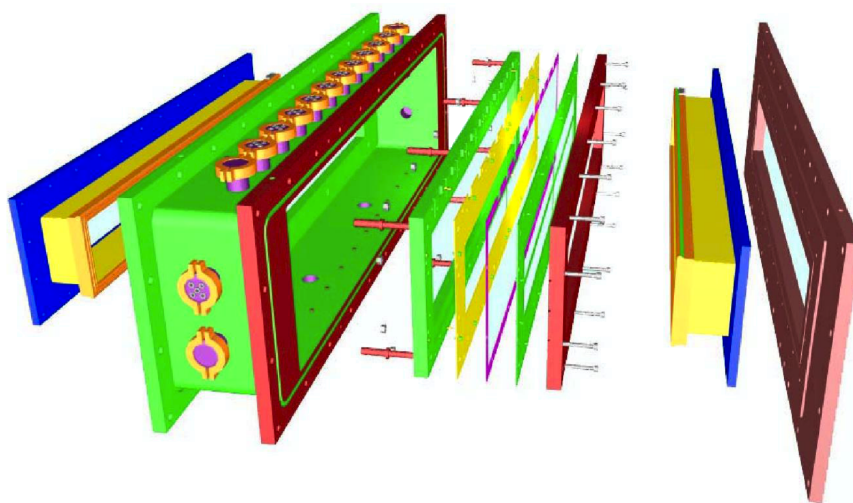


FIGURE 3.23: Vue tri-dimensionnelle du détecteur MWPPAC du spectromètre PRISMA.

Chaque section permettant de déterminer la position horizontale est composée de 100 fils répartis sur les 10 cm, donc distants de 1 mm. Les fils utilisés pour déterminer la position en Y ne sont pas segmentés et font donc 1 m de long chacun. La segmentation du détecteur en X permet d'atteindre une résolution de l'ordre de 1 mm, alors que la résolution en Y est comprise entre 2 et 3 mm. Pour chaque événement le MWPPAC enregistre dans chaque section  $x_{gauche}$ ,  $x_{droite}$ ,  $x_{cathode}$ , un signal en temps, et (ceci étant commun pour toutes les sections) les positions verticales des événements sont calculées en utilisant  $y_{haut}$  et  $y_{bas}$ . La position des noyaux de recul au niveau du plan focal  $x_{FP}$ , de chaque événement, est calculée en utilisant  $x_{FP} = x_{d-g} = x_{droite} - x_{gauche}$ . Il ar-

rive dans certain cas que  $x_{droite}$  ou  $x_{gauche}$  soit manquant. Dans ces cas nous utilisons  $x_{cathode}$  pour reconstruire la position de l'événement en remplaçant la position manquante par  $x_{cathode}$ , i.e. en définissant  $x_{c-g}$  ou  $x_{d-c}$  comme pour  $x_{d-g}$ . En utilisant les événements où les trois positions en  $x$  sont connues, il est possible d'obtenir une correspondance entre  $x_{d-g}$ ,  $x_{c-g}$  et  $x_{d-c}$ .

### 3.5.4.3 Chambre d'ionisation

Le dernier détecteur de PRISMA est une chambre d'ionisation (CHIO) de PRISMA [101] qui a été conçue pour stopper les fragments de réaction en ajustant la pression du gaz et/ou le type de gaz utilisé. Pour permettre une identification en Z, elle doit également avoir une ionisation suffisante pour les ions lourds ayant des énergies cinétiques basses. La fenêtre d'entrée de la CHIO, en mylar, impose une pression maximale de 100 mbar dans la CHIO. La Fig. 3.24 présente une vue tri-dimensionnelle de ce détecteur.

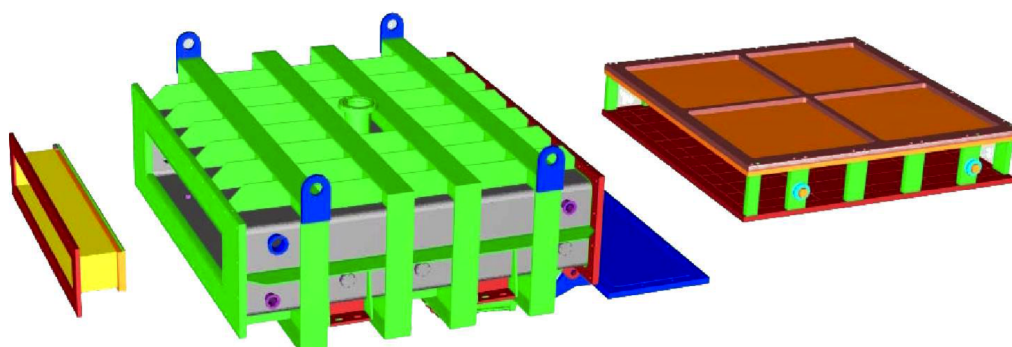


FIGURE 3.24: Vue tri-dimensionnelle de la chambre d'ionisation du spectromètre PRISMA.

Le schéma de la Fig. 3.25 montre comment la CHIO est divisée en différentes sections. Le long de l'axe horizontal, celle-ci est divisée en 12 sections de 10 cm chacune. Les sections numérotées de 0 à 9 sur le schéma correspondent aux dix sections du MWPPAC. Les sections A et B (en gris sur la Fig. 3.25) sont utilisées comme véto lors de la reconstruction de la trajectoire des événements. Si une, ou plusieurs sections de la colonne A ou B présentent des signaux l'événement est rejeté car sa trajectoire est alors fortement courbée et la probabilité que le fragment sorte de la CHIO est non négligeable. Le long de l'axe optique de PRISMA, la CHIO mesure 1 m et est divisée en quatre sections d'égale longueur.

Les données brutes provenant de PRISMA sont résumées dans le tableau 3.7. À partir de ces données brutes nous allons reconstruire le parcours des fragments dans PRISMA, qui, combiné aux données provenant de la CHIO, nous permet d'identifier les différents ions produits lors de la réaction.

## 3.5.5 Identification des fragments

L'identification des fragments dans une réaction de DIR ou MNT est un point crucial de l'analyse des données. En effet un grand nombre de fragments peuvent être produits dans une réaction de

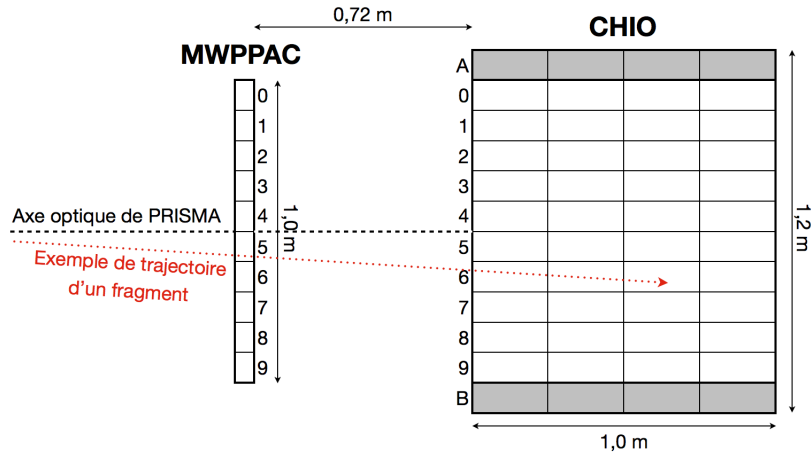


FIGURE 3.25: Schéma des détecteurs autour du plan focal de PRISMA. La segmentation des détecteurs permet une bonne reconstruction de la trajectoire des ions (flèche rouge).

Détecteur	Signaux
MCP	$x_{mcp}, y_{mcp}, t_{mcp}$
MWPPAC	$x_{droite}, x_{gauche}, x_{cathode}, y_{haut}, y_{bas}, t_{ppac}$
CHIO	$\Delta E$

TABLEAU 3.7: Tableau récapitulatif des différentes données provenant des détecteurs du spectromètre PRISMA.

ce type. Produits dans des états excités, ils induisent un flux  $\gamma$  important. Pour pouvoir identifier les états des différents isotopes, il est donc nécessaire de pouvoir attribuer chaque  $\gamma$  détecté dans AGATA à un isotope et donc de pouvoir les identifier.

### 3.5.5.1 Reconstruction des trajectoires des ions

L'identification en masse des fragments de réaction est obtenue par reconstruction de la trajectoire des ions dans PRISMA. En dehors des éléments magnétiques, nous supposons que les ions suivent des trajectoires rectilignes.

#### Trajectoire d'une particule chargée dans un quadripôle magnétique

À cause de la force de Lorentz agissant sur toute particule chargée se déplaçant dans un champ magnétique  $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$ , la trajectoire des ions de charge  $q$  et de vitesse  $v$  à l'intérieur d'un multipôle magnétique, de champ  $\vec{B}$  va être modifiée. Le premier élément magnétique traversé par les fragments est un quadripôle magnétique.

$$\vec{B}_q = \vec{\nabla} U_q \quad (3.23)$$

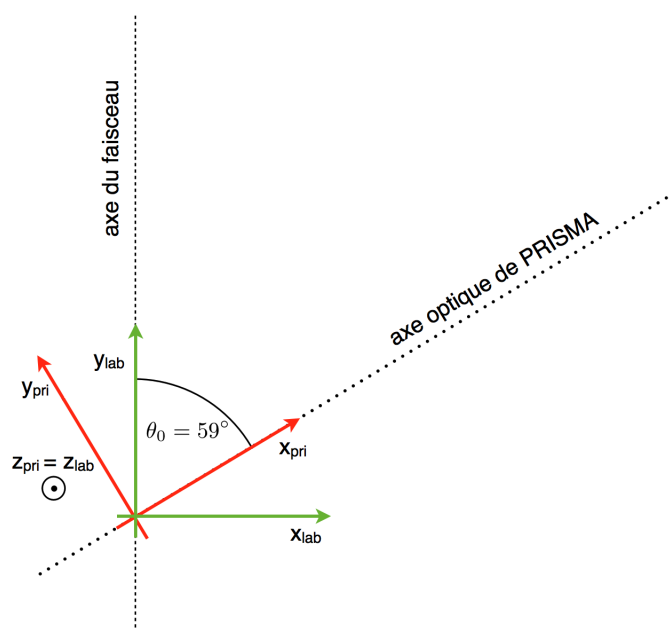


FIGURE 3.26: Référentiel du laboratoire (vert) et de PRISMA (rouge) utilisé pour la reconstruction des trajectoires des ions

Le champ  $\vec{B}_q$  de ce multipôle peut être écrit comme le gradient d'un potentiel quadrupolaire  $U_q$  de la forme :

$$U_q = \frac{B_q r^2}{2R} \sin 2\alpha = \frac{B_q}{R} yz \quad (3.24)$$

où  $(r, \alpha)$  sont les coordonnées polaire de l'ion dans le référentiel de PRISMA et  $R$  le rayon de gorge. Il est possible de retourner aux coordonnées cartésiennes du référentiel de PRISMA définies sur la Fig. 3.26 en posant  $y = r \cos \alpha$ ,  $z = r \sin \alpha$ . En utilisant les lois de la dynamique il est possible d'obtenir le système d'équations différentielles :

$$\begin{cases} y'' - \frac{qvB_q}{mR} y = 0 \\ z'' + \frac{qvB_q}{mR} z = 0 \end{cases} \quad (3.25)$$

Dans notre cas  $q > 0$ , par conséquent les fonctions trigonométriques sont solutions pour  $z$ , pour  $y$  nous aurons des solutions hyperboliques. De plus il est important de noter que le quadripôle va focaliser les fragments verticalement ( $z$ ) mais va être défocalisant horizontalement ( $y$ ).

	Réel	Effectif
Longueur	420 mm	450 mm
Diamètre de la fenêtre d'entrée	320 mm	310 mm
Champ magnétique maximum	0,840 T	
Champ magnétique utilisé	0,573 T	0,573 T

TABEAU 3.8: Caractéristiques du quadripôle de PRISMA

### Trajectoire d'une particule chargée dans un dipôle magnétique

À l'intérieur du dipôle magnétique, la trajectoire des ions de charge  $q$  et de vitesse  $v$ , va être courbée dans le plan parallèle au sol par la force de Lorentz due au champ  $B_{d_m}$ .

$$qvB_{d_m} = m\omega^2 R_{d_m} \quad (3.26)$$

avec  $R_{d_m}$  le rayon de courbure de la trajectoire de l'ion et  $\omega$  sa vitesse angulaire. Comme la composante radiale de la vitesse des ions est négligeable, il est possible de remplacer  $\omega$  par  $\frac{v}{R_{d_m}}$  dans l'équation 3.26 :

$$R_{d_m} = \frac{mv}{qB_{d_m}} \quad (3.27)$$

La rigidité magnétique,  $\rho_{d_m}$ , est une grandeur souvent utilisée pour décrire la trajectoire des ions dans un dipôle magnétique :

$$\rho_{d_m} = \frac{mv}{q} = R_{d_m} B_{d_m} \quad (3.28)$$

Trajectoire centrale	1200 mm
Angle de courbure	60°
Angle d'entrée	-20°
Angle de sortie	5°
Champ magnétique maximum	1 T
Champ magnétique utilisé	0,630 T

TABLEAU 3.9: Caractéristiques du dipôle de PRISMA

Pour trouver  $R_{d_m}$  de l'événement, nous utilisons une procédure itérative : en partant de la trajectoire centrale  $R = 1,2$  m la position de l'événement sur le plan focal est calculée. Si cette position calculée est à plus de 1 mm de la position mesurée au niveau du plan focal de PRISMA de l'événement, la procédure recommence avec un nouveau rayon. La procédure est stoppée lorsque l'accord entre la position calculée et la position mesurée est égal ou inférieur à 1 mm.

### Trajectoire à l'intérieur de PRISMA

En résumé, la reconstruction de la trajectoire repose sur :

- des trajectoires rectilignes en dehors des éléments magnétiques,
- une trajectoire hyperbolique dans le quadropôle,
- une trajectoire circulaire dans le dipôle.

La reconstruction des trajectoires repose donc sur l'hypothèse qu'en dehors des éléments magnétiques, les ions ne sont soumis à aucun champ. Les champs sont par conséquent restreints à l'intérieur des multipôles. Afin de prendre en compte les effets de bords et d'obtenir une bonne reconstruction des trajectoires, il est nécessaire de modifier la taille des multipôles dans l'algorithme de reconstruction.

Au final, la longueur totale de la trajectoire,  $\mathcal{L}$  correspond à la somme des différents parcours :

- $L_{C-MCP}$  : distance parcourue suivant une ligne droite entre la cible et le MCP par le fragment en tenant compte de son angle d'émission
- $L_{MCP-Q}$  : distance entre le MCP et le quadropôle en ligne droite

	Distance (mm)
Cible - MCP	250
MCP - Quadripôle	250
Quadripôle - Dipôle	250
Dipôle - MWPPAC	3285
MWPPAC - CHIO	720

- $L_{quad}$  : longueur de la trajectoire hyperbolique dans le plan horizontal à l'intérieur du quadripôle obtenue après reconstruction de la trajectoire
- $L_{Q-D}$  : longueur trajectoire rectiligne entre la sortie du quadripôle et l'entrée du dipôle
- $L_{dip}$  : longueur trajectoire circulaire à l'intérieur du dipôle dans le plan horizontal
- $L_{D-MWPPAC}$  longueur trajectoire rectiligne entre la sortie du dipôle et le détecteur du plan focal MWPPAC.

$$\mathcal{L} = L_{C-MCP} + L_{MCP-Q} + L_{quad} + L_{Q-D} + L_{dip} + L_{D-MWPPAC} \quad (3.29)$$

Après reconstruction de la trajectoire à l'intérieur de PRISMA, la CHIO est utilisée pour valider ou non cette trajectoire. Nous avons vu que la CHIO est subdivisée en sections transverses et longitudinales. Pour un événement, si les sections détectant cet événement ne sont pas compatibles avec la trajectoire reconstruite précédemment, l'événement sera rejeté. Si la trajectoire est compatible avec les sections de la CHIO alors :

- Les énergies déposées dans chaque section  $i$  ( $\Delta E_i$ ) sont sommées pour obtenir l'énergie totale déposée  $E$
- Le parcours des ions dans la CHIO est estimé à partir de la longueur de la trajectoire :

$$r = L_p - L_{MWPPAC-CHIO} = \frac{\sum_{i=0}^9 L_i \Delta E_i}{E} - L_{MWPPAC-CHIO} \quad (3.30)$$

où  $L_{MWPPAC-CHIO}$  est la longueur de la trajectoire en le détecteur du plan focal MWPPAC et la CHIO et  $L_p$  une longueur entre le MWPPAC et chaque section de la CHIO pondérée par l'énergie déposée dans chaque section  $\Delta E_i$  de la CHIO. Le parcours des ions dans le gaz correspond à la différence entre cette longueur pondérée et la distance entre la MWPPAC et la CHIO.

### 3.5.5.2 Identification en numéro atomique Z

Après le plan focal de PRISMA, les ions entrent dans la chambre d'ionisation. Quand les fragments ayant une certaine charge entrent dans la chambre d'ionisation, ils vont perdre de l'énergie en ionisant le gaz suivant la loi de Bethe-Bloch (cf Eq. 3.31) :

$$-\frac{dE}{dx} = Z^2 \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi N_A Z_0 \rho_0}{m_e c^2 \beta^2 A_0} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right], \quad (3.31)$$

où  $dE$  est la perte d'énergie de l'ion sur une distance  $dx$ .  $Z$  est le numéro atomique de l'ion entrant dans la chambre d'ionisation.  $Z_0$ ,  $A_0$  et  $\rho_0$  le numéro atomique, le nombre de nucléons et la densité du gaz dans la chambre d'ionisation. Enfin  $\beta$  est la grandeur relativiste définie comme  $\beta = v/c$  de l'ion détecté,  $m_e$  la masse de l'électron et  $N_A$  le nombre d'Avogadro.



Pour des ions non relativistes, il est possible de simplifier cette expression à :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n m Z^2}{m_e E} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \ln \left( \frac{4m_e E}{mI} \right), \quad (3.32)$$

avec  $n = \frac{N_A Z_0 \rho_0}{A_0}$  et  $m$  la masse de l'ion incident. On a donc :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{mZ^2}{E} \ln \frac{E}{m}. \quad (3.33)$$

Par conséquent, il est possible d'identifier les ions en  $Z$  de deux manières

- avec la matrice perte d'énergie dans les premières sections ( $\Delta E$ ) versus l'énergie totale déposée dans la CHIO ( $E$ ). En utilisant donc  $E dE$  de l'équation 3.33.
- en représentant l'énergie totale déposée ( $E$ ) en fonction du parcours ( $r$ ) des ions dans la CHIO

La Fig. 3.27 montre les matrices obtenues lors de notre expérience. Pour éviter la région où les fragments sont stoppés dans les premières sections de la CHIO, ce qui conduit à  $\Delta E = E$ , nous avons choisi de réaliser la sélection des noyaux de recul sur la matrice 3.27b. La région la plus intense sur les deux matrices correspond aux isotopes de soufre, principalement le  $^{36}\text{S}$ . La sous structure qui apparaît dans cette région représente une partie de la voie élastique qui arrive au plan focal de PRISMA avec une énergie plus grande que la voie inélastique.

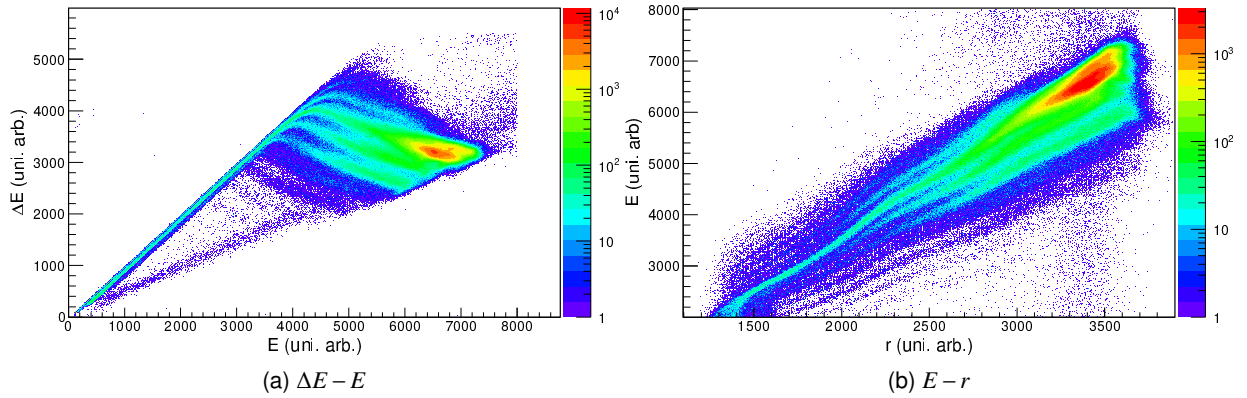


FIGURE 3.27: Matrices d'identification en  $Z$  des fragments de réaction obtenues avec la statistique totale de l'expérience.

### 3.5.5.3 Identification de l'état de charge $q$

Après avoir identifié les fragments en  $Z$ , l'identification en  $A$  passe par une étape intermédiaire qui consiste à identifier les différents états de charge  $q$ . Commençons par réécrire l'Eq. 3.26 :

$$qB_{d_m} v R_{d_m} = mv^2 \quad (3.34)$$

À partir du temps de vol mesuré entre la MCP et le MWPPAC, connaissant la longueur de la trajectoire reconstruite il est possible de remonter à la vitesse des ions. De plus la reconstruction de



la trajectoire fournit également le rayon de courbure des ions dans le dipôle ( $R_{d_m}$ ). En supposant que l'énergie cinétique des ions est proportionnelle à l'énergie totale déposée dans la CHIO, on obtient :

$$q \propto \frac{E}{R_{d_m} v} \quad (3.35)$$

La Fig. 3.28 montre la distribution de charge obtenue pour les isotopes de S. D'après l'équation 3.35, pour une énergie constante, l'état de charge doit diminuer quand  $R_{d_m} \beta$  augmente. Par conséquent le plus grand état de charge va se trouver à gauche. L'étalonnage de l'énergie dans la chambre d'ionisation n'étant pas absolu, il n'est pas possible d'attribuer l'état de charge directement à partir des données. Pour les identifier nous avons recours à des calculs de réaction nous donnant l'état de charge le plus probable au niveau du plan focal.

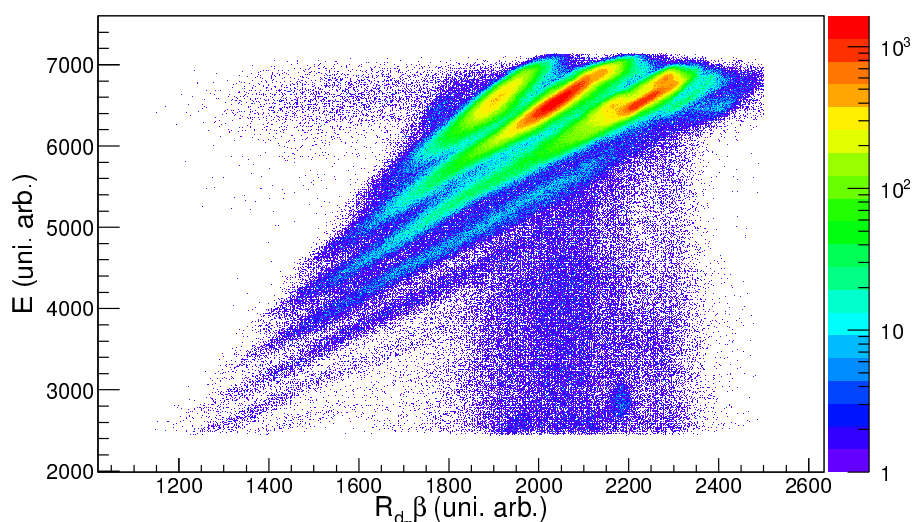


FIGURE 3.28: Matrice d'identification en  $q$  des fragments de réaction  $Z = 16$  obtenue avec la statistique totale de l'expérience.

L'état de charge le plus probable,  $\bar{q}$  peut être obtenu à l'aide de différentes équations semi-empiriques [102, 103], par simplicité nous ne présenterons ici que la formule semi-empirique [104] suivante :

$$\bar{q} = Z \left( 1 + \left[ Z^{-0.45} \times 3.85 \times \sqrt{\frac{E}{A}} \right]^{-1.67} \right)^{-0.6} \quad (3.36)$$

où  $Z$ ,  $A$  et  $E$  sont le numéro atomique, le nombre de masse et l'énergie en MeV du projectile. En utilisant cette équation avec l'énergie estimée de  $^{36}\text{S}$  après le ralentisseur on trouve  $\bar{q} \sim 13,98$ , ce qui est en bon accord avec les formules de Sayer ( $\sim 14,08$ ) [102] et Shima ( $\sim 14,69$ ) [103]. Une fois l'état de charge dominant déterminé, il est possible de déduire l'état de charge des régions autour.

### 3.5.5.4 Identification en masse A

Nous avons donc à présent une identification des fragments en  $Z$  et en  $q$ . En utilisant l'équation 3.27 nous pouvons déterminer la masse des ions :

$$\frac{m}{q} = \frac{R_{d_m} B_{d_m}}{v} \quad (3.37)$$

En partant de cette équation et connaissant l'état de charge  $q$  qui peut être identifié comme nous l'avons vu précédemment, il est possible d'obtenir une identification en masse.

La Fig. 3.30a montre les spectres obtenus pour la chaîne des S pour différents états de charge ( $15^+$ ,  $14^+$  et  $13^+$ ) sélectionnés sur la Fig 3.28. En multipliant les différents spectres par leurs  $q$  respectifs, nous obtenons la Fig. 3.30b. Les différents états de charge donnent alors des spectres alignés sur les mêmes masses. Dans le cas des S, le faisceau nous permet d'avoir une attribution des masses évidentes, le pic le plus intense correspondant évidemment au faisceau, *i.e.*  $^{36}\text{S}$ . La différence de résolution entre les différents états de charge est à corrélérer avec la position des noyaux de recul au niveau du plan focal.

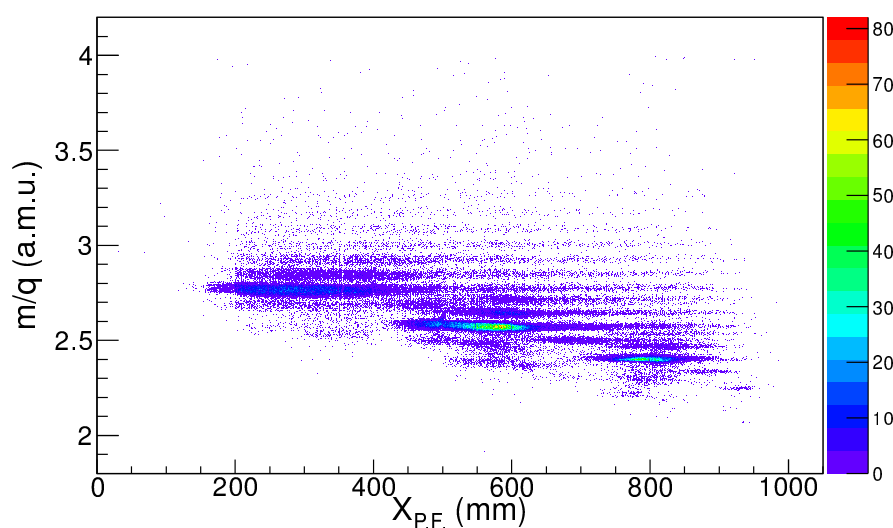


FIGURE 3.29: Position des fragments au niveau du plan focal de PRISMA versus leur  $m/q$  pour  $Z = 16$ . Cette matrice a été obtenue avec la statistique totale.

En représentant  $m/q$  en fonction de la position des fragments dans le plan focal de PRISMA comme présenté sur la Fig. 3.29 on note que des lignes horizontales parallèles sont obtenues. Nous avons donc une reconstruction correcte des trajectoires des fragments dans PRISMA, en effet si la reconstruction n'était pas correcte, les lignes ne seraient pas horizontales. De plus, nous n'observons pas de rupture des lignes au niveau des changements de section du MWPPAC, nous avons donc également une bonne correspondance entre les différentes sections de ce détecteur. La matrice présentée en Fig. 3.29 contient l'ensemble des états de charge pour  $Z = 16$ . Pour construire les distributions de masse, nous réalisons dans un premier temps une sélection en  $q$ . Les spectres

obtenus pour les trois états de charge dominant  $q = 15^+, 14^+, 13^+$  présentés sur la Fig. 3.28 sont donnés en Fig. 3.30a.

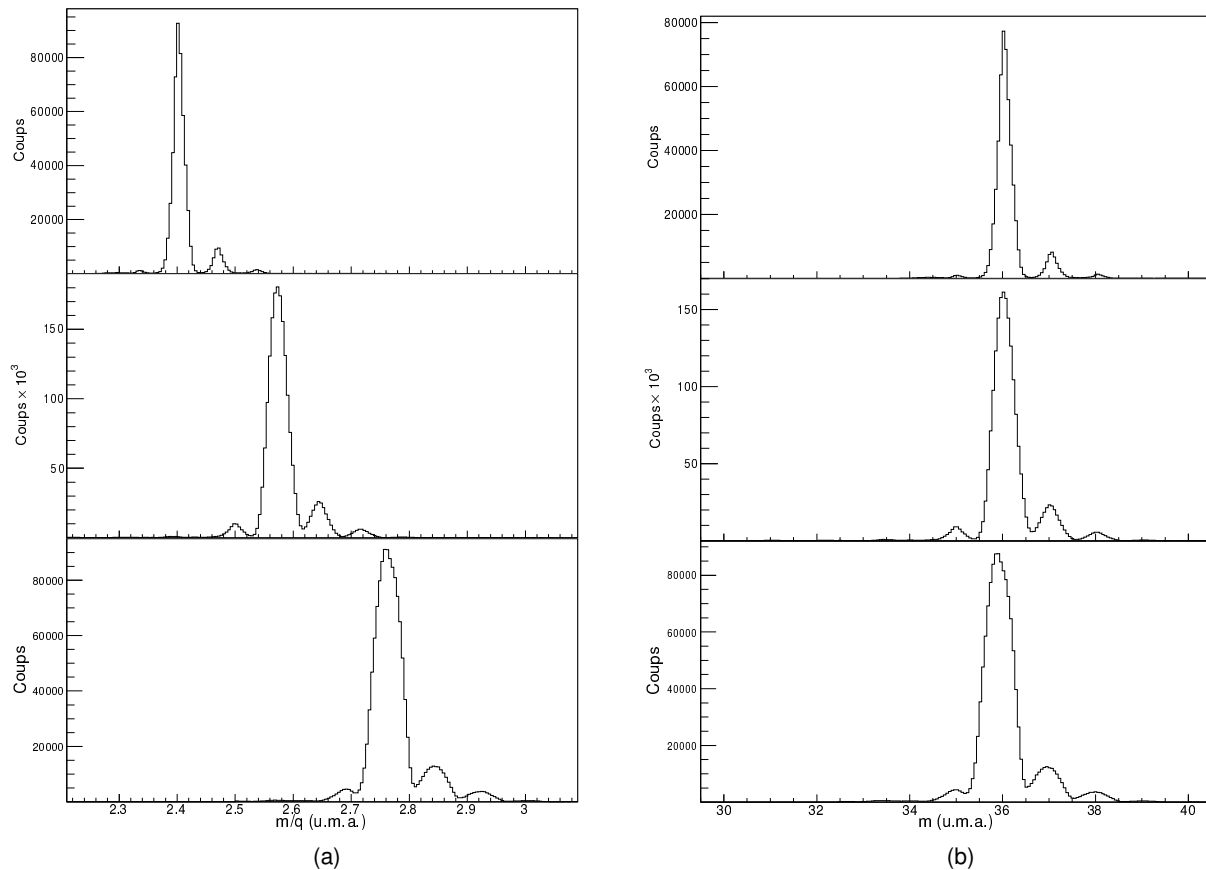


FIGURE 3.30: Le spectre de masses est obtenu en additionnant les différents spectres  $m/q$  pour une chaîne d'isotope. (a) Spectre  $m/q$  pour  $Z = 16$  et les états de charge  $q = 15^+, 14^+, 13^+$  (de haut en bas). (b) Les mêmes spectres mais en multipliant  $m/q$  par les différents  $q$ .

Nous avons donc à présent les rapport  $m/q$  pour chaque  $q$ . En multipliant  $m/q$  par  $q$ , on obtient les spectres de masse pour chaque valeur de  $q$  donnés en Fig. 3.30b. Pour obtenir le spectre de masse total, il suffit donc à présent d'additionner les spectres obtenus pour chaque  $q$ . En appliquant la même procédure aux chaînes visibles sur les matrices d'identifications en  $Z$  (cf Fig. 3.27), nous obtenons les spectres de masses présentés sur la Fig. 3.31

Les taux de production des isotopes sont en accord avec les résultats obtenus précédemment par notre collaboration. De plus, la réaction de transfert multiple de nucléons nous permet également de peupler des isotopes de Al, dont une partie se trouve dans l'îlot d'inversion.

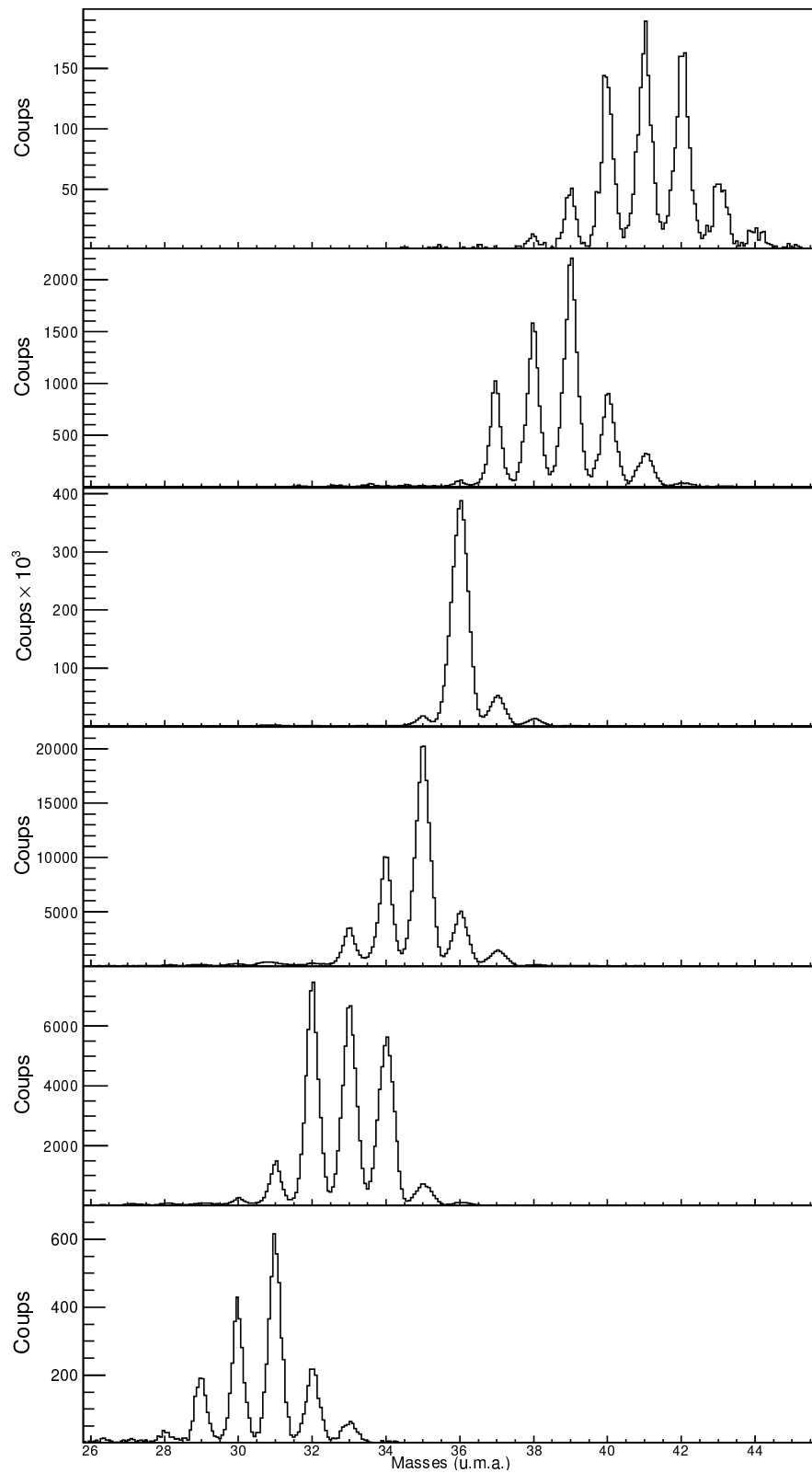


FIGURE 3.31: Spectres de masse pour  $Z = 16$  : (a) Spectre  $m/q$  pour les états de charge  $q = 15^+, 14^+$  et  $13^+$  (de haut en bas). (b) Les mêmes spectres mais en multipliant  $m/q$  par les différents  $q$ .

## 3.6 Résultats et interprétations

Une fois l'identification des fragments réalisée, nous pouvons sélectionner les fragments qui nous intéressent dans cette étude en particulier la voie  $-2p$ , *i.e.* les isotopes de Si. Le spectre de masses de la Fig. 3.31 pour le Si, montre que nous peuplons efficacement les isotopes  $^{32,33,34}\text{Si}$ .

### 3.6.1 Populations des différents isotopes

Lors d'une réaction MNT les voies prédominantes correspondent normalement à l'échange d'un nucléon ce qui ne semble pas vérifié sur la Fig. 3.31. Le spectre de masses que nous obtenons dans notre réaction  $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$ , pour les isotopes de Cl en particulier, montre une forte alimentation du  $^{39}\text{Cl}$ . Les spectres de masses présentés dans la Fig. 3.31 ne tiennent pas compte de la coïncidence des fragments avec les  $\gamma$  détectés dans AGATA. En collaboration avec S. Szilner et D. Montanari [105], nous avons comparé nos spectres de masses à une réaction de MNT dans un système proche :  $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$  étudiée à l'aide de PRISMA+CLARA. Dans cette expérience PRISMA a été placé à différents angles autour de l'angle de grazing de la réaction ( $54^\circ$ ).

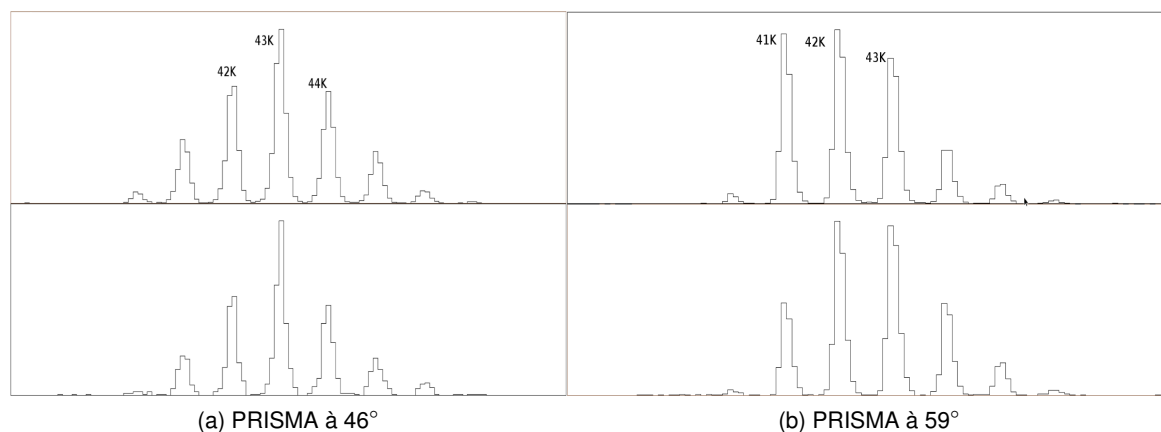


FIGURE 3.32: Distribution de masses des isotopes de K pour la voie  $+1p$  dans la réaction  $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$  [105] à un angle avant (a) et un angle proche de l'angle de grazing (b). Les panneaux en haut correspondent à la distribution sans coïncidence entre les noyaux de recul et les  $\gamma$ , en bas la coïncidence est requise.

À  $59^\circ$  la distribution de masses (cf Fig. 3.32b) est proche de celle obtenue à l'angle de grazing avec une alimentation forte de la voie  $+1p$  ( $^{41}\text{K}$ ) dans les distributions sans coïncidence avec le détecteur  $\gamma$  CLARA. En imposant une coïncidence entre les deux détecteurs, cette distribution est modifiée et les voies dominantes correspondent alors à  $(+1p, +1n)$  et  $(+1p, +2n)$ . Cette différence entre les spectres directs et en coïncidence peut être due à un transfert important vers le fondamental de la voie  $(+1p)$ . Aux angles avant, cas présenté sur la Fig. 3.32a, la situation est différente. En plaçant PRISMA à  $46^\circ$ , les distributions de masses avec et sans coïncidence sont similaires comme dans notre cas. Ce qui signifie que nous alimentons les différents isotopes loin des états fondamentaux.

Dans la réaction  $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$  avec un faisceau d'une énergie d'environ 215 MeV au centre de la cible, nous avons donc une part importante de la production des différents isotopes qui provient de voies profondément inélastiques.

### 3.6.2 Chaleur de réaction

La mesure du temps de vie d'un état peut être fortement influencée par l'alimentation de cet état par d'autres états de temps de vie plus longs. La Fig. 3.9 montre par exemple le spectre  $\gamma$  obtenu pour la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  dans le  $^{36}\text{S}$ . Le temps de vie de cet état a été mesuré dans des travaux antérieurs et vaut  $\sim 83$  fs. Les simulations, comme celles présentées en Fig. 3.14 montrent que la seule composante visible pour un tel temps de vie devrait être celle émise avant le ralentisseur. Or nous voyons bien que la composante émise après le ralentisseur sur la Fig. 3.9 n'est pas négligeable. Cette composante provient donc de l'alimentation du  $2^+$  du  $^{36}\text{S}$  par des états d'énergie d'excitation supérieure ayant des durées de vie plus longues.

Pour réduire l'influence des cascades  $\gamma$  sur nos mesures de temps de vie nous pouvons utiliser la chaleur de réaction  $Q$ . En considérant une réaction  $x + X \rightarrow y + Y$  où  $x$  est le projectile qui arrive sur la cible  $X$ ,  $y$  le fragment léger produit et  $Y$  le fragment lourd il est possible d'écrire  $Q$  :

$$Q = -(m_y + m_Y - m_x - m_X)c^2 - E_y^* - E_Y^* \quad (3.38)$$

où  $E_y^*$  et  $E_Y^*$  sont les énergies d'excitations des deux fragments. Cette équation peut être réécrite en introduisant la chaleur de réaction conduisant à la production des fragments dans leurs états fondamentaux  $Q_0$ .

$$Q_0 = -(m_y + m_Y - m_x - m_X)c^2. \quad (3.39)$$

En combinant les deux équations nous arrivons à  $Q = Q_0 - E_y^* - E_Y^*$ . Le tableau 3.10 donne les  $Q_0$  (en MeV) pour les isotopes de Cl (+1p), S (0p), P (-1p) et Si (-2p) identifiables sur la Fig. 3.31.

	-3n	-2n	-1n	0n	+1n	+2n	+3n
+1p		$^{35}\text{Cl}+^{209}\text{Tl}$	$^{36}\text{Cl}+^{208}\text{Tl}$	$^{37}\text{Cl}+^{207}\text{Tl}$	$^{38}\text{Cl}+^{206}\text{Tl}$	$^{39}\text{Cl}+^{205}\text{Tl}$	$^{40}\text{Cl}+^{204}\text{Tl}$
		-9,76	-6,14	0,38	-0,36	1,21	-0,51
0p			$^{35}\text{S}+^{209}\text{Pb}$	$^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$	$^{37}\text{S}+^{207}\text{Pb}$	$^{38}\text{S}+^{206}\text{Pb}$	
			-5,95	0	-3,06	-1,77	
-1p		$^{33}\text{P}+^{211}\text{Bi}$	$^{34}\text{P}+^{210}\text{Bi}$	$^{35}\text{P}+^{209}\text{Bi}$	$^{36}\text{P}+^{208}\text{Bi}$	$^{37}\text{P}+^{207}\text{Bi}$	
		-14,22	-13,06	-9,30	-13,29	-13,36	
-2p	$^{31}\text{Si}+^{213}\text{Po}$	$^{32}\text{Si}+^{212}\text{Po}$	$^{33}\text{Si}+^{211}\text{Po}$	$^{34}\text{Si}+^{210}\text{Po}$	$^{35}\text{Si}+^{209}\text{Po}$		
	-22,81	-17,96	-19,49	-16,50	-21,69		

TABLEAU 3.10: Chaleurs de réactions binaires pour les isotopes de Cl, S, P et Si peuplés au cours de la réaction de transfert multiple de nucléons  $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$ . Les chaleurs de réactions sont données en MeV et correspondent à l'alimentation des états fondamentaux des différents noyaux indiqués dans le tableau. Le partenaire lourd est également indiqué pour chaque réaction.

A partir des différentes informations provenant de PRISMA : temps de vol, longueur de la trajectoire et masse du fragment léger, il est possible de reconstruire pour chaque événement la chaleur

de réaction en utilisant la relation :

$$Q = \frac{1}{M_1 + M_2 - M_3} \left( (M_3 - M_2)E_1 + (M_1 + M_2)E_3 - 2\sqrt{M_1 M_3 E_1 E_3} \cos \theta_3 \right) \quad (3.40)$$

où :

- $M_1$  et  $E_1$  masse et énergie du projectile,
- $M_2$  masse de la cible,
- $M_3$  et  $E_3$  masse et énergie du produit léger,
- $\theta_3$  angle de diffusion du produit léger dans le référentiel du laboratoire.

Afin de prendre en compte la perte d'énergie des noyaux de reculs dans le ralentisseur, nous avons corrigé l'énergie du produit léger ( $E_3$ ) de cette perte d'énergie en utilisant l'équation de Bethe-Bloch (cf Eq. 3.32). L'épaisseur réelle du ralentisseur a été estimée en utilisant l'angle d'entrée du fragment dans PRISMA. En tenant compte de cette perte d'énergie, nous obtenons le spectre en  $Q$  présenté en Fig. 3.33a pour les noyaux de  $^{36}\text{S}$  en coïncidence avec des photons détectés dans AGATA.

### 3.6.2.1 Réduction du bruit de fond

Les  $Q$  calculés pour les différentes voies de réaction observées dans notre expérience (cf Fig. 3.31) nous permettent de réduire le bruit de fond de nos spectres expérimentaux en supprimant les coïncidences entre AGATA et le  $^{36}\text{S}$  provenant de la voie élastique. Sur la Fig. 3.33 sont représentés le spectre en  $Q$  pour le  $^{36}\text{S}$  (à gauche) et le spectre  $\gamma$  mesuré par AGATA sans condition sur le spectre en  $Q$  (en bleu) et avec une condition sur ce spectre (en rouge).

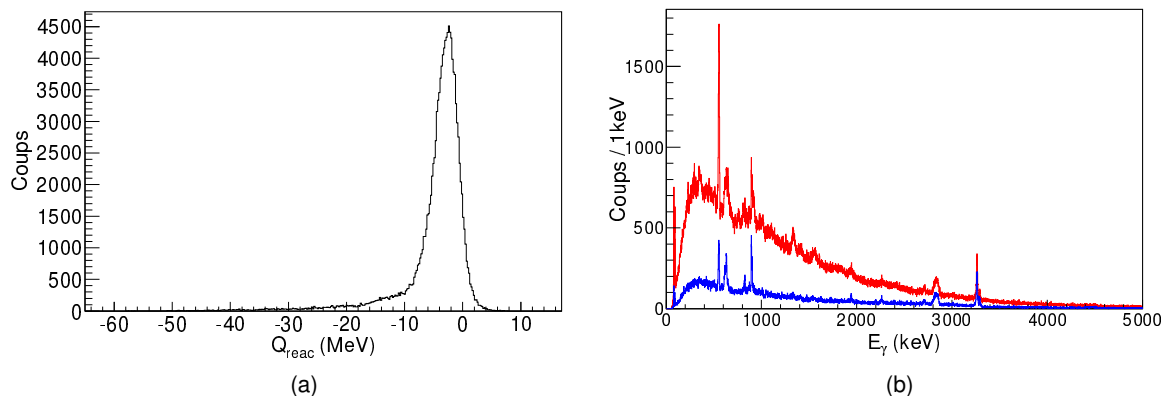


FIGURE 3.33: (a) Spectre en  $Q$  obtenu pour le  $^{36}\text{S}$  en coïncidence avec AGATA. (b) Spectre  $\gamma$  de  $^{36}\text{S}$ , correspondant à l'ensemble de la statistique, sans condition sur le spectre en  $Q$  (en rouge) et avec condition (en bleu).

En faisant varier la position de la sélection sur la chaleur de réaction jusqu'à l'apparition du premier état excité, il est possible de réduire le bruit de fond. Pour la transition  $3^- \rightarrow 2^+$  à 902 keV, le rapport signal sur bruit passe de 1,4 sans condition à 2,6 en ajoutant une condition sur  $Q$ . Cet effet peut s'expliquer en tenant compte des transferts directement vers l'état fondamental du

fragment, mais également dans le cas du faisceau par la suppression de la diffusion élastique. Le  $^{36}\text{S}$  qui a subi une diffusion élastique et les fragments résultant d'un transfert vers le fondamental ne sont pas dans des états excités. Ils ne vont donc pas décroître par émission de  $\gamma$ . Les  $\gamma$  observés en coïncidence avec ces noyaux dans AGATA correspondent donc à du bruit de fond. Cette réduction de bruit de fond ne peut cependant pas être utilisée pour toutes les voies de réaction. Pour qu'elle soit efficace, il faut que le premier état excité de l'isotope soit suffisamment haut en énergie pour permettre une sélection.

### 3.6.2.2 Effet sur l'alimentation provenant des états plus hauts en énergie

La source d'erreur la plus importante dans les mesures de temps de vie, provient de l'alimentation des états de basse énergie par les états situés plus haut en énergie dans le spectre. Cet effet est d'autant plus important que les états alimentant l'état, dont nous cherchons à mesurer le temps de vie, ont des temps de vie plus longs.

Le  $^{36}\text{S}$ , dont le schéma de niveau est donné en Fig. 3.34, est un exemple de cet effet dans notre expérience. Le temps de vie du  $2_1^+$  reporté dans la littérature [63] vaut  $\tau = 58 \pm 5$  fs. Pour un temps de vie aussi court et en se souvenant que la distance minimale entre le ralentisseur et la cible est de l'ordre de  $\sim 5\mu\text{m}$ , les simulations présentées en Fig. 3.14 nous montrent qu'il n'est pas possible d'observer une composante émise après le ralentisseur pour la décroissance de cet état vers le niveau fondamental ( $E_\gamma = 3,291$  MeV).

Les spectres présentés en Fig. 3.35, ont été obtenus en additionnant les 5 distances pour le  $^{36}\text{S}$  et en appliquant différentes sélections sur la chaleur de réaction calculée pour cette voie. Les spectres en bleu correspondent aux  $\gamma$  en coïncidence avec des noyaux de recul produits lors de réaction avec des  $Q < -5,8$  MeV. Pour les spectres en rouge, nous avons sélectionné des fragments ayant des  $Q$  compris entre -10 et -5,8 MeV. En comparant les deux spectres présentés sur la Fig. 3.35b, nous voyons que pour la transition à 3,292 MeV, la composante lente est réduite en utilisant la fenêtre  $-10 < Q < -5,8$  MeV.

L'effet le plus frappant se situe cependant sur la Fig. 3.35a. Dans la région comprise entre 700 et 1100 keV, différentes transitions sont observables : à 827 keV la transition  $4_1^- \rightarrow 3_1^-$ , à 902 keV la transition  $3_1^- \rightarrow 2_1^+$  et la transition  $5_1^- \rightarrow 3_1^-$  à 1012 keV. En fonction de la position de la fenêtre en  $Q$ , on note qu'il est possible de supprimer dans la limite de détection les transitions alimentant le  $3_1^-$ . La suppression de ces alimentations entraîne, comme nous le voyons sur la Fig. 3.35a, une forte diminution de l'intensité de la composante émise après le ralentisseur de la transition  $3_1^- \rightarrow 2_1^+$ .

### 3.6.3 Mesures de temps de vie

Nous avons vu précédemment que pour extraire des durées de vie (cf section 3.3.2.2) de nos données, nous avons besoin de la vitesse des noyaux de recul avant le ralentisseur. La Fig. 3.36 montrent les vitesses mesurées pour  $Z = 16$  (en vert), 15 (en rouge) et 14 (en bleu). Nous avons choisi de ne présenter ici que les fragments en coïncidence avec au moins un  $\gamma$  détecté dans AGATA. Hormis les isotopes de S et en particulier le  $^{36}\text{S}$  provenant de la voie inélastique, qui ont une vitesse moyenne de  $2,74 \text{ cm}\cdot\text{ns}^{-1}$ , les fragments ont des vitesses moyennes similaires proches de  $2,57 \text{ cm}\cdot\text{ns}^{-1}$ . En prenant en compte la perte d'énergie des fragments dans le ralentisseur, on estime la vitesse moyenne des fragments entre la cible et le ralentisseur à  $\sim 2,81 \text{ cm}\cdot\text{ns}^{-1}$ .



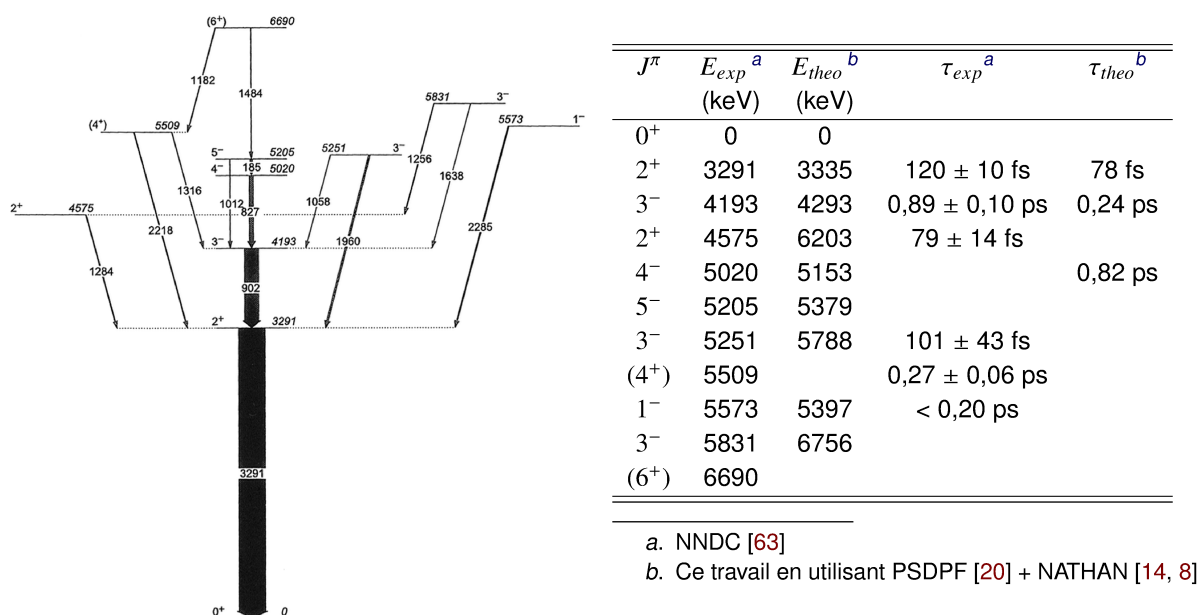


FIGURE 3.34: États du  $^{36}\text{S}$  observés lors de l'expérience  $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$  [53] avec les prédictions sur les durées de vie obtenues avec l'interaction PSDPF. La largeur des flèches sur le panneau de gauche est proportionnelle à l'intensité relative des transitions. Toutes les énergies sont en keV sur le spectre.

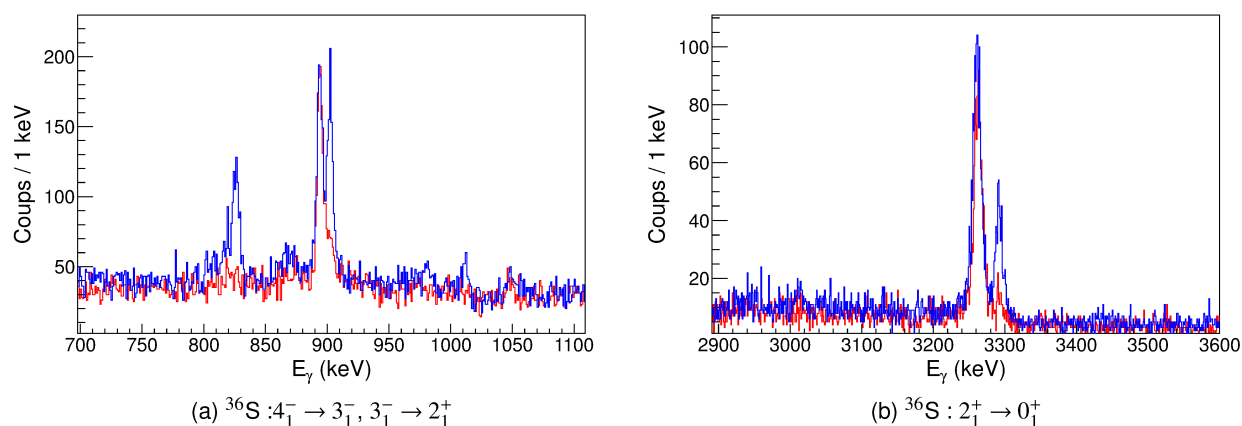


FIGURE 3.35: Comparaison entre deux fenêtres sur le spectre en  $Q$  pour le  $^{36}\text{S}$ . (a) Décroissance des états intrus de parité négative. (b) Région correspondant à la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$ . Les spectres en rouge correspondent à une fenêtre sur le spectre en  $Q$  comprise entre -10 et -5,8 MeV. Les spectres en bleu correspondent aux  $\gamma$  observés en coïncidence avec des fragments pour lesquels  $Q < -10$  MeV.

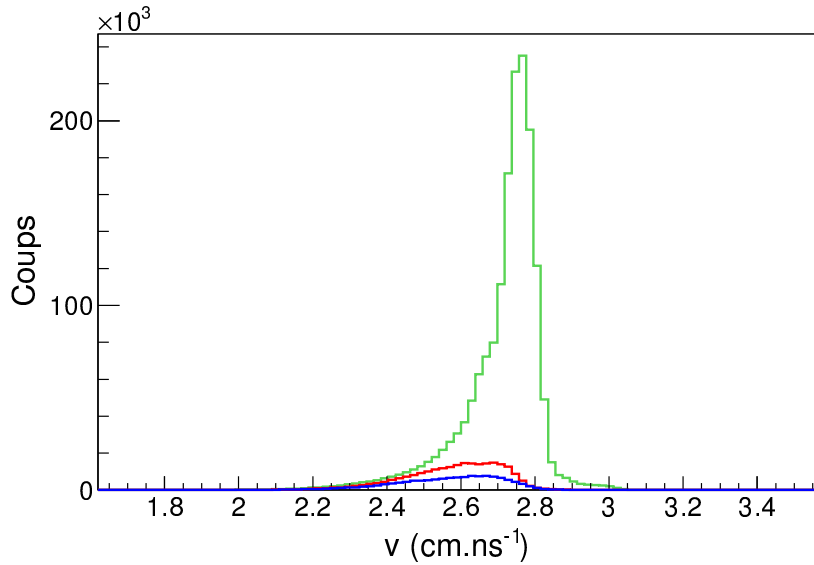


FIGURE 3.36: Vitesses des fragments mesurées par PRISMA en utilisant le ToF et la longueur des trajectoires reconstruites pour les fragments en coïncidence avec des  $\gamma$  détectés par AGATA. La distribution en vert correspond à  $Z = 16$ , celle en rouge à  $Z = 15$  et en bleu  $Z = 14$ .

### 3.6.3.1 Temps de vie dans $^{35}\text{S}$

Avant d'étudier les isotopes de Si, où nous disposons d'une statistique moins importante, nous avons étudié deux isotopes de S : le  $^{35}\text{S}$  et le  $^{36}\text{S}$ . Le  $^{35}\text{S}$  est intéressant car son premier état excité, d'après l'expérience précédente, n'est pas alimenté par les états que nous peuplons au cours de notre réaction comme le montre le schéma de décroissance issu de [53] et donné en Fig. 3.37a. De plus la durée de vie de cet état est connue et a été mesurée par excitation coulombienne. Nous nous servons donc de cette première mesure de temps de vie comme d'un cas test. Sur la Fig. 3.37b, nous présentons le spectre pour le  $^{35}\text{S}$  obtenu en additionnant toutes les distances cible-ralentisseur. La raie dominant le spectre à 1572 keV, correspond à la transition  $1/2^+ \rightarrow 3/2^+$ .

Les intensités des composantes ont été extraites en utilisant trois ajustements gaussiens correspondant aux deux composantes de cette transition et au bruit de fond comme présenté sur les Fig. 3.38a et 3.38b. Dans cette région, le bruit de fond n'est pas linéaire car la transition  $15/2^- \rightarrow 9/2^+$  à 1423 keV du partenaire lourd, le  $^{209}\text{Pb}$ , dont le décalage Doppler est mal corrigé, arrive dans cette région. Nous avons utilisé les cinq distances pour construire la Fig. 3.38c. La courbe en rouge représente un ajustement exponentiel avec minimisation du  $\chi^2$  du rapport des intensités des composantes émises avant et après le ralentisseur. À partir de cet ajustement, il est possible d'extraire la durée de vie de l'état en utilisant les relations données dans la section 3.3.2.2. Les temps de vie extraits pour chaque distance sont présentés sur la Fig. 3.38d. Un ajustement constant de nos données donne un temps de vie moyen pour cet état de  $\tau = 2,14 \pm 0,12$  ps. Cette valeur est à comparer à celle mesurée par Warburton *et al.* au début des années 70 grâce à la méthode d'atténuation de l'effet Doppler [106]. Pour mesurer le temps de vie de cet état les auteurs ont utilisé différents matériaux : Mg, Al et Cu. Ils ont ainsi obtenu trois temps de vie différents qui correspondent respectivement à  $2,8 \pm 0,4$  ps et  $3,8 \pm 0,6$  ps pour les deux premiers matériaux. Avec

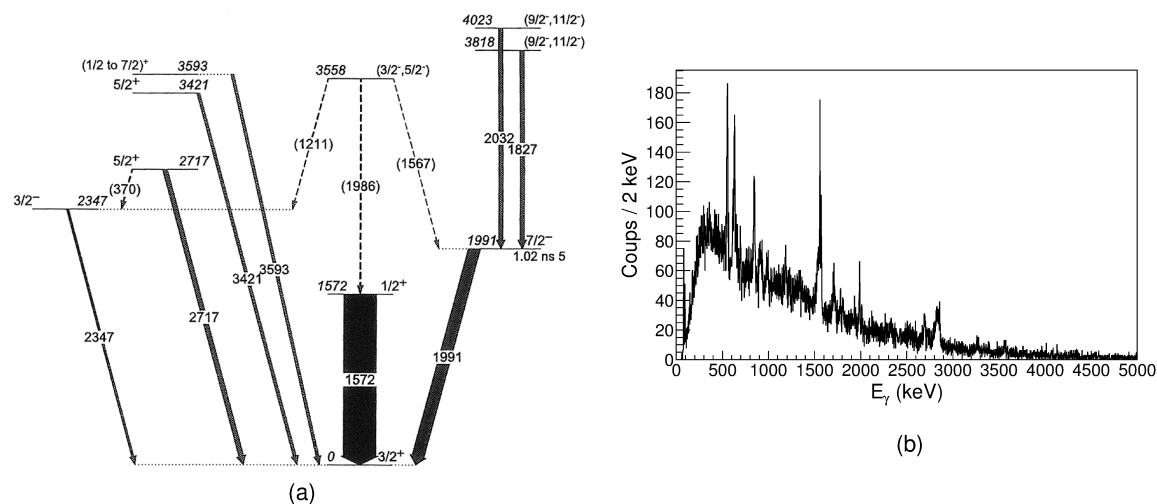


FIGURE 3.37: (a) Schéma de décroissance du  $^{35}\text{S}$  obtenu lors de l'expérience précédente [53]. (b) Spectre du  $^{35}\text{S}$  obtenu dans cette expérience sur l'ensemble des distances.

le Cu seule une limite sur le temps de vie de l'état ( $> 3$  ps) a pu être déterminée. Nous voyons ici l'influence du choix du matériau dans la mesure de temps de vie par atténuation Doppler, de plus la valeur du temps de vie de cet état est à la limite de cette méthode.

Nous avons également utilisé l'interaction PSDPF pour calculer la durée de vie de l'état  $1/2^+$  (1,572 MeV). Dans notre calcul, l'énergie de cet état est bien reproduite puisque nous trouvons  $E_{th} = 1,739$  MeV soit une déviation de 167 keV. En considérant les charges effectives pour les opérateurs M1 et E2 données dans [16] et rappelées dans la section 2.1.1.7, nous trouvons des probabilités réduites de transition  $B(M1) = 0,02 \mu_N^2$  et  $B(E2) = 35 e^2 \cdot \text{fm}^4$ . Le temps de vie correspondant au  $B(E2)$  théorique est  $\tau_{E2} = 2,38$  ps, celui correspondant au  $B(M1)$  est de  $\tau_{M1} = 0,72$  ps. Notre mesure de durée de vie est donc cohérente avec une transition E2 quasi pure. En étudiant les fonctions d'onde de l'état fondamental  $3/2^+$  et de l'état  $1/2^+$  (1,572 MeV) présentées en Fig. 3.39, nous voyons que les orbitales  $1d_{5/2}$  aussi bien protons que neutrons n'interviennent pas dans le calcul. Un saut  $2s_{1/2} \rightarrow d_{3/2}$  est présent dans les deux fluides. La composante principale de la fonction d'onde de l'état excité  $1/2^+$  correspond à un saut neutron  $1s_{1/2} \rightarrow d_{3/2}$  et représente  $\sim 44$  % de la fonction d'onde. La seconde composante, qui représente 17 % de la fonction d'onde de l'état, correspond quant à elle à un saut proton.

Afin de tester l'importance des deux composantes dans le  $B(E2)$  nous avons artificiellement bloqué les protons dans les orbitales  $1d_{5/2}$  et  $2s_{1/2}$  et les neutrons de l'orbitale  $1d_{5/2}$ . Ce calcul correspond à une transition à un neutron. Dans ce cas l'énergie de l'état  $1/2^+$  est de 4,178 MeV et le  $B(E2)$  correspondant à la transition  $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$  est de  $4,2 e^2 \cdot \text{fm}^4$ . De plus cette transition correspond à une transition  $d_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$  par conséquent le  $B(M1)$  est nul à cause d'un coefficient de Clebsch-Gordan dans l'expression de l'élément de matrice M1 qui est nul pour  $\Delta l \neq 0$ . On voit donc ici l'importance des protons dans la fonction d'onde de notre état. Rappelons également qu'en l'absence des corrections dues au cœur (cf section 2.1.1.7) la charge des neutrons est nulle. Ils n'interviennent donc pas dans le calcul des transitions électriques.

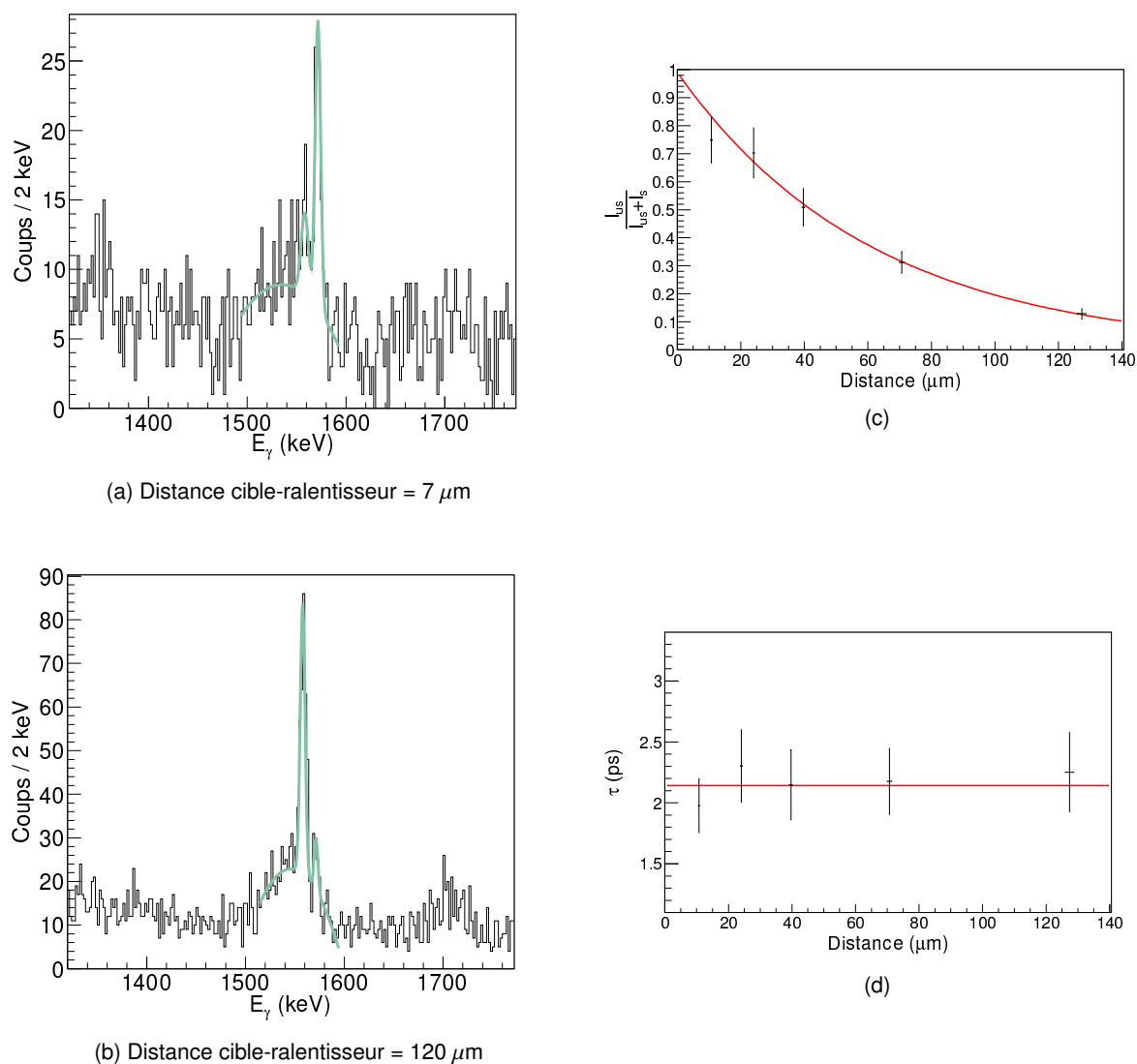


FIGURE 3.38: (a) et (b) Spectres obtenus pour la transition  $1/2^+ \rightarrow 3/2^+$  de  $^{35}\text{S}$  à la plus courte ( $7 \mu\text{m}$ ) et à la plus grande ( $120 \mu\text{m}$ ) distance entre la cible et le ralentisseur avec l'ajustement gaussien des pics. (c) Évolution du rapport entre l'intensité de la composante émise après le ralentisseur et la somme des deux composantes pour les 5 distances. (d) Temps de vie estimé pour chaque distance en utilisant l'ajustement exponentiel des données présentées en (c).

### 3.6.3.2 Temps de vie dans $^{36}\text{S}$

Le second isotope de S que nous souhaitons étudier dans cette section est le  $^{36}\text{S}$  pour lequel nous disposons de la statistique la plus importante. Comme nous l'avons vu précédemment, le spectre  $\gamma$  provenant de la désexcitation de ce noyau est très sensible à la fenêtre en  $Q$ . D'autre part le schéma de décroissance de ce noyau est proche de celui du  $^{34}\text{Si}$ . Nous nous servirons donc de  $^{36}\text{S}$  pour tester la validité des fenêtres en  $Q$  sur les mesures de temps de vie. En utilisant la fenêtre

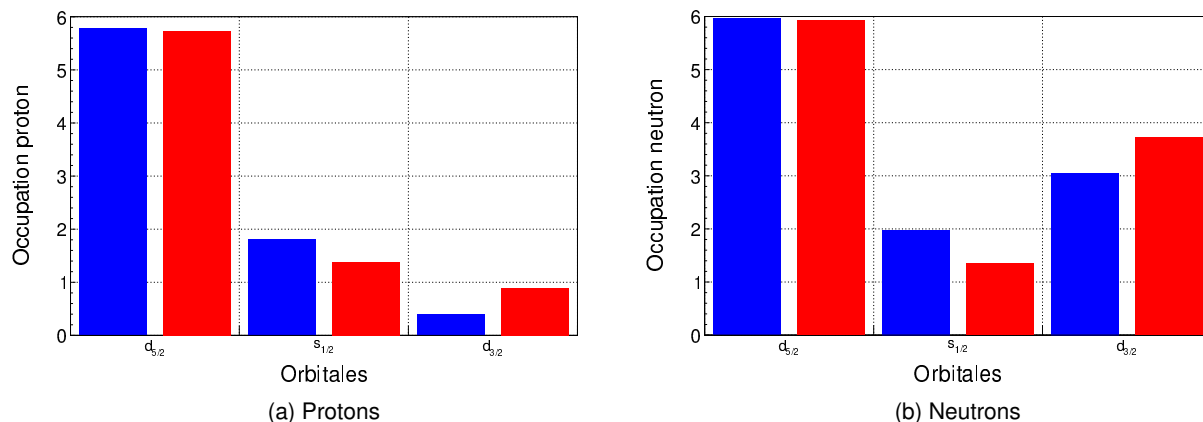


FIGURE 3.39: Fonctions d'ondes des états fondamentaux  $3/2^+$  (en bleu) et  $1/2^+$  à 1,572 MeV (en rouge) du  $^{35}\text{S}$  obtenues dans nos calculs de type modèle en couches. L'occupation des orbitales de la couche sd pour les protons (a) et pour les neutrons (b) est représentée.

$-10 < Q < -5,8$  MeV comme montré sur la Fig. 3.35, nous arrivons à supprimer l'alimentation de l'état  $3^-$  par les états plus hauts en énergie.

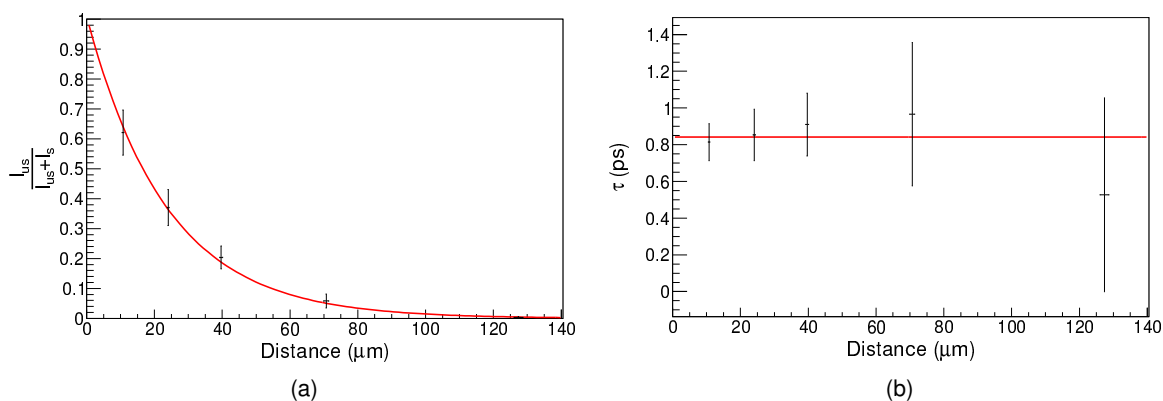


FIGURE 3.40: (a) Évolution du rapport intensités des composantes lente et rapide en fonction de la distance entre la cible et le ralentisseur pour la transition  $3^- \rightarrow 2^+$  du  $^{36}\text{S}$ . La courbe en rouge est un ajustement exponentiel des données. (b) Temps de vie extraits pour chaque distance en utilisant l'ajustement du panneau de gauche. Un ajustement constant des différents points donne le temps de vie de l'état  $3^-$  à 4,193 MeV.

En procédant de la même manière que pour le  $^{35}\text{S}$ , *i.e.* en utilisant un ajustement gaussien de chaque composante mais avec un bruit de fond linéaire et en utilisant la fenêtre en  $Q$ , nous avons construit le rapport des intensités des composantes lente et rapide pour chaque distance cible-ralentisseur pour la transition  $3^- \rightarrow 2^+$  à 902 keV. Un ajustement exponentiel avec minimisation du  $\chi^2$  de ce rapport en fonction de la distance cible-ralentisseur est présenté en Fig. 3.40a. En utilisant la méthode présentée dans la section 3.3.2.2, nous avons extrait un temps de vie pour chaque

distance à partir de l'ajustement exponentiel du rapport. Nous obtenons un temps de vie moyen  $\tau = 0,84 \pm 0,07$  ps. La valeur du temps vie reportée dans la littérature [63] est de  $\tau = 0,89 \pm 0,1$  ps. Les deux valeurs de temps de vie sont en accord. La fenêtre en  $Q$  permet bien de supprimer l'alimentation des états de plus haute énergie et de supprimer l'impact de l'alimentation par les états de haute énergie sur nos mesures de temps de vie.

### 3.6.3.3 Temps de vie dans $^{32}\text{Si}$

Le spectre présenté en Fig. 3.41 correspond à l'ensemble de la statistique accumulée durant notre expérience pour le  $^{32}\text{Si}$ . Les transitions observées à basse énergie correspondent au partenaire lourd du  $^{32}\text{S}$ , i.e. au  $^{212}\text{Po}$ . Le schéma de décroissance du  $^{32}\text{Si}$  donné en Fig. 3.2 montre que dans l'expérience précédente la seule transition avec  $E_\gamma \leq 2$  MeV correspond à la transition  $2_1^+ \rightarrow 0^+$  qui est la seule transition ayant un effet mesurable dans nos données pour cet isotope. Afin de ne pas être contaminé par une possible transition provenant des états de plus haute énergie que nous ne verrions pas dans nos spectres pour des raisons de statistique, nous avons également limité la fenêtre en  $Q$ .

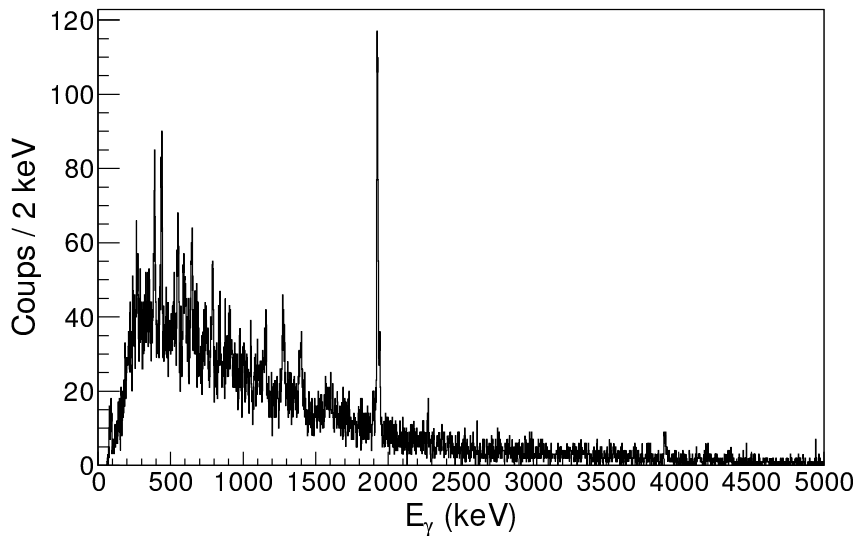


FIGURE 3.41: Spectre  $\gamma$  du  $^{32}\text{Si}$  avec la statistique totale de notre expérience.

L'évolution du rapport  $I_{us}/(I_{us} + I_s)$  est donné en Fig. 3.42. Pour la mesure à  $d = 35\mu\text{m}$  le rapport que nous obtenons est en dehors de la systématique, le spectre pour cette distance présente une importante composante émise après le ralentisseur qui n'est pas présente dans les distances environnantes. Nous avons donc calculé pour cet état la durée de vie de deux manières : en utilisant l'ajustement exponentiel de nos données incluant tous les points expérimentaux et un second ajustement exponentiel sans inclure ce point. Le seul paramètre libre de notre ajustement étant le temps de vie de la transition, la différence entre les deux ajustements est inférieure à l'incertitude sur le temps de vie. En utilisant la même méthode que pour les isotopes de S, nous obtenons un temps de vie pour cet état de  $\tau = 0,48 \pm 0,04$  ps.

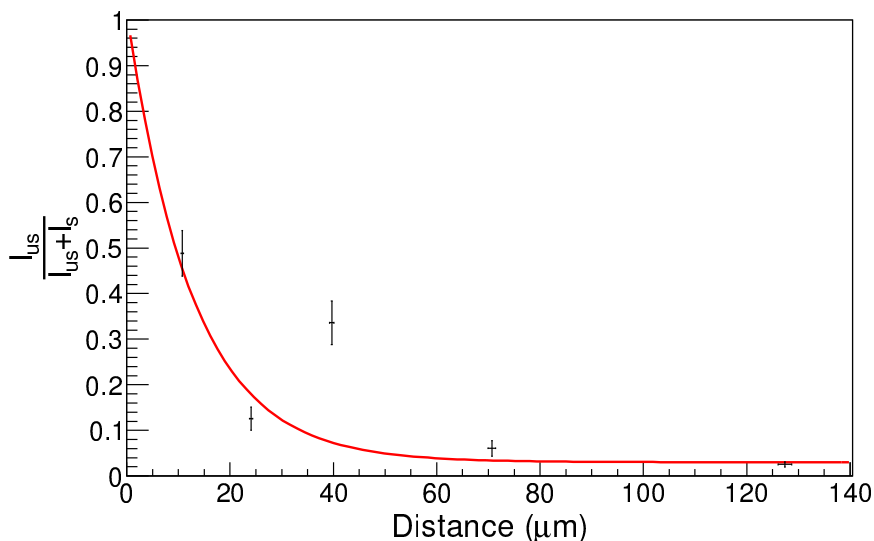


FIGURE 3.42: Évolution de l'intensité de la composante lente en fonction de la distance entre la cible et le ralentisseur pour la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{32}\text{Si}$ .

Le temps de vie obtenu est à comparer aux mesures précédentes réalisées pour cet état et présentées dans la première partie de ce chapitre. Rappelons que les temps de vie étaient compris entre 0,48 et 0,92 ps avec des incertitudes importantes ( $\sim 0,30$  ps) pour les mesures autour de 0,92 ps. La valeur présentée ici est donc en accord avec la mesure de Guillaume *et al.* [65] ainsi qu'avec le temps de vie calculé à l'aide du modèle en couches ( $\tau = 0,56$  ps).

### 3.6.3.4 Temps de vie dans $^{33}\text{Si}$

Le spectre donné en Fig. 3.43a contient l'ensemble de la statistique accumulée durant l'expérience. En additionnant les cinq distances, la transition sur laquelle nous pourrions réaliser une mesure de durée de vie correspond à la transition  $1/2^+ \rightarrow 3/2^+$  à 1,010 MeV du premier état excité vers le fondamental. D'après le schéma de décroissance (cf Fig. 3.3), cet état n'est alimenté que par le  $3/2^-$  (1,981 MeV) par une transition de 971 keV. Ce qui peut également être observé en faisant varier la position de la fenêtre en  $Q$ . En effet nous avons constaté que la désexcitation du premier état excité n'était pas présente pour des grandes valeurs de  $Q$ . Dans l'expérience précédente [57, 53], l'intensité de la transition  $3/2^- \rightarrow 1/2^+$  a été mesurée et vaut  $22 \pm 3\%$  de l'intensité de la transition à 1,010 MeV. D'après le spectre  $\gamma$  de la Fig. 3.43b, qui correspond à la région en énergie  $700 \leq E_\gamma \leq 2000$  keV où la majorité des transitions ont été observées dans l'expérience précédente [56], cette transition devrait donc compter une vingtaine de coups. Le spectre de la Fig. 3.43b montre que la transition  $3/2^- \rightarrow 1/2^+$  à 971 keV ne présente qu'une composante qui correspond à celle émise avant le ralentisseur (961 keV). Cet état doit donc avoir un temps de vie court, ce qui est en accord avec nos calculs de type modèle en couches qui prédisent un temps de vie pour cet état de 0,25 ps. La durée de vie de cet état étant faible, sa décroissance n'influencera pas notre mesure de durée pour l'état  $1/2^+$ .

En utilisant l'évolution du rapport des intensités des composantes lente et rapide et un ajuste-

ment exponentiel avec minimisation du  $\chi^2$ , nous obtenons la Fig. 3.44a pour la transition  $1/2^+ \rightarrow 3/2^+$ . À partir de cet ajustement et en utilisant la méthode décrite dans la section 3.3.2.2, nous obtenons un temps de vie pour chaque distance comme présenté sur la Fig. 3.44b. Un ajustement constant de cette évolution fournit un temps de vie pour l'état  $1/2^+$  à 1,010 MeV de  $\tau = 6,36 \pm 0,50$  ps.

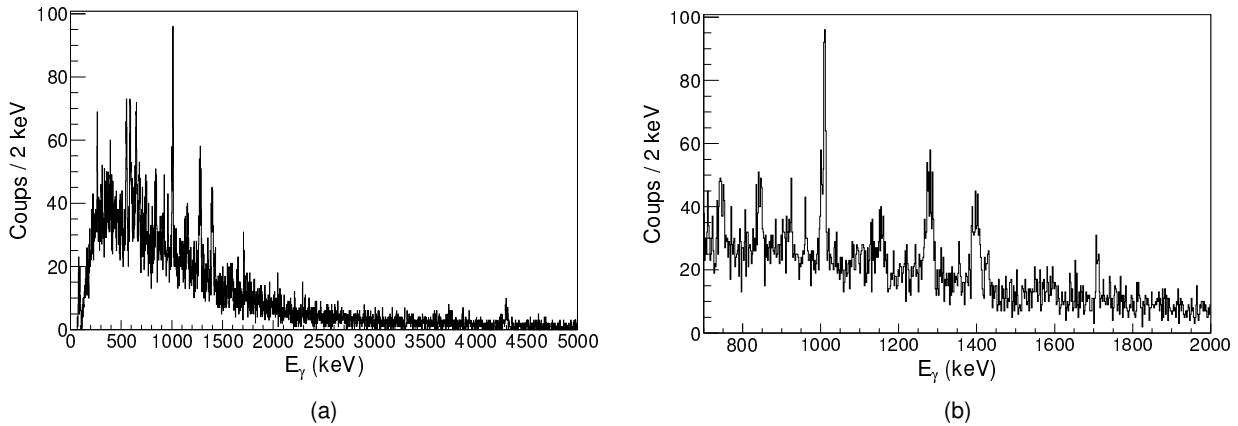


FIGURE 3.43: Spectre  $\gamma$  du  $^{33}\text{Si}$  avec la statistique totale de l'expérience.

Comme pour le  $^{35}\text{S}$ , nous avons calculé le  $B(M1)$  et le  $B(E2)$  de cette transition, les temps de vie associés sont de  $\tau_{M1} = 7,4$  ps et  $\tau_{E2} = 13,6$  ps. Pour cette transition, le résultat de la mesure semble donc être plus proche du temps de vie correspondant à une transition  $M1$ . Le calcul est en très bon accord avec notre valeur expérimentale. Les fonctions d'onde de cet état et de l'état fondamental de  $^{33}\text{Si}$  sont données en Fig. 3.45. D'après nos calculs, ce premier état excité est principalement décrit par un saut neutron  $1s_{1/2} \rightarrow d_{3/2}$ , la contribution venant des protons est plus faible dans ce cas que dans ce que nous avons pour le  $^{35}\text{S}$  (cf Fig. 3.39). Cependant celle-ci est importante pour expliquer le  $B(M1)$ . En effet le Clebsch-Gordan présent dans l'expression de l'opérateur  $M1$  interdit cette transition pour  $\Delta l \neq 0$  et donc notamment pour une transition purement  $1s_{1/2} \rightarrow d_{3/2}$ .

Sur le spectre de la Fig. 3.43b, d'autres transitions sont également observables. À haute énergie, nous avons une raie à  $E_\gamma$  1710 keV, cette raie correspond à la composante émise avant le ralentisseur de la transition de 1724 keV de  $9/2^- \rightarrow 7/2^-$ . Notons que la composante émise après le ralentisseur n'apparaît pas dans ce spectre ce qui signifie que l'état  $9/2^-$  doit avoir un temps de vie court. Ce qui est en accord avec notre calcul de type modèle en couche qui prédit pour cet état un temps de vie  $\tau = 101$  fs.



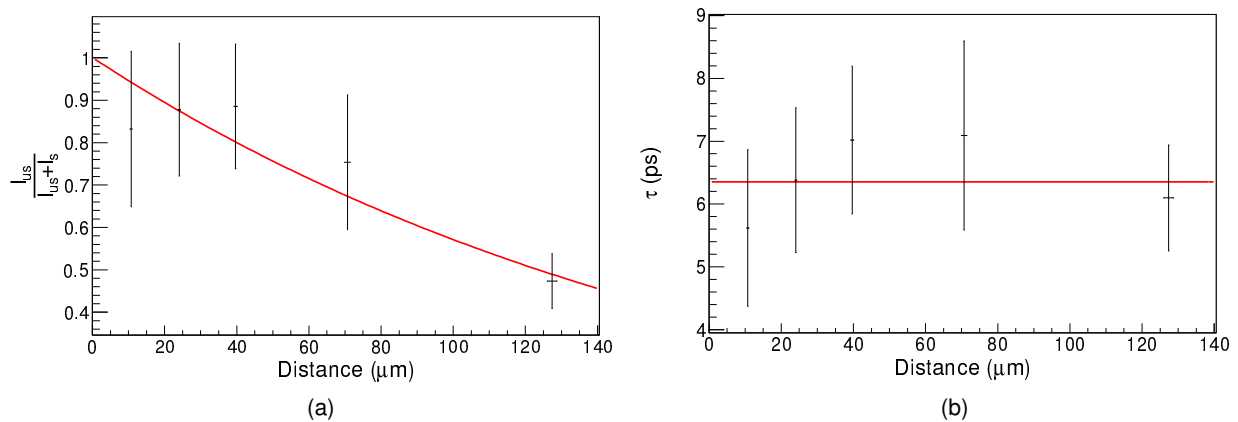


FIGURE 3.44: (a) Évolution du rapport des intensités des composantes lente et rapide en fonction de la distance entre la cible et le ralentisseur pour la transition  $1/2^+ \rightarrow 3/2^+$  du  $^{33}\text{Si}$ . La courbe en rouge est un ajustement exponentiel des données. (b) Temps de vie extrait pour chaque distance en utilisant l'ajustement du panneau de gauche. Un ajustement constant des différents points nous donne le temps de vie de l'état  $1/2^+$  à 1,010 MeV.

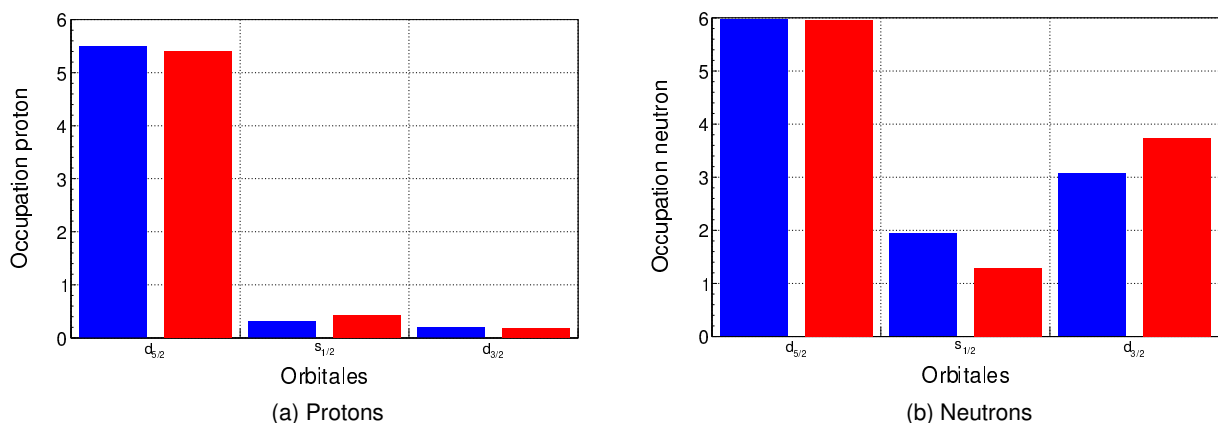


FIGURE 3.45: Fonctions d'onde de l'état fondamental  $3/2^+$  (en bleu) et de l'état  $1/2^+$  à 1,010 MeV (en rouge) du  $^{33}\text{Si}$  obtenues dans nos calculs de type modèle en couches. L'occupation des orbitales de la couche sd est représentée pour les protons (a) et pour les neutrons (b).

### 3.6.3.5 Temps de vie dans $^{34}\text{Si}$

Le schéma de décroissance du  $^{34}\text{Si}$  (cf. Fig. 3.4) est similaire à celui du  $^{36}\text{S}$ . Le premier  $2^+$  à 3,326 MeV qui décroît principalement vers le fondamental a un temps de vie court ( $82 \pm 32$  fs [63]). Ce temps de vie est hors d'atteinte de notre méthode, nous observons cependant sur le spectre contenant l'ensemble de la statistique de notre expérience présenté en Fig. 3.46 deux composantes pour cette transition. Comme dans le cas du  $^{36}\text{S}$ , la seconde composante provient de l'alimentation du  $2_1^+$  par les états plus hauts en énergie et de durées de vie plus longues. La transition  $3^- \rightarrow 2^+$

présente également une séparation en deux composantes.

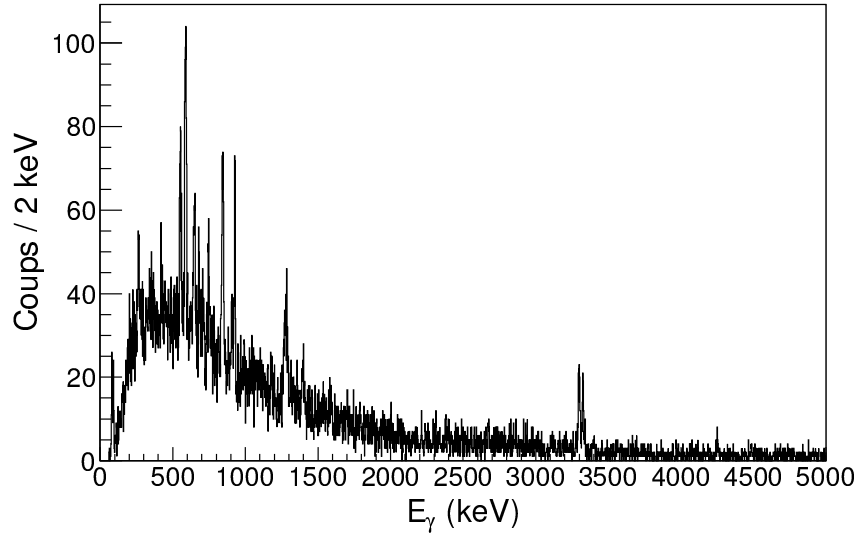


FIGURE 3.46: Spectre  $\gamma$  du  $^{34}\text{Si}$  avec la statistique totale de l'expérience.

Nous avons donc testé la méthode appliquée au  $^{36}\text{S}$  dans ce cas. Cependant contrairement à l'état  $4^-$  de  $^{36}\text{S}$ , situé à 5,020 MeV, celui de  $^{34}\text{Si}$ , à 4,380 MeV, est trop proche du  $3^-$  ( $\Delta E_x = 125$  keV) pour pouvoir être séparé dans nos spectres en  $Q$ . L'extraction de la durée de vie de cet état nécessite donc un travail complémentaire afin de pouvoir prendre en compte son alimentation par l'état  $4^-$  dont la durée de vie est longue d'après nos calculs.

### 3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu qu'il était possible de peupler des noyaux riches en neutrons jusqu'aux limites de l'îlot d'inversion en utilisant des réactions de DIR et MNT entre ions lourds. La spectroscopie des noyaux autour de  $N = 20$  réalisée précédemment par notre collaboration avec l'Université de West of Scotland, a permis de développer et de tester l'interaction PSDPF [20]. Les temps de vie calculés à partir de cette interaction pour les états de parité positive et négative sont en accord avec les données expérimentales reportées dans la littérature à la fois pour les états de durée de vie inférieures à la ps et les états de durée de vie longue.

Nos données nous ont permis de confirmer les durées de vie reportées dans la littérature dans les  $^{35,36}\text{S}$ . Une étude complémentaire devrait également permettre d'extraire la durée de vie de l'état  $4^-$  à 5,020 MeV dans le  $^{36}\text{S}$  non mesurée jusqu'à présent. Dans les isotopes riches en neutron de Si, nous avons pu extraire la durée de vie du premier état excité de  $^{32}\text{Si}$ . Notre mesure, qui est en accord avec le calcul de type modèle en couches, est en accord avec les temps de vie mesurés par Pronko *et al.* [64] et Guillaume *et al.* [65] par atténuation Doppler.

Dans le  $^{33}\text{Si}$ , nous avons pu pour la première fois extraire la durée de vie du premier état excité,  $1/2^+$  à 1,010 MeV. La durée de vie extraite correspond dans nos calculs de type modèle en couche à une transition purement M1. Au contraire dans le  $^{35}\text{S}$ , le temps de vie que nous avons mesuré pour

cet état est plus proche d'une transition purement E2. En comparant les fonctions d'onde des deux états  $1/2^+$  par rapport aux états fondamentaux, on note que dans le cas du  $^{33}\text{Si}$ , la composante principale de la fonction d'onde de l'état  $1/2^+$  est donnée par un saut neutron. Au contraire, pour le  $^{35}\text{S}$ , l'excitation d'un proton  $2s_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$  intervient également fortement dans la fonction d'onde. Rappelons que dans le  $^{34}\text{Si}$ , la force tenseur crée une différence d'énergie importante entre les orbitales  $1d_{5/2}$  et  $2s_{1/2}$ , nous observons donc peut être ici un renforcement de l'effet de la fermeture de l'orbitale  $1d_{5/2}$  pour les protons. L'évolution des probabilités réduites des transitions dans les noyaux  $N = 19$  de l'îlot d'inversion, avec le  $^{31}\text{Mg}$ , à la fermeture de couche  $sd$ , avec le  $^{39}\text{Ca}$ , pourrait apporter des informations complémentaires sur la manière dont la structure des noyaux évolue depuis un état  $2p - 2t$  à un état  $0p - 0t$ .

Pour le  $^{34}\text{Si}$  qui est le dernier isotope de Si de la couche  $sd$ , nos spectres montrent qu'une mesure de durée de vie serait possible pour le premier état de parité négative :  $3^-$  à 4,255 MeV. Cependant la forte alimentation de cet état par les états plus hauts en énergie, en particulier le  $4^-$  (4,380 MeV), impose une étude complémentaire pour pouvoir extraire des durées de vie. Le noyau de  $^{34}\text{Si}$  est également intéressant car le premier état  $2^+$  à 3,326 MeV, ne peut pas être décrit dans notre approche  $0\hbar\omega$ . Les calculs de type modèle en couches permettant des excitations  $p - t$  pour les états de parité positive [69] ont montré que la fonction d'onde de cet état comporte une composante importante  $2p - 2t$ .

Nous avons vu dans ce chapitre, que nous disposons à présent de l'interaction PSDPF qui permet de décrire les états de parité positive et négative dans les noyaux de la couche  $sd$  pour des excitations  $\leq 1\hbar\omega$ . Les données expérimentales complémentaires qui pourront être extraites de notre expérience, aussi bien dans le  $^{36}\text{S}$  et le  $^{34}\text{Si}$  mais également dans les isotopes de P, S et Cl, en cours d'analyse à l'Université de West of Scotland, permettront de poursuivre la validation de notre interaction à la fermeture de couche. De plus, dans les noyaux étudiés ici, les excitations  $n\hbar\omega$ , commencent à jouer un rôle à basse énergie. En particulier dans le  $^{34}\text{Si}$ , où le premier  $2^+$ , n'est pas reproduit par notre calcul de type modèle en couches dans un espace  $0\hbar\omega$  mais peut être reproduit en incluant des excitations plus importantes, et en particulier des excitations  $2p-2t$  [69]. Dans le prochain chapitre, nous allons essayer de mettre en évidence ces structures fortement à déformées dans la vallée de stabilité mais à haute énergie d'excitation.



# Vers des états moléculaires ?

## Sommaire

<b>4.1 Résonances et apparition de structures en agrégats</b> . . . . .	<b>91</b>
4.1.1 Résonances quasi-moléculaires . . . . .	92
4.1.2 Résonances géantes . . . . .	93
4.1.3 Points importants . . . . .	96
<b>4.2 Dispositif expérimental utilisé</b> . . . . .	<b>97</b>
4.2.1 Faisceau . . . . .	97
4.2.2 Chambre à réaction . . . . .	98
4.2.3 Le multi-détecteur $\gamma$ . . . . .	103
4.2.4 Spectromètre DRAGON . . . . .	106
4.2.5 Détecteur de noyaux de recul . . . . .	111
<b>4.3 Construction des spectres <math>\gamma</math> de capture radiative</b> . . . . .	<b>113</b>
4.3.1 Coïncidence BGO - détecteur au plan focal de DRAGON . . . . .	113
4.3.2 Sélection des événements de capture radiative . . . . .	113
<b>4.4 Simulations numériques</b> . . . . .	<b>115</b>
4.4.1 Hypothèses sur la voie d'entrée . . . . .	118
4.4.2 Hypothèses sur la décroissance de la résonance . . . . .	126
4.4.3 Distribution angulaire . . . . .	134
<b>4.5 Réévaluation des sections efficaces de capture radiative</b> . . . . .	<b>136</b>
<b>4.6 Discussions</b> . . . . .	<b>139</b>
4.6.1 Importance des états $T = 1$ . . . . .	139
4.6.2 Comparaison avec le système voisin : $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . . . . .	140
4.6.3 Comparaison avec les résultats obtenus dans $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ au dessus de la barrière de Coulomb . . . . .	141
<b>4.7 Conclusion</b> . . . . .	<b>144</b>

L'élargissement des espaces de valence et l'utilisation de nouvelles interactions, nous permettent de décrire une partie des états intrus. Cependant certains états demeurent hors de portée du modèle en couches. Ces états, fortement collectifs, nécessitent l'utilisation de modèles phénoménologiques tels que ceux introduits dans la section 2.4. La coexistence dans un même noyau d'états de type modèle en couches et d'états en agrégats, ainsi que les transitions entre ces différents états est une des clés pour la compréhension des différentes structures nucléaires.

L'apparition de structures en agrégats dans les noyaux peut être mise en évidence expérimentalement de différentes façons [107] : par exemple en étudiant la décroissance des noyaux au delà de leurs seuils d'émission de particules. Comme nous l'avons mentionné au chapitre 2.4.2, l'émission d'agrégats lourds a été mise en évidence dans plusieurs noyaux lourds, citons en particulier

l'exemple de l'émission de  $^{14}\text{C}$  par le  $^{223}\text{Ra}$  [108, 109]. À l'autre bout de la carte des noyaux, le  $^8\text{Be}$  dont l'état fondamental est une résonance  $\alpha + \alpha$ , est un bon exemple de structure en agrégats dans les noyaux légers.

Une autre signature possible d'états en agrégats dans les noyaux peut être obtenue en étudiant les réactions dites de *break-up*, lors desquelles le noyau se casse en différentes sous structures. La séparation de  $^{28}\text{Si}$  a été étudiée par Metelko *et al.* [110]. La Fig. 4.1 présente la systématique de spins des résonances de  $^{28}\text{Si}$  peuplées lors de la réaction  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  avec les moments angulaires de grazing des réactions  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  et  $^{24}\text{Mg} + \alpha$ . Cette systématique est comparable à celle observée par Metelko *et al.* [110] dans la réaction  $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{16}\text{O})\alpha$ . La comparaison entre les deux montre que certaines résonances observées sont associées à des structures ayant une déformation de type  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ . La répartition des points entre les deux moments angulaires de grazing semble également indiquer que les résonances alimentées ont des structures intermédiaires situées entre  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  et  $^{24}\text{Mg} + \alpha$ . En extrapolant les droites obtenues vers les bas spins, il est possible de localiser les têtes de bandes associées à des états de type  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  aux alentours de 25 MeV. C'est-à-dire à une énergie proche de celles explorées lors de notre expérience de capture radiative  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ .

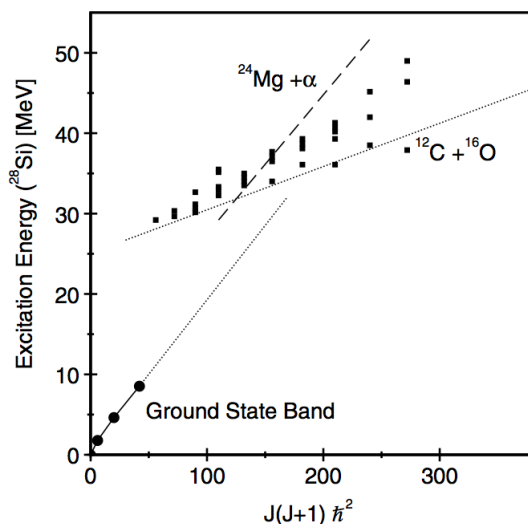


FIGURE 4.1: Systématique des spins des résonances observées par la réaction  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ . La bande rotationnelle du fondamental ainsi que les moments angulaires de grazing de  $^{24}\text{Mg} + \alpha$  et  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  sont également représentés. Figure issue de [110].

Un résultat marquant de la physique des collisions entre ions lourds légers a été l'apparition à basse énergie (jusqu'à quelques MeV/u) de maximums prononcés, souvent étroits et corrélés dans différentes fonctions d'excitations d'un même système. Ces structures apparaissent principalement pour des systèmes composés de masse inférieure à 60 et ont été vues dans différentes voies élastiques et de réactions : inélastiques, transfert mais aussi, dans certains cas, dans les voies de fusion. Ce phénomène est appelé résonance dans la fonction d'excitation.

De manière générale, lorsque les noyaux incident et cible fusionnent pour former un noyau composé, celui-ci ne peut être formé que dans un état du noyau composé qui existe. Les deux noyaux ne peuvent donc fusionner qu'à condition que la chaleur de réaction ( $Q$ ) additionnée de

l'énergie cinétique ( $E_C$ ) du noyau incident correspond à l'énergie d'excitation ( $E_x$ ) d'un état discret existant du noyau composé. Les résonances ont cependant des largeurs qui peuvent être très différentes les unes des autres. Ces différentes largeurs proviennent du fait que les états du noyau composé ne sont pas parfaitement discrets.

Les états auxquels correspondent des résonances sont situés au-dessus des seuils d'émission de particules, dans le continuum. Il existe donc une incertitude sur l'énergie de l'état qui est directement liée à la largeur,  $\Gamma$ , de la résonance. A cause du principe d'incertitude d'Heisenberg, cela signifie que cet état a un temps de vie finie  $\tau \sim \hbar/\Gamma$  qui est généralement plus long que le temps que mettrait un nucléon à traverser le noyau sans interagir ( $\sim 10^{-22}$  à  $10^{-23}$  s). Les résonances constituent donc un outil pour aller sonder la structure du noyau au-delà de ces seuils de séparation en sous-structure.

L'existence de structures dans les fonctions d'excitation est un phénomène qui a été largement exploré. Il a été montré que leur observation peut être reliée au nombre de voies ouvertes dans le système en collision [111]. Plus le nombre de voies ouvertes (NOC) est faible, plus l'observation d'effets résonnants est possible. En effet la force de la résonance se répartissant sur l'ensemble des voies ouvertes, plus leur nombre est faible plus les effets seront visibles dans les voies ouvertes. Des calculs du NOC par 1mb de flux incident dans les systèmes légers à la barrière de Coulomb ont montré que pour ces systèmes, un minimum de six voies ouvertes était atteint dans  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . Dans le système voisin que nous avons étudié,  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ , le NOC pour 1 mb de flux incident est de 350. Ce qui permet d'expliquer les différences entre les amplitudes des résonances mesurées autour de la barrière dans  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  et  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ .

Dans le travail que nous présentons ici, nous avons étudié le système  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ . Nous nous intéresserons en particulier à la voie de capture radiative. La réaction de capture radiative est la réaction où le noyau composite décroît uniquement par émission de rayonnements électromagnétiques. Ce mécanisme de réaction est intéressant pour étudier la structure des états à haute énergie d'excitation. En effet, les opérateurs de transitions électromagnétiques étant une somme d'opérateur à un corps (cf section 2.1.1.7), ils permettent de tester directement le recouvrement entre la fonction d'onde de l'état initial et celle de l'état final. Une structure fortement déformée, voire moléculaire, dans la voie d'entrée, va donc préférentiellement alimenter des états ayant une structure proche de la voie d'entrée lors de la décroissance  $\gamma$ .

Sur la Fig. 4.2 sont représentées les principales voies de réaction ouvertes pour le système  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  par rapport au niveau fondamental de  $^{28}\text{Si}$ . Les énergies explorées dans ce travail, désignées par  $E_1$  et  $E_2$  sur la Fig. 4.2 (resp.  $E_x(^{28}\text{Si})=23,35$  et  $23,95$  MeV), sont situées au-dessus des premiers seuils d'émission de particules dans  $^{28}\text{Si}$  dont les énergies sont données sur la Fig. 4.2. Les voies prépondérantes de désexcitation du noyau composite vont donc être des voies de fusion-évaporation, en particulier celles conduisant à la formation du  $^{24}\text{Mg}$  et  $^{27}\text{Al}$ . De plus les deux énergies se situent sous la barrière de Coulomb ( $V_B$ ) du système. En effet, elles correspondent à des énergies dans le centre de masse de 6,6 et 7,2 MeV respectivement, alors que pour  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$   $V_B \sim 7,8$  MeV.

Il est important de noter que ce travail s'inscrit dans la continuité d'une étude des réactions de capture radiative dans deux systèmes légers  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  et  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  menée par le groupe dans lequel j'ai travaillé dans le cadre d'une collaboration avec l'université d'York [112, 113, 114]. Dans le système  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  trois autres énergies de bombardement ont été étudiées, au dessus de  $V_B$  à  $E_{c.m.} = 8,5, 8,8$  et  $9,0$  MeV. Les différentes énergies explorées dans ce système par cette collaboration

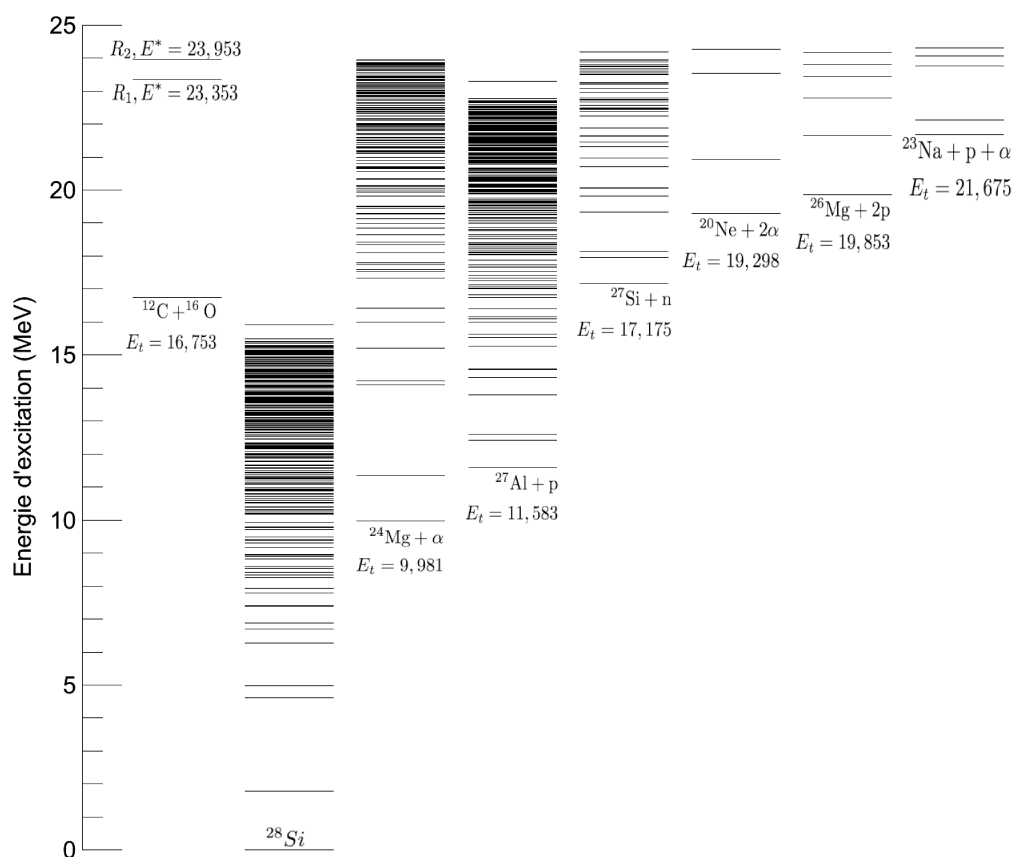


FIGURE 4.2: Principales voies de décroissance de la réaction  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ . Les seuils de réaction ( $E_t$  en MeV) sont données par rapport au niveau fondamental de  $^{28}\text{Si}$ .

[112] sont données dans le tableau 4.1 avec les énergies d'excitation  $E_x$  correspondantes dans le  $^{28}\text{Si}$ .

Énergie	$E_{c.m.}$ (MeV)	$E_{faisceau}$ (MeV/u)	$E_x(^{28}\text{Si})$ (MeV)
$E_1$	6,6	0,96	23,35
$E_2$	7,2	1,05	23,95
$E_3$	8,5	1,25	25,25
$E_4$	8,8	1,29	25,55
$E_5$	9,0	1,32	25,75

TABEAU 4.1: Récapitulatif des énergies de bombardement étudiées dans ce travail ( $E_1$ ,  $E_2$ ) et celles étudiées dans une étude précédente ( $E_3$ ,  $E_4$ ,  $E_5$ ) [112, 113]. Les énergies du faisceau sont données au centre de la cible.



## 4.1 Résonances et apparition de structures en agrégats

Deux énergies de bombardement présentées dans le tableau 4.1,  $E_{c.m.} = 7,2, 8,5$  ( $E_2$  et  $E_3$ ) correspondent à des structures observées dans la fonction d'excitation de la réaction de capture radiative  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)$  vers le premier état excité du  $^{28}\text{Si}$ . La fonction d'excitation, donnée en Fig. 4.3b a été mesurée par Sandorfi *et al.* [115]. L'énergie la plus basse,  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV ( $E_1$ ), correspond à une structure observée par Christensen *et al.* [116] dans la section efficace de réaction. Cette structure plus large que les trois résonances précédentes, est également présente dans les voies de réaction  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}$  et  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},p)^{27}\text{Al}$ . Les rapports entre les sections efficaces mesurées par Christensen et des calculs théoriques ne prenant pas en compte les effets résonnants pour les principales voies de fusion-évaporation et la voie de fusion [116] sont données en Fig. 4.3a.

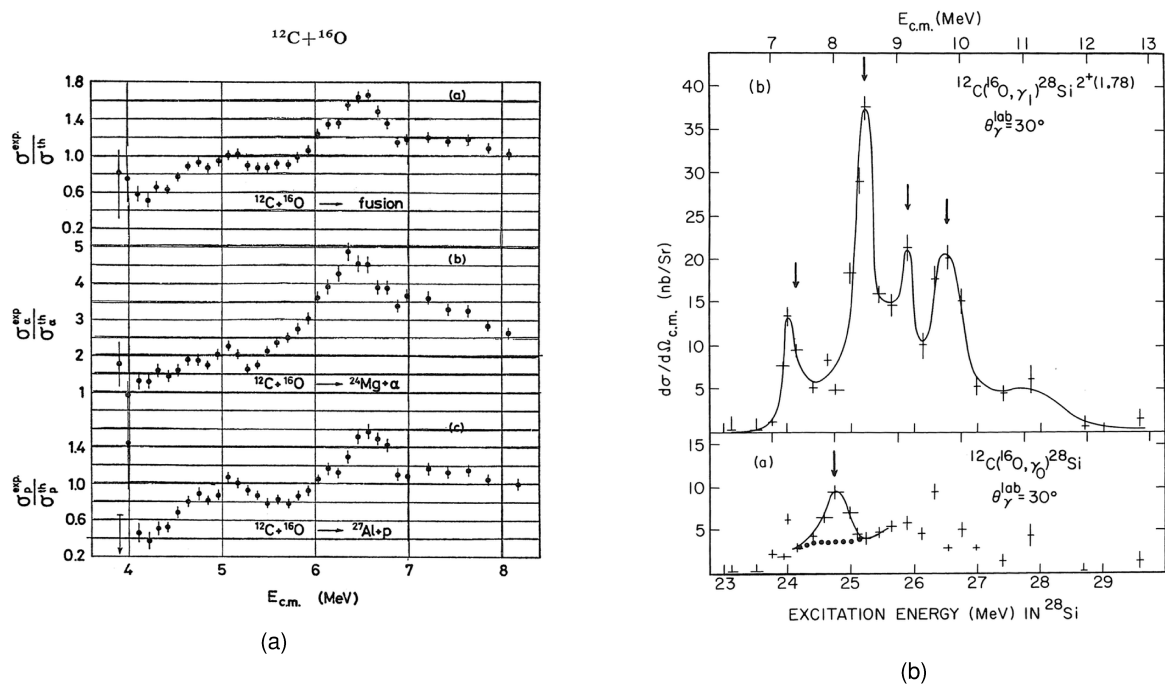


FIGURE 4.3: Fonctions d'excitation du système  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  : (a) figure issue de [116] : rapport entre les sections efficaces totale de fusion (en haut), de  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}$  (au milieu),  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},p)^{27}\text{Al}$  (en bas) et les sections théoriques des différentes voies ( $\sigma_{th}$ ,  $\sigma_{\alpha}^{th}$  et  $\sigma_p^{th}$ ), (b) figure issue de [115] : Sections efficaces différentielles de la réaction  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)^{28}\text{Si}$  alimentant directement l'état fondamental et le premier état excité de  $^{28}\text{Si}$ .

Les deux dernières énergies explorées dans l'étude précédente [112] correspondent à des énergies situées entre deux structures de la fonction d'excitation donnée en Fig. 4.3b. Ces énergies,  $E_{c.m.} = 8,8$  et  $9,0$  MeV ( $E_4$  et  $E_5$  dans le tableau 4.1) sont donc situées entre les structures à  $E_{c.m.} = 8,5$  et  $9,2$  MeV. Nous allons à présent essayer de comprendre quel est la relation entre ces différentes structures dans les fonctions d'excitation et l'apparition de structure en agrégats.

### 4.1.1 Résonances quasi-moléculaires

Nous avons vu dans la section 2.4.3 que l'apparition d'agrégats dans les noyaux peut donner lieu à différentes structures souvent appelées molécules nucléaires ou systèmes di-nucléaires. Pour expliquer les résonances observées dans les fonctions d'excitation  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  par Almqvist *et al.* [36] et Bromley *et al.* [37], ont émis l'hypothèse que ces résonances pourraient correspondre à des configurations fortement déformées qui résulteraient d'un minimum local du potentiel ion-ion pour une large distance entre les ions. Un tel potentiel est montré en Fig. 4.4. Les résonances observées correspondraient alors à des états quasi-liés du système situé dans ce second minimum. La barrière de Coulomb  $V_B$  empêcherait ces états de continuer leur évolution vers le noyau composé et permettrait ainsi d'expliquer la largeur des résonances.

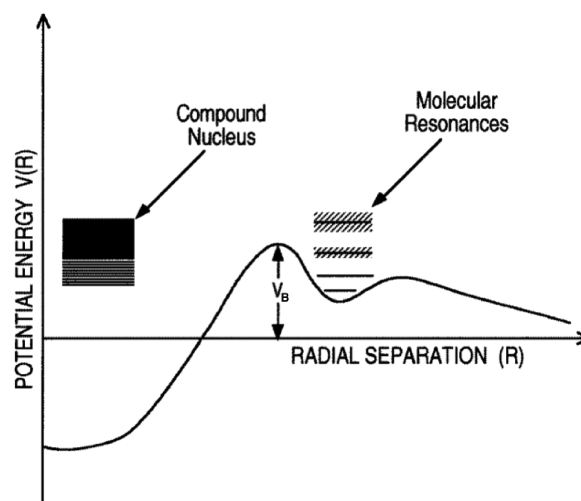


FIGURE 4.4: Représentation schématique du potentiel ion-ion utilisé pour expliquer les résonances à basse énergie ( $E < V_B$ ) dans la réaction  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  [35].

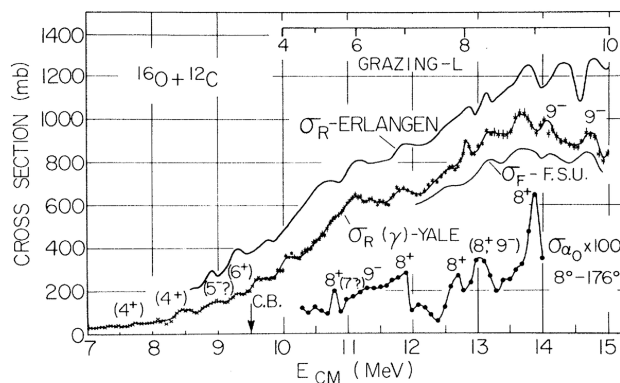


FIGURE 4.5: Sections efficaces totales de réaction pour le système  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ .  $\sigma_R$ -ERLANGEN correspond aux mesures de Fröhlich *et al.* [117],  $\sigma_R(\gamma)$ -YALE aux mesures de Schloemer *et al.* [118] et  $\sigma_R$ -F.S.U. aux données de Frawley *et al.* [119]. Figure issue de [118].

La fonction d'excitation de la réaction  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  a été étudiée sur différentes plages d'énergie. La région comprise entre 7 et 15 MeV dans le centre de masse où quatre de nos énergies de bombardement se situent a été explorée par Schloemer *et al.* au début des années 80 [118]. Les auteurs ont démontré l'existence dans cette région de 15 résonances ayant des largeurs comprises entre 54 et 260 keV. La Fig. 4.5 représente les sections efficaces ainsi mesurées dans différentes voies de réaction du système  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  avec les tentatives d'attribution de spins des résonances observées. Aux énergies proches de la barrière, Schloemer *et al.* montrent que les configurations moléculaires de type  $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$ ,  $^{24}\text{Mg}-\alpha$  et d'autres configurations moléculaires plus complexes sont importantes pour interpréter leurs données [118].

### 4.1.2 Résonances géantes

Lors d'une réaction de capture radiative, comme la voie d'entrée ne décroît que par émission de rayonnement électromagnétique, la section efficace du processus est proportionnelle à la largeur  $\Gamma_\gamma$  de la voie d'entrée. Si une majeure partie de la règle de somme pour une multipolarité donnée est contenue dans une résonance géante (GR), d'énergie  $E_{GR}$ , alors la largeur  $\Gamma_\gamma$  à une énergie très différente de  $E_{GR}$  sera fortement réduite [115]. Ce phénomène provient du caractère de la règle de somme, qui par définition contient l'ensemble de la force d'un opérateur de transition vers ou depuis un état donné (cf section 2.25) [115]. Notons également que la réaction de capture radiative vers l'état fondamental est la réaction inverse de la photo-fission ou de la réaction équivalente d'électro-fission [120], à condition que les fragments produits par photo-fission soient dans leurs états fondamentaux.

Les GR peuvent être vues comme une vibration à haute fréquence, amortie et quasi harmonique de la densité/forme autour de la densité/forme d'équilibre. L'amplitude de la vibration est généralement faible, de l'ordre de quelques pourcents du rayon du noyau. Les GR peuvent être classifiées suivant leur multipolarité  $L$  et leur spin  $S$ . Elles sont divisées en deux modes : électrique ( $\Delta S = 0$ ) et magnétique ( $\Delta S = 1$ ), eux-mêmes subdivisés en fonction de la différence d'isospin entre l'état initial et l'état final : pour  $\Delta T = 0$  on parlera de résonance isoscalaire (IS) et isovectorielle (IV) pour  $\Delta T = 1$ . Les GR sont également caractérisées par leurs énergies  $E_R$ , leurs largeurs  $\Gamma_R$  et leurs forces  $S_R$ . La largeur totale de la résonance peut être décomposée en trois parties :

$$\Gamma_R = \Gamma_i + \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow. \quad (4.1)$$

- $\Gamma_i$  : correspond à la largeur provenant de l'état initial sur lequel la résonance est bâtie,
- $\Gamma^\uparrow$  : les résonances géantes sont généralement situées au-dessus des seuils d'émission de particules, la probabilité qu'elles décroissent par émission de particule est donc importante. Cette probabilité est représentée par une largeur d'émission de particules.
- $\Gamma^\downarrow$  : résulte du couplage entre les différentes excitations particules-trous présents aux énergies où se situent les GR.

Une illustration schématique de largeur des GR est donnée en Fig. 4.6 (figure issue de [121]). L'excitation d'un noyau de  $A$  nucléons par des différents processus, comme la fluorescence, ou la diffusion de particules, permet de peupler des états particules-trous de haute énergie qui vont ensuite décroître. Ces états étant principalement situés au-dessus des seuils d'émissions de particules, ils vont préférentiellement décroître *via* l'émission de particule. Le couplage des états particules-trous jusqu'à  $np$ - $nt$  conduit à une largeur finale plus grande (zone hachurée sur la Fig

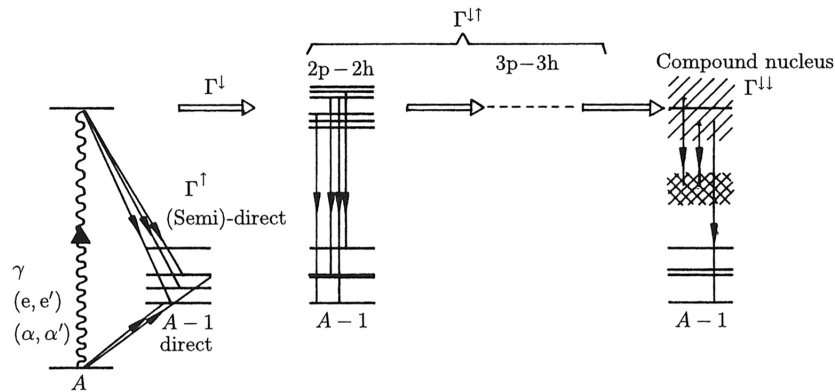


FIGURE 4.6: Représentation schématique de la largeur des résonances géantes, figure issue de [121].

4.6). La notation  $\Gamma^{\uparrow\downarrow}$  indique que chaque excitation np-nt peut également décroître par émission de particules.

Nous allons à présent nous intéresser plus particulièrement aux résonances dipolaires ( $\Delta L = 1$ ) et quadripolaire ( $\Delta L = 2$ ) qui ont été observées dans le  $^{28}\text{Si}$ .

#### 4.1.2.1 Résonance géante dipolaire

La résonance géante dipolaire (GDR) correspond à la multipolarité  $L = 1$ . Les IVGDR sont un phénomène très répandu des noyaux de  $^4\text{He}$  aux noyaux lourds comme  $^{238}\text{U}$ . La réaction  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  a également été utilisée à plus haute énergie ( $E_{\text{faisceau}} = 2,51 \text{ MeV/u}$ ) pour alimenter le  $^{28}\text{Si}$  à haute énergie d'excitation ( $E_x(^{28}\text{Si}) = 34 \text{ MeV}$ ) [122]. La réaction de capture radiative  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  ne peuple que des états  $T = 0$ , puisque la réaction a lieu entre deux noyaux ayant des isospins nuls. Or les opérateurs de transitions électromagnétiques présentent une dépendance en isospin. Afin de tester l'influence des états  $T = 1$  sur la forme de la résonance dipolaire géante, Harakeh *et al.* [122] ont également utilisé la réaction  $^{25}\text{Mg}+^3\text{He}$  pour peupler le  $^{28}\text{Si}$  dans la même région d'énergie d'excitation. La Fig. 4.7, issue de [122], donne la section efficace de production de  $\gamma$  lors des deux réactions.

En comparant les deux réactions, les auteurs ont montré une forte diminution de la section efficace dans la réaction  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  à haute énergie. Cette différence est due au ralentissement des transitions E1 isoscalaires ( $\Delta T = 0$ ) dans les noyaux  $N = Z$ . En effet la réaction  $^{25}\text{Mg}+^3\text{He}$  permet de peupler à la fois des états  $T = 0$  et des états  $T = 1$ .

La région dans laquelle le  $^{28}\text{Si}$  est peuplée, est également marquée par la présence de IVGDR dont il est possible d'estimer la position grâce à la relation empirique [121] :

$$E_x \approx 31,2A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6}. \quad (4.2)$$

La partie en  $A^{-1/3}$  correspond à une vibration des protons et des neutrons en opposition de phase sans changement de la frontière du noyau (mode de volume ou Steinwedel-Jensen). Le terme en  $A^{-1/6}$  apparaît si l'on suppose que protons et neutrons vibrent en opposition de phase mais dans leur ensemble. En utilisant cette relation, le centroïde de la GDR dans le  $^{28}\text{Si}$  peut être estimé à 22

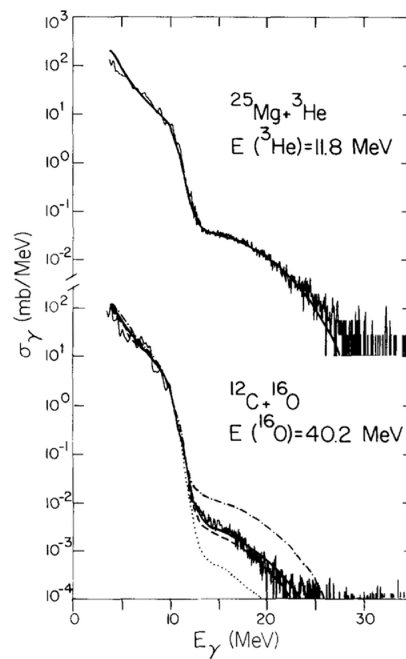


FIGURE 4.7: Section efficace de production de  $\gamma$  dans les réactions  $^{25}\text{Mg}+^3\text{He}$  et  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ , issue de [122]. Les différentes lignes représentent des calculs réalisés avec le modèle statistique [122]. Pour  $^{25}\text{Mg}+^3\text{He}$  et  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  : ajustements avec la méthode des moindres carrés des données des calculs incluant un mélange d'isospins (lignes continues). Pour la partie  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  les différentes courbes correspondent à des calculs incluant un mélange équiprobable d'isospins (ligne mixte tirets-pointillés), sans mélange d'isospins (ligne en tirets), en ne considérant que des transitions E2 (ligne en pointillés).

MeV ce qui est en accord avec la mesure de Harakeh *et al.* de  $E_R = 20,16$  MeV avec  $\Gamma_R = 8,84$  MeV [122]. De plus contrairement aux noyaux lourds où la force des résonances géantes est répartie sur un faible nombre d'états, dans les noyaux légers cette force est distribuée sur un grand nombre d'états. Aux résonances quasi-moléculaires observées par Sandorfi *et al.* [115] viennent donc se superposer également une GDR.

#### 4.1.2.2 Résonance géante quadripolaire

Un second type de GR a été mis en évidence au début des années 70. Cette seconde résonance correspond à une multipolarité  $L = 2$  donc quadripolaire. Les résonances géantes quadripolaires (GQR) ont depuis été observées dans tous les noyaux compris entre  $16 \leq A \leq 238$ . Dans les noyaux légers la force  $S_R$  de cette GR est fragmentée sur un grand nombre d'états. Comme pour les GDR une formule semi-empirique permet d'estimer la position du centroïde des GQR :

$$E_x \approx 64,7A^{-1/3}. \quad (4.3)$$

Pour  $^{28}\text{Si}$ , la GQR isoscalaire se situe donc à environ 21,3 MeV.

Cette résonance a été étudiée par Riedesel *et al.* [123] dans le  $^{28}\text{Si}$ . La décroissance de la résonance quadripolaire construite sur le fondamental par émission de particules est donnée en Fig 4.8a [123]. L'épaisseur du trait des différentes émissions de particules est proportionnel à l'intensité des transitions. Cette figure confirme bien la position de la résonance dans le  $^{28}\text{Si}$  dont le centroïde est mesurée à  $E_R = 19,7$  MeV avec une largeur  $\Gamma_R = 5,1$  MeV. La Fig. 4.8a montre que la GQR décroît fortement vers les premiers états excités de  $^{24}\text{Mg}$  et  $^{27}\text{Al}$ , qui correspondent également aux principales voies de fusion-évaporation ouvertes dans notre réaction  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ .

Le panneau de droite de la Fig. 4.8 donne une comparaison entre la section efficace de fusion de la réaction  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  [116] et la section efficace de diffusion  $^{28}\text{Si}(\alpha, \alpha')$  [123]. Cette Fig. 4.8b issue du travail de B. Čujec [124], montre une correspondance entre la structure correspondant à l'énergie la plus basse que nous souhaitons explorer ( $E_{c.m.} = 6,6$  MeV) et des structures dans la section efficace de diffusion  $^{28}\text{Si}(\alpha, \alpha')$ . De plus, autour de  $E_{c.m.} = 7,2$  MeV la section efficace de diffusion présente également des structures. D'après le tableau 4.1 et la Fig. 4.8a, les énergies explorées dans ce travail se situent donc dans la partie haute de la GQR.

#### 4.1.3 Points importants

Avant de passer au dispositif expérimental utilisé pour cette étude, il nous paraît important de résumer brièvement ce que nous avons vu dans cette section. Les énergies explorées dans ce travail et dans une étude précédente [112] dans le système  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  correspondent à des énergies résonnantes dans différentes voies de réaction (à l'exception de  $E_{c.m.} = 8,8$  MeV). La comparaison entre la section efficace de fusion de  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  et la section efficace de diffusion ( $\alpha, \alpha'$ ) (cf Fig. 4.8) nous indique que les énergies explorées dans ce travail se situent dans la queue à haute énergie de la GQR. De plus, ces énergies sont également dans une région où la résonance géante dipolaire est importante. Aux énergies situées sous  $V_B$  dont il est question ici, les résonances de notre voie de réaction viennent se superposer aux résonances géantes, aussi bien dipolaire que quadripolaire.

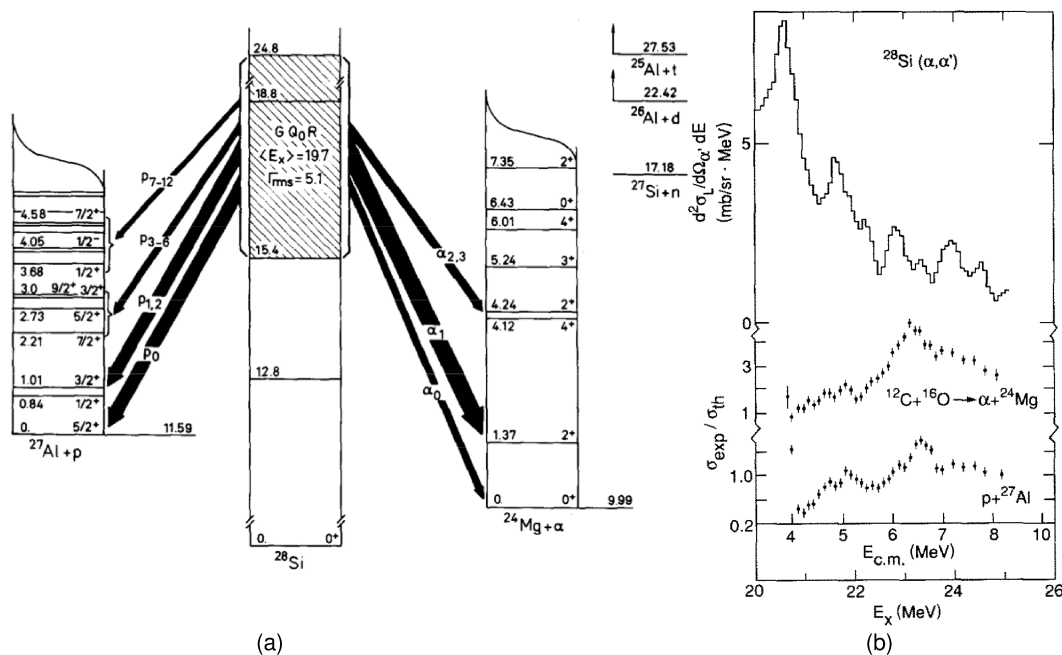


FIGURE 4.8: (a) Position et largeur ( $E_R, \Gamma_R$ ) de la résonance quadripolaire géante bâtie sur le fondamental de  $^{28}\text{Si}$  et décroissance de cette GQR par émission de particules chargées (figure issue de [123]). (b) Comparaison entre la section efficace de diffusion élastique  $^{28}\text{Si}(\alpha, \alpha')$  et des sections efficaces de fusion-évaporation  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  mesurée par Christensen et al. [116] (figure issue de [124]). Toutes les énergies sont données en MeV.

## 4.2 Dispositif expérimental utilisé

Nous souhaitons mesurer la décroissance  $\gamma$  complète des résonances  $E_1$  et  $E_2$ , afin d'établir un lien entre ces dernières et des états à structure particulière, des états fortement déformés par exemple. Nous verrons ici que le seul dispositif à l'heure actuelle nous permettant de réaliser cette mesure est situé à Vancouver, au laboratoire TRIUMF. Nous avons utilisé le spectromètre DRAGON afin d'identifier les noyaux de recul produits lors de la réaction de capture radiative. La décroissance  $\gamma$  de la résonance vers les états liés ou quasi-liés du  $^{28}\text{Si}$  et leurs décroissances ont été mesurées par le multi-détecteur  $\gamma$  au BGO entourant la chambre à réaction de DRAGON. L'ensemble de ce dispositif est situé dans le hall ISAC-I (Fig. 4.9) du laboratoire TRIUMF.

### 4.2.1 Faisceau

Les énergies explorées correspondent, comme nous l'avons mentionné, à des énergies résonnantes ( $E_1$  et  $E_2$ ) du système  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ . Les énergies du faisceau ont donc été ajustées afin d'obtenir au centre de la cible les énergies des résonances, *i.e.* en prenant en compte les pertes d'énergie de  $^{16}\text{O}$  dans le  $^{12}\text{C}$ , 1,05 et 0,96 MeV/u. Elles correspondent à des énergies avant la cible de 1,07 et 0,98 MeV/u, qui sont situées dans la gamme des énergies accessibles (0,15 à 1,5 MeV/u) par l'installation ISAC-I (Isotope Separator and ACcelerator) de TRIUMF en utilisant le dispositif de sources



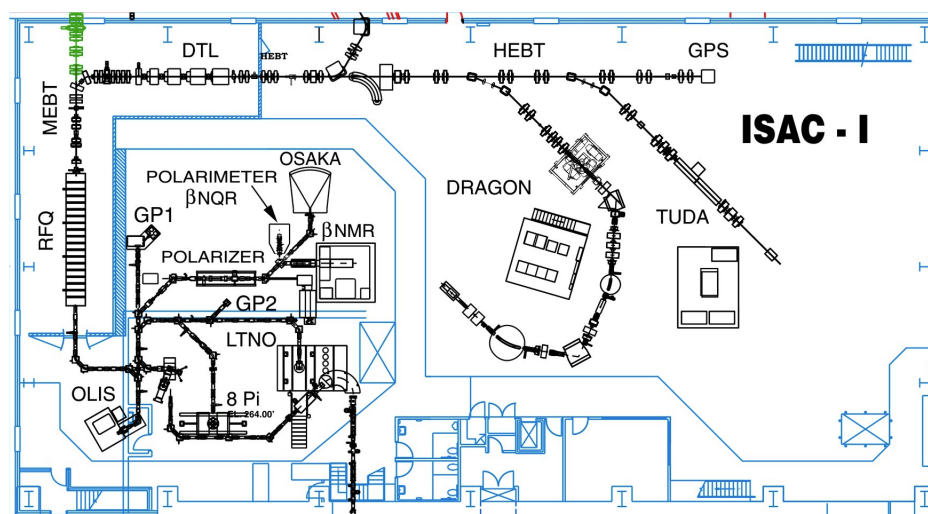


FIGURE 4.9: Vue schématique du hall ISAC-I (en 2006) du laboratoire TRIUMF (Vancouver, Canada) [125]. Par la suite les abréviations utilisées sur le schéma seront utilisées pour désigner les différentes parties du dispositif.

d'ions hors ligne (OLIS). Le dispositif OLIS (en bas à gauche sur la Fig. 4.9) est en fait composé de quatre sources différentes : une à micro-onde, une à ionisation de surface, une hybride à ionisation de surface combinée à un arc de décharge et une source multicharge [126].

Les trois premières sources présentent l'inconvénient de ne produire en sortie que des ions  $1^+$ . Afin d'être suffisamment déviés dans la ligne de transport de moyenne énergie (MEBT), les ions  $1^+$  doivent être épluchés car les spécifications de la ligne MEBT font que le rapport  $A/q$  des ions doit être compris entre 3 et 6 pour que ces derniers soient transmis dans l'accélérateur linéaire DTL (Drift Tube Linac). Les ions  $1^+$  provenant des trois premières sources citées, doivent donc traverser un éplucheur. La durée de vie de ces feuilles et le nombre de feuilles disponibles dans un barillet limitent fortement l'intensité du faisceau et nécessitent des changements fréquents d'éplucheur qui réduisent le temps pendant lequel le faisceau est envoyé sur la cible. La quatrième source du dispositif OLIS, la source multicharge, fournit un faisceau d'ions  $^{16}\text{O}^{3+}$  qui correspondent à un  $A/q \sim 5,3$ . L'épluchage des ions du faisceau n'est donc plus nécessaire, ce qui représente un gain en intensité et en stabilité du faisceau. Par rapport à l'expérience précédente [112, 113] qui n'utilisait pas cette source, nous avons ainsi pu multiplier par trois l'intensité du faisceau. L'expérience décrite ici a été menée avec un faisceau de  $^{16}\text{O}$  d'une intensité moyenne de 50 pA. Cette intensité a été choisie à cause de la durée de vie des cibles et du temps mort des détecteurs principalement lié au taux de comptage de l'électronique d'acquisition.

## 4.2.2 Chambre à réaction

La chambre à réaction associée au spectromètre DRAGON a été conçue à l'origine pour des cibles gazeuses de H ou He utilisées dans des réactions nucléaires d'intérêt astrophysique en cinématique inverse. Lors de nos expériences, la cible gazeuse a été remplacée par des cibles solides de  $^{12}\text{C}$ . La chambre à réaction a, par conséquent, dû être modifiée. Cette modification nous



permet, grâce à une chaîne (Fig. 4.10), de changer de cible sans avoir à ouvrir la chambre. Ont également été placés sur cette chaîne un collimateur et un trou pour la focalisation du faisceau. Le trou nous permet également de mesurer le taux de comptage induit par un support vide. Le taux de comptage que nous obtenons dans l'ensemble de détection  $\gamma$  avec le trou est négligeable dans notre cas.

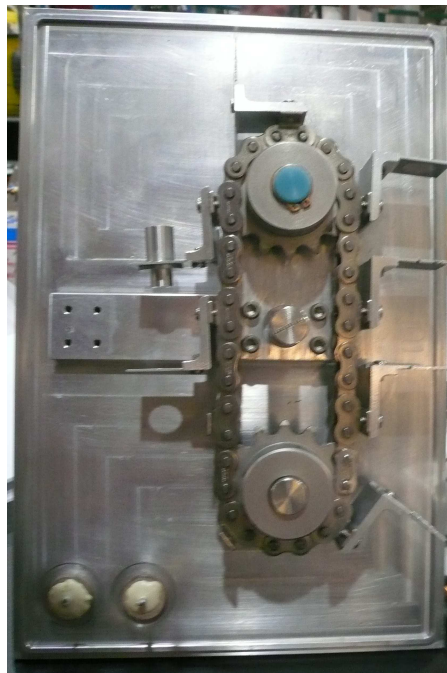


FIGURE 4.10: Support de cibles solides spécialement conçu pour nos expériences de capture radioactive. La chaîne permet de changer de cibles sans avoir à ouvrir la chambre à réaction.

#### 4.2.2.1 Cibles

Pour nos expériences, nous avons utilisé des cibles de C solides auto-supportées : des cibles de  $^{12}\text{C}$  enrichies à 99.9 % de  $50 \mu\text{g.cm}^{-2}$  d'épaisseur et des cibles de  $^{13}\text{C}$  de  $50 \mu\text{g.cm}^{-2}$  ont été fabriquées au Laboratoire National de Legnaro (LNL, Italie). Nous avons placé dans la chambre à réaction trois cibles de  $^{12}\text{C}$ , ainsi qu'une de  $^{13}\text{C}$  afin de tester l'influence de la réaction de fusion évaporation conduisant au  $^{28}\text{Si}$  :  $^{13}\text{C}(^{16}\text{O},n)^{28}\text{Si}$ .

#### 4.2.2.2 Épaississement des cibles de $^{12}\text{C}$

Lors de nos expériences précédentes, nous avons constaté un fort dépôt de  $^{nat}\text{C}$  sur la cible. Ce dépôt est principalement causé par les vapeurs d'hydrocarbures du système de pompage. En effet, comme nous l'avons mentionné précédemment la chambre à réaction de DRAGON a été conçue pour être utilisée avec des cibles gazeuses. Par conséquent l'utilisation de pompes cryogéniques au niveau de la chambre à réaction est impossible, ce qui limite fortement la qualité du vide dans la

chambre. Pour estimer l'épaississement et l'état de nos cibles durant l'exposition au faisceau nous pouvons suivre l'évolution :

1. du nombre de déclenchements présentés,  $N_{pres}$ , dans l'ensemble BGO par rapport à la charge intégrée. En effet,  $N_{pres}$  est proportionnel au nombre de  $\gamma$  émis dans les différentes voies de réaction ouvertes. Par conséquent,  $N_{pres}$  est proportionnel à la section efficace de fusion  $\sigma_{fus}$ .

$$N_{pres} = A \cdot \sigma_{fus} \cdot I \cdot \varepsilon \quad (4.4)$$

avec  $I$  l'intensité du faisceau en nAp et  $\varepsilon$  l'épaisseur de cible en  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ .  $A$  est une constante de proportionnalité tenant compte de différents paramètres tels l'efficacité des BGO, le facteur de réduction de l'électronique par exemple. Cette constante est déterminée en utilisant les données provenant des premières heures d'exposition de la cible au faisceau.

L'évolution de l'épaisseur de cible est obtenue en suivant l'évolution au cours du temps du nombre de déclenchements par unité de charge du faisceau incident à l'instant  $t$  et par seconde en fonction de la charge totale accumulée  $Q_{int}$  sur la cible jusqu'à cet instant  $t$ . La Fig. 4.11 montre que cette évolution est linéaire, nous avons donc la relation suivante :

$$\frac{N_{pres}}{Q_r} = aQ_{int} + b \quad (4.5)$$

$$Q_{int} = \sum Q_r \quad \text{avec} \quad Q_r = \frac{I_r + I_{r+1}}{2} \cdot T_r \quad (4.6)$$

$N_{pres}$  étant stable sur des périodes de une heure, nous supposons que l'intensité au cours d'un run est donnée par la moyenne des intensités mesurées en début  $I_r$  et en fin de run  $I_{r+1}$ . Le temps  $T_r$  correspond au temps pendant lequel le faisceau est sur la cible :

$$T_r = T_{run} - T_{FC4} \quad (4.7)$$

où  $T_{FC4}$  correspond au temps pendant lequel le faisceau est envoyé sur la cage de Faraday précédent la cible (FC4 sur le schéma 4.15) ;

2. du rapport entre l'intensité du faisceau avant la cible (FC4) et celles mesurées en deux points du spectromètre DRAGON (cf Fig. 4.15) : après le premier dipôle magnétique (FCCH) et après le premier dipôle électrique (FCM). Si l'intensité mesurée après la sélection en charge et/ou en masse diminue sans que l'intensité du faisceau ne varie, cela signifie que moins d'ions sont transmis. Par conséquent la cible commence à être détériorée voire percée.

Afin d'avoir la meilleure estimation possible de l'épaississement de nos cibles une lecture automatique des intensités aux différents points du spectromètre a été mise en place et réalisée toutes les heures à partir de la cible 2. L'évolution de ces différentes grandeurs pour les trois cibles que nous avons utilisées est donnée en Fig. 4.11.

### Cible 1 :

La première cible de  $^{12}\text{C}$  a été bombardée à une énergie de  $E_{lab} = 17,1$  MeV. Lors de cette première mesure, la lecture automatique des cages de Faraday de DRAGON n'avait pas été utilisée, les mesures pour cette cible n'interviennent donc pas à intervalle de temps régulier comme

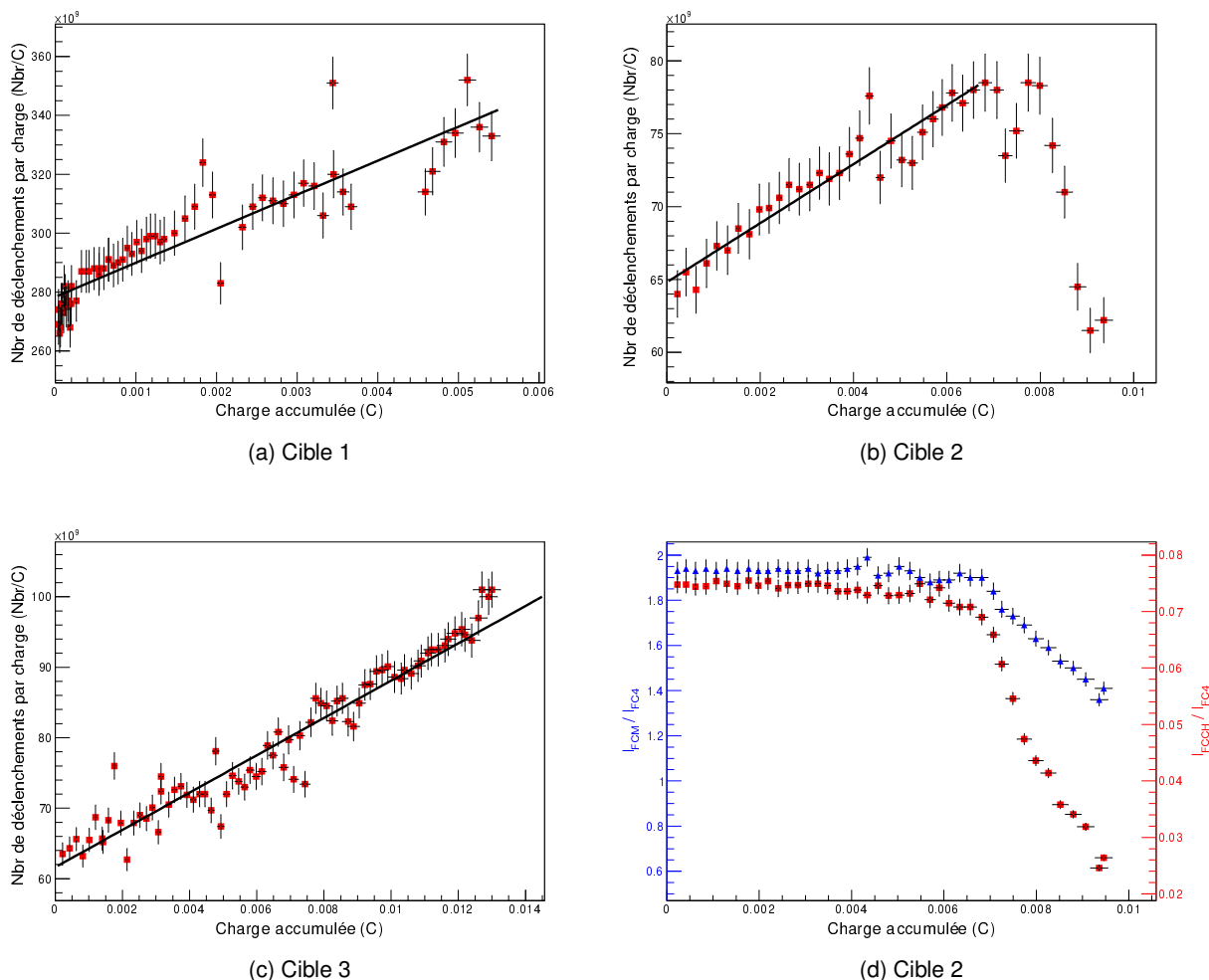


FIGURE 4.11: Nombre de coups par unité de charge en fonction de la charge accumulée pour les différentes cibles : (a) Cible 1,  $E_{c.m.}=7,2$  MeV (b) Cible 2,  $E_{c.m.}=6,6$  MeV (c) Cible 3,  $E_{c.m.}=6,6$  MeV. (d) Rapport entre les intensités mesurées en différents points du spectromètre DRAGON et l'intensité du faisceau pour la cible 2.

le montre la Fig. 4.11a . Malgré les fortes variations constatées, ni l'évolution du nombre de déclenchements dans les BGO, ni l'évolution des rapports d'intensités ne permettent de mettre en évidence une dégradation de la cible.

En utilisant la régression linéaire présentée en Fig. 4.11a, nous trouvons que l'épaisseur de la cible après utilisation est de  $61,5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  ( $\pm 5\%$ ). En utilisant les pertes d'énergie de  $^{16}\text{O}$  dans  $11,5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  de  $^{nat}\text{C}$ , nous arrivons à la conclusion suivante : bien que le centre de la résonance ne soit plus au centre de la cible, la perte d'énergie de  $^{16}\text{O}$  dans le dépôt n'est pas suffisante pour déplacer le centre de la résonance dans le dépôt de  $^{nat}\text{C}$  même à la fin de l'exposition de la cible.

**Cible 2 :**

La seconde cible a été bombardée avec une énergie de  $E_{lab} = 15,7$  MeV, ce qui correspond à la plus basse que nous ayons explorée ( $E_{c.m.} = 6,6$  MeV). La Fig. 4.11b montre que nous avons une évolution linéaire du nombre de déclenchements en fonction de la charge accumulée sur la cible jusqu'à  $Q_{int} \sim 6,5$  mC. À partir de 6,5 mC, soit après 31h sous faisceau environ, le nombre de déclenchements par unité de charge chute. Cette rupture de pente identique une dégradation de la cible. Elle est confirmée par l'évolution du rapport des intensités entre les différentes cages de Faraday comme le montre la Fig. 4.11d. Nous avons donc une diminution du nombre de noyaux transmis dans DRAGON après le premier étage de sélection sans modification de l'intensité du faisceau.

Lors de l'utilisation de cette seconde cible nous avons donc une forte dégradation de la cible, probablement suivie de la rupture de la cible. Afin de limiter l'impact de cette rupture sur nos spectres  $\gamma$ , nous avons rejeté les données des runs après 6,5 mC. L'épaississement estimé de la cible avant la rupture est de  $10,4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  soit une épaisseur finale de  $60,4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  pour cette cible. Encore une fois les calculs de perte d'énergie de  $^{16}\text{O}$  dans le  $^{nat}\text{C}$  montrent que le centre de la résonance est toujours situé dans la cible enrichie en  $^{12}\text{C}$ .

**Cible 3 :**

La troisième cible de  $^{12}\text{C}$  a également été utilisée pour explorer la résonance à 6,6 MeV. Afin de réduire le risque de rupture de la cible comme pour la cible 2, l'intensité du faisceau a été abaissée. L'évolution du nombre de déclenchement pour cette cible montre que nous n'avons jamais atteint la rupture. Cependant d'après nos estimations, la longue exposition au faisceau de cette cible a conduit à un épaississement de l'ordre de 57%. Les calculs d'énergie de bombardement ayant été fait de sorte à placer le centroïde de la résonance au centre de la cible avec un tel épaississement le centroïde se retrouve non plus dans la cible enrichie en  $^{12}\text{C}$  mais dans le dépôt de  $^{nat}\text{C}$ .

Cible	$E_{C.M.}$ (MeV)	$\varepsilon_i$ ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	$\varepsilon_f$ ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) $\pm 5\%$	$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}$
1	7,2	50	61,5	23 %
2	6,6	50	60,4	21 %
3	6,6	50	78,7	57 %

TABLEAU 4.2: Épaisseurs des cibles à la fin des différentes prises de données.

Pour que les énergies de bombardement correspondent aux énergies des structures observées dans les fonctions d'excitation au centre des cibles, il faut une épaisseur de  $^{12}\text{C}$  de  $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Les différentes épaisseurs calculées à la fin de l'expérience sont présentées dans le tableau 4.2. Elles montrent qu'à l'exception de la dernière cible, les centres des structures se trouvent toujours dans la cible. La détermination de cet épaississement des cibles est important dans notre expérience car nous en aurons besoin au moment de calculer les sections efficaces de capture radiative.

### 4.2.3 Le multi-détecteur $\gamma$

La chambre à réaction de DRAGON est entourée d'un ensemble de trente détecteurs composés en Germanate de Bismuth Oxydé (BGO). Cet ensemble permet la détection des  $\gamma$  prompts émis par les noyaux formés. La géométrie des détecteurs et leur agencement compact autour de la chambre à réaction ont été optimisés afin d'obtenir une efficacité de détection maximale en couvrant la majorité de l'angle solide. Ainsi l'ensemble de détection  $\gamma$ , présenté en Fig. 4.12 et dont le schéma se trouve en Fig. 4.13b, couvre entre 89 % et 92 % de l'angle solide total. Les différentes figures montrent également que contrairement à AGATA, décrit dans le chapitre précédent, où tous les cristaux couvrent une fraction identique de l'angle solide, les détecteurs de cet ensemble ne sont pas tous à la même distance de la cible. 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.

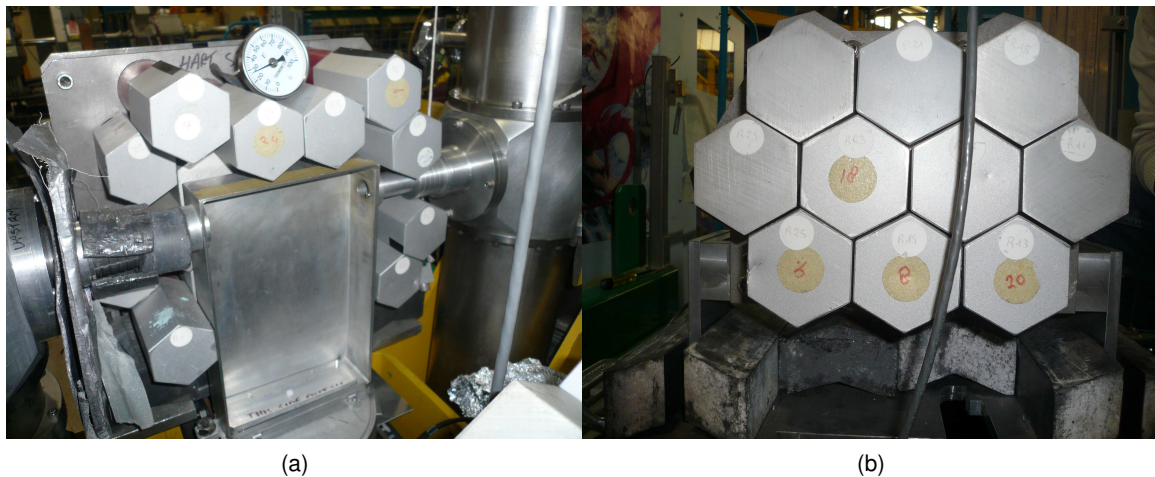


FIGURE 4.12: Ensemble de détection  $\gamma$  (a) la chambre à réaction est entourée d'une couronne de 10 scintillateurs, (b) sur les deux faces latérales de la chambre 10 détecteurs sont placés sur des rails afin de permettre l'ouverture de la chambre à réaction.

#### 4.2.3.1 Caractéristiques de l'ensemble de détection $\gamma$

Cet ensemble de détection diffère également d'AGATA sur le principe de détection des  $\gamma$ . Contrairement au Ge, semi-conducteur composant les cristaux d'AGATA, le BGO est un matériau scintillant. Un matériau scintillant est capable de convertir l'énergie des radiations ionisantes en lumière visible ou proche UV. Les rayonnements incidents, généralement X ou  $\gamma$ , excitent les atomes du cristal. En se désexcitant, ces atomes émettent d'autres photons dans le visible ou dans des longueurs d'onde proches du visible. La lumière émise par les atomes du cristal va ensuite venir frapper une photo-cathode d'où des électrons vont être arrachés avec au minimum un électron par photon. Ces électrons secondaires sont ensuite accélérés et multipliés par un tube photo-multiplicateur pour former le signal en sortie.

Un schéma d'ensemble d'un détecteur de l'ensemble est présenté en Fig. 4.13a. Chaque dé-

tecteur est composé d'un cristal de BGO de section hexagonale de  $28,92 \text{ cm}^2$  et de  $8,9 \text{ cm}$  de longueur. Le BGO a été choisi en raison de sa grande densité ( $7,13 \text{ g/cm}^3$  à comparer avec la densité du  $\text{NaI(Tl)}$  de  $3,67 \text{ g/cm}^3$ ) qui lui confère une longueur d'interaction, ou longueur d'absorption,  $\lambda_m \sim 3,72 \text{ cm}$  ( $\lambda_m \sim 7,81 \text{ cm}$  pour le  $\text{NaI(Tl)}$ ) pour des  $\gamma$  de  $6,13 \text{ MeV}$  (énergie de la transition utilisée pour l'étalonnage des détecteurs). Cette faible longueur d'absorption lui confère une grande efficacité pour des  $\gamma$  de grande énergie. Ainsi, l'efficacité de l'ensemble de détection  $\gamma$  est estimée à  $60\%$  (resp.  $30\%$ ) pour des photons de  $1 \text{ MeV}$  (resp.  $10 \text{ MeV}$ ).

Une seconde caractéristique importante des scintillateurs au BGO est qu'ils possèdent une constante de temps de décroissance unique de  $\tau \sim 300 \text{ ns}$ . Cette constante de temps unique limite les effets des émissions retardées de photons voire de rémanence. Le BGO représente donc un excellent compromis entre l'efficacité de détection, le temps de décroissance et au niveau du cout par longueur de radiation, ce qui en fait un détecteur particulièrement adapté aux mesures de capture radiative ( $p,\gamma$ ) et ( $\alpha,\gamma$ ) étudiés auprès de DRAGON.

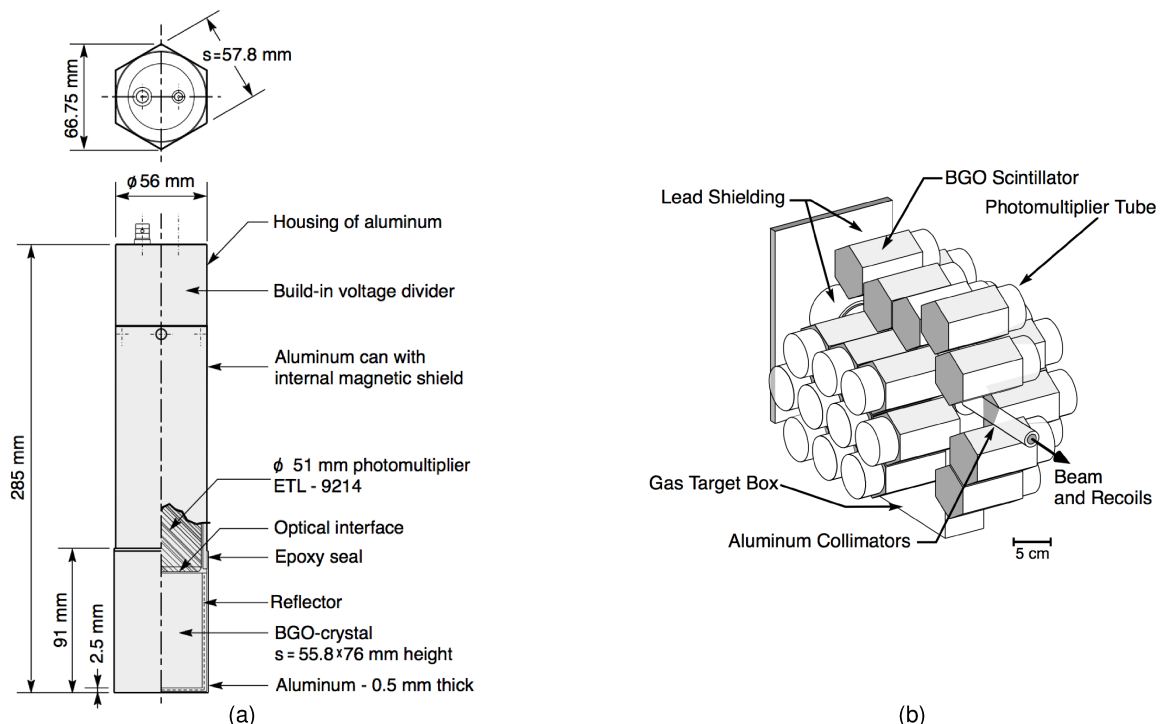


FIGURE 4.13: (a) Vue schématique d'un cristal BGO et du tube photomultiplicateur associé. (b) Vue schématique de l'ensemble de détection  $\gamma$ . Figures extraites de [127].

#### 4.2.3.2 Étalonnage des cristaux

Lors de nos précédentes expériences de capture radiative [112, 113], nous avons pu constater que la résolution du multi-détecteur est un facteur limitant dans l'interprétation de nos données de capture radiative. En effet la résolution des cristaux varie de  $6$  à  $9 \%$  selon les cristaux [128] pour une résolution de l'ensemble de  $7 \%$  à  $6,13 \text{ MeV}$ . Afin de ne pas dégrader la résolution par un mauvais alignement des cristaux, nous avons dans un premier temps réaligné les signaux des 30



cristaux afin que la raie de notre source d'étalonnage,  $^{244}\text{Cm}^{13}\text{C}$  (à 6,13 MeV), corresponde aux mêmes canaux dans les 30 détecteurs. Cette source d'étalonnage utilise les  $\alpha$  émis par le  $^{244}\text{Cm}$  à une énergie de  $\sim 5,8$  MeV, pour induire la réaction  $^{13}\text{C}(\alpha, n\gamma)^{16}\text{O}$ . Le  $^{16}\text{O}$  est alimenté dans son état  $3_1^-$  à 6,13 MeV qui décroît par émission d'un photon directement vers le fondamental.

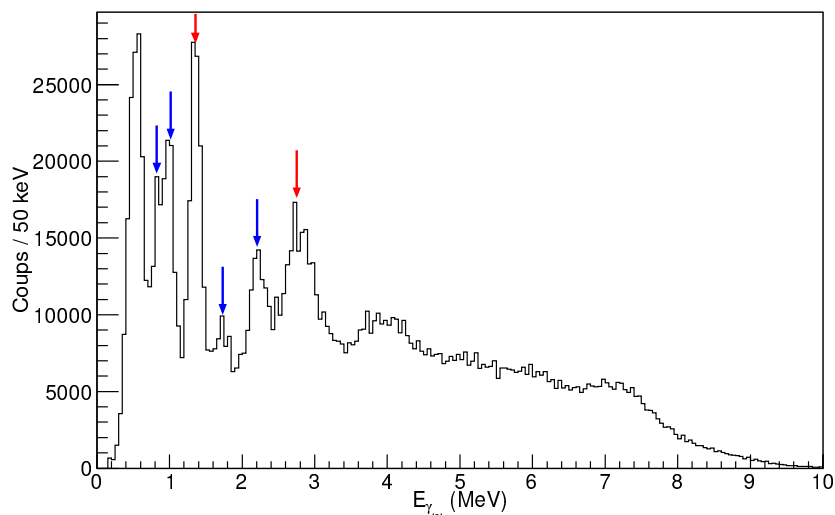


FIGURE 4.14: Spectre  $\gamma$  direct corrigé de l'effet Doppler et de l'add-back obtenu pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV. Les flèches indiquent les transitions provenant des voies de fusion-évaporation  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)^{24}\text{Mg}$  (rouge) et  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, p)^{27}\text{Al}$  (bleu).

Bien que les BGO aient une densité élevée qui leur permet d'avoir une longueur d'atténuation plus courte que celle d'autres scintillateurs comme le NaI(Tl), les  $\gamma$  ne sont pas nécessairement stoppés dans un seul détecteur. Principalement ceux de haute énergie qui nous intéressent particulièrement ici. Afin de réduire la perte d'information sur les  $\gamma$  de haute énergie, nous avons mis en place une procédure d'add-back, i.e. d'addition des signaux des détecteurs les plus proches. L'algorithme d'add-back repose sur la distance entre les centres des détecteurs ayant déclenché dans un événement donné. Si cette distance est inférieure 6,5 cm, nous considérons alors que les signaux enregistrés dans les cristaux proviennent du même photon. L'énergie correspondant au signal le plus faible est additionnée à l'énergie du signal de plus grande amplitude, puis mise à zéro pour ne plus être considérée. Afin d'avoir le meilleur accord entre les simulations numériques que nous présenterons dans la suite et les données expérimentales, le même algorithme a été utilisé dans les simulations et dans l'analyse des données.

Le spectre présenté en Fig. 4.14 correspond aux  $\gamma$  de plus haute énergie de chaque événement pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV, sans coïncidence avec les noyaux de recul détectés au niveau de plan focal de DRAGON que nous verrons dans la prochaine section. Ce spectre est obtenu après correction de l'effet Doppler pour l'énergie sur laquelle le spectromètre est réglé, i.e. l'énergie des  $^{28}\text{Si}$  et après la procédure d'add-back. Les spectres  $\gamma$  directs sont dominés par des transitions appartenant aux noyaux  $^{24}\text{Mg}$  et  $^{27}\text{Al}$  indiquées par des flèches sur la Fig. 4.14.

### 4.2.3.3 Évolution à haute énergie des caractéristiques des cristaux

La largeur à mi-hauteur (FWHM) des pics dans un cristal scintillant augmente avec l'énergie, selon  $FWHM = k \sqrt{E_\gamma}$  avec  $k$  en  $\text{MeV}^{1/2}$  et  $E_\gamma$  en MeV. Pour les BGO la constante  $k = 0,173 \text{ MeV}$  [113]. À partir de 10 MeV, la résolution de l'ensemble de détection n'est plus suffisante pour distinguer le photopic de son premier échappement. Par conséquent, l'énergie mesurée va être inférieure à l'énergie réelle du photon. Pour quantifier cet effet, nous avons réalisé une simulation Geant3 de l'ensemble du système de détection. Pour ce faire, en partant d'une résonance à  $E_x(^{28}\text{Si}) = 23,35 \text{ MeV}$  nous avons utilisé une décroissance depuis la résonance vers l'état fondamental via un seul état intermédiaire, dont nous avons fait varier l'énergie d'excitation entre 8 et 21 MeV. Les résultats des simulations montrent que nous obtenons une déviation de l'énergie du pic de l'ordre de  $\sim 200 \text{ keV}$  pour un  $\gamma$  simulé de 20 MeV.

### 4.2.4 Spectromètre DRAGON

Lors d'une réaction de capture radiative, le noyau composé est émis dans un cône centré en  $0^\circ$ . Pour sélectionner la voie de capture radiative il faut donc séparer nos événements du faisceau qui traverse la cible sans interagir. De plus, les voies de fusion-évaporation présentées sur la Fig. 4.2 ont des sections efficaces qui dominent celle du mécanisme de capture radiative étudié. Il faut, par conséquent, réussir à séparer le  $^{28}\text{Si}$  non seulement du faisceau mais également des noyaux issus de la fusion-évaporation. Nous avons donc besoin d'un spectromètre ayant une excellente sélectivité. En se basant sur les sections efficaces publiées dans la littérature, nous pouvons nous attendre à environ un noyau de recul de  $^{28}\text{Si}$  par seconde, avec un faisceau de  $10^{12}$  particules par seconde (pps). Pour indication, dans ces conditions, les voies de fusion-évaporation représentent environ  $10^5$  noyaux de reculs par seconde. Il faut donc un spectromètre ayant une réjection de l'ordre de  $10^{12}$ ,  $10^{13}$ . Le seul spectromètre actuellement disponible ayant les caractéristiques correspondantes est situé au laboratoire TRIUMF de Vancouver (Canada) et a été conçu pour l'étude des réactions de capture radiative de p et  $\alpha$  à basse énergie.

#### 4.2.4.1 Éléments optiques du spectromètre

Les noyaux entrants dans le spectromètre sont caractérisés par :

- leur masse :  $m$ ,
- leur numéro atomique  $Z$ ,
- leur état de charge  $q$ ,
- leur vitesse  $v$ .

En utilisant les lois du mouvement de particules soumises à des champs électromagnétiques, il est possible de réaliser une sélection des noyaux qui nous intéressent. Pour cela DRAGON utilise principalement deux dipôles : l'un magnétique (M), l'autre électrique (E). Afin d'atteindre la sélectivité nécessaire aux expériences de capture radiative, le spectromètre DRAGON est constitué de deux étages identiques (MEME). De plus, pour assurer la qualité du transport dans le spectromètre DRAGON des multipôles magnétiques ont été ajoutés :

- des quadrupôles (Q) qui permettent de focaliser le faisceau. Rappelons, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent (cf. Section 3.5.5.1), que contrairement aux lentilles minces



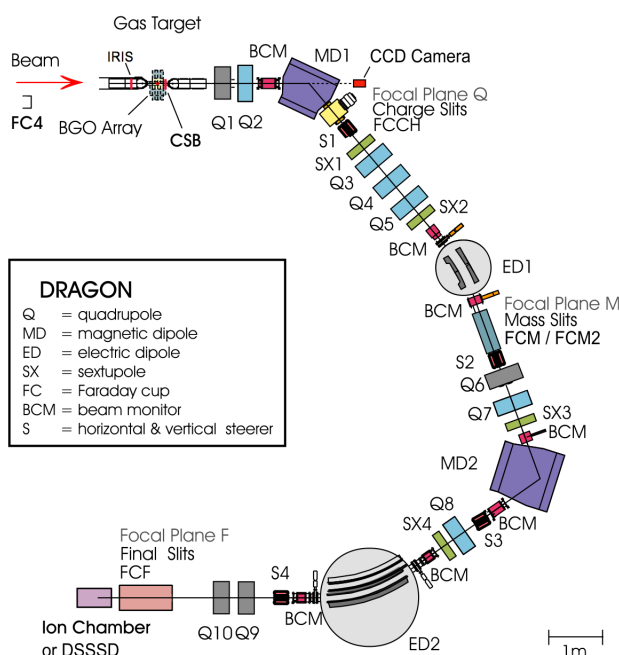


FIGURE 4.15: Vue schématique du spectromètre DRAGON et des détecteurs associés [129].

utilisées en optique la focalisation ne se fait que dans un plan. Dans le second plan le quadropôle va défocaliser. Afin d'avoir une bonne focalisation il faut donc au moins deux quadropôles. DRAGON est constitué de 1 triplet, 3 doublets et un singulet de quadropôle.

- des sextupôles (S) qui permettent de corriger les aberrations chromatiques ou géométriques qui apparaissent dans les termes du second ordre de la matrice de transmission. Au total DRAGON compte 4 sextupôles.

La composition des deux étages de sélection successifs de DRAGON est montrée en Fig. 4.15 et peut être résumée par la succession de multipôles suivante : (QQMSQQQSE)(QQSMQSEQQ).

### Sélection en charge

Le premier élément magnétique permettant une sélection traversé par les ions entrant dans le spectromètre est un dipôle magnétique (MD1 sur la Fig. 4.15). Les caractéristiques de ce dipôle ainsi que du second dipôle magnétique (MD2) sont données dans le tableau 4.3. Nous avons vu dans la partie précédente (cf. Paragraphe 3.5.5.1) que la trajectoire d'une particule chargée dans un champ magnétique était circulaire. Rappelons l'expression du rayon de courbure des ions obtenue dans le chapitre précédent :

$$R_{d_m} = \frac{mv}{qB_{d_m}} \quad (4.8)$$

À la sortie du dipôle magnétique, des fentes de sélection (identiques à celles présentées sur la Fig. 4.16 pour la sélection en masse) ont été placées et ajustées de sorte à ne sélectionner que l'état de charge  $8^+$  de  $^{28}\text{Si}$ . Pour pouvoir être séparé par un dipôle magnétique, des ions de vitesses similaires doivent avoir des rapports  $A/q$  différents. Après la cible, l'état de charge moyen des ions du faisceau se situe autour de  $\langle q_0 \rangle \sim 6,5$  ce qui correspond à un  $A/q$  de  $\sim 2,5$ . Les calculs de

	Dipôle magnétique MD1	Dipôle magnétique MD2
Rayon de courbure $R_{d_m}$	1,00 m	0,813 m
Angle de courbure	50°	75°
Champ maximum	5,9 kG	8,2 kG

TABLEAU 4.3: Caractéristiques des dipôles magnétiques de DRAGON.

	Dipôle électrique ED1	Dipôle électrique ED2
Rayon de courbure $R_{d_e}$	2,00 m	2,50 m
Angle de courbure	20°	35°
tension maximale	± 200 kV	± 160 kV

TABLEAU 4.4: Caractéristiques des dipôles électriques de DRAGON.

distributions de charge, réalisés avec LISE++ [89], montrent que l'état de charge dominant pour le  $^{28}\text{Si}$  et les principaux contaminants,  $^{27}\text{Al}$  et  $^{24}\text{Mg}$ , est  $q = 9^+$ , ce qui correspond à des  $A/q$  de 3,11, 3 et 2,66 respectivement. En sélectionnant l'état de charge  $9^+$  pour le  $^{28}\text{Si}$  nous aurions un rapport  $A/q$  qui serait très proche de celui du  $^{27}\text{Al}$ . Pour limiter la contamination causée par cette voie de fusion-évaporation nous avons donc sélectionné le second état de charge le plus abondant :  $8^+$  pour lequel les  $A/q$  sont de 3,5, 3,375 et 3.

### Sélection en masse

Les ions sortant du dipôle magnétique ont tous le même état de charge. La seconde étape de sélection est réalisée par un dipôle électrique (ED1 sur la Fig. 4.15). Les caractéristiques de ce dipôle ainsi que du second dipôle électrique (ED2) sont données dans le tableau 4.4. Dans le dipôle électrique la séparation est faite sur la masse des ions. En repartant de la force de Lorentz, il est possible d'écrire le rayon de courbure,  $R_{d_e}$ , de la trajectoire des ions, de masse  $m$  et de vitesse  $v$ , dans un dipôle électrique de champ  $E_{d_e}$ .

$$R_{d_e} = \frac{mv^2}{qE_{d_e}} \iff \rho_{d_e} = \frac{mv^2}{q} = R_{d_e}E_{d_e} \quad (4.9)$$

On peut également définir une rigidité électrique  $\rho_{d_e}$ . Le dipôle électrique va donc permettre de séparer des ions ayant des quantités de mouvement égales mais des masses différentes, et ce, en plaçant judicieusement des fentes de sélection à la sortie du dipôle comme indiqué sur la Fig. 4.16. Les ions ayant une masse supérieure ou inférieure au  $^{28}\text{Si}$  seront stoppés par les fentes.

Cependant, des diffusions multiples peuvent avoir lieu dans le spectromètre. C'est pourquoi ce premier étage de sélection est répété une seconde fois. En combinant les deux étages il est alors possible d'obtenir une sélection sur les noyaux de recul de l'ordre de  $10^{-13}$ .

**Réglage des éléments optiques** Les champs des différents multipôles de DRAGON ont été réglés à l'aide du logiciel *raytrace* qui permet le calcul de la matrice de transport jusqu'au troisième ordre. Le premier dipôle magnétique est utilisé pour mesurer l'énergie cinétique  $E_c$  du faisceau à

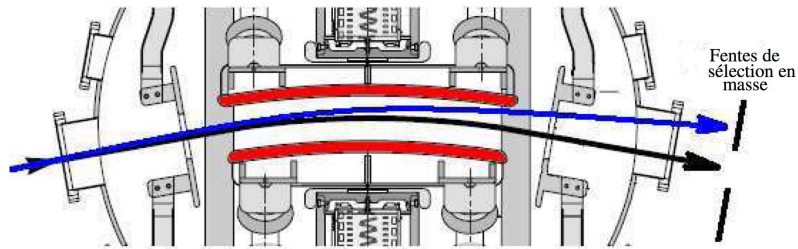


FIGURE 4.16: Fente de sélection en masse. La trajectoire bleue correspond à un noyau de masse supérieure à celle pour laquelle le dipôle électrique est réglé [130]. En noir, la trajectoire des ions pour lesquels le champ dans le dipôle a été ajusté.

partir de la relation qui dérive de l'Eq. 4.8 :

$$\frac{E_c}{A} = k \left( \frac{qB_{d_m}}{A} \right)^2, \quad (4.10)$$

avec  $k = 48230 \text{ u.keV/Tesla}$  et  $A$  la masse atomique en unité de masse atomique  $u$ . Le champ à l'intérieur de ce dipôle est ajusté afin de maximiser l'intensité du courant lue sur la cage de Faraday FCCH située à la sortie du dipôle (cf Fig. 4.15). Les éléments optiques situés après le premier dipôle magnétique sont réglés successivement pour maximiser le transport du faisceau jusqu'au plan focal de DRAGON noté F sur la Fig. 4.15. Les réglages optimums obtenus pour le faisceau sont ensuite réajustés par rapport aux caractéristiques du noyau de recul à détecter.

#### 4.2.4.2 Acceptance des noyaux de recul

Dans une réaction de capture radiative, la voie d'entrée se désexcite uniquement en émettant des photons. La majeure partie de la quantité de mouvement est donc emportée par le noyau composé qui part à  $0^\circ$ . Cependant les énergies atteintes par les photons font que la quantité de mouvement qu'ils emportent n'est plus négligeable cela entraîne une déviation des noyaux de recul autour de  $0^\circ$ . Les quantités de mouvement transverses du photon ( $p_{T_\gamma}$ ) et du noyau de recul ( $p_{T_{recul}}$ ) doivent être égales.

$$p_{T_{recul}} = p_{T_\gamma} \iff p_{recul} \sin \theta = p_\gamma \sin \phi \quad (4.11)$$

À partir de cette équation, nous voyons que l'énergie et les distributions angulaires des photons vont jouer sur l'acceptance des noyaux de recul. Le cône d'entrée de DRAGON a une ouverture angulaire de 20 mrad ce qui signifie que seuls les noyaux de recul produits par des réactions ayant :

$$p_\gamma \leq 2,0\% \cdot p_{recul} \quad (4.12)$$

entreront dans le spectromètre.

Dans notre expérience, les photons qui correspondent à la transition directe entre la voie d'entrée et le niveau fondamental de  $^{28}\text{Si}$  ont des énergies proches de 23,5 MeV. Dans le cas le plus défavorable où la distribution angulaire des photons serait centrée en  $90^\circ$  ce qui correspond à une transition  $L = 1$ , les noyaux de recul ont une ouverture angulaire maximale  $\theta_{max}$  de  $\sim 34 \text{ mrad}$  aux

deux énergies. La Fig. 4.17 montre l'évolution de cette ouverture maximale en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour une transition directe entre la voie d'entrée et le niveau fondamental (courbe rouge). Les énergies dans le centre de masse correspondent à la plage d'énergie accessible avec l'installation ISAC-I (0,15 à 1,5 MeV/u). Même à l'énergie maximale accessible dans le centre de masse, l'ouverture angulaire de DRAGON n'est pas suffisante pour accepter l'ensemble des noyaux de recul décroissant directement vers le fondamental. Nous avons également calculé l'ouverture angulaire maximale pour un  $\gamma$  correspondant à l'alimentation d'un état situé à mi-chemin entre la voie d'entrée et l'état fondamental. Aux énergies auxquelles nous alimentons le  $^{28}\text{Si}$ , l'ouverture angulaire maximale pour ce scénario est inférieure à l'ouverture angulaire de DRAGON comme le montre la courbe en bleu de la Fig. 4.17. Aux énergies de bombardement étudiées dans ce travail, notre dispositif expérimental aura une meilleure efficacité de détection dans le cas d'un scénario incluant un état intermédiaire situé autour de  $E_R/2$ .

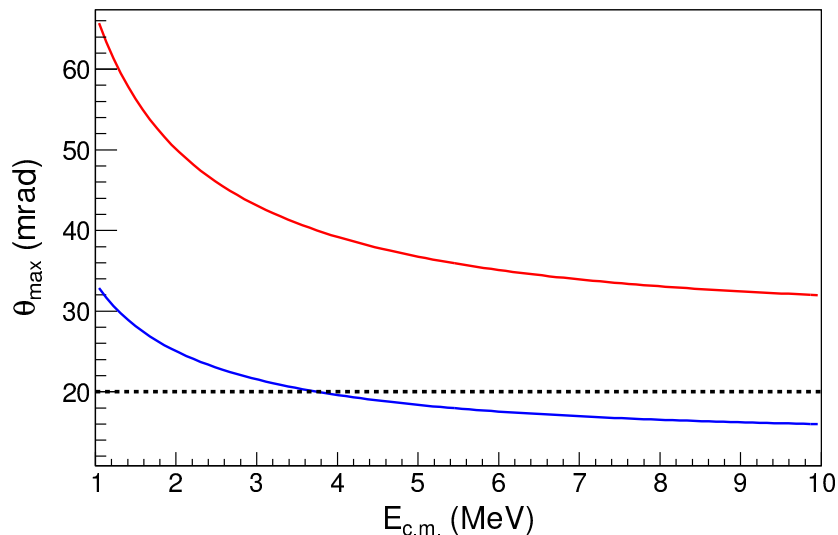


FIGURE 4.17: Ouverture angulaire maximale du cône d'émission du noyau de recul en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour une transition directe de la voie d'entrée vers le niveau fondamental par l'intermédiaire d'un photon émis à  $90^\circ$  (rouge) et pour une transition vers un état intermédiaire situé à mi énergie entre la voie d'entrée et le fondamental (bleu). L'ouverture angulaire de DRAGON est représentée par la ligne en pointillés.

Pour connaître de la fonction de réponse de DRAGON en fonction de l'énergie des  $\gamma$  émis depuis la voie d'entrée et leurs distributions angulaires, nous avons eu recours à des simulations numériques de type Monte Carlo, réalisées avec GEANT3 [131]. Dans ces simulations nous avons utilisé l'hypothèse que la désexcitation du noyau de recul se fait par une cascade impliquant un seul état intermédiaire. En faisant varier l'énergie de cet état, la dépendance en  $E_\gamma$  de l'efficacité de DRAGON a été testée. La figure 4.18 montre que pour une énergie d'excitation de l'état intermédiaire autour de 11,5 MeV, l'efficacité du spectromètre est maximale. Cette énergie correspond, pour l'énergie de la voie d'entrée ( $E_x = 23,35$  MeV) que nous avons utilisée pour ces simulations, à la situation où l'état intermédiaire se situe au milieu entre les énergies de la voie d'entrée et de

l'état fondamental. Dans ce cas, même avec une transition dipolaire, l'ouverture de DRAGON est suffisante pour couvrir l'ouverture angulaire des noyaux de recul (cf courbe bleue sur la Fig. 4.17). Pour des  $\gamma$  de plus haute énergie, le nombre de noyaux arrivant au plan focal chute.

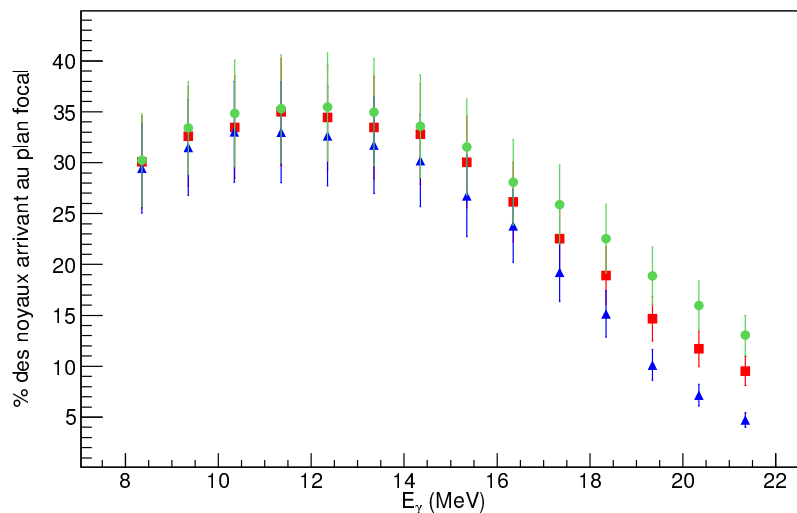


FIGURE 4.18: Évolution du nombre de noyaux arrivant au plan focal de DRAGON en fonction de l'énergie du  $\gamma$  émis depuis la résonance et de sa distribution angulaire : les carrés rouges correspondent à une distribution isotrope, les triangles bleus à une distribution dipolaire et les disques verts correspondent à une distribution quadripolaire.

L'équation 4.11 montre que la distribution angulaire des photons est également un facteur à prendre en compte. Nous avons donc introduit dans les simulations trois distributions angulaires différentes : isotrope, dipolaire et quadripolaire. En supposant que les photons émis depuis la résonance ( $\gamma_{res}$ ) et depuis l'état intermédiaire ( $\gamma_{int}$ ) ont la même distribution angulaire, nous obtenons les trois courbes présentées dans la figure 4.18. Les trois distributions ont un comportement similaire. L'influence des distributions angulaires est d'autant plus importante pour des  $\gamma$  de haute énergie, *i.e.* pour des transitions vers l'état fondamental et les premiers états excités. Pour le point à  $E_\gamma \sim 21,2$ , qui correspond pour la voie d'entrée simulée à l'alimentation du premier état excité de  $^{28}\text{Si}$  ( $2^+$ , 1,78 MeV), le nombre de noyaux de recul arrivant au niveau du plan focal de DRAGON est environ trois fois plus important pour une distribution quadupolaire que pour une distribution dipolaire.

#### 4.2.5 Détecteur de noyaux de recul

Afin de mesurer l'énergie et la position des noyaux de recul, le plan focal du spectromètre est équipé d'un silicium à pistes double face (Double-Sided Strip Silicon Detector - DSSD). Ce détecteur est un pavé de silicium de  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  composé de 16 pistes horizontales et 16 pistes verticales. Il est bien connu que la température influe sur la résolution des détecteurs semi-conducteurs. De plus il a été montré que le refroidissement des détecteurs permettait également de réduire l'impact des

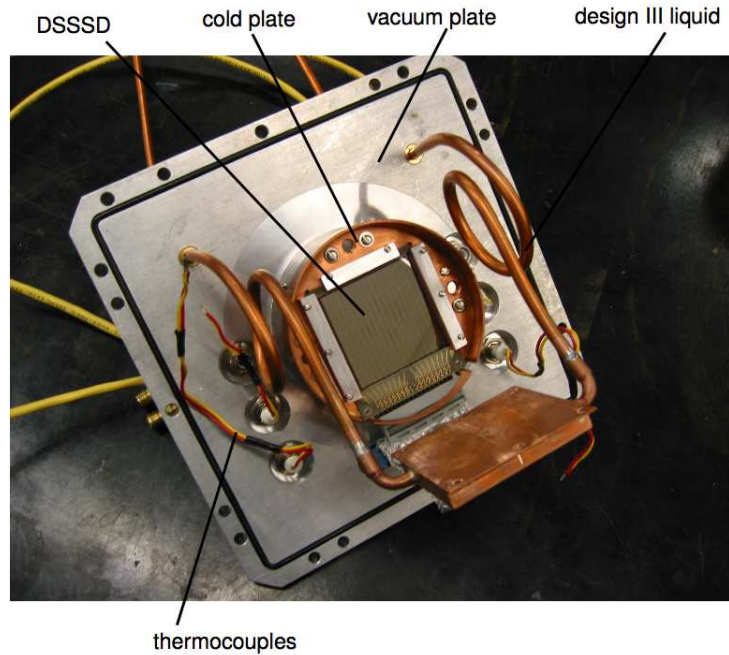


FIGURE 4.19: Photographie du détecteur de noyaux de recul à silicium (DSSD) placé sur son système de refroidissement.

dommages causés par les radiations [132]. C'est pourquoi le DSSD du plan focal de DRAGON est muni d'un système de refroidissement comme le montre la figure 4.19 qui permet de travailler à des températures proches de  $-10^{\circ}\text{C}$ .

Les 32 pistes de ce détecteur ont dans un premier temps été alignées comme le montre la Fig. 4.20a. Elles ont ensuite été étalonnées une à une en énergie à l'aide d'une tri source  $\alpha$  dont les énergies ont été corrigées afin de prendre compte la perte d'énergie des  $\alpha$  dans la zone morte du détecteur (métallisation du détecteur  $0,3\ \mu\text{m}$  de Al et  $0,35\ \mu\text{m}$  d'équivalent Si de zone morte). Le spectre de la tri-source  $\alpha$  après alignement et étalonnage est donné en Fig. 4.20b. Ce détecteur nous permet de mesurer l'énergie des noyaux de recul avec une résolution de 1% à 5 MeV. De plus la division du détecteur en pistes ayant une électronique séparée permet de mesurer la position de la particule avec une résolution de l'ordre de 3 mm.

Source	$E_{\alpha}$ (MeV)	$E'_{\alpha}$ (MeV)
$^{239}\text{Pu}$	5,155 (5,143 et 5,105)	5,055
$^{241}\text{Am}$	5,486 (5,443)	5,390
$^{244}\text{Cm}$	5,805 (5,763)	5,713

TABLEAU 4.5: Énergies  $E_{\alpha}$  des  $\alpha$  de la source d'étalonnage.  $E'_{\alpha}$  correspond à l'énergie des  $\alpha$  après la couche de métallisation ( $0,3\ \mu\text{m}$  de Al) et la zone morte du détecteur ( $0,35\ \mu\text{m}$  de Si)

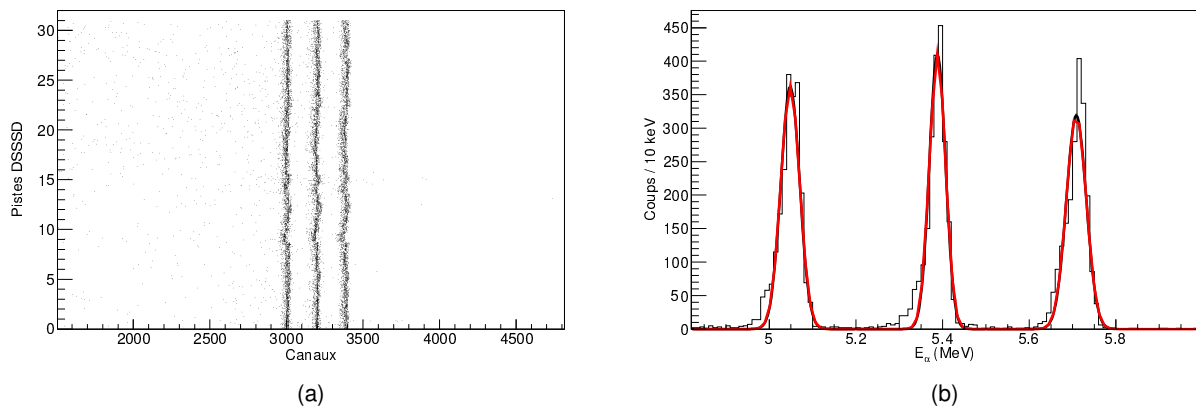


FIGURE 4.20: Étalonage du DSSD situé au niveau du plan focal de DRAGON à l'aide d'une tri-source  $\alpha$  : (a) une première phase consiste à aligner chacune des 32 pistes du détecteur, (b) étalonage en énergie du DSSD.

### 4.3 Construction des spectres $\gamma$ de capture radiative

Le spectre  $\gamma$  direct obtenu grâce aux scintillateurs est fortement dominé par les voies de fusion évaporation, principalement  $^{27}\text{Al}+p$  et  $^{24}\text{Mg}+\alpha$ , comme nous l'avons vu sur la figure 4.14. Les paragraphes suivants détailleront la procédure de sélection des événements de capture radiative.

#### 4.3.1 Coïncidence BGO - détecteur au plan focal de DRAGON

La première étape de la construction de nos spectres de capture radiative est réalisée grâce à la mise en coïncidence électronique de l'ensemble de détection  $\gamma$  et du DSSD au niveau du plan focal de DRAGON. La Fig. 4.21 donne un schéma de l'électronique d'acquisition.

Le spectre  $\gamma$  résultant de cette première étape est toujours dominé par les raies de  $^{27}\text{Al}$  et  $^{24}\text{Mg}$ . Cette première étape de sélection ne nous permet donc pas de sélectionner les noyaux de  $^{28}\text{Si}$ . Elle nous fournit cependant une information capitale pour la suite qui est le temps de vol (ToF) entre la chambre à réaction et le plan focal.

#### 4.3.2 Sélection des événements de capture radiative

La seconde étape consiste donc à utiliser l'énergie mesurée par le DSSD combinée au temps de vol des ions mesuré sur 21 m. La construction de la matrice d'identification (Fig. 4.23) permet une identification sans ambiguïté des événements de capture radiative. Les structures de part et d'autre de la zone entourée en rouge, qui correspond aux événements de capture radiative, proviennent des différents contaminants. La structure observée est causée par le type de faisceau utilisé et correspond à la fréquence de la cavité accélératrice (RFQ cf. Fig. 4.9).

En appliquant une sélection sur les événements de capture radiative similaire à celle indiquée sur la Fig. 4.23, nous obtenons les spectres donnés en Fig. 4.24 pour les  $\gamma$  de plus haute énergie

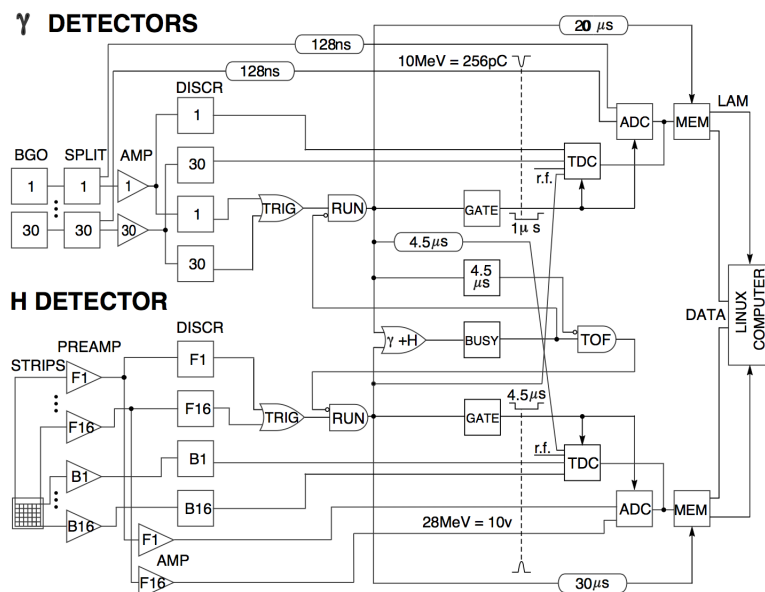


FIGURE 4.21 : Schéma de l'électronique d'acquisition de DRAGON (détecteur  $\gamma$  et DSSD) [127]. ADC : Convertisseur analogique numérique, AMP : Amplificateur, H DETECTOR : détecteurs de noyaux de recul, DISC : Discriminateur, MEM : Mémoire, TDC : convertisseur temps numérique.

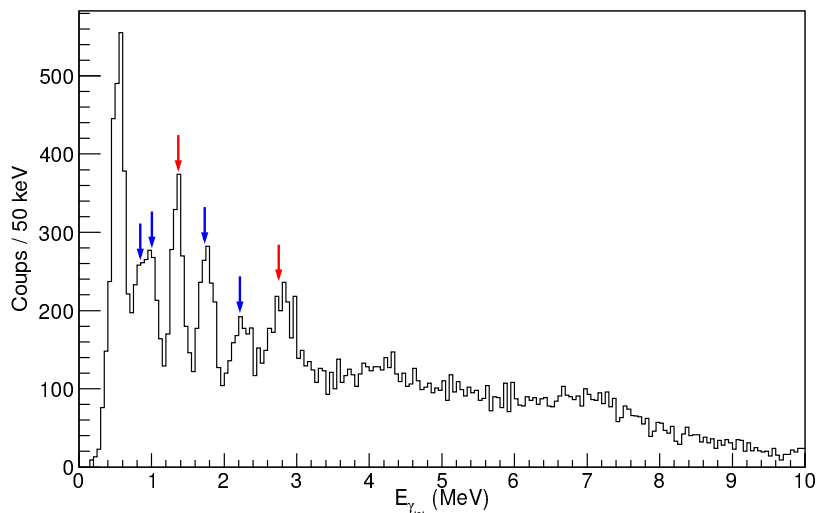


FIGURE 4.22 : Spectre  $\gamma$  mesuré à  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV en imposant une coïncidence entre les BGO et le DSSD. Les flèches indiquent les transitions provenant des voies de fusion-évaporations  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}$  (en rouge) et  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},p)^{27}\text{Al}$  (en bleu).

de chaque événements aux deux énergies de faisceau utilisées. Les deux spectres présentent des transitions caractéristiques de  $^{28}\text{Si}$  :



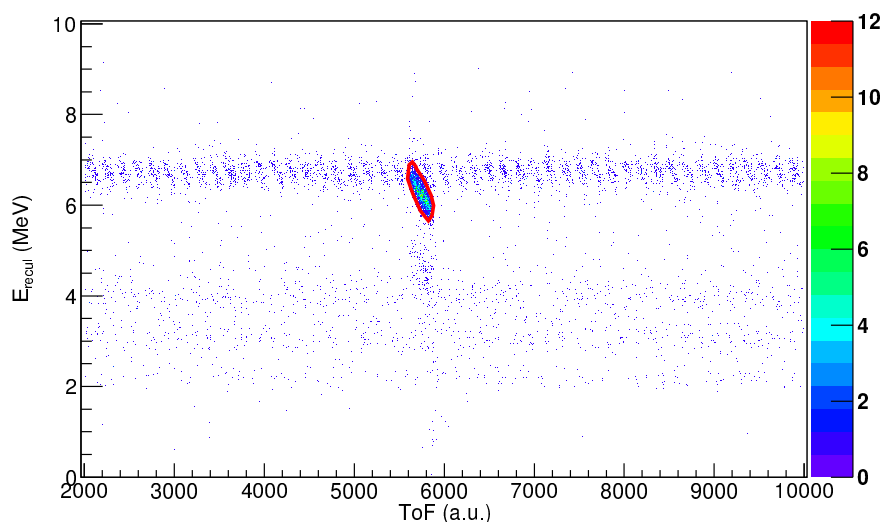


FIGURE 4.23: Matrice d'identification des produits de réactions réalisée à partir du temps de vol entre la chambre à réaction et le plan focal du spectromètre DRAGON et de l'énergie des noyaux de recul mesurée par le DSSD. Les événements de capture radiative correspondent à la zone délimitée par le trait rouge sur la figure.

- $2_1^+ \rightarrow 0^+$  : 1,78 MeV,
- $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$  : 2,84 MeV,
- $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$  : 3,20 MeV,
- $3_1^- \rightarrow 0^+$  : 6,88 MeV,

qui sont identifiables dans la partie à basse énergie des spectres. Les raies des contaminants,  $^{24}\text{Mg}$  et  $^{27}\text{Al}$  principalement, ne sont à présent plus identifiables. Bien que les deux spectres aient des structures différentes, notamment dans les rapport d'intensité entre les différentes régions, aux deux énergies du faisceau on peut observer l'alimentation d'états situés autour de  $\sim 11$  MeV. Cette région n'avait à présent pas été observée. Dans les expériences de Sandorfi *et al.* [115] la contamination provenant des voies de fusion-évaporation ne pouvait être supprimée. Même si le spectre  $\gamma$  direct (cf. Fig. 4.14) montre que la contamination diminue fortement après 7,5 MeV, le nombre de coups dans l'ensemble BGO provenant des voies de fusion évaporations reste supérieur à celui provenant de la capture radiative. Seule l'identification des produits de réaction permet d'attribuer cette région à la décroissance des résonances explorées.

## 4.4 Simulations numériques

L'efficacité de l'ensemble de détection  $\gamma$  combinée à la grande sélectivité du spectromètre DRAGON, a donc permis pour la première fois, d'observer l'alimentation d'états autour de 11 MeV. Cependant la faible résolution des BGO, ne permet pas de discuter cette région en terme d'alimentation d'états particuliers. De plus en ne considérant que les états liés ou quasi-liés connus de  $^{28}\text{Si}$  [63], la figure 4.25 montre que la densité d'états dans cette région est très importante, la sépara-

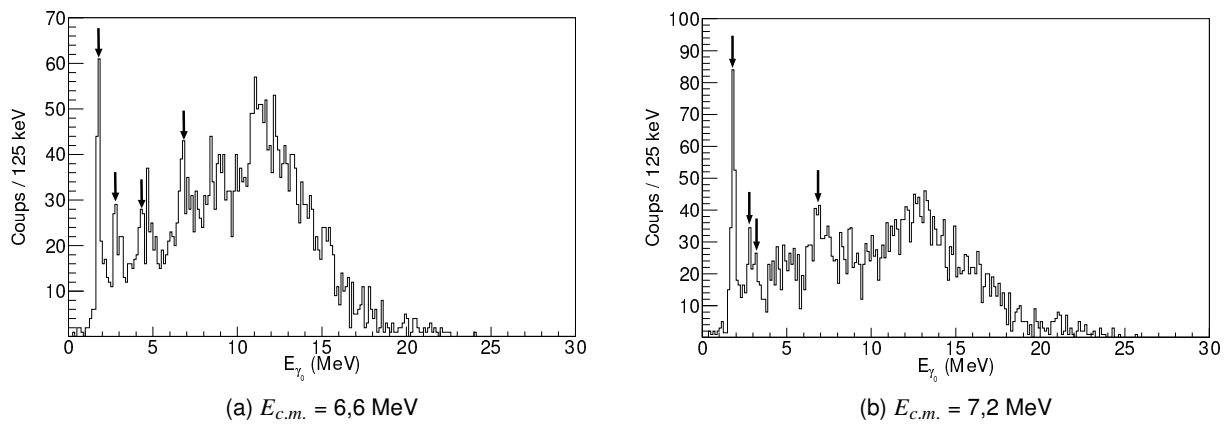


FIGURE 4.24: Spectres des  $\gamma$  de plus haute énergie de chaque événement mesurés pour (a)  $E_{c.m.} = 6,6$  et (b)  $7,2$  MeV en appliquant la sélection sur les événements de capture radiative. Les flèches indiquent les transitions, indiquées dans le texte, entre les états de basses énergies de  $^{28}\text{Si}$ .

tion en énergie entre deux états successifs de  $^{28}\text{Si}$  est inférieure à la résolution de notre ensemble de détection. Cette région correspond également à la région où les états  $T = 1$ , indiqués par des triangles en rouge sur la Fig. 4.25, sont les plus nombreux.

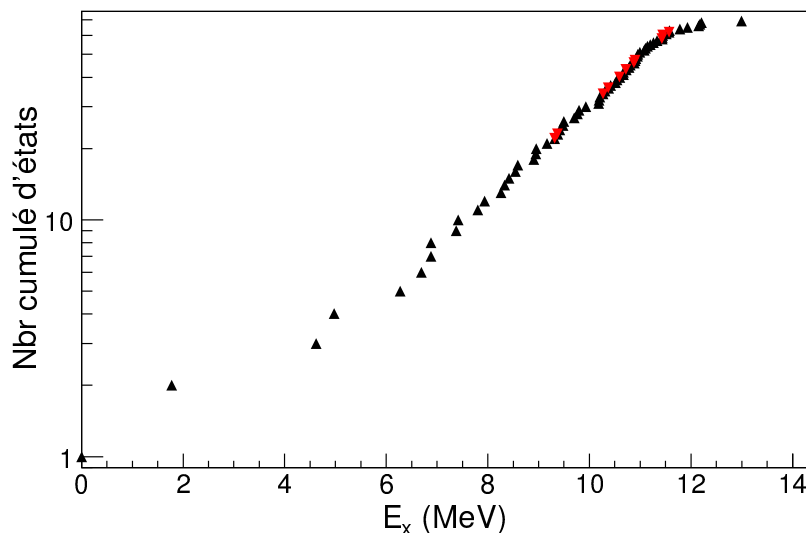


FIGURE 4.25: Nombre cumulé d'états liés ou quasi-liés connus [63] dans le  $^{28}\text{Si}$  et utilisés dans nos simulations. Les triangles en rouge correspondent aux états  $T = 1$ .

De plus dû à la faible acceptance du spectromètre DRAGON, la partie à haute énergie de nos spectres n'est pas complète. Afin d'interpréter nos données et de mettre en lumière l'alimentation d'états particuliers nous avons donc eu recours à des simulations Monte-Carlo de la fonction de réponse du système de détection. Ces simulations ont été réalisées avec GEANT3 [131]. Pour

pouvoir comparer les données expérimentales aux simulations, il est nécessaire de simuler, non seulement la détection des  $\gamma$ , mais également le transport des ions à travers le spectromètre. En effet, comme nous l'avons montré, l'énergie et la distribution angulaire des photons influencent grandement l'acceptance des noyaux de recul. Il nous faut donc construire dans nos simulations, un spectre  $\gamma$  en coïncidence avec les noyaux de  $^{28}\text{Si}$  arrivant au plan focal de DRAGON.

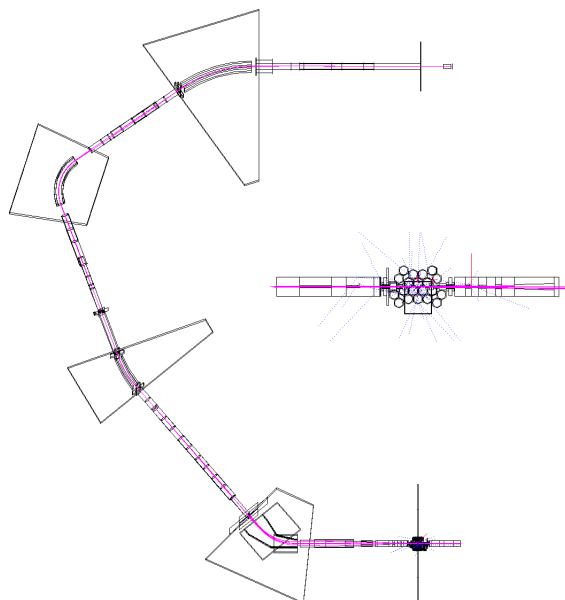


FIGURE 4.26: Simulations numériques GEANT3 : le transport des ions (en rouge) à travers le spectromètre ainsi que l'ensemble de détection  $\gamma$  sont simulés afin de prendre en compte l'effet de l'acceptance des noyaux de recul sur les spectres  $\gamma$ . Les  $\gamma$  sont en pointillés bleus.

Différentes hypothèses, aussi bien sur la voie d'entrée que sur l'alimentation des 69 états liés ou quasi liés connus de  $^{28}\text{Si}$ , ont été testées. La liste des états inclus dans nos simulations est donnée en Annexe D. Les propriétés de ces états : spin, isospin, parité et décroissance, sont connus et ont été incorporés dans nos simulations. Pour toutes les simulations, nous avons utilisé la même méthode pour calculer les rapports d'embranchement de la voie d'entrée vers ces 69 états. Pour ce calcul, nous avons fait le choix d'utiliser les estimations de Weisskopf des probabilités de transitions électromagnétiques dont le détail est donné en Annexe B. Ces estimations permettent d'exprimer les largeurs des transitions en unités Weisskopf (u.W) en calculant le rapport entre la largeur expérimentale ( $\Gamma_\gamma$ ) et la largeur Weisskopf ( $\Gamma_W$ ). Ce rapport, appelé force  $S$  de la transition électromagnétique, permet de s'affranchir de la dépendance en énergie des largeurs expérimentales :

$$S = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_W}. \quad (4.13)$$

Les rapports d'embranchement de la résonance étant estimés à partir des forces moyennes des transitions nous avons essayé d'être le plus complet possible dans leurs calculs. Nous avons donc utilisé les forces reportées dans la littérature [63] dans la région autour de  $^{28}\text{Si}$ . Pour les transitions  $L \leq 2$ , nous avons utilisé les noyaux  $13 \leq Z \leq 15$  et  $26 \leq A \leq 30$ . Ont donc été inclus dans ce calcul trois noyaux  $N = Z$ , dont le  $^{28}\text{Si}$ , pour lesquels des règles de sélection particulières sur l'isospin

s'appliquent. Pour les transitions E3, afin d'avoir un nombre suffisant de cas, nous avons inclus l'ensemble des noyaux de la couche *sd*. Les forces moyennes présentées dans le tableau 4.6 ont été obtenues en réalisant des moyennes pondérées par les erreurs expérimentales.

	E1	E2	E3	M1	M2
IS	$1,59 \times 10^{-5}$	6,00	1,10	$5,29 \times 10^{-3}$	$6,76 \times 10^{-2}$
IV	$3,79 \times 10^{-3}$	$7,54 \times 10^{-1}$	1,10	$1,56 \times 10^{-1}$	$4,45 \times 10^{-1}$

TABLEAU 4.6: Forces moyennes des transitions isoscalaires (IS) et isovectorielles (IV) calculées à partir des données réunies dans la région autour de  $^{28}\text{Si}$  utilisées dans nos simulations en unité Weisskopf.

La Fig. 4.27 montre la dispersion des valeurs expérimentales des forces des transitions E2 isoscalaires (cf Fig. 4.27a) et M1 isovectorielles (cf Fig. 4.27b). Il est possible d'obtenir une estimation de la variance de nos données pour les transitions M1 IV à partir de la Fig. 4.27b. En utilisant un ajustement gaussien et la loi log-normale on obtient une valeur moyenne pour ces transitions de  $7,50 \times 10^{-2}$  et une variance  $\sigma^2 = 5,40 \times 10^{-2}$ .

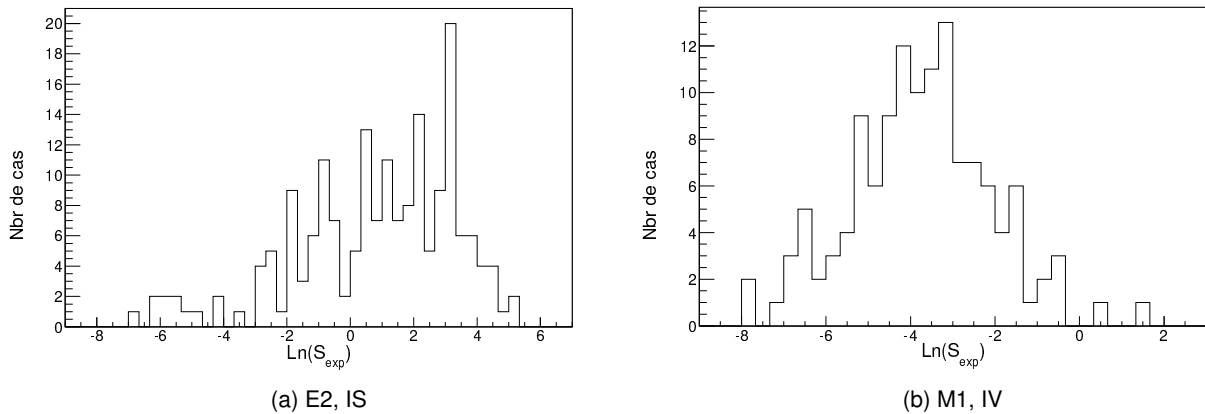


FIGURE 4.27: Distribution des forces des transitions électromagnétiques dans la région  $13 \leq Z \leq 15$  et  $26 \leq A \leq 30$ , pour les transitions E2 isoscalaires (a) et M1 isovectorielles (b)

Avec la largeur  $\gamma$  totale de la résonance définie comme la somme des largeurs  $\gamma$  partielles  $\Gamma_{\gamma_{tot}} = \sum \Gamma_{\gamma}$ , les rapports d'embranchement en pourcentage de la résonance vers chacun des 69 états,  $BR(R \rightarrow i)$ , correspondent à :

$$BR(R \rightarrow i) = \frac{\Gamma_{\gamma_i}}{\Gamma_{\gamma_{tot}}} \times 100 \quad (4.14)$$

#### 4.4.1 Hypothèses sur la voie d'entrée

Les énergies auxquelles nous travaillons sont situées sous la barrière de Coulomb. L'espace des phases étant restreint, nous pouvons faire l'hypothèse que le développement en ondes partielles

est valable à nos énergies. Le spin de la voie d'entrée  $\vec{J}_{Si}$  peut être défini par :

$$\vec{J}_{Si} = \vec{J}_O + \vec{J}_C + \vec{l}, \quad (4.15)$$

où  $\vec{J}_O$  (resp.  $\vec{J}_C$ ) est le spin de l'ion incident (resp. de la cible).  $\vec{l}$  représente le moment orbital relatif entre les deux noyaux. Dans ces conditions, la parité de l'état peuplé est donnée par :

$$\pi_{Si} = \pi_O \cdot \pi_C \cdot (-1)^l. \quad (4.16)$$

En considérant que les noyaux du faisceau et de la cible sont dans leurs états fondamentaux, c'est-à-dire  $\vec{J}_O = \vec{J}_C = \vec{0}$ , le spin de l'état que nous allons peupler au cours de notre réaction sera entièrement déterminé par  $\vec{l}$  (Eq. 4.15). De plus les états fondamentaux de O et C étant de parité positive, les parités que nous utiliserons seront naturelles (eq. 4.16). Nous pouvons donc contraindre le spin et la parité de la voie d'entrée à  $0^+, 1^-, 2^+ \dots$

#### 4.4.1.1 Distribution de spins dans la voie d'entrée

Les énergies explorées dans ce travail correspondent à des résonances observées dans certaines voies de réaction. Cependant dans un premier temps il nous semble important de tester l'influence de la fusion non-résonnante sur nos spectres. Dans un cas non résonnant, la section efficace de fusion peut-être calculée en utilisant une décomposition en onde partielle. La décomposition en ondes partielles, caractérisées par le moment orbital relatif  $l$  entre les deux noyaux, est très intéressante car elle permet d'écrire la section efficace  $\sigma_{fus}(E)$  comme une somme des sections efficaces  $\sigma_l(E)$  dues aux ondes partielles n'interférant pas entre elles. Ces sections efficaces sont calculées en prenant en compte la pénétrabilité de la barrière  $P_l(E)$  à l'énergie disponible dans le centre de masse pour un  $l$  donné.

$$\sigma_{fus}(E) = \sum_l \sigma_l(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) P_l(E) \quad (4.17)$$

L'évolution de la section efficace due aux ondes partielles en fonction de  $l$  est appelée distribution de spins. La Fig 4.28b présente les distributions de spins obtenues aux énergies étudiées dans ce travail et celles obtenues au-dessus de la barrière pour les énergies explorées dans [112]. Les différentes distributions de spins ont été calculées à l'aide du code de canaux couplés CCFULL [133]. Pour décrire l'interaction entre les noyaux ce code utilise un potentiel nucléaire  $V_N$  de la forme Woods-Saxon :

$$V_N(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp((r - R_0)/a)}, \quad R_0 = r_0(A_O^{1/3} + A_C^{1/3}) \quad (4.18)$$

avec  $V_0$  la profondeur du potentiel,  $r_0$  le rayon du potentiel et  $a$  la diffusivité. Afin d'ajuster ces paramètres, nous avons utilisé la section efficace de fusion (cf Fig. 4.28a) entre 3,8 et 12 MeV [134, 116]. Deux modes vibrationnels ont été inclus dans les calculs pour la cible ( $\lambda_C = 2^+, 3^-$ ) et un pour le faisceau  $\lambda_O = 2^+$ . En incluant ces modes d'excitations, les paramètres nous permettant de reproduire la fonction d'excitation sont  $V_0 = 50$  MeV,  $r_0 = 1,12$  fm et  $a = 0,64$  fm comme le montre la ligne continue de la Fig. 4.28a.

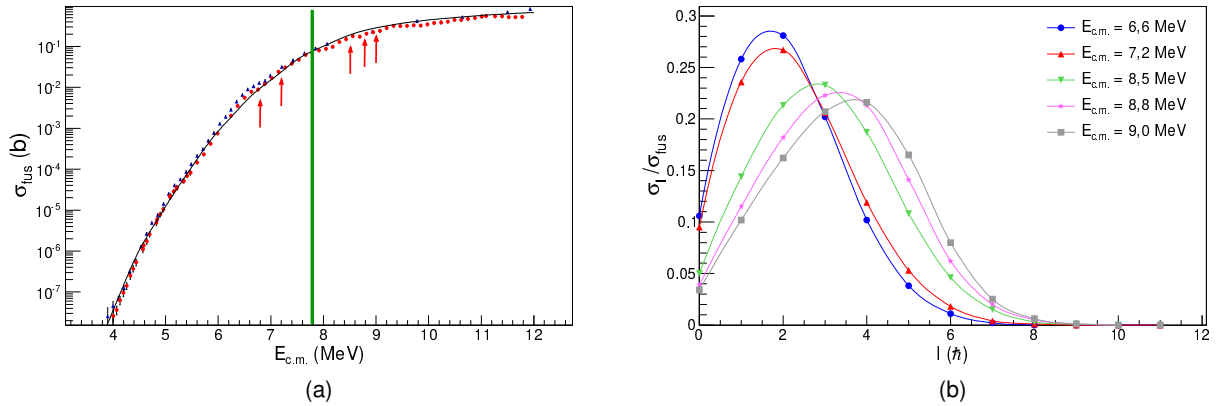


FIGURE 4.28: Résultats des calculs en canaux couplés avec CCFULL [133]. (a) fonction d'excitation du système  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  entre 3,8 et 12 MeV. Les données expérimentales sont issues de [134] (disques rouges) et [116] (triangles bleus). La courbe noire représente le résultat des calculs CCFULL. Les différentes énergies de bombardement utilisées dans ce travail et dans l'étude précédente [112] sont indiquées par les flèches rouges. La barrière de Coulomb ( $V_B \sim 7,8$  MeV) est représentée par le trait vertical vert. (b) Distributions de spins obtenues à l'aide de CCFULL aux cinq énergies en utilisant la paramétrisation obtenue en (a).

Ces paramètres ajustés sur la section efficace de fusion ont été utilisés pour calculer les différentes distributions de spins de la Fig. 4.28b. La comparaison entre les distributions de spins obtenues pour les énergies sous la barrière et celles calculées au-dessus de la barrière permet de mettre en évidence la réduction de l'espace des phases due à la réduction de l'énergie de bombardement. En effet, pour les énergies sous-coulombiennes le centroïde des distributions se situe autour de  $\langle l \rangle \approx 2,1 \hbar$ . Au-dessus de la barrière,  $\langle l \rangle$  varie entre 3 et  $3,5 \hbar$ . De plus, le nombre d'ondes partielles ayant une contribution non négligeable à la section efficace totale est plus important au-dessus de la barrière.

En utilisant les distributions de spins calculées nous obtenons les spectres simulés présentés sur la Fig 4.29. Nous avons normalisé les spectres simulés au nombre total de coup dans le spectre expérimental. De manière générale, les spectres simulés reproduisent l'allure des spectres expérimentaux. Dans les deux cas nous avons une alimentation des états autour de 11 MeV qui conduit à l'apparition d'une structure autour de  $E_{\gamma_0} \sim 12$  MeV. Il est cependant important de noter les différences obtenues entre les spectres expérimentaux et simulés.

Pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV (cf Fig. 4.29a). La partie à haute énergie ( $E_{\gamma_0} \geq 15$  MeV) est bien reproduite dans notre simulation, même si la région entre 17 et 18 MeV, qui correspond à l'alimentation du  $4_1^+$  semble sous estimée, bien que la statistique dans cette partie du spectre ne nous permet pas de conclure. La différence la plus importante entre les deux spectres se situe autour de 11 MeV. Cette région n'est pas reproduite par notre simulation. Ceci peut s'expliquer de trois façons : cette structure provient d'un spin ayant une faible contribution dans la distribution de spins calculée, le ou les états responsables de cette structure ne sont pas présents dans les simulations. La dernière explication possible est que l'alimentation des états responsable de cette structure est fortement

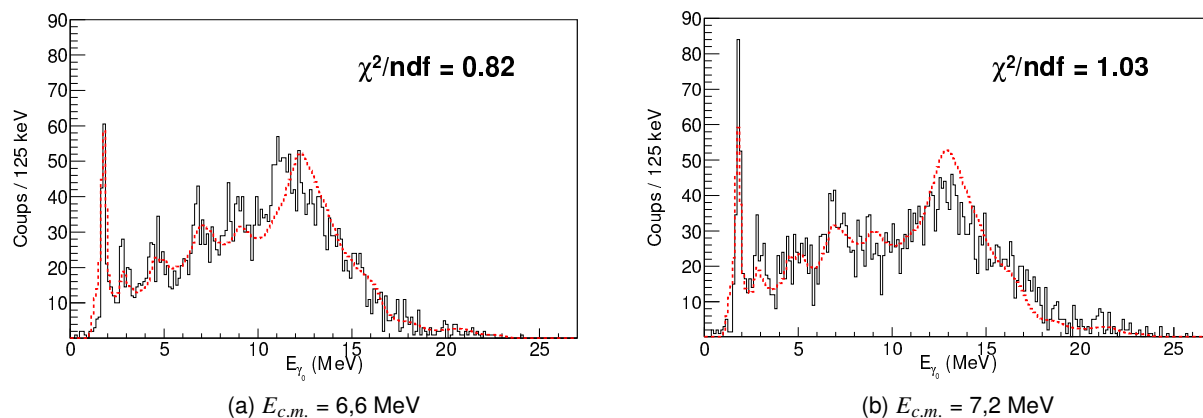


FIGURE 4.29: Comparaison entre les données expérimentales et les simulations Monte-Carlo (ligne discontinue rouge) incluant la distribution de spins calculée dans la voie d'entrée.

sous-estimée par notre calcul de rapport d'embranchement.

Pour  $E_{c.m.} = 7,2$  MeV (cf Fig. 4.29b), il apparaît clairement que la distribution de spins ne permet pas de reproduire l'alimentation des états de basse énergie depuis la résonance ( $E_{\gamma_0} \geq 15$  MeV). Cependant, la position de la structure à 12 MeV est bien reproduite, bien que son intensité soit sur-estimée. Dans ce cas le calcul du rapport d'embranchement semble reproduire correctement l'alimentation des états autour de 11 MeV. La décroissance vers cette région, où la densité d'état est importante, semble donc provenir à cette énergie d'un effet statistique et non structurel. Pour cette énergie l'effet structurel important semble se situer à haute énergie  $\gamma$ , dans la région correspondant à l'alimentation des états situés sous 8 MeV.

#### 4.4.1.2 Spin unique

Ces premières simulations indiquent que la décroissance des énergies explorées ne peut être reproduite par un calcul purement statistique. Les énergies que nous étudions correspondent à des structures observées dans les fonctions d'excitation du système  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  (cf. Fig. 4.3). Or les calculs de type canaux couplés que nous avons effectués ne peuvent pas être utilisés pour décrire des résonances [135]. Ces calculs peuvent reproduire la tendance générale de la fonction d'excitation, mais ils ne peuvent pas par définition reproduire les structures fines. En particulier sur la Fig. 4.28a, autour de 6,6 MeV dans le centre de masse, le calcul CCFULL sous-estime la section efficace de fusion. Or cette énergie correspond à une des résonances étudiées. Dans le cas de résonances, si la résonance est caractérisée par le moment orbital  $l_R$  le plus bas autorisé,  $l_{min}$  alors :

$$\sigma_{fus}(E) \approx \sigma_{l_{min}}(E) \approx \sigma_{l_R}(E). \quad (4.19)$$

Cette situation correspond à une résonance sans fond statistique. Nous avons réalisé des simulations en considérant des spin unique dans la voie d'entrée. Ces calculs ont été réalisés pour des spins allant de 0 à 6. Nous ne présentons dans la suite que les spectres obtenus pour  $J^\pi = 0^+, 1^-, 2^+$ , et  $3^-$  pour lesquels nous avons le meilleur accord avec les données expérimentales.

tales. Les résultats obtenus sont présentés sur les Fig. 4.30 et 4.31 pour les deux énergies de bombardement étudiées dans ce travail.

Pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV, les spins uniques reproduisent dans l'ensemble relativement bien le spectre expérimental. Pour la partie à haute énergie ( $E_\gamma \geq 15$  MeV) un spin  $J = 2$  (Fig. 4.30c) reproduit mieux le spectre que les trois autres spins présentés. Contrairement au cas où  $J = 0$  (Fig. 4.30a) l'alimentation du  $0_3^+$  (6,69 MeV) est possible, ce qui explique également la bonne reproduction de la région autour de 5 MeV dans ce cas là. De plus le cas  $J = 0$  semble défavorable dans la mesure où la décroissance d'un état  $0^+$  vers des états de spin  $\geq 3$  est également très peu probable. L'alimentation du  $4_1^+$  (4,62 MeV) n'est par exemple pas reproduite dans ce cas. De plus cette simulation sur-estime fortement l'alimentation des états  $2^+$ , aussi bien celui de la bande *oblate* ( $2_1^+$  à 1,78 MeV) que ceux de la bande *prolate* ( $2_2^+$  à 7,38 MeV et  $2_3^+$  à 7,42 MeV) depuis la résonance ( $E_{\gamma_0} \sim 21$  MeV et  $\sim 15$  MeV respectivement).

Dans le cas de parité positive, la décroissance du  $3_1^-$  ( $E_\gamma = 6,88$  MeV) n'est pas reproduite. À cause des règles de sélection, dans le noyau  $N = Z$  qu'est le  $^{28}\text{Si}$ , les transitions  $L = 1$ ,  $\Delta T = 0$  impliquant un changement de parité, les transitions E1 isoscalaires, sont ralenties. Par conséquent l'alimentation d'un état de parité négative depuis une résonance de parité positive est peu probable. C'est pourquoi cette transition est mieux reproduite par des résonances de parité négative (Fig. 4.30b et 4.30d). Les spins impairs permettent non seulement de reproduire l'alimentation directe de cet état depuis la résonance  $E_{\gamma_0} \sim 16$  MeV mais également sa décroissance en reproduisant l'intensité du pic autour de 6,9 MeV.

La région autour de 11 MeV est, cette fois encore, peu reproduite par nos simulations, même si pour la simulation avec une voie d'entrée  $0^+$  la région autour de 10 MeV semble plus alimentée. Par conséquent même si ce spin avait une importance plus grande dans la distribution de spins, nous n'arriverions pas à expliquer cette structure dans nos spectres. Par conséquent l'hypothèse consistant à dire que cette structure provient de la contribution d'un spin sous estimée dans la distribution ne semble pas correcte. L'hypothèse semblant la plus probable est que cette structure provient d'un ou plusieurs états dont l'alimentation est sous-estimée par notre calcul des rapports d'embranchement. En effet si cette structure était liée à la décroissance de la voie d'entrée vers un état non lié donc décroissant par émission de particule, nous ne l'observerions pas en coïncidence avec le détecteur au plan focal de DRAGON.

Pour  $E_{c.m.} = 7,2$  MeV (cf Fig. 4.31), la différence entre les spins pairs et impairs en voie d'entrée est plus importante. Comme nous l'avons dit seuls les spins impairs permettent de reproduire l'alimentation du  $3_1^-$ . Cependant le nombre d'états de parité négative autour 11 MeV étant plus faible que le nombre d'états de parité positive, la décroissance des cas avec spin impair semble trop sélective dans ce cas par rapport aux données expérimentales. La région autour de  $E_{\gamma_0} \sim 12$  MeV est bien mieux reproduite par les spins pairs en particulier pour  $J = 2$ . Nous avons pour cette énergie une dispersion sur un grand nombre d'états du rapport d'embranchement vers la région autour de 10 MeV. Cet effet confirme ce qui avait été annoncé à partir de la simulation précédente, à savoir que pour cette énergie, l'alimentation d'états autour de 10 MeV apparaît comme principalement due à un effet statistique.

La partie haute du spectre est également mieux reproduite par des spins pairs. Cet effet est principalement lié aux règles de sélection particulières dans les noyaux  $N = Z$ . La forte décroissance observée dans nos spectres de l'état  $3_1^-$  ne peut être expliquée que par la présence dans la voie d'entrée d'un spin impair. Cependant en comparant les simulations  $J = 1$  et  $J = 3$  où les



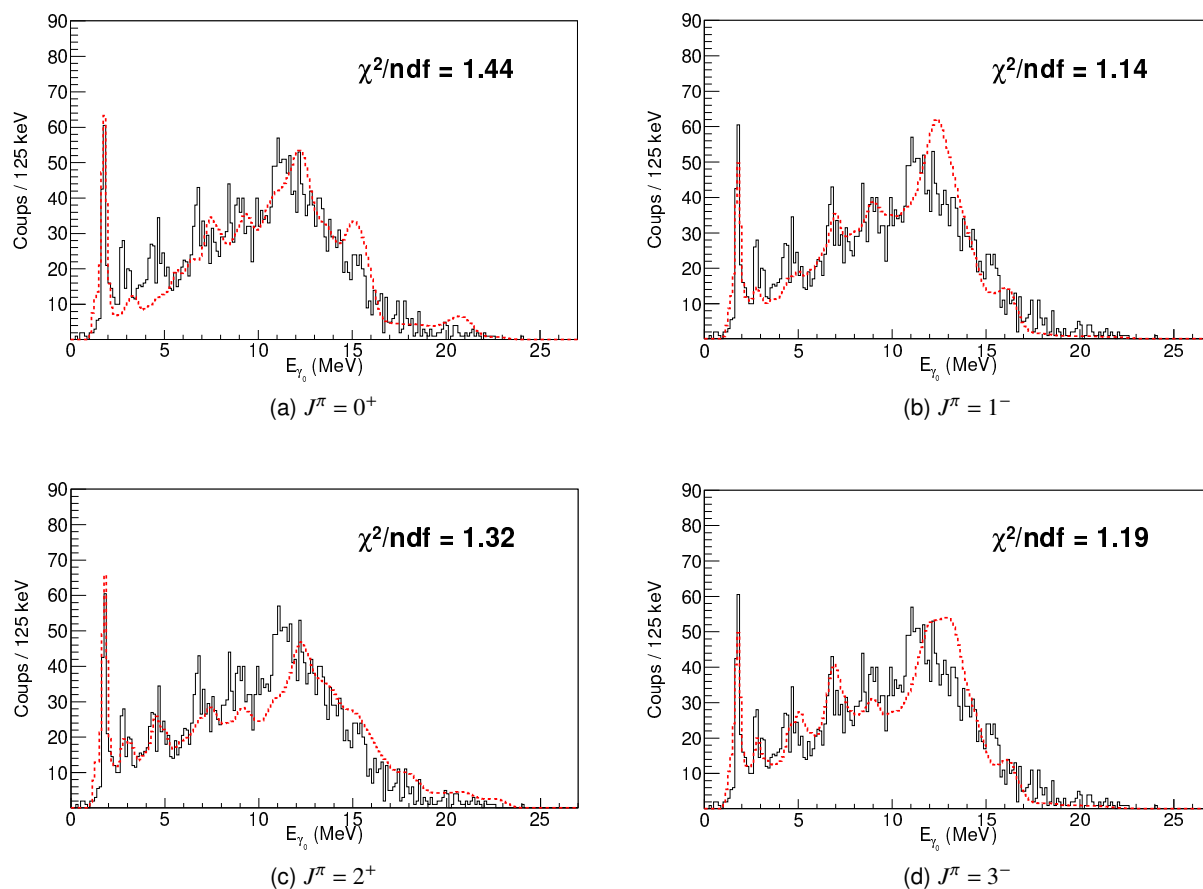


FIGURE 4.30: Comparaison entre les données expérimentales à  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV et les simulations GEANT3 (ligne discontinue rouge) obtenues pour quatre valeurs de spin unique dans la voie d'entrée.

rappports d'embranchement vers cet état depuis la résonance sont respectivement de 18,3 et 13,5 %, on remarque que l'alimentation directement depuis la voie d'entrée ne permet pas à elle seule d'expliquer l'intensité de la transition  $3_1^- \rightarrow 0^+$ . Cet état doit donc être alimenté par des cascades des états autour de 10 MeV.

#### 4.4.1.3 Spin unique superposé à un fond statistique

Nous avons vu dans la partie précédente que si le moment orbital de la résonance correspond au moment orbital minimal alors la section efficace est décrite par cette onde partielle. Au contraire si  $l_R \neq l_{min}$ , comme c'est le cas aux deux énergies de faisceau étudiées, alors la contribution résonnante se superpose à celle non-résonnante :

$$\sigma_{fus}(E) \approx \sigma_{l_R}(E) + \sum_l \sigma_l(E), \quad (4.20)$$

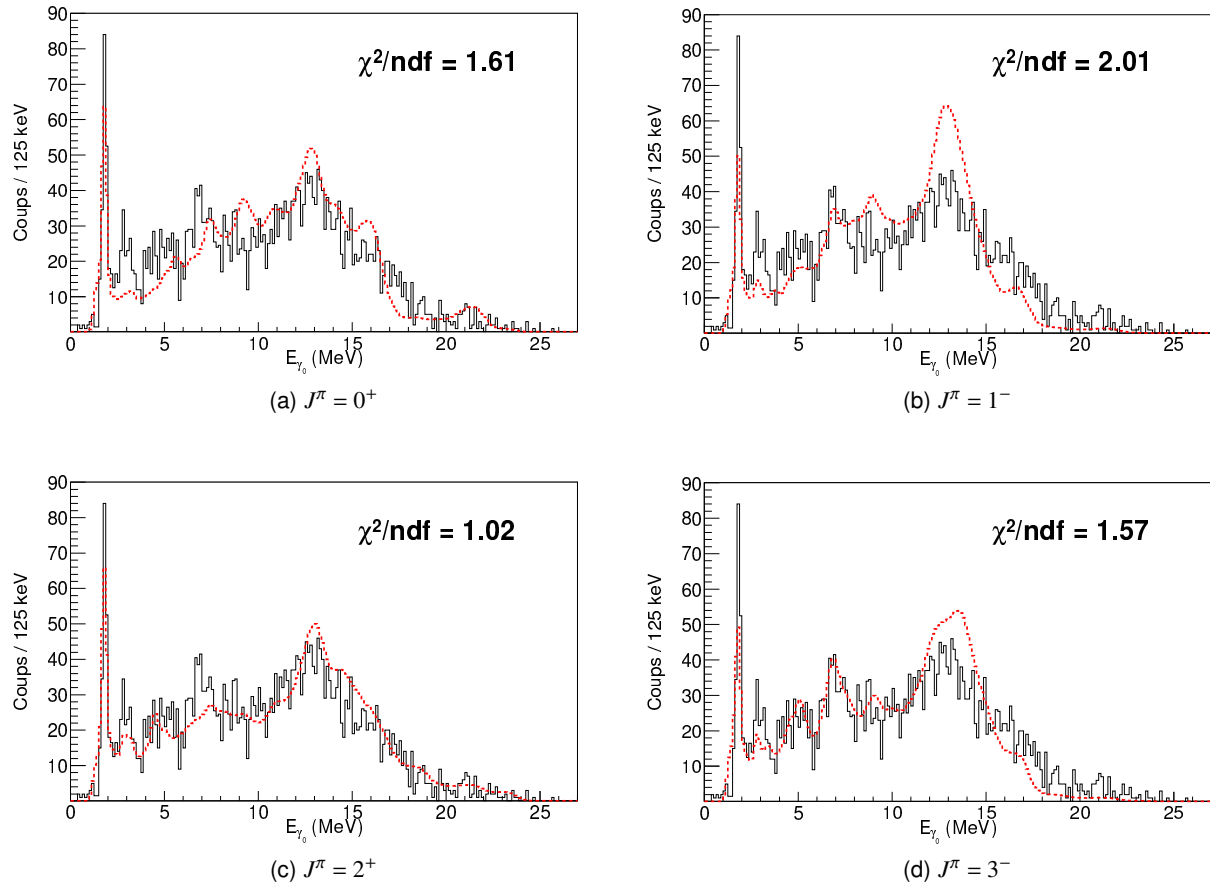


FIGURE 4.31: Comparaison entre les données expérimentales à  $E_{c.m.} = 7,2$  MeV et les simulations GEANT3 (ligne discontinue rouge) obtenues pour quatre valeurs de spin unique dans la voie d'entrée.

Pour les deux énergies explorées dans ce travail  $l_{min} = 0$ . Or les meilleurs accords avec les données expérimentales sont obtenus dans les deux cas avec  $l = 2$ . Par conséquent, nous pouvons faire l'hypothèse que notre spin unique doit être superposé à une distribution de spins pour reproduire nos données expérimentales. Pour trouver le meilleur accord entre simulations et données nous avons utilisé une minimisation du  $\chi^2$  par degré de liberté en mélangeant distribution de spins et spin unique.

En se basant sur les distributions de spins de la Fig. 4.28b et les simulations avec un spin unique dans la voie d'entrée (Fig. 4.30 et 4.31), nous avons fait l'hypothèse que l'onde partielle correspondant à la résonance est  $l_R = 2$ . Cependant nous avons fait remarquer que pour pouvoir expliquer l'alimentation du  $3_1^-$  il était important d'inclure des spins impairs dans nos simulations. Les simulations avec les distributions de spins ne permettant pas de reproduire l'intensité de cette transition, nous faisons ici le choix de laisser comme paramètres libres dans notre minimisation les pourcentages correspondant aux distributions de spins,  $0^+$ ,  $1^-$ ,  $2^+$  et  $3^-$  dans la voie d'entrée.

Cette méthode semble favoriser les mélanges ayant une forte composante statistique comme

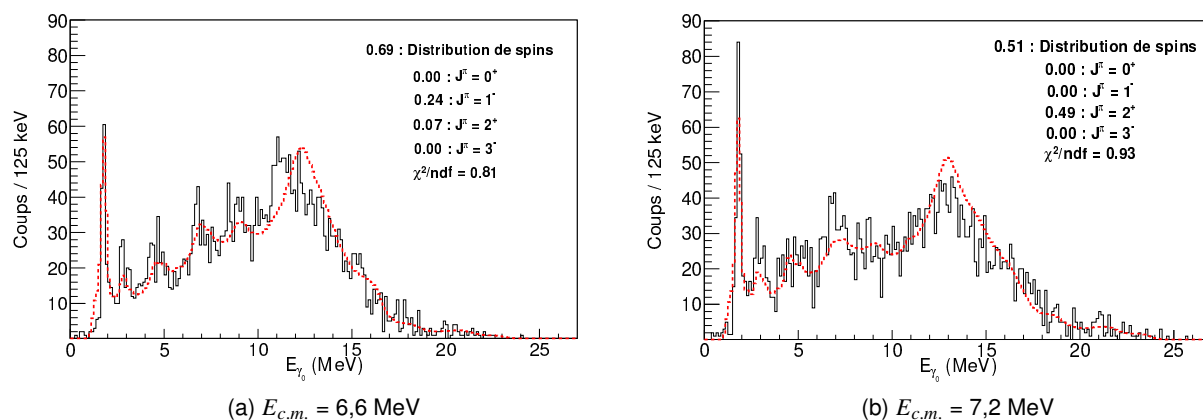


FIGURE 4.32: Comparaison entre les données expérimentales aux deux énergies et les simulations Monte-Carlo (ligne discontinue rouge) pour un mélange de spins sur un fond représenté par une distribution de spins dans la voie d'entrée.

le montre la Fig 4.32. Pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV (cf Fig. 4.32a), la valeur minimale du  $\chi^2$  est obtenue pour un mélange constitué à 69 % par la distribution de spins calculée et donnée en Fig. 4.28b. Le reste du mélange est constitué à 24 % par un spin unique  $1^-$  et 7 % par un spin  $2^+$ . Ce mélange ne permet cependant pas de reproduire la région autour 11 MeV. Pour  $E_{c.m.} = 7,2$  MeV, le mélange ne compte que deux composantes presque équivalente : la distribution de spin (51 %) et un spin  $2^+$  (49 %). Cette méthode a l'inconvénient de ne garder que les paramètres permettant d'avoir le  $\chi^2$  sur le nombre de degré de liberté le plus faible.

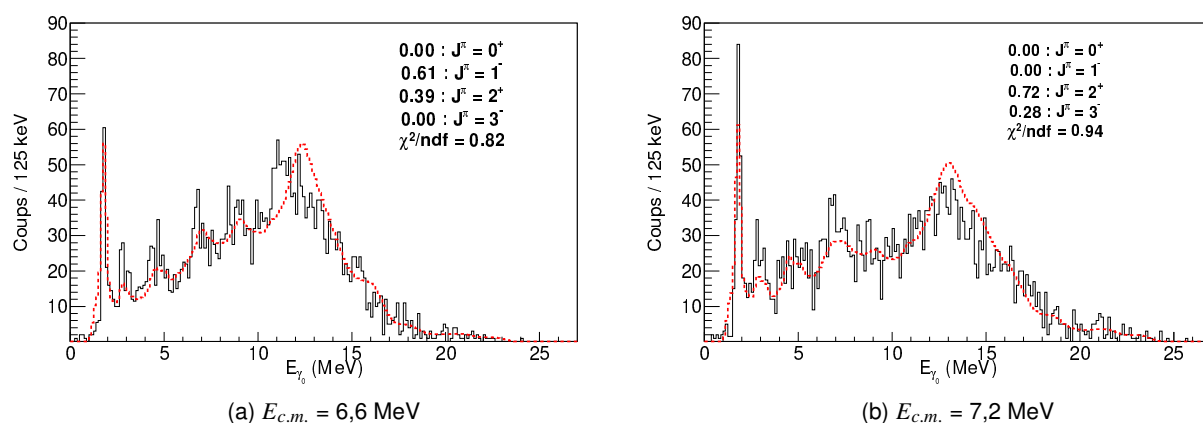


FIGURE 4.33: Comparaison entre les données expérimentales aux deux énergies et les simulations Monte-Carlo (ligne discontinue rouge) pour un mélange de spins dans la voie d'entrée.

Nous avons donc réalisé un second calcul en supprimant les distributions de spins dans le mélange. Les résultats de ces minimisations sont données en Fig. 4.33. Pour les deux énergies de faisceau étudiées, il est possible d'avoir un accord équivalent entre les données expérimentales et

simulées en ne considérant qu'un mélange de deux spins, pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV, un mélange  $1^-$  (61 %) -  $2^+$  (39 %) permet également une bonne reproduction du spectre excepté dans la région autour de 11 MeV. Pour  $E_{c.m.} = 7,2$  MeV, nous obtenons également une très bonne reproduction du spectre pour un mélange dominé par un spin  $2^+$  (72 %) et ayant une composante  $3^-$  (28 %). Rappelons que dans le calcul de  $\chi^2$  que nous avons utilisé, tous les degrés de liberté sont équivalents. La région à basse énergie où la contamination par les voies de fusion-évaporation, bien que minimisée par une soustraction du bruit de fond, a le même poids que la région à haute énergie.

#### 4.4.2 Hypothèses sur la décroissance de la résonance

Les différents scénarios testés précédemment montrent que même si l'accord est globalement satisfaisant, la région autour de  $\sim 11$  MeV n'est pas reproduite. Les états responsables de cette partie de nos spectres expérimentaux ne sont soit pas alimentés soit insuffisamment par une décroissance statistique. Afin de mieux comprendre la décroissance des résonances et donc de pouvoir attribuer de manière plus précise un spin à la voie d'entrée, nous devons identifier le ou les états impliqués dans la décroissance dans cette région.

##### 4.4.2.1 États situés sous le premier seuil particule

Avant d'essayer d'identifier les états autour de 11 MeV impliqués dans la décroissance, nous allons tout d'abord identifier les états situés sous le premier seuil d'émission de particules à 9,9 MeV (cf Fig. 4.2). Nous avons par conséquent restreint le nombre d'états dans nos simulations aux 29 premiers états de  $^{28}\text{Si}$  (cf Annexe D). En nous limitant aux bas spins ( $J^\pi = 0^+, 1^-, 2^+$ , et  $3^-$ ) pour lesquels nous avons le meilleur accord avec les données expérimentales, nous obtenons les spectres présentés en Fig. 4.34. Par construction ces spectres n'incluent pas les états autour de 11 MeV, il n'est donc pas possible de reproduire la structure autour de  $E_\gamma = 11$  MeV. Cependant en comparant les différentes simulations nous pouvons mettre en évidence l'alimentation depuis la résonance de différents états de basse énergie.

Dans la partie à haute énergie  $\gamma$ , ces simulations nous permettent de localiser la région correspondant à l'alimentation directe du fondamental et des premiers états excités depuis la résonance. Pour  $E_{c.m.} = 7,2$  MeV, la comparaison montre que nous avons une décroissance directe vers le fondamental et le premier état excité. L'observation de cette alimentation est en accord avec ce qui avait été observé par Sandorfi *et al.* [115], rappelons également que cette énergie correspond à une structure dans la fonction de structure vers l'état  $2_1^+$  (cf Fig. 4.3b). En comparant les simulations avec un spin unique  $0^+$  ou  $2^+$  dans la voie d'entrée, nous pouvons également mettre en évidence l'alimentation du  $4_1^+$  et du  $0_2^+$  depuis la résonance à  $E_{c.m.} = 7,2$  MeV.

Il en est de même pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV, pour les premiers états ( $2^+, 4^+, 0_2^+$ ). La statistique des spectres autour de  $E_\gamma = 20$  MeV ne nous permet pas de trancher définitivement sur l'alimentation directe de l'état fondamental depuis la résonance. Il semble apparaître néanmoins que l'alimentation directe des premiers états excités à cette énergie est plus faible que ce que nous avons observé à  $E_{c.m.} = 7,2$  MeV. En effet, bien que nous ayons adopté la même normalisation au nombre total de coup dans le spectre aux deux énergies, la courbe brune représentant une voie d'entrée ayant un spin  $2^+$  reproduit mieux l'intensité des différents pics à l'énergie la plus haute. Toutefois il est difficile de conclure à un réel effet physique dans cette région en se basant sur ces simulations, en effet

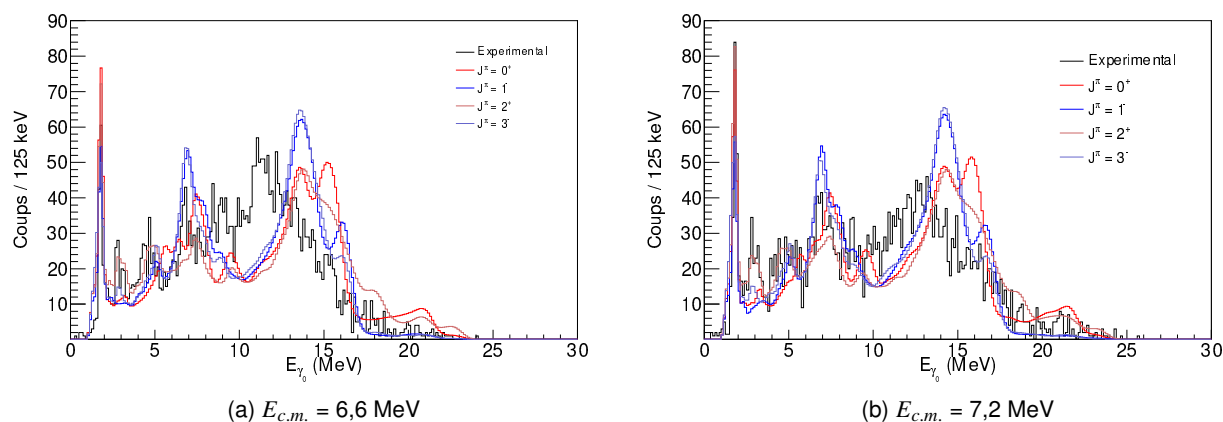


FIGURE 4.34: Comparaison entre les données expérimentales et les simulations Monte-Carlo incluant uniquement les états situés sous le premier seuil particule pour différentes valeurs de spin dans la voie d'entrée ( $J^\pi = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-$ ).

rappelons que cette partie à haute énergie  $\gamma$  du spectre peut être fortement biaisée par l'erreur sur l'acceptance de DRAGON.

La région intermédiaire en énergie d'excitation dans le  $^{28}\text{Si}$ , entre 6 MeV et le seuil  $\alpha$  à 9,9 MeV, correspond à la première augmentation importante du nombre cumulé d'états (cf. Fig. 4.25), il devient donc plus difficile de discuter l'alimentation d'états particuliers depuis la résonance dans cette région. En comparant les spins pairs et impairs il est cependant possible de comparer l'alimentation des états de parité positive et négative. Le  $^{28}\text{Si}$  étant un noyau  $N = Z$  les transitions dipolaires  $\Delta T = 0$  impliquant un changement de parité sont moins probables que celles sans changement de parité. En considérant l'isospin comme un bon nombre quantique, les transitions E1  $\Delta T = 0$  sont interdites alors que les transitions M1  $\Delta T = 0$  sont ralenties d'un facteur 100 par rapport aux transitions M1  $\Delta T = 0$  dans un noyau  $N \neq Z$  [136]. Les spins impairs vont donc favoriser l'alimentation des états de parité négative et les spins pairs ceux de parité positive. Pour  $13 \leq E_{\gamma_0} \leq 17$ , cet effet est particulièrement visible : les spins impairs vont alimenter le premier état de parité négative, le  $3_1^-$  à 6,879 MeV, alors que les spins pairs vont décroître vers les états de la bande *prolate* bâtie sur le  $0_3^+$ .

Pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV, il n'y a pas de pic correspondant à l'alimentation du  $3^-$  alors que les états de la bande *prolate*  $2_2^+$  et  $2_3^+$  (7,381 et 7,416 MeV) semblent être alimentés directement depuis la résonance. Cet effet est clairement visible sur les spectres présentés en Fig. 4.30 où la région autour de 15 MeV est fortement sous estimée par le calcul pour des spins impairs. La comparaison entre les simulations incluant l'ensemble des états et cette simulation nous montre également que la décroissance de la résonance via l'état  $3_1^-$  ne semble pas être privilégiée lors de la décroissance. Il en va de même pour les états de la bande *prolate*, la Fig. 4.30 montre également que l'alimentation de ces états est fortement surestimée dans le cas d'un  $0^+$  dans la voie d'entrée.

Pour  $E_{c.m.} = 7,2$  MeV, la situation est différente. Alors que les spectres de la Fig 4.31 semblaient montrer qu'une voie d'entrée caractérisée par un spin  $2^+$  permettait de reproduire la partie à haute énergie du spectre expérimental grâce à l'alimentation de la bande *oblate*,  $E_{\gamma_0}$  au dessus de 17

MeV, et *prolate*, pour  $E_{\gamma_0}$  entre 15 et 17 MeV, ces nouvelles simulations indiquent qu'avec les calculs basés sur des résonances de spins impairs l'alimentation du  $3_1^-$  est également importante dans cette partie. De plus la comparaison avec les spins impairs semblent indiquer que l'alimentation de ce premier état de parité négative depuis la résonance ne peut à elle seule expliquer cette région. Une des possibilités pour expliquer l'importance de cet état est la présence d'un fond représenté par une distribution de spins sous la résonance, comme nous l'avons montré précédemment.

En comparant les différentes simulations à basse énergie nous voyons apparaître un autre phénomène. La raie située vers 6,8 MeV ne peut être expliquée que par la décroissance du  $3_1^-$  et ce aux deux énergies explorées dans ce travail. Les états  $2^+$  de la bande *prolate* ne peuvent expliquer que la partie haute de cette transition autour 7,2 MeV. Cette transition n'est bien reproduite que dans les cas où nous supposons un spin impair dans la voie d'entrée sur les Fig. 4.30 et 4.31. L'intensité importante de la décroissance de l'état à  $3_1^-$  semble donc plaider en faveur de l'existence de spin impair dans la voie d'entrée. D'autre part l'alimentation des états des bandes *oblate* et *prolate* apparaît comme un indicateur d'un spin pair en entrée. La réaction de capture radiative étant à cette énergie la seule permettant d'avoir des  $\gamma$  ayant des énergies supérieures à 10 MeV, la région au dessus de 10 MeV ne présente pas de contamination provenant des autres voies de fusion-évaporation.

#### 4.4.2.2 États de déformation particulière : la bande *prolate*

Dans un scénario non statistique, les états ayant une déformation proche de celle de la voie d'entrée doivent être alimentés de manière privilégiée lors de la décroissance [115]. La voie d'entrée peuplée via la réaction  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  est de déformation *prolate*. Nous pourrions donc voir une alimentation privilégiée des états de la bande *prolate* bâtie sur le  $0_3^+$  (6,69 MeV). Cet effet structurel est également présent dans les calculs de type AMD [40] présentés dans la section 2.5 (cf Fig. 2.12). Comme nous l'avons mentionné, ces calculs prédisent aux énergies dans lesquelles nous alimentons le  $^{28}\text{Si}$ , une bande fortement déformée ayant une structure moléculaire  $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$ . Cette bande correspond en fait à la troisième bande prédite dans  $^{28}\text{Si}$  avec une composante moléculaire. À basse énergie, ces calculs [40] prédisent également une composante  $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$  dans les fonctions d'onde des états de la bande *prolate*.

Aux énergies au-dessus de la barrière de Coulomb pour le système  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ , en particulier pour la résonance à 8,5 MeV, Collins *et al.*[137] ont observé une forte alimentation des états de la bande *prolate* du  $^{28}\text{Si}$ . La tête de bande, le  $0_3^+$  à 6,69 MeV représente dans les données de Collins *et al.* une section efficace de  $\sim 2\mu\text{b}$  alors que les sections efficaces mesurées dans les réactions de capture radiative d'ions lourds sont généralement  $\leq 0,4\mu\text{b}$  [138]. Cette section efficace importante a été interprétée par l'alimentation d'une GDR bâtie sur la bande *prolate* de  $^{28}\text{Si}$ .

Les différents scénarios utilisés jusqu'à présent montrent que nous avons bien une alimentation directe des états *prolate* depuis la voie d'entrée. De plus, les simulations réalisées indiquent également que nos calculs de rapport d'embranchement depuis la résonance permettent de reproduire correctement cette alimentation. Or ces calculs, basés sur les forces moyennes des transitions électromagnétiques mesurées dans la région entourant le  $^{28}\text{Si}$ , sont *a priori* insuffisants pour reproduire un comportement non statistique. Si l'alimentation de ces états était non statistique nous devrions donc voir un désaccord entre les simulations et les données expérimentales. Aux deux énergies, les spins pairs et en particulier le spin  $2^+$  permet de reproduire correctement la région correspondant

à l'alimentation de ces états depuis la résonance ( $E_\gamma \sim 16$  MeV).

#### 4.4.2.3 États $T = 1$

Le  $^{28}\text{Si}$  étant un noyau auto-conjugué, les règles de sélection sur l'isospin réduisent les probabilités des transitions dipolaires isoscalaires ( $L = 1, \Delta T = 0$ ). La voie d'entrée étant caractérisée par un isospin  $T = 0$ , une sélectivité des états  $T = 1$  peut apparaître dans la décroissance de la voie d'entrée. Dans un premier temps, nous avons donc inclus uniquement des états  $T \neq 0$  dans nos calculs de rapport d'embranchement.

Dans les 69 états inclus dans nos calculs, deux états présentent un mélange d'isospin  $T = 0, 1$  ( $1^+$  à 10,514 MeV et 10,725 MeV). Afin de tester l'influence de ces états sur la décroissance de la résonance, nous avons fait varier leur mélange d'isospin. La Fig. 4.35 présente les simulations obtenues pour une voie d'entrée  $1^-$  en faisant varier le mélange des deux états  $T = 0, 1$  de 100%  $T = 0$  à 100%  $T = 1$ . Bien que ces simulations ne puissent pas reproduire l'intégralité des spectres expérimentaux, pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV nous obtenons une bonne reproduction de la position du pic autour de 11 MeV qui ne se retrouve dans aucun des scénarios précédents. Cette simulation indique donc que nous semblons alimenter de façon privilégiée les états  $T \neq 0$  lors de la décroissance de la résonance.

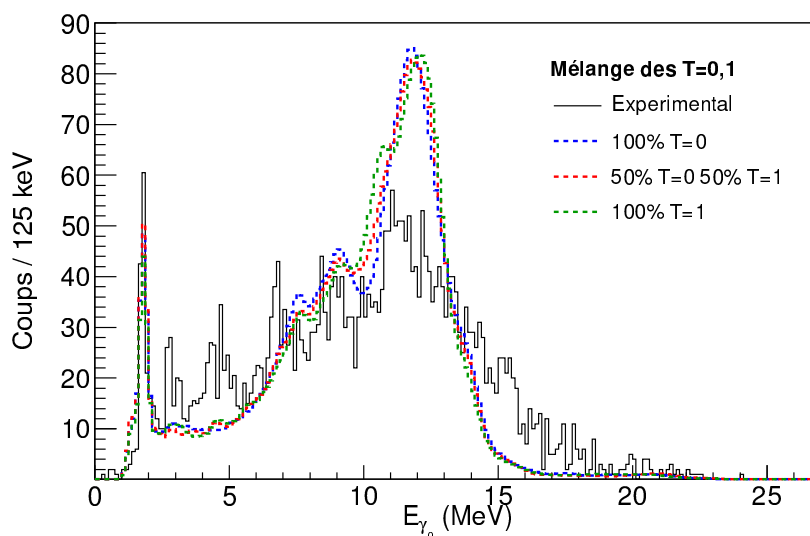


FIGURE 4.35: Simulations numériques pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV n'incluant que des états  $T = 1$ , différents mélanges d'isospin ont été testé pour les états  $T = 0, 1$  et sont comparés aux données expérimentales.

Les deux états ayant un mélange d'isospin ne semblent pas jouer sur la position de la région intermédiaire bien que pour un mélange de 100%  $T = 1$  un épaulement apparaisse dans la simulation dans la partie basse énergie de cette région. Les différences importantes se situent entre 7 et 10 MeV. Les deux états  $T = 0, 1$  décroissent de manière privilégiée vers l'état fondamental du  $^{28}\text{Si}$ . Ceci correspond justement à l'épaulement observé autour de 10,5 MeV, dans le cas où nous considérons que ces états sont à 100%  $T=1$  (courbe en pointillés verts sur la Fig. 4.35). À cause



de ce flux vers le fondamental, la région entre 7 et 10 MeV est moins alimentée. D'autre part ces états semblent être trop bas en énergie pour expliquer la région autour de 11 MeV. Au contraire lorsque ces états sont considérés comme purement  $T = 0$ , à cause des règles de sélection leur alimentation depuis la résonance va être négligeable. Le flux partant vers le fondamental par l'intermédiaire de ces états est alors redirigé vers les états intermédiaires (5-10 MeV). Un mélange 50%  $T = 0$ , 50%  $T = 1$  est un bon compromis pour reproduire la largeur de la région autour de 11 MeV et les structures observées dans la région intermédiaire. Comme nous l'avons montré dans la partie précédente cette région est également à interpréter en terme d'alimentation directe depuis la résonance des états de la bande *prolate*. Néanmoins afin de ne pas surestimer l'alimentation de cette région nous ferons l'hypothèse pour les simulations à venir que les états mélangés sont 50%  $T = 0$ , 50%  $T = 1$ .

En affinant les simulations et en réduisant progressivement le nombre d'états  $T \neq 0$  nous avons pu identifier deux états qui semblent particulièrement important dans la décroissance de la résonance située à  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV. Le premier état que nous semblons alimenter de façon privilégiée lors de la décroissance de la voie d'entrée est l'état  $1^+$ ,  $T=1$  situé à 11,446 MeV. Il est intéressant de noter que cet état a été observé lors de réaction de capture radiative ( $p,\gamma$ ) mais également dans des réactions de diffusion ( $p,p'$ ), ( $e,e'$ ) [139]. De plus son énergie est très proche du centroïde de la distribution de force M1 isovectorielle qui peut être approché par la formule empirique  $E_x \sim 35A^{-1/3}$  ce qui correspond pour  $A = 28$  à 11,5 MeV. La Fig. 4.36a, extraite de [139] montre les  $B(M1)$  mesurés ainsi qu'une comparaison avec un calcul de type modèle en couches utilisant l'interaction USD [17] et les charges effectives spécifiques à la masse  $A = 28$  [140]. Les calculs de type modèle en couches reproduisent bien la force M1 dans le  $^{28}\text{Si}$ . La largeur de l'état qui nous intéresse,  $1^+$ ,  $T=1$  situé à 11,446 MeV, est cependant sous estimé d'un facteur deux environ dans ce calcul.

Nous avons également calculé la distribution de force M1 avec l'interaction PSDPF décrite dans le premier chapitre (cf. 2.3). La distribution obtenue est donnée en Fig. 4.36b. Pour ce calcul nous avons utilisé les facteurs gyromagnétiques et orbitaux donnés par Richter *et al.* [16]. Les résultats obtenus avec notre interaction montrent une meilleure reproduction des  $B(M1)$  en dessous de 14 MeV. La somme des  $B(M1)$  est cependant surestimé dans nos calculs par rapport aux données expérimentales obtenues par Lüttge *et al.* [139]. Nous obtenons  $\sum B(M1)$  égale à  $8,5 \mu_N^2$  ( $7,9 \mu_N^2$  dans la région d'énergie d'excitation entre 8 et 18 MeV) à comparer avec les  $7,09 \pm 0,37 \mu_N^2$  donnés dans [139]. Des données expérimentales et des différents calculs de type modèle en couches il apparaît clairement que cet état  $1^+$  concentre une grande partie de la force M1 isovectorielle.

L'état  $1^+$ ,  $T = 1$  à 11,446 MeV semblant plus important que les autres états  $T = 1$  dans la décroissance de la résonance, il paraît important de comprendre sa structure. De plus celle-ci peut permettre de comprendre pourquoi il représente plus de 50% de la force M1 ( $B(M1) \uparrow = 4,07 \pm 0,22 \mu_N^2$  [141]). Nous avons comparé les fonctions d'onde de cet état et de l'état à 10,900 MeV par rapport à la fonction d'onde de l'état fondamental de  $^{28}\text{Si}$ . La Fig. 4.37 montre l'évolution de l'occupation des orbitales  $1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$  et  $1d_{3/2}$  par rapport au fondamental de  $^{28}\text{Si}$  dans le calcul avec l'interaction PSDPF. En comparant cette évolution pour les deux états, on remarque que pour l'état à 10,900 MeV (en rouge sur la Fig. 4.37) le spin  $1^+$  est obtenu en dépeuplant la  $1d_{5/2}$  et la  $1d_{3/2}$  au profit de la  $2s_{1/2}$ . Au contraire pour l'état à 11,446 MeV (en bleu sur la Fig. 4.37) ce transfert de particule se fait principalement entre la  $1d_{5/2}$  vers  $1d_{3/2}$ .

Le calcul de type modèle en couches montre un  $B(M1)$  important autour de 14 MeV, qui n'est pas présent dans les données ( $e,e'$ ) de Lüttge *et al.* [139] (cf Fig. 4.36a). Cet état est cependant



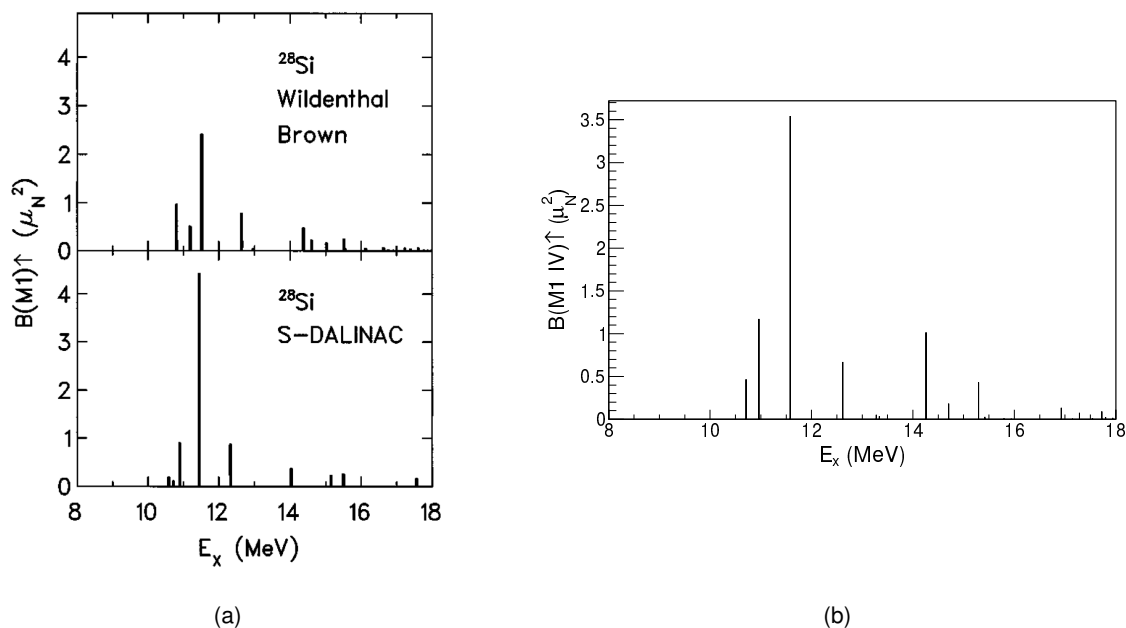


FIGURE 4.36: Fonctions de structures  $M1$  : (a) comparaison entre les  $B(M1) \uparrow$  expérimentaux (en bas) et théoriques (en haut) dans le  $^{28}\text{Si}$  (figure issue de [139]) (b) fonction de structure obtenue avec l'interaction PSDPF et les charges effectives données par Richter et al. [16].

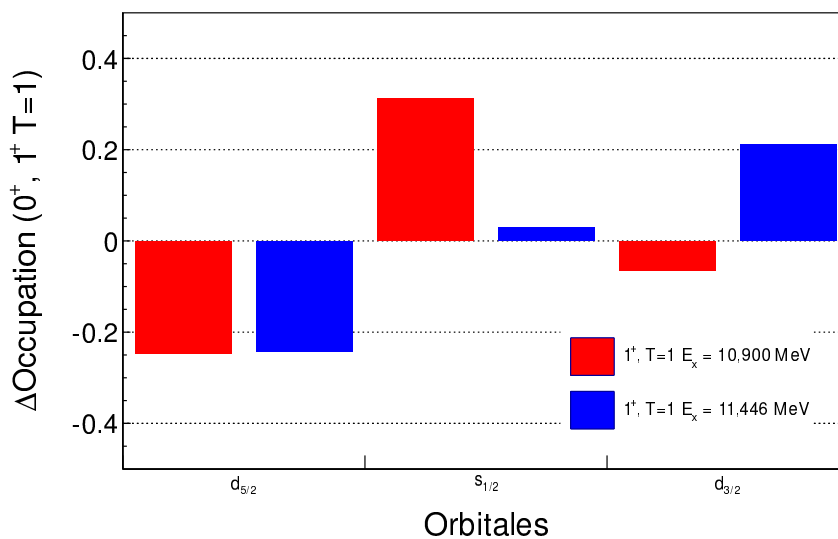


FIGURE 4.37: Évolution par rapport à l'état fondamental de  $^{28}\text{Si}$  de l'occupation moyenne des orbitales  $1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$  et  $1d_{3/2}$  pour un fluide dans les états  $1^+$ ,  $T=1$  à 10,900 MeV (en rouge) et 11,446 (en bleu).

présent dans les données (p,p') [142] présentée en Fig. 4.38b issue de la comparaison entre les

données (e,e') et (p,p') réalisée par Fujita *et al.* [143]. Rappelons que l'opérateur de transition magnétique est composé de deux parties : une partie orbitale et une partie spin (cf. section 2.1.1.7) qui peuvent interférer de façon constructive ou destructive. Contrairement au mode (e,e'), la diffusion de proton n'excite que très faiblement la partie orbitale de l'opérateur M1 [121]. Les interférences entre la partie orbitale et spin peuvent expliquer la réduction du  $B(M1)$  pour l'état autour de 14 MeV. De même une interférence constructive entre la partie orbitale et *spin-flip* explique la différence observée dans entre (p,p') et (e,e') pour l'état  $1^+$ ,  $T = 1$  à 11,446 MeV [143]. Le désaccord entre le spectre expérimental de la Fig. 4.36a et notre calcul de type modèle en couches avec l'interaction PSDPF [20] peut donc être dû à une mauvaise reproduction des interactions entre la partie orbitale et la partie spin de l'opérateur de transition M1. Dans nos calculs, nous avons la possibilité de supprimer une des deux composantes de l'opérateur en choisissant des charges effectives (cf section 2.1.1.7) nulles pour cette composante. Nous avons donc calculé la distribution de force M1 en ne considérant que la partie spin de l'opérateur de transition M1. Cette distribution est donnée en Fig. 4.38a pour les états  $T = 1$ .

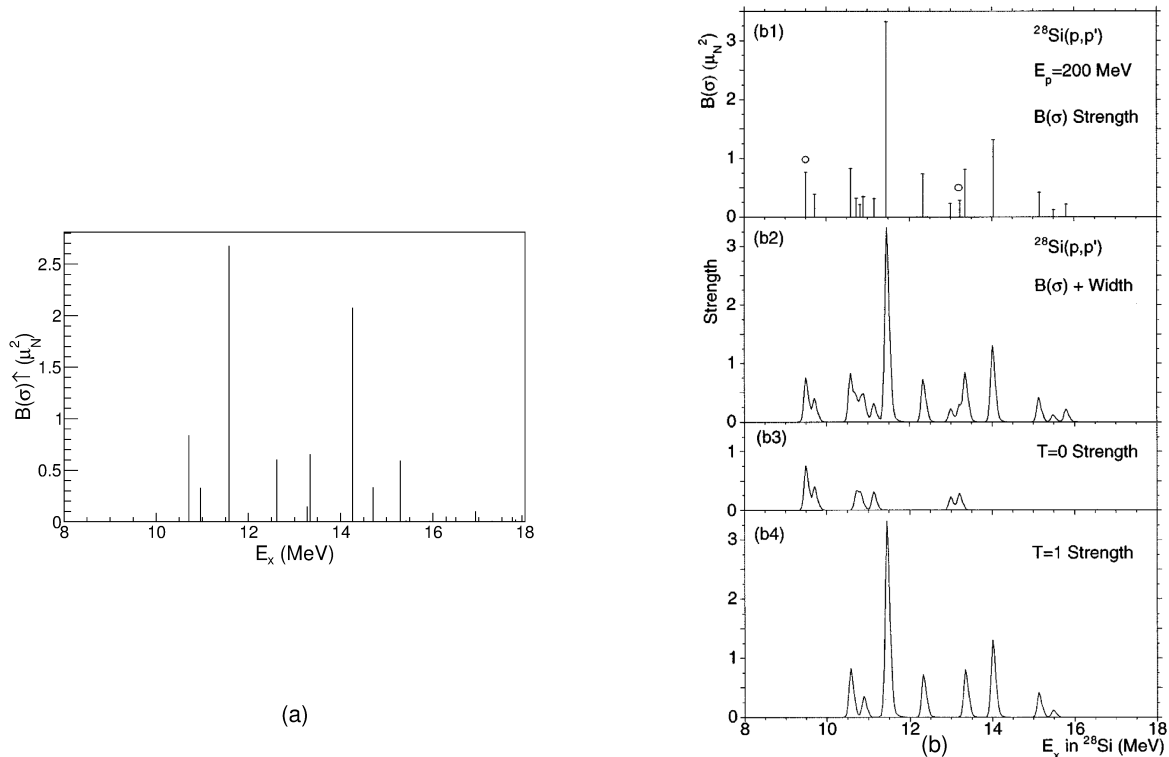


FIGURE 4.38: Distribution de force M1 obtenue en ne considérant que la partie spin de l'opérateur : (a) calcul de type modèle en couches réalisé avec l'interaction PSDPF [20] vers les états  $J^\pi = 1^+$ ,  $T = 1$  (b) (b1 et b2) distribution de force expérimentale obtenue à partir des données de Crawley *et al.* [142] de diffusion de proton. Décomposition de la force vers les états  $T = 0$  (b3) et vers les états  $T = 1$  (b4). Figure issue de [143].

Les transitions dipolaires magnétiques isovectorielles ne peuvent avoir lieu qu'entre partenaires spin-orbite, *i.e.* entre les orbitales  $1d_{5/2}$  et  $1d_{3/2}$  dans les noyaux de la couche *sd* pour des états  $0\hbar\omega$ . L'évolution de l'occupation des différentes orbitales de la couche *sd* montre que l'état  $1^+$ ,  $T = 1$  à

11,446 MeV est, entre les deux états  $T = 1$  pour lesquels nous avons calculé les fonctions d'onde, le plus proche d'une excitation  $1d_{5/2} \rightarrow 1d_{3/2}$  donc pouvant décroître fortement vers le fondamental de  $^{28}\text{Si}$  par l'intermédiaire d'une transition M1.

Le second état qui semble contribuer fortement à la décroissance de la résonance est un état  $2^+$ ,  $T = 1$  situé à 11,433 MeV. Contrairement à l'état  $1^+$  que nous venons de décrire cet état décroît principalement vers le  $2^+$ , (BR  $\sim 46\%$ ) et le  $3^+$  à 8,589 MeV (BR  $\sim 28\%$ ), les 26% restant se répartissent sur six états situés sous le seuil d'émission  $\alpha$ . Cet état permet donc d'expliquer une partie du flux entre 8 et 10 MeV qui n'était pas expliqué par les états sous le seuil  $\alpha$  pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV (cf Fig. 4.34a).

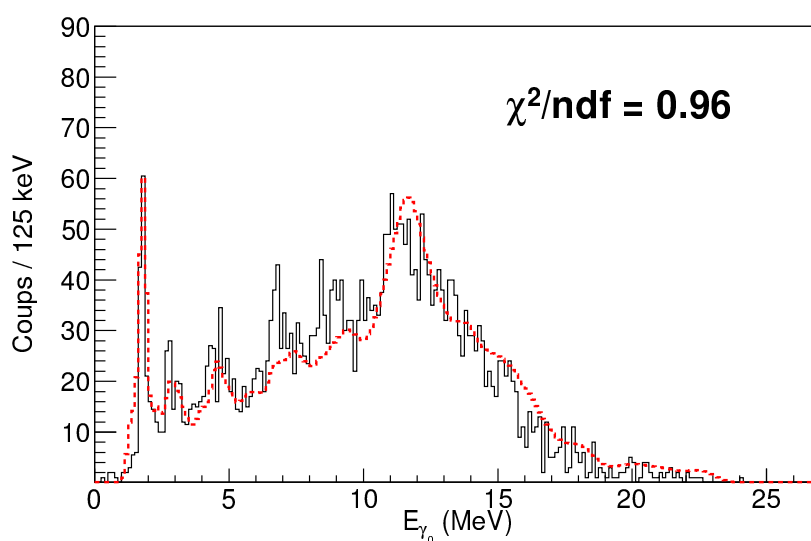


FIGURE 4.39: Simulation numérique (en pointillés rouges) obtenue en considérant un spin d'entrée  $2^+$  et une alimentation favorisée des états  $T = 1$   $2^+$  (11,433 MeV) et  $1^+$  (11,446 MeV) pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV.

En favorisant ces deux états dans nos simulations, *i.e.* en multipliant les  $\Gamma_\gamma$  obtenus par un calcul statistique, nous obtenons le spectre présenté en Fig. 4.39. Différents facteurs ont été testés, nous présentons ici celui permettant d'obtenir le meilleur accord entre les données et la simulation. Les simulations partant d'une voie d'entrée  $2^+$  sont celles qui reproduisent le mieux la partie à haute énergie de nos spectres que les voies de fusion-évaporation sont le moins susceptibles de contaminer. Nous avons fait l'hypothèse que notre voie d'entrée à cette énergie est caractérisée par un  $2^+$ . Le spectre présenté sur la Fig. 4.39 est donc obtenu pour une voie d'entrée  $2^+$  avec un facteur multiplicatif égal à 8 sur les deux états  $T = 1$  discutés ci-dessus. La comparaison entre les deux spectres montre une bonne reproduction de la partie à haute énergie. De plus cette simulation nous permet de reproduire correctement l'intensité et la position de la région intermédiaire.

Cette simulation ne présente cependant pas de pic correspondant à la décroissance du  $3^+_1$  (6,88 MeV). Afin d'essayer de reproduire cette région nous avons effectué un mélange de spin avec une minimisation du  $\chi^2$  en introduisant dans la voie d'entrée les spins  $0^+$ ,  $1^-$ ,  $3^-$  sans alimentation favorisée des états  $T = 1$  et notre scénario qui comprend un spin  $2^+$  dans la voie d'entrée et une

alimentation favorisée des  $T = 1$ . Le spectre obtenu est donné en Fig. 4.40. Ce scénario permet effectivement d'obtenir un meilleur  $\chi^2$  par degré de liberté. L'accord avec la partie à basse énergie du spectre est meilleure, cependant nous dégradons la partie à haute énergie. Rappelons que les voies de fusion-évaporation ne donnent pas lieu, aux énergies auxquelles nous travaillons à des  $\gamma$  d'énergie supérieure à 10 MeV, en particulier la réaction  $^{13}\text{C}(^{16}\text{O},n)^{28}\text{Si}$  dont les noyaux de recul arrivent au même niveau dans nos matrices d'identification que nos noyaux de recul produits lors de la réaction  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)^{28}\text{Si}$ . La région à basse énergie est donc susceptible d'être contaminée par cette réaction de fusion-évaporation dont la probabilité augmente avec l'épaisseur des cibles.

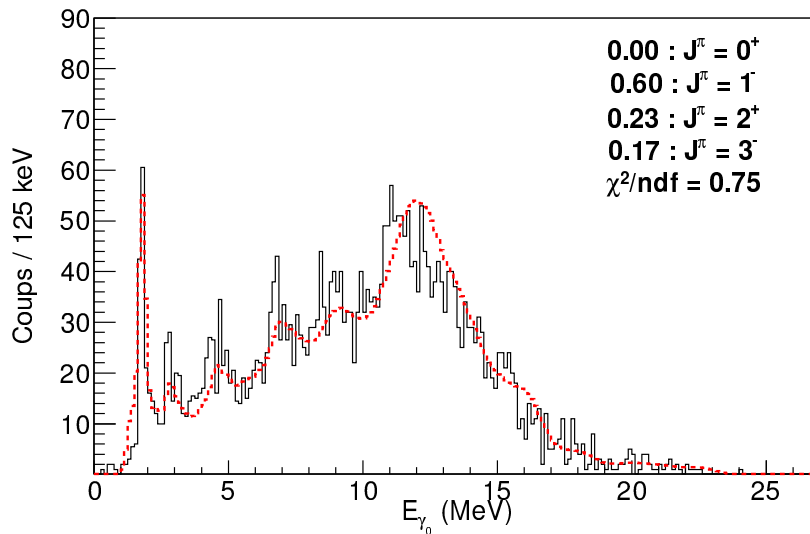


FIGURE 4.40: Simulation numérique (en pointillés rouges) obtenue en considérant dans la voie d'entrée un mélange de spins  $0^+$ ,  $1^-$ ,  $3^-$  sans alimentation favorisée des  $T = 1$  superposée au scénario où la voie d'entrée a un spin  $2^+$  avec une alimentation favorisée des états  $2^+$ ,  $T = 1$  (11,433 MeV) et  $1^+$ ,  $T = 1$  (11,446 MeV) pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV.

#### 4.4.3 Distribution angulaire

L'ensemble de détection  $\gamma$ , comme nous l'avons mentionné précédemment, a été conçu pour avoir une couverture maximale de l'angle solide. Sa géométrie n'est donc pas optimisée pour extraire des distributions angulaires. Les différents détecteurs ne couvrent donc pas tous le même angle solide par rapport à la cible comme ce serait le cas pour un détecteur à symétrie sphérique où la cible serait au centre de la sphère. Rappelons que dans le cas du multi-détecteur associé à DRAGON, les angles solides des détecteurs varient entre 0,9 sr et 0,05 sr. De plus, nous avons montré que l'énergie et la distribution angulaire des photons influencent fortement la fonction de réponse du spectromètre. Par conséquent les distributions angulaires observées en coïncidence avec le détecteur de noyaux de recul situé au plan focal de DRAGON vont dépendre de l'énergie du photon et de la fonction de réponse du spectromètre.

Dans ce cadre, afin de pouvoir extraire des distributions angulaires des données expérimentales

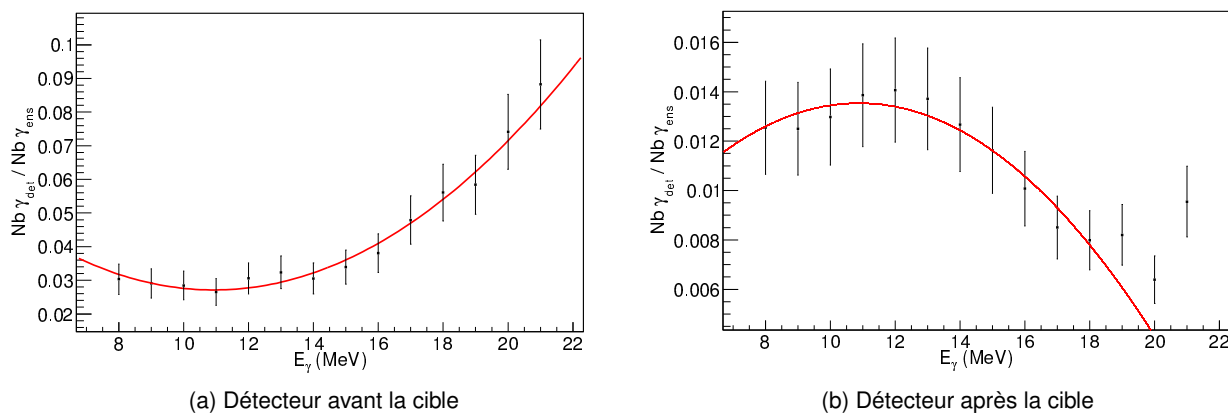


FIGURE 4.41: Évolution du nombre de  $\gamma$  détectés dans deux détecteurs situés de part et d'autre de l'axe du faisceau ( $Nb\gamma_{det}$ ) par rapport au nombre total de photons détectés dans l'ensemble BGO ( $Nb\gamma_{ens}$ ), en coïncidence avec le DSSD au niveau du plan focal de DRAGON.

nous avons attribué à chaque détecteur un poids prenant en compte son angle solide et l'effet de l'acceptance du spectromètre sur la distribution angulaire des photons. Pour déterminer ce facteur, nous avons utilisé des simulations Monte-Carlo dans lesquelles nous n'avons inclus qu'un seul état intermédiaire - dont nous avons fait varier l'énergie - alimenté depuis la résonance par une transition ayant une distribution isotrope. La Fig. 4.41 présente deux exemples du nombre de  $\gamma$  détectés par un détecteur divisé par le nombre total de  $\gamma$  détectés par le multi-détecteur en coïncidence avec le plan focal de DRAGON en fonction de l'énergie du photon émis depuis la résonance. Nous avons présenté deux détecteurs, situés à égale distance du centre de la cible et sur les faces latérales (cf. Fig 4.12) de la chambre de réaction. Les deux détecteurs sont situés de part et d'autre de l'axe du faisceau, l'un avant la cible et l'autre proche de l'entrée de DRAGON. La différence entre le nombre de coups détectés dans les deux cristaux apparaît lorsqu'on impose la coïncidence entre le plan focal de DRAGON et les BGO dans les simulations.

Nous avons ainsi extrait la distribution angulaire de la région comprise entre 10,5 et 12,5 MeV. Cette distribution angulaire, donnée en Fig. 4.42b, présente un maximum pour  $\theta = 90^\circ$ . La distribution de spins (cf Fig. 4.28b) et les simulations précédentes suggèrent pour cette énergie un spin de la voie d'entrée autour de  $2^+$  ainsi qu'une alimentation forte de l'état  $1^+, T = 1$  à 11,446 MeV. Le schéma 4.42a résume cette voie de décroissance. Les deux transitions, depuis la résonance vers l'état intermédiaire et de cet état au fondamental, sont toutes deux des transitions dipolaires  $\Delta T = 1$ .

Dans cette décroissance les deux transitions ont la même distribution angulaire  $W(\theta)$  que nous avons calculée en utilisant les règles données en Annexe C :

$$W(\theta) = 1,25 - 0,75 \times \cos^2(\theta_\gamma). \quad (4.21)$$

Cette distribution a directement été utilisée pour ajuster nos données sur la Fig. 4.42b en utilisant deux paramètres d'ajustement pour pouvoir l'adapter à la statistique. Il est important de noter que dans cette région ont lieu non seulement l'alimentation du  $1^+, T = 1$  et sa décroissance mais également l'alimentation d'autres états comme le  $2^+, T = 1$  qui semble également important pour

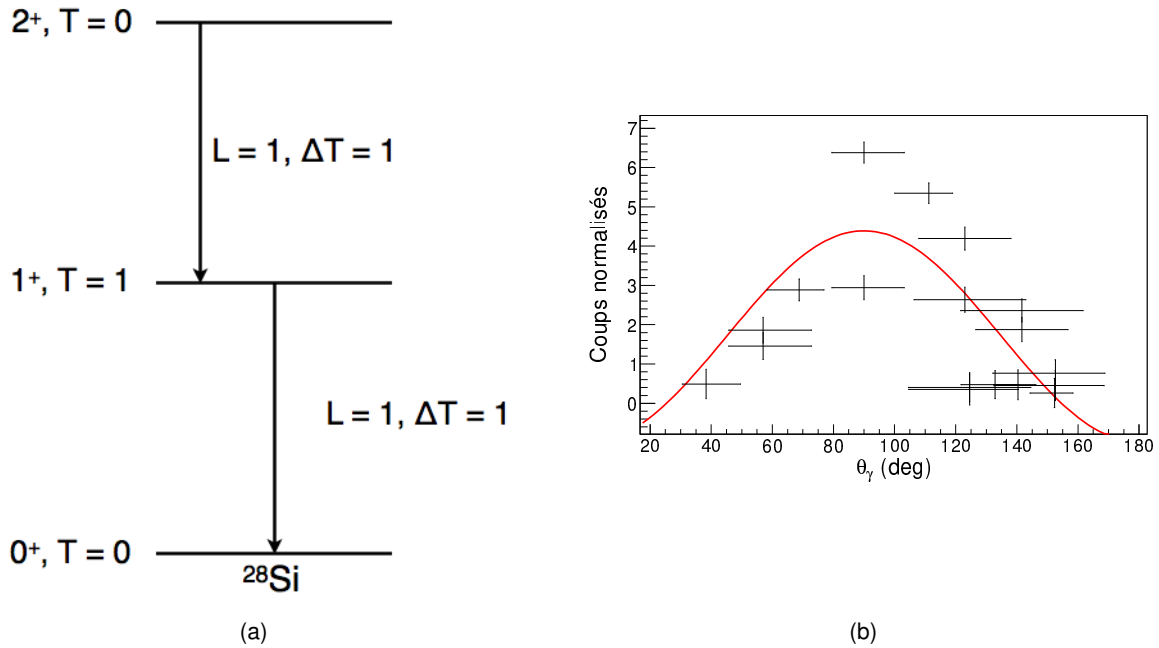


FIGURE 4.42: Distribution angulaire des photons dans la région  $10,5 \leq E_\gamma \leq 12,5$  MeV pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV. La courbe en rouge (b) représente la distribution angulaire théorique d'une transition  $2^+ \rightarrow 1^+$  dont l'expression est donnée en Eq. 4.21 ajustée à nos données.

expliquer la région autour de 10 MeV. Cette distribution angulaire, à elle seule, ne permet donc pas de conclure sur l'alimentation du  $1^+, T = 1$ . Cependant elle va dans le même sens que notre hypothèse précédente : celle d'une alimentation importante de l'état  $1^+, T = 1$  à 11,446 MeV lors de la décroissance de la résonance.

Supposons à présent que la voie d'entrée soit caractérisée par un spin  $1^-$ , dans ce cas la distribution angulaire pour la transition vers l'état  $1^+, T = 1$  serait de la forme :

$$W(\theta) = 0,75 + 0,75 \times \cos^2(\theta_\gamma). \quad (4.22)$$

Une distribution de cette forme présente un minimum à  $90^\circ$ , qui serait incompatible avec la distribution angulaire expérimentale donnée en Fig. 4.42b. La distribution angulaire que nous obtenons pour la région entre 10,5 et 12,5 MeV nous permet donc également de valider l'hypothèse d'un spin  $2^+$  dans la voie d'entrée.

## 4.5 Réévaluation des sections efficaces de capture radiative

Lors des expériences de capture radiative de Sandorfi *et al.* [115], le dispositif expérimental utilisé ne permettait pas d'observer le flux dans la région autour de 11 MeV. Les sections efficaces de capture radiative extraites de ces données ne sont donc pas complètes. Les différents scénarios utilisés jusqu'à présent nous ont permis d'obtenir un bon accord avec les spectres expérimentaux. À l'énergie la plus haute explorée dans ce travail ( $E_{c.m.} = 7,2$  MeV), nous avons montré qu'un mélange,

dans la voie d'entrée, de deux spins ( $2^+$ ,  $3^-$ ) permet d'avoir une bonne reproduction des différentes régions du spectre aussi bien à haute énergie dans la région où la résonance décroît directement vers les premiers états excités qu'autour de 11 MeV. À l'énergie la plus basse ( $E_{c.m.} = 6,6$  MeV), nous avons vu qu'il est nécessaire d'introduire une alimentation préférentielle de certains états  $T = 1$  pour reproduire la région autour de 11 MeV. La bonne reproduction des spectres  $\gamma$  que nous avons réussi à obtenir dans les sections précédentes, nous a permis d'obtenir la fonction de réponse de DRAGON pour notre système.

La section efficace de capture radiative peut être évaluée en utilisant la relation :

$$\sigma_{RC} = \frac{N_r}{N_c \cdot N_i \cdot T_a} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{det}} \cdot 10^{24}, \quad (4.23)$$

où  $N_r$ ,  $N_c$ , et  $N_i$  représentent respectivement : le nombre de noyaux de recul détectés au niveau du plan focal de DRAGON, le nombre d'atomes de  $^{12}\text{C}$  dans la cible, le nombre d'ions de  $^{16}\text{O}$  arrivant sur la cible et le temps actif de détection.  $T_a$  correspond au temps pendant lequel le faisceau est envoyé sur la cible moins le temps mort de l'électronique entre 8% et 17% respectivement pour l'énergie la plus basse et la plus haute. Enfin  $\varepsilon_{det}$  tient compte de l'efficacité de détection et comprend différents paramètres :

$$\varepsilon_{det} = \varepsilon_{DSSD} \cdot \varepsilon_{DRAGON} \cdot FEC(8^+) \quad (4.24)$$

- $\varepsilon_{DSSD}$  : l'efficacité de détection du DSSD placé au niveau du plan focal de DRAGON. Proche de 100% cette efficacité diminue légèrement pour des ions de basse énergie et valait  $96.2 \pm 0.1\%$  [127] à nos énergies de faisceau,
- $\varepsilon_{DRAGON}$  : qui comprend l'acceptance et la transmission des ions à travers DRAGON. Ce paramètre est directement extrait des simulations GEANT3 présentant le meilleur accord avec les spectres  $\gamma$ . Pour l'énergie la plus haute,  $E_{c.m.} = 7,2$  MeV nous obtenons un  $\varepsilon_{DRAGON}$  de 29,7 % en utilisant la simulation avec mélange de spins  $2^+, 3^-$  (72 %, 28 %). Pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV, nous avons utilisé la simulation avec l'alimentation favorisée des  $T = 1$  en partant d'un spin  $2^+$ , l'acceptance pour cette simulation est de 27,4 %.
- $FEC(8^+)$  : la proportion de  $^{28}\text{Si}$  ayant un état de charge  $8^+$  après la cible. Des calculs de distributions d'états de charge donnent un  $FEC(8^+)$  de 27,7% pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV et 24,3% pour  $E_{c.m.} = 7,2$  MeV.

En utilisant ces différents paramètres et l'équation 4.23 nous obtenons respectivement des sections efficaces de 823 et 222 nbarn pour  $E_{c.m.} = 7,2$  et 6,6 MeV. Ces sections efficaces sont à comparer aux sections efficaces de réaction données par Čujec et Barnes [134] obtenues à ces énergies : 30 et 8  $\mu\text{barn}$ . Les sections efficaces de fusion et les sections efficaces de capture radiative provenant de Lebhertz *et al.* [112] et de ce travail sont données en Fig. 4.43. Pour les cinq énergies où nous avons mesuré les sections efficaces de capture radiative, nous trouvons que celles-ci représentent une proportion entre  $2,7 \times 10^{-5}$  et  $9,6 \times 10^{-5}$  de la section efficace totale de fusion dans la région entre  $0,84 \times V_B$  et  $1,15 \times V_B$ .

L'incertitude totale sur la section efficace peut être estimée à partir de l'équation 4.25 :

$$\frac{\Delta\sigma_{RC}}{\sigma_{RC}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_r}{N_r}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_c}{N_c}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_i}{N_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_a}{T_a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon_{det}}{\varepsilon_{det}}\right)^2} \quad (4.25)$$

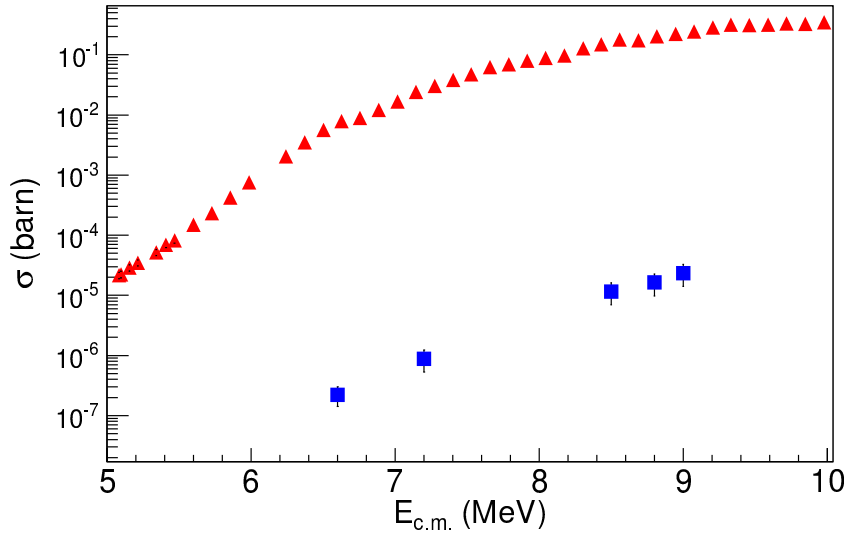


FIGURE 4.43: Sections efficaces de la réaction  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  dans la région 5-10 MeV provenant de [134, 116] (triangles rouges) ainsi que les sections efficaces de capture radiative mesurées par Lebhertz et al. [112] et les points provenant de notre étude (carrés bleus).

L'incertitude sur le temps actif est estimée à environ  $\sim 10\%$ , celle sur l'efficacité de détection est, quant à elle, de  $\sim 32\%$ . Cette source d'erreur importante provient principalement de la partie correspondant au transport et à la transmission des ions à travers DRAGON qui est reproduite par les simulations avec une erreur de  $\pm 15\%$ . Au final, en utilisant l'équation 4.25, nous obtenons des erreurs sur nos sections efficaces de  $33\%$  pour  $E_{c.m.} = 7,2$  MeV et de  $35\%$  pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV. Afin de prendre en compte l'incertitude sur la reproduction des spectres  $\gamma$  nous majorerons nos erreurs à  $40\%$  dans les deux cas.

$E_{c.m.}$ (MeV)	Spin attribué	$\sigma_{RC}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{RC}/\sigma_{fus}(10^{-5})$
9	$5^-$ (8%), $6^+$ (86%)	$23,4 \pm 5,7$	9,63
8,8	$5^-$ (84%), $6^+$ (16%)	$16,3 \pm 4,0$	7,62
8,5	$5^-$ (44%), $6^+$ (56%)	$11,6 \pm 2,8$	6,82
7,2	$2^+$ (72%), $3^-$ (28%)	$0,88 \pm 0,18$	2,75
6,6	$2^+$	$0,22 \pm 0,04$	2,77

TABLEAU 4.7: Résultat des cinq énergies explorées dans le système  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$

Nos mesures tendent à montrer que, sous la barrière, la section efficace de capture radiative représente une part moins importante de la section efficace de réaction qu'au-dessus de la barrière. Si cette tendance est confirmée vers des énergies plus faibles et en particulier vers la fenêtre de Gamow, alors le processus de capture radiative d'ions lourds doit être négligeable aux énergies astrophysiques et donc dans la nucléosynthèse stellaire. Cependant le rapport  $\sigma_{RC}/\sigma_{fus}$  ne semble pas varier sous la barrière. Pour une variation d'énergie de bombardement quasiment identique au-dessus de la barrière ( $\sim 500$  keV entre la structure à 9 MeV et celle à 8,5 MeV), nous observons



une diminution du rapport de l'ordre de 30 %, alors que pour nos deux points sous la barrière ce rapport reste constant.

## 4.6 Discussions

Ce travail fait partie d'une série d'expérience de capture radiative autour de la barrière de Coulomb dans les systèmes légers  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  [112] et  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  [114].

### 4.6.1 Importance des états $T = 1$

Nous avons montré dans la section précédente que les états  $T = 1$  et en particulier l'état  $J^\pi = 1^+$ ,  $T = 1$  à 11,446 MeV semblent jouer un rôle important dans la décroissance à  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV. Les différentes données expérimentales obtenues en (e,e') [139] et (p,p') [142] mettent en évidence une résonance dipolaire géante dont le barycentre correspond à cet état [121]. Afin de tenter de comprendre pourquoi cet état semble important dans la décroissance nous avons calculé à l'aide du modèle en couches la distribution de force M1 IV, en utilisant cet état  $1^+$  comme état initial. En 1955, Brink [144] émit l'hypothèse que des résonances géantes pouvaient être construites sur tout état du noyau et que leurs propriétés ne devaient pas dépendre fortement de l'état sur lequel elles étaient bâties. Cette résonance bâtie sur un état excité doit par contre avoir des caractéristiques identiques à celle bâtie sur le fondamental. En particulier son énergie doit correspondre à l'énergie de la résonance bâtie sur le fondamental plus l'énergie de l'état sur lequel elle est bâtie. Cette hypothèse est aujourd'hui connue sous le nom de Brink-Axel [145].

En supposant que nous bâtissons une résonance M1 IV sur l'état  $J^\pi = 1^+$ ,  $T = 1$ , nous pouvons donc avoir des états  $J^\pi = 0^+$ ,  $1^+$  et  $2^+$ ,  $T = 0$ . Notre mécanisme de réaction nous interdit d'alimenter des états  $1^+$  dans la voie d'entrée, à condition que le  $^{12}\text{C}$  et le  $^{16}\text{O}$  soient dans leurs états fondamentaux. L'énergie,  $E_{IVGDR_{1^+}}$  de cette résonance bâtie sur cet état doit donc se trouver à :

$$E_{IVGDR_{1^+}} \sim E_x(1^+, T = 1) + E_{IVGDR_{0^+}} \quad (4.26)$$

or dans notre cas l'énergie de la résonance bâtie sur le fondamental,  $E_{IVGDR_{0^+}}$  correspond à l'énergie de l'état sur lequel nous bâtissons notre résonance :  $E_x(1^+, T = 1) \sim E_{IVGDR_{0^+}}$ . Nous obtenons donc finalement que l'énergie de cette seconde résonance doit être :

$$E_{IVGDR_{1^+}} \sim 2 \times E_x(1^+, T = 1), \quad (4.27)$$

soit  $\sim 22,82$  MeV. Cette énergie est très proche de l'énergie d'excitation de l'état d'entrée peuplé à l'énergie la plus basse ( $E_x = 23,35$  MeV).

Nous avons donc calculé avec la même interaction et les mêmes charges effectives que pour la Fig. 4.36b, la distribution de force M1 IV vers les états  $2^+$ ,  $T = 0$  à partir de l'état  $1^+$ ,  $T = 1$  à 11,446 MeV. Le résultat de notre calcul est présentée en Fig. 4.44. Contrairement à celle obtenue précédemment (cf Fig. 4.36b) la force est plus segmentée dans ce cas. Cet effet peut notamment être expliqué par la différence entre le nombre d'états  $2^+$ ,  $T = 0$  et le nombre d'états  $1^+$ ,  $T = 1$ . Pour obtenir une représentation plus lisible, nous avons convolué nos calculs par une gaussienne. Pour chaque état, l'intégrale de la gaussienne correspond à la force obtenue. La distribution après convolution est présentée en Fig. 4.44b.

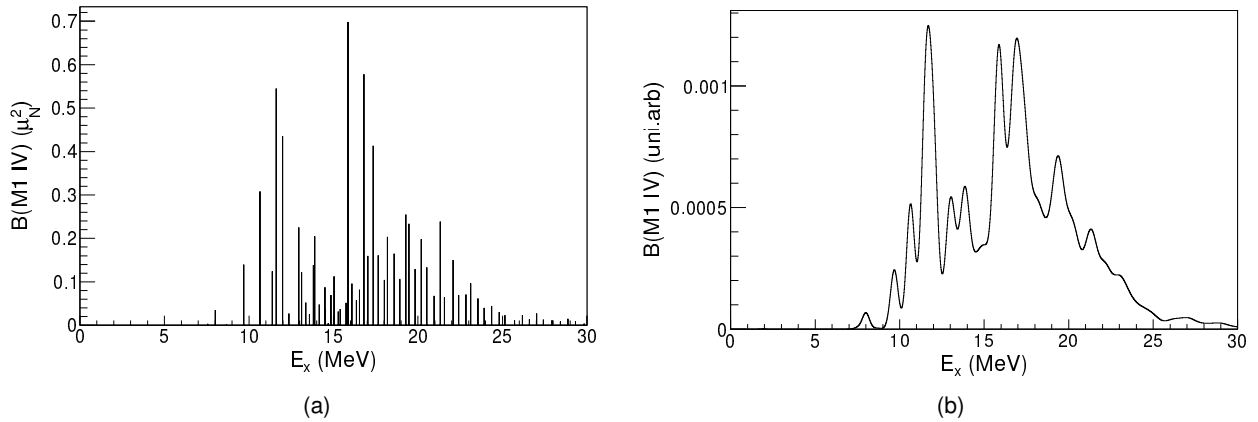


FIGURE 4.44: Fonction de structure M1,  $\Delta T = 1$  en partant de l'état  $1^+$ ,  $T=1$  à 11,446 MeV de  $^{28}\text{Si}$  vers des états  $2^+$ . (a) Distribution obtenue avec l'interaction PSDPF et les charges effectives standard. (b) La même distribution convoluée avec une gaussienne.

La Fig. 4.44 ne montre pas d'augmentation forte de la force M1 dans la région d'entrée dans  $^{28}\text{Si}$  par rapport aux énergies explorées dans le travail précédent [112]. Rappelons cependant que l'espace de valence pour les états de parité positive est un espace  $0\hbar\omega$ . Aux énergies auxquelles nous travaillons, la présence d'états  $2\hbar\omega$  ou plus est toutefois probable. Notre fonction de structure ne contient donc qu'une partie de la force totale. Il est donc difficile à partir de ces calculs de corrélérer l'alimentation forte des états  $T = 1$  et un possible phénomène d'excitation bâti sur l'état  $1^+$ ,  $T = 1$  à 11,446 MeV.

La décroissance de la voie d'entrée *via* des états  $T = 1$  peut également être interprétée par la diminution des probabilités des transitions dipolaires isoscalaires dans les noyaux  $N = Z$ . De plus les états  $T = 1$  que nous semblons alimenter préférentiellement, bien que situés au-dessus du seuil  $\alpha$ , ne peuvent pas décroître par cette voie particule à cause des règles de sélection sur l'isospin. Ils sont donc privilégiés à la fois par les règles de sélection électromagnétiques et par notre dispositif expérimental puisque les spectres  $\gamma$  étudiés sont en coïncidence avec les noyaux de  $^{28}\text{Si}$  arrivant au niveau du détecteur du plan focal de DRAGON. Les  $\gamma$  correspondant à l'alimentation d'états non liés ne sont donc pas présents dans nos spectres  $\gamma$ .

#### 4.6.2 Comparaison avec le système voisin : $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$

La décroissance  $\gamma$  de certaines résonances observées par Bromley *et al.* [37] dans le système  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  a également été étudié par Jenkins *et al.* [114, 113]. Dans la réaction  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)$ , seuls les  $l$  pairs contribuent à la section efficace car elle entre dans le cadre d'une collision de bosons identiques. Seuls des spins  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ , ... peuvent donc être peuplés dans  $^{24}\text{Mg}$ . Cette étude a également montré l'importance des transitions M1  $\Delta T = 1$  lors de la décroissance de certaines voies d'entrée. En particulier, pour les énergies proches de la barrière de Coulomb ( $V_B \sim 6$  MeV), une forte alimentation des états  $T = 1$  a été observée [114]. Trois états  $T = 1$  semblent notamment jouer un rôle important dans la décroissance des résonances proches de la barrière :  $1^+$  à 9,97 et 10,71

MeV et  $2^+$  à 10,06 MeV. Nous avons utilisé l'interaction PSDPF avec les facteurs gyromagnétiques donnés dans Richter *et al.* [16] afin de calculer les distributions de force M1 isovectorielle dans  $^{24}\text{Mg}$  à partir de l'état fondamental. Les résultats de nos calculs sont donnés en Fig. 4.45.

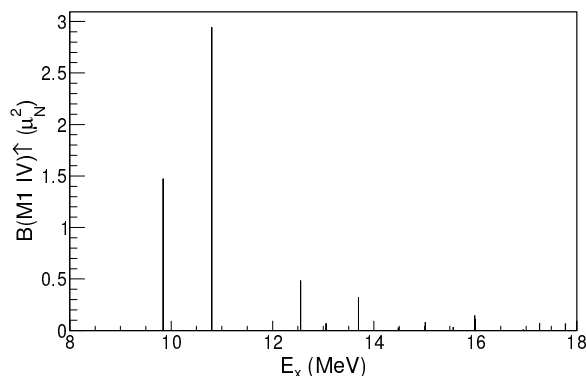


FIGURE 4.45: Fonction de structure M1  $0^+ \rightarrow 1^+$ ,  $T = 1$  dans  $^{24}\text{Mg}$  calculée avec l'interaction PSDPF et les facteurs gyromagnétiques donnés dans [16].

Comme pour  $^{28}\text{Si}$  (cf Fig. 4.36b), les calculs de type modèle en couches (cf Fig. 4.45) montrent que l'essentiel de la force M1, en partant de l'état fondamental, est concentrée sur les états  $1^+$ ,  $T=1$  situés à 9,97 et 10,71 MeV, ce qui est en accord avec les données expérimentales [121]. De plus nous obtenons pour la région  $E_x \leq 15$  MeV  $\sum B(M1)$  de  $5,32 \mu_N^2$  qui est en accord avec la valeur de  $5,84 \pm 0,40$  donnée dans la littérature [146]. Les deux états  $1^+$   $T = 1$ , observés dans la décroissance des résonances à  $E_{c.m.} = 6,0$  et  $6,8$  MeV dans  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  sont les deux états concentrant la majorité de la règle de somme M1 isovectorielle. À ces énergies le système  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  est donc dans une situation similaire à celle observée dans  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  à  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV. Dans les deux cas, les états ayant un fort  $B(M1)$  vers les états fondamentaux des deux noyaux sont alimentés préférentiellement.

Il est également important de noter que contrairement au  $^{28}\text{Si}$ , la bande construite sur l'état fondamental de  $^{24}\text{Mg}$  est de déformation *prolate*, elle a donc une déformation proche de celle que nous pouvons attribuer à la voie d'entrée  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . Il n'y a donc pas de transitions entre des états de déformations différentes dans ce cas. Cet aspect lié à la déformation des noyaux semble important pour expliquer l'alimentation des états de la bande du fondamental. Dans les spectres obtenus dans les réactions  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)$  [114, 113] avec le même dispositif expérimental (DRAGON+BGO), les transitions vers l'état fondamental et le premier état excité sont observées. Ces différences ne peuvent pas être uniquement expliquées par des effets d'acceptance du spectromètre, en effet, pour la résonance située à la barrière dans  $^{24}\text{Mg}$ , l'ouverture angulaire maximale des noyaux de recul correspond à  $\theta_{max} = 38,8$  mrad.

#### 4.6.3 Comparaison avec les résultats obtenus dans $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ au dessus de la barrière de Coulomb

Les énergies de bombardement explorées dans l'étude précédente [112] dans le système  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  sont situées au-dessus de la barrière de Coulomb. Nous avons vu que deux d'entre elles correspondent à des résonances vers le  $2_1^+$  (cf. Fig 4.3b),  $E_{c.m.} = 8,5$  et  $9$  MeV et que la

troisième correspond à une énergie ne présentant pas de structure dans cette fonction d'excitation. Les spectres de la Fig. 4.46 ont été normalisés à la statistique du spectre obtenu à  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV. Sont également présentés en 4.46b les mêmes spectres mais alignés sur les différentes énergies d'entrées.

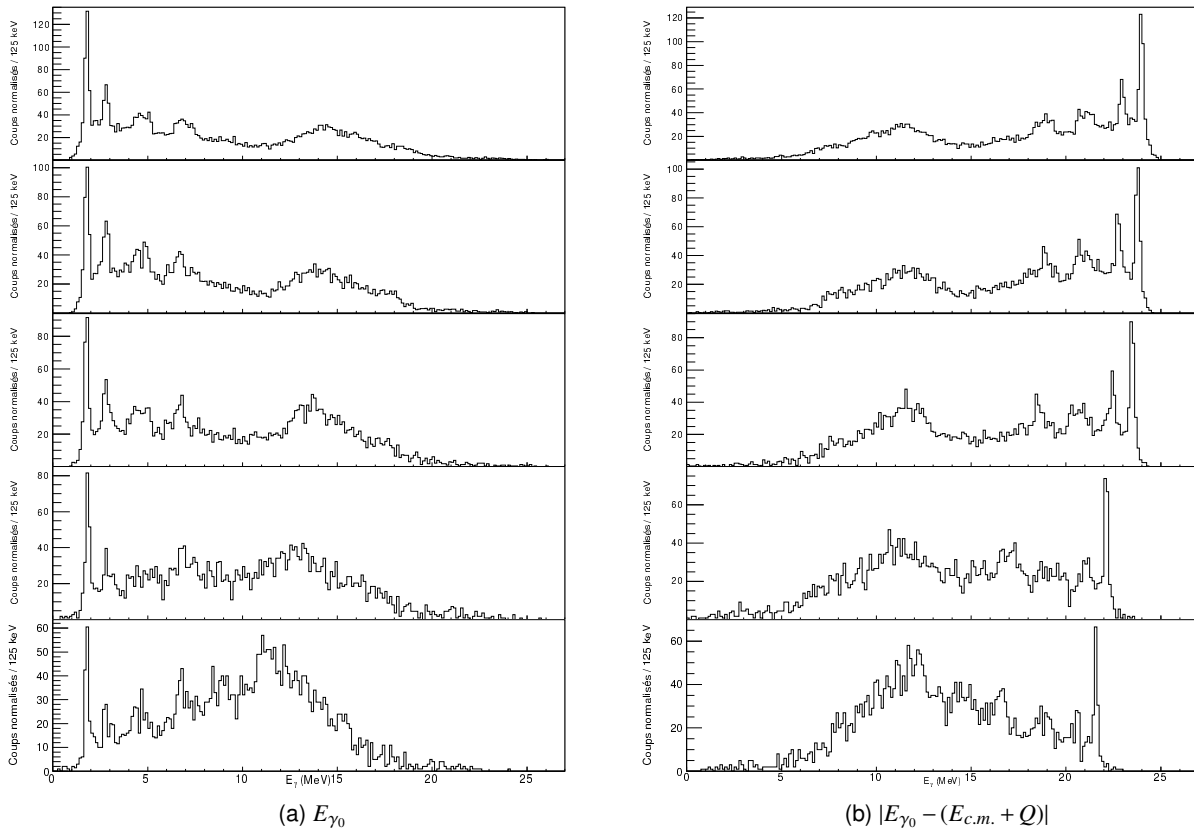


FIGURE 4.46: Comparaison entre les différentes énergies explorées lors de notre expérience précédente [112] et celle de ce travail sous la barrière. De haut en bas  $E_{c.m.} = 9,0; 8,8; 8,5; 7,2$  et  $6,6$  MeV. (a) Les différents spectres sont alignés en 0. (b) Les spectres sont alignés sur l'énergie d'entrée dans le système. Les spectres sont normalisés à la statistique obtenue à  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV.

La comparaison entre les différentes énergies semble montrer une importance croissante, lorsque l'énergie de bombardement diminue, de la région correspondant à l'alimentation d'états autour de 11 MeV depuis les voies d'entrées. Il est cependant important de garder à l'esprit qu'avec la diminution de l'énergie de bombardement, la région correspondant à l'alimentation d'états autour de 11 MeV et leur décroissance directement vers le fondamental de  $^{28}\text{Si}$  correspondent quasiment à la même énergie dans nos spectres. En comparant les rapports d'embranchement inclus dans nos simulations vers cette région, on s'aperçoit que pour nos énergies la région  $E_x \geq 10$  MeV représente autour de  $\sim 30\%$ . En utilisant le même calcul de rapports d'embranchement, nous estimons pour les spins donnés dans le tableau 4.7 que le flux vers les états au dessus de 10 MeV pour ces énergies est proche de  $\sim 50\%$ . Cet effet peut donc expliquer partiellement la différence d'intensité et la région correspondant à l'alimentation d'états autour de 11 MeV. Il est intéressant de noter que

pour toutes les énergies, le rapport entre l'intensité des transitions  $2_1^+ \rightarrow 0^+$  (1,78 MeV) et  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$  (2,84 MeV) semble être le même. Il est donc possible que ces transitions soient principalement dues à la décroissance des états intermédiaires. L'intensité de la transition  $3_1^- \rightarrow 0^+$  (6,88 MeV) est plus difficile à interpréter. Nous avons montré à l'aide des différents scénarios que l'intensité de cette transition ne pouvait être reproduite à nos énergies qu'en supposant la présence d'une voie d'entrée de parité négative aux énergies de bombardement. Les spectres obtenus avec la cible de  $^{13}\text{C}$  montrent également que cette région peut être fortement contaminée par la réaction  $^{13}\text{C}(^{16}\text{O},n)^{28}\text{Si}$ .

Il a été montré à l'aide de la théorie des groupes, que le mouvement intrinsèque d'un système di-nucléaire conduisait à l'apparition de bande rotationnelle avec des séquences de spin  $0^+$ ,  $1^-$ ,  $2^+$ , etc.. Les tentatives d'attribution de spins pour les énergies de bombardement au-dessus de la barrière sont données dans le tableau 4.7. En ajoutant les cinq points obtenus dans ces deux études à la systématique de spins issue du travail de Metelko *et al.* [110], nous obtenons la Fig. 4.47a.

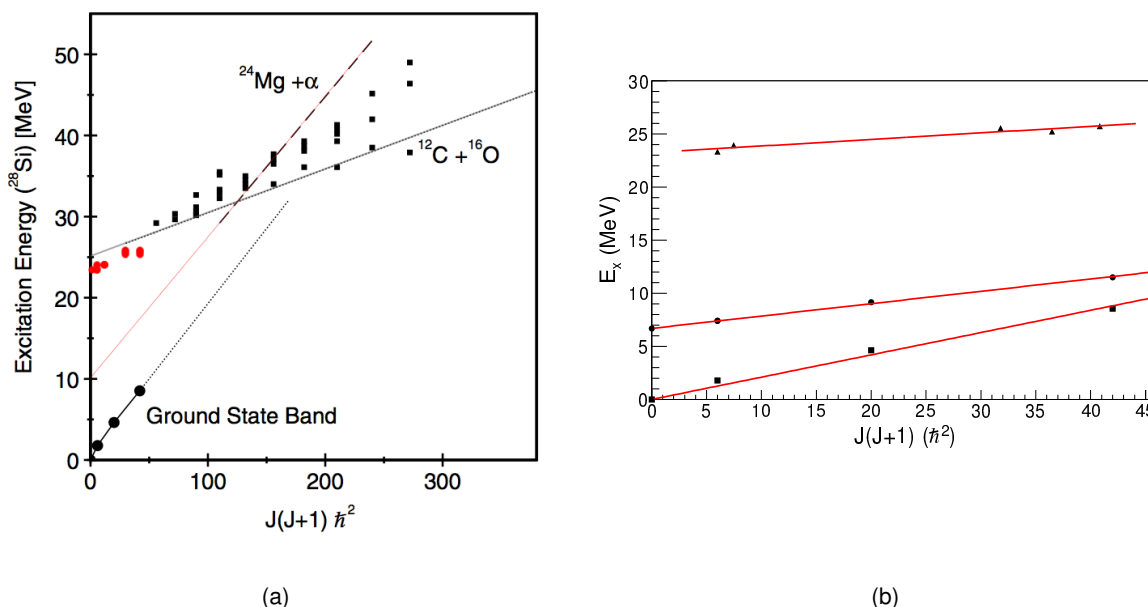


FIGURE 4.47: Systématique de spins obtenus dans  $^{28}\text{Si}$ . (a) Systématique de spins dans le  $^{28}\text{Si}$  issue de Metelko *et al.* [110]. Les différentes énergies explorées dans le travail de Lebhertz *et al.* et dans ce travail sont ajoutés (disques rouges). (b) Systématique de spins de la bande fondamentale de  $^{28}\text{Si}$  (oblate, carrés pleins), prolate bâtie sur le  $0_3^+$  (disques) et les spins obtenus dans le travail précédent [112] et ce travail (triangles).

Sur la Fig. 4.47a, les points ajoutés semblent suivre la même systématique que ceux obtenus dans les réactions de *break-up*. Nos tentatives d'attribution de spins sont donc compatibles avec le moment angulaire de grazing théorique du système  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ . À partir des spins attribués dans cette étude et ceux de l'étude précédente [112] et en considérant une bande rotationnelle, nous pouvons estimer son énergie rotationnelle  $\hbar^2/2I$ . Sur la Fig. 4.47b, nous avons reporté les systématiques de spins de la bande *oblate* du fondamental, *prolate* bâtie sur le  $0_3^+$  et les points provenant de nos deux études  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)$ . Pour les voies d'entrées décrites par un mélange de deux spins, nous

avons calculé un spin moyen en utilisant le tableau 4.7. Ces spins non entiers ne changent pas le résultat de l'ajustement linéaire que nous avons réalisé par rapport à des points pondérés.

Pour les points correspondant aux données  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ , nous obtenons une énergie de  $62 \pm 10$  keV. Cette valeur est à comparer à l'ajustement obtenu par Metelko *et al.* sur les données de *break-up* pour lesquelles  $\hbar^2/2\mathcal{I} = 44 \pm 8$  keV. Les deux mesures sont compatibles et, associées avec une structure rotationnelle, donnent une déformation proche de celle prédite pour une structure de type  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  [110]. L'ajustement de la bande *prolate* bâtie sur  $0_3^+$  donne un  $\hbar^2/2\mathcal{I}$  de  $\sim 116 \pm 2$  keV alors que celui de la bande oblate du fondamental donne une valeur de  $210 \pm 11$  keV. La déformation correspondant à nos voies d'entrée est donc effectivement plus proche d'une déformation de type *prolate* que d'une déformation *oblate*. Rappelons qu'au chapitre 2.5, nous avons vu que les calculs de dynamique moléculaire antisymétrisée (AMD) prédisent trois bandes de déformation *prolate* dans le  $^{28}\text{Si}$ , la bande à basse énergie bâtie sur le  $0_3^+$ , une bande bâtie sur un état d'énergie intermédiaire ( $\sim 16$  MeV) et une dernière bande à haute énergie dans la région où nous peuplons le  $^{28}\text{Si}$  ( $\sim 25$  MeV) [41].

Les différentes bandes *prolate* sont liées dans ces calculs à des structure en agrégats de type  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ . Notons en particulier que pour les auteurs, les deux bandes *prolates* excitées apparaissent à cause des mouvements relatifs des deux agrégats. Ce sont ces mouvements qui génèrent des bandes rotationnelles ayant une séquence de spins  $0^+$ ,  $1^-$ ,  $2^+$ , *etc.* [147]. Il devrait donc être possible d'observer des transitions plus fortes à l'intérieur de la bande. Dans nos travaux, la décroissance des différentes voies d'entrée les unes vers les autres n'a cependant pas pu être mise en évidence pour plusieurs raisons :

- la séparation en énergie entre les différentes voies d'entrée est très faible ( 500 keV),
- ces transitions correspondent à des E1,  $\Delta T = 0$ . Comme le  $^{28}\text{Si}$  est un noyau  $N = Z$ , ces transitions sont théoriquement interdites par les règles de sélection sur l'isospin. Il est donc normal de ne pas les observer.

## 4.7 Conclusion

Le but de cette étude était de mesurer pour la première fois la totalité du flux  $\gamma$  de capture radiative à deux énergies sous coulombiennes connues pour être des résonances du système  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ . Aux deux énergies, nous avons identifié pour la première fois une forte alimentation des états au dessus du seuil particule directement depuis la résonance qui représente respectivement 28,6 % et 39 % du flux provenant des voies d'entrée à  $E_{c.m.} = 7,2$  et 6,6 MeV. Les spectres expérimentaux ont pu être interprétés en faisant intervenir des spins  $2^+$  et  $3^-$  en accord avec les distributions de spins calculées pour ces énergies. Pour l'énergie la plus basse cependant, une alimentation préférentielle des états  $T = 1$ ,  $2^+$  (11,433 MeV) et  $1^+$  (11,446 MeV) a dû être ajoutée pour pouvoir reproduire la région autour de 11 MeV.

La bonne reproduction des spectres expérimentaux par les simulations de type Monte-Carlo, nous a permis d'avoir accès à la fonction de réponse du spectromètre DRAGON pour le système  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  aux énergies sous-coulombiennes. Nous avons donc pu extraire de nos données des sections efficaces de capture radiative sous la barrière qui sont plus importantes que celles tabulées antérieurement à ces énergies. Ainsi pour  $E_{c.m.} = 6,6$  MeV nous obtenons une section efficace de  $0,22 \pm 0,08 \mu\text{b}$  et de  $0,88 \pm 0,35 \mu\text{b}$  à  $E_{c.m.} = 7,2$  MeV. Ces sections efficaces de capture radiative

représentent une part moins importante de la section efficace de réaction que ce qui avait été mesuré au-dessus de la barrière.

L'alimentation directe des états de la bande *prolate*,  $0_3^+$  et  $2_{2,3}^+$ , depuis la voie d'entrée a été observée aux deux énergies. Il n'a pas été possible de mettre en évidence une alimentation privilégiée de ces états. En effet les calculs de rapport d'embranchement que nous avons effectués avec les forces moyennes des transitions électromagnétiques dans la région du  $^{28}\text{Si}$  semble être suffisant pour reproduire l'alimentation de ces états depuis la voie d'entrée. Il est important de rappeler ici que par construction les forces moyennes lissent les effets de structure sur les transitions électromagnétiques.

L'alimentation d'états  $T = 1$  dans la décroissance de la voie d'entrée pour l'énergie la plus basse explorée dans ce travail est intéressante car elle est similaire à ce qui a pu être observé dans le système voisin  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  aux énergies proches de la barrière de Coulomb [114]. La comparaison avec les données  $(e,e')$  et  $(p,p')$  et les calculs de type modèle en couches montre que les états que nous semblons alimenter de manière privilégiée sont les états ayant les  $B(M1, 0_{g.s.}^+ \rightarrow 1^+, T = 1)$  les plus élevés. Cette importance des états  $T = 1$  peut être comprise par la réduction des probabilités des transitions dipolaires  $\Delta T = 0$  dans les noyaux  $N = Z$ , mais pourrait également refléter l'apparition à ces énergies d'un phénomène de double résonance [121]. Afin de trancher entre les différentes hypothèses, il pourrait être intéressant d'étudier un système  $N \neq Z$  dans lequel les règles de sélection sur l'isospin n'entreraient pas en compte. Le système  $^{12}\text{C}(^{14}\text{C},\gamma)^{26}\text{Mg}$  pourrait être un bon candidat pour une étude complémentaire de ce type, la fonction d'excitation  $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$  présentant également des résonances étroites corrélées dans différentes voies de réaction.

Cette étude et plus généralement l'ensemble des mesures effectuées dans les systèmes  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  et  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  gagneraient à être approfondies à l'aide de détecteurs  $\gamma$  efficaces et de meilleure résolution. La différenciation des états dans la région autour de 10 MeV, nous permettrait de trancher plus clairement sur les différents scénarios envisagés dans ces études. Il serait par exemple intéressant de remplacer une partie des BGO entourant la chambre à réaction de DRAGON par des scintillateurs au  $\text{LaBr}_3$ , qui ont une densité de  $5,08 \text{ g/cm}^3$ , ce qui leur confère une bonne efficacité d'absorption ( $\sim 50\%$  pour une épaisseur de  $2,36 \text{ cm}$  [148]).





# Conclusion

---

Au cours de ce travail, nous avons cherché à mettre en évidence l'émergence d'excitations  $n\hbar\omega$  dans les noyaux de la couche  $sd$  et à mesurer les transitions entre ces états et les états normaux. Cette étude s'appuie en particulier sur les isotopes de Si qui constituent un micro-laboratoire idéal pour l'étude de la coexistence de formes depuis la vallée de stabilité ( $N = Z$ ) jusqu'à la fermeture de couche ( $N = 20$ ). Dans ce cadre, nous avons effectué deux expériences, utilisant deux mécanismes de réactions différents et reposant sur de la spectroscopie  $\gamma$  en coïncidence avec les fragments de réaction. Nous avons ainsi pu mesurer des transitions électromagnétiques entre états provenant de différentes excitations.

La première expérience visait à compléter la spectroscopie des noyaux de la couche  $sd$  autour de  $N=20$  en mesurant les temps de vie des états normaux et des états intrus de parité négative précédemment observés lors d'une expérience PRISMA-CLARA réalisée dans notre collaboration avec l'Université de West of Scotland. La réaction profondément inélastique  $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$  nous a permis d'alimenter un grand nombre d'isotopes riches en neutrons autour de  $Z = 16$ , dans lesquels des durées de vie pourront être extraites en plus de ce travail.

Dans ce manuscrit, nous présentons les durées de vie extraites dans les noyaux  $^{35,36}\text{S}$  et  $^{32,33}\text{Si}$  qui sont bien reproduites dans notre approche modèle en couches, qui prend en compte les excitations  $1\hbar\omega$  pour les noyaux de la couche  $sd$ . La durée de vie du premier état de parité négative de  $^{36}\text{S}$  a été mesurée à nouveau dans notre expérience ainsi que la durée de vie de l'état  $1/2^+$  dans  $^{35}\text{S}$ . Dans les isotopes de Si, nous avons extrait la durée de vie du premier état excité de  $^{32}\text{Si}$  pour lequel nous trouvons des valeurs compatibles avec celles mesurées par la méthode d'atténuation de l'effet Doppler. Dans l'isotope  $^{33}\text{Si}$  ( $N=19$ ), nous avons pu pour la première fois mesurer le temps de vie du premier état excité.

Dans la seconde expérience, nous avons exploré des structures plus complexes, en particulier des structures moléculaires, qui correspondent dans la terminologie du modèle en couches à des excitations  $n\hbar\omega$  avec  $n \geq 4$ . Pour étudier ces structures, nous avons utilisé la réaction rare de capture radiative d'ions lourds à deux énergies de bombardement, qui correspondent à des résonances observées sous la barrière de Coulomb dans le système  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ . Dans cette expérience, nous avons mesuré pour la première fois la totalité du flux  $\gamma$  vers les états liés ou quasi-liés de  $^{28}\text{Si}$ , dans le but de mettre en évidence une décroissance caractéristique d'états déformés mais également de déterminer les propriétés spectroscopiques de ces résonances (spin, parité, etc.). Nous avons observé et déterminé qu'une part importante du flux  $\gamma$ , plus de 25 %, était dirigée vers les états situés au-dessus du seuil d'émission  $\alpha$  aux deux énergies de bombardement.

À l'énergie la plus basse, nous avons par ailleurs identifié l'alimentation privilégiée des états  $T = 1$  lors de la décroissance de la voie d'entrée. En comparant ce système au système voisin  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , nous avons constaté de fortes similitudes pour les voies d'entrée de basse énergie. En effet, dans les deux cas, l'alimentation privilégiée d'états  $T = 1$  autour de 11 MeV est nécessaire pour

interpréter les données. Nous avons ici un effet présent dans deux systèmes voisins pour la décroissance des résonances autour de la barrière de Coulomb. Afin de trancher si cette alimentation relève d'un effet structurel ou résulte uniquement des règles de sélection particulières s'appliquant aux noyaux  $N = Z$ , il serait intéressant à notre sens d'explorer la décroissance d'une réaction de capture radiative d'ions lourds alimentant un noyau  $N \neq Z$ . Un des systèmes que nous pouvons envisager pour une étude de ce type est la réaction  $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$  où des effets résonants ont également été observés à proximité de la barrière de Coulomb.

Aux deux énergies explorées dans ce travail pour le système  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ , nous avons pu mesurer les sections efficaces de capture radiative qui, à cause du flux important vers les états intermédiaires, sont plus importantes que celles qui avaient été mesurées auparavant. Cependant, la section efficace de capture radiative représente une part plus faible de la section efficace de fusion aux énergies situées sous la barrière de Coulomb. En se basant sur des simulations Monte-Carlo, nous proposons également dans ce travail une attribution de spins pour les deux résonances explorées dans ce travail. En complétant nos données par celles de l'étude précédente, nous avons construit une systématique de spins et ainsi montré que les voies d'entrée que nous alimentons sont cohérentes avec une bande de déformation proche de la structure moléculaire  $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$ . Ces résultats sont également en accord avec les prédictions des modèles théoriques tels que AMD.

Les deux expériences étudiées dans cette thèse pourront être complétées dans un futur proche, notamment pour la première partie avec la phase GANIL du détecteur AGATA, par l'utilisation de faisceaux radioactifs. L'utilisation de réactions profondément inélastiques ou de transferts multiples de nucléons avec des faisceaux radioactifs permettra en effet de tester l'évolution de la structure des noyaux vers les plus riches en neutrons. La construction de nouveaux multi-détecteurs basés sur des cristaux scintillants, comme PARIS, alliant efficacité et résolution raisonnable sur une large plage d'énergie pourra permettre dans un premier temps de compléter notre étude en explorant à nouveau les plus basses énergies dans  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  et  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$  afin de confirmer nos scénarios de décroissance. Puis, dans un second temps, PARIS pourrait également être utilisé avec des faisceaux radioactifs pour explorer les résonances  $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$  autour de la barrière.

# Règles de sélection des transitions électromagnétiques

---

## A.1 Règles de sélection liées au spin et à la parité

Nous avons vu dans la section 2.1.1.7, que les opérateurs de transitions électromagnétiques pouvaient être décrits comme une somme d'opérateurs à un corps. Lors d'une transition électromagnétique un nucléon dans un noyau de masse  $A$  émet un photon d'énergie  $E_\gamma$ , de moment angulaire  $L$  et de parité  $\pi_\gamma$ . La conservation de l'énergie impose que  $E_\gamma$  corresponde à la différence d'énergie entre l'état initial d'énergie  $E_i$  et l'état final d'énergie  $E_f$  :

$$E_\gamma = \Delta E = E_i - E_f. \quad (\text{A.1})$$

Cette relation est vraie à condition de négliger le mouvement de recul du noyau dû à l'émission du photon. De manière générale cette approximation est correcte car la correction due au mouvement de recul sur  $E_\gamma$  est de l'ordre de  $10^{-5}$ , ce qui est inférieur à l'incertitude sur la mesure de  $E_\gamma$  [149].

La conservation du moment angulaire lors de la transition électromagnétique impose que le moment angulaire  $L$  de la transition satisfait la relation suivante :

$$|J_f - J_i| \leq L \leq J_f + J_i \quad (\text{A.2})$$

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

Enfin la conservation de la parité conduit à la relation :

$$\pi_i \pi_f \pi_\gamma = +1 \quad (\text{A.3})$$

avec  $\pi_i$  et  $\pi_f$  les parités de l'état initial et final respectivement. La parité  $\pi_\gamma$  de la transition peut s'exprimer en fonction de la multipolarité et du type, électrique ou magnétique, de la transition :

$$\pi_\gamma = (-1)^{L+\sigma} \quad (\text{A.4})$$

où  $\sigma$  dépend du type de transition :

- $\sigma = 0$  pour les transitions électriques
- $\sigma = 1$  pour les transitions magnétiques

Notons qu'une transition  $\gamma$  entre états  $J_i = J_f = 0$  est interdite, ce qui signifie que  $L$  est toujours supérieur à 0.

## A.2 Effets de l'isospin sur les transitions électromagnétiques

De manière générale, les opérateurs de transition électromagnétique ont deux composantes, une isoscalaire et une isovectorielle. Dans ces deux composantes, l'isospin de l'état initial ( $T_i$ ) et final ( $T_f$ ) est présent : avec un symbole de Kronecker  $\delta_{T_i T_f}$  pour la partie isoscalaire, et un coefficient de Clebsch-Gordan pour la partie isovectorielle. Ces deux coefficients imposent qu'il ne peut y avoir de transition électromagnétique entre des états ayant une différence d'isospin plus grande que 1 :

$$\Delta T = |T_i - T_f| \leq 1. \quad (\text{A.5})$$

Dans les noyaux auto-conjugués,  $N = Z$ , comme le  $^{28}\text{Si}$ , des règles de sélection supplémentaires liées à l'isospin s'appliquent. Pour les noyaux auto-conjugués,  $T_3 = \frac{N-Z}{2} = 0$ , de sorte que la plupart des états de basse énergie sont caractérisés par un isospin  $T = 0$ . Ce qui entraîne que lors de transitions entre deux niveaux nous aurons  $\Delta T = 0$ , ce qui correspond à des transitions isoscalaires. Rappelons ici que l'isospin n'est pas un bon nombre quantique quand nous parlons de force électromagnétique, ce qui entraîne que les transitions interdites ne le seront pas rigoureusement mais seront ralenties. Les principales règles de sélection par rapport à l'isospin sont :

- les transitions E1,  $\Delta T = 0$  sont interdites,
- les transitions EL,  $\Delta T = 1$  avec  $L \geq 2$  ne présentent pas d'effets collectifs,
- les transitions M1,  $\Delta T = 0$  sont ralenties, d'un facteur 100 en moyenne, par rapport aux transitions dans les noyaux  $N \neq Z$ ,
- les transitions ML,  $\Delta T = 0$  avec  $L \geq 2$  sont ralenties d'un facteur 30 à 100 en moyenne.

# Largeurs de Weisskopf

## B.1 Modèle de Weisskopf

Pour calculer les rapports d'embranchement de la résonance vers un état, nous utilisons la définition de la force  $S$  d'une transition :

$$S = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_W} \quad (\text{B.1})$$

où  $\Gamma_W$  est la largeur  $\gamma$  estimée avec le modèle de Weisskopf.  $S$  est exprimé en unité Weisskopf (W.u.). Ce modèle repose sur trois hypothèses simples :

1. le noyau est composé d'un cœur inerte plus une particule,
2. la transition EM a lieu entre les états  $J_i = L + \frac{1}{2}$  et  $J_f = \frac{1}{2}$  de ce noyau,
3. les parties radiales des fonctions d'ondes de l'état initial et final sont données par une fonction  $u(r)$  définie par  $u(r) = \text{constante}$  pour  $r \leq R$  et  $u(r) = 0$  pour  $r \geq R$ .

Dans ce modèle, les largeurs  $\Gamma_W$  sont estimées de la manière suivante [15] pour une transition d'énergie  $E_\gamma$  (en MeV) et de multipolarité  $L$  :

$$\Gamma_W(EL) = \hbar \frac{4,4(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{197}\right)^{2L+1} R^{2L} \times 10^{21} \text{ eV} \quad (\text{B.2})$$

pour les transitions électriques, et :

$$\Gamma_W(ML) = \hbar \frac{1,9(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{197}\right)^{2L+1} R^{2L-2} \times 10^{21} \text{ eV} \quad (\text{B.3})$$

pour les transitions magnétiques. Ce modèle trop simpliste ne peut pas être utilisé pour prédire précisément des largeurs de décroissance  $\gamma$  ( $\Gamma_\gamma$ ) mesurées. Il fournit néanmoins une estimation de cette largeur qui permet, en comparant la force de la transition à la valeur moyenne de cette force, pour une région de masse donnée, de déterminer si la transition considérée est accélérée ou ralentie par rapport à une transition provenant d'un état à une particule. Il est ainsi possible d'affirmer, en première approximation, si l'état considéré présente un caractère collectif ou à une particule. Ce modèle présente un autre avantage intéressant. Le fait d'exprimer l'intensité de la transition en unité Weisskopf permet de s'affranchir de la forte dépendance en énergie que présentent les  $\Gamma_\gamma$ .

## B.2 Utilisation des largeurs de Weisskopf

Nous avons également utilisé les largeurs de Weisskopf pour transformer les  $B(\sigma L)$  calculés à l'aide des codes de modèle en couches en temps de vie comparables avec nos données expérimentales. Lors du calcul nous obtenons soit la probabilité réduite d'absorption d'un photon ( $B(\sigma L \uparrow)$ )

soit celle d'émission d'un photon ( $B(\sigma L \downarrow)$ ). Pour comparer ce résultat théorique à l'expérience il convient de le transformer de la manière suivante :

$$B(\sigma L \downarrow) = \frac{2J_0 + 1}{2J + 1} B(\sigma L \uparrow) \quad (\text{B.4})$$

où  $J_0$  représente le spin de l'état ayant la plus basse énergie d'excitation. À partir des largeurs de Weisskopf, il est intéressant de définir la force  $S$  des transition en u.W à partir de la probabilité réduite de transition  $B(\sigma L)$  :

$$S = B(EL) \times \frac{4\pi(L+3)^2}{9} \frac{1}{e^2 R^{2L}}, \quad (\text{B.5})$$

pour une transition électrique, et pour une transition magnétique :

$$S = B(ML) \times \frac{\pi(L+3)^2}{90} \frac{1}{\mu_N^2 R^{2L-2}}. \quad (\text{B.6})$$

À partir de  $S$ , et en utilisant la relation B.1, nous pouvons calculer la durée de vie de l'état en utilisant la relation de Heisenberg  $\Delta E \Delta t = \hbar$ .

$$\tau = \frac{\Gamma_\gamma}{\hbar} \quad \text{et} \quad T_{1/2} = \tau \ln(2), \quad (\text{B.7})$$

soit :

$$\tau = \frac{S \Gamma_W}{\hbar}. \quad (\text{B.8})$$

Pour une transition électrique :

$$\tau = B(EL) \frac{17,6\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left( \frac{E_\gamma}{197} \right)^{2L+1} \frac{1}{e^2} \times 10^{21} \text{ s}, \quad (\text{B.9})$$

et pour une transition magnétique :

$$\tau = B(ML) \frac{0,19\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left( \frac{E_\gamma}{197} \right)^{2L+1} \frac{1}{\mu_N^2} \times 10^{21} \text{ s}. \quad (\text{B.10})$$

# 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  $\gamma$  dans le code de simulation. Dans les expériences de ce travail, le noyau de recul étant émis à  $0^\circ$  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 :

$$\alpha_m = s_1 + s_2 \quad \text{avec} \quad \alpha \leq \alpha_m \quad (\text{C.1})$$

où  $\alpha_m$  est le sous-état magnétique maximum du niveau émetteur,  $s_1$  et  $s_2$  les spins intrinsèques des noyaux cible et projectile, dans notre cas  $s_1 = s_2 = 0$ . Les sous-états magnétiques  $\alpha$  accessibles sont limités par  $\alpha_m$  et non plus par le spin du niveau. Ainsi, pour le  $^{28}\text{Si}$ , le seul sous-état magnétique accessible et alimenté est le sous-état  $\alpha = 0$ . Le déséquilibre entre les sous-états magnétiques induit alors une émission  $\gamma$  anisotrope qui suit des règles bien précises selon le type de transition en jeu. La distribution angulaire des photons fournit par conséquent une information sur la nature de la transition.

## C.1 Transition $j_1 \rightarrow j_2$

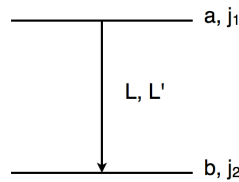


FIGURE C.1: Transition  $j_1 \rightarrow j_2$ .

Dans le cas d'une transition entre un état  $|a\rangle$  de spin  $j_1$  et un état  $|b\rangle$  de spin  $j_2$ , telle que présentée sur la Fig. C.1, nous avons vu que les règles de sélection imposent un moment multipolaire à la transition :  $|j_1 - j_2| \leq L \leq j_1 + j_2$ . La distribution angulaire de cette transition caractérisée par son moment multipolaire peut être écrite en utilisant la relation suivante :

$$W(\theta) = \sum_k \rho_k(a) \times R_k(j_1, j_2) \times \mathcal{P}_k(\cos \theta) = \sum_k a_k \times \mathcal{P}_k(\cos \theta), \quad (\text{C.2})$$

avec  $k \leq \min(2L, 2L', 2j_1)$  et  $\mathcal{P}_k$  le polynôme de Legendre d'ordre  $k$

$$\rho_k(a) = \sum_\alpha \rho_k(a, \alpha) \times P(\alpha). \quad (\text{C.3})$$

$P(\alpha)$  est le facteur de population des sous-états magnétiques, les coefficients  $\rho_k(a, \alpha)$  décrivent l'alimentation de l'état. Les coefficients  $R_k(j_1, j_2)$  de l'Eq. C.2, peuvent être calculés grâce à la relation :

$$R_k(j_1, j_2) = \frac{\sum_{L,L'} \delta_L \delta_{L'} R_k(LL' j_1 j_2)}{\sum_L \delta_L^2}, \quad (\text{C.4})$$

où les coefficients  $R_k(LL' j_1 j_2)$  décrivent la désexcitation des états. Les coefficients  $\rho_k(a, \alpha)$  et  $R_k(LL' j_1 j_2)$  sont donnés dans l'article de Rose et Brink [150]. De manière générale, les transitions électromagnétiques sont un mélange des deux premières multipolarités  $L$  et  $L'$ , avec  $L' = L + 1$ . Le facteur  $\delta_L$  correspond au mélange multipolaire et est défini de la manière suivante :

$$\delta_L = \frac{\langle b|L|a \rangle}{\langle b|L_m|a \rangle} \quad (\text{C.5})$$

où  $L_m$  est l'ordre multipolaire minimal.

Prenons comme exemple le cas d'une transition  $j_1 = 2$  et  $j_2 = 0$ , la seule multipolarité permise est  $L = 2$ . Comme nous l'avons mentionné précédemment pour la réaction  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  la somme des spins intrinsèques étant nulle, le seul sous-état magnétique accessible est  $\alpha = 0$ .

$$k_{max} = \min(2L, 2j_1) = \min(4, 4) = 4. \quad (\text{C.6})$$

D'après l'Eq. C.2 la distribution angulaire est donc de la forme :

$$W(\theta) = 1 + a_2 \mathcal{P}_2(\cos \theta) + a_4 \mathcal{P}_4(\cos \theta). \quad (\text{C.7})$$

Les différents coefficients utiles dans ce cas sont, comme  $P(\alpha) = 1$  :

$$\rho_k(2) = \rho_k(2, 0) \quad \text{avec} \quad \rho_2(2, 0) = -1,1952 \quad \text{et} \quad \rho_4(2, 0) = 1,6036 \quad (\text{C.8})$$

$$R_2(2, 0) = R_2(2220) = -0,5976 \quad \text{et} \quad R_4(2, 0) = R_4(2220) = -1,0690 \quad (\text{C.9})$$

En combinant les différents coefficient, on arrive à la distribution angulaire suivante :

$$W(\theta) = 1 + 0,7143 \mathcal{P}_2(\cos \theta) - 1,7143 \mathcal{P}_4(\cos \theta) = 7,5 \cos^2 \theta (1 - \cos^2 \theta) \quad (\text{C.10})$$

## C.2 Transition $j_1 \rightarrow j_2 \rightarrow j_3$

Dans le cas d'une transition en cascade, comme présentée sur la Fig. C.2, un terme de corrélation  $U_k(j_1, j_2)$  doit être ajouté à l'expression de la distribution angulaire  $j_2 \rightarrow j_3$  :

$$W(\theta) = \sum_k \rho_k(j_1) \times U_k(j_1, j_2) \times R_k(j_2, j_3) \times \mathcal{P}_k(\cos \theta) \quad (\text{C.11})$$

Prenons l'exemple d'une transition  $2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$  et calculons à nouveau la distribution angulaire de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$ , en tenant compte de l'influence de la transition  $2^+ \rightarrow 2^+$ . Pour cette transition, les règles de sélection imposent  $1 \leq L_{12} \leq 4$ . Les transitions les plus probables sont les transitions  $L_{12} = 1$  et  $L_{12} = 2$ . Considérons pour simplifier le cas où une seule contribution  $L_{12} = 2$  intervient. Nous sommes toujours dans un cas  $k_{max} = 4$ . Les coefficients donnés en C.8 et C.9 restent les mêmes dans ce cas. Les termes de corrélations correspondent à :

$$U_2(22) = U_2(222) = -0,2143 \quad \text{et} \quad U_4(22) = U_4(222) = -0,2857 \quad (\text{C.12})$$



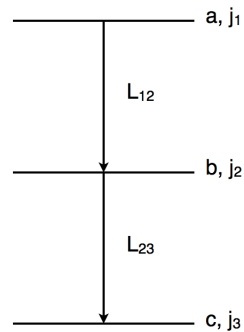
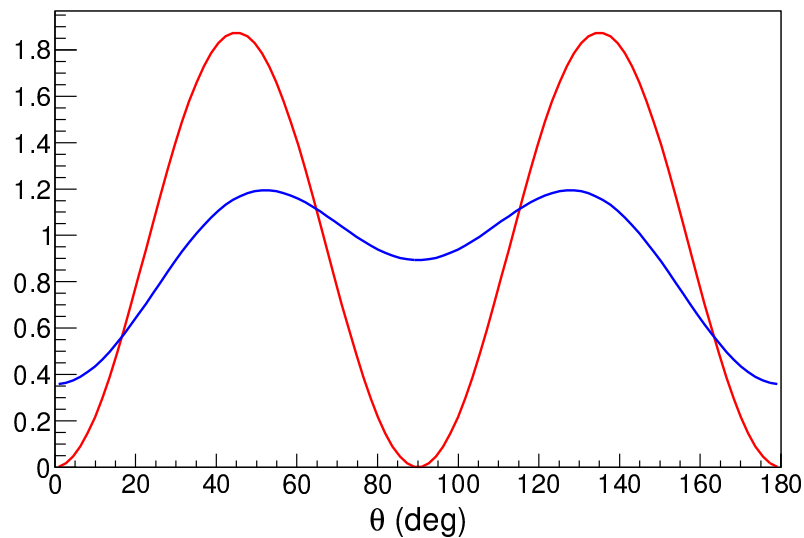


FIGURE C.2: Transition en cascade.

FIGURE C.3: Distributions angulaires calculées, les deux courbes correspondent à une transition  $2^+ \rightarrow 0^+$ . En rouge le cas où cette transition est seule, en bleu le cas où cette transition est précédée par une transition  $L = 2, 2^+ \rightarrow 2^+$ .

En combinant les différents coefficients, on arrive à la distribution angulaire suivante :

$$W_{23}(\theta) = 1 - 0,1531\mathcal{P}_2(\cos\theta) - 0,4897\mathcal{P}_4(\cos\theta) = 0,893 + 1,607\cos^2\theta - 2,142\cos^4\theta. \quad (\text{C.13})$$

La Fig. C.3 présente les deux distributions  $W(\theta)$  (en rouge) et  $W_{23}(\theta)$  (en bleu). Les deux distributions présentent le même comportement, cependant pour la distribution  $W_{23}(\theta)$ , le minimum à  $90^\circ$  est moins important que pour la transition  $W(\theta)$ .



# États du $^{28}\text{Si}$ inclus dans les simulations

Niveau	$E^*$ (MeV)	$J^\pi$	$T_z$	$K^\pi$	Niveau	$E^*$ (MeV)	$J^\pi$	$T_z$	$K^\pi$
0	0,000	0 <sup>+</sup>	0	0 <sup>+</sup>	35	10,376	3 <sup>+</sup>	1	-
1	1,779	2 <sup>+</sup>	0	0 <sup>+</sup>	36	10,418	5 <sup>+</sup>	0	-
2	4,618	4 <sup>+</sup>	0	0 <sup>+</sup>	37	10,514	2 <sup>+</sup>	0	-
3	4,980	0 <sup>+</sup>	0	-	38	10,541	3 <sup>-</sup>	0	-
4	6,276	3 <sup>+</sup>	0	-	39	10,596	1 <sup>+</sup>	0-1	-
5	6,691	0 <sup>+</sup>	0	0 <sub>3</sub> <sup>+</sup>	40	10,668	3 <sup>+</sup>	0	-
6	6,879	3 <sup>-</sup>	0	3 <sup>-</sup>	41	10,668	4 <sup>+</sup>	0	-
7	6,888	4 <sup>+</sup>	0	-	42	10,725	1 <sup>+</sup>	0-1	-
8	7,381	2 <sup>+</sup>	0	0 <sub>3</sub> <sup>+</sup>	43	10,778	4 <sup>+</sup>	0	-
9	7,416	2 <sup>+</sup>	0	0 <sub>3</sub> <sup>+</sup>	44	10,806	2 <sup>+</sup>	0	-
10	7,799	3 <sup>+</sup>	0	-	45	10,884	2 <sup>+</sup>	1	-
11	7,933	2 <sup>+</sup>	0	-	46	10,900	1 <sup>+</sup>	1	-
12	8,259	2 <sup>+</sup>	0	-	47	10,916	3 <sup>-</sup>	0	-
13	8,328	1 <sup>+</sup>	0	-	48	10,944	4 <sup>+</sup>	0	-
14	8,413	4 <sup>-</sup>	0	3 <sup>-</sup>	49	10,953	2 <sup>+</sup>	0	-
15	8,544	6 <sup>+</sup>	0	0 <sup>+</sup>	50	10,994	1 <sup>+</sup>	0	-
16	8,589	3 <sup>+</sup>	0	-	51	11,079	3 <sup>-</sup>	0	-
17	8,905	1 <sup>-</sup>	0	-	52	11,100	6 <sup>+</sup>	0	-
18	8,945	5 <sup>+</sup>	0	-	53	11,142	2 <sup>+</sup>	0	-
19	8,953	0 <sup>+</sup>	0	-	54	11,195	4 <sup>+</sup>	0	-
20	9,165	4 <sup>+</sup>	0	0 <sub>3</sub> <sup>+</sup>	55	11,265	2 <sup>+</sup>	0	-
21	9,316	3 <sup>+</sup>	1	-	56	11,332	6 <sup>+</sup>	0	-
22	9,382	2 <sup>+</sup>	1	-	57	11,433	2 <sup>+</sup>	1	-
23	9,417	4 <sup>+</sup>	0	-	58	11,435	4 <sup>-</sup>	0	-
24	9,479	2 <sup>+</sup>	0	-	59	11,446	1 <sup>+</sup>	1	-
25	9,496	1 <sup>+</sup>	0	-	60	11,510	6 <sup>+</sup>	0	0 <sub>3</sub> <sup>+</sup>
26	9,702	5 <sup>-</sup>	0	5 <sup>-</sup>	61	11,572	4 <sup>+</sup>	1	-
27	9,765	3 <sup>-</sup>	0	-	62	11,577	6 <sup>-</sup>	0	5 <sup>-</sup>
28	9,796	2 <sup>+</sup>	0	-	63	11,779	5 <sup>+</sup>	1	-
29	9,929	1 <sup>-</sup>	0	-	64	11,934	5 <sup>-</sup>	0	-
30	10,182	3 <sup>-</sup>	0	-	65	12,152	6 <sup>+</sup>	0	-
31	10,190	5 <sup>-</sup>	0	3 <sup>-</sup>	66	12,174	5 <sup>+</sup>	0	-
32	10,209	3 <sup>+</sup>	0	-	67	12,204	4 <sup>-</sup>	0	3 <sup>-</sup>
33	10,272	0 <sup>+</sup>	1	-	68	12,994	7 <sup>+</sup>	0	-
34	10,311	4 <sup>+</sup>	0	-	69	Résonance			

TABLEAU D.1: Liste des états du  $^{28}\text{Si}$  inclus dans nos simulations GEANT3



# Bibliographie

- [1] O. Sorlin, M.G. Porquet, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **61**, 602 (2008)
- [2] S. Bogner, R. Furnstahl, A. Schwenk, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **65**, 94 (2010)
- [3] W. Elsasser, *J. de Phys. et Rad.* **5**, 625 (1934)
- [4] M.G. Mayer, *Phys. Rev.* **75**, 1969 (1949)
- [5] O. Haxel, J.H.D. Jensen, H.E. Suess, *Phys. Rev.* **75**, 1766 (1949)
- [6] B.A. Brown, W.A. Richter, *Phys. Rev. C* **74**, 034315 (2006)
- [7] P. Navrátil, B.R. Barrett, *Phys. Rev. C* **57**, 3119 (1998)
- [8] E. Caurier, G. Martínez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves, A.P. Zuker, *Rev. of Mod. Phys.* **77**, 427 (2005)
- [9] M. Hjorth-Jensen, T.T. Kuo, E. Osnes, *Physics Reports* **261**, 125 (1995)
- [10] T. Kuo, G. Brown, *Nucl. Phys.* **85**, 40 (1966)
- [11] E. Caurier, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **59**, 226 (2007)
- [12] M. Dufour, A. Zuker, *Phys. Rev. C* **54**, 1641 (1996)
- [13] E. Caurier, F. Nowacki, *Acta Physica Polonica B* **30**, 705 (1999)
- [14] E. Caurier, G. Martínez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves, J. Retamosa, A.P. Zuker, *Phys. Rev. C* **59**, 2033 (1999)
- [15] P.J. Brussaard, P.W.M. Glaudemans, *Shell-model applications in nuclear spectroscopy* (North-Holland publishing compagny, 1977)
- [16] W.A. Richter, S. Mkhize, B.A. Brown, *Phys. Rev. C* **78**, 064302 (2008)
- [17] B. Wildenthal, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **11**, 5 (1984)
- [18] Y. Kanada-En'yo, M. Kimura, in *Clusters in Nuclei*, edited by C. Beck (2010), Vol. 818 of *Lecture Notes in Physics*, p. 129
- [19] M. Bouhelal, Ph.D. thesis, Université de Strasbourg (2010)
- [20] M. Bouhelal, F. Haas, E. Caurier, F. Nowacki, A. Bouldjedri, *Nucl. Phys. A* **864**, 113 (2011)
- [21] S. Cohen, D. Kurath, *Nucl. Phys.* **73**, 1 (1965)
- [22] S. Cohen, D. Kurath, *Nucl. Phys. A* **101**, 1 (1967)
- [23] E.K. Warburton, B.A. Brown, *Phys. Rev. C* **46**, 923 (1992)
- [24] F. Nowacki, A. Poves, *Phys. Rev. C* **79**, 014310 (2009)
- [25] H. Horiuchi, in *Clusters in Nuclei*, edited by C. Beck (2010), Vol. 818 of *Lecture Notes in Physics*, p. 57
- [26] F. Hoyle, *Astrophys. J. (Suppl.)* **1**, 121 (1954)
- [27] C.W. Cook, W.A. Fowler, C.C. Lauritsen, T. Lauritsen, *Phys. Rev.* **107**, 508 (1957)

- [28] L.R. Hafstad, E. Teller, *Phys. Rev.* **54**, 681 (1938)
- [29] J. Zhang, W. Rae, *Nucl. Phys. A* **564**, 252 (1993)
- [30] D.M. Brink, in *Proc. Int. School of Physics, Enrico Fermi Course XXXVI, Varenna*, edited by C. Bloch (Academic Press, New York, 1966), p. 247
- [31] K. Ikeda, N. Takigawa, H. Horiuchi, *Prog of Theo. Phys. Supplement* **E68**, 464 (1968)
- [32] W. von Oertzen, M. Freer, Y. Kanada-En'yo, *Phys. Rep.* **432**, 43 (2006)
- [33] D. Poenaru, W. Greiner, in *Clusters in Nuclei*, edited by C. Beck (2010), Vol. 818 of *Lecture Notes in Physics*, p. 1
- [34] T. Ichikawa, Y. Kanada-En'yo, P. Möller, *Phys. Rev. C* **83**, 054319 (2011)
- [35] R.R. Betts, A.H. Wuosmaa, *Reports on Progress in Physics* **60**, 819 (1997)
- [36] E. Almqvist, D.A. Bromley, J.A. Kuehner, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 515 (1960)
- [37] D.A. Bromley, J.A. Kuehner, E. Almqvist, *Phys. Rev.* **123**, 878 (1961)
- [38] G. Adamian, N. Antonenko, W. Scheid, in *Clusters in Nuclei, Vol.2*, edited by C. Beck (2012), Vol. 848 of *Lecture Notes in Physics*, p. 165
- [39] Y. Kanada-En'yo, M. Kimura, H. Horiuchi, *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* **25**, 305 (2005)
- [40] Y. Kanada-En'yo, M. Kimura, H. Horiuchi, *Comptes Rendus Physique* **4**, 497 (2003)
- [41] Y. Kanada-En'yo, M. Kimura, H. Horiuchi, *Nucl. Phys. A* **738**, 3 (2004)
- [42] T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Utsuno, B.A. Brown, M. Honma, T. Mizusaki, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 082502 (2001)
- [43] H. Savajols, *Nucl. Phys. A* **654**, 1027c (1999)
- [44] H. Savajols, *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. B* **204**, 146 (2003)
- [45] A. Stefanini, L. Corradi, G. Maron, A. Pisent, M. Trotta, A. Vinodkumar, S. Beghini, G. Montagnoli, F. Scarlassara, G. Segato et al., *Nucl. Phys. A* **701**, 217c (2002)
- [46] R. Broda, *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **32**, R151 (2006)
- [47] L. Corradi, G. Pollarolo, S. Szilner, *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **36**, 113101 (2009)
- [48] A. Gadea, D. Napoli, G. Angelis, R. Menegazzo, A. Stefanini, L. Corradi, M. Axiotis, L. Berti, E. Fioretto, T. Kroell et al., *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* **20**, 193 (2003)
- [49] A. Hodsdon, Ph.D. thesis, University of the West of Scotland (2007)
- [50] D. O'Donnell, R. Chapman, X. Liang, F. Azaiez, F. Haas, S. Beghini, B.R. Behera, M. Burns, E. Caurier, L. Corradi et al., *Phys. Rev. C* **81**, 024318 (2010)
- [51] Z.M. Wang, R. Chapman, F. Haas, X. Liang, F. Azaiez, B.R. Behera, M. Burns, L. Corradi, D. Curien, A.N. Deacon et al., *Phys. Rev. C* **83**, 061304 (2011)
- [52] Z.M. Wang, R. Chapman, X. Liang, F. Haas, F. Azaiez, B.R. Behera, M. Burns, E. Caurier, L. Corradi, D. Curien et al., *Phys. Rev. C* **81**, 054305 (2010)

- [53] Z. Wang, Ph.D. thesis, University of the West of Scotland (2010)
- [54] A. Hodsdon, R. Chapman, X. Liang, F. Haas, J. Ollier, E. Caurier, F. Nowacki, M.D. Salsac, F. Azaiez, S. Beghini et al., *Phys. Rev. C* **75**, 034313 (2007)
- [55] D. O'Donnell, Ph.D. thesis, University of the West of Scotland (2008)
- [56] J. Ollier, R. Chapman, X. Liang, M. Labiche, K.M. Spohr, M. Davison, G.d. Angelis, M. Axiotis, T. Kröll, D.R. Napoli et al., *Phys. Rev. C* **71**, 034316 (2005)
- [57] Z.M. Wang, R. Chapman, X. Liang, F. Haas, M. Bouhelal, F. Azaiez, B.R. Behera, M. Burns, E. Caurier, L. Corradi et al., *Phys. Rev. C* **81**, 064301 (2010)
- [58] X. Liang, F. Azaiez, R. Chapman, F. Haas, D. Bazzacco, S. Beghini, B.R. Behera, L. Berti, M. Burns, E. Caurier et al., *Phys. Rev. C* **74**, 014311 (2006)
- [59] B. Fornal, R.H. Mayer, I.G. Bearden, P. Benet, R. Broda, P.J. Daly, Z.W. Grabowski, I. Ahmad, M.P. Carpenter, P.B. Fernandez et al., *Phys. Rev. C* **49**, 2413 (1994)
- [60] L. Fifield, C. Woods, R. Bark, P. Drumm, M. Hotchkis, *Nucl. Phys. A* **440**, 531 (1985)
- [61] L. Fifield, C. Woods, W. Catford, R. Bark, P. Drumm, K. Keoghan, *Nucl. Phys. A* **453**, 497 (1986)
- [62] R.W. Ibbotson, T. Glasmacher, B.A. Brown, L. Chen, M.J. Chromik, P.D. Cottle, M. Fauerbach, K.W. Kemper, D.J. Morrissey, H. Scheit et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2081 (1998)
- [63] NNDC, *Nuclear structure & decay data*, <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
- [64] J.G. Pronko, R.E. McDonald, *Phys. Rev. C* **6**, 2065 (1972)
- [65] G. Guillaume, B. Rastegar, P. Fintz, A. Gallmann, *Nucl. Phys. A* **227**, 284 (1974)
- [66] P. Baumann, A. Huck, G. Klotz, A. Knipper, G. Walter, G. Marguier, H. Ravn, C. Richard-Serre, A. Poves, J. Retamosa, *Phys. Lett. B* **228**, 458 (1989)
- [67] T. Otsuka, T. Suzuki, R. Fujimoto, H. Grawe, Y. Akaishi, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 232502 (2005)
- [68] N. Smirnova, B. Bally, K. Heyde, F. Nowacki, K. Sieja, *Physics Letters B* **686**, 109 (2010)
- [69] A. Poves, communication privée
- [70] A. Gadea, E. Farnea, J. Valiente-Dobòn, B. Million, D. Mengoni, D. Bazzacco, F. Recchia, A. Dewald, T. Pissulla, W. Rother et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **654**, 88 (2011)
- [71] S. Akkoyun, A. Algora, B. Alikhani, F. Ameil, G. de Angelis, L. Arnold, A. Astier, A. Ataç, Y. Aubert, C. Aufranc et al., *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A* **668**, 26 (2012)
- [72] A.Z. Schwarzschild, E.K. Warburton, *Annual Review of Nuclear Science* **18**, 265 (1968)
- [73] C.E. Bemis, F.K. McGowan, J.L.C. Ford, W.T. Milner, P.H. Stelson, R.L. Robinson, *Phys. Rev. C* **8**, 1466 (1973)
- [74] K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, A. Winther, *Rev. Mod. Phys.* **28**, 432 (1956)
- [75] K. Alder, A. Winther, *Phys. Rev.* **91**, 1578 (1953)
- [76] T. Alexander, J. Forster, *Advances in Nuclear physics* (1978), Vol. 10, p. 197

- [77] A. Dewald, S. Harissopulos, P. von Brentano, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* **334**, 163 (1989)
- [78] S. Harissopulos, A. Dewald, A. Gelberg, P.V. Brentano, K. Loewenich, K. Schiffer, K. Zell, *Nuclear Physics A* **467**, 528 (1987)
- [79] A. Gadea, E. Sahin, J.J. Valiente-Dobon, A. Dewald, E. Farnea, G.D. Angelis, M. Axiotis, D. Napoli, R. Orlandi, F. Della Vedova et al., *Acta Phys. Pol. B* **38**, 1311 (2007)
- [80] J.J. Valiente-Dobón, D. Mengoni, A. Gadea, E. Farnea, S.M. Lenzi, S. Lunardi, A. Dewald, T. Pissulla, S. Szilner, R. Broda et al., *Phys. Rev. Lett.* **102**, 242502 (2009)
- [81] D. Mengoni, J.J. Valiente-Dobón, A. Gadea, S. Lunardi, S.M. Lenzi, R. Broda, A. Dewald, T. Pissulla, L.J. Angus, S. Aydin et al., *Phys. Rev. C* **82**, 024308 (2010)
- [82] F. Azaiez, *Nucl. Phys. A* **654**, 1003c (1999)
- [83] J. Ljungvall, A. Görge, A. Obertelli, W. Korten, E. Clément, G. de France, A. Bürger, J.P. Delaroche, A. Dewald, A. Gadea et al., *Phys. Rev. C* **81**, 061301 (2010)
- [84] A. Dijon, E. Clément, G. de France, P. Van Isacker, J. Ljungvall, A. Görge, A. Obertelli, W. Korten, A. Dewald, A. Gadea et al., *Phys. Rev. C* **83**, 064321 (2011)
- [85] W. Wilcke, J. Birkelund, H. Wollersheim, A. Hoover, J. Huizenga, W. Schröder, L. Tubbs, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **25**, 389 (1980)
- [86] W. Reisdorf, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* **300**, 227 (1981)
- [87] J.J. Valiente-Dobón, communication privée
- [88] R. Akyuz, A. Winther, *Nuclear structure and heavy-ion reactions*, in *Proc. Enrico Fermi Int. School of Physics*, edited by R. Broglia, C. Dasso, R. Ricci (North-Holland, Amsterdam, 1979), p. 491
- [89] O. Tarasov, D. Bazin, *Nucl. Phys. A* **746**, 411 (2004)
- [90] E. Farnea, F. Recchia, D. Bazzacco, T. Kröll, Z. Podolyák, B. Quintana, A. Gadea, *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A* **621**, 331 (2010)
- [91] F. Beck, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **28**, 443 (1992)
- [92] J. Simpson, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* **358**, 139 (1997)
- [93] I.Y. Lee, *Nucl. Phys. A* **520**, c641 (1990)
- [94] I. Lee, R. Clark, M. Cromaz, M. Deleplanque, M. Descovich, R. Diamond, P. Fallon, A. Macchiavelli, F. Stephens, D. Ward, *Nucl. Phys. A* **746**, 255 (2004)
- [95] J. Eberth, G. Pascovici, H. Thomas, N. Warr, D. Weisshaar, D. Habs, P. Reiter, P. Thirolf, D. Schwalm, C. Gund et al., *Progress in Particle and Nuclear Physics* **46**, 389 (2001)
- [96] D. Habs, D. Rudolph, P. Thirolf, C. Fischbeck, C. Gund, D. Schwalm, J. Eberth, E. Grosse, H. Prade, H. Emling et al., *Progress in Particle and Nuclear Physics* **38**, 111 (1997)
- [97] M. Doncel Monasterio, Ph.D. thesis, Universidad de Salamanca (2012)
- [98] O. Stezowski, the AGATA Data Analysis Team, *Gammaware user's guide*, <http://agata.in2p3.fr/doc/GwUserGuide.pdf>
- [99] ROOT, *A data analysis framework*, <http://root.cern.ch/drupal/>



- [100] G. Montagnoli, A. Stefanini, M. Trotta, S. Beghini, M. Bettini, F. Scarlassara, V. Schiavon, L. Corradi, B. Behera, E. Fioretto et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **547**, 455 (2005)
- [101] S. Beghini, L. Corradi, E. Fioretto, A. Gadea, A. Latina, G. Montagnoli, F. Scarlassara, A. Stefanini, S. Szilner, M. Trotta et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **551**, 364 (2005)
- [102] R. Sayer, *Rev. Phys. Appl. (Paris)* **12**, 1543 (1977)
- [103] K. Shima, T. Ishihara, T. Mikumo, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **200**, 605 (1982)
- [104] J. Ziegler, J. Biersack, U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Vol. 1 (Pergamon Press, New York, 1985)
- [105] S. Szilner, T. Mijatović, D. Montanari, communication privée
- [106] E.K. Warburton, J.W. Olness, G.A.P. Engelbertink, T.K. Alexander, *Phys. Rev. C* **7**, 1120 (1973)
- [107] P. Papka, C. Beck, in *Clusters in Nuclei, Vol.2*, edited by C. Beck (2012), Vol. 848 of *Lecture Notes in Physics*, p. 299
- [108] S. Gales, E. Hourani, M. Hussonnois, J.P. Schapira, L. Stab, M. Vergnes, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 759 (1984)
- [109] E. Hourani, L. Rosier, G. Berrier-Ronsin, A. Elayi, A.C. Mueller, G. Rappenecker, G. Rotbard, G. Renou, A. Lièbe, L. Stab et al., *Phys. Rev. C* **44**, 1424 (1991)
- [110] C.J. Metelko, M. Freer, N. Curtis, J.T. Murgatroyd, S.M. Singer, D.J. Henderson, D.J. Hofman, A.H. Wuosmaa, *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **29**(4), 697 (2003)
- [111] F. Haas, Y. Abe, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 1667 (1981)
- [112] D. Lebhertz, S. Courtin, F. Haas, D.G. Jenkins, C. Simenel, M.D. Salsac, D.A. Hutcheon, C. Beck, J. Cseh, J. Darai et al., *Phys. Rev. C* **85**, 034333 (2012)
- [113] D. Lebhertz, Ph.D. thesis, Université de Strasbourg (2009)
- [114] D.G. Jenkins, B.R. Fulton, P. Marley, S.P. Fox, R. Glover, R. Wadsworth, D.L. Watson, S. Courtin, F. Haas, D. Lebhertz et al., *Phys. Rev. C* **76**, 044310 (2007)
- [115] A. Sandorfi, *Treatise on Heavy Ion Science* (sec. III, 1984), Vol. 2, chap. Heavy-Ion Radiative Capture, p. 52
- [116] P. Christensen, Z. Switkowski, R. Dayras, *Nucl. Phys. A* **280**, 189 (1977)
- [117] H. Fröhlich, P. Dück, W. Treu, H. Voit, *Phys. Rev. C* **27**, 578 (1983)
- [118] E.C. Schloemer, M. Gai, J.F. Ennis, M. Ruscev, B. Shivakumar, S.M. Sterbenz, N. Tsoupas, D.A. Bromely, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 881 (1983)
- [119] A.D. Frawley, N.R. Fletcher, L.C. Dennis, *Phys. Rev. C* **25**, 860 (1982)
- [120] A.M. Sandorfi, L.R. Kilius, H.W. Lee, A.E. Litherland, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1463 (1977)
- [121] M.N. Harakeh, A. van der Woude, *Giant Resonances - Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitation* (Oxford University Press, 2001)
- [122] M. Harakeh, D. Dowell, G. Feldman, E. Garman, R. Loveman, J. Osborne, K. Snover, *Physics Letters B* **176**, 297 (1986)

- [123] H. Riedesel, K. Knöpfle, K. Schindler, G. Wagner, W. Oelert, M. Rogge, P. Turek, Nucl. Phys. A **454**, 85 (1986)
- [124] B. Čujec, Nucl. Phys. A **552**, 267 (1993)
- [125] TRIUMF, *Beam line and experimental facilities*, <http://legacyweb.triumf.ca/isac/2006-06-15/ISACIIA-06.jpg> (2006)
- [126] K. Jayamanna, G. Wight, D. Gallop, R. Dube, V. Jovicic, C. Laforge, M. Marchetto, M. Leross, D. Louie, R. Laplante et al., Review of Scientific Instruments **81**, 02A331 (2010)
- [127] D. Hutcheon, S. Bishop, L. Buchmann, M. Chatterjee, A. Chen, J. D'Auria, S. Engel, D. Gliotti, U. Greife, D. Hunter et al., Nucl. Inst. and Methods in Phys. Res. A **498**, 190 (2003)
- [128] D.G. Gliotti, J.G. Rogers, A.H. Hussein, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms **204**, 671 (2003)
- [129] C. Vockenhuber, L. Buchmann, J. Caggiano, A. Chen, J. D'Auria, C. Davis, U. Greife, A. Hussein, D. Hutcheon, D. Ottewell et al., Nucl. Inst. and Methods in Phys. Res. B **266**, 4167 (2008)
- [130] E. O'Connor, *Rapport de stage*, University of British Columbia (2003)
- [131] GEANT3, *Detector description and simulation tool*, <https://www-wasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>
- [132] C. Wrede, Master's thesis, Simon Fraser University (2003)
- [133] K. Hagino, N. Rowley, A.T. Kruppa, Comp. Phys. Com. **123**, 143 (1999)
- [134] B. Čujec, C. Barnes, Nucl. Phys. A **266**, 461 (1976)
- [135] M. Notani, H. Esbensen, X. Fang, B. Bucher, P. Davies, C.L. Jiang, L. Lamm, C.J. Lin, C. Ma, E. Martin et al., Phys. Rev. C **85**, 014607 (2012)
- [136] D.H. Wilkinson, *Isospin in nuclear physics* (North-Holland, 1969)
- [137] M.T. Collins, A.M. Sandorfi, D.H. Hoffmann, M.K. Salomaa, Phys. Rev. Lett. **49**, 1553 (1982)
- [138] A.M. Nathan, A.M. Sandorfi, T.J. Bowles, Phys. Rev. C **24**, 932 (1981)
- [139] C. Lüttge, P.v. Neumann-Cosel, F. Neumeyer, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, D.I. Sober, S.K. Matthews, B.A. Brown, Phys. Rev. C **53**, 127 (1996)
- [140] B. Brown, B. Wildenthal, Nucl. Phys. A **474**, 290 (1987)
- [141] R. Schneider, A. Richter, A. Schwierczinski, E. Spamer, O. Titze, W. Knüpfer, Nucl. Phys. A **323**, 13 (1979)
- [142] G.M. Crawley, C. Djalali, N. Marty, M. Morlet, A. Willis, N. Anantaraman, B.A. Brown, A. Galonsky, Phys. Rev. C **39**, 311 (1989)
- [143] Y. Fujita, H. Akimune, I. Daito, M. Fujiwara, M.N. Harakeh, T. Inomata, J. Jänecke, K. Katori, C. Lüttge, S. Nakayama et al., Phys. Rev. C **55**, 1137 (1997)
- [144] D.M. Brink, Ph.D. thesis, Oxford University (1955)
- [145] P. Axel, Phys. Rev. **126**, 671 (1962)
- [146] A. Richter, A. Weiss, O. Häusser, B.A. Brown, Phys. Rev. Lett. **65**, 2519 (1990)

- 
- [147] M. Gai, M. Ruscev, A.C. Hayes, J.F. Ennis, R. Keddy, E.C. Schloemer, S.M. Sterbenz, D.A. Bromley, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 239 (1983)
- [148] Saint-Gobain Crystals, *Absorbtion efficiency calculator*, <http://effcalc.saint-gobain.com/>
- [149] K.S. Krane, *Introductory nuclear physics* (John Wiley & Sons, 1987)
- [150] H.J. Rose, D.M. Brink, *Rev. Mod. Phys.* **39**, 306 (1967)



# Table des figures

2.1	Séquence des orbites du modèle en couches. En partant d'un potentiel de type oscillateur harmonique une première levée de dégénérescence peut être obtenue en ajoutant au potentiel un terme reproduisant les effets de surface. La séquence des nombres magiques est reproduite en ajoutant aux deux termes précédents un terme de spin-orbite. . . . .	5
2.2	Découpage de l'espace tel qu'utilisé dans l'interaction USD [6]. La configuration présentée ici est une des configurations possibles de l'état fondamental de $^{28}\text{Si}$ . . . . .	8
2.3	Evolution de la distribution de force de l'opérateur Gamow-Teller dans le $^{48}\text{Ca}$ en fonction du nombre d'itérations (it.) de Lanczos, issue de [11]. . . . .	15
2.4	Noyaux de la couches $sd$ . . . . .	16
2.5	Îlot d'inversion dans la région $N \sim 20$ . Le nombre $N = 20$ perd son caractère magique et des configurations $2p - 2t$ apparaissent dans les fonctions d'onde des états fondamentaux et des états excités comme le montrent les panneaux de droite. La frontière de l'îlot d'inversion est encore en cours d'étude. Figure issue de [18] . . . . .	17
2.6	Découpage de l'espace tel qu'utilisé dans l'interaction PSDPF [20] permettant de décrire à la fois des états (a) $0\hbar\omega$ et des états (b) $1\hbar\omega$ des noyaux de la couche $sd$ . Nous donnons ici l'exemple du noyau $N = Z = 14$ : le $^{28}\text{Si}$ . . . . .	18
2.7	Structures 2D de certains noyaux conjugués $\alpha$ obtenus par des calculs ACM [29]. Les $\alpha$ qui sont explicitement inclus dans ce modèle s'arrangent pour former différentes structures. . . . .	20
2.8	Diagramme d'lkeda [31] provenant de [32]. Les structures en cluster sont prédites à des énergies proches des seuils de décomposition en différentes sous-structures. Les énergies sont données en MeV. Les disques en vert représentent des $\alpha$ . . . . .	21
2.9	Évolution de l'énergie potentielle en fonction du moment quadripolaire (courbe en noir) dans $^{28}\text{Si}$ . La ligne en pointillés bleus et la ligne en vert représentent les deux seules vallées dans la matrice "potentiel à un corps - énergie de surface" et correspondent à des asymétries similaires aux voies de réaction $^{24}\text{Mg} + \alpha$ et $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ respectivement. Figure issue de [34] . . . . .	22
2.10	Comparaison schématique entre les molécules atomiques (a) et nucléaires (b). Figure issue de [35] . . . . .	23
2.11	Diagramme d'lkeda étendu aux noyaux riches en neutrons issu de [32]. Les énergies indiquées correspondent aux énergies seuils. Seules les structures impliquant des agrégats de type $\alpha$ (disques en vert) et/ou $^{16}\text{O}$ (disques en bleu) sont indiqués, les neutrons sont représentés par les disques en rouge. . . . .	24
2.12	Bandes de rotation dans le $^{28}\text{Si}$ calculées par Kanada-En'yo <i>et al.</i> en utilisant le formalisme AMD+GCM. (a) Les bandes de parité positive dominées par la composante C+O sont représentées par des disques pleins. Les résonances moléculaires C+O observées expérimentalement correspondent au symbole *, la bande prolata est quant à elle représentée par des x. (b) Les bandes de parité positive ayant une forte composante $\text{Mg} + \alpha$ . Figure issue de [41] . . . . .	26

3.1	Distribution de masse, issue de [57], obtenue lors de l'expérience $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$ pour la voie -2p correspondant aux isotopes de Si. Ce spectre est obtenu en coïncidence avec les $\gamma$ . . . . .	30
3.2	États du $^{32}\text{Si}$ observés lors de l'expérience $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$ [53] avec les prédictions sur les durées de vie obtenues avec l'interaction PSDPF. La largeur des flèches sur le panneau de gauche est proportionnelle à l'intensité relative des transitions. Toutes les énergies sont en keV sur le spectre. . . . .	31
3.3	États du $^{33}\text{Si}$ observés lors de l'expérience $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$ [53] avec les prédictions sur les durées de vie obtenues avec l'interaction PSDPF. La largeur des flèches sur le panneau de gauche est proportionnelle à l'intensité relative des transitions. Toutes les énergies sont en keV sur le spectre. . . . .	33
3.4	États du $^{34}\text{Si}$ observés lors de l'expérience $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$ [53] avec les prédictions sur les durées de vie obtenues avec l'interaction PSDPF. La largeur des flèches sur le panneau de gauche est proportionnelle à l'intensité relative des transitions. Toutes les énergies sont en keV sur le spectre. . . . .	35
3.5	Représentation schématique du dispositif expérimental utilisé lors de notre expérience de mesure de durées de vie. . . . .	36
3.6	Représentation schématique du domaine d'application de différentes méthodes de mesures de temps de vie des états excités d'un noyau, issue de [72]. Les zones hachurées correspondent au domaine d'application des méthodes en fonction de l'énergie des $\gamma$ . Les limites d'application sont définies par les auteurs à partir des données à leur disposition. . . . .	37
3.7	Transitions observées lors de l'excitation coulombienne du $^{240}\text{Pu}$ par diffusion inélastique ( $\alpha, \alpha'$ ). Les données sont issues de [73]. Les énergies du spectre sont en keV. . . . .	38
3.8	Simulation pour différents temps de vie moyen $\tau$ des formes des transitions observées dans le spectre de $^{28}\text{Si}$ pour la réaction $^{25}\text{Mg}(\alpha, n\gamma)^{28}\text{Si}$ avec un $\beta(0) = 0,75\%$ et un support en Ni. Figure issue de [72]. . . . .	41
3.9	(a) Représentation schématique du principe de fonctionnement d'un <i>plunger</i> . Le noyau produit dans un état excité a une vitesse $\beta$ va se désexciter en émettant un $\gamma$ . Selon la durée de vie de l'état, la distance entre le ralentisseur et la cible et la vitesse du noyau, le $\gamma$ va être émis avant ou après le ralentisseur. La différence de vitesse $\Delta\beta$ du noyau de recul avant et après la cible donne lieu dans le spectre $\gamma$ à deux composantes pour la même transition. (b) Cas de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du $^{36}\text{S}$ (3,291 MeV) obtenu dans l'expérience réalisée dans le cadre de ce travail pour la distance cible-ralentisseur la plus courte (7 $\mu\text{m}$ ) et la plus longue (120 $\mu\text{m}$ ). En bleu la composante provenant des $\gamma$ émis avant le ralentisseur, en rouge celle provenant des $\gamma$ émis après le ralentisseur. . . . .	43
3.10	Représentation schématique d'un schéma de niveau. L'état dont nous souhaitons mesurer la durée de vie ( $J_1, \tau_1$ ) est alimenté par un état plus haut en énergie de durée de vie $\tau_2$ . . . . .	44
3.11	(a) Évolution de CR par cristal en fonction de l'intensité du faisceau. Les mesures ont été réalisées avec la cible de Mg et le faisceau de $^{32}\text{S}$ . (b) CR par cristal normalisé à l'intensité du faisceau ( $I_f$ ) et l'épaisseur de la cible ( $\varepsilon_c$ ) dans le démonstrateur d'AGATA pour différents matériaux et faisceaux. . . . .	46

3.12 Résultats du calcul HIVAP pour la réaction $^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg}$ à $E_{lab} = 190$ MeV. (a) Répartition de la section efficace de fusion-évaporation ( $\sigma_{f-e}$ ) dans les différents isotopes. (b) Distribution de masses théorique pour les isotopes de Ti ( $Z = 22$ ). . . . .	46
3.13 Comparaison entre les rapports des taux de comptage mesurés (carrés en rouge) et les rapports des valeurs estimées (triangles en bleu) à l'aide de l'Eq. 3.15 et des calculs de fusion-évaporation. Est ici représenté le rapport entre les taux de comptage obtenus avec le faisceau de $^{32}\text{S}$ et ceux obtenus avec le faisceau de $^{58}\text{Ni}$ . . . . .	48
3.14 Simulations numériques pour différentes durées de vie comprises entre 1 et 100 ps. Les distances cible-ralentisseur choisies pour notre expérience sont indiquées par les barres verticales noires. . . . .	50
3.15 Photographies du plunger de l'Université de Cologne lors de notre expérience (a) vue du dessus, le ralentisseur est dans la partie haute, (b) vue du plunger dans la chambre de réaction de PRISMA avant fermeture de la chambre. . . . .	51
3.16 Vues du détecteur AGATA (a) Photographie du démonstrateur du détecteur AGATA avec ses 5 clusters (b) vue schématique d'un cristal du détecteur. Chacune des 6 tranches est subdivisée en 6 sous sections pour un total de 36 segments par cristal. . . . .	53
3.17 Interactions des photons avec la matière en fonction de l'énergie des photons. Ces modes d'interactions correspondent à ceux utilisés par les algorithmes de <i>tracking</i> d'AGATA. Figure tirée de [97]. . . . .	54
3.18 Schéma du système d'acquisition d'AGATA . . . . .	55
3.19 (a) Angle de détection des $\gamma$ lors de notre expérience $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$ corrigée de la position du détecteur par rapport à la cible. (b) Corrélation entre l'énergie des $\gamma$ après correction de l'effet Doppler et le cosinus de l'angle d'émission du photon par rapport à la direction du noyau de recul. Cette matrice est obtenue en sélectionnant le $^{36}\text{S}$ dans PRISMA. . . . .	56
3.20 Énergie des photons émis par $^{36}\text{S}$ , mesurée dans chacun des 15 cristaux du démonstrateur d'AGATA après correction de l'effet Doppler lors de notre expérience. . . . .	57
3.21 Vues du spectromètre PRISMA (a) Photographie du spectromètre PRISMA (b) représentation schématique de PRISMA . . . . .	58
3.22 Position de chaque événement donnée par le MCP avant (a) et après (b) étalonnage. Une fenêtre est placée sur les données brutes afin de réduire le bruit. . . . .	59
3.23 Vue tri-dimensionnelle du détecteur MWPPAC du spectromètre PRISMA. . . . .	60
3.24 Vue tri-dimensionnelle de la chambre d'ionisation du spectromètre PRISMA. . . . .	61
3.25 Schéma des détecteurs autour du plan focal de PRISMA. La segmentation des détecteurs permet une bonne reconstruction de la trajectoire des ions (flèche rouge). . . . .	62
3.26 Référentiel du laboratoire (vert) et de PRISMA (rouge) utilisé pour la reconstruction des trajectoires des ions . . . . .	63
3.27 Matrices d'identification en Z des fragments de réaction obtenues avec la statistique totale de l'expérience. . . . .	66
3.28 Matrice d'identification en $q$ des fragments de réaction $Z = 16$ obtenue avec la statistique totale de l'expérience. . . . .	67
3.29 Position des fragments au niveau du plan focal de PRISMA versus leur $m/q$ pour $Z = 16$ . Cette matrice a été obtenue avec la statistique totale. . . . .	68

3.30	Le spectre de masses est obtenu en additionnant les différents spectres $m/q$ pour une chaîne d'isotope. (a) Spectre $m/q$ pour $Z = 16$ et les états de charge $q = 15^+, 14^+, 13^+$ (de haut en bas). (b) Les mêmes spectres mais en multipliant $m/q$ par les différents $q$ . . . . .	69
3.31	Spectres de masse pour $Z = 16$ : (a) Spectre $m/q$ pour les états de charge $q = 15^+, 14^+$ et $13^+$ (de haut en bas). (b) Les mêmes spectres mais en multipliant $m/q$ par les différents $q$ . . . . .	70
3.32	Distribution de masses des isotopes de K pour la voie +1p dans la réaction $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$ [105] à un angle avant (a) et un angle proche de l'angle de grazing (b). Les panneaux en haut correspondent à la distribution sans coïncidence entre les noyaux de recul et les $\gamma$ , en bas la coïncidence est requise. . . . .	71
3.33	(a) Spectre en $Q$ obtenu pour le $^{36}\text{S}$ en coïncidence avec AGATA. (b) Spectre $\gamma$ de $^{36}\text{S}$ , correspondant à l'ensemble de la statistique, sans condition sur le spectre en $Q$ (en rouge) et avec condition (en bleu). . . . .	73
3.34	États du $^{36}\text{S}$ observés lors de l'expérience $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$ [53] avec les prédictions sur les durées de vie obtenues avec l'interaction PSDPF. La largeur des flèches sur le panneau de gauche est proportionnelle à l'intensité relative des transitions. Toutes les énergies sont en keV sur le spectre. . . . .	75
3.35	Comparaison entre deux fenêtres sur le spectre en $Q$ pour le $^{36}\text{S}$ . (a) Décroissance des états intrus de parité négative. (b) Région correspondant à la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ . Les spectres en rouge correspondent à une fenêtre sur le spectre en $Q$ comprise entre -10 et -5,8 MeV. Les spectres en bleu correspondent aux $\gamma$ observés en coïncidence avec des fragments pour lesquels $Q < -10$ MeV. . . . .	75
3.36	Vitesses des fragments mesurées par PRISMA en utilisant le ToF et la longueur des trajectoires reconstruites pour les fragments en coïncidence avec des $\gamma$ détectés par AGATA. La distribution en vert correspond à $Z = 16$ , celle en rouge à $Z = 15$ et en bleu $Z = 14$ . . . . .	76
3.37	(a) Schéma de décroissance du $^{35}\text{S}$ obtenu lors de l'expérience précédente [53]. (b) Spectre du $^{35}\text{S}$ obtenu dans cette expérience sur l'ensemble des distances. . . . .	77
3.38	(a) et (b) Spectres obtenus pour la transition $1/2^+ \rightarrow 3/2^+$ de $^{35}\text{S}$ à la plus courte (7 $\mu\text{m}$ ) et à la plus grande (120 $\mu\text{m}$ ) distance entre la cible et le ralentisseur avec l'ajustement gaussien des pics. (c) Évolution du rapport entre l'intensité de la composante émise après le ralentisseur et la somme des deux composantes pour les 5 distances. (d) Temps de vie estimé pour chaque distance en utilisant l'ajustement exponentiel des données présentées en (c). . . . .	78
3.39	Fonctions d'ondes des états fondamental $3/2^+$ (en bleu) et $1/2^+$ à 1,572 MeV (en rouge) du $^{35}\text{S}$ obtenues dans nos calculs de type modèle en couches. L'occupation des orbitales de la couche $sd$ pour les protons (a) et pour les neutrons (b) est représentée. . . . .	79
3.40	(a) Évolution du rapport intensités des composantes lente et rapide en fonction de la distance entre la cible et le ralentisseur pour la transition $3^- \rightarrow 2^+$ du $^{36}\text{S}$ . La courbe en rouge est un ajustement exponentiel des données. (b) Temps de vie extraits pour chaque distance en utilisant l'ajustement du panneau de gauche. Un ajustement constant des différents points donne le temps de vie de l'état $3^-$ à 4,193 MeV. . . . .	79



3.41	Spectre $\gamma$ du $^{32}\text{Si}$ avec la statistique totale de notre expérience. . . . .	80
3.42	Évolution de l'intensité de la composante lente en fonction de la distance entre la cible et le ralentisseur pour la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du $^{32}\text{Si}$ . . . . .	81
3.43	Spectre $\gamma$ du $^{33}\text{Si}$ avec la statistique totale de l'expérience. . . . .	82
3.44	(a) Évolution du rapport des intensités des composantes lente et rapide en fonction de la distance entre la cible et le ralentisseur pour la transition $1/2^+ \rightarrow 3/2^+$ du $^{33}\text{Si}$ . La courbe en rouge est un ajustement exponentiel des données. (b) Temps de vie extrait pour chaque distance en utilisant l'ajustement du panneau de gauche. Un ajustement constant des différents points nous donne la temps de vie de l'état $1/2^+$ à 1,010 MeV. . . . .	83
3.45	Fonctions d'onde de l'état fondamental $3/2^+$ (en bleu) et de l'état $1/2^+$ à 1,010 MeV (en rouge) du $^{33}\text{Si}$ obtenues dans nos calculs de type modèle en couches. L'occupation des orbitales de la couche $sd$ est représentée pour les protons (a) et pour les neutrons (b). . . . .	83
3.46	Spectre $\gamma$ du $^{34}\text{Si}$ avec la statistique totale de l'expérience. . . . .	84
4.1	Systématique des spins des résonances observées par la réaction $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ . La bande rotationnelle du fondamental ainsi que les moments angulaires de grazing de $^{24}\text{Mg}+\alpha$ et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ sont également représentés. Figure issue de [110]. . . . .	88
4.2	Principales voies de décroissance de la réaction $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ . Les seuils de réaction ( $E_t$ en MeV) sont données par rapport au niveau fondamental de $^{28}\text{Si}$ . . . . .	90
4.3	Fonctions d'excitation du système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ : (a) figure issue de [116] : rapport entre les sections efficaces totale de fusion (en haut), de $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}$ (au milieu), $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},p)^{27}\text{Al}$ (en bas) et les sections théoriques des différentes voies ( $\sigma^{th}$ , $\sigma_p^{th}$ et $\sigma_\alpha^{th}$ ), (b) figure issue de [115] : Sections efficaces différentielles de la réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)^{28}\text{Si}$ alimentant directement l'état fondamental et le premier état excité de $^{28}\text{Si}$ . . . . .	91
4.4	Représentation schématique du potentiel ion-ion utilisé pour expliquer les résonances à basse énergie ( $E < V_B$ ) dans la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ [35]. . . . .	92
4.5	Sections efficaces totales de réaction pour le système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ . $\sigma_R$ -ERLANGEN correspond aux mesures de Fröhlich <i>et al.</i> [117], $\sigma_R(\gamma)$ -YALE aux mesures de Schloemer <i>et al.</i> [118] et $\sigma_R$ -F.S.U. aux données de Frawley <i>et al.</i> [119]. Figure issue de [118]. . . . .	92
4.6	Représentation schématique de la largeur des résonances géantes, figure issue de [121]. . . . .	94
4.7	Section efficace de production de $\gamma$ dans les réactions $^{25}\text{Mg}+^3\text{He}$ et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ , issue de [122]. Les différentes lignes représentent des calculs réalisés avec le modèle statistique [122]. Pour $^{25}\text{Mg}+^3\text{He}$ et $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ : ajustements avec la méthode des moindres carrés des données des calculs incluant un mélange d'isospins (lignes continues). Pour la partie $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ les différentes courbes correspondent à des calculs incluant un mélange équiprobable d'isospins (ligne mixte tirets-pointillés), sans mélange d'isospins (ligne en tirets), en ne considérant que des transitions E2 (ligne en pointillés). . . . .	95

4.8	(a) Position et largeur ( $E_R, \Gamma_R$ ) de la résonance quadripolaire géante bâtie sur le fondamental de $^{28}\text{Si}$ et décroissance de cette GQR par émission de particules chargées (figure issue de [123]). (b) Comparaison entre la section efficace de diffusion élastique $^{28}\text{Si}(\alpha, \alpha')$ et des sections efficaces de fusion-évaporation $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ mesurée par Christensen <i>et al.</i> [116] (figure issue de [124]). Toutes les énergies sont données en MeV. . . . .	97
4.9	Vue schématique du hall ISAC-I (en 2006) du laboratoire TRIUMF (Vancouver, Canada) [125]. Par la suite les abréviations utilisées sur le schéma seront utilisées pour désigner les différentes parties du dispositif. . . . .	98
4.10	Support de cibles solides spécialement conçu pour nos expériences de capture radiative. La chaîne permet de changer de cibles sans avoir à ouvrir la chambre à réaction. . . . .	99
4.11	Nombre de coups par unité de charge en fonction de la charge accumulée pour les différentes cibles : (a) Cible 1, $E_{c.m.}=7,2$ MeV (b) Cible 2, $E_{c.m.}=6,6$ MeV (c) Cible 3, $E_{c.m.}=6,6$ MeV. (d) Rapport entre les intensités mesurées en différents points du spectromètre DRAGON et l'intensité du faisceau pour la cible 2. . . . .	101
4.12	Ensemble de détection $\gamma$ (a) la chambre à réaction est entourée d'une couronne de 10 scintillateurs, (b) sur les deux faces latérales de la chambre 10 détecteurs sont placés sur des rails afin de permettre l'ouverture de la chambre à réaction. . . . .	103
4.13	(a) Vue schématique d'un cristal BGO et du tube photomultiplicateur associé. (b) Vue schématique de l'ensemble de détection $\gamma$ . Figures extraites de [127]. . . . .	104
4.14	Spectre $\gamma$ direct corrigé de l'effet Doppler et de l' <i>add-back</i> obtenu pour $E_{c.m.} = 6,6$ MeV. Les flèches indiquent les transitions provenant des voies de fusion-évaporation $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)^{24}\text{Mg}$ (rouge) et $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, p)^{27}\text{Al}$ (bleu). . . . .	105
4.15	Vue schématique du spectromètre DRAGON et des détecteurs associés [129]. . . . .	107
4.16	Fente de sélection en masse. La trajectoire bleue correspond à un noyau de masse supérieure à celle pour laquelle le dipôle électrique est réglé [130]. En noir, la trajectoire des ions pour lesquels le champ dans le dipôle a été ajusté. . . . .	109
4.17	Ouverture angulaire maximale du cône d'émission du noyau de recul en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour une transition directe de la voie d'entrée vers le niveau fondamental par l'intermédiaire d'un photon émis à $90^\circ$ (rouge) et pour une transition vers un état intermédiaire situé à mi énergie entre la voie d'entrée et le fondamental (bleu). L'ouverture angulaire de DRAGON est représentée par la ligne en pointillés. . . . .	110
4.18	Évolution du nombre de noyaux arrivant au plan focal de DRAGON en fonction de l'énergie du $\gamma$ émis depuis la résonance et de sa distribution angulaire : les carrés rouges correspondent à une distribution isotrope, les triangles bleus à une distribution dipolaire et les disques verts correspondent à une distribution quadripolaire. . . . .	111
4.19	Photographie du détecteur de noyaux de recul à silicium (DSSD) placé sur son système de refroidissement. . . . .	112
4.20	Étalonnage du DSSD situé au niveau du plan focal de DRAGON à l'aide d'une tri-source $\alpha$ : (a) une première phase consiste à aligner chacune des 32 pistes du détecteur, (b) étalonnage en énergie du DSSD. . . . .	113

4.21 Schéma de l'électronique d'acquisition de DRAGON (détecteur $\gamma$ et DSSD) [127]. ADC : Convertisseur analogique numérique, AMP : Amplificateur, H DETECTOR : détecteurs de noyaux de recul, DISC : Discriminateur, MEM : Mémoire, TDC : conver- tisseur temps numérique. . . . .	114
4.22 Spectre $\gamma$ mesuré à $E_{c.m.} = 6,6$ MeV en imposant un coïncidence entre les BGO et le DSSD. Les flèches indiquent les transitions provenant des voies de fusion- évaporations $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}$ (en rouge) et $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},p)^{27}\text{Al}$ (en bleu). . . . .	114
4.23 Matrice d'identification des produits de réactions réalisée à partir du temps de vol entre la chambre à réaction et le plan focal du spectromètre DRAGON et de l'énergie des noyaux de recul mesurée par le DSSD. Les événements de capture radiative correspondent à la zone délimitée par le trait rouge sur la figure. . . . .	115
4.24 Spectres des $\gamma$ de plus haute énergie de chaque événement mesurés pour (a) $E_{c.m.}$ $= 6,6$ et (b) $7,2$ MeV en appliquant la sélection sur les événements de capture radi- ative. Les flèches indiquent les transitions, indiquées dans le texte, entre les états de basses énergies de $^{28}\text{Si}$ . . . . .	116
4.25 Nombre cumulé d'états liés ou quasi-liés connus [63] dans le $^{28}\text{Si}$ et utilisés dans nos simulations. Les triangles en rouge correspondent aux états $T = 1$ . . . . .	116
4.26 Simulations numériques GEANT3 : le transport des ions (en rouge) à travers le spec- tromètre ainsi que l'ensemble de détection $\gamma$ sont simulés afin de prendre en compte l'effet de l'acceptance des noyaux de recul sur les spectres $\gamma$ . Les $\gamma$ sont en pointillés bleus. . . . .	117
4.27 Distribution des forces des transitions électromagnétiques dans la région $13 \leq Z \leq 15$ et $26 \leq A \leq 30$ , pour les transitions E2 isoscalaires (a) et M1 isovectorielles (b) . . . .	118
4.28 Résultats des calculs en canaux couplés avec CCFULL [133]. (a) fonction d'excitation du système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ entre 3,8 et 12 MeV. Les données expérimentales sont issues de [134] (disques rouges) et [116] (triangles bleus). La courbe noire représente le résultat des calculs CCFULL. Les différentes énergies de bombardement utilisées dans ce travail et dans l'étude précédente [112] sont indiquées par les flèches rouges. La barrière de Coulomb ( $V_B \sim 7,8$ MeV) est représentée par le trait vertical vert. (b) Distributions de spins obtenues à l'aide de CCFULL aux cinq énergies en utilisant la paramétrisation obtenue en (a). . . . .	120
4.29 Comparaison entre les données expérimentales et les simulations Monte-Carlo (ligne discontinue rouge) incluant la distribution de spins calculée dans la voie d'entrée. . .	121
4.30 Comparaison entre les données expérimentales à $E_{c.m.} = 6,6$ MeV et les simulations GEANT3 (ligne discontinue rouge) obtenues pour quatre valeurs de spin unique dans la voie d'entrée. . . . .	123
4.31 Comparaison entre les données expérimentales à $E_{c.m.} = 7,2$ MeV et les simulations GEANT3 (ligne discontinue rouge) obtenues pour quatre valeurs de spin unique dans la voie d'entrée. . . . .	124
4.32 Comparaison entre les données expérimentales aux deux énergies et les simula- tions Monte-Carlo (ligne discontinue rouge) pour un mélange de spins sur un fond représenté par une distribution de spins dans la voie d'entrée. . . . .	125
4.33 Comparaison entre les données expérimentales aux deux énergies et les simulations Monte-Carlo (ligne discontinue rouge) pour un mélange de spins dans la voie d'entrée.	125

4.34	Comparaison entre les données expérimentales et les simulations Monte-Carlo incluant uniquement les états situés sous le premier seuil particule pour différentes valeurs de spin dans la voie d'entrée ( $J^\pi = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-$ ). . . . .	127
4.35	Simulations numériques pour $E_{c.m.} = 6,6$ MeV n'incluant que des états $T = 1$ , différents mélanges d'isospin ont été testé pour les états $T = 0, 1$ et sont comparés aux données expérimentales. . . . .	129
4.36	Fonctions de structures M1 : (a) comparaison entre les $B(M1) \uparrow$ expérimentaux (en bas) et théoriques (en haut) dans le $^{28}\text{Si}$ (figure issue de [139]) (b) fonction de structure obtenue avec l'interaction PSDPF et les charges effectives données par Richter <i>et al.</i> [16]. . . . .	131
4.37	Évolution par rapport à l'état fondamental de $^{28}\text{Si}$ de l'occupation moyenne des orbitales $1d_{5/2}$ , $2s_{1/2}$ et $1d_{3/2}$ pour un fluide dans les états $1^+$ , $T = 1$ à 10,900 MeV (en rouge) et 11,446 (en bleu). . . . .	131
4.38	Distribution de force M1 obtenue en ne considérant que la partie spin de l'opérateur : (a) calcul de type modèle en couches réalisé avec l'interaction PSDPF [20] vers les états $J^\pi = 1^+$ , $T = 1$ (b) (b1 et b2) distribution de force expérimentale obtenue à partir des données de Crawley <i>et al.</i> [142] de diffusion de proton. Décomposition de la force vers les états $T = 0$ (b3) et vers les états $T = 1$ (b4). Figure issue de [143]. . . . .	132
4.39	Simulation numérique (en pointillés rouges) obtenue en considérant un spin d'entrée $2^+$ et une alimentation favorisée des états $T = 1$ $2^+$ (11,433 MeV) et $1^+$ (11,446 MeV) pour $E_{c.m.} = 6,6$ MeV. . . . .	133
4.40	Simulation numérique (en pointillés rouges) obtenue en considérant dans la voie d'entrée un mélange de spins $0^+$ , $1^-$ , $3^-$ sans alimentation favorisée des $T = 1$ superposée au scénario où la voie d'entrée a un spin $2^+$ avec une alimentation favorisée des états $2^+$ , $T = 1$ (11,433 MeV) et $1^+$ , $T = 1$ (11,446 MeV) pour $E_{c.m.} = 6,6$ MeV. . . . .	134
4.41	Évolution du nombre de $\gamma$ détectés dans deux détecteurs situés de part et d'autre de l'axe du faisceau ( $Nb_{\gamma_{det}}$ ) par rapport au nombre total de photons détectés dans l'ensemble BGO ( $Nb_{\gamma_{ens}}$ ), en coïncidence avec le DSSD au niveau du plan focal de DRAGON. . . . .	135
4.42	Distribution angulaire des photons dans la région $10,5 \leq E_\gamma \leq 12,5$ MeV pour $E_{c.m.} = 6,6$ MeV. La courbe en rouge (b) représente la distribution angulaire théorique d'une transition $2^+ \rightarrow 1^+$ dont l'expression est donnée en Eq. 4.21 ajustée à nos données. . . . .	136
4.43	Sections efficaces de la réaction $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ dans la région 5-10 MeV provenant de [134, 116] (triangles rouges) ainsi que les sections efficaces de capture radiative mesurées par Lebhertz <i>et al.</i> [112] et les points provenant de notre étude (carrés bleus). . . . .	138
4.44	Fonction de structure M1, $\Delta T = 1$ en partant de l'état $1^+$ , $T=1$ à 11,446 MeV de $^{28}\text{Si}$ vers des états $2^+$ . (a) Distribution obtenue avec l'interaction PSDPF et les charges effectives standard. (b) La même distribution convoluée avec une gaussienne. . . . .	140
4.45	Fonction de structure M1 $0^+ \rightarrow 1^+$ , $T = 1$ dans $^{24}\text{Mg}$ calculée avec l'interaction PSDPF et les facteurs gyromagnétiques donnés dans [16]. . . . .	141

4.46	Comparaison entre les différentes énergies explorées lors de notre expérience précédente [112] et celle de ce travail sous la barrière. De haut en bas $E_{c.m.} = 9,0; 8,8; 8,5; 7,2$ et $6,6$ MeV. (a) Les différents spectres sont alignés en 0. (b) Les spectres sont alignés sur l'énergie d'entrée dans le système. Les spectres sont normalisés à la statistique obtenue à $E_{c.m.} = 6,6$ MeV. . . . .	142
4.47	Systématique de spins obtenus dans $^{28}\text{Si}$ . (a) Systématique de spins dans le $^{28}\text{Si}$ issue de Metelko <i>et al.</i> [110]. Les différentes énergies explorées dans le travail de Lebhertz <i>et al.</i> et dans ce travail sont ajoutés (disques rouges). (b) Systématique de spins de la bande fondamentale de $^{28}\text{Si}$ ( <i>oblate</i> , carrés pleins), <i>prolate</i> bâtie sur le $0_3^+$ (disques) et les spins obtenus dans le travail précédent [112] et ce travail (triangles). . . . .	143
C.1	Transition $j_1 \rightarrow j_2$ . . . . .	153
C.2	Transition en cascade. . . . .	155
C.3	Distributions angulaires calculées, les deux courbes correspondent à une transition $2^+ \rightarrow 0^+$ . En rouge le cas où cette transition est seule, en bleu le cas où cette transition est précédée par une transition $L = 2, 2^+ \rightarrow 2^+$ . . . . .	155



# Liste des tableaux

3.1	Caractéristiques des matériaux testés et conditions expérimentales lors de l'expérience préparatoire aux différentes mesures de temps de vie auprès d'AGATA-PRISMA. $\varepsilon_c$ correspond à l'épaisseur des cibles et $T_{fus}$ aux températures de fusion des différents matériaux. $E/V$ correspond au rapport entre l'énergie dans le centre de masse et la barrière de fusion [85] et $\Delta\beta$ au ralentissement des ions dans les différents matériaux. . . . .	45
3.2	Épaisseurs estimées afin d'obtenir un ralentissement de $\Delta\beta \sim 2\%$ aux énergies des faisceaux utilisés lors de l'expérience préparatoire et taux de comptage correspondant pour une intensité de faisceau de 1 nAp. . . . .	48
3.3	Énergie du faisceau avant le support de cible, avant la cible, au milieu de la cible et en sortie de cible. . . . .	50
3.4	Tableau récapitulatif des cinq distances entre la cible et le ralentisseur . . . . .	52
3.5	Les caractéristiques de PRISMA . . . . .	58
3.6	Position en mm des points utilisés pour l'étalonnage du MCP. . . . .	59
3.7	Tableau récapitulatif des différentes données provenant des détecteurs du spectromètre PRISMA. . . . .	62
3.8	Caractéristiques du quadropôle de PRISMA . . . . .	63
3.9	Caractéristiques du dipôle de PRISMA . . . . .	64
3.10	Chaleurs de réactions binaires pour les isotopes de Cl, S, P et Si peuplés au cours de la réaction de transfert multiple de nucléons $^{36}\text{S}+^{208}\text{Pb}$ . Les chaleurs de réactions sont données en MeV et correspondent à l'alimentation des états fondamentaux des différents noyaux indiqués dans le tableau. Le partenaire lourd est également indiqué pour chaque réaction. . . . .	72
4.1	Récapitulatif des énergies de bombardement étudiées dans ce travail ( $E_1, E_2$ ) et celles étudiées dans une étude précédente ( $E_3, E_4, E_5$ ) [112, 113]. Les énergies du faisceau sont données au centre de la cible. . . . .	90
4.2	Épaisseurs des cibles à la fin des différentes prises de données. . . . .	102
4.3	Caractéristiques des dipôles magnétiques de DRAGON. . . . .	108
4.4	Caractéristiques des dipôles électriques de DRAGON. . . . .	108
4.5	Énergies $E_\alpha$ des $\alpha$ de la source d'étalonnage. $E'_\alpha$ correspond à l'énergie des $\alpha$ après la couche de métallisation (0,3 $\mu\text{m}$ de Al) et la zone morte du détecteur (0,35 $\mu\text{m}$ de Si)112	112
4.6	Forces moyennes des transitions isoscalaires (IS) et isovectorielles (IV) calculées à partir des données réunies dans la région autour de $^{28}\text{Si}$ utilisées dans nos simulations en unité Weisskopf. . . . .	118
4.7	Résultat des cinq énergies explorées dans le système $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ . . . . .	138
D.1	Liste des états du $^{28}\text{Si}$ inclus dans nos simulations GEANT3 . . . . .	157





# Remerciements

Nous voici finalement au dernier chapitre de ce manuscrit, chapitre au combien difficile à écrire comme beaucoup de mes prédécesseurs l'ont déjà signalé. Comme toujours, malheureusement, il n'y a qu'en se confrontant à l'exercice qu'on se rend compte de la justesse de leurs propos. Il est donc temps pour moi de me lancer, d'avance toutes mes excuses aux gens qui ne verront pas leur nom figurer ici.

Je tiens à remercier Christelle Roy, directrice de l'IPHC, qui m'a accueilli dans son laboratoire et qui a permis que ces travaux se déroulent dans les meilleures conditions. J'aimerais en particulier lui exprimer toute ma gratitude pour son aide précieuse et son soutien indéfectible pour améliorer l'intégration des doctorants au sein du laboratoire.

À celle qui a eu le courage d'encadrer ces travaux et qui a eu la difficile tâche de me supporter au quotidien, ma directrice de thèse, Sandrine Courtin. Un grand merci à toi de m'avoir fait confiance et de m'avoir laissé toute la liberté d'action dont j'avais besoin pour m'épanouir. Souvent tu as dû te demander ce que je faisais, merci de m'avoir fait confiance même dans ces moments-là. Un grand merci également à Florent Haas, qui a été là à chaque fois que j'en avais besoin. Merci à vous deux de m'avoir encadré et encouragé tout au long de ces trois années, et merci d'avoir toujours fait preuve d'enthousiasme par rapport aux résultats dont il m'est souvent arrivé de douter. Enfin, un très grand merci à vous deux pour m'avoir initié au monde de la physique nucléaire.

Je voudrais remercier l'ensemble des membres du jury pour avoir apporté leurs contributions à mon travail avec tant d'attention et de gentillesse. Benoit Gall d'abord, qui en a accepté la présidence. Merci à lui pour ses encouragements tout au long de ces trois années. Je remercie chaleureusement Anne Lefebvre-Schuhl et Gilles de France pour avoir accepté d'être rapporteurs de mon travail. Merci à Anne, pour sa relecture minutieuse de ce manuscrit et les nombreuses corrections qu'elle a pu y apporter. Merci à Gilles pour l'étude scrupuleuse de mon travail et les frappes chirurgicales qui en ont découlé. Je tiens à le remercier particulièrement pour les discussions enrichissantes que nous avons pu avoir autour de ce travail. Enfin j'ai eu la chance de bénéficier des conseils et des remarques de Dave Hutcheon. Obtenir son assentiment sur ce travail relève pour moi d'une valeur scientifique inestimable.

Au cours de ces trois années de thèse, j'ai également eu l'occasion de me rendre fréquemment en Italie et en particulier au Laboratoire National de Legnaro. Je tiens ici à remercier chaleureusement toutes les personnes avec qui j'ai eu la chance de travailler là-bas et qui sont pour moi une vraie famille. Merci au groupe de mécanismes de réaction : Alberto, Enrico, Fernando, Giovanna et Lorenzo pour leur enthousiasme et pour m'avoir fait partager tant d'expériences. Merci également au groupe de spectroscopie gamma, et en particulier à Caterina, Eda, Enrico, Gottardo, Victor pour leur aide, leur disponibilité. Un grand merci également à Javier, pour la bienveillance dont il a fait preuve à mon égard, un grand merci pour tout ce que j'ai pu apprendre en travaillant à ses côtés. J'espère encore avoir souvent l'occasion de travailler avec vous tous. Je voudrais également remercier ici les personnes avec qui j'ai pu collaborer à Legnaro : Maria, Laura et Robert. Une attention toute particulière aux personnes de l'institut Ruder Bošković de Zagreb, Suzana et Tea. À Suzana, un grand merci pour la gentillesse, la disponibilité dont elle a fait preuve tout au long de ces trois années. Merci également pour les discussions toujours pertinentes autour de la physique que nous

avons pu avoir. J'en arrive maintenant aux deux personnes sans qui ces nombreux voyages n'auraient pas eu le même charme, Tea et Daniele. Merci à vous deux pour tout, tous ces shifts passés dans la bonne humeur, et n'oublions pas les merveilleux apéros au Gran Caffè Diemme. J'espère que cette amitié continuera encore longtemps.

J'ai également eu la chance, le plaisir, que dis-je le privilège de travailler au quotidien avec certaines personnes que je voudrais à présent remercier. Un grand merci à l'ensemble du groupe CAN dans lequel j'ai évolué durant ces trois années. Merci en particulier à Christian Beck, pour ces nombreux conseils bibliographiques et les discussions que nous avons pu avoir autour des clusters. Merci également à Gilbert, pour son soutien, et pour m'avoir permis de présenter mes travaux aussi régulièrement. Merci à ceux qui m'ont soutenu dans les moments difficiles de la vie de doctorant en particulier Olivier et Marc. J'aimerais également témoigner ici mon immense respect et ma gratitude aux théoriciens de physique nucléaire. Je tiens en particulier à remercier Kamila et Frédéric, pour leur aide précieuse qui m'a permis d'avancer aux moments où je doutais le plus. Votre gentillesse et votre amitié ont été un soutien indispensable pour moi. Enfin je signifie toute ma gratitude au Dr<sup>2</sup> (ou Dr Dr) Finck, qui a été pour moi un interlocuteur de choix, faisant toujours preuve d'une tempérance dont nul autre n'est capable. Nos pauses cafés me manqueront certainement plus que tu ne peux l'imaginer.

J'en arrive à présent à mes compagnons d'infortune, à mes collègues doctorants. A mon voisin de bureau, le déjà Dr Maire, merci d'avoir fait preuve d'autant de tolérance face à mes choix musicaux parfois douteux mais toujours d'une grande finesse et d'une sensibilité que tu ne saurais nier. Dr Vanstalle qui a eu la gentillesse de me refiler une très belle patate chaude, merci. Merci d'avoir partagé les joies de la vie de doctorant avec moi, pensons en particulier au Mojito, tapas et autres joyusetés sans tequila de préférence. Dr Miconi, dit le Vosgien, comme tu m'as pris de court, en soutenant avant moi, je ne vais pas te remercier pour toutes les choses que nous avons partagées. Dr Moukkaddam, dit le sarrasin, merci pour toutes ces discussions autour de toutes ces bières qui même si elles n'ont pas fait avancer quoi que ce soit ont eu le mérite de ne rien faire reculer, même si le chemin du retour ne paraissait jamais aussi long. Merci mon ami pour ton soutien et ta disponibilité. Mr Juliani, oui, toi tu n'es pas encore docteur, et en temps voulu je saurai me souvenir des "Alors la rédaction, ça avance ?", "Ta présentation est prête ?" ou les fameux "Tu stresses pas trop ?". Heureusement que je fais totalement confiance à ton chef pour te les rappeler en temps et en heure. Dr Dr Finck prend soin de lui. Enfin, même s'il a choisi une drôle de voie, merci au Dr Rydzek. Même si tu as fait en sorte de ne pas avoir à venir m'écouter en choisissant lâchement de soutenir le même jour que moi, je tiens à te remercier pour avoir essayé de me faire faire un peu de sport, même si au final notre abonnement ressemble plus à un don à une œuvre caritative qu'à autre chose ou qu'il nous reste toujours un grand nombre d'entrées à la piscine non utilisées. Merci également à tous les doctorants avec qui j'ai eu la chance de partager mon quotidien durant ces trois années, Estelle, Jérôme, Loïc, Samir et Xitzel, bonne continuation à vous et bonne chance pour la fin de votre voyage.

Un grand merci aux anciens du groupe CAN, ceux qui sont partis vers des horizons gris et pluvieux, n'est-ce pas Julien, et celles qui m'ont pavé la route. Merci à toi Mouna pour ton aide et nos discussions sur les calculs modèle en couches. À Marie-Delphine, merci pour ton aide dans ma recherche de post-doc, j'espère pouvoir un jour payer ma dette, à toi de me dire comment. À ma grande prêtresse, celle qui m'a tout fait découvrir, ton petit scarabée a fini par y arriver. Je te souhaite bonne chance pour ta reconversion et j'espère que tu deviendras riche histoire que tu

puisses me "rendre l'appareil" comme tu l'écrivais si bien il y a trois ans.

À Tiffany, ma *CDMC*, merci d'avoir si souvent veillé sur notre appartement, pendant que je parcourais le monde. À toi qui m'as sauvé la vie alors que je me faisais agresser sauvagement par un verre, grâce à quoi je n'ai pas fini par tuer ta boîte à miaouh qui a fortement contribué à la réduction de mon temps de sommeil, merci de m'avoir suivi dans mes paris sportifs comme essayer d'aller faire du sport ou tester toutes les vodkas aromatisées du Schluch en une soirée. Merci pour nos rares, mais toujours d'une qualité exceptionnelle, soirées et sorties coloc. Pour tous les films de grandes qualités que nous avons pu voir ou nos virées chez Ludovic et plus tard Jonathan, je tiens à t'exprimer toute ma gratitude.

À Yannan, merci de ton indéfectible soutien, moral et intellectuel. Merci d'avoir supporté mes interminables lamentations, et même d'arriver à me supporter avec tous mes défauts. Merci d'avoir été présent à chaque fois que j'en avais besoin. Je tiens à te remercier pour tous les bons moments que nous avons passés au cours des dernières années. Je te souhaite tout le succès que tu mérites pour ton post-doc à Knoxville, en espérant quand même que tu nous reviendras vite.

Merci à ceux également qui ont fait le voyage, parfois de loin, pour venir m'écouter, Léa, en digne représentante du groupe de Fusteliens, Nicolas, mon cher binôme de M1, et enfin en digne ambassadeur de la Bretagne, je tiens à remercier tout particulièrement mon grand-oncle Louis, pour avoir pris le temps de traverser la France entière pour être présent le jour J. Une petite pensée pour tout ceux partis trop tôt qui n'ont pas pu être présents lors de la soutenance. Enfin mes derniers mots iront à ceux sans qui mon ascension de l'échelle universitaire n'aurait pas été possible. À mes parents, Simone et Albert, mon grand frère Laurent qui ont toujours fait preuve d'une grande patience à mon égard et m'ont toujours soutenu dans les moments difficiles.



## Résumé :

Des calculs de type modèle en couches ont été réalisés dans un espace de valence  $1\hbar\omega$  complet pour les noyaux de la couche *sd*. Ces calculs ont permis pour la première fois de prédire la durée de vie des états de parité positive et négative des noyaux riches en neutrons de la couche *sd*. Les durées de vie prédites (1 - 100 ps) sont mesurables par la méthode de décalage Doppler différentiel. Le démonstrateur du détecteur  $\gamma$  européen de nouvelle génération, AGATA, en coïncidence avec le spectromètre magnétique PRISMA du LNL (Italie) et le plongeur de l'Université de Cologne ont été utilisés pour mesurer les durées de vie des états excités dans  $^{32,33}\text{Si}$  et  $^{35,36}\text{S}$ . Les structures plus complexes, à  $n\hbar\omega$  ont également été étudiées dans le  $^{28}\text{Si}$ . Ce dernier est un noyau important pour comprendre la compétition entre les structures de type champ moyen et les structures en agrégats. La réaction résonante de capture radiative d'ions lourds-légers  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  a été réalisée à des énergies sous-coulombiennes. La décroissance  $\gamma$  complète depuis les résonances peuplées par la réaction jusqu'au niveau fondamental de  $^{28}\text{Si}$  a été mesurée pour la première fois à ces énergies et montre une forte alimentation d'états intermédiaires autour de 10 MeV. Les comparaisons avec des études de captures radiatives au-dessus de la barrière de Coulomb ont été effectuées et les résultats ont été interprétés en termes de l'alimentation favorisée d'états à isospin  $T = 1$  dans le noyau autoconjugué  $^{28}\text{Si}$ .

---

## Intruder states in *sd*-shell nuclei : from 1p-1h to np-nh in Si isotopes

### Abstract :

New large-scale shell-model calculations with full  $1\hbar\omega$  valence space for the *sd*-nuclei has been used for the first time to predict lifetimes of positive and negative parity states in neutron rich Si isotopes. The predicted lifetimes (1 - 100 ps) fall in the range of the differential Doppler shift method. Using the demonstrator of the European next generation  $\gamma$ -ray array, AGATA, in coincidence with the large acceptance PRISMA magnetic spectrometer from LNL (Legnaro) and the differential plunger of the University of Cologne, lifetimes of excited states in  $^{32,33}\text{Si}$  and  $^{35,36}\text{S}$  nuclei were measured. In a second step, the  $n\hbar\omega$  structure in the stable  $^{28}\text{Si}$  nucleus was also studied.  $^{28}\text{Si}$  is an important nucleus to understand the competition between mean-field and cluster structures. It displays a wealth of structures in terms of deformation and clustering. Light heavy-ion resonant radiative capture  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  has been performed at energies below the Coulomb barrier. The measured  $\gamma$ -spectra indicate for the first time at these energies that the strongest part of the resonance decay proceeds through intermediate states around 10 MeV. Comparisons with previous radiative capture studies above the Coulomb barrier have been performed and the results have been interpreted in terms of a favoured feeding of  $T = 1$  states in the  $^{28}\text{Si}$  self-conjugate nucleus.

---

**Mots clés :** spectroscopie  $\gamma$ ; capture radiative d'ions lourds; transfert multiple de nucléons; réactions profondément inélastiques; structure nucléaire; modèle en couches; molécules nucléaires

**Discipline :** Constituants élémentaires

---

**Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien**

**23 Rue du Loess - BP 28 - 67037 STRASBOURG Cedex 02**