

UMR 7178



# HDR HDR .

*Présentée par*

**Sandrine Courtin**

*Spécialité : Physique Nucléaire*

## Structures Exotiques et Mécanismes de Réactions entre Ions Lourds à la Barrière de Coulomb

Thesis-2007-Courtin

Institut Pluridisciplinaire  
Hubert Curien  
Département Recherches  
Subatomiques

23 rue du Loess  
BP 28

F-67037 Strasbourg cedex 2  
Tél. : (33) 03 88 10 65 87  
Fax : (33) 03 88 10 62 34  
<http://www.wires.in2p3.fr>

CERN LIBRARIES, GENEVA

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00061823



**IN2P3**  
Institut National de Physique Nucléaire  
et de Physique des Particules



**ulp**  
UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR  
STRASBOURG

---

A : ISOLDE  
E : NA

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES  
présentée par  
**Sandrine Courtin**

*Spécialité : Physique Nucléaire*

**Structures Exotiques et Mécanismes de Réactions  
entre Ions Lourds à la Barrière de Coulomb**

soutenue le 14 Novembre 2007 devant la commission d'examen

MM.	F. Haas	Garant de l'habilitation
	M. Harakeh	Examinateur
	D. Huss	Rapporteur interne et président du jury
	P. Quentin	Rapporteur externe
	J.-L. Sida	Examinateur
	A. Villari	Rapporteur externe

Thesis- 2007 - Courtin

2752867



---

La préparation de l'Habilitation à Diriger des Recherches a été pour moi l'occasion unique de dégager un fil conducteur à travers mes sept années de recherche, et de tenter de réfléchir au sens de ce parcours. Le chemin, au cours duquel j'ai abordé différents domaines de la Physique Nucléaire, a été marqué par plusieurs rencontres.

Il y a d'abord Florent Haas, dont nous connaissons tous les immenses qualités scientifiques et humaines. Je le remercie pour son enthousiasme, son aide constante, ses réponses à mes questions, la confiance qu'il me porte, la place qu'il m'a faite à ses côtés, nos reconstructions du monde de la Physique Nucléaire et du monde tout court et enfin son idée de ce que notre travail signifie.

Je remercie Neil Rowley, Jean-Luc Sida et Alberto Stefanini pour m'avoir fait partager leur connaissance de la fusion à la barrière, pour nos défis expérimentaux, nos discussions dynamiques et nos projets futurs.

J'ai beaucoup appris de la décroissance  $\beta$  par Guy Walter, Paule Baumann et Christiane Miché, en particulier lors de longues nuits de shift chez nos collègues helvètes.

Je remercie Jean Devin et Dino Bazzacco pour leur aide précieuse durant les manip et fais un clin d'oeil à mes collègues du groupe CAN et à mes amis spectroscopistes  $\gamma$  Nadine Redon et Olivier Stezowski.

Mes travaux autour de la thématique cluster à l'IPHC, depuis trois années, ont été pour moi l'occasion de rencontrer David Jenkins, qui, au fil des expériences à Triumf, Argonne, Legnaro et lors de mes séjours à l'Université de York est devenu un collaborateur de choix et un ami.

Je remercie Dave Hutcheon pour son aide, ses précieuses explications lors de mes expériences de capture radiative à Triumf et pour son goût pour le cinéma français !

Je suis ravie de collaborer avec Suzana Szilner, depuis notre rencontre à l'IReS il y a bientôt dix ans. J'apprécie sa sympathie complice, sa patience, sa volonté de comprendre la Physique et de la transmettre aux jeunes.

Lors de mon parcours, j'ai été amenée plusieurs fois à m'intéresser à des problématiques d'intérêt astrophysique dans les noyaux légers. Je suis très reconnaissante envers Anne Lefebvre pour m'avoir permis de participer aux mesures de taux de réaction de  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$  et pour nos projets futurs !

Je remercie mes théoriciens favoris Etienne Caurier et Frédéric Nowacki pour nos discussions et pour l'accès qu'ils nous ont donné aux calculs de Modèle en Couches.

Un grand merci à Boris Hippolyte, Dominique Curien, Marc Rousseau, Christian Kuhn, Isabelle Billard et Alain Michalon qui sont des collègues avec qui j'ai grand plaisir à travailler à l'IPHC. A l'Université, j'ai eu la chance de rencontrer André Bieber, Jean-Pierre Münch, Antoine Herr, Pierre Panissod, Janos Polonyi et Jean Heyvaerts. Il m'ont d'abord transmis leur goût pour la Physique et son enseignement et font aujourd'hui de mon travail à l'ULP une collaboration réussie.

Je tiens à exprimer ma gratitude envers Mushin Harakeh, Daniel Huss, Philippe Quentin, Jean-Luc Sida et Antonio Villari pour avoir accepté de jeter un regard critique sur mon travail.

Aucun de nos résultats n'aurait vu le jour sans l'immense travail des étudiants de nos équipes de recherche ou collaborations, en particulier Saara, Aloyse, Eric, Enrique et Marie-Delphine que je tiens à remercier ici. Une mention spéciale à Dorothee pour son enthousiasme, sa finesse, sa ténacité et son intérêt impressionnant pour la Physique.

Une pensée enfin pour mes amis qui m'ont soutenue, divertie, et ont veillé sur moi, en particulier celui qui a fait un bout du chemin à mes côtés.

---

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>13</b>
<b>1 Fusion nucléaire près de la barrière de Coulomb</b>	<b>19</b>
1.1 Cas des ions lourds . . . . .	21
1.1.1 Modèles à une dimension . . . . .	21
1.1.2 Importance de la structure interne : premiers indices . . . . .	22
1.1.3 Distributions de barrières . . . . .	24
1.1.4 Influence de $D(B)$ sur la population des moments angulaires des noyaux produits dans la fusion à la barrière de Coulomb . . . . .	28
1.2 Fusion induite par des noyaux à halos . . . . .	32
1.2.1 Introduction . . . . .	32
1.2.2 Cas de ${}^4\text{He} + {}^{238}\text{U}$ . . . . .	33
<b>2 Décroissance <math>\beta</math> et formes exotiques</b>	<b>37</b>
2.1 Noyaux riches en neutrons proches des couches magiques . . . . .	39
2.2 Coexistences de formes dans la région de masse $A \sim 75$ à $N \sim Z$ . . . . .	46
<b>3 Etats résonnants et émergence de clusters dans la matière nucléaire</b>	<b>57</b>
3.1 Clusters et molécules dans les noyaux . . . . .	59
3.2 Phénomènes résonnants dans les collisions entre ions lourds-légers . . . . .	62
3.3 Décroissances de résonances étroites et molécules nucléaires dans ${}^{48}\text{Cr}$ , ${}^{24}\text{Mg}$ et ${}^{28}\text{Si}$ . . . . .	68
<b>4 Epilogue, Projets</b>	<b>93</b>
4.1 Transferts multiples de nucléons, loin de la stabilité . . . . .	95
4.2 Molécules Nucléaires . . . . .	96
4.2.1 Résonances moléculaires et états <i>doorway</i> . . . . .	96
4.2.2 Recherche de transitions électromagnétiques entre états moléculaires	98
4.2.3 Molécules ... exotiques . . . . .	100
4.3 Capture radiative et taux de réactions astrophysiques . . . . .	100
<b>5 Enseignement, de la physique des ondes à celle des noyaux et particules</b>	<b>103</b>
<b>A Liste de publications</b>	<b>115</b>



# Table des figures

1.1	Potentiel total (nucléaire, centrifuge et coulombien) pour le système $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ , en fonction du moment angulaire $L$ et de la distance entre les noyaux [1]. . . . .	21
1.2	Fonctions d'excitation mesurées par Leigh et al. pour la fusion de $^{16}\text{O} + ^{144,148,154}\text{Sm}$ ([4]) et par Beckerman et al. [5] pour la fusion de $^{58}\text{Ni} + ^{58,64}\text{Ni}$ et $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ . La ligne en pointillés représente un calcul à une dimension. On remarque une large sous-estimation de la section efficace de fusion sous-coulombienne par une telle description. . . . .	22
1.3	Distributions $D(B)$ correspondant à un ensemble discret de barrières dont les hauteurs varient selon leurs poids relatifs. $B_C$ (rouge) représente la barrière moyenne. Les courbes en pointillés et en trait plein représentent deux calculs de $D(B)$ , en adoucissant la barrière de pénétration (pointillés) et en utilisant un calcul réaliste (trait plein) [4]. . . . .	23
1.4	Distributions $D_{exp}(B)$ correspondant à la fusion de $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ , $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$ , $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ , $^{16}\text{O} + ^{186}\text{W}$ , $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$ et $^{58}\text{Ni} + ^{60}\text{Ni}$ . Le trait plein correspond à un calcul complet en voies couplées. . . . .	25
1.5	Voies couplées, cas 1D du couplage à un seul état excité du noyau cible. . .	26
1.6	Section efficace de fusion dans le système $^{58}\text{Ni} + ^{60}\text{Ni}$ . Les points expérimentaux sont issus de [12] et les courbes présentées sont issues de calculs en canaux couplés ou bien de paramétrisations simples en superposant différentes barrières de fusion avec différents poids (voir texte). . . . .	27
1.7	Distributions de spin théoriques pour le noyau composé $^{118}\text{Ba}$ formé dans la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{60}\text{Ni}$ aux trois énergies correspondant au passage des trois sous barrières, à $E_{cm} = 96,6$ MeV (triangles), 101,7 MeV (losanges) et 108,3 MeV (points). . . . .	28
1.8	Distribution de spin expérimentale pour le noyau composé $^{118}\text{Ba}$ (points) comparées à un calcul complet en voies couplées (courbe continue) à une énergie de 96,6 MeV, correspondant au passage de la première sous-barrière. La courbe en pointillés représente un calcul sans couplage aux états de vibration multiplié par un facteur 1000. . . . .	29
1.9	Distribution de spin expérimentale pour le noyau composé $^{118}\text{Ba}$ (points) comparées à un calcul complet en voies couplées (courbe continue) à une énergie de 101,7 MeV, correspondant au passage de la seconde sous-barrière (et de la première). La courbe en pointillés représente un calcul sans couplage aux états de vibration. . . . .	30



1.10	Distribution de spin expérimentale pour le noyau composé $^{118}\text{Ba}$ (points) comparées à un calcul complet en voies couplées (courbe continue) à une énergie de 108,3 MeV, correspondant au passage de toutes les barrières. La courbe en pointillés représente un calcul sans couplage aux états de vibration.	31
1.11	Vue latérale schématique du système de détection utilisé dans l'étude de la fusion sous la barrière de $^4\text{He} + ^{238}\text{U}$ [26].	33
1.12	Section efficace de fusion de $^6\text{He} + ^{238}\text{U}$ (symboles pleins) et $^4\text{He} + ^{238}\text{U}$ (symboles ouverts). Les données obtenues dans cette expérience sont représentées par des carrés, celles représentées par des cercles proviennent de [24].	34
2.1	Ilot d'inversion à $A \sim 32$ , $Z = 10, 11, 12$ .	40
2.2	$A = 33$ . Spectres $\gamma$ enregistrés pendant les 50 ms après le pulse proton, en (a), contenant les raies la décroissance de $^{33}\text{Na}$ , et pendant les 50-500 ms après le pulse, en (b), contenant les raies des autres isotopes produits.	41
2.3	Schéma de la décroissance de $^{33}\text{Na}$ , montrant les voies $\beta\text{-}\gamma$ , $\beta\text{-n-}\gamma$ et $\beta\text{-2n-}\gamma$ mesurées dans cette étude.	42
2.4	Isotones à $N = 21$ , prédictions de B.A. Brown.	43
2.5	Schéma de niveaux à basse énergie d'excitation de $^{33}\text{Mg}$ calculé dans le cadre du modèle en couches avec contributions particule-trou (voir texte).	43
2.6	Systématique des premiers états excités des isotones à $N = 21$ . On remarquera 'l'inversion' des états $7/2^-$ et $3/2^+$ pour $^{33}\text{Mg}$ .	44
2.7	Niveaux neutron à une particule dans $^{80}\text{Sr}$ , résultant d'un calcul microscopique de Nazarewicz <i>et al.</i> , extrait de [49].	46
2.8	Systématique des énergies $E_x$ des premiers états $2^+$ pour les noyaux pair-pair à $N = Z$ et $A = 64$ à $88$ .	47
2.9	Distribution de la force Gamow-Teller pour les isotopes pair-pair de Se, Kr et Sr [54] calculée dans un formalisme de champ moyen HF-BCS+QRPA où $\Delta$ désigne le gap d'appariement entre nucléons du même type dans l'approximation BCS.	48
2.10	Photographie du dispositif expérimental autour du TAgS à ISOLDE. On distingue le spectromètre cylindrique au fond, le télescope au germanium et son réservoir d'azote au premier plan. On distingue également une partie du blindage (ouvert), à droite et à gauche de la figure.	50
2.11	Distribution de la force Gamow-Teller mesurée (cercles) pour la décroissance $\beta^+$ de $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ . Les barres représentent des calculs de type HF-BCS-QRPA effectués par P. Sarriguren pour une déformation oblate ( $\beta = -0,15$ ) en haut et prolata ( $\beta = +0,39$ ) en bas.	52
2.12	Force Gamow-Teller accumulée en fonction de l'énergie d'excitation mesurée (cercles) pour la décroissance $\beta^+$ de $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ . Les pointillés et tirets montrent les calculs HF-BCS-QRPA effectués par P. Sarriguren pour une déformation oblate ( $\beta = -0,15$ ) et prolata ( $\beta = +0,39$ ) respectivement, correspondant à un minimum dans les surfaces d'énergie potentielle.	53
2.13	Force Gamow-Teller accumulée en fonction de l'énergie d'excitation mesurée (carrés) dans la décroissance de $^{76}\text{Sr}$ . Les pointillés et tirets montrent les calculs HF-BCS-QRPA effectués par P. Sarriguren pour une déformation oblate ( $\beta = -0,13$ ) et prolata ( $\beta = 0,41$ ) respectivement.	54

3.1	Diagramme d'Ikeda, inspiré de [75]. Dans les noyaux $^8\text{Be}$ à $^{28}\text{Si}$ , les structures en cluster sont prédites à des énergies d'excitation proches du seuil de décroissance dans les sous-structures correspondantes. Les énergies seuil sont indiquées en MeV sur la figure. . . . .	59
3.2	Figure inspirée de [76]. Energies de liaison calculées par le modèle de Halfstad et Teller (cercles), comparées aux énergies mesurées (pointillés rouges). . . . .	60
3.3	Nombre de voies ouvertes en fonction du moment angulaire d'effleurement pour les systèmes C+C, C+O et O+O (à gauche). Les fonctions d'excitation pour les voies de réactions directes pour certains de ces systèmes sont représentées à droite. . . . .	62
3.4	Fonctions d'excitation pour la réaction $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse et de l'énergie d'excitation dans le noyau composite $^{24}\text{Mg}$ (haut), extraites de [89]. Notre étude expérimentale a porté sur la décroissance des résonances à $E_{cm} = 6$ MeV, 6,8 MeV, 7,5 MeV et 8 MeV. . . . .	63
3.5	Fonctions d'excitation pour la réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse et de l'énergie d'excitation dans le noyau composite $^{28}\text{Si}$ , extrait de [92]. Le graphe du haut correspond à l'alimentation du premier état excité et celui du bas à l'alimentation du fondamental de $^{28}\text{Si}$ . Notre étude expérimentale a porté sur la décroissance des résonances à $E_{cm} = 8,5$ MeV et 9,1 MeV. . . . .	64
3.6	Fonction d'excitation pour la diffusion élastique à $90^\circ$ de $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [83, 84], décomposition 'near-side' / 'far-side' des distributions angulaires à 102 MeV et 132 MeV et série d'éléphants d'Airy représentant de façon imagée la diffusion élastique $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à $90^\circ$ . . . . .	65
3.7	Fonctions d'excitation des voies de réaction élastique et inélastiques dans le système $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ mesurées par Zurmühle <i>et al.</i> . La flèche rouge indique la résonance dont la décroissance a été étudiée en détails par notre groupe. . . . .	66
3.8	Séparation des fragments en Z dans les chambres d'ionisation au plan focal de PRISMA. . . . .	69
3.9	Spectre $\gamma$ enregistré sur la résonance en coïncidence avec les fragments à $Z = 12$ et $A = 24$ enregistrés dans PRISMA. L'encart dans le spectre montre les transitions d'énergies entre 3 et 5 MeV de la bande du fondamental de $^{24}\text{Mg}$ et de la bande $K^\pi = 2^+$ . . . . .	70
3.10	Représentation dans le plan $(E^*, I)$ des états yrast peuplés dans les différentes voies de la réaction de fusion-évaporation $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{cm} = 45,7$ MeV. Les carrés représentent le spin d'alimentation moyen et l'énergie d'excitation dans chaque voie. . . . .	71
3.11	Evolution de la forme d'équilibre de $^{48}\text{Cr}$ calculée par le modèle LSD, dans le plan $(\gamma, \beta)$ en fonction du spin. . . . .	72
3.12	Surfaces d'énergie potentielle calculées pour plusieurs valeurs du spin pour $^{48}\text{Cr}$ dans le modèle LSD. . . . .	73
3.13	Spectres en énergie mesurés par Sandorfi <i>et al.</i> , sans coïncidence avec les noyaux de recul (haut), puis en coïncidence avec les noyaux $^{28}\text{Si}$ , extraits de [92]. . . . .	74

3.14 a. Spectre en énergie d'excitation des états de breakup de $^{24}\text{Mg}$ en $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ dans la réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}^{12}\text{C})\alpha$ . b. Systématique de spin correspondant à ces états [105]. La bande d'états de breakup est indiquée en rouge et la région peuplée par capture radiative en rose. . . . .	75
3.15 a. Spectre en énergie d'excitation des états de breakup de $^{28}\text{Si}$ en $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ dans la réaction $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}^{16}\text{O})\alpha$ . b. Systématique de spin correspondant à ces états [107]. La bande d'états de breakup est indiquée en rouge et la région peuplée par capture radiative en rose. . . . .	76
3.16 Bandes d'états cluster de $^{24}\text{Mg}(^{12}\text{C}-^{12}\text{C})$ calculées dans le cadre de la coordonnée génératrice, adapté de [108]. Les flèches représentent les transitions inter-bandes que nous recherchons dans nos expériences. . . . .	77
3.17 Bandes d'états cluster de $^{28}\text{Si}(^{12}\text{C}-^{16}\text{O})$ calculées à l'aide d'un potentiel global profond, adapté de [110]. Les flèches représentent les transitions inter-bandes que nous rechercherons dans la suite de ce document. . . . .	78
3.18 Spectromètre Dragon, utilisé dans nos expériences de capture radiative à Triumf, Vancouver. . . . .	79
3.19 Système de cibles solides mis au point pour notre campagne d'expériences à Triumf. . . . .	80
3.20 Spectre en énergie pour les reculs $A = 24$ enregistré dans le DSSSD au plan focal de Dragon dans l'étude de la réaction $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)$ à $E_{cm} = 6,0$ MeV. Le pic correspond aux résidus $^{24}\text{Mg}$ . . . . .	80
3.21 Représentation schématique de la capture radiative. Les quantités $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2$ montrent comment nous avons ordonné les énergies, de la plus grande (vers le fondamental), à la plus petite. $S_p$ désigne le seuil d'émission de particule. . . . .	81
3.22 Spectre $\gamma$ total en coïncidence avec les reculs à $E_{cm} = 6,0$ MeV. . . . .	82
3.23 Spectre $\gamma$ total en coïncidence avec les reculs à $E_{cm} = 6,7$ MeV. . . . .	82
3.24 Spectre $\gamma$ total en coïncidence avec les reculs à $E_{cm} = 7,5$ MeV. . . . .	83
3.25 Spectre $\gamma$ total en coïncidence avec les reculs à $E_{cm} = 8$ MeV. Dans ce spectre a été soustraite la contribution d'un contaminant non séparé dans Dragon. . . . .	83
3.26 Schéma de l'ensemble de 30 détecteurs BGO, utilisé dans notre campagne d'expériences à Triumf. . . . .	84
3.27 Simulation GEANT : éléments de la ligne de faisceau, détecteurs BGO, cible solide (au centre), faisceau et noyaux de recul en rose. Les trajectoires des photons sont en bleu et celles des électrons en rouge. . . . .	85
3.28 Résultat du calcul de l'acceptance de Dragon en fonction du réglage de l'énergie. Le calcul est présenté pour un photon unique de 20 MeV (courbe en orange) et pour deux photons en cascade, de 10 MeV chacun (courbe en bleu). . . . .	86
3.29 Spectre simulé des $\gamma$ de plus grande énergie à $E_{cm} = 6$ MeV (en bleu) comparé aux données expérimentales, avec $J = 2$ pour la résonance et en prenant en compte des transitions E2 et M1 isovecteur. . . . .	87
3.30 Spectre simulé des $\gamma$ de plus grande énergie à $E_{cm} = 6$ MeV (en bleu) comparé aux données expérimentales, avec $J = 0$ pour la résonance et en prenant en compte des transitions E2 et M1 isovecteur. . . . .	87
3.31 Spectre simulé des $\gamma$ de plus grande énergie à $E_{cm} = 6,8$ MeV (en bleu) pour $J = 2$ et (en rouge) pour $J = 0$ , comparé aux données expérimentales. . . . .	88

---

3.32	Spectre simulé des $\gamma$ de plus grande énergie à $E_{cm} = 8,0$ MeV (en bleu) pour $J = 2$ et (en rouge) pour $J = 0$ , comparé aux données expérimentales.	88
3.33	Spectre en énergie pour les reculs $A = 28$ enregistré dans le DSSSD au plan focal de Dragon dans l'étude de la réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)$ à $E_{cm} = 8,5$ MeV. . . . .	90
3.34	Spectre $\gamma$ total en coïncidence avec les reculs à $E_{cm} = 8,5$ MeV. . . . .	90
3.35	Matrice montrant l'énergie l'énergie la plus élevée dans la cascade ( $E_0$ ), en fonction de la seconde ( $E_1$ ). . . . .	91
3.36	Spectre $\gamma$ du photon de plus grande énergie dans la cascade enregistré sur la résonance à 8,5 MeV. . . . .	92
4.1	Vue schématique du calorimètre PARIS dans la configuration en deux couches : une couche interne de scintillateurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ et une couche externe de détecteurs $\text{BaF}_2$ . . . . .	97
4.2	Chaleur de réaction de $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},^{12}\text{C}^*)^{12}\text{C}^*$ à $E_{lab} = 32,9$ MeV en fonction de l'énergie des $\gamma$ émis par les fragments. Le spectre a été obtenu avec la condition de coïncidence fragment-fragment- $\gamma$ . . . . .	98
4.3	Ensemble de détection proposé pour la recherche de transitions $\gamma$ entre états moléculaires. Les 24 jonctions à localisation sont représentées en vert.	99



# Introduction



Les noyaux atomiques sont des édifices complexes formés de protons et neutrons qui interagissent fortement. L'ensemble de ces interactions donne lieu à la structure du noyau : ensemble d'états quantiques accessibles au système de  $N$  neutrons et  $Z$  protons. Formes et modes collectifs du noyau sont le reflet de cette structure.

Depuis plusieurs décennies, les calculs de Modèle en Couches et de Champ Moyen nous permettent de brosser un portrait général de la forme des noyaux à travers la carte de Segré. Les noyaux proches des couches magiques sont a priori sphériques. Entre ces couches, on observe des régions de transition, dans lesquelles les noyaux sont déformés et gardent une symétrie axiale. La force entre neutrons et protons joue un rôle crucial dans la structure des noyaux, leurs déformations quadrupolaires et changements de formes sont directement reliés au produit  $N_N N_P$  de leurs nombres de neutrons et protons de valence. Cette image globale se trouve en défaut en particulier dans les régions loin de la vallée de stabilité où les nombres magiques évoluent et aussi dans les régions de coexistences de formes où déformations des noyaux dans leurs états fondamentaux et excités diffèrent. La forme du noyau est sans doute l'observable la plus aisée à se représenter, elle est néanmoins une des caractéristiques des plus ardues à mesurer.

Ce mémoire propose à travers sept années de recherche une réflexion autour de la mise en évidence de déformations et d'effets collectifs dans différentes régions de la carte des noyaux et de l'interaction entre les mécanismes de réaction entre ions lourds à basse énergie et la structure de ces noyaux.

Lors de la collision de deux noyaux, à un faible paramètre d'impact, le recouvrement des densités nucléaires peut permettre de peupler de nombreux états du système composé, à des énergies où la densité d'états est grande. On peut alors penser que les concepts statistiques décrivent au mieux la réaction. De nombreuses interactions ont lieu entre les nucléons, faisant perdre au mouvement relatif de l'énergie et du moment angulaire. Dans la plupart des cas, ces pertes sont grandes et les deux noyaux ne peuvent plus résister à l'attraction nucléaire : ils fusionnent. Il est courant de considérer alors que le système composé approche un état d'équilibre statistique indépendant de la structure des noyaux en interaction, ceci après un temps relativement long, de l'ordre de  $10^{-19}$  à  $10^{-17}$  s. Ce temps est de plusieurs ordres de grandeur supérieur au temps que met le projectile pour traverser la région d'interaction, qui se situe autour de  $10^{-21}$  s. Le noyau refroidit ensuite principalement par évaporation de particules ou en fissionnant. Lorsque la réaction de fusion a lieu à la barrière de Coulomb ( $B_C$ ), ou sous cette barrière, la probabilité de fusion dépend à l'inverse grandement de la structure des noyaux qui fusionnent. Nous montrerons comment les états collectifs de vibration de surface des noyaux sphériques donnent lieu à de spectaculaires effets de voies d'entrée dans le processus de fusion. Nous parlerons alors de déformations dynamiques des cibles et projectiles et discuterons de la même manière de l'influence des déformations statiques dans le processus.

Les études de décroissance  $\beta$  des noyaux radioactifs permettent également l'exploration de la structure des noyaux parents et fils dans des régions où existent d'importants effets de déformation. Près des couches magiques, les états fondamentaux des noyaux seraient a priori décrits dans un modèle en couches sphérique, sans excitation particule-trou. Autour de ces couches, mais loin de la stabilité, lorsque nombres de neutrons et protons diffèrent



grandement, on peut assister à l'émergence de la collectivité et l'apparition d'états intrus à basse énergie d'excitation. On décrira dans ce mémoire la signature expérimentale de l'affaiblissement du nombre magique  $N = 20$ , autour de  $Z = 12$  dans la région appelée 'îlot d'inversion'. Par ailleurs, lorsque nombre de neutrons et protons mènent le noyau vers des déformations différentes, il est possible que coexistent des formes *oblate* (aplatie) et *prolate* (allongée) à basse énergie d'excitation. Ici encore, les études de décroissance  $\beta$  ont permis de signer les effets de grandes déformations et de coexistences de formes. Les résultats de telles expériences sont à comparer à des calculs microscopiques très sensibles à la déformation. Les structures déformées de l'îlot d'inversion sont décrites avec succès par des calculs de modèle en couches prenant en compte des excitations à plusieurs particules-trous. La méthode AMD (Antisymmetrised Molecular Dynamics) basée sur un champ moyen déformé et qui admet la déformation comme coordonnée génératrice, reproduit également les changements de formes rapides pour les noyaux des couches p et sd, près des nombres magiques. Le modèle prédit par ailleurs une grande contribution de la structure en agrégats dans les états fondamentaux et excités des noyaux à sous structure  $\alpha$  ainsi que dans les bandes superdéformées de certains noyaux tels que  $^{32}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Ar}$  et  $^{40}\text{Ca}$ .

Les agrégats, ou états moléculaires des noyaux, sont des structures composites très déformées. De nombreuses résonances ont été mesurées dans les collisions d'ions lourds-légers à des énergies qui s'étendent de la barrière de Coulomb à plusieurs MeV par nucléon. Souvent l'hypothèse est faite que ces résonances correspondent à des états moléculaires du noyau composite. Aucun lien définitif n'a cependant été établi entre états résonnants et agrégats, et ce, en dépit de la multitude de résultats expérimentaux de ces 30 dernières années concernant les résonances. Mes travaux de recherche actuels sont orientés vers la mise en évidence d'un tel lien. Le mécanisme exploré ici consiste à peupler le noyau composite sur une résonance étroite ( $\Gamma = 150\text{-}200$  keV), qui correspond pour le système composite à un temps de vie long. Ces résonances paraissent alors le laboratoire idéal pour représenter un état moléculaire. Nous recherchons comment se manifeste la déformation dans la décroissance des résonances étroites dans différents types de systèmes, à des énergies et spins différents.

Dans les systèmes légers, tels  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  et  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ , ces effets résonnants ont lieu dans un régime de basse énergie, près de  $B_C$ . Nous cherchons la signature d'états déformés dans la décroissance électromagnétique directe du noyau composé. Il s'agit alors d'identifier un chemin privilégié, sensible à la déformation, impliquant des états dit *doorways* ayant une structure particulière.

Dans le cas de noyaux plus lourds, tels  $^{24}\text{Mg}+^{24}\text{Mg}$ , nous avons étudié les effets résonnants à plus haute énergie dans le noyau composé. Les voies de décroissance à émission de fragments et les voies de fusion-évaporation ont été mesurées. Nous avons montré que dans ce cas, la population de  $^{48}\text{Cr}$  sur une résonance nous permet d'identifier le noyau composite dans une état extrêmement déformé, après la transition de Jacobi et juste avant la fission.

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à la fusion à la barrière de Coulomb. La notion de distribution de barrières de fusion ( $D(B)$ ) y est présentée de façon générale. Nous y montrons comment  $D(B)$  est sensible aux déformations dynamiques et statiques des noyaux en interaction et traitons plus en détails le cas des états collectifs de vibration des noyaux.

Je présenterai ensuite, dans un second chapitre, des travaux de recherche effectués auprès du séparateur ISOLDE au CERN concernant la décroissance  $\beta$  de  $^{33}\text{Na}$  vers  $^{33}\text{Mg}$  et situerai cette étude dans le cadre de l'affaiblissement des nombres magiques, loin de la stabilité.

Les effets de grandes déformations et de coexistences de formes dans la région de masse  $A \sim 75$ ,  $N \sim Z$  sont ensuite décrits et illustrés par l'étude des isotopes  $^{74}\text{Kr}$  et  $^{76}\text{Sr}$  au CERN. Ces études ont été rendues possibles par la mise au point d'un nouveau spectromètre à absorption totale aux performances exceptionnelles dans l'équipe NEFR (Noyaux Exotiques et Faisceaux Radioactifs) de l'IREs.

Le troisième chapitre décrit plus longuement mon activité principale de recherche au cours de ces trois dernières années. Le cadre général de la physique des molécules nucléaires est décrit rapidement et les résultats de l'étude très récente de la décroissance de résonances moléculaires dans  $^{48}\text{Cr}(^{24}\text{Mg}-^{24}\text{Mg})$ ,  $^{24}\text{Mg}(^{12}\text{C}-^{12}\text{C})$  et  $^{28}\text{Si}(^{12}\text{C}-^{16}\text{O})$  sont présentés.

Le quatrième chapitre présente mes projets de recherche qui s'articulent autour de trois thèmes. Il s'agit dans un premier lieu de poursuivre les investigations de mécanismes de réaction et de structure autour des couches fermées. Nous proposons d'utiliser les faisceaux radioactifs actuels ou à l'horizon (Spiral 1 et 2), pour étudier les transferts multiples de nucléons dans les réactions induites par les faisceaux radioactifs. Ces nouveaux faisceaux permettront par ailleurs d'étudier les effets de voie d'entrée dans la fusion proche de  $B_C$  lorsque le degré de liberté d'isospin augmente.

A court terme, nous souhaitons caractériser avec précision (énergie, spin) les états *doorway* que nous avons identifiés récemment dans la décroissance des résonances moléculaires dans nos expériences de capture radiative. Nous projetons également d'étudier l'évolution de la structure en cluster des isotopes exotiques riches en neutrons de Mg et de comprendre le lien entre cluster et états superdéformés décrit naturellement par les calculs AMD. La construction d'un nouveau spectromètre  $\gamma$  efficace à haute énergie et de bonne résolution nous permettra un grand pas dans la compréhension de la capture radiative résonnante. Je prends ainsi part au projet PARIS de construction d'un spectromètre dédié à la mesure de transitions  $\gamma$  de 50 keV à 50 MeV, à installer auprès des futures installations de faisceau stables de grande intensité et de faisceaux radioactifs tel que Spiral 2.

Enfin j'ai participé à la mesure récente de la section efficace de la réaction clé de capture radiative  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . Je souhaite poursuivre mes investigations des taux de réactions astrophysiques et suis engagée dans le projet d'utiliser pour ce faire le spectromètre à  $0^\circ$  ERNA.

Une grande partie de mon programme de recherche est lié à la détection des noyaux de recul à  $0^\circ$ , ce qui constitue un vrai défi expérimental.

Le dernier chapitre de ce mémoire présente les points les plus importants de mon enseignement à l'Université Louis Pasteur.

Enfin, on trouvera en annexe la liste de mes publications ainsi que le texte de 6 articles.



# Chapitre 1

## Fusion nucléaire près de la barrière de Coulomb

L'objet de ce chapitre est de présenter des travaux qui ont suivi mon travail de thèse concernant la fusion des ions lourds à la barrière coulombienne. Cette réflexion concerne le rôle de la structure interne des noyaux en réaction - déformations statiques ou dynamiques, halos - dans le mécanisme de fusion.

Cette étude a donné lieu aux publications 2, 14, 16, 28, 29, 30, 32, 33, 37, 43, 45, 46, 47, 48 et 52 de la liste de publications à la fin de ce document et au mémoire de master 1 de A. Degiron (Université Louis Pasteur, 1999) que j'ai encadré.



## 1.1 Cas des ions lourds

### 1.1.1 Modèles à une dimension

La fusion des ions lourds est un processus qui, s'il est lent, peut être décrit par des variables macroscopiques; la variable la plus immédiate étant la distance  $R$  entre les centres des deux noyaux en interaction. Les modèles utilisant  $R$  pour décrire la fusion sont dits unidimensionnels (1D). La Fig. 1.1 représente à titre d'exemple les courbes

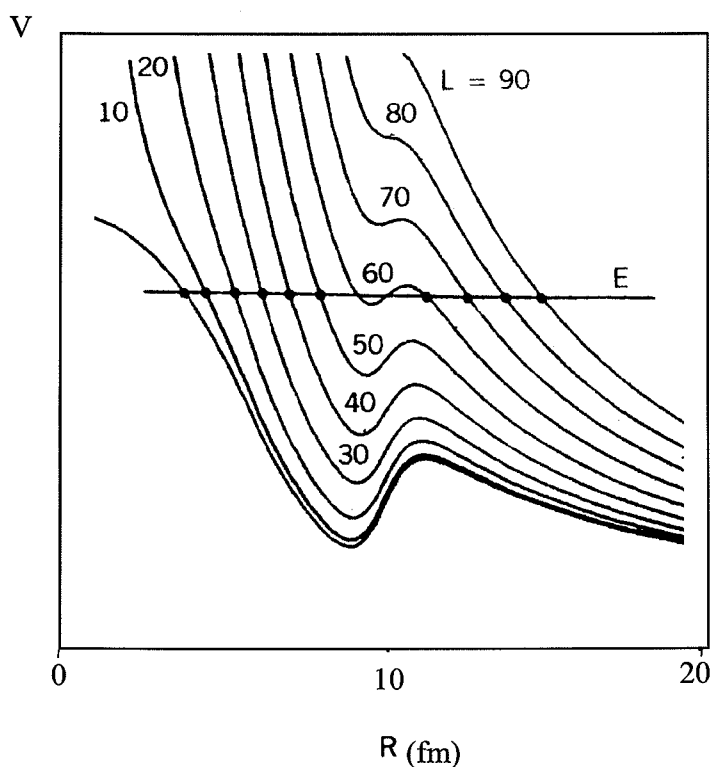


FIG. 1.1: Potentiel total (nucléaire, centrifuge et coulombien) pour le système  $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ , en fonction du moment angulaire  $L$  et de la distance entre les noyaux [1].

de potentiel en fonction de  $R$  dans la réaction  $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ , pour différents moments angulaires  $L$ . Ces courbes possèdent des minima d'autant plus prononcés que  $L$  est faible. Lorsqu'un tel puits existe, il se peut que les noyaux en collision y soient capturés un temps suffisamment long pour leur permettre de fusionner. On peut ainsi définir une probabilité de fusionner en fonction de la profondeur et la largeur du puits de potentiel. A une distance où parties répulsive et attractive de ce potentiel se compensent, la courbe possède un maximum : la barrière coulombienne. Pour qu'il y ait fusion, il faut que l'énergie du mouvement relatif des noyaux cible et projectile soit suffisante pour franchir cette barrière. Plus le produit des charges des deux noyaux est grand, plus l'énergie de  $B_C$  est élevée. Dans un modèle 1D, il n'est pas nécessaire de connaître en détails la dynamique du processus qui forme un noyau composé entièrement équilibré si le processus qui cause la capture dans le puits - recouvrement des densités, interactions nucléon-nucléon, perte d'énergie cinétique et de moment angulaire - est compris. Dans un modèle à une dimension,

la probabilité de fusion  $\sigma(E)$ , à une énergie  $E$ , est donnée par la somme suivante sur les ondes partielles  $l$  :

$$\sigma(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l(E) \quad (1.1)$$

où  $\mu$  désigne la masse réduite du système, et  $T_l$  la probabilité de transmission de la barrière. Cette expression est valable pour des énergies supérieures à la  $B_C$  mais inférieures aux énergies pour lesquelles la poche de potentiel permettant la fusion disparaît. On parle dans ce cas de fusion incomplète et de 'breakup'. Mon étude s'est portée plutôt vers des énergies proches de  $B_C$ .

La fusion des noyaux légers est bien décrite par des modèles à 1 dimension, les sections efficaces de fusion sous-coulombienne de noyaux plus lourds sont néanmoins largement sous-estimées par ce type de description [2]. Une partie de ce travail illustrera le rôle primordial de la structure des noyaux en interaction dans la fusion à la barrière de Coulomb.

### 1.1.2 Importance de la structure interne : premiers indices

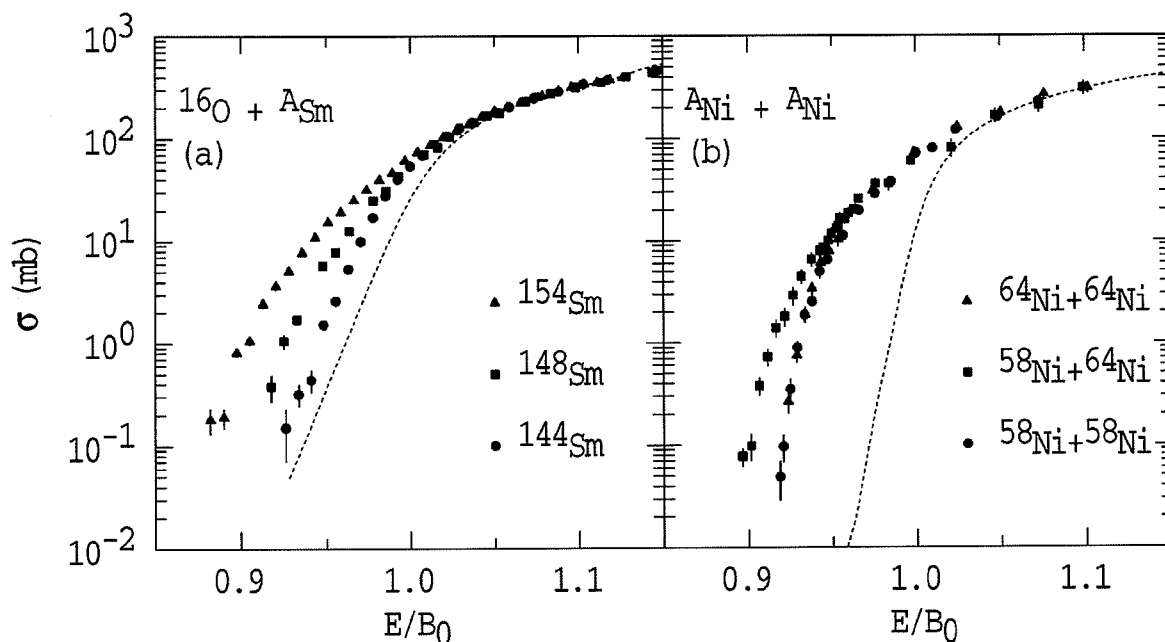


FIG. 1.2: Fonctions d'excitation mesurées par Leigh et al. pour la fusion de  $^{16}\text{O} + ^{144,148,154}\text{Sm}$  ([4]) et par Beckerman et al. [5] pour la fusion de  $^{58}\text{Ni} + ^{58,64}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ . La ligne en pointillés représente un calcul à une dimension. On remarque une large sous-estimation de la section efficace de fusion sous-coulombienne par une telle description.

Au tout début des années 80, Stokstad *et al.* ont montré pour la première fois que la structure des noyaux qui fusionnent influence grandement la section efficace de fusion à

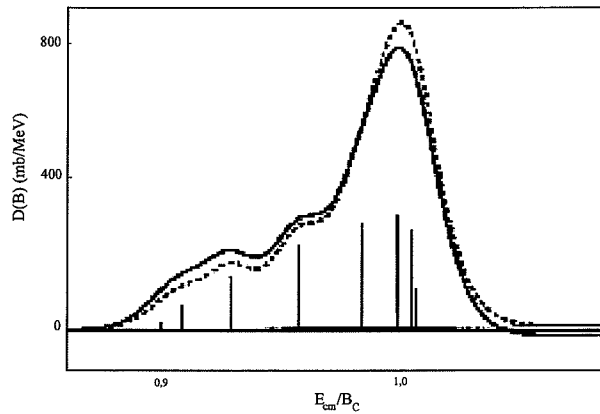


FIG. 1.3: Distributions  $D(B)$  correspondant à un ensemble discret de barrières dont les hauteurs varient selon leurs poids relatifs.  $B_C$  (rouge) représente la barrière moyenne. Les courbes en pointillés et en trait plein représentent deux calculs de  $D(B)$ , en adoucissant la barrière de pénétration (pointillés) et en utilisant un calcul réaliste (trait plein) [4].

$B_C$  et sous cette barrière. Ils ont mesuré la section efficace de fusion proche de la barrière d'un faisceau de  $^{16}\text{O}$  (doublement magique) avec différents isotopes de Sm, de  $A = 148$  à  $A = 154$ . La forme d'équilibre de ces derniers varie de sphérique ( $^{148}\text{Sm}$ ) à très déformée ( $\beta = 0,3$  pour  $^{154}\text{Sm}$  prolate). On peut comprendre, géométriquement, l'accroissement de la section efficace sous la barrière pour la fusion avec le noyau très déformé  $^{154}\text{Sm}$ . En effet, contrairement au cas sphérique, la barrière de Coulomb vue par l'oxygène est plus basse lorsqu'il approche un pôle du Sm déformé que lorsqu'il approche son équateur. Cette étude soulève la nécessité d'inclure dans l'interaction entre la cible d'oxygène et les noyaux de samarium une nouvelle variable : l'angle entre l'axe de symétrie du noyau déformé et la direction initiale du projectile sphérique. Les travaux de Stokstad *et al.* signent l'importance prépondérante de la structure des noyaux en interaction que seule décrit une description dynamique (distribution de barrières, calculs en voies couplées). Des effets similaires avaient été observés dans la fusion de ces mêmes isotopes de samarium avec un projectile de  $^{40}\text{Ar}$  [7]. Plus tard, Leigh *et al.* ont réalisé un travail expérimental très précis à propos des systèmes  $^{16}\text{O} + ^{148,144,154}\text{Sm}$  [4], montrant que l'augmentation spectaculaire de la section efficace sous coulombienne avec le nombre de neutrons de la cible ne pouvait en aucun cas être expliquée par un modèle n'utilisant qu'une seule barrière.

Pour des systèmes plus légers et symétriques, une expérience clé de Beckerman *et al.* [5] concernant les réactions  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ,  $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  a montré que non seulement les sections efficaces sous-coulombiennes étaient bien plus grandes que prédites par les modèles 1D, mais encore que les fonctions d'excitation de  $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  sous la barrière décroissaient de façon plus lente que pour les deux autres systèmes. Tout ceci ne pouvait s'expliquer simplement par des changements de la taille des noyaux cibles. Notons par ailleurs dans ce dernier système le transfert d'un ou plusieurs neutrons semble jouer un rôle important.

La Fig. 1.2 reprend les fonctions d'excitation mesurées dans [4, 5] ainsi qu'un calcul unidimensionnel correspondant des sections efficaces de fusion.

Au début des années 80 est ainsi apparue l'idée que de nouveaux degrés de liberté devaient être pris en compte dans l'étude de la fusion des ions lourds sous  $B_C$ .



### 1.1.3 Distributions de barrières

Outre les effets de déformations statiques décrits ci-dessus, d'autres effets furent évoqués pour expliquer l'augmentation de la section efficace de fusion sous la barrière : les modes de vibration des noyaux [6, 7] ainsi que l'importance des voies de transfert de nucléons dans certains systèmes [5, 8]. Dans le cas de noyaux déformés, on imagine aisément que les différentes orientations donnent naissance à la distribution de différentes barrières  $D(B)$ . Nagarajan *et al.* ont montré en 1986 qu'il en est de même pour un noyau vibrationnel, déformé de manière dynamique [9].

La distribution  $D(B)$  peut s'écrire comme suit :

$$\sigma_{fus}(E) = \int D(B)\sigma(E, B)dB \quad (1.2)$$

où  $\sigma_{fus}(E)$  désigne la section efficace totale de fusion.

La démonstration analytique par Rowley *et al.* du fait que la distribution de barrières peut être extraite des données expérimentales a représenté un grand pas dans l'étude du mécanisme de fusion [10]. En effet, la distribution des hauteurs de barrières se déduit des fonctions d'excitation mesurées en calculant la dérivée seconde de  $E\sigma_{fus}$  en fonction de l'énergie  $E$ ,

$$D(B) = \frac{d^2 E\sigma(E)}{dE^2}. \quad (1.3)$$

Dans un modèle classique pour la fusion (sharp cutoff), le produit de l'énergie par la section efficace de fusion s'écrit :

$$E\sigma_{fus} = \pi R^2 \sum_{\alpha} \omega_{\alpha} (E - B_{\alpha}). \quad (1.4)$$

La distribution  $D(B)$  présente alors des barrières discrètes. Dans ce cas, la transmission de la barrière est 0 ou 1. Dans le cas quantique au contraire, la pénétration à travers la barrière varie lentement à son voisinage et  $D(B)$  prend une forme continue.

La Fig. 1.3 illustre la forme de la distribution de barrières correspondant à un ensemble de barrières discrètes  $B_{\alpha}$  de poids  $\omega_{\alpha}$  autour de  $B_C$ .

#### Distributions expérimentales

La Fig. 1.4 représente  $D_{exp}(B) = \frac{d^2 E\sigma(E)}{dE^2}$  pour six combinaisons cible - projectile différentes [4, 11, 12]. On peut remarquer en premier lieu que, contrairement à la section efficace de fusion, les distributions de barrières présentent des structures très différentes et marquées selon le type de système en interaction. Ce sont ces différences qui vont signer les effets de structure ou de dynamiques des noyaux en fusion. On considèrera tout d'abord le cas le plus simple la fusion de deux noyaux identiques, sphériques et à couches fermées :  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ . Les couplages inélastiques et aux voies de transfert sont a priori faibles pour cette réaction qui devrait présenter une unique barrière. C'est exactement ce qui est observé pour  $D_{exp}(B)$ . En fait, la largeur de la distribution de barrières est reliée à l'importance des couplages aux différents états excités du système. Elle est de 3 MeV seulement ici. En (b), la distribution de barrières est plus large et continue pour le système  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$ . Ceci est dû à la présence d'un ensemble de barrières discrètes non résolues dues

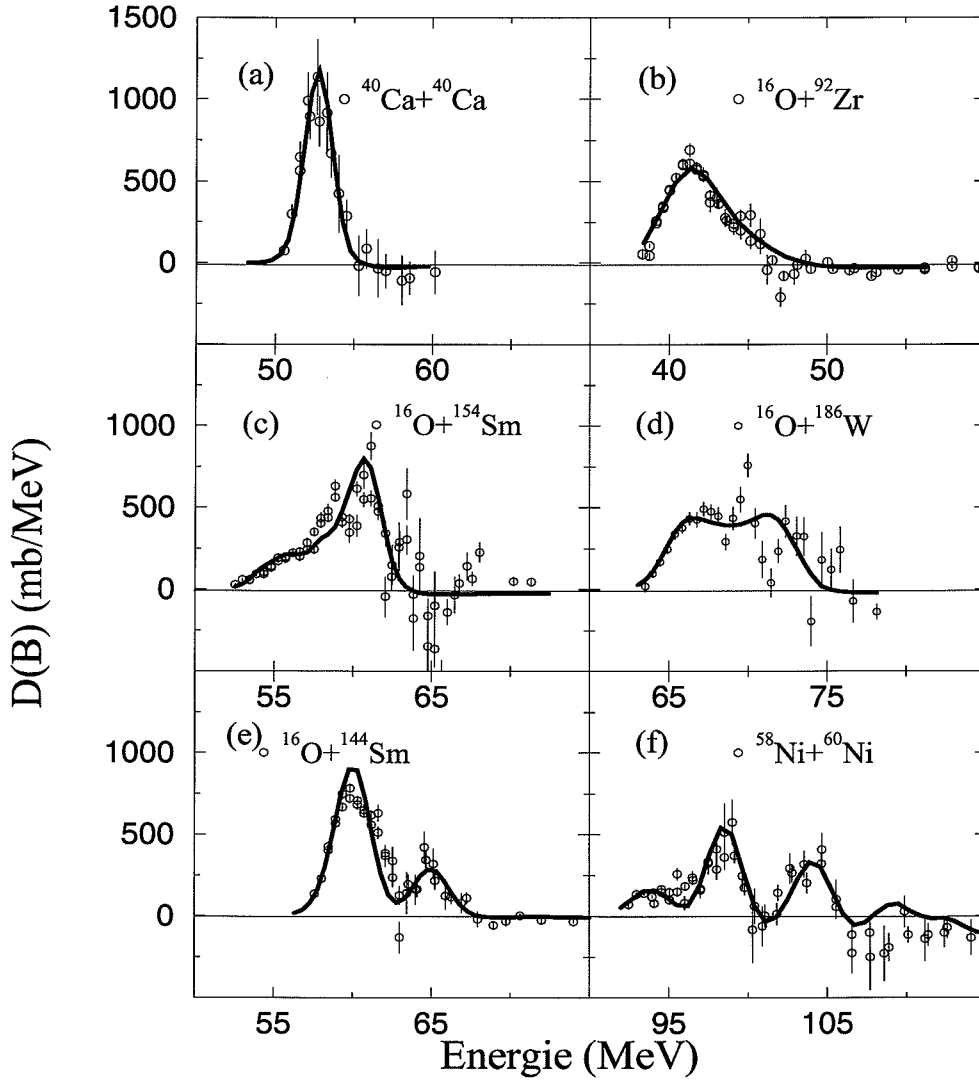


FIG. 1.4: Distributions  $D_{exp}(B)$  correspondant à la fusion de  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ ,  $^{16}\text{O}+^{92}\text{Zr}$ ,  $^{16}\text{O}+^{154}\text{Sm}$ ,  $^{16}\text{O}+^{186}\text{W}$ ,  $^{16}\text{O}+^{144}\text{Sm}$  et  $^{58}\text{Ni}+^{60}\text{Ni}$ . Le trait plein correspond à un calcul complet en voies couplées.

aux couplages aux états phonons du noyau vibrationnel cible. On observe en (c) la distribution large typique pour une cible déformée. La situation (d) correspond également au cas d'une cible déformée, mais avec un paramètre de déformation  $\beta_4$  de signe opposé. Pour  $^{16}\text{O}+^{144}\text{Sm}$ , en (e), on observe deux pics dans la distribution. Le principal correspond à  $B_C$ , le second est dû aux couplages aux états phonons de  $^{144}\text{Sm}$ . Contrairement au cas (b), la seconde barrière est résolue ici car le système possède un produit des charges plus élevé. La distribution la plus frappante et la plus large jamais observée correspond au système  $^{58}\text{Ni}+^{60}\text{Ni}$ . Cette structure en trois pics est due aux couplages aux modes de vibrations de surface des noyaux cible et projectile [13]. On se propose dans la suite de considérer plus en détails ce système qui fait l'objet de nos résultats expérimentaux.

### Cas des noyaux non déformés

Il est nécessaire pour ces systèmes de tenir compte des couplages aux modes de vibrations dans des calculs en voies couplées en faisant intervenir les états excités des noyaux qui fusionnent. Comprendre comment interviennent tous les couplages possibles dans la réaction de fusion n'est pas intuitif. L'effet des couplages dans l'augmentation de la section efficace de fusion sous la  $B_C$  peut néanmoins s'appréhender simplement dans un modèle à une dimension. On ne fera intervenir qu'un seul état excité du noyau cible  $|1\rangle$ , de couplage  $C(x)$  au fondamental  $|0\rangle$  et d'énergie d'excitation  $e$ , que l'on négligera (voir Fig. 1.5).

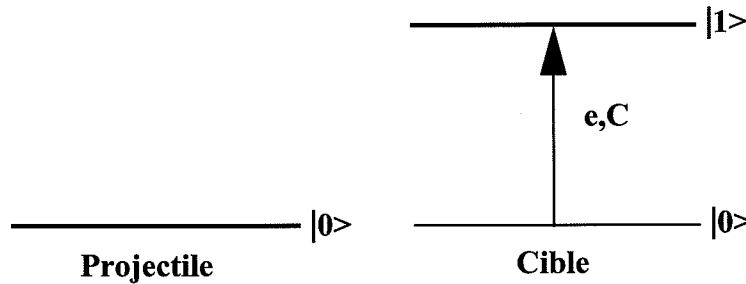


FIG. 1.5: Voies couplées, cas 1D du couplage à un seul état excité du noyau cible.

Soient  $\Psi_0$  et  $\Psi_1$  les fonctions d'onde associées à la voie d'entrée et à l'état excité,  $V(x)$  le potentiel entre les deux noyaux,  $E$  l'énergie et  $\mu$  la masse réduite du système. Les équations couplées correspondantes s'écrivent :

$$\begin{cases} \left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) - E \right] \Psi_0 = C(x) \Psi_1 \\ \left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) - E \right] \Psi_1 = C(x) \Psi_0 \end{cases} \quad (1.5)$$

Ces équations se découpent si l'on introduit les combinaisons linéaires  $\Xi_1$  et  $\Xi_2$ , telles que :

$$\Xi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_0 + \Psi_1), \quad \Xi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_0 - \Psi_1). \quad (1.6)$$

On obtient alors

$$\begin{cases} \left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) + C(x) - E \right] \Xi_1 = 0 \\ \left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) - C(x) - E \right] \Xi_2 = 0 \end{cases} \quad (1.7)$$

La voie d'entrée  $|\Psi_0\rangle$  contient 50% de chacune de ces voies propres et l'on obtient comme coefficient de transmission total pour les voies découpées

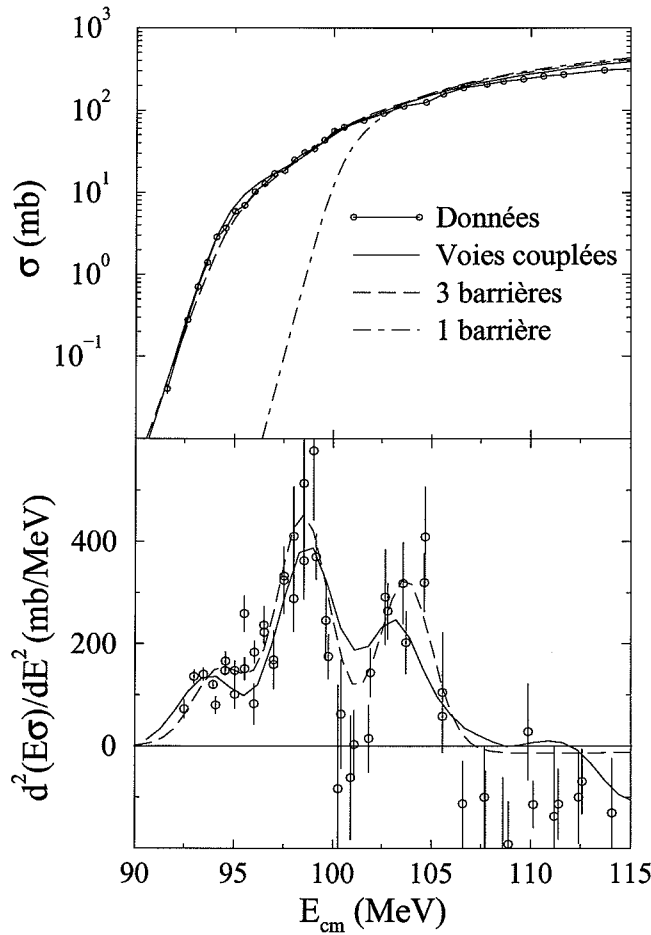


FIG. 1.6: Section efficace de fusion dans le système  $^{58}\text{Ni}+^{60}\text{Ni}$ . Les points expérimentaux sont issus de [12] et les courbes présentées sont issues de calculs en canaux couplés ou bien de paramétrisations simples en superposant différentes barrières de fusion avec différents poids (voir texte).

$$T = \frac{1}{2} [T(V + C) + T(V - C)]. \quad (1.8)$$

On remarque bien que le couplage à un état excité du système sépare la barrière de fusion en deux barrières pour lesquelles la transmission est celle correspondant aux potentiels  $V + C$  et  $V - C$ . La transmission de la barrière la plus basse conduit à une augmentation de la section efficace de fusion sous la barrière découplée. Le nombre de barrières et leurs poids respectifs dépendent de la dynamique de la réaction et du type de couplage en jeu. Les calculs complets en voies couplées nécessitent la prise en compte de toutes les voies importantes inélastiques ou de transfert. Il est alors indispensable de bien connaître la structure des noyaux qui fusionnent et de pouvoir mener les calculs dans une base de dimension suffisante.

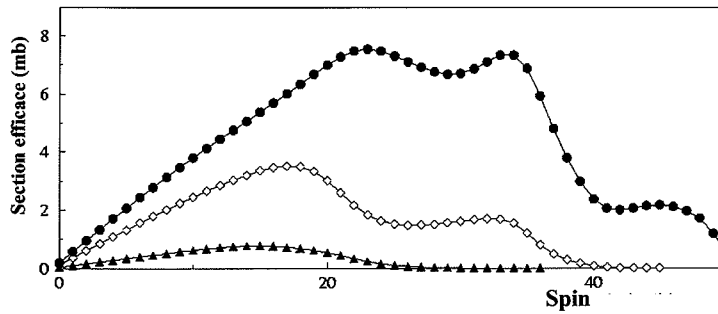


FIG. 1.7: Distributions de spin théoriques pour le noyau composé  $^{118}\text{Ba}$  formé dans la réaction  $^{58}\text{Ni} + ^{60}\text{Ni}$  aux trois énergies correspondant au passage des trois sous barrières, à  $E_{cm} = 96,6$  MeV (triangles),  $101,7$  MeV (losanges) et  $108,3$  MeV (points).

### Intérêt des distributions de barrières

Depuis un peu moins de 10 ans, les distributions de barrières sont l'objet de nombreuses études expérimentales consistant essentiellement en des mesures très précises de fonctions d'excitation. Mon intérêt a porté plutôt vers l'étude des conséquences de ces distributions de barrières. Il a été montré par exemple, dans le cas de la fusion avec un noyau très déformé que la présence de plusieurs barrières dues aux orientations du noyau cible influence grandement l'anisotropie dans la fission du noyau composé provenant de la fusion à la barrière de Coulomb [14]. L'abaissement des barrières dû aux effets de voie d'entrée peut également permettre de produire des noyaux lourds (ou très lourds) à basse énergie de bombardement dans des conditions où ils pourraient survivre à la fission.

Les structures complexes dans les distributions de barrières se retrouvent directement dans les distributions de spin du noyau composé. L'abaissement des barrières pourrait permettre alors de peupler de plus hauts moments angulaires, sans que le système ne fissionne, et ce, même à basse énergie de bombardement. Ceci est largement exploité dans la recherche d'états très déformés dans les noyaux. On tentera de comprendre dans cette partie l'influence des effets de voie d'entrée sur les populations de spin, d'une part du noyau composé, mais aussi sur celle des résidus peuplés après évaporation de particules légères.

#### 1.1.4 Influence de $D(B)$ sur la population des moments angulaires des noyaux produits dans la fusion à la barrière de Coulomb

Comme nous l'avons évoqué plus haut, il est nécessaire de mesurer la section efficace de fusion très précisément et sur une grande plage d'énergies si l'on veut en extraire une distribution de barrières que l'on peut exploiter. On peut montrer que pour le système  $^{58}\text{Ni} + ^{60}\text{Ni}$ , une erreur de plus de 3% dans la mesure de la section efficaces rend la distribution de barrières inexploitable [18]. Par ailleurs, lorsque le système possède une probabilité de fission ou de quasi-fission importante, il est alors indispensable de mesurer la section efficace totale de capture du système. Ceci peut s'avérer un réel défi expérimental. Mon travail a porté plus particulièrement sur le cas du système  $^{58}\text{Ni} + ^{60}\text{Ni}$  pour les raisons

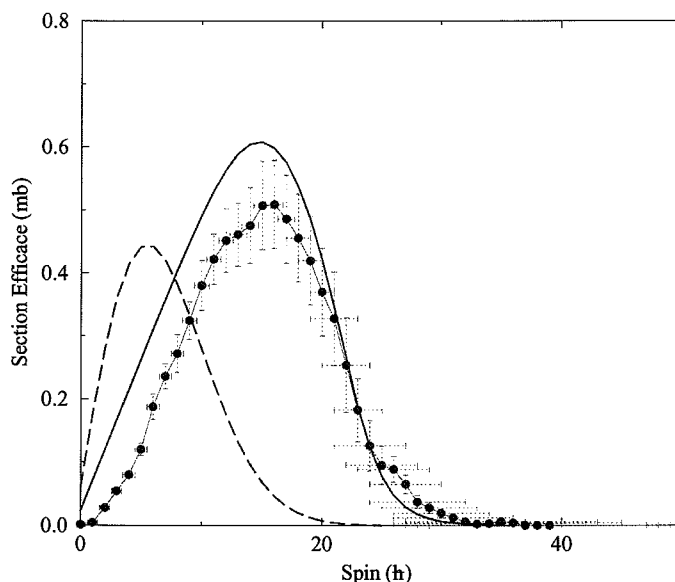


FIG. 1.8: Distribution de spin expérimentale pour le noyau composé  $^{118}\text{Ba}$  (points) comparées à un calcul complet en voies couplées (courbe continue) à une énergie de 96,6 MeV, correspondant au passage de la première sous-barrière. La courbe en pointillés représente un calcul sans couplage aux états de vibration multiplié par un facteur 1000.

suivantes :

- la fonction d'excitation pour la fusion a été mesurée très précisément [12],
- la probabilité de fission du noyau composé est très faible,
- la voie de transfert de deux neutrons de la cible est négligeable (ce qui rend a priori plus simples les calculs en voies couplées) [12],
- $D(B)$  est la distribution la plus étendue et la plus 'structurée' mesurée à ce jour.
- $D(B)$  est bien comprise en termes de couplages aux états phonons<sup>1</sup> des ions nickel en interaction [12].

La Fig. 1.6 présente la fonction d'excitation pour la fusion de  $^{58}\text{Ni}+^{60}\text{Ni}$  mesurée par l'équipe de A. Stefanini en 1995 au Tandem de Legnaro [12] et la distribution de barrières correspondante. La courbe en traits pleins est le résultat d'un calcul complet en voies couplées, incluant tous les couplages jusqu'à la double excitation mutuelle des états à deux phonons. La courbe en traits pointillés provient d'une paramétrisation simple en trois barrières. Cette dernière description considère l'existence de trois barrières de Coulomb de hauteurs  $B_i$  et de poids  $\omega_i$ . Dans ce cas, la section efficace de fusion s'écrit :

$$\sigma_f(E) = \sum_{i=0}^3 \omega_i \sigma_f(E, B_i) \quad (1.9)$$

<sup>1</sup>Ces isotopes de nickel présentent tous deux des états excités  $2^+$  à un phonon quadrupolaire et un triplet d'états à deux phonons ( $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ) à une énergie double de celle de l'état à un phonon.

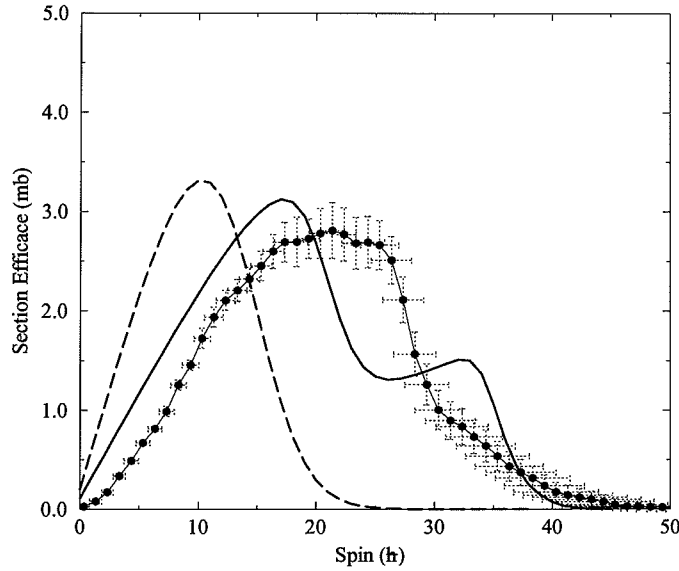


FIG. 1.9: Distribution de spin expérimentale pour le noyau composé  $^{118}\text{Ba}$  (points) comparées à un calcul complet en voies couplées (courbe continue) à une énergie de 101,7 MeV, correspondant au passage de la seconde sous-barrière (et de la première). La courbe en pointillés représente un calcul sans couplage aux états de vibration.

L'ajustement sur la figure 1.6 est réalisé avec :

$$\begin{cases} B_1 = 94,3 \text{ MeV}, \omega_1 = 0,14 \\ B_2 = 98,5 \text{ MeV}, \omega_2 = 0,47 \\ B_3 = 103,7 \text{ MeV}, \omega_3 = 0,39 \end{cases} \quad (1.10)$$

et une courbure de barrière  $\hbar\omega = 3,0 \text{ MeV}$ .

Ce système est un bon laboratoire pour mesurer l'effet des structures dans  $D(B)$  sur :

- l'extension à hauts spins des états peuplés dans la décroissance du noyau composé (par rapport à la description classique sans effets de voies d'entrée),
- les populations de spins individuelles de ces noyaux.

### Populations de spins

La probabilité de peupler les moments angulaires  $l$  dans le noyau composé à une énergie  $E$  est donnée par :

$$\sigma(E, l) = \frac{\pi}{k^2} (2l + 1) T_l(E) \quad (1.11)$$

où  $k$  est le nombre d'onde et  $T_l(E)$  la transmission de la barrière correspondant à l'onde partielle  $l$ .

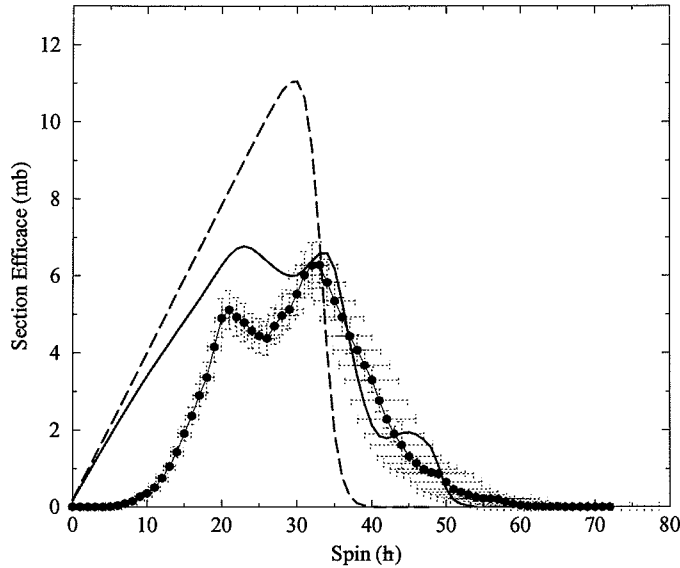


FIG. 1.10: Distribution de spin expérimentale pour le noyau composé  $^{118}\text{Ba}$  (points) comparées à un calcul complet en voies couplées (courbe continue) à une énergie de 108,3 MeV, correspondant au passage de toutes les barrières. La courbe en pointillés représente un calcul sans couplage aux états de vibration.

Lorsque l'on décrit la fusion de  $^{58}\text{Ni}+^{60}\text{Ni}$  à l'aide des trois barrières introduites dans le paragraphe précédent,  $\sigma(E, l)$  devient :

$$\sigma(E, l) = \frac{\pi}{k^2} \sum_i (2l + 1) \omega_i T_l(B_i - E) \quad (1.12)$$

La Fig. 1.7 représente  $\sigma_l$  ainsi calculée. Notons qu'un calcul complet en voies couplées donne un résultat identique [18].

Nous avons réalisé une étude expérimentale de la fusion de  $^{58}\text{Ni}+^{60}\text{Ni}$  aux énergies correspondant aux trois sous-barrières auprès du Tandem de Legnaro et montré le rôle prépondérant des couplages aux états de vibrations complexes de ce système aux trois énergies dans la population de toutes les voies d'évaporation de  $^{118}\text{Ba}$ . Ceci a été publié en 2003 [18] et les résultats sont résumés dans les Fig. 1.8, 1.9 et 1.10. On voit clairement l'effet des trois barrières dans la fusion. Les distributions expérimentale et théorique diffèrent à basse énergie, du flux semblant manquer dans les données mesurées. Ceci avait déjà été observé dans des études du même type [19, 20]. L'effet est dû au fait que les distributions de spin expérimentales proviennent de spectres individuels de différentes voies sélectionnées via des conditions sur des transitions  $\gamma$  caractéristiques (à basse énergie). Il est possible que l'alimentation directe de certains états échappe ainsi à la mesure. Ceci est le plus probable pour les transitions de basse énergie pour toutes les distributions et est d'autant plus flagrant que le nombre de voies ouvertes est grand (à la troisième énergie de bombardement).

Le résultat principal de cette étude est que la distribution de spin totale mesurée pour le noyau composé reproduit les structures de la distribution prédite théoriquement. Les effets des couplages aux états de vibration des noyaux cibles et projectiles ne sont en aucun cas lavés dans le processus de fusion. De plus, aux trois énergies, les moments



angulaires peuplés sont bien plus élevés que ceux prédits par les calculs usuels utilisant une barrière de Bass. Nous avons également montré dans cette étude qu'il est possible de tirer avantage de l'abaissement des barrières de fusion pour peupler des noyaux loin de la vallée de stabilité (l'isotope  $^{116}\text{Cs}$ , très déficient en neutrons pour  $^{58}\text{Ni}+^{60}\text{Ni}$ ).

Poursuivant l'étude de l'influence de la structure des noyaux sur le mécanisme de fusion, j'ai participé en 2000 à la mesure de la section efficace de fusion de  $^{48}\text{Ca}$  (magique) +  $^{154}\text{Sm}$  auprès du Tandem XTU du Laboratoire National de Legnaro (Italie) [15]. L'expérience a été réalisée depuis des énergies largement sous la barrière jusqu'à largement au dessus, entre 125 et 160 MeV dans le centre de masse. Les résidus d'évaporation ont été séparés du faisceau incident par un déflecteur électrostatique avec un facteur de rejet de  $10^8$ , puis identifiés à l'aide d'un télescope E-TOF consistant en un détecteur au silicium, à barrière de surface et une galette à microcanaux. Il est possible que dans cette réaction, le noyau composé  $^{202}\text{Pb}^*$  fissionne, et, dans ce cas, les produits de fission étaient détectés dans le spectromètre de temps de vol CORSET [16]. Les sections efficaces mesurées sous la barrière sont de plusieurs ordres de grandeur plus importantes que celles prédites par un calcul théorique sans couplage. Nous avons de plus comparé ces sections efficaces réduites<sup>2</sup> à celles mesurées précédemment dans la réaction  $^{16}\text{O} + ^{186}\text{W}$  ([4], voir aussi le paragraphe 1.1.3) menant au même noyau composé. Au dessus de la barrière, la section efficace de  $^{48}\text{Ca} + ^{154}\text{Sm}$  est largement surestimée par les calculs statistiques (de type HIVAP), ce qui n'est pas le cas pour  $^{16}\text{O} + ^{186}\text{W}$ . Ceci provient de la quasi-fission de  $^{202}\text{Pb}^*$ , un noyau pourtant relativement léger. En effet, la distribution de moment angulaire apporté au noyau composé est très différente pour les deux systèmes<sup>3</sup> : elle s'étend vers des spins bien plus élevés dans le cas de la réaction plus symétrique  $^{48}\text{Ca} + ^{154}\text{Sm}$ . Il s'agit ici d'un important phénomène de voie d'entrée dans le mécanisme de fusion/fission : des moments angulaires plus grands sont alimentés dans le cas du système  $^{48}\text{Ca} + ^{154}\text{Sm}$ , favorisant la fission du noyau composé.

La quasi fission, affectant la probabilité de survie des résidus d'évaporation, peut jouer un rôle crucial dans la production des noyaux superlourds. Une étude plus complète des implications de la quasi-fission dans les réactions induites par  $^{48}\text{Ca}$  et de l'influence de l'asymétrie de masse du système est proposée dans la référence [17].

On discutera dans la section suivante de mesures concernant la fusion impliquant des noyaux faiblement liés, expériences dans lesquelles la fission joue un rôle majeur.

## 1.2 Fusion induite par des noyaux à halos

### 1.2.1 Introduction

Les noyaux légers ont des propriétés qui influencent grandement les mécanismes de réaction. On verra plus loin dans ce mémoire, comment la structure en agrégats de certains ions lourds légers régit les réactions dans lesquelles ils interviennent. Dans le cas des noyaux à halos -  $^6\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}$  et  $^{11}\text{Be}$  - on pourrait reprendre l'argument simple et géométrique, évoqué dans le cas de la fusion avec les isotopes de samarium déformés. Leur extension spatiale

<sup>2</sup> $\sigma_{red} = \sigma_{ER} / \pi\lambda^2$ .

<sup>3</sup>On pourra se référer à la Fig. 1.4 de ce document.

grande, est susceptible de favoriser la probabilité de fusion sous la barrière [22]. Il se peut cependant aussi que ces noyaux, faiblement liés, soient facilement excités à des énergies supérieures aux énergies seuils du breakup [21]. La présence d'un halo peut également favoriser les couplages à des modes d'excitation tels que les voies de transfert directs, moins importants à la barrière de Coulomb pour des noyaux usuels. Les voies de transfert sont par exemple négligeables dans la fusion du système d'ions lourds  $^{58}\text{Ni} + ^{60}\text{Ni}$  présenté plus haut dans ce document.

A partir du milieu des années 90, il a été possible de produire des faisceaux instables suffisamment intenses pour tester la fusion des noyaux à halo. Les réactions sont décrites par des calculs en voies couplées, mais aucune méthode n'introduit naturellement le breakup dans ce type de calculs. Il y est en général plutôt traité comme une énergie seuil dans la réaction.

La production actuelle des faisceaux exotiques légers limite par ailleurs l'étude de la fusion avec des noyaux à halos aux  $^6\text{He}$  et  $^{11}\text{Be}$ . Ces faisceaux sont de relativement faible intensité,  $10^5$  à  $10^7$  particules par seconde. Ceci rend d'une part les mesures de courant très difficiles et pousse, d'autre part, les équipes de recherche à porter une attention particulière à l'efficacité des systèmes de détection. On se proposera ici de s'attacher au cas de la fusion de  $^{4,6}\text{He} + ^{238}\text{U}$  étudiée au Centre de Recherches du Cyclotron à l'Université de Louvain La Neuve.

### 1.2.2 Cas de $^{4,6}\text{He} + ^{238}\text{U}$

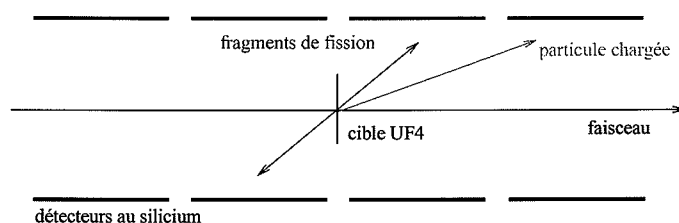


FIG. 1.11: Vue latérale schématique du système de détection utilisé dans l'étude de la fusion sous la barrière de  $^{4,6}\text{He} + ^{238}\text{U}$  [26].

Il s'agit de comprendre l'influence sur le mécanisme de fusion d'un projectile doublement magique  $^4\text{He}$  et du noyau à halo le plus proche,  $^6\text{He}$ .

Cette étude a fait l'objet de la thèse de M. Trotta et d'articles [23, 24, 25] dans lesquels on trouvera une description détaillée du dispositif expérimental et une analyse très complète des résultats ainsi que d'une lettre au journal Nature [26] par R. Raabe *et al.*

Dans ce cas, le noyau composé est lourd et produit à une énergie d'excitation supérieure à sa barrière de fission<sup>4</sup> de sorte que la fission soit son mode de désexcitation exclusif. Les produits de fission sont émis près de  $180^\circ$  avec une grande énergie et sont détectés dans des compteurs au silicium, montés sur les faces internes de deux cubes ouverts, couvrant un grand angle solide (voir Fig. 1.11). En plus du processus de fusion-fission, d'autres modes de réaction tels que la fission induite par une diffusion inélastique ou par un transfert de

<sup>4</sup> $B_{fission}(^{238}\text{U}) = 6 \text{ MeV}$ .

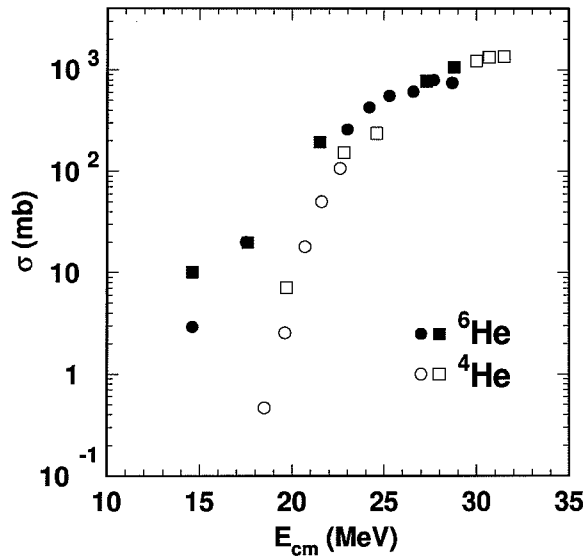


FIG. 1.12: Section efficace de fusion de  ${}^6\text{He} + {}^{238}\text{U}$  (symboles pleins) et  ${}^4\text{He} + {}^{238}\text{U}$  (symboles ouverts). Les données obtenues dans cette expérience sont représentées par des carrés, celles représentées par des cercles proviennent de [24].

nucléons coexistent aux énergies où nous avons étudié le système. Ces voies de réaction ont été prises en compte en identifiant le quasi-projectile associé.

Les faisceaux de  ${}^4,6\text{He}$  délivrés au CRC ont permis de mesurer très précisément la section efficace de fusion(-fission) de  ${}^4,6\text{He} + {}^{238}\text{U}$  sous  $B_C$  (depuis 14 MeV) et au dessus de  $B_C$  (jusqu'à 30 MeV). On calcule que

- $B_C = 21,8$  MeV pour  ${}^6\text{He} + {}^{238}\text{U}$ ,
- $B_C = 22,2$  MeV pour  ${}^4\text{He} + {}^{238}\text{U}$ .

Le résultat est reporté sur la Fig. 1.12.

On remarque que sous  $B_C$ , la section efficace de fission de  ${}^6\text{He} + {}^{238}\text{U}$  est nettement plus grande que pour le faisceau stable  ${}^4\text{He}$ , sans halo. Cette section efficace est très élevée, comparée par exemple au système similaire  ${}^6\text{Li} + {}^{238}\text{U}$ , mesuré par Freiesleben *et al.* dans une étude comparative pionnière des systèmes  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{232}\text{Th}$  et  ${}^{238}\text{U}$  dans les années 70 [27].

Les contributions des processus directs ayant été séparées expérimentalement de la fusion, des calculs de type DWBA<sup>5</sup> ont été menés pour décrire la réaction. Le code Fresco [29] de calcul en voies couplées a été employé pour décrire le transfert de deux nucléons vers les états excités de  ${}^{240}\text{U}$  et le breakup a été pris en compte comme un couplage aux états du continuum en utilisant le potentiel optique effectif du modèle CDCC<sup>6</sup>. La section efficace de fusion est ensuite calculée en utilisant un potentiel imaginaire à courte portée. Il n'a pas été observé, sous la barrière, d'augmentation de la section efficace de fusion due au halo de 2 neutrons de  ${}^6\text{He}$ . Il a été montré dans cette étude, une large contribution des processus directs à la section efficace de réaction pour ce système.

<sup>5</sup>Distorted Wave Born Approximation, méthode décrite dans [28].

<sup>6</sup>Continuum Discretised Coupled-Channel Method.

Ici, le mécanisme de fusion des noyaux à halos est dominé à basse énergie dans la voie d'entrée par le transfert de neutrons vers la cible et la contribution du processus de breakup est relativement faible.

### Conclusion

Nous avons vu, dans cette partie l'importance de la structure des noyaux cible et projectile dans les réactions entre ions lourds à  $B_C$ . Un calcul qui ne prend pas en compte les effets des déformations statiques ou dynamiques des noyaux sous-estime grandement les fonctions d'excitation mesurées.

De très récentes études ont montré que la tendance s'inverse à des énergies très en dessous de  $B_C$  [123]. Ceci pourrait être dû à une compréhension imprécise des phénomènes de transfert à basse énergie. Des investigations détaillées des transferts multiples font partie de mes projets à court et moyen terme (voir Chap. 4).

Le chapitre suivant présente une étude des effets de grandes déformations et de coexistence de formes via des expériences de décroissance  $\beta$ .



# Chapitre 2

## Décroissance $\beta$ et formes exotiques

Après la thèse, tout en poursuivant mes recherches concernant la fusion à la barrière que nous venons de décrire, j'ai rejoint l'équipe NEFR<sup>1</sup> de l'IReS et étudié au CERN et à GANIL la décroissance  $\beta$  dans deux régions phares de la carte des noyaux. Je présenterai brièvement le contexte théorique et expérimental puis me concentrerai sur les isotopes riches en neutrons à  $N \sim 20$  et les noyaux déficients en neutrons à  $A \sim 75$  et  $N \sim Z$  étudiés.

La décroissance  $\beta$  est un processus qui permet d'étudier certains noyaux loin de la stabilité et souvent, d'obtenir les premières informations sur les noyaux produits, même en faibles quantités et leurs filiations radioactives. Elle procède via l'interaction faible entre états de noyaux isobares, liés par l'interaction forte. Son étude renseigne ainsi à la fois sur la structure ou les masses des noyaux produits et sur certaines caractéristiques fondamentales de l'interaction faible.

Le Hamiltonien correspondant contient deux constantes de couplage,  $g_V$  et  $g_A$  représentant la partie vecteur et la partie axiale du courant associé. Ces constantes contribuent comme suit à la probabilité de transition  $\beta$ , notée  $\lambda$  :

$$\lambda \propto g_V^2 \langle M_F \rangle^2 + g_A^2 \langle M_{GT} \rangle^2 \quad (2.1)$$

où  $\langle M_F \rangle$  et  $\langle M_{GT} \rangle$  sont les opérateurs de Fermi et de Gamow-Teller (GT) de l'interaction. Les transitions évoquées dans ce document seront de type Gamow-Teller.

Nous avons étudié en premier lieu des noyaux riches en neutrons à  $N \sim 20$ , dans une région de la charte des noyaux appelée 'îlot d'inversion'<sup>2</sup>. Nous nous sommes ensuite attachés à montrer comment la détermination précise de la distribution de force Gamow-Teller renseigne sur la forme et la coexistence de formes oblate / prolata dans les noyaux déficients en neutrons de masse proche de  $A = 75$ .

Ces travaux ont fait l'objet des stages de Master I de l'Université Louis Pasteur de R. Hadeler (2000), S. Heinrich (2001), S. Fellingner (2001), M.-D. Salsac (2002), G. Lutter (2002) que j'ai encadrés et des thèses de S. Nummela (CERN 2001), de E. Nâcher (Valence 2001) et E. Poirier (2002) à l'IReS.

Les publications 3, 5, 12, 15, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 34, 35, 39, 40 et 44 de ma liste de publications concernent cette thématique.

<sup>1</sup>Noyaux Exotiques et Faisceaux Radioactifs.

<sup>2</sup>ou îlot de déformation.



## 2.1 Noyaux riches en neutrons proches des couches magiques

### Modèle en couches et îlot d'inversion

Les résultats présentés dans cette partie ont été interprétés dans le cadre du modèle en couches. Ces calculs sont en général effectués dans un espace limité : un ensemble fini d'orbitales au delà d'un cœur inerte<sup>3</sup>, qui dépend du noyau étudié. Ce choix, très important, définit la taille des matrices utilisées, via le nombre de nucléons, d'orbites et de valeurs de  $j$  possibles pour ces orbites. Il s'agit de trouver un compromis entre une taille suffisante de l'espace de valence pour décrire la structure du noyau de façon réaliste et un temps de calcul raisonnable. Ce temps peut être par ailleurs restreint en tronquant l'espace ou en utilisant des méthodes astucieuses pour ne diagonaliser qu'une partie des matrices, telles la méthode de Lanczos [30].

Dans le modèle, les corrélations particule-particule sont représentées par des interactions résiduelles qui permettent à un nucléon de passer d'un état à un autre : elles contribuent grandement aux énergies propres résultant du calcul. Dans un espace tronqué, ces interactions sont effectives. Le choix d'une telle interaction nucléon-nucléon n'est pas simple. Elle peut s'exprimer comme une combinaison linéaire d'éléments de matrice à deux corps, pour laquelle l'opérateur associé s'écrit :

$$H^{(1)} = \sum_{i < k=1}^n V(i, k). \quad (2.2)$$

Les interactions effectives peuvent être définies de différentes manières :

- une approche empirique consiste à laisser comme paramètres libres les éléments de matrice dans l'espace choisi, et de les ajuster de sorte à reproduire les données expérimentales. C'est le cas de l'interaction USD (Universal SD-shell) [31];
- une approche réaliste se base sur l'interaction nucléon-nucléon libre. Les paramètres de cette interaction sont ajustés sur des observables de la diffusion nucléon-nucléon. On déduit ensuite les éléments de matrice de l'interaction à deux corps dans les noyaux. De telles interactions ont été utilisées dans l'interprétation des résultats pour les isotones à  $N \sim 21$  discutés dans ce mémoire : les éléments de matrice  $KB'$  [32] et la matrice  $G$  de Kahana, Lee et Scott [33];
- on peut enfin définir des interactions dites schématiques comme l'interaction SDI (Surface Delta Interaction) qui utilisent des forces simples entre nucléons pour corrélérer un certain nombre d'observables nucléaires.

Un des premiers succès du modèle en couches a été de prédire les propriétés des noyaux magiques<sup>4</sup>. Ensuite, le modèle reproduit extrêmement bien les schémas de niveaux près des couches fermées et de la vallée de stabilité.

<sup>3</sup>Un noyau doublement magique, par exemple.

<sup>4</sup>l'énergie de leur premier état excité particulièrement élevée, basé sur une excitation particule-trou.



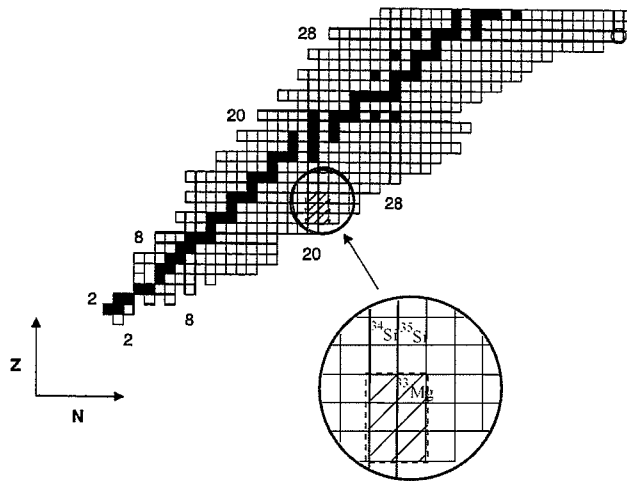


FIG. 2.1: Îlot d'inversion à  $A \sim 32$ ,  $Z = 10, 11, 12$ .

Cette approche, au voisinage de la stabilité, repose de façon importante sur la notion de couches fermées et de nombres magiques. Le scénario est quelque peu différent lorsque l'on se rapproche des drip lines, lorsque l'asymétrie entre nombre de neutrons et nombre de protons devient grande. La région de la carte des noyaux que nous avons étudiée ici en est un exemple.

De grandes déformations, non prévues par le modèle en couches  $sd$  ont été observées dans la région à  $N \sim 20$  et  $Z \sim 11$  pour la première fois par Thibault et collaborateurs il y a une trentaine d'années [34]. D'autres études expérimentales ont suivi, indiquant pour les noyaux de cette région de grandes déformations et des irrégularités dans les énergies de liaison, motivant de nombreux calculs théoriques de type Hartree-Fock ou modèle en couches. On citera notamment les travaux de B.H. Wildenthal *et al.* [35], A. Poves *et al.* [36], T. Otsuka *et al.* [37], S. Péru *et al.* [38] et E. Caurier *et al.* [39] à l'IREM. Ces calculs doivent prendre en compte les excitations de nucléons d'une couche majeure vers une autre et non plus les restreindre au sein d'une seule couche. Il s'agit de considérer la compétition entre états intrus et normaux. Il se peut ainsi que l'état fondamental de certains noyaux soit basé sur une configuration intrusive : on parle alors d'*inversion d'états*. De telles inversions, autour de  $N = 20$ , loin de la stabilité ont donné naissance à une région appelée îlot d'inversion. Ceci se manifeste par un affaiblissement du nombre magique  $N = 20$ , une augmentation des  $B(E2)$  et donc de la collectivité : l'émergence de noyaux déformés.

Des mesures de masse dans les isotopes lourds de Mg ont montré dans cette région une transition de forme sphérique / prolata [40]. Un très grand  $B(E2)$  a par ailleurs été mesuré pour la transition  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  dans  $^{32}\text{Mg}$  par excitation coulombienne [41], confirmant une grande déformation pour ce noyau, déjà suggérée par la faible énergie d'excitation de l'état  $2^+$ . Avant notre travail concernant  $^{33}\text{Mg}$ , plusieurs études de décroissance  $\beta$  ont tenté ensuite de poser les limites de l'îlot d'inversion, sans observer de claire inversion d'états. Cette région est représentée sur la Fig. 2.1.

## Inversion d'états dans $^{33}\text{Mg}$

L'étude à laquelle j'ai contribué fait partie de la thèse de S. Nummela (CERN 2001). Les résultats présentés concernent le noyau  $^{33}\text{Mg}$ , peuplé dans la décroissance  $\beta$  de  $^{33}\text{Al}$ . Cette étude fait suite à un travail très important concernant la décroissance  $\beta$  de  $^{35}\text{Al}$ , ayant utilisé le même dispositif expérimental, que nous décrivons plus loin. La mesure du schéma de niveaux de  $^{35}\text{Si}$  a permis une avancée importante dans les calculs de modèle en couches : l'ajustement de l'interaction effective dans la couche  $sd - fp$ . L'interprétation théorique des résultats dans cette partie du mémoire a été réalisée dans le cadre suivant :

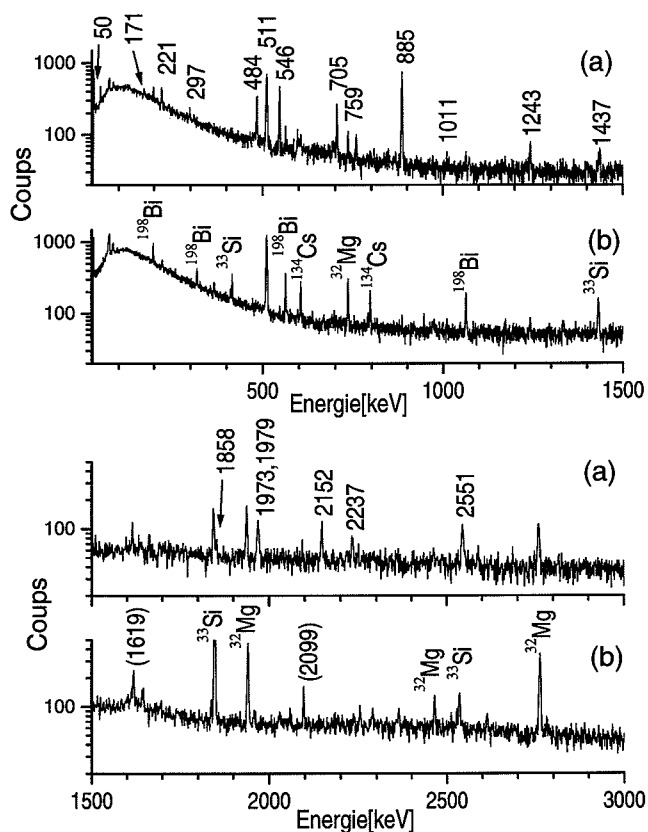


FIG. 2.2:  $A = 33$ . Spectres  $\gamma$  enregistrés pendant les 50 ms après le pulse proton, en (a), contenant les raies la décroissance de  $^{33}\text{Na}$ , et pendant les 50-500 ms après le pulse, en (b), contenant les raies des autres isotopes produits.

- le cœur inerte est le noyau doublement magique  $^{16}\text{O}$ ,
- l'espace de valence est la couche (sd) pour  $Z=8$  protons,
- l'espace de valence est la couche (sd) + la couche (fp) pour les neutrons. Les excitations possibles sont de type  $0\hbar\omega$ ,  $1\hbar\omega$  ou  $2\hbar\omega$  pour les neutrons dans (pf) ou de (sd) à (pf).

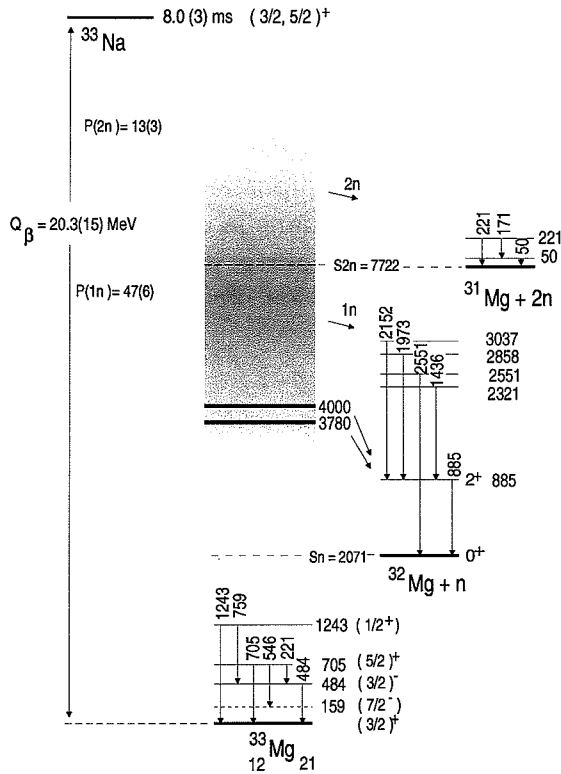


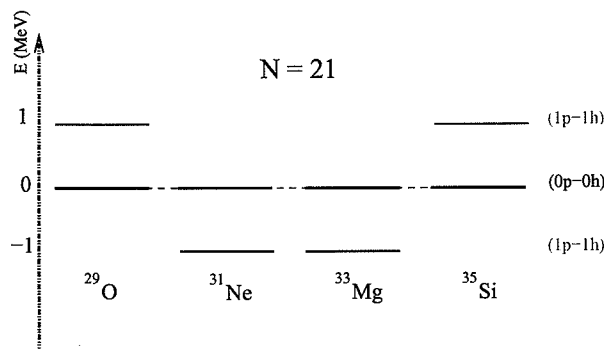
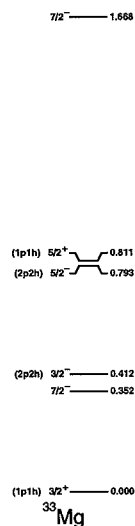
FIG. 2.3: Schéma de la décroissance de  $^{33}\text{Na}$ , montrant les voies  $\beta$ - $\gamma$ ,  $\beta$ -n- $\gamma$  et  $\beta$ -2n- $\gamma$  mesurées dans cette étude.

- Les interactions effectives sont USD [31] pour la partie proton-proton dans la couche (sd),  $\text{KB}'$  [32] pour la partie neutron-neutron dans la couche (pf) et la matrice G de Kahana, Lee et Scott [33] pour l'interaction neutron-proton.

La construction du Hamiltonien est cruciale : elle est déterminée à partir de la comparaison des calculs aux données expérimentales concernant des noyaux clés, qui peuvent être décrits simplement comme des excitations à une particule ou un trou dans une configuration doublement magique :  $^{39}\text{K}$ ,  $^{47}\text{K}$ ,  $^{41}\text{Ca}$  et  $^{35}\text{Si}$ .

Les noyaux  $^{34,35}\text{Si}$  ont été étudiés auprès du séparateur ISOLDE au CERN avant mon arrivée dans l'équipe NEFR (Noyaux Exotiques et Faisceaux Radioactifs) de l'IReS. Leurs schémas de niveaux et durées de vie ont été mesurés. La détermination des énergies à une particule pour  $N = 21$  et  $Z = 14$  a permis de préciser l'interaction effective dans les calculs de modèle en couches sd-fp. Cette interaction est utilisée pour notre étude de la décroissance  $\beta$  de  $^{33}\text{Na}$  vers  $^{33}\text{Mg}$ .

Le dispositif expérimental utilisé auprès d'ISOLDE est décrit en détails dans [42]. Nous rappellerons simplement que les isotopes  $^{33}\text{Na}$  ont été produits à l'aide d'une cible de carbure d'uranium de  $46 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Les produits de la réaction avec un faisceau de protons de 1,4 GeV ont été ionisés à l'aide d'une source à ionisation de surface au tungstène. Le taux de production était de  $52(13) \text{ at}/\mu\text{C}$ . L'activité était déposée sur une bande de

FIG. 2.4: Isotones à  $N = 21$ , prédictions de B.A. Brown.FIG. 2.5: Schéma de niveaux à basse énergie d'excitation de  $^{33}\text{Mg}$  calculé dans le cadre du modèle en couches avec contributions particule-trou (voir texte).

Mylar aluminisé devant un système de détection, et évacuée périodiquement pour éviter la contamination par des éléments de durée de vie longue. L'ensemble de détection se composait d'un compteur  $\beta$  plastique, cylindrique, couvrant 70 % d'angle solide, de deux détecteurs au Germanium de gros volume, placés autour et d'un ensemble de 8 compteurs de neutrons à bas seuil, mis au point dans notre équipe à Strasbourg [45]. Nous avons enregistré des spectres  $n$  et  $\gamma$  retardés, sous la forme de coïncidences doubles et triples  $\beta$ - $\gamma$ ,  $\beta$ - $n$  et  $\beta$ - $\gamma$ - $\gamma$ .

Nous avons mesuré la durée de vie de  $^{33}\text{Na}$ ,  $T_{1/2} = 8,1(4)$  ms, en accord avec une étude précédente [43], construit pour la première fois le schéma des niveaux de  $^{33}\text{Mg}$  peuplé dans la décroissance  $\beta$  de  $^{33}\text{Na}$  et mesuré la distribution de la force de transition Gamow-Teller. La Fig. 2.2 représente les spectres  $\gamma$  enregistrés, en coïncidence avec les  $\beta$ . Les parties (a) correspondent aux spectres enregistrés pendant les 50 premières ms après le pulse proton du PS/Booster, les parties (b) correspondent aux 450 ms suivantes. La durée de vie de  $^{33}\text{Na}$  étant faible par rapport à celle des autres noyaux produits et aux ions multichargés, seule la partie (a) contient des transitions provenant de la décroissance de  $^{33}\text{Na}$ . Le schéma

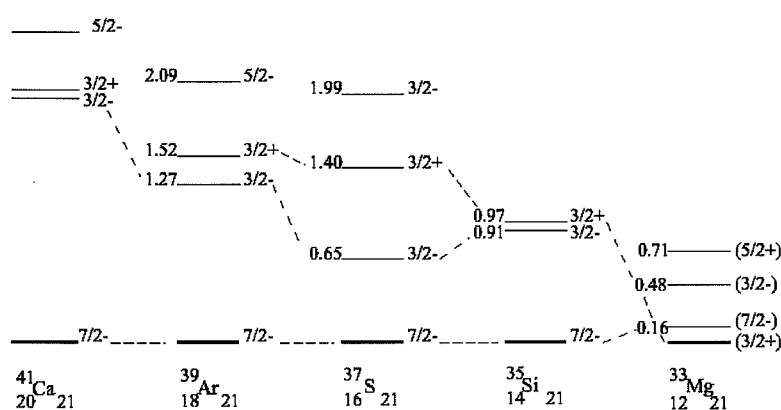


FIG. 2.6: Systématique des premiers états excités des isotones à  $N = 21$ . On remarquera l'inversion des états  $7/2^-$  et  $3/2^+$  pour  $^{33}\text{Mg}$ .

de décroissance correspondant, basé sur des événements  $\beta\text{-}\gamma\text{-}\gamma$  et  $\beta\text{-}\gamma\text{-}n$  est représenté sur la Fig. 2.3. Les énergies des niveaux et intensités relatives des transitions ont été mesurées dans notre étude. Les valeurs des spins et parités sont les plus probables si l'on se réfère aux alimentations  $\beta$  et intensités  $\gamma$ .

Le schéma de décroissance de  $^{33}\text{Na}$  a été interprété à l'aide de calculs de modèle en couches mis au point par E. Caurier et F. Nowacki dont les caractéristiques principales sont décrites plus haut dans le texte [42]. La séquence des niveaux de  $^{33}\text{Mg}$  résulte de la compétition dans ce noyau entre différents types d'excitations. Le résultat principal de cette étude est que l'état fondamental de ce noyau est un état  $J^\pi = \frac{3}{2}^+$  basé sur une excitation  $1p\text{-}1h$ . On peut rappeler à ce sujet les prédictions de B.A. Brown pour l'îlot d'inversion en représentant schématiquement les fondamentaux et premiers états excités des isotones  $N = 21$ .

Les états excités de  $^{33}\text{Mg}$  sont reproduits avec succès par les calculs si l'on inclut la possibilité de mélanger les excitations  $0p\text{-}0h$  et  $2p\text{-}2h$ . Le résultat d'un tel calcul est repris sur la Fig. 2.5 pour les états de basse énergie de  $^{33}\text{Mg}$ . Un tel type de calculs avait déjà été utilisé pour interpréter le schéma de niveaux de  $^{34}\text{Si}$  [44].

La Fig. 2.6 montre une systématique des premiers états excités des isotones à  $N = 21$  autour de l'îlot d'inversion.

On notera enfin que cette étude représente la première observation d'une inversion d'états dans l'îlot de déformation. Elle a permis en outre, de montrer que l'état fondamental de  $^{33}\text{Mg}$  est de parité positive, grâce aux règles de sélection de la décroissance  $\beta$  : le  $\log ft$  mesuré 5,27(26) correspondant à une transition permise [42, 45].

Les études concernant les noyaux loin de la stabilité nécessitent la production de faisceaux secondaires qui peut s'avérer une opération délicate. J'ai proposé une réflexion sur l'amélioration des faisceaux utilisés dans cette étude.

## Contamination des faisceaux produits par la méthode ISOL par des ions multichargés

La production de faisceaux radioactifs par la méthode ISOL dépend grandement de l'efficacité et de la sélectivité des systèmes cible-source d'ions [46]. L'étude expérimentale que je viens de décrire a donné lieu pour moi à un travail technique concernant la production de contaminants multichargés à ISOLDE. Cette étude a été réalisée en étroite collaboration avec les physiciens des cibles et sources du CERN<sup>5</sup>. Les ions multichargés ( $q = 2^+$  à  $6^+$ ), de même rapport  $A/q$  que les noyaux d'intérêt et non séparés par le GPS<sup>6</sup> ont été identifiés via leurs raies  $\gamma$  caractéristiques et les efficacités d'ionisation correspondantes calculées en utilisant les sections efficaces de Silberberg et Tsao [47]. Nous avons étudié l'émission secondaire d'ions générée par les noyaux de recul, les électrons Auger ainsi que l'impact des ions sur l'électrode d'extraction. Cette émission a été traitée en utilisant le code SIMION, modélisant le trajet des ions dans leur environnement électromagnétique pour tenter de comprendre cette source de contamination des faisceaux radioactifs. L'étude a fait l'objet d'une contribution à la Conférence ElectroMagnetic Isotope Separators EMIS14 en 2001 à Victoria (Colombie Britannique, Canada) et d'une partie de la thèse de A. Joinet (CERN 2003).

Nous verrons dans la section suivante comment la mesure de la force de transition  $\beta$  renseigne sur la forme des noyaux dans la région  $A \sim 75$ ,  $N \sim Z$ .

---

<sup>5</sup>Equipe de H.L. Ravn, J. Lettry *et al.*

<sup>6</sup>General Purpose Separator

## 2.2 Coexistences de formes dans la région de masse $A \sim 75$ à $N \sim Z$ .

De nombreux calculs microscopiques prédisent, depuis plusieurs décennies, des changements de forme rapides dans la région de masse  $A \sim 75$  [48, 49, 51]. De remarquables phénomènes de coexistence de formes peuvent également y avoir lieu : pour certaines valeurs de  $N \sim Z$ , le noyau est susceptible d'adopter des formes totalement différentes. Le phénomène est illustré sur la Fig. 2.7, extraite de [49], qui montre les orbitales neutron dans  $^{80}\text{Sr}$  en fonction de la déformation  $\beta_2$ .

- Pour  $N = Z = 36$ , la configuration stable correspond à  $\beta_2 \sim -0,4$  et donc à une forme oblate.
- Pour  $N = Z = 38$ , au contraire, la configuration stable correspond à  $\beta_2 \sim +0,4$  et donc à une forme prolate.

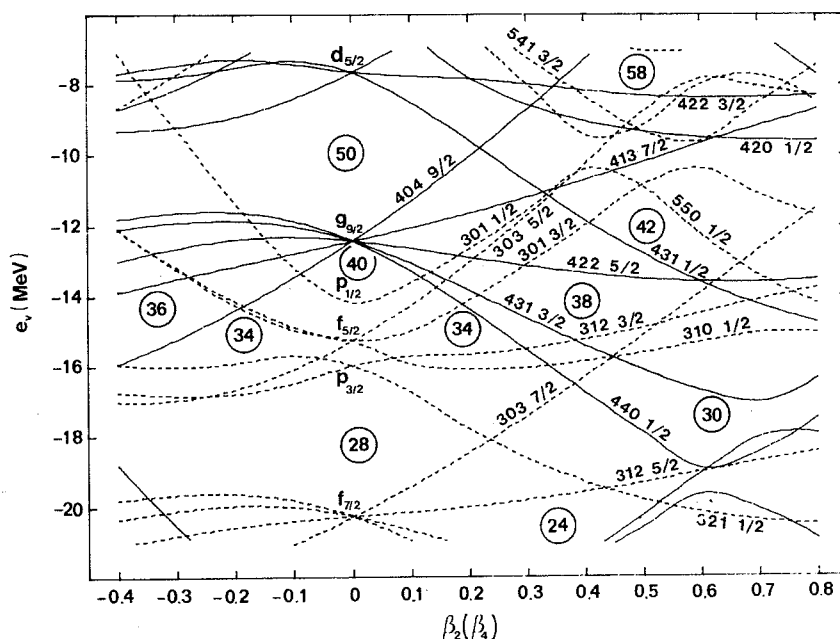


FIG. 2.7: Niveaux neutron à une particule dans  $^{80}\text{Sr}$ , résultant d'un calcul microscopique de Nazarewicz *et al.*, extrait de [49].

On peut légitimement s'interroger sur la forme du noyau  $^{74}\text{Kr}$  avec  $Z = 36$  et  $N = 38$ . Les calculs cités plus haut suggèrent pour ce noyau une coexistence de forme oblate / prolata à basse énergie d'excitation : un second état  $0^+$  oblate est prédit à quelques centaines de keV au dessus d'un fondamental prolata. Des calculs récents de type champ moyen auto-cohérent prédisent un caractère oblate pour  $^{72,74,76}\text{Kr}$  dans leur état fondamental [50]. Les énergies des premiers états  $2^+$  pour les noyaux pair-pair à  $N = Z$  ont été mesurées lors de différentes expériences. Ces énergies sont reportées sur la Fig. 2.8 où  $^{80}\text{Zr}$  et  $^{76}\text{Sr}$  apparaissent comme les plus déformés.

La mesure de l'énergie du premier état excité renseigne sur le paramètre de déformation mais ne permet pas d'accéder au signe de cette déformation.

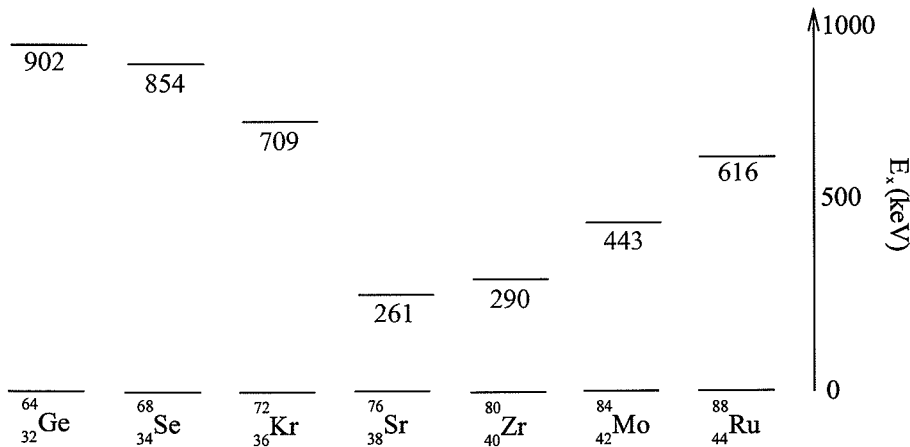


FIG. 2.8: Systématique des énergies  $E_x$  des premiers états  $2^+$  pour les noyaux pair-pair à  $N = Z$  et  $A = 64$  à  $88$ .

Plusieurs études expérimentales ont mené à des informations contradictoires concernant la déformation de  $^{72}\text{Kr}$  et  $^{76}\text{Sr}$ , les calculs théoriques décrivant plutôt  $^{76}\text{Sr}$  comme prolata [48, 51] et le fondamental de  $^{72}\text{Kr}$  comme un mélange de configurations oblate et prolata [51].

## Décroissance $\beta$ et déformation

Au début des années 90, Hamamoto et Sagawa ont montré que lorsque l'on s'éloigne de la vallée de stabilité, une grande partie de la résonance Gamow-Teller se situe sous l'état fondamental du noyau parent et est donc accessible aux expériences de décroissance  $\beta$  [52, 53]. Leurs calculs, basés sur un champ moyen déformé et l'approximation de Tamm-Dancoff ont de plus montré la grande influence de la déformation des noyaux sur la distribution de la force Gamow-Teller.

Plus récemment, au début de notre étude, nos collaborateurs de Madrid (P. Sarriguren *et al.*) et notre étudiant en thèse E. Poirier, ont calculé la distribution de la force Gamow-Teller, notée  $B(\text{GT})$ , dans un formalisme HF+BCS+QRPA<sup>7</sup> pour les isotopes pair-pair de selenium, krypton et strontium dans le cas de noyaux oblate, prolata et sphérique [54]. Leurs résultats sont repris sur la Fig. 2.9. Ils concernent des transitions  $\beta$  permises et supposent une symétrie axiale pour les noyaux.

*La figure montre que dans certains cas la mesure de la force de transition Gamow-Teller, et sa comparaison aux calculs théoriques peut donner accès au signe de la déformation des noyaux étudiés.. On remarque l'effet le plus flagrant pour  $^{76}\text{Sr}$ .*

Nous nous sommes proposés d'étudier les effets de déformation dans cette région de masse via des expériences de décroissance  $\beta$ , en mesurant la distribution de la force Gamow-Teller. Trois études de ce type avaient déjà été réalisées par notre équipe auprès du séparateur ISOLDE au CERN pour les noyaux  $^{76}\text{Sr}$ ,  $^{72}\text{Kr}$  et  $^{73}\text{Kr}$  [56, 57, 58]. Elles ont permis de mesurer le rapport d'embranchement proton dans la décroissance et une partie

<sup>7</sup>Approche Hartree-Fock dans le cadre du champ moyen déformé. Les corrélations d'appariement sont traitées dans l'approximation BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer). Les états excités sont calculés dans le cadre de l'approximation des phases aléatoires pour les quasi-particules.



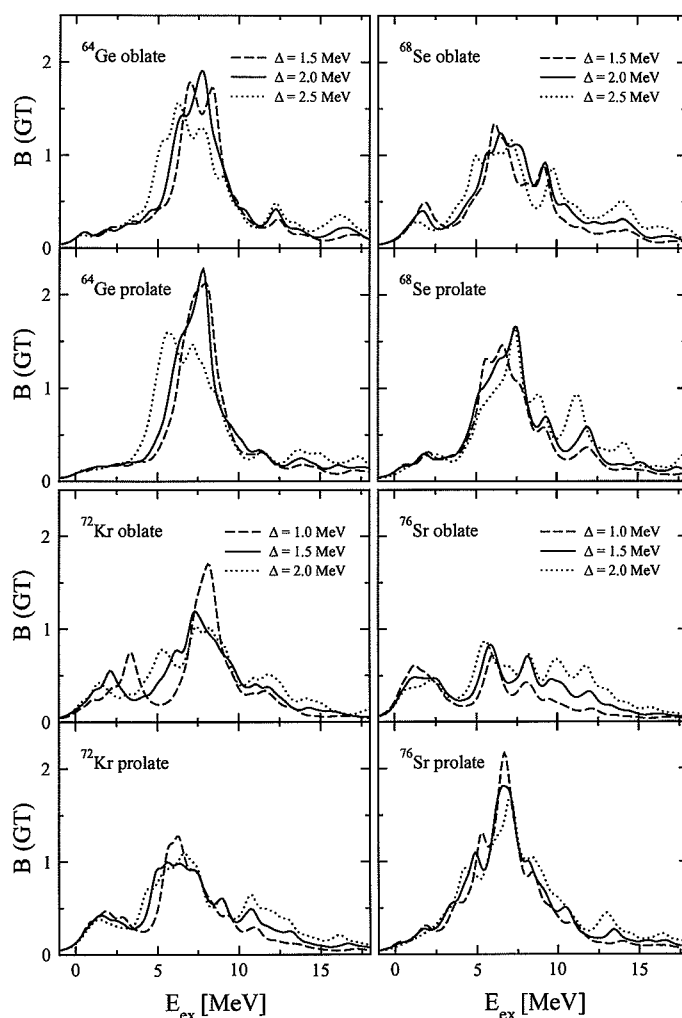


FIG. 2.9: Distribution de la force Gamow-Teller pour les isotopes pair-pair de Se, Kr et Sr [54] calculée dans un formalisme de champ moyen HF-BCS+QRPA où  $\Delta$  désigne le gap d'appariement entre nucléons du même type dans l'approximation BCS.

de la force de transition GT. La mesure de  $B(\text{GT})$  peut sembler simple a priori : il s'agit d'évaluer l'alimentation  $\beta$  de chaque état excité du noyau fils.

Les expériences rencontrent cependant deux problèmes majeurs menant à des incertitudes systématiques importantes :

- la force de transition  $\beta$  est extrêmement fragmentée à haute énergie d'excitation,
- des détecteurs  $\gamma$  au germanium de faible efficacité sont généralement utilisés pour mesurer  $B(\text{GT})$  via les intensités de transitions électromagnétiques. On retrouve souvent alors un important flux manquant dans les spectres de  $B(\text{GT})$ .

Nous avons décidé de pallier à ces inconvénients en utilisant la technique de spectrométrie à absorption totale.

## Etude de $^{74}\text{Kr}$ et $^{76}\text{Sr}$ par spectrométrie $\gamma$ à absorption totale

Cette étude fait l'objet des thèses de E. Poirier et E. Náchér. Cette méthode consiste à mesurer directement la population des niveaux, plutôt que de détecter les rayonnements  $\gamma$  individuels. Elle repose sur l'utilisation de spectromètres de grande efficacité, proche de 100 %.

Les premiers spectromètres à absorption totale furent construits dans les années 70. Il s'agissait typiquement de détecteurs NaI cylindriques de 10 à 15 cm, de diamètre et de longueur [59, 60]. Les auteurs des articles correspondants ont souligné la nécessité de modéliser la réponse de tels détecteurs et les grandes difficultés rencontrées dans les simulations Monte-Carlo de cette réponse. Plus tard, Greenwood et coauteurs ont utilisé un compteur plus grand, de 24,5 cm de diamètre et 30,5 cm de long et ont simulé pour la première fois entièrement la fonction de réponse du compteur [61].

Une description des méthodes d'analyse de la spectrométrie à absorption totale peut se trouver dans le manuscrit de la thèse de E. Poirier, effectuée dans notre équipe [62]. Nous rappellerons simplement ici quelques expressions utiles pour comprendre comment on extrait B(GT) des données expérimentales :

- L'alimentation  $\beta$  d'un état  $I(E_j)$  et les comptages du spectromètre  $D_i$ , au canal  $i$ , sont liées par l'expression :

$$D_i = \sum_{j=1}^{j_{max}} R_{ij} I(E_j)$$

où  $R_{ij}$  est la fonction de réponse du spectromètre<sup>8</sup> qu'il est nécessaire de connaître très précisément.

- La fonction de force  $\beta$ ,  $S_\beta$  s'exprime comme suit en fonction de l'alimentation  $\beta$ , de la fonction de Fermi  $f$  et de la durée de vie du noyau parent  $T_{1/2}$  :

$$S_\beta(E) = \frac{I(E)}{f(Q_\beta - E)T_{1/2}}$$

On remarque aisément comment une variation dans l'alimentation influe sur  $S_\beta$ .

- Enfin, la relation entre  $S_\beta$  et B(GT) est donnée par :

$$S_\beta(E) = \frac{1}{6147 \pm 7} \left( \frac{g_A}{g_V} \right)^2 \frac{1}{\Delta E} \sum_{E_f \in \Delta E} B_{i \rightarrow f}(GT)$$

où  $g_A$  et  $g_V$  sont les constantes de couplage axiale et vecteur de l'interaction faible.

Il est nécessaire de bien connaître le schéma de niveaux du noyau étudié et notamment des rapports d'embranchement, en particulier lorsque le spectromètre est peu efficace.

Avant notre étude, plusieurs campagnes d'expériences furent réalisées au GSI (Darmstadt), utilisant un cristal de NaI de 36,5 par 36,5 cm<sup>2</sup> pour étudier la décroissance  $\beta$  de noyaux dans la région des terres rares et celle de noyaux déficitaires en neutrons dans la région autour de  $^{100}\text{Sn}$ .

<sup>8</sup>Probabilité que l'alimentation d'un état à l'énergie  $E_j$  produise un événement au canal  $i$ .

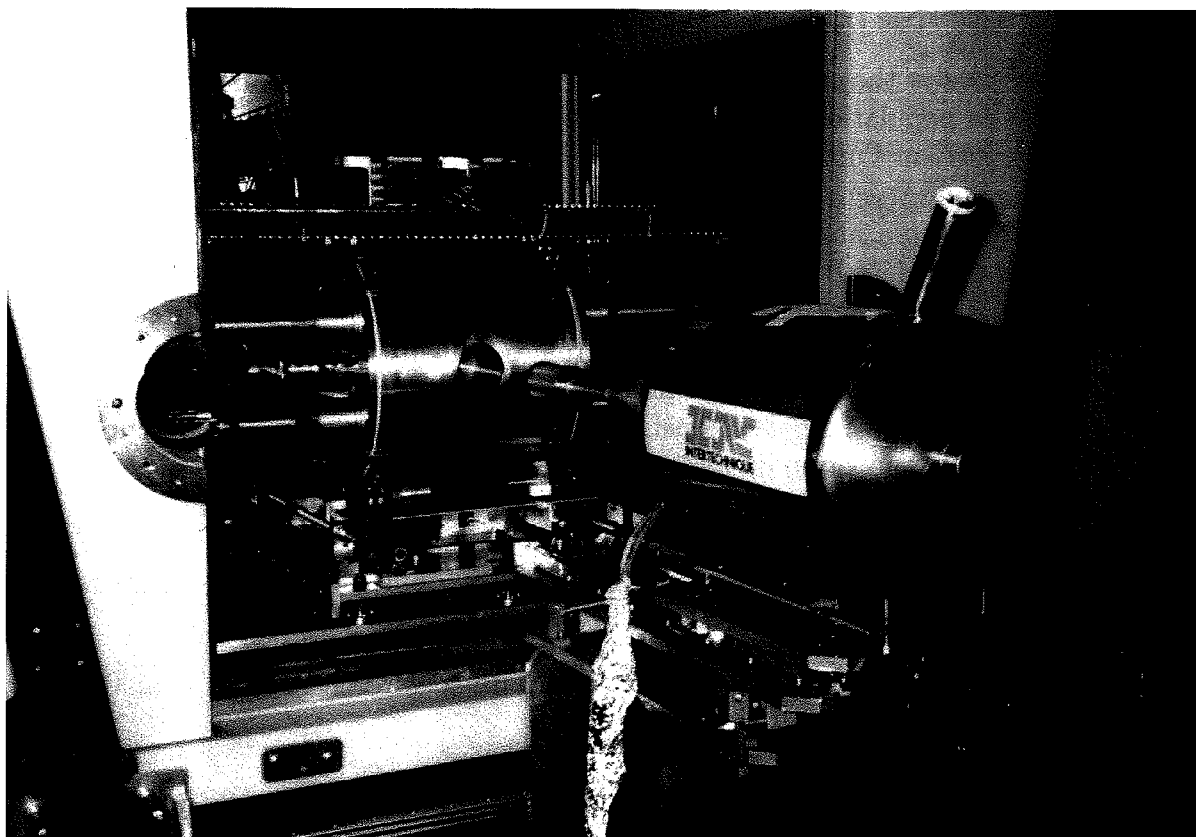


FIG. 2.10: Photographie du dispositif expérimental autour du TAgS à ISOLDE. On distingue le spectromètre cylindrique au fond, le télescope au germanium et son réservoir d'azote au premier plan. On distingue également une partie du blindage (ouvert), à droite et à gauche de la figure.

Nous avons décidé de construire un nouveau spectromètre  $\gamma$  à absorption totale afin d'étudier des noyaux déficients en neutrons dans la région de masse  $A \sim 70$ . Nous avons réalisé la conception de ce spectromètre basé sur un monocristal de NaI de 38 par 38 cm<sup>2</sup> produit par S<sup>t</sup> Gobain *Crystals and Detectors* au sein duquel est usiné un trou transversal de 7,5 cm de diamètre. Le cristal est isolé de l'humidité et protégé mécaniquement par une couche d'aluminium de 1,3 cm d'épaisseur à l'extérieur et de 1,3 mm à l'intérieur du trou. Le trou creusé dans le cristal permet l'étude des noyaux au point de collection et l'ajout, à l'intérieur, de détecteurs auxiliaires. Le détecteur TAgS<sup>9</sup> est un scintillateur de gros volume, d'une efficacité proche de 100%. Il est par ailleurs très sensible au bruit de fond. Lors de son utilisation au CERN, il était placé dans un blindage de 11 tonnes composé d'aluminium (2 cm) de cuivre (2 cm), de plomb (5 cm) et de polyéthylène boré (5 cm) pour réduire le bruit de fond de  $\gamma$  et de neutrons produits lors de la fragmentation de la cible. Des calculs de simulation concernant les interactions des neutrons dans le blindage utilisant le code MCNPX sont reportés dans la thèse de E. Poirier [62]. La Fig. 2.10 représente une photographie du système de détection tel qu'il était installé lors de nos expériences au CERN.

<sup>9</sup>Total Absorption gamma Spectrometer.

Il s'agit dans nos expériences de détecter la composante radioactive  $\beta^+$  et la capture électronique en minimisant le mieux possible le bruit de fond. Pour ce faire, différents compteurs sont associés au TAgS, autour du point de collection, au centre du cristal :

- un détecteur planaire au germanium de 1 cm d'épaisseur et de diamètre, à 2,2 cm du point de collection pour la détection des rayonnements X caractéristiques des isotopes étudiés ;
- un détecteur coaxial au germanium de 5 cm par 5 cm placé derrière, dans la même capsule, pour enregistrer des rayonnements  $\gamma$  avec une haute résolution ;
- enfin un détecteur plastique pour sélectionner la voie  $\beta^+$ , placé devant les détecteurs au germanium. Il se compose d'une pastille de scintillateur plastique NE102 de 2 mm d'épaisseur et d'un diamètre de 3 cm couvrant 13 % de  $4\pi$  et n'absorbant que faiblement les rayonnements X.

Le TAgS présente des performances exceptionnelles pour un tel cristal : une résolution de 7,1 % à 662 keV et de 5,4 % à 1332 keV ainsi qu'une efficacité totale de 0,915 et 0,856 à 1333 keV et 4000 keV respectivement.

Nous avons réalisé deux campagnes d'expériences au CERN au sein d'une collaboration de notre équipe de l'IREs avec les Universités de Valence (Espagne) et de Madrid, l'Université de Surrey (Royaume-Uni) et des chercheurs du groupe ISOLDE du CERN.

Pour ces deux campagnes, les isotopes de krypton  $^{72,73,74,75}\text{Kr}$  et de strontium  $^{76,77,78}\text{Sr}$  ont été produits lors de la fragmentation d'une cible épaisse de niobium par un faisceau de protons de 1,4 GeV. La cible était couplée à une source à plasma pour les krypton (gaz rares) et une source à ionisation de surface pour les strontium. Dans les deux cas, les noyaux d'intérêt ont été sélectionnés à l'aide du séparateur HRS<sup>10</sup>. Nous avons mesuré les taux de production de certains des noyaux étudiés, les résultats sont reportés dans le tableau suivant.

Isotope	Production (at/s)
$^{72}\text{Kr}$	$1 \cdot 10^4$
$^{73}\text{Kr}$	$3 \cdot 10^5$
$^{74}\text{Kr}$	$6 \cdot 10^6$
$^{76}\text{Sr}$	$3 \cdot 10^3$

Nous avons étudiés la décroissance  $\beta^+$  des ces noyaux ainsi que les décroissances des noyaux fils, isotopes de brome pour les krypton et de rubidium pour les strontium. Je présenterai dans la suite nos résultats obtenus pour  $^{74}\text{Kr}$  et  $^{76}\text{Sr}$ .

L'activité produite a été implantée sur une bande de Mylar aluminisé déplacée régulièrement pour maintenir la source au centre du cristal. Notre dispositif expérimental a permis l'enregistrement d'événements  $\gamma$  directs ainsi que des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  et  $\beta$ - $\gamma$ .

La fonction de réponse du TAgS a été simulée en utilisant le code Monte-Carlo GEANT4, en détaillant très précisément tous les éléments de notre système de détection. L'alimentation  $\beta$  de tous les états accessibles (jusqu'à  $Q_{EC} = 3,14$  MeV) a été évaluée et  $B(\text{GT})$  a

<sup>10</sup>High Resolution Separator (<http://isolde.web.cern.ch/ISOLDE/> The ISOLDE Separators).

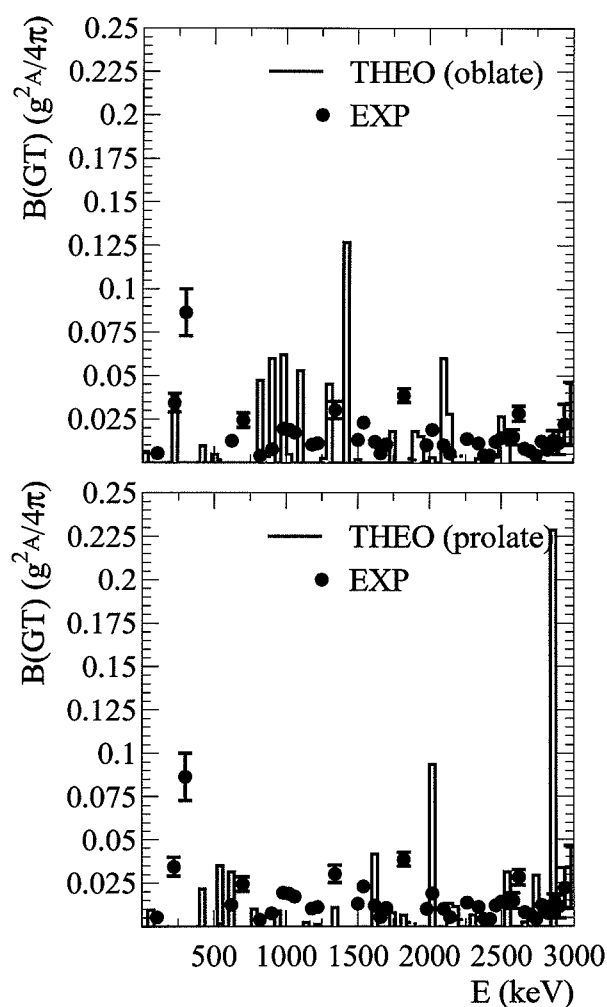


FIG. 2.11: Distribution de la force Gamow-Teller mesurée (cercles) pour la décroissance  $\beta^+$  de  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ . Les barres représentent des calculs de type HF-BCS-QRPA effectués par P. Sarriguren pour une déformation oblate ( $\beta = -0,15$ ) en haut et prolate ( $\beta = +0,39$ ) en bas.

été calculée pour toutes les transitions entre l'état fondamental de  $^{74}\text{Kr}$  et les états excités du noyau fils  $^{74}\text{Br}$ . La distribution obtenue est représentée sur la Fig. 2.11 [63].

Les résultats expérimentaux ont été comparés aux calculs de type HF-BCS-QRPA décrits plus haut dans ce document [54].

Ces calculs ne prédisent pas la position en énergie des états excités des noyaux (ici, le noyau fils  $^{74}\text{Br}$ ) à moins de 200 keV mais permettent de connaître avec une bonne précision leur période ou leur déformation [55].

Les distributions de force Gamow-Teller ont été calculées pour deux formes différentes, oblate ( $\beta = -0,15$ ) et prolate ( $\beta = +0,39$ ) qui minimisent l'énergie Hartree-Fock. On remarque sur la Fig. 2.11 qu'aucun des deux calculs ne reproduit les données de façon satisfaisante. La Fig. 2.12 représente la force accumulée en fonction de l'énergie ainsi que les résultats de la description théorique dans le cas oblate et prolate. Il semble ici qu'un mélange de configuration prolate et oblate puisse décrire l'état fondamental de  $^{74}\text{Kr}$ .

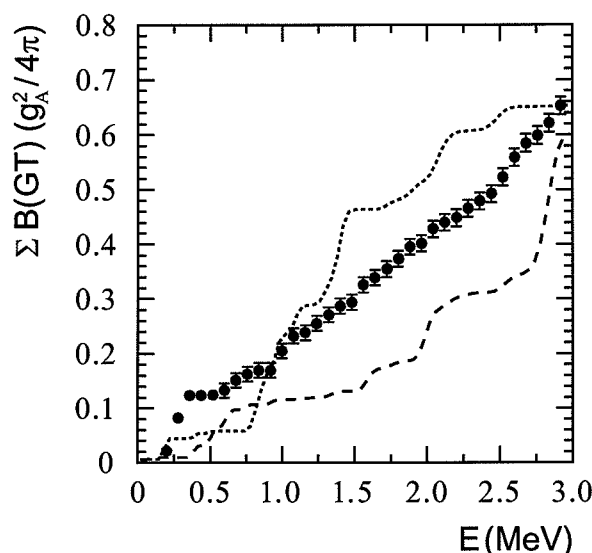


FIG. 2.12: Force Gamow-Teller accumulée en fonction de l'énergie d'excitation mesurée (cercles) pour la décroissance  $\beta^+$  de  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ . Les pointillés et tirets montrent les calculs HF-BCS-QRPA effectués par P. Sarriguren pour une déformation oblate ( $\beta = -0,15$ ) et prolate ( $\beta = +0,39$ ) respectivement, correspondant à un minimum dans les surfaces d'énergie potentielle.

Nos résultats indiquent une coexistence de forme oblate et prolate dans l'état fondamental de  $^{74}\text{Kr}$ . Ceci est en accord avec les calculs Hartree-Fock Bogoliubov déjà évoqués dans ce mémoire, utilisant une interaction effective de la forme matrice G [51] ou bien SG2 et Sk3 [54] de même que les indications expérimentales de plusieurs études sous faisceau [64, 65, 66].

Nous avons vu plus précédemment dans la systématique des états  $2^+$  des noyaux pair-pair à  $N = Z$  (voir Fig. 2.8) que  $^{76}\text{Sr}$  apparaît comme le noyau le plus déformé de la région. Les calculs Hartree-Fock prédisent la coexistence entre un état de forme oblate et un état de forme prolate si l'on utilise la force effective SG2 et un état fondamental fortement prolate ( $\beta_2 = 0,42$ ) si l'on utilise la force Sk3.

La technique utilisée pour mesurer B(GT) dans la décroissance de  $^{76}\text{Sr}$  à l'aide du TAGS est exactement la même que pour  $^{74}\text{Kr}$ . Nous avons mesuré B(GT) sur toute la fenêtre accessible à l'expérience<sup>11</sup>. La figure 2.13 montre la force Gamow-Teller accumulée en fonction de l'énergie d'excitation dans le cas de  $^{76}\text{Sr}$ . Les données y sont comparées aux calculs de P. Sarriguren *et al.*

Nos résultats, publiés en détails dans [67, 68], signent le caractère largement prolate de l'état fondamental de  $^{76}\text{Sr}$  ( $\beta_2 \sim +0,4$ ), sans ambiguïté due à une possible coexistence de forme. Ici encore, le résultat s'accorde avec les indications données par une étude sous faisceau [69].

<sup>11</sup>85 % de  $Q_{EC}(^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}) = 6,09$  MeV.

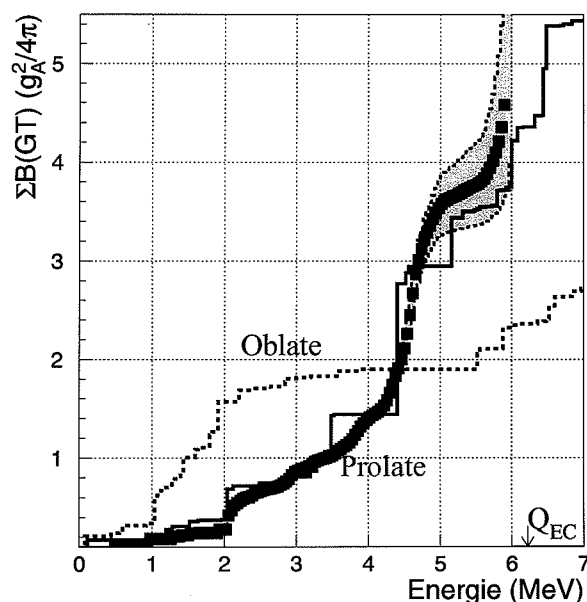


FIG. 2.13: Force Gamow-Teller accumulée en fonction de l'énergie d'excitation mesurée (carrés) dans la décroissance de  $^{76}\text{Sr}$ . Les pointillés et tirets montrent les calculs HF-BCS-QRPA effectués par P. Sarriguren pour une déformation oblate ( $\beta = -0,13$ ) et prolate ( $\beta = 0,41$ ) respectivement.

## Conclusion

Nous avons montré dans cette partie comment les études de décroissance  $\beta$  permettent d'obtenir des informations précieuses sur la forme des noyaux dans des régions particulières de la carte des noyaux : îlot d'inversion proche de la couche fermée à  $N = 20$  ( $Z \sim 12$ ) et région de transition de forme oblate / prolata à  $A = 70-80$  et  $N \sim Z$ .

Nous avons observé pour la première fois une inversion d'états pour le fondamental de  $^{33}\text{Mg}$ , basé sur une excitation 1p-1h, mesuré la déformation de  $^{76}\text{Sr}$  et mis en évidence la coexistence de forme oblate/prolate pour  $^{74}\text{Kr}$ , dans son fondamental.

Ces travaux ont fait l'objet de trois thèses, au CERN (S. Nummela), à l'Université de Valence (E. Nâcher) et à l'Université Louis Pasteur, dans notre équipe de l'IReS (E. Poirier).

L'exploration de l'îlot d'inversion reste un sujet d'actualité, exploré via différents mécanismes de réaction. Les noyaux  $^{36}\text{Si}$  ( $Z=14$ ,  $N=22$ ) et  $^{37}\text{P}$  ( $Z=15$ ,  $N=22$ ) ont été étudiés récemment au Laboratoire National de Legnaro à l'aide du spectromètre PRISMA et du multidétecteur CLARA (voir Chap. 3). Ils ont été produits dans la réaction profondément inélastique  $^{36}\text{S}(215 \text{ MeV}) + ^{208}\text{Pb}$ . Les niveaux observés ont été décrits avec succès à l'aide d'une nouvelle interaction effective dans les couches  $sdfp$  [70].

L'utilisation d'un faisceau polarisé d'ions  $^{31}\text{Mg}^+$  a permis récemment une mesure de structure hyperfine et de  $\beta$ -NMR pour le noyau pair-impair  $^{31}\text{Mg}$  ( $Z=12$ ,  $N=19$ ) auprès du séparateur ISOLDE. Les spins et moment magnétique ont été évalués pour cet isotope. Un spin  $1/2^+$  a été trouvé pour l'état fondamental. L'interprétation du modèle en couches indique une dégénérescence d'états intrus 1p-1h et 2p-2h à basse énergie pour ce noyau. Une interprétation utilisant le modèle de Nilsson montre que  $J^\pi = 1/2^+$  pour l'état fondamental correspond à une grande déformation prolata ( $\beta = +0,4$ ) pour ce noyau de l'îlot

d'inversion [71].

L'isotope  $^{36}\text{Mg}$  ( $Z = 12$ ,  $N = 24$ ) a par ailleurs été étudié au Laboratoire NSCL (Michigan State University, USA) utilisant une réaction de *knockout* de 2 protons. A. Gade *et al.* ont mesuré l'énergie du premier  $2^+$  et les sections efficaces partielles au fondamental. Les auteurs indiquent un fort mélange d'états intrus à basse énergie pour ce noyau à la frontière de l'îlot. Ce résultat pour l'isotope de Mg le plus riche en neutrons qui puisse être étudié avec la génération actuelle de faisceaux est reporté dans un article à paraître dans Phys. Rev. Lett.

En ce qui concerne les phénomènes de coexistences de formes autour de  $A \sim 75$ , de nouvelles informations concernant la transition de forme prolate/oblate dans les isotopes de Kr ont été apportées récemment par des expériences sous faisceau [72, 73].

Le chapitre suivant est consacré à mon thème de recherche principal depuis trois ans. Il concerne l'étude de structures très déformées dans les noyaux de masse  $A < 50$  peuplées dans les réactions résonnantes entre ions lourds-légers.





## Chapitre 3

# Etats résonnants et émergence de clusters dans la matière nucléaire

On discutera dans cette partie du lien entre les résonances observées dans certaines collisions entre ions lourds-légers et la formation de molécules dans les noyaux composites, sujette à débats depuis de nombreuses années. On verra comment la formation de clusters<sup>1</sup> influe à la fois sur la structure des noyaux et sur les mécanismes de réaction entre ions lourds-légers.

Ces études ont fait l'objet des publications 6, 7, 8, 13, 17, 31 et 36 de ma liste de publications.

L'étude de la réaction résonnante  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$  avec formation de la molécule  $^{48}\text{Cr}$  a donné lieu à la thèse de M.-D. Salsac, celle des réactions de capture radiative résonnante au travail de thèse de D. Lebhertz que j'encadre actuellement.

J'ai par ailleurs encadré sur cette thématique les stages de Master 1 de S. Salvador et F. Boisson (ULP 2004), les stages de Master 2 de F. Walter (ULP 2005) et D. Lebhertz (ULP 2006).

---

<sup>1</sup>agrégats



### 3.1 Clusters et molécules dans les noyaux

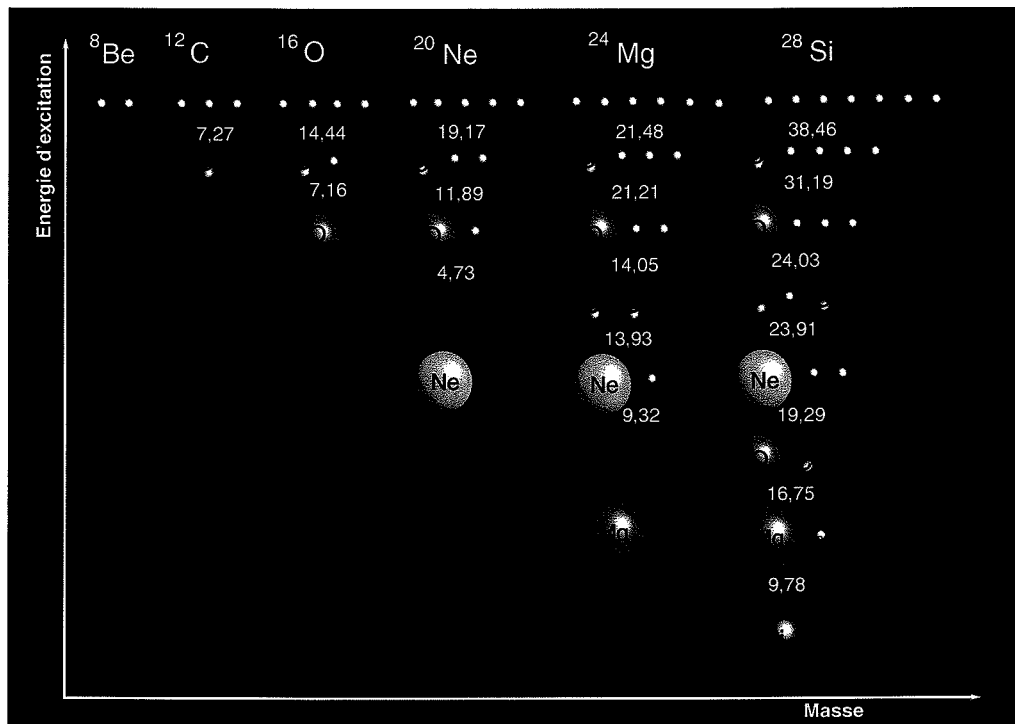


FIG. 3.1: Diagramme d'Ikeda, inspiré de [75]. Dans les noyaux  $^8\text{Be}$  à  $^{28}\text{Si}$ , les structures en cluster sont prédites à des énergies d'excitation proches du seuil de décroissance dans les sous-structures correspondantes. Les énergies seuil sont indiquées en MeV sur la figure.

La formation d'agrégats est un phénomène largement répandu dans le monde scientifique : il représente à chaque fois une étape avantageuse dans l'évolution des systèmes ou organismes en question. En biologie, certains micro-organismes se regroupent pour résister aux conditions extérieures. On observe en chimie la formation de composés robustes d'atomes, de tailles plus élevées que des molécules, comme les fullerènes dont les propriétés macroscopiques uniques (dureté, résistance à la chaleur, supraconductivité) sont dictées par la structure du cluster [74]. En astrophysique, les amas d'étoiles ou de galaxies sont des groupements très fortement liés gravitationnellement. De la même manière, l'apparition de clusters en physique nucléaire renforce l'énergie de liaison de certains systèmes.

La notion de molécule nucléaire est l'une des plus anciennes en physique du noyau, ce dernier ayant été décrit après la découverte de la radioactivité  $\alpha$  comme un assemblage de particules  $\alpha$  avant de le supposer formé de neutrons et protons.

Plus tard, après le succès du modèle de la goutte liquide développé par Bohr, Halfstad et Teller [76] ont proposé un modèle qui met en place les interactions entre deux neutrons et deux protons formant une particule  $\alpha$  et décrit ensuite les interactions entre ces particules pour former le noyau. Le modèle, proposé pour les noyaux légers, est une analogie avec la structure des molécules, considérant les noyaux comme des assemblages d' $\alpha$  seuls, mais aussi comme ces mêmes groupements auxquels on rajoute ou enlève un neutron ou un proton. Les  $\alpha$  sont alors comme les noyaux dans les molécules et le proton ou neutron (ou trou) supplémentaire comme un électron dans le champ des noyaux. Les auteurs décrivent

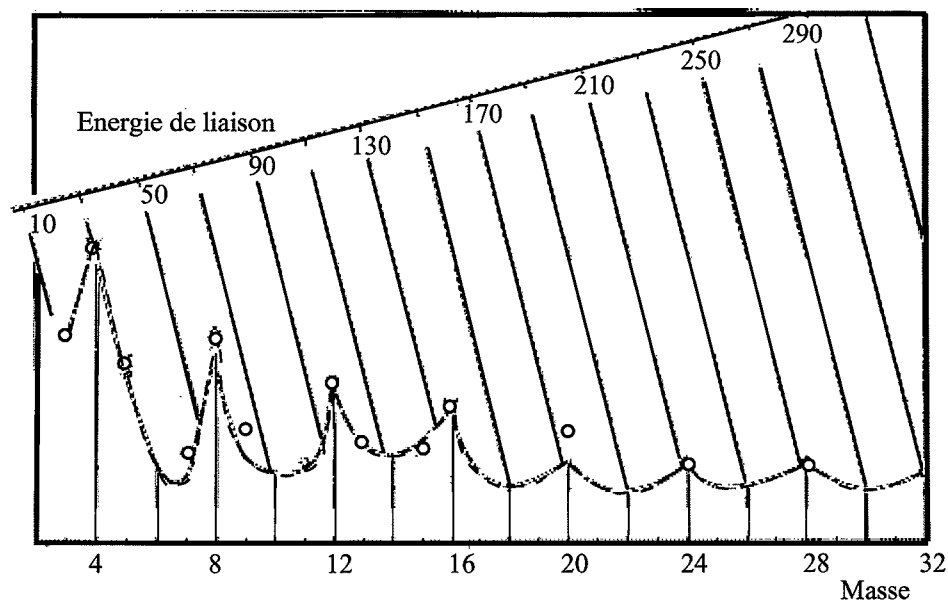


FIG. 3.2: Figure inspirée de [76]. Energies de liaison calculées par le modèle de Halfstad et Teller (cercles), comparées aux énergies mesurées (pointillés rouges).

les noyaux légers et prédisent leurs énergies de liaison, puis ils considèrent la rotation de tels noyaux et calculent leurs propriétés de symétrie, leurs états fondamentaux et leurs premiers états excités. La Fig. 3.2 reprend leurs résultats pour les énergies de liaison, comparés aux énergies mesurées à l'époque. Les états excités prédits se comparent au modèle à particules indépendantes de Bethe et Bacher [77] avec grand succès, notamment pour les isotopes  $^{7,8,9}\text{Be}$ .

D'une façon générale, la notion de molécule nucléaire nous propose de considérer les noyaux comme des systèmes à deux ou plusieurs centres. En physique atomique, les centres sont les noyaux chargés positivement donnant naissance au potentiel coulombien auquel sont soumis les électrons. Dans ce cas, les propriétés des molécules atomiques sont bien définies par la géométrie du système. Il n'en est pas de même pour les molécules nucléaires : les centres ne sont pas aussi bien définis et le potentiel auquel sont soumis les nucléons résulte de toutes les interactions nucléon-nucléon dans le noyau. Les spectres des molécules atomiques sont générés par les excitations des électrons et les degrés de liberté de vibration et de rotation des structures moléculaires dans l'espace. Les amplitudes des différentes énergies associées sont en général très différentes et les mouvements associés totalement découplés. Dans le cas nucléaire au contraire, les énergies associées sont du même ordre, et les mouvements couplés mènent à des spectres d'énergies plus complexes.

L'image géométrique de la molécule nucléaire souffre par ailleurs du fait que la forme d'un système nucléaire est difficilement observable<sup>2</sup>. Il peut alors être utile de définir une structure en agrégat comme un recouvrement de la fonction d'onde qui la décrit et celle qui décrit certaines partitions du système : un facteur spectroscopique. Dans le cas des états

<sup>2</sup>Le deuxième chapitre de ce document en est une illustration.

moléculaires résonnants sur lesquels porte notre étude, il s'agit d'étudier la décroissance du système composite dans des voies spécifiques, à large déformation ou dans des voies d'émission de fragments symétriques, par exemple.

Récemment, des structures à  $N = Z$ , avec  $N$  et  $Z$  pairs telles que  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^{24}\text{Mg}$  et  ${}^{28}\text{Si}^3$  ont été décrites avec succès comme des agrégats  $\alpha$ . Les particules  $\alpha$  ont une énergie de liaison très importante, un premier état excité à 20,21 MeV et une interaction fortement répulsive entre elles, ce qui permet au cluster de ne pas se décomposer en des configurations neutrons-protons de type modèle en couches. Ainsi, la formation d'agrégats dans les noyaux donne lieu à des états, dans les noyaux légers, qui ne sont pas reproduits par un calcul complet de modèle en couches classique. Dans une optique de modèle en couches, les agrégats sont des structures très déformées qui peuvent être décrites uniquement par des excitations multi-particules multi-trous complexes.

A la fin des années 60, Morinaga [79] et Ikeda expliquent que les clusters sont une caractéristique essentielle des noyaux légers. Dans la même optique, en 1968, Ikeda propose un modèle qui prédit l'émergence d'états cluster dans les noyaux à des énergies d'excitation proches de l'énergie seuil à laquelle la structure se décompose en sous structures  $\alpha$ . Ceci est résumé de façon schématique sur le diagramme 3.1 et largement confirmé par les expériences.

On citera encore, dans cette introduction les états cluster les plus connus dans les noyaux légers tels que  ${}^{8,9,10}\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  dont les caractéristiques, non prédites par le modèle en couches, sont résumées dans la tableau suivant.

Isotope	Spin <sup>parité</sup> de l'état	Energie (MeV)	Caractéristiques de l'état
${}^8\text{Be}$	$0^+$	0	non lié, cassure en deux $\alpha$
${}^9\text{Be}$	$\frac{5}{2}^-$	2,43	$B(E2) (\frac{5}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-) = 24 \text{ u.W.}$
${}^{10}\text{Be}$	$0^+$	6,18	énergie élevée
${}^{12}\text{C}$	$0^+$	7,65	$B(E2) (0^+ \rightarrow 2^+) = 8 \text{ u.W.}$ , état de Hoyle
${}^{16}\text{O}$	$(0^+, 2^+, 4^+)$	6,05 - 6,92 - 6,36	$B(E2) (2^+ \rightarrow 0^+) = 27 \text{ u.W.}$ , $B(E2) (4^+ \rightarrow 2^+) = 65 \text{ u.W.}$

S'il existe un état moléculaire dans un noyau, il s'agit d'un état très déformé, collectif, qui se désexcite par des transitions particulièrement accélérées. Ainsi, pour  ${}^{16}\text{O}$ , le premier état  $2^+$ , que l'on peut décrire comme une excitation 4p-4h ou une structure moléculaire  ${}^{12}\text{C}-\alpha$  se désexcite par une transition avec  $B(E2) = 27 \text{ u.W.}$

Dans les années soixante sont apparus les premiers faisceaux d'ions lourds relativement intenses de  ${}^{12}\text{C}$  et  ${}^{16}\text{O}$ . Bromley et collaborateurs les ont utilisés avec succès pour étudier les réactions de diffusion élastique  ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{12}\text{C} + {}^{16}\text{O}$  et  ${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O}$  en fonction de l'énergie de bombardement et ont observé pour la première fois des structures très marquées dans les fonctions d'excitation. Il fut immédiatement proposé par les auteurs que ces effets pouvaient être dus à la structure en molécules des noyaux cible + projectile [80], ce qui donna lieu à de larges controverses. Nombre de structures furent observées ensuite dans

<sup>3</sup>parfois appelés noyaux conjugués  $\alpha$ .

les fonctions d'excitation des réactions entre noyaux légers jusqu'à la collision résonnante  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ .

### 3.2 Phénomènes résonnants dans les collisions entre ions lourds-légers

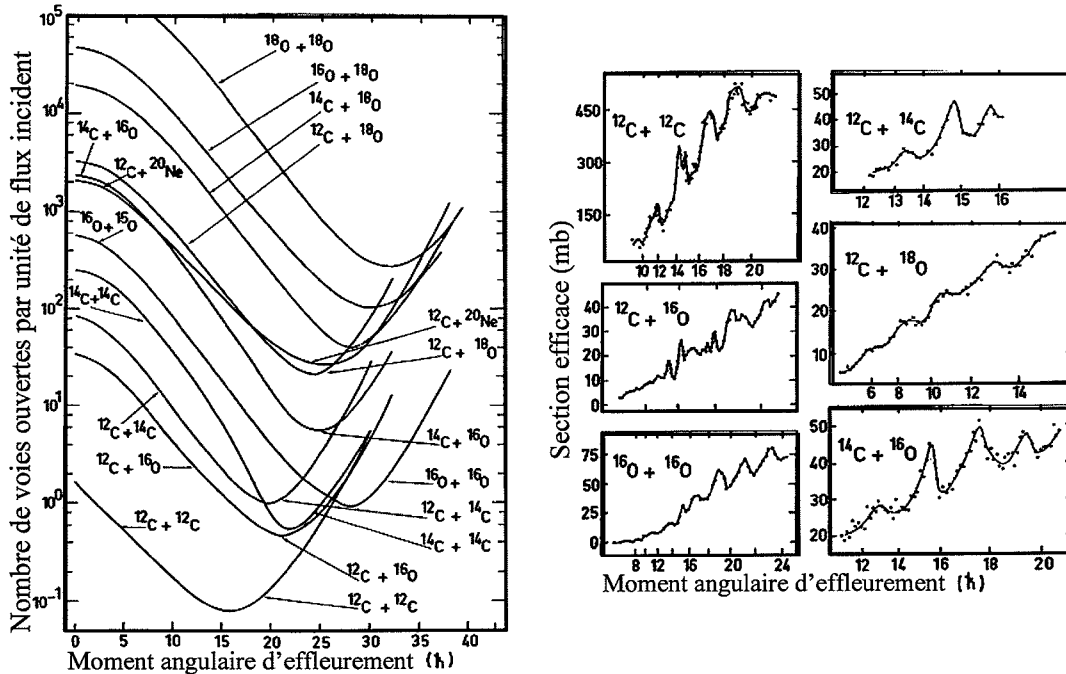


FIG. 3.3: Nombre de voies ouvertes en fonction du moment angulaire d'effleurement pour les systèmes C+C, C+O et O+O (à gauche). Les fonctions d'excitation pour les voies de réactions directes pour certains de ces systèmes sont représentées à droite.

Depuis plus de 40 ans, des effets résonnants ont été observés dans certaines collisions entre ions lourds-légers. Le phénomène est par exemple présent dans les réactions de diffusion élastique entre noyaux conjugués  $\alpha$   $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ ,  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$  et  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ . *L'émergence de résonances survit par ailleurs à l'ajout de nucléons de valence au cœur conjugué  $\alpha$*  : de grands effets ont ainsi été mesurés dans les diffusions  $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$  et  $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ . Ces effets n'apparaissent pas dans le cas des collisions avec  $^{13}\text{C}$ . On notera que  $^{14}\text{C}$  est semi-magique. On retrouve tous les résultats de ces mesures et les références correspondantes dans [81].

L'apparition selective de résonances est bien comprise en termes du nombre de voies ouvertes dans la réaction étudiée [82]. La Fig. 3.3 présente une prédiction du nombre de canaux ouverts dans les réactions binaires de  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  à  $^{18}\text{O} + ^{18}\text{O}$  en fonction du moment angulaire d'effleurement. Le calcul est réalisé en sommant sur toutes les partitions à deux corps dans la voie de sortie, sur tous les moments angulaires accessibles et sur toutes les répartitions d'énergie entre les fragments. A droite sur la figure, sont reportées

les sections efficaces mesurées pour certains de ces systèmes. On remarque que, d'une manière générale, plus le nombre de voies ouvertes est faible, plus forts sont les effets résonnants. Le système  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  a le plus petit nombre de voies ouvertes sur une large plage de moments angulaires : c'est pour ce système qu'ont été mesurées les résonances les plus marquées. Par ailleurs, à la barrière de Coulomb, le nombre de canaux ouverts est le plus faible pour  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  et  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ . Les sections efficaces des voies inélastiques et de réaction mesurées présentent de nombreuses résonances, étroites, dont la largeur (100 - 200 keV) correspond à une durée de vie longue, de l'ordre de  $10^{-21}$  s pour les systèmes composites  $^{24}\text{Mg}(^{12}\text{C}-^{12}\text{C})$  et  $^{28}\text{Si}(^{12}\text{C}-^{16}\text{O})$ , faisant de ces noyaux le laboratoire idéal pour étudier la formation et la désexcitation d'une structure moléculaire. Ce sont ces mêmes systèmes qui feront l'objet de nos études de capture radiative résonnante à la barrière de Coulomb. Tous les noyaux considérés ici sont conjugués  $\alpha$  sauf  $^{14}\text{C}$ . Ce dernier est à couches protons semi-fermées, à couches neutrons fermées, il présente un premier état excité à 6,09 MeV et se comporte dans les collisions pratiquement comme  $^{16}\text{O}$ .

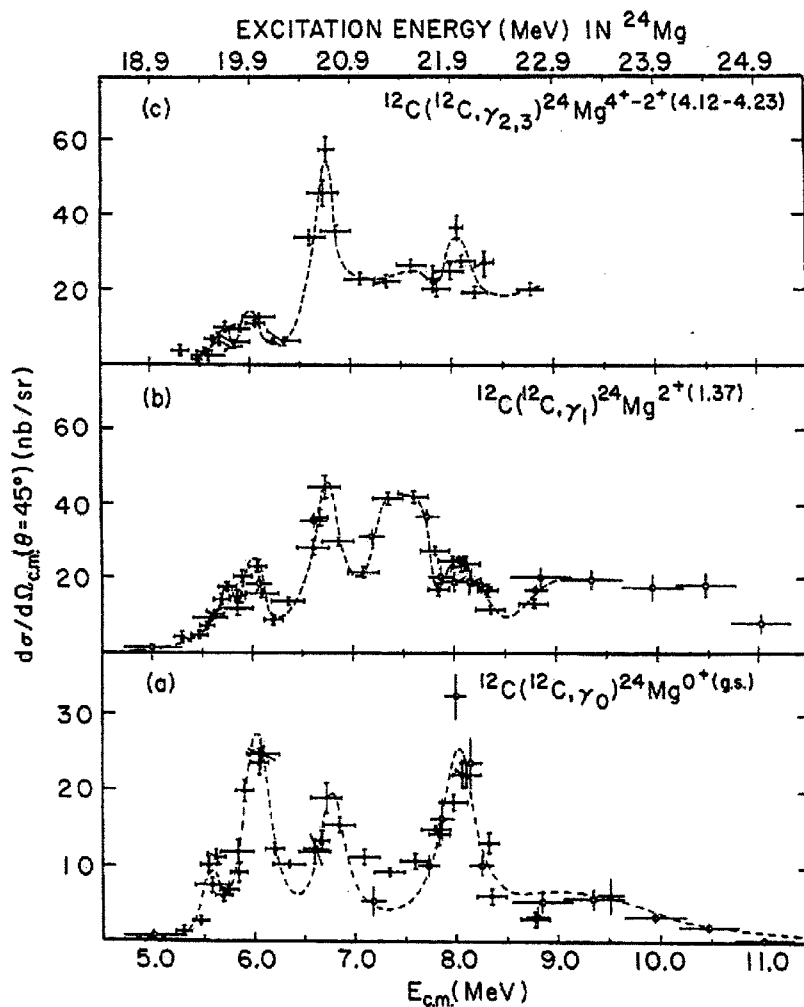


FIG. 3.4: Fonctions d'excitation pour la réaction  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)$  en fonction de l'énergie dans le centre de masse et de l'énergie d'excitation dans le noyau composite  $^{24}\text{Mg}$  (haut), extraites de [89]. Notre étude expérimentale a porté sur la décroissance des résonances à  $E_{cm} = 6$  MeV, 6,8 MeV, 7,5 MeV et 8 MeV.



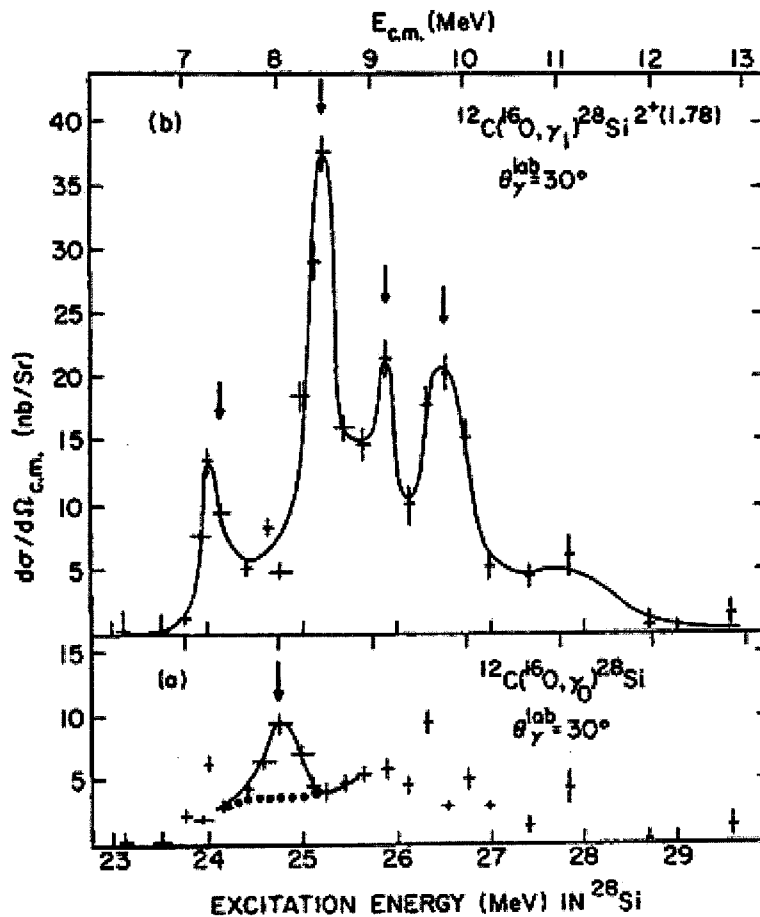


FIG. 3.5: Fonctions d'excitation pour la réaction  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \gamma)$  en fonction de l'énergie dans le centre de masse et de l'énergie d'excitation dans le noyau composite  $^{28}\text{Si}$ , extrait de [92]. Le graphe du haut correspond à l'alimentation du premier état excité et celui du bas à l'alimentation du fondamental de  $^{28}\text{Si}$ . Notre étude expérimentale a porté sur la décroissance des résonances à  $E_{cm} = 8,5$  MeV et  $9,1$  MeV.

Des structures très marquées sont en outre observées dans les fonctions d'excitation de processus plus complexes et plus rares tels que les réactions de capture radiative, notamment pour les systèmes  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  et  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ . Une réaction de capture radiative consiste en la fusion complète des noyaux cible et projectile suivie par le refroidissement du noyau composé par émission  $\gamma$  exclusivement. La capture radiative de particules légères (p ou  $\alpha$ ) est un phénomène bien étudié qui permet d'obtenir des informations sur la structure des noyaux composés produits<sup>4</sup>. Le processus est par ailleurs une étape très importante de la nucléosynthèse dans les novæ et les étoiles à rayons X. Il participe à la synthèse des noyaux moyennement lourds par capture rapide de protons, suivie de décroissance  $\beta$ . La capture radiative est à l'inverse bien moins connue, lorsqu'elle implique des ions lourds. En effet, les barrières de Coulomb mises en jeu sont alors élevées, de même que les énergies d'excitation atteintes dans le noyau composé, rendant défavorable la compétition avec l'évaporation de particules. Les aspects théoriques et expérimentaux de la capture radia-

<sup>4</sup>Spectroscopie d'états au dessus du seuil, d'intérêt astrophysique, décroissance de résonances géantes, propriétés d'états isobariques analogues résonnants.

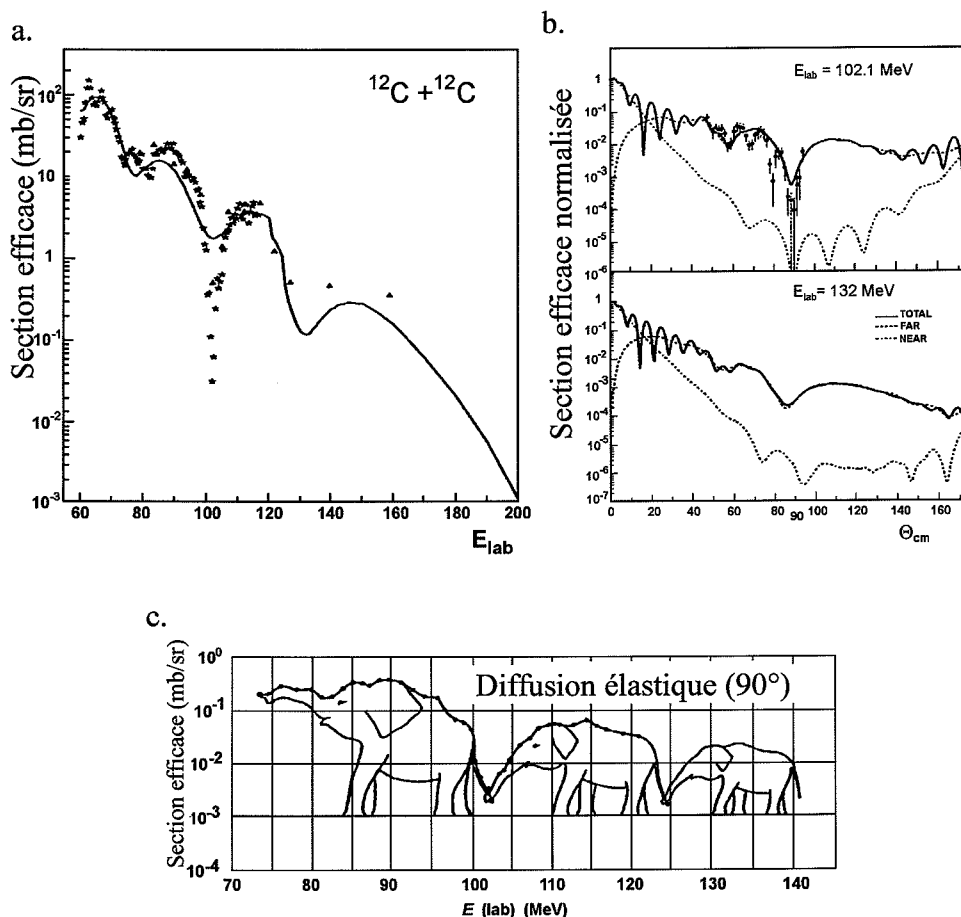


FIG. 3.6: Fonction d'excitation pour la diffusion élastique à  $90^\circ$  de  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  [83, 84], décomposition 'near-side' / 'far-side' des distributions angulaires à 102 MeV et 132 MeV et série d'éléphants d'Airy représentant de façon imagée la diffusion élastique  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  à  $90^\circ$ .

tive entre ions lourds sont très largement décrits dans [86]. Peu de systèmes impliquant des ions (vraiment) lourds ont été explorés. Une étude pionnière de mesure de section efficace a été réalisée par Keller et collaborateurs pour la réaction  $^{90}\text{Zr}(358 \text{ MeV}) + ^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{180}\text{Hg} + \gamma$  en utilisant le filtre de vitesse SHIP à GSI<sup>5</sup> [87]. Plus récemment, Camera et collaborateurs ont mesuré la section efficace de la réaction  $^{89}\text{Y}(352 \text{ MeV}) + ^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{179}\text{Au} + \gamma$ . Ce sont les seuls systèmes d'ions lourds dont on a étudié la capture radiative à l'heure actuelle. Parmi les ions lourds-légers, des études ont été réalisées pour les réactions  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$  et  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \gamma)^{28}\text{Si}$  par l'équipe de A.M. Sandorfi à Brookhaven dans les années 80<sup>6</sup> [89, 90, 91, 92]. Les Fig. 3.4 et 3.5 présentent les sections efficaces fortement résonnantes mesurées dans cette campagne d'expériences pour les deux systèmes. Les auteurs ont mesuré dans les deux cas des sections efficaces atteignant quelques dizaines de nb/sr.

<sup>5</sup>Gesellschaft für SchwerIonenforschung, Darmstadt, Allemagne.

<sup>6</sup>Nous reviendrons sur les résultats de ces expériences au paragraphe suivant concernant la décroissance des résonances étroites.

Pour les systèmes  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  et  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ , des structures résonnantes ont été recherchées à plus haute énergie. Les expériences ont été menées typiquement à plus de 5 MeV/A dans le laboratoire. Pour la réaction  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , les structures minces s'élargissent et les effets résonnants disparaissent pour laisser place à des effets réfractifs, correspondant à une durée d'interaction plus courte pour le système composite. Les résultats correspondants sont reportés sur la Fig. 3.6 qui représente en a. la fonction d'excitation de la diffusion élastique  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  à  $90^\circ$ . On remarque deux minima prononcés, à 102 MeV et 132 MeV, correspondant respectivement au second et premier minimum d'Airy. Les décompositions 'near-side' / 'far-side' des distributions angulaires correspondant aux deux minima sont représentées sur la figure en b., et montrent l'importance de la composante 'far-side' réfractive. Il semble que les effets réfractifs cessent au dessus de 140 MeV, ce qui correspond à la fin de la célèbre série d'éléphants d'Airy, reportée sur la figure en c.

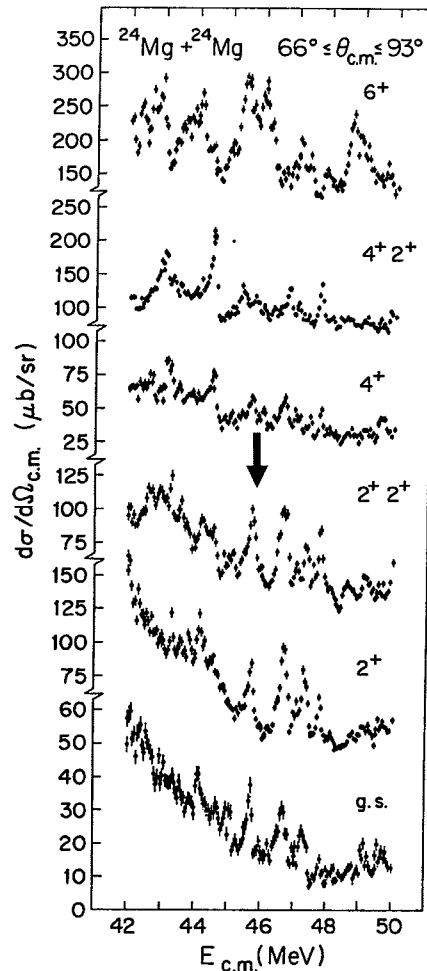


FIG. 3.7: Fonctions d'excitation des voies de réaction élastique et inélastique dans le système  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$  mesurées par Zurmühle *et al.*. La flèche rouge indique la résonance dont la décroissance a été étudiée en détails par notre groupe.

Des effets résonnants ont également été observés dans les systèmes plus lourds tels que  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ . En effet, les fonctions d'excitation pour les voies élastique et inélastique

dans la réaction  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$  montrent de spectaculaires structures à des énergies d'excitation et spin très élevés dans le noyau composite, contrairement aux systèmes plus légers. Ces fonctions d'excitation sont représentées sur la Fig. 3.7. Les mesures ont été réalisées à des angles voisins de  $90^\circ$ , où les réactions directes sont moins probables<sup>7</sup> et les collisions résonnantes à durées de vie plus longue favorisées.

Nous avons choisi d'étudier la décroissance de résonances dans les systèmes pour lesquels elles sont les plus étroites (100-200 keV) afin de tenter de relier états résonnants et configurations moléculaires dans les systèmes composites.

---

<sup>7</sup>Les réactions directes ont lieu à des angles plus faibles.

### 3.3 Décroissances de résonances étroites et molécules nucléaires dans $^{48}\text{Cr}$ , $^{24}\text{Mg}$ et $^{28}\text{Si}$

Etude de la décroissance de la résonance  $J^\pi=36^+$  à  $E_{cm}=45,7$  MeV dans la réaction  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$

Cette étude a fait l'objet de la thèse de M.-D. Salsac [93].

Il s'agit de comprendre le lien entre la déformation du noyau composé  $^{48}\text{Cr}$  et la résonance  $J^\pi = 36^+$  dans la réaction  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ . Cette résonance, sur le plateau de fusion ( $\sigma_{fus} = 1060$  mb) pour ce système, correspond à un nombre de voies ouvertes très faible [93]. Notre campagne d'expériences concernant ce système s'est déroulée auprès de l'accélérateur Tandem XTU de Legnaro (Italie). Nous avons en premier lieu étudié les voies inélastiques de décroissance de la réaction  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{24}\text{Mg}^* + ^{24}\text{Mg}^*$ . Notons que les voies de transfert  $\alpha$ , a priori sensibles à la déformation, sont très faibles dans cette réaction [95] par rapport aux voies élastique et inélastiques. Ces voies n'absorbent cependant que 30% du flux résonnant [98]. Nous avons alors cherché le flux manquant dans les voies de fusion-évaporation pour ce système, certaines voies pouvant être sensibles à de grandes déformations et peuplées à de hauts moments angulaires.

Deux expériences ont été effectuées sur et à côté de la résonance avec un faisceau de  $^{24}\text{Mg}$  de 91,72 MeV (ON-resonance) puis de 92,62 MeV (OFF-resonance) délivré par l'accélérateur Tandem sur une cible de  $^{24}\text{Mg}$  de  $40\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  déposée sur une feuille de  $^{12}\text{C}$  de  $15\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ . L'épaisseur de cible résulte d'un compromis entre la statistique désirée et la nécessité que la perte d'énergie dans la cible ne mène pas hors de la résonance.

#### a. Etude des voies inélastiques de la décroissance

Avant notre étude, seuls étaient connus les effets résonnants dans les voies de sortie élastiques et inélastiques  $(0^+,0^+)$ ,  $(2^+,0^+)$  et  $(2^+,2^+)$ . Notre expérience avait pour but de mesurer le flux résonnant susceptible d'alimenter les états  $4^+$  et  $6^+$  de la bande du fondamental de  $^{24}\text{Mg}$  ainsi que les états de la bande  $K^\pi = 2^+$  de  $^{24}\text{Mg}$ . Les fragments  $^{24}\text{Mg}$  ont été détectés dans le spectromètre PRISMA [96], placé à  $43^\circ \pm 6^\circ$ , soit autour de  $\theta_{cm} = 90^\circ$ , où les effets résonnants observés sont les plus importants [85]. Les rayonnements  $\gamma$  émis en coïncidence avec les fragments ont été détectés dans l'ensemble de 24 détecteurs Clover au germanium CLARA [94], qui présente une efficacité de 3% à 1,3 MeV. La Fig. 3.8 montre la distribution en charge obtenue dans les chambres d'ionisation au plan focal de PRISMA.

L'analyse montre que les noyaux conjugués  $\alpha$   $^{12}\text{C}$  ( $Z=6$ ),  $^{16}\text{O}$  ( $Z=8$ ),  $^{20}\text{Ne}$  ( $Z=10$ ),  $^{24}\text{Mg}$  ( $Z=12$ ) et  $^{28}\text{Si}$  ( $Z=14$ ) sont peuplés de façon préférentielle dans cette réaction. Ceci est dû à des effets de chaleur de réaction. Nous avons reconstruit les trajectoires des fragments dans PRISMA, déterminé leurs charge et masse et mesuré leurs vecteurs vitesse de sorte à effectuer une correction Doppler précise des données  $\gamma$ . Le spectre résultant est montré sur la Fig. 3.9.

Sur cette figure, les raies principales correspondent aux transitions  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  à 1369 keV et  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$  à 2753 keV de la bande bâtie sur le fondamental de  $^{24}\text{Mg}$ . Les lignes à plus haute énergie correspondent aux transitions  $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ ,  $3_1^+ \rightarrow 2_1^+$ ,  $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$  et  $4_2^+ \rightarrow 2_1^+$ . Notons que les socles aux pieds des pics correspondent à des événements provenant de l'un des deux fragments  $^{24}\text{Mg}$ , non détecté dans notre expérience 'à un bras'; les énergies corres-

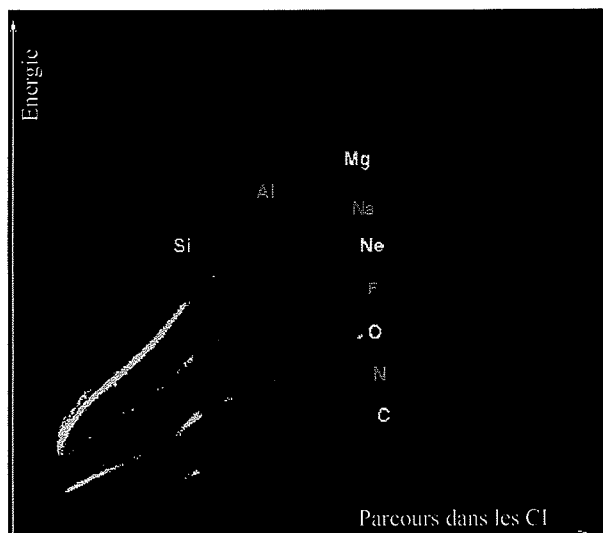


FIG. 3.8: Séparation des fragments en  $Z$  dans les chambres d'ionisation au plan focal de PRISMA.

pondantes sont donc mal corrigées pour l'effet Doppler, contrairement à son partenaire. On remarque immédiatement que le flux de décroissance de la résonance  $J^\pi=36^+$  à  $E_{cm}=45,7$  MeV alimente fortement les états  $2_1^+$  et  $4_1^+$  de  $^{24}\text{Mg}$ .

Nous avons évalué précisément le rapport de l'alimentation des différents états, sur et en dehors de la résonance et montré très clairement que le flux résonnant est essentiellement emporté dans les voies inélastiques par les états  $2_1^+$  et  $4_1^+$  de  $^{24}\text{Mg}$  [97]. Ceci est en très bon accord avec le modèle moléculaire proposé par Uegaki et Abe [98] qui prend en compte tous les modes collectifs du système  $^{24}\text{Mg}-^{24}\text{Mg}$  et où un potentiel de convolution est adopté pour l'interaction noyau-noyau. Dans ce modèle, la forme d'équilibre du système  $^{24}\text{Mg}-^{24}\text{Mg}$  est une forme prolate très déformée, similaire à un  $^{48}\text{Cr}$  très déformé, avant fission.

### b. Décroissance de la résonance par évaporation de particules

L'étude que nous venons de présenter concerne les voies de décroissance inélastiques de la réaction  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$  à  $E_{cm} = 45,7$  MeV qui ne représentent que 30% du flux résonnant. Nous nous sommes attachés à rechercher le flux manquant dans les voies de fusion-évaporation. Cette étude a également été réalisée auprès du TANDEM de Legnaro et a utilisé le multidétecteur GASP (Gamma SPectrometer [99]) pour la détection des  $\gamma$  des résidus d'évaporation et de la boule de détecteurs au silicium EUCLIDES (EUropean Charged Light Ions DETector Sphere [100]) pour la détection des particules légères chargées. Lors de cette expérience, nous avons identifié les voies de décroissance suivantes pour le noyau composé  $^{48}\text{Cr}$  :  $2\text{pn}$  ( $^{45}\text{Ti}$ ),  $3\text{pn}$  ( $^{44}\text{Sc}$ ),  $\alpha 2\text{p}$  ( $^{42}\text{Ca}$ ),  $\alpha 3\text{p}$  ( $^{41}\text{K}$ ),  $\alpha 2\text{pn}$  ( $^{41}\text{Ca}$ ),  $2\alpha\text{p}$  ( $^{39}\text{K}$ ),  $2\alpha 2\text{p}$  ( $^{38}\text{Ar}$ ) et  $2\alpha 2\text{pn}$  ( $^{37}\text{Ar}$ ) à des énergies de bombardement sur et à côté de la résonance étudiée. Nous avons mesuré l'alimentation des différentes voies, l'énergie maximale atteinte et le spin d'entrée moyen correspondant. Les résultats sont reportés sur le graphe 3.10.

Nous avons également évalué le rapport moyen  $R_{ON/OFF}$  de l'alimentation sur et à côté

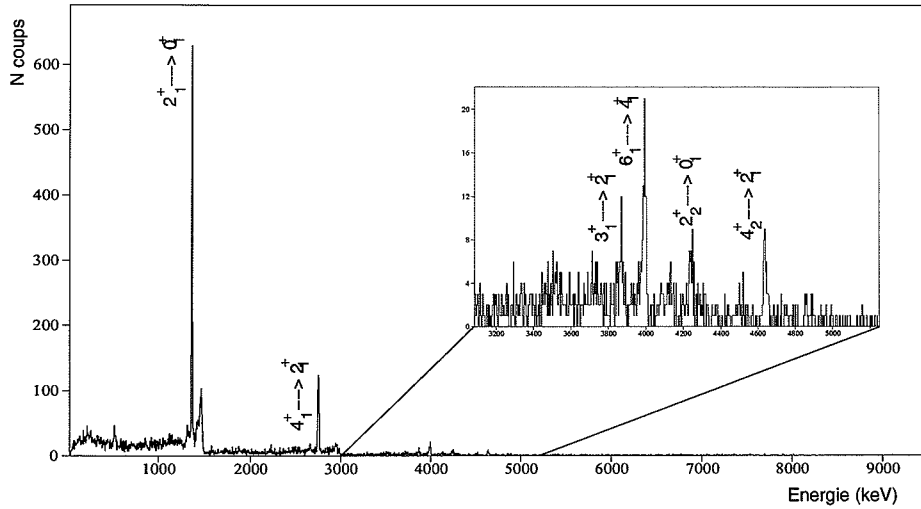


FIG. 3.9: Spectre  $\gamma$  enregistré sur la résonance en coïncidence avec les fragments à  $Z = 12$  et  $A = 24$  enregistrés dans PRISMA. L'encart dans le spectre montre les transitions d'énergies entre 3 et 5 MeV de la bande du fondamental de  $^{24}\text{Mg}$  et de la bande  $K^\pi = 2^+$ .

de la résonance. Les résultats sont présentés dans le tableau suivant.

Noyau	$R_{ON/OFF}$
$^{45}\text{Ti}$	$1,07 \pm 0,02$
$^{44}\text{Sc}$	$0,96 \pm 0,02$
$^{42}\text{Ca}$	$1,03 \pm 0,01$
$^{41}\text{K}$	$0,83 \pm 0,04$
$^{41}\text{Ca}$	$0,92 \pm 0,02$
$^{39}\text{K}$	$1,00 \pm 0,01$
$^{38}\text{Ar}$	$0,97 \pm 0,03$
$^{37}\text{Ar}$	$0,88 \pm 0,03$

On remarque que d'une manière générale les effets sont plus faibles que pour les voies inélastiques de réaction mesurées dans notre expérience précédente. Lorsque  $R_{ON/OFF} = 1$ , il n'y a *a priori* pas d'effet. On remarque que, compte tenu des erreurs expérimentales, certains rapports sont inférieurs à 1 et d'autres plus grands. On peut émettre l'hypothèse qu'il y a là un effet d'échelle de temps dans le mécanisme de fusion. En effet, Les résidus pour lesquels  $R_{ON/OFF} > 1$  pourraient correspondre à une émission rapide de particules avant équilibre du noyau composé, le flux correspondant manquant alors dans les autres voies, pour lesquelles  $R_{ON/OFF} < 1$ . Cette hypothèse pourrait être confirmée en mesurant les distributions angulaires des particules émises, celles correspondant au prééquilibre ayant une distribution dont le maximum se situe aux angles avant.

Le flux mesuré dans les voies de fusion-évaporation ne comble pas le flux manquant que nous recherchons (70 %). Ce flux serait peut-être à chercher dans la résonance dipolaire

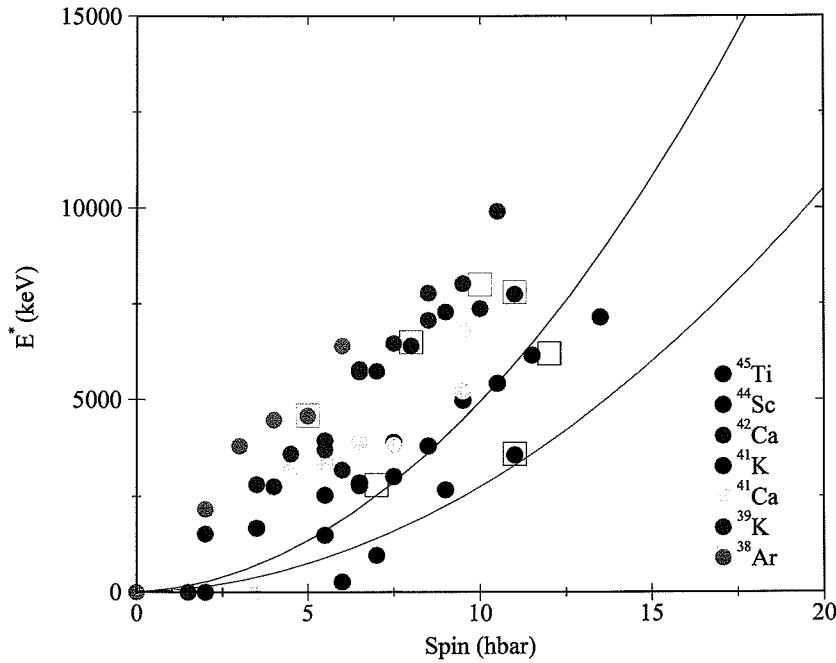


FIG. 3.10: Représentation dans le plan  $(E^*, I)$  des états yrast peuplés dans les différentes voies de la réaction de fusion-évaporation  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$  à  $E_{cm} = 45,7$  MeV. Les carrés représentent le spin d'alimentation moyen et l'énergie d'excitation dans chaque voie.

géante.

La déformation du  $^{48}\text{Cr}$ , à haute énergie d'excitation ( $\sim 60$  MeV) et à haut spin, est due, dans ce noyau de masse intermédiaire, à un effet de moment angulaire  $J$ , de fréquence de rotation  $\omega$

$$\omega = \frac{J}{I} \quad (3.1)$$

où  $I$  est le moment d'inertie du noyau. Contrairement aux noyaux lourds,  $I$  est relativement faible pour  $^{48}\text{Cr}$  et, à haut moment angulaire, près de la fission,  $\omega$  augmente sensiblement. Ceci donne lieu à des effets exotiques dans le noyau en rotation rapide. Parmi ces effets on observe la transition de forme de Jacobi [101] : le noyau évolue de la forme sphérique vers une forme oblate puis triaxiale et enfin prolata, avant de fissionner. Des théoriciens de notre laboratoire (J. Dudek *et al.* [102]) ont mené des calculs basés sur le modèle macroscopique LSD (Lublin Strasbourg Drop model). La forme d'équilibre obtenue en fonction du spin pour  $^{48}\text{Cr}$  est représentée sur le diagramme  $\gamma$ - $\beta$  de la Fig. 3.11. La transition de forme de Jacobi, entre forme oblate et forme prolata a lieu entre  $J = 20 \hbar$  et  $J = 28 \hbar$ . Les surfaces d'énergie potentielle correspondantes sont représentées dans le plan  $(\beta \cos(\gamma + 30^\circ), \beta \sin(\gamma + 30^\circ))$  sur la figure 3.12 pour  $J = 20, 24, 28, 32, 36$  et  $40 \hbar$ . On y retrouve bien la transition de Jacobi. Notons par ailleurs qu'au spin  $J = 36 \hbar$ , correspondant à notre résonance, le noyau  $^{48}\text{Cr}$  est largement prolata,  $\gamma$  est faible ( $< 10^\circ$ ) et  $\beta$  important, proche de 1. Au delà de  $J = 40 \hbar$ , le noyau fissionne. En dessous du spin  $J = 20 \hbar$ , les calculs microscopiques [103] décrivent un noyau prolata



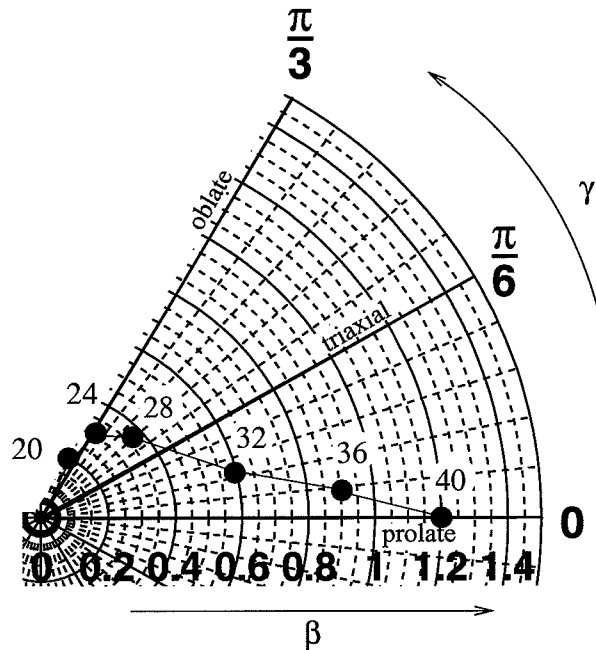


FIG. 3.11: Evolution de la forme d'équilibre de  $^{48}\text{Cr}$  calculée par le modèle LSD, dans le plan  $(\gamma, \beta)$  en fonction du spin.

sous  $8 \hbar$  et plutôt sphérique au dessus. Au delà de  $16 \hbar$ , notre noyau composé est décrit dans un formalisme de type champ moyen que nous avons évoqué plus haut.

Nous avons mesuré dans notre première expérience auprès de PRISMA-CLARA que l'alimentation des états  $2_1^+$  et  $4_1^+$  de  $^{24}\text{Mg}$  est *deux fois plus importante* sur la résonance que hors résonance. Cette étude des voies inélastiques dans  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$  a montré que le modèle moléculaire est très bien adapté pour décrire la réaction résonnante qui nous occupe. Ce modèle calcule une forme stable, très déformée, représentée par deux noyaux  $^{24}\text{Mg}$  pôle-à-pôle pour la voie d'entrée  $^{48}\text{Cr}$ .

Un spin  $I = 36^+$  correspond à un noyau  $^{48}\text{Cr}$  qui a subi la transition de Jacobi. La résonance que nous avons étudiée pourrait correspondre à une voie d'entrée dans le noyau  $^{48}\text{Cr}$  très déformé, après la transition de Jacobi, avant la fission. On peut noter également que pour  $I = 36^+$  le modèle LSD prédit une énergie d'excitation de 57,2 MeV dans  $^{48}\text{Cr}$ , ce qui est très proche de l'énergie d'excitation expérimentale de 60 MeV.

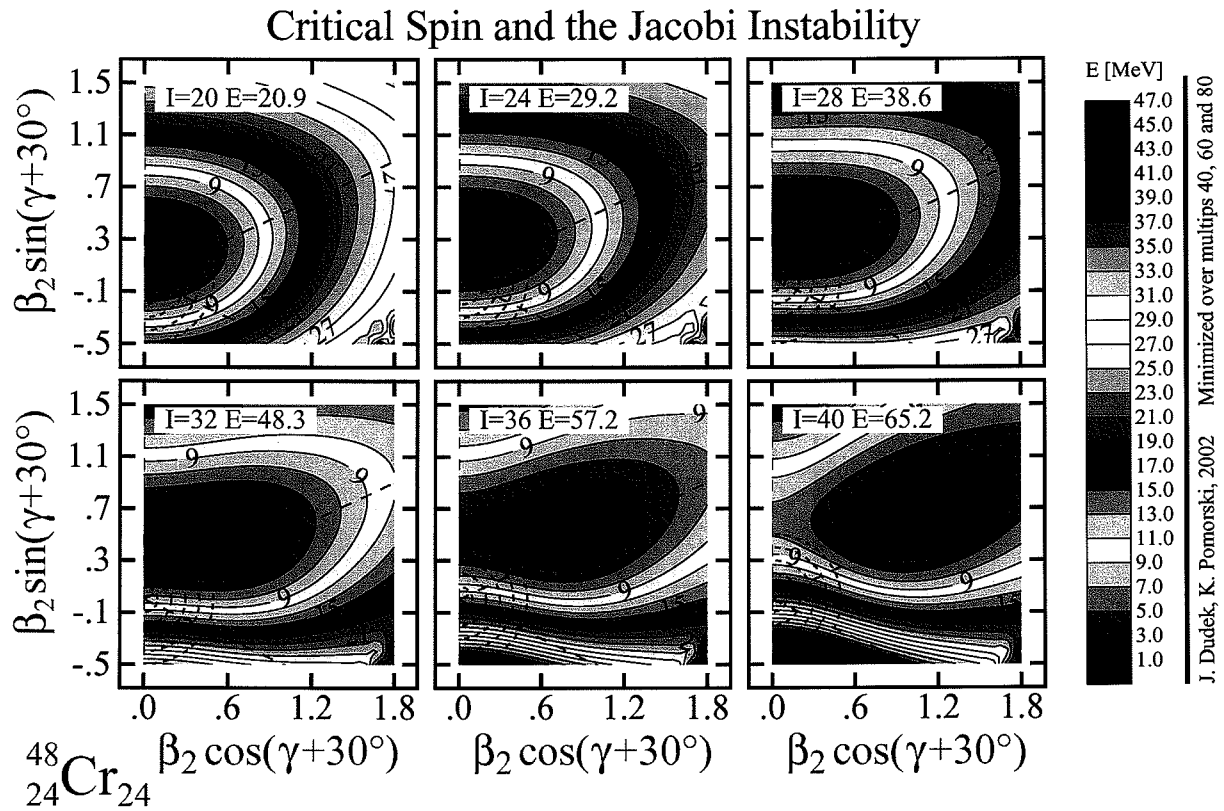


FIG. 3.12: Surfaces d'énergie potentielle calculées pour plusieurs valeurs du spin pour  $^{48}\text{Cr}$  dans le modèle LSD.

Désexcitation radiative de résonances dans les réactions  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  et  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$

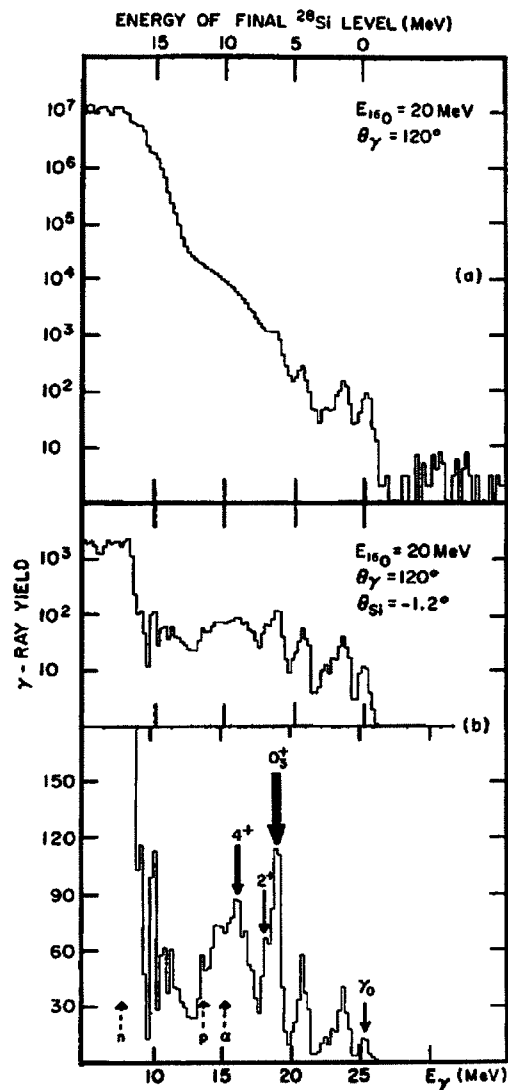


FIG. 3.13: Spectres en énergie mesurés par Sandorfi et al., sans coïncidence avec les noyaux de recul (haut), puis en coïncidence avec les noyaux  $^{28}\text{Si}$ , extraits de [92].

Cette étude constitue le travail de thèse de D. Lebhertz que j'encadre.

a. Le décor

Depuis les expériences de A.M. Sandorfi et coauteurs dans les années 80 [89, 90, 91, 92], aucune étude n'avait été réalisée concernant la capture radiative d'ions lourds-légers. Si les résonances dans les ions lourds-légers correspondent à des états moléculaires, très déformés<sup>8</sup>, leur décroissance devrait montrer des signatures spécifiques de cette déformation.

<sup>8</sup>prolate.

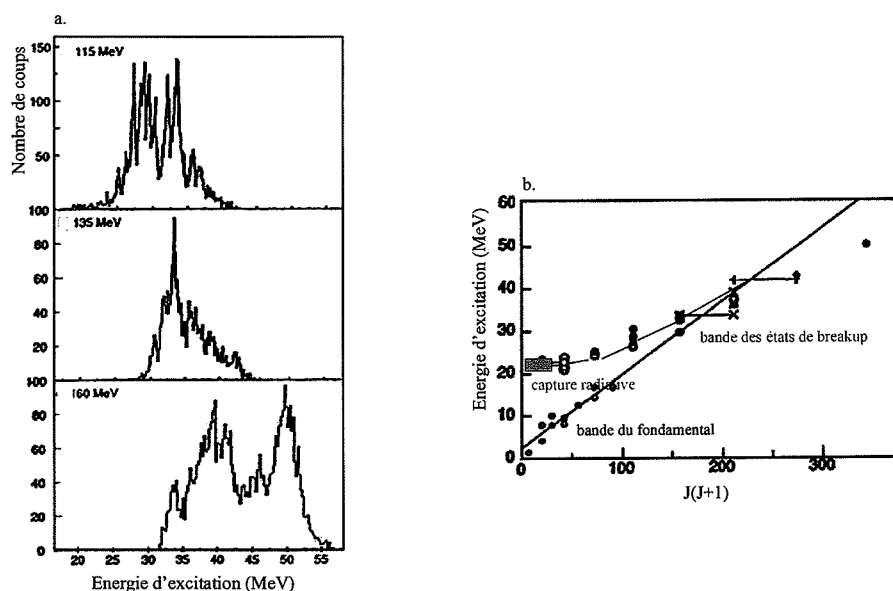


FIG. 3.14: a. Spectre en énergie d'excitation des états de breakup de  $^{24}\text{Mg}$  en  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  dans la réaction  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}^{12}\text{C})\alpha$ . b. Systématique de spin correspondant à ces états [105]. La bande d'états de breakup est indiquée en rouge et la région peuplée par capture radiative en rose.

En particulier, la décroissance radiative pourrait procéder via des états déformés dits 'doorway' pour lesquels le recouvrement des fonctions d'onde serait important avec un état de départ prolata. Nous avons ainsi décidé d'étudier en détails la décroissance des résonances étroites dans les systèmes  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  et  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ .

L'équipe de Sandorfi avait déjà réalisé une première étude de la décroissance de certaines résonances. Les mesures ont été effectuées en premier lieu avec un scintillateur NaI de gros volume pour  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  et  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ , puis en ajoutant un filtre de vitesse pour le noyau de recul  $^{28}\text{Si}$ , pour le système  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ . La Fig. 3.13 reprend les spectres  $\gamma$  obtenus dans cette dernière étude. L'empilement de rayonnements provenant des voies dominantes de fusion-évaporation, ne permettait pas d'observer de transitions d'énergies inférieures à 18 MeV et 15 MeV dans le cas de  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  et  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ , respectivement.

Par ailleurs, des bandes très déformées sont observées dans les états de breakup de  $^{24}\text{Mg}$  en deux  $^{12}\text{C}$  et  $^{28}\text{Si}$  en  $^{12}\text{C}$  et  $^{16}\text{O}$  [105, 106, 107]. Les Fig. 3.14 et 3.15 montrent les spectres mesurés et les bandes d'états de breakup associées. On remarque des structures bien marquées dans les spectres correspondant à des états dans  $^{24}\text{Mg}$  et  $^{28}\text{Si}$  qui ont une grande probabilité de se casser en  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  et  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ . Les systématiques de spin mesurées pour ces états forment des bandes d'états de breakup qui correspondent à des déformations remarquablement grandes, proches des déformations moléculaires. Les spectres de breakup ne s'étendent pas à basse énergie d'excitation (et à bas spin dans les systématiques). En effet, lorsque les fragments de breakup ont une faible énergie, ils ne sont pas détectés dans les détecteurs au silicium. La capture radiative permet d'atteindre cette région du plan  $E^*-J$  ( $E^* \sim 20\text{-}25$  MeV,  $J \sim 0\text{-}4$ ). Les mesures de capture radiative

\*

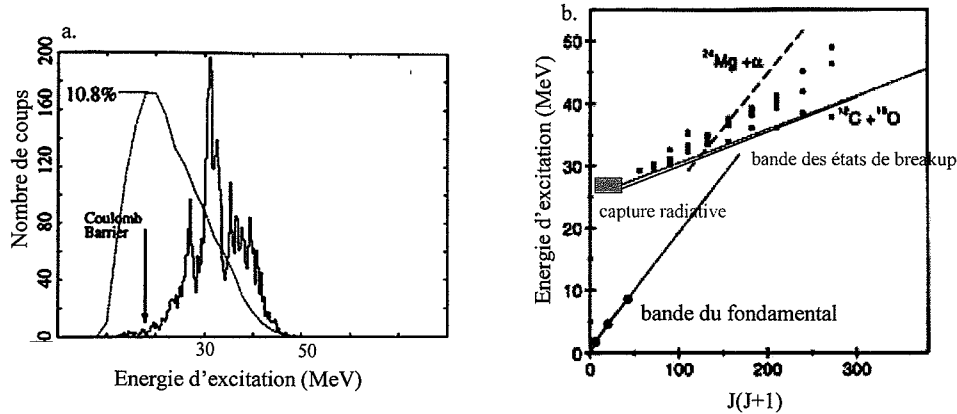


FIG. 3.15: a. Spectre en énergie d'excitation des états de breakup de  $^{28}\text{Si}$  en  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  dans la réaction  $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}^{16}\text{O})\alpha$ . b. Systématique de spin correspondant à ces états [107]. La bande d'états de breakup est indiquée en rouge et la région peuplée par capture radiative en rose.

sont ainsi complémentaires.

Un point important est que les études théoriques prédisent l'existence de bandes d'états cluster dans cette région pour les deux systèmes. Pour le système  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , il s'agit de calculs basés sur la méthode de la coordonnée génératrice réalisés par Descouvemont et Baye [108]. Le tracé des bandes prédites est représenté sur la Fig. 3.16, les flèches rouges représentent les transitions que nous recherchons. Descouvemont et Baye ont calculé que ces transitions pourraient être très fortes. Notons par ailleurs que des isomères de forme pour  $^{24}\text{Mg}$  avec une structure  $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$  sont attendus dans cette région d'excitation, autour de 10 MeV [109].

Dans le cas de  $^{28}\text{Si}$ , des bandes d'états cluster avec une structure  $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$  ont été calculées à l'aide d'un potentiel global profond utilisé pour décrire la diffusion élastique  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  [110]. Ces bandes sont représentées sur la figure 3.17 en fonction de  $N = 2n + L$  où  $n$  est le nombre de nœuds dans la fonction d'onde utilisée pour décrire le mouvement relatif du système et  $L$  le moment angulaire orbital. Ici encore, les transitions que nous recherchons dans nos expériences de capture radiative sont des liens (flèches sur le graphique) entre les états de bas spin de ces bandes.

Forts de ces prédictions théoriques prédisant des bandes d'états cluster pour  $^{24}\text{Mg}$  et  $^{28}\text{Si}$  d'une part, et des études expérimentales montrant l'existence de bandes d'états de breakup correspondant à une déformation moléculaire, nous avons décidé d'étudier les systèmes  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  et  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  à bas spin et près de  $B_C$  en utilisant le mécanisme de capture radiative résonnante. Il s'agit de comprendre le lien entre les états résonnants et la structure en molécule de ces noyaux, jamais encore observé.

<sup>9</sup>Les données de diffusion élastique utilisées ont été mesurées par notre équipe auprès de l'accélérateur Vivitron (Strasbourg).

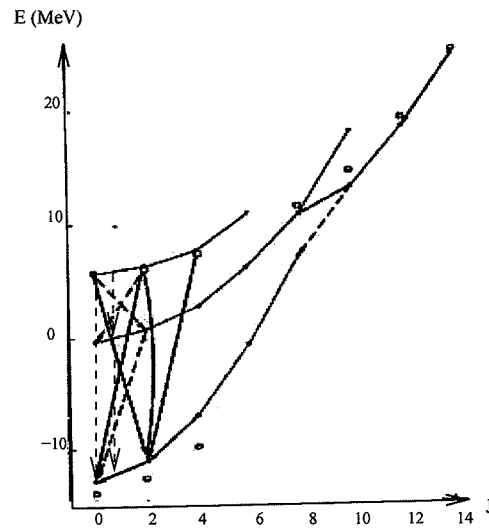


FIG. 3.16: Bandes d'états cluster de  $^{24}\text{Mg}(^{12}\text{C}-^{12}\text{C})$  calculées dans le cadre de la coordonnée génératrice, adapté de [108]. Les flèches représentent les transitions inter-bandes que nous recherchons dans nos expériences.

### b. Campagnes d'expériences au Laboratoire National de Argonne (USA) et à Triumf (Canada)

Une première étude a été réalisée par notre collaboration pour la résonance à 8 MeV (voir Fig. 3.4) dans la réaction  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)$  [111]. Elle a permis de mesurer la section efficace totale de capture radiative en utilisant uniquement la détection des résidus  $^{24}\text{Mg}$  dans le séparateur FMA<sup>10</sup> au Laboratoire National de Argonne (USA). Ainsi, indépendamment des caractéristiques de la décroissance de cette résonance, nous avons mesuré une section efficace totale pour la capture qui excède celle mesurée par l'équipe de A.M. Sandorfi [86]. Cette dernière étude ayant déduit la section efficace en mesurant la décroissance de la résonance vers le fondamental de  $^{24}\text{Mg}$  et ses premiers états excités, nous avons pensé qu'il serait possible que le chemin de décroissance soit plus complexe, impliquant des états intermédiaires non observés alors. Pour comprendre ceci plus précisément, une seconde étude a été réalisée auprès du multidétecteur  $\gamma$  au germanium le plus efficace à l'heure actuelle, Gammasphere [112], composé d'une centaine de compteurs HP-Ge, installé alors au Laboratoire National Lawrence Berkeley (USA). Il n'était pas possible alors d'utiliser un séparateur de recul : le multidétecteur Gammasphere a été utilisé en mode calorimètre, en sommant les signaux enregistrés dans les cristaux de germanium à ceux des détecteurs BGO adjacents. Nous avons montré dans cette étude le caractère non statistique de la décroissance de la résonance à 8 MeV et la population préférentielle d'une région du spectre autour de 10 MeV. Nous ne pouvions cependant pas comparer ces résultats à ceux mesurés par Sandorfi, l'efficacité de Gammasphere étant pratiquement nulle à haute énergie (20 MeV) à cause de la taille des cristaux de germanium utilisés et de leur efficacité photopic. Nous avons alors proposé une mesure de tous les rayonnements désexcitant plusieurs résonances dans  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)$ , en coïncidence avec les noyaux composés  $^{24}\text{Mg}$  au Laboratoire Triumf (Canada).

<sup>10</sup>Fragment Mass Analyser.

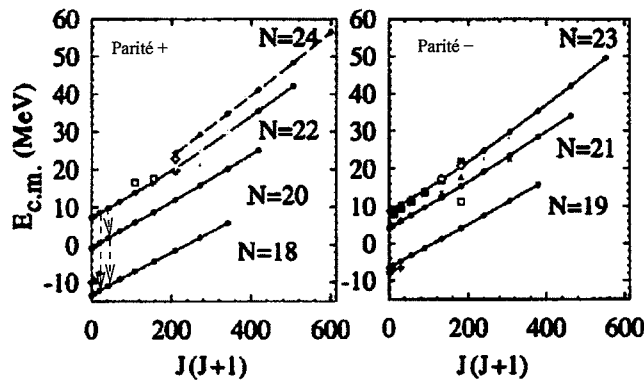


FIG. 3.17: Bandes d'états cluster de  $^{28}\text{Si}(^{12}\text{C}-^{16}\text{O})$  calculées à l'aide d'un potentiel global profond, adapté de [110]. Les flèches représentent les transitions inter-bandes que nous rechercherons dans la suite de ce document.

Le dispositif expérimental utilisé à Triumf est commun aux deux systèmes. La capture radiative a été étudiée lors de trois expériences aux énergies de plusieurs résonances près de  $B_C$  dans  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  et  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ , ainsi qu'à côté de ces résonances. Les faisceaux stables de  $^{12}\text{C}$  et  $^{16}\text{O}$  ont été produits dans la source OLIS et délivrés par l'accélérateur ISAC-1 de Triumf à plusieurs énergies de  $E_{cm} = 6 \text{ MeV}$  à  $E_{cm} = 8 \text{ MeV}$  pour  $^{12}\text{C}$  et de  $E_{cm} = 8,5 \text{ MeV}$  à  $E_{cm} = 9,0 \text{ MeV}$  pour  $^{16}\text{O}$ . Les cibles utilisées étaient des feuilles de  $^{12}\text{C}$  enrichi auto-supportées de 20 à  $100 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  produites au Laboratoire National de Argonne. Les noyaux composés formés lors de la capture radiative ont été identifiés dans le spectromètre Dragon<sup>11</sup> [113], représenté sur la Fig. 3.18. Le spectromètre a été conçu pour l'étude de réactions nucléaires d'intérêt astrophysique en cinématique inverse telle que la mesure du taux de réaction dans  $^{21}\text{Na}(p,\gamma)$  [114] et  $^{26}\text{Al}(p,\gamma)$  [115] et présente la meilleure réjection à  $0^\circ$  du faisceau incident obtenue à l'heure actuelle. Cette réjection qui peut atteindre  $10^{13}$ , grâce à deux étages de sélection en masse et charge, est un paramètre déterminant pour pouvoir observer un phénomène rare tel que la capture radiative d'ions lourds. L'acceptance du séparateur est relativement faible, adaptée aux réactions en cinématique inverse utilisant une cible gazeuse : elle forme un cône de demi-angle 25 mrad dans la direction transverse. L'acceptance en moment est de  $\pm 2\%$ . Pour nos expériences, la faible acceptance angulaire du séparateur induit une perte d'efficacité de détection des noyaux de recul émettant un  $\gamma$  de grande énergie. Ceci nécessite d'être pris en compte très sérieusement dans l'analyse de nos données et sera traité en détails dans nos calculs de simulation, décrits au paragraphe suivant. Nous avons remplacé la cible gazeuse sans fenêtre de Dragon par un système tournant de supports de cibles solides mis au point pour nos expériences. Le système est représenté sur la photo 3.19. Les rayonnements  $\gamma$  émis par les noyaux produits dans la fusion ont été détectés dans un ensemble de compteurs au BGO en coïncidence avec les reculs enregistrés par un détecteur DSSSD<sup>12</sup> au plan focal de Dragon. La géométrie de ce multidétecteur est représentée sur la Fig. 3.26. L'ensemble de BGO possède une grande efficacité - 50% à 5 MeV - pour des  $\gamma$  de hautes

<sup>11</sup>Detector of Recoils And Gamma-rays Of Nuclear reactions.

<sup>12</sup>Double-Sided Silicon-Strip Detector.

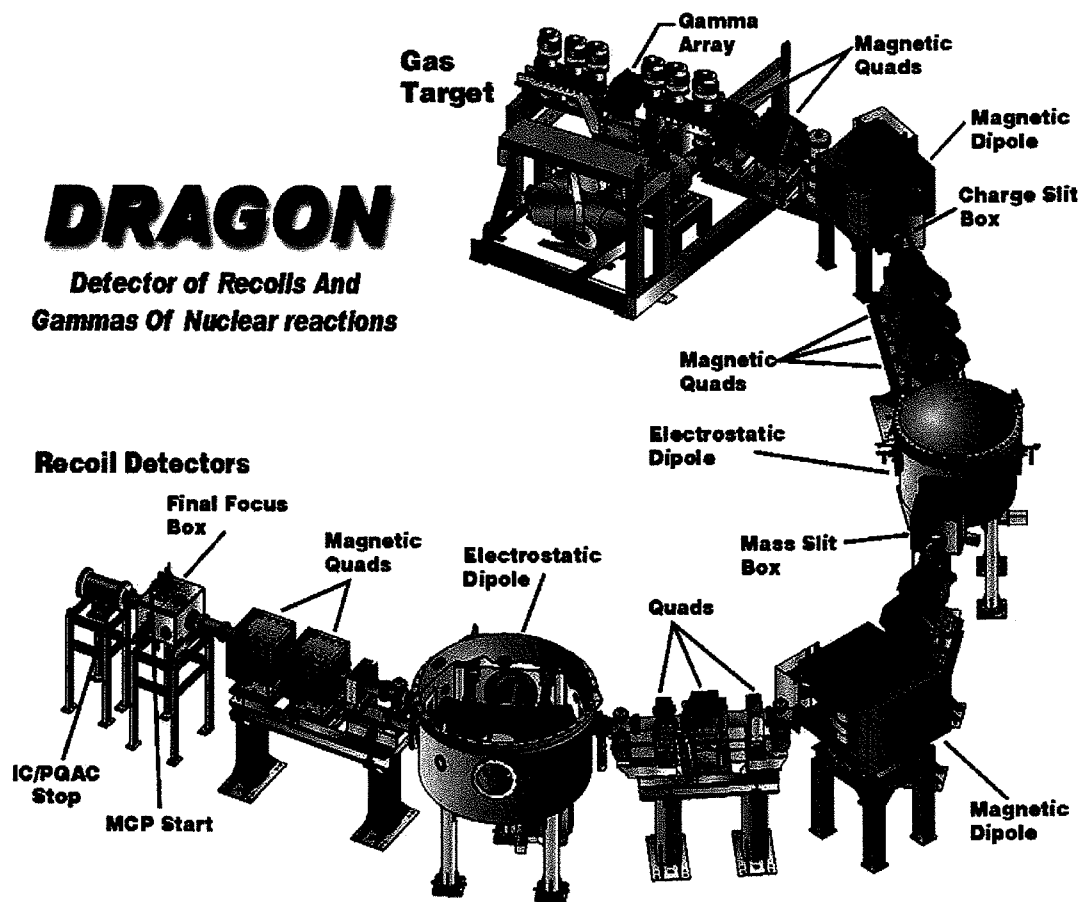


FIG. 3.18: Spectromètre Dragon, utilisé dans nos expériences de capture radiative à Triumf, Vancouver.

énergies, attendus dans notre expérience mais présente une faible résolution en énergie. La réponse de ce multidétecteur sera calculée dans nos simulations GEANT, décrites ci-après. Elle est indispensable pour obtenir des résultats quantitatifs à partir de nos données expérimentales.

### c. Résultats, simulations Monte-Carlo, discussions

Nous décrirons en détails l'analyse effectuée pour notre première étude de  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)$  et comparerons ensuite au cas de  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)$ .

Les noyaux d'intérêt ont été sélectionnés en posant les conditions appropriées sur les spectres du DSSSD et sur le temps de vol des noyaux à travers le spectromètre, sur une base de vol de 21 m. Le spectre enregistré dans le DSSSD dans la réaction  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  est représenté sur la Fig. 3.20. Lorsque photons détectés en coïncidence dans les BGO sont de grande énergie, il est très probable qu'une partie seulement soit détectée dans un détecteur individuel, et le reste, dans le compteur le plus proche. Nous avons alors écrit un algorithme de reconstruction du spectre  $\gamma$  sommant les énergies de compteurs adjacents. Les spectres ont été corrigés pour l'effet Doppler et les événements  $\gamma$  ont été rangés par ordre décroissant d'énergie, comme indiqué sur la Fig. 3.21,  $\gamma_0$  désignant l'énergie la plus élevée.



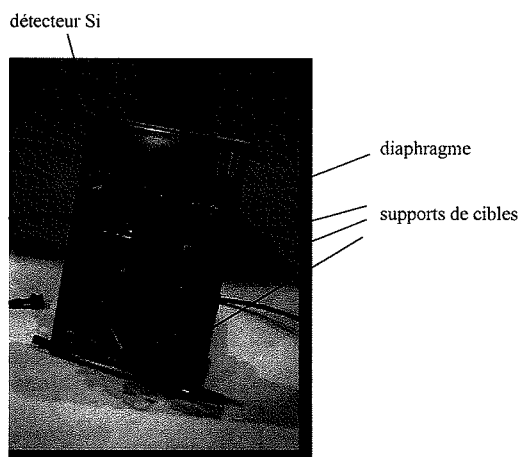


FIG. 3.19: Système de cibles solides mis au point pour notre campagne d'expériences à Triumf.

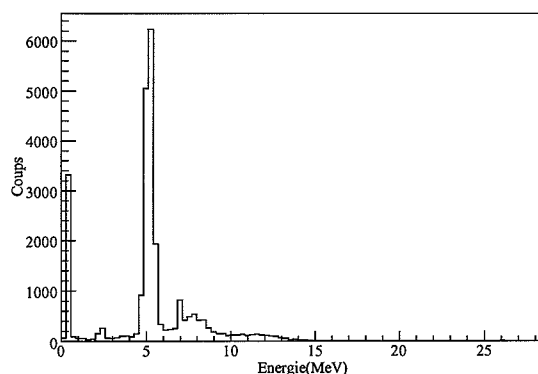


FIG. 3.20: Spectre en énergie pour les reculs  $A = 24$  enregistré dans le DSSSD au plan focal de Dragon dans l'étude de la réaction  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)$  à  $E_{cm} = 6,0$  MeV. Le pic correspond aux résidus  $^{24}\text{Mg}$ .

### La résonance à $E_{cm} = 6,0$ MeV (voir Fig. 3.5)

Il avait été proposé par Sandorfi *et al.* que cette résonance décroisse principalement vers le fondamental de  $^{24}\text{Mg}$  et le premier état excité à 1368,6 keV. Nous avons étudié cette résonance à l'aide d'un faisceau de 12,12 MeV de  $^{12}\text{C}$  sur une cible de  $85 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  de  $^{12}\text{C}$  autosupportée pendant 4 jours. Les noyaux de recul à  $A = 24$  ont été sélectionnés dans Dragon. Le spectre  $\gamma$  de décroissance de cette résonance est obtenu en projetant les données des détecteurs BGO en coïncidence avec les ions à  $A = 24$ . Ce spectre est représenté sur la Fig. 3.22. On remarque effectivement du flux dans la région à 20 MeV, qui correspond à une décroissance directe vers le fondamental et vers les premiers états excités de  $^{24}\text{Mg}$ . On voit clairement deux pics à 2,5 MeV et 4 MeV correspondant respectivement aux transitions  $(4^+ \rightarrow 2^+)$  et  $(2_2^+ \rightarrow 0^+)$ . Ce qui nous frappe, dans ce spectre, c'est la présence d'un large pic autour de 10 MeV. Ceci n'avait jamais été observé auparavant à cause de l'empilement des rayonnements dans le détecteur NaI utilisé. Nous avons vérifié que ce pic ne provient pas d'une contamination ( $^{13}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ) dans notre cible. Nous avons

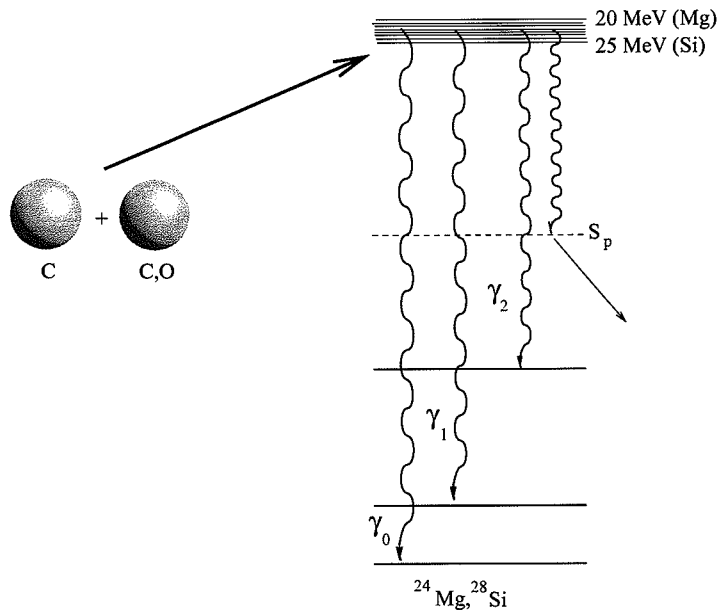


FIG. 3.21: Représentation schématique de la capture radiative. Les quantités  $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2$  montrent comment nous avons ordonné les énergies, de la plus grande (vers le fondamental), à la plus petite.  $S_p$  désigne le seuil d'émission de particule.

remplacé la cible de  $^{12}\text{C}$  par une feuille de  $^{13}\text{C}$  et observé que rien de semblable à ce pic n'apparait. Il est plus complexe de réaliser un tel test pour  $^{16}\text{O}$ . Nous avons alors vérifié que pour des raisons de chaleurs de réaction très différentes pour  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)$  et  $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, \gamma)$  nous n'avons pas d'effet de contamination de  $^{16}\text{O}$ . Afin de confirmer que l'effet autour de 10 MeV est bien un effet résonnant et non un effet de capture directe, nous avons augmenté l'énergie du faisceau à  $E_{cm} = 6,4$  MeV, une énergie entre deux résonances et observé que cette structure disparaît : elle provient ainsi bien d'un effet résonnant.

#### La résonance à $E_{cm} = 6,8$ MeV (voir Fig. 3.5)

Un chemin de décroissance de cette résonance avait été observé alimentant le fondamental, le premier, second, et peut-être troisième<sup>13</sup> état excité de  $^{24}\text{Mg}$  [86]. Nous avons étudié cette résonance à l'aide d'un faisceau de 13,80 MeV de  $^{12}\text{C}$  sur une cible de  $44 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  de  $^{12}\text{C}$  autosupportée durant 4 jours. Le spectre  $\gamma$  enregistré est représenté sur la Fig. 3.23. Il est assez similaire à celui observé pour  $E_{cm} = 6,0$  MeV. Comme déjà observé, on remarque une plus grande alimentation des états excités du bas du schéma de niveaux de  $^{24}\text{Mg}$  [86, 89]. Ce que l'on note, ici aussi, c'est la présence d'une large structure autour de  $E_\gamma = 10$  MeV.

#### La résonance à $E_{cm} = 7,5$ MeV (voir Fig. 3.5)

L'alimentation de l'état  $2^+$  avait été principalement observée, à partir de cette résonance. Une statistique moindre a été accumulée pour cette énergie, à l'aide d'un faisceau de 15,24 MeV sur une cible autosupportée de  $^{12}\text{C}$  de  $44 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Le spectre  $\gamma$  correspondant

<sup>13</sup>non résolu.

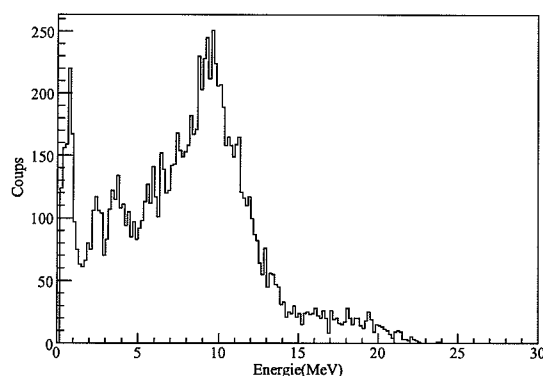


FIG. 3.22: Spectre  $\gamma$  total en coïncidence avec les reculs à  $E_{cm} = 6,0$  MeV.

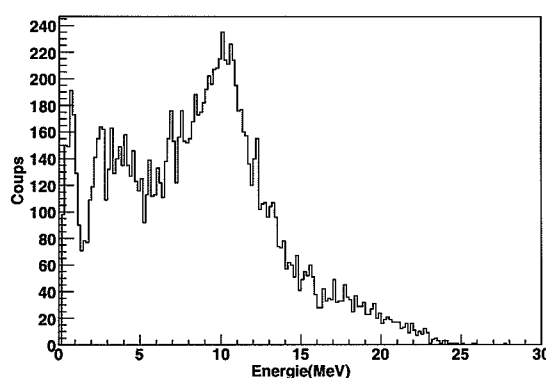


FIG. 3.23: Spectre  $\gamma$  total en coïncidence avec les reculs à  $E_{cm} = 6,7$  MeV.

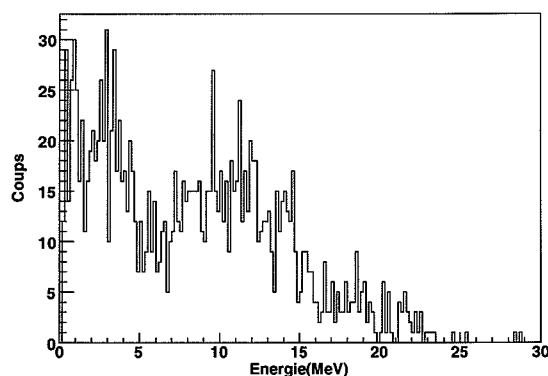
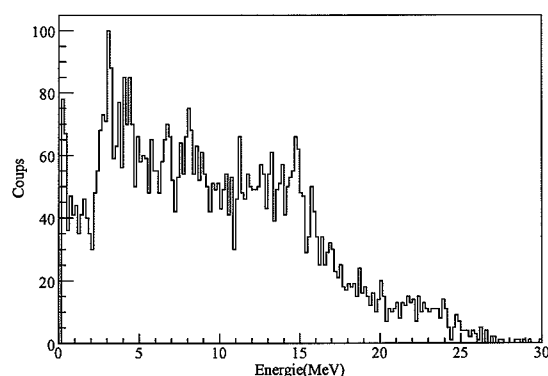
est représenté sur la Fig. 3.24. Le spectre mesuré semble de structure différente de ceux obtenus aux énergies précédentes.

### La résonance à $E_{cm} = 8,0$ MeV (voir Fig. 3.5)

Nous avons également exploré la résonance à  $E_{cm} = 8,0$  MeV. Les données, recueillies lors d'une expérience différente des autres résonances citées précédemment, sont contaminées par un noyau non séparé en A/q des reculs  $^{24}\text{Mg}$  dans le spectromètre Dragon. Nous avons du soustraire dans le spectre la composante relative à cette contamination. Le spectre obtenu est représenté sur la Fig. 3.25.

### Calculs de simulation, discussion des résultats

L'analyse et l'interprétation des résultats expérimentaux nécessitent de calculer la réponse de notre système de détection. J'ai réalisé ces calculs en utilisant l'outil de description de détecteur et de simulation Monte-Carlo GEANT3, développé au CERN [116]. Tous les éléments électromagnétiques du séparateur ont été inclus dans les calculs, nous permettant de suivre les résidus de la capture tout au long de leur parcours, depuis la cible, jusqu'au


 FIG. 3.24: Spectre  $\gamma$  total en coïncidence avec les reculs à  $E_{cm} = 7,5$  MeV.

 FIG. 3.25: Spectre  $\gamma$  total en coïncidence avec les reculs à  $E_{cm} = 8$  MeV. Dans ce spectre a été soustraite la contribution d'un contaminant non séparé dans Dragon.

plan focal de Dragon. Tous les détecteurs de notre dispositif sont également décrits dans la simulation (voir Fig. 3.27).

Nous avons tout d'abord cherché à reproduire dans nos simulations l'acceptance de Dragon pour notre expérience. Nous avons en premier lieu traité le cas simple d'une transition de 20 MeV, alimentant le fondamental de  $^{24}\text{Mg}$  et celui de deux transitions de 10 MeV, l'une alimentant un état intermédiaire à 10 MeV, l'autre allant de cet état vers le fondamental. L'acceptance correspond au nombre de noyaux de recul détectés au plan focal par rapport au nombre de reculs créés au niveau de la cible. Le graphe correspondant est représenté sur la Fig. 3.28 [117].

On remarque que l'acceptance est plus élevée pour une cascade de deux  $\gamma$  de 10 MeV que pour un  $\gamma$  unique de 20 MeV. En effet, lorsque le photon émis emporte une énergie élevée, pour des raisons de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, le recul émetteur est plus largement dévié que pour des énergies  $\gamma$  plus faibles. Il se peut ainsi qu'il sorte du cône d'acceptance de Dragon. Lorsque deux  $\gamma$  sont émis, de même énergie, leurs effets se compensent, favorisant une entrée à  $0^\circ$  du noyau de recul dans le spectromètre. Notre simulation est en accord avec les mesures d'acceptance réalisées à Triumf [118].

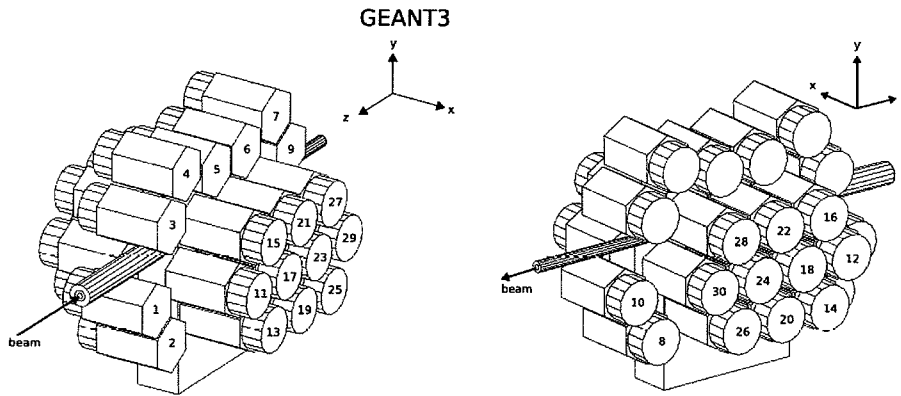


FIG. 3.26: Schéma de l'ensemble de 30 détecteurs BGO, utilisé dans notre campagne d'expériences à Triumf.

Plusieurs hypothèses, dictées par nos connaissances de la structure nucléaire sont posées au départ de nos calculs et de notre analyse des données.

- Le système  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  est composé de deux bosons identiques, les spins possibles pour la résonance dans  $^{24}\text{Mg}$  sont donc pairs. La réaction a lieu à la barrière de Coulomb : il est donc peu probable de peupler des spins élevés. La résonance peut ainsi avoir pour spin  $J = 0, 2$  ou  $4$ .
- Tout chemin de décroissance est fortement lié au spin  $J$  de la résonance.

Pour les résonances à  $E_{cm} = 6,0$  MeV,  $6,7$  MeV et  $8,0$  MeV, on observe une alimentation conséquente de l'état fondamental  $0^+$  de  $^{24}\text{Mg}$ . Ceci semble a priori exclure  $J = 4$  et  $J = 0$  pour la résonance. En effet une transition  $E4$  ( $4^+ \rightarrow 0^+$ ) est peu probable et une transition  $E0$  ( $0^+ \rightarrow 0^+$ ) ne peut procéder par un  $\gamma$  unique. Nous faisons ici de manière implicite l'hypothèse que la résonance est unique, et ne constitue pas une superposition de plusieurs résonances.

On peut ensuite calculer le chemin possible de décroissance de la résonance parmi les états connus de  $^{24}\text{Mg}^{14}$  en appliquant les règles de sélection de l'émission  $\gamma$ . Ces états sont en nombre fini : ce sont des états liés de  $^{24}\text{Mg}$  ou bien des états liés ayant une probabilité de décroissance par  $\gamma$  proche de 1, pour des raisons de structure. De plus, si une transition  $\gamma$  est observée dans le processus de capture, elle doit avoir une largeur radiative importante. Ceci réduit nos calculs aux transitions de type  $E1$ ,  $E2$  et  $M1$ . Les transitions de type  $E1$  ne seront pas prises en compte dans les calculs, les transitions  $E1$   $\Delta T = 0$  étant interdites au premier ordre dans les noyaux auto-conjugués. Les transitions  $M1$ , dans un tel noyau sont par ailleurs plutôt de type isovecteur. Nos calculs sont ainsi limités aux transitions  $E2$  et  $M1$  de type isovecteur. Nous avons considéré tous les chemins possibles de désexcitation à partir de résonances d'entrée de spin  $J = 0, 2, 4$ . Les intensités des transitions ont été évaluées prenant en compte la dépendance en énergie de transitions

<sup>14</sup>La spectroscopie de ce noyau, étudié depuis de nombreuses années, est très bien connue [119].

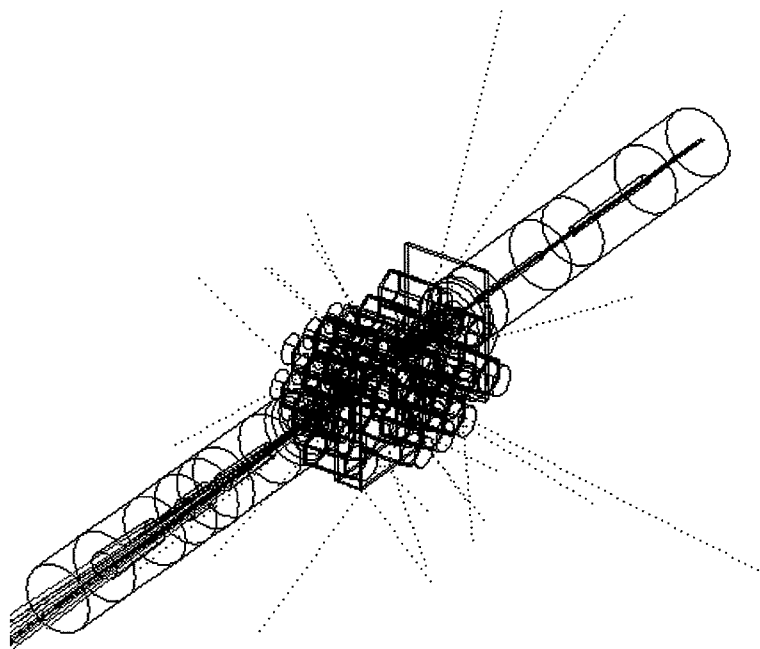


FIG. 3.27: Simulation GEANT : éléments de la ligne de faisceau, détecteurs BGO, cible solide (au centre), faisceau et noyaux de recul en rose. Les trajectoires des photons sont en bleu et celles des électrons en rouge.

dipolaires et quadrupolaires. Nous avons également calculé toutes les distributions angulaires correspondantes. Notons cependant que dans nos données, les effets de distributions angulaires sont lavés par une géométrie compacte mais peu homogène de l'ensemble de détecteurs BGO.

### Interprétation

- La résonance à  $E_{cm} = 6,0$  MeV

Nous détaillerons la procédure pour cette résonance et y ferons référence pour les suivantes. Nous avons en premier lieu considéré un spin  $J = 2$  pour cette résonance, et une décroissance par des transitions E2, comme proposé par Sandorfi *et al.* Ce calcul ne reproduisant pas bien les données, notamment le large pic autour de 10 MeV, nous avons ajouté l'effet de transitions M1 isovecteur. Les états alors impliqués sont les états  $1^+ T = 1$  à 9968 et 10702 keV et l'état  $2^+ T = 1$  à 10059 keV, analogues isobariques des états excités de basse énergie de  $^{24}\text{Na}$ . Le spectre correspondant est représenté sur la Fig. 3.29, comparé aux données expérimentales.

On remarque un bon accord avec l'expérience sauf pour une région autour de 15-16 MeV. Pour que l'accord soit meilleur dans cette région, il serait nécessaire d'augmenter le flux alimentant l'état  $4^+$  à 4124 keV de la bande du fondamental et les états  $2^+$  (4238 keV) et  $3^+$  (5235 keV) de la bande  $K^\pi = 2^+$  ainsi que des états autour de 8 MeV de  $^{24}\text{Mg}$ .

Nous avons également calculé le chemin de décroissance par E2 et M1 isovecteur à partir d'un spin de départ  $J = 0$  pour la résonance. Le résultat du calcul est représenté sur la

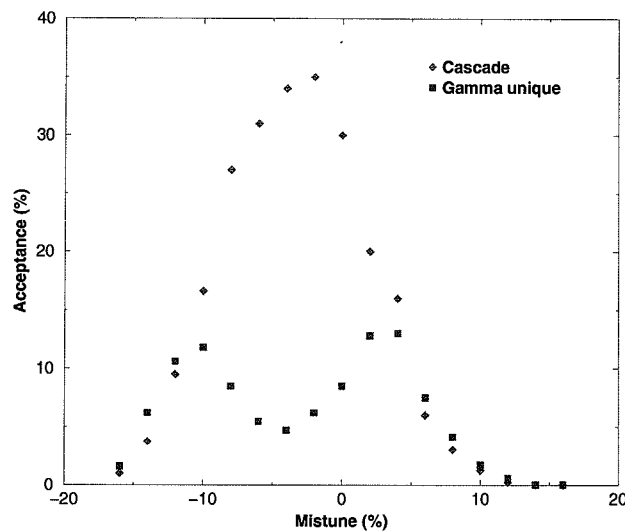


FIG. 3.28: Résultat du calcul de l'acceptance de Dragon en fonction du réglage de l'énergie. Le calcul est présenté pour un photon unique de 20 MeV (courbe en orange) et pour deux photons en cascade, de 10 MeV chacun (courbe en bleu).

Fig. 3.30.

Un calcul avec  $J = 4$  donne un résultat très éloigné des données expérimentales.

- La résonance à  $E_{cm} = 6,8$  MeV

La similarité des spectres expérimentaux à 6,0 MeV et 6,8 MeV nous a conduits à mener le même type de calculs ici qu'au paragraphe précédent. Les résultats sont reportés sur la Fig. 3.31.

Ici encore, il semble qu'un spin  $J = 2$  pour la résonance permette de reproduire mieux les données expérimentales. Nous ne pouvons cependant pas exclure la possibilité de la superposition de deux contributions, l'une à spin nul et l'autre à  $J = 2$ . On notera qu'une résonance à  $J = 0$  a été observée à cette énergie lors d'une expérience d'électrofission  $^{24}\text{Mg}(e, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}$ . Ceci est à prendre en compte en partie seulement, l'électrofission étant le processus inverse de la capture avec désexcitation au fondamental uniquement.

- La résonance à  $E_{cm} = 7,5$  MeV

Nous avons enregistré un nombre de données très limité à cette énergie mais constaté que le pic autour de 10 MeV est absent. Nos calculs laissent penser que plusieurs résonances sont présentes à cette énergie ( $J = 2^+, 4^+$ ). Ceci serait en accord avec les travaux de Nathan *et al* [89] et Fulton *et al* [105].

- La résonance à  $E_{cm} = 8,0$  MeV

Les calculs de simulation effectués pour  $J = 2$  et  $J = 4$  sont reportés sur la Fig. 3.32. Bien qu'une forte alimentation de l'état fondamental de  $^{24}\text{Mg}$  soit observée, les données semblent mieux reproduites pour des calculs à  $J = 4$  pour la résonance, ce qui impliquerait la présence d'une autre résonance qui expliquerait les transitions observées vers le fondamental.

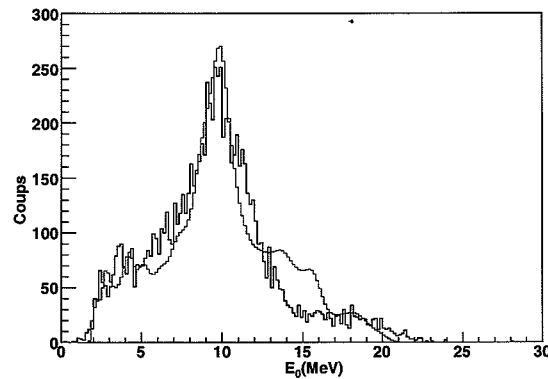


FIG. 3.29: Spectre simulé des  $\gamma$  de plus grande énergie à  $E_{cm} = 6$  MeV (en bleu) comparé aux données expérimentales, avec  $J = 2$  pour la résonance et en prenant en compte des transitions E2 et M1 isovecteur.

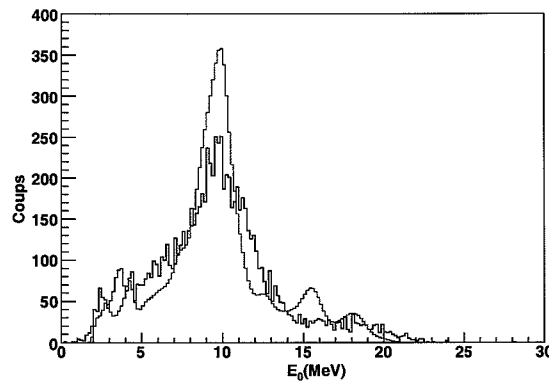


FIG. 3.30: Spectre simulé des  $\gamma$  de plus grande énergie à  $E_{cm} = 6$  MeV (en bleu) comparé aux données expérimentales, avec  $J = 0$  pour la résonance et en prenant en compte des transitions E2 et M1 isovecteur.

## Conclusions

- Nous avons montré que les résonances étudiées dans le système  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  sont fortement corrélées avec les états de  $^{24}\text{Mg}$ . Nous avons observé un chemin de décroissance, via des états autour de 10 MeV, favorisé par rapport à des transitions directes au fondamental et par rapport à l'émission  $\alpha$ , le seuil de  $^{24}\text{Mg} \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne}$  étant de 9,3 MeV.
- Des calculs de simulation Monte-Carlo effectués par D. Lebhertz, incluant la résolution du système de détection  $\gamma$  expliquent que le chemin de décroissance privilégié fait intervenir au moins trois états.
- Notre analyse montre par ailleurs qu'il est possible que la décroissance via des états



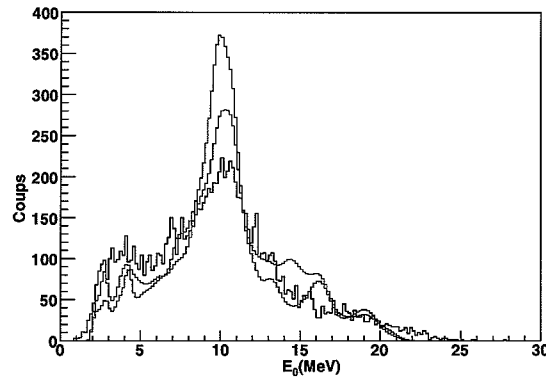


FIG. 3.31: Spectre simulé des  $\gamma$  de plus grande énergie à  $E_{cm} = 6,8$  MeV (en bleu) pour  $J = 2$  et (en rouge) pour  $J = 0$ , comparé aux données expérimentales.

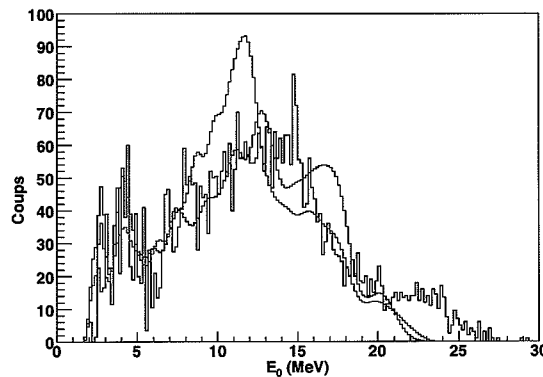


FIG. 3.32: Spectre simulé des  $\gamma$  de plus grande énergie à  $E_{cm} = 8,0$  MeV (en bleu) pour  $J = 2$  et (en rouge) pour  $J = 0$ , comparé aux données expérimentales.

analogues  $T=1$  soit favorisée pour les résonances à  $E_{cm} = 6,0$  et  $6,8$  MeV, dont le spin serait alors  $J = 2$ . A des énergies plus élevées, nos calculs utilisant les états connus de  $^{24}\text{Mg}$  suggèrent un caractère  $J = 4$  des états résonnants<sup>15</sup>. Ceci est en accord avec les études de breakup évoquées en introduction de cette partie du mémoire.

Le scénario impliquant des états  $T = 1$  est totalement inédit dans l'étude des résonance moléculaires et serait observé pour les noyaux à  $N = Z$ , les transitions à  $T = 0$ , habituellement bien plus intenses, y étant interdites. Il serait ainsi d'un grand intérêt de mener une étude expérimentale de la capture radiative entre noyaux voisins de  $^{12}\text{C}$ , telle  $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ , menant à un noyau à  $N \neq Z$  pour lequel la règle concernant l'isospin n'existe pas.

- Nous avons observé, dans cette étude le caractère hautement non statistique de la décroissance des résonances, qui procède via des états 'doorway', à 10 MeV environ,

<sup>15</sup>Les résultats obtenus à  $E_{cm} = 8,0$  MeV sont à considérer avec précaution, la statistique accumulée étant faible.

plutôt que par des transitions directes vers l'état fondamental ( $\sim 20$  MeV) et les premiers états excités de  $^{24}\text{Mg}$ .

Ceci a pu être mis en évidence grâce à la grande efficacité du multi détecteur au BGO de Triumf, couplé au spectromètre Dragon. Il n'a cependant pas été possible d'identifier de manière précise les états impliqués dans la décroissance à cause de la faible résolution de ce type de scintillateurs. Il serait tout à fait possible que des états à structure particulière, présentant un fort recouvrement avec la voie d'entrée très déformée soient impliqués dans le processus [109]. En particulier, H. Flocard et coauteurs ont étudié  $^{16}\text{O}$ ,  $^{24}\text{Mg}$  et  $^{32}\text{S}$  dans un formalisme Hartree-Fock + Cranking depuis l'état fondamental jusqu'à la fission [120]. Ils décrivent la ligne yrast de  $^{24}\text{Mg}$  comme la combinaison de trois contributions très différentes :  $\langle ^{12}\text{C}-^{12}\text{C} \rangle$ ,  $\langle \alpha-^{16}\text{O}-\alpha \rangle$  et  $\langle 2x(3\alpha) \rangle$  et prédisent des bandes d'isomères de forme de type  $\langle ^{12}\text{C}-^{12}\text{C} \rangle$  et  $\langle \alpha-^{16}\text{O}-\alpha \rangle$  autour de  $E^* = 10$  MeV qui seraient fortement corrélées aux états résonnants de  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ .

Cas de la réaction  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)$

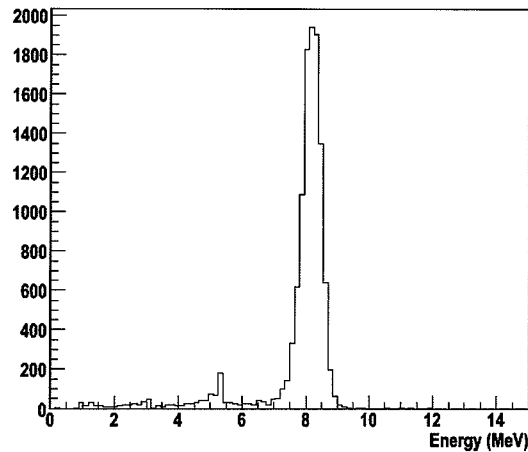


FIG. 3.33: Spectre en énergie pour les reculs  $A = 28$  enregistré dans le DSSSD au plan focal de Dragon dans l'étude de la réaction  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)$  à  $E_{cm} = 8,5$  MeV.

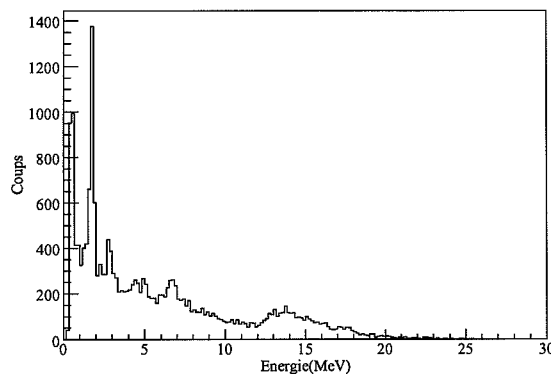


FIG. 3.34: Spectre  $\gamma$  total en coïncidence avec les reculs à  $E_{cm} = 8,5$  MeV.

Cette réaction a été mesurée récemment dans le cadre de notre campagne d'expériences à Triumf. L'expérience est en cours d'analyse et nous discuterons ici des premiers résultats.

Nous avons dans ce cas peuplé deux résonances de  $^{28}\text{Si}$ , à  $E_{cm} = 8,5$  MeV ( $E^* = 25,3$  MeV) et 9 MeV ( $E^* = 25,8$  MeV) (voir Fig. 3.5) et enregistré également des données hors résonance. La Fig. 3.33 montre le spectre des noyaux de recul  $^{28}\text{Si}$  au plan focal de Dragon dans le détecteur DSSSD à  $E_{cm} = 8,5$  MeV. Le pic à  $E_{recul} = 8$  MeV correspond aux  $^{28}\text{Si}$ . Le spectre  $\gamma$  enregistré en coïncidence avec ce pic est reporté sur la figure 3.34.

Les pics de la partie basse du spectre correspondent aux transitions entre premiers états excités de  $^{28}\text{Si}$  à 1,78 MeV ( $2^+$ ), 4,62 MeV ( $4^+$ ), 6,28 MeV ( $3^+$ ), 6,69 MeV ( $0_2^+$ ) et 6,88 MeV ( $3^-$ ). On remarque que, comme dans l'étude précédente, une partie du flux

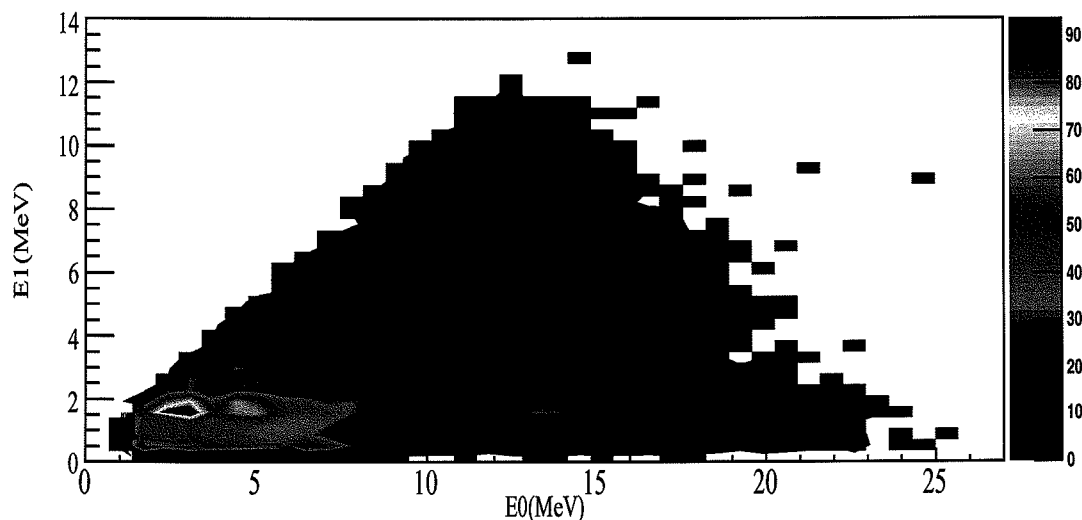


FIG. 3.35: Matrice montrant l'énergie la plus élevée dans la cascade ( $E_0$ ), en fonction de la seconde ( $E_1$ ).

résonnant transite via des états intermédiaires, ce qui résulte en un pic large autour de 13,5 MeV. L'alimentation de cette région du spectre se distingue clairement sur la matrice qui représente l'énergie du  $\gamma$  d'énergie la plus élevée dans la cascade en fonction de celle du  $\gamma$  d'énergie qui suit, en décroissant. Ce spectre en 2D est repris sur la Fig. 3.35. On remarque plusieurs transitions en coïncidence avec la région  $12 \text{ MeV} < E_0 < 15 \text{ MeV}$

La Fig. 3.36 montre la projection sur l'axe des rayonnements de plus grande énergie. Ce spectre met clairement en évidence l'alimentation d'états 'doorway' autour de  $E^* = 11-12 \text{ MeV}$ . On note par ailleurs que peu de transitions alimentant directement l'état fondamental de  $^{28}\text{Si}$  sont mesurées (région autour de 25 MeV), ce qui n'était pas le cas pour le système  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  étudié précédemment. Ceci peut être causé par des effets de l'acceptance du spectromètre car dans cette réaction il est possible d'alimenter des états de parité négative qui se désexcitent via des transitions E1 dont la distribution angulaire pointe à  $90^\circ$  ce qui est un cas défavorable pour l'entrée du noyau recul dans le spectromètre. Ceci peut également être dû à un effet lié au caractère oblate de  $^{28}\text{Si}$  dans son fondamental. Le moment quadrupolaire du premier état excité de  $^{28}\text{Si}$  est  $Q = +17 \text{ fm}^2$  [121], ce qui correspond à  $Q_0 = -60 \text{ fm}^2$ . On pourrait aisément comprendre que si la voie d'entrée représente un dinoyau, prolate par définition, elle n'alimente pas de façon privilégiée l'état fondamental oblate. On peut également supposer que les états près de 11-12 MeV qui emportent une grande partie du flux résonnant possèdent une structure particulière, proche de celle de la voie d'entrée. On rappellera ici que Ohkubo et Yamashita ont prédit des bandes clusters dans cette région d'énergie (voir Fig. 3.17 et la discussion correspondante).

Des simulations Monte-Carlo de la réponse du système de détection sont nécessaires pour comprendre l'acceptance du spectromètre et calculer entièrement la décroissance de la résonance. Elles permettront l'analyse complète de l'expérience. Cette étude fera l'objet d'une partie de la thèse de D. Lebhertz.

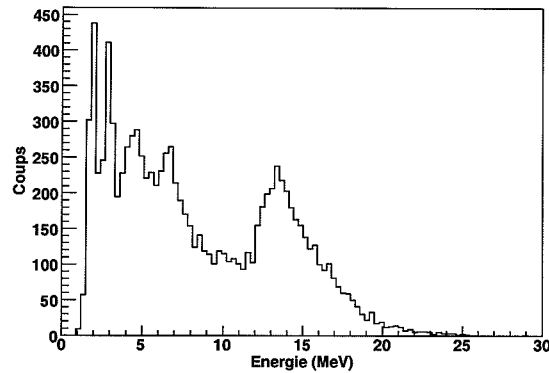


FIG. 3.36: Spectre  $\gamma$  du photon de plus grande énergie dans la cascade enregistré sur la résonance à 8,5 MeV.

#### Conclusion

L'expérience a permis de montrer que dans les deux réactions de capture, il existe du flux résonnant vers des états *doorway*. Quelle est la nature de ces états? Nous avons montré que pour les noyaux auto-conjugués, nous pourrions expliquer ce flux en impliquant des états  $T = 1$  dans la décroissance. Il est également possible que la décroissance implique des états à structure moléculaire reportés dans la littérature ou bien encore non observés. Confirmer l'une ou l'autre hypothèse nécessite la poursuite de nos recherches pour identifier plus précisément les états *doorway*. Poursuite que nous avons entamée lors d'une expérience au Laboratoire National de Argonne en mai 2007 (voir le Chap. 4).

# Chapitre 4

## Epilogue, Projets

J'ai présenté dans ce mémoire une étude de l'influence majeure de la forme des noyaux et leur structure sur les mécanismes de fusion à la barrière de Coulomb, à travers des travaux concernant des noyaux à états collectifs de vibration et rotation ainsi que des noyaux à halos. J'ai décrit plus loin l'émergence d'états intrus à basse énergie d'excitation dans les noyaux riches en neutrons près des couches fermées, loin de la stabilité. Des effets de changements rapides de déformation et de coexistences de formes ont été présentés concernant des noyaux déficients en neutrons à  $A \sim 75$ ,  $N \sim Z$ . J'ai ensuite exposé mes recherches actuelles concernant des structures très déformées de la matière nucléaire : les états moléculaires dans les noyaux, en présentant nos résultats concernant  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  et  $^{48}\text{Cr}$ .

Mes projets de recherche présentés dans ce chapitre, consistent en une poursuite des études des mécanismes de réaction, des molécules nucléaires, loin de la stabilité et des réactions de capture radiative. Il s'agit également de mettre à profit les futures installations de faisceaux radioactifs et stables intenses, couplées à des systèmes de détection que nous mettons au point au sein de collaborations internationales.



## 4.1 Transferts multiples de nucléons, loin de la stabilité

Nous avons vu dans ce mémoire l'importance des voies de transfert de nucléons dans les réactions à la barrière de Coulomb. Le transfert de nucléon de la cible ou du projectile est un mécanisme qui renseigne à la fois sur la structure des noyaux (transfert d'un nucléon) et sur les corrélations nucléon-nucléon dans la matière nucléaire, en particulier sur l'appariement (transfert de paires de nucléons).

La perspective de produire des faisceaux radioactifs de haute intensité nous permet d'envisager d'étudier le transfert de plusieurs nucléons, ou même de clusters, loin de la stabilité.

Des études expérimentales ont été réalisées récemment concernant le transfert de nucléons dans les systèmes  $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$  et  $^{90}\text{Zr} + ^{208}\text{Pb}$  [122, 123] et ont initié une discussion des modes de transfert : séquentiel et par paires. La région proche des couches fermées  $N = Z = 20$  a été étudiée en particulier, en observant par exemple l'alimentation de  $0^+$  excités dans  $^{40}\text{Ca}$  dans une région d'énergie où dominent les vibrations de paires de nucléons.

Il est intéressant de pouvoir réaliser de telles études pour les noyaux exotiques riches en neutrons : l'appariement est susceptible d'avoir un effet majeur sur leurs propriétés. Ainsi, lors de réactions impliquant des noyaux riches en neutrons, il se peut qu'un nouveau mécanisme apparaisse : le transfert d'un flux de neutrons. Pour ce mode, le transfert de paires pourrait s'avérer important et avoir des conséquences sur la forme du potentiel optique utilisé pour décrire la réaction. L'utilisation de noyaux très riches en neutrons devrait par ailleurs permettre de comprendre la dépendance en densité des forces d'appariement et leur rôle dans la formation éventuelle d'un noyau composé. Nous proposons dans une lettre d'intention à SPIRAL 2 d'utiliser le futur faisceau intense de  $^{132}\text{Sn}$  et des cibles de Ca, Ni, Zr et Sn, pour étudier les transferts multiples de neutrons à  $B_C$  et sous  $B_C$ .

Nous avons par ailleurs montré dans le premier chapitre de ce mémoire l'importance des couplages aux déformations statiques ou dynamiques des noyaux en interaction dans le processus de fusion à la barrière. Le rôle du transfert reste à élucider. Outre les effets que nous connaissons tels l'augmentation de la section efficace sous coulombienne due à différents couplages, il a été montré récemment que la section efficace de fusion diminue de façon inattendue à des énergies largement en dessous de  $B_C$  [123]. Il serait intéressant de comprendre si l'effet observé est dû à la structure (déformée, vibrationnelle) des noyaux interagissant ou à l'effet des voies de transfert. L'utilisation de faisceaux très riches en neutrons devrait permettre de comprendre mieux l'effet du transfert de neutrons dans la fusion proche de  $B_C$ . Nous proposons d'utiliser les faisceaux  $^{132,134}\text{Sn}$  et  $^{126,128}\text{Cd}$  produits par SPIRAL 2 sur des cibles de  $^{40,44,48}\text{Ca}$  pour mesurer l'importance des transferts dans la fusion proche de  $B_C$  et sous  $B_C$ .

J'ai co-signé une lettre d'intention dans ce sens pour SPIRAL 2 dans laquelle nous souhaitons étudier les corrélations nucléon-nucléon et l'effet des voies de transfert dans la fusion sous coulombienne via les transferts multiples de nucléons.



## 4.2 Molécules Nucléaires

### 4.2.1 Résonances moléculaires et états *doorway*

Nous avons étudié la décroissance  $\gamma$  des résonances proches de  $B_C$  dans les systèmes  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  et  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ . En général, la décroissance radiative procède par des transitions vers les états de basse énergie du noyau composé. Nous avons mesuré, pour la première fois, dans les deux cas étudiés, qu'une partie du flux résonnant 's'échappe' vers des états à plus haute énergie d'excitation, dits états *doorway*.

L'identification de ce processus, rare, de quelques dizaines de nb/sr de section efficace, a été rendue possible par l'utilisation du spectromètre à  $0^\circ$  le plus performant à l'heure actuelle, DRAGON (Triumf), pour sélectionner les noyaux de recul et un multidétecteur au BGO pour identifier les  $\gamma$  de haute énergie associés. Cet ensemble de détection  $\gamma$  est très efficace mais possède une faible résolution : nous ne pouvons pas déterminer de façon précise l'énergie du ou des états impliqués dans la décroissance. Il présente par ailleurs une géométrie compacte, peu homogène et qui ne permet pas d'évaluer les distributions angulaires des rayonnements  $\gamma$  et donc les spins des résonances explorées. La mesure précise de l'énergie des états *doorway* et de leur spin nous permettrait d'établir, s'il existe, le lien entre états résonnants et molécules nucléaires de manière univoque.

Nous avons réalisé une expérience pionnière dans ce sens en mai 2007 auprès de l'accélérateur Atlas (Laboratoire National de Argonne, USA) concernant le système  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . Nous avons utilisé le spectromètre de grande acceptation FMA<sup>1</sup> couplé au multidétecteur gamma au germanium Gammasphere. Ce multidétecteur  $\gamma$  de grande résolution est le plus efficace à l'heure actuelle mais reste peu performant aux énergies supérieures à 10 MeV, qui sont celles d'intérêt dans notre travail. La section efficace du processus étant très faible, nous avons exploré une seule énergie. D'autre part le FMA ne permet pas une séparation parfaite à  $0^\circ$  des produits de recul par rapport au faisceau incident. Celle-ci est à effectuer hors ligne dans l'analyse des données qui est en cours.

Dans l'absolu, le détecteur  $\gamma$  idéal serait AGATA, mais nos études bénéficieraient déjà grandement de l'utilisation d'un spectromètre  $\gamma$  de grande efficacité et de résolution raisonnable (2-3 %) à haute énergie (1 MeV à 30 MeV), couplé à un spectromètre ayant une très bonne réjection du faisceau incident à  $0^\circ$ .

J'ai ainsi naturellement rejoint l'équipe du projet de calorimètre PARIS<sup>2</sup>. Il s'agit de construire un ensemble de détection  $\gamma$  efficace dans une dynamique d'énergie de 50 keV à 50 MeV. Ce spectromètre est un des outils de travail à installer auprès des dispositifs de pointe de faisceaux exotiques et de faisceaux stables intenses tels SPIRAL 2 et pourrait être utilisé auprès d'autres installations. Outre les expériences de capture radiative, cet ensemble serait très utile dans l'exploration des transitions de forme de Jacobi (voir Chap 3.) en mesurant la force de la résonance géante dipolaire associée ainsi que dans de nombreuses études concernant les résonances géantes.

Différents scénarii sont envisagés pour la construction d'un tel appareillage :

- Mettre en place un ensemble unique de nouveaux détecteurs utilisables dans toutes les gammes d'énergie.

<sup>1</sup>Fragment Mass Analyser.

<sup>2</sup>Photon Array for studies with Radioactive Ion and Stable beams.

- Elaborer un système de détection en deux couches, une couche externe formée de détecteurs  $\text{BaF}_2$  existant (Château de Cristal, HECTOR), une couche interne de haute granularité formée d'un tout nouveau matériau scintillant de type  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  ou  $\text{LaCl}_3$ . Ces matériaux sont utilisés depuis peu pour des applications médicales (TEP<sup>3</sup>) et présentent des performances très prometteuses. Par exemple, un cristal de  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  de  $10 \times 10 \times 5 \text{ mm}^3$ , couplé à un tube photomultiplicateur (Photonis ou Hamamatsu de 51 mm de diamètre) a une résolution de  $2,7 \% \pm 0,1 \%$  à 662 keV. Des cristaux de  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  de grande taille ne sont pas encore disponibles et leur coût reste relativement élevé. L'utilisation de ces détecteurs nécessite de notre part un travail conséquent de recherche et développement.

Nous réalisons actuellement des calculs de simulation Monte-Carlo (GEANT4) de différents scénarios pour un tel dispositif. La Fig. 4.1 représente de façon schématique l'agencement des détecteurs pour le scénario qui comporte deux couches de scintillateurs.

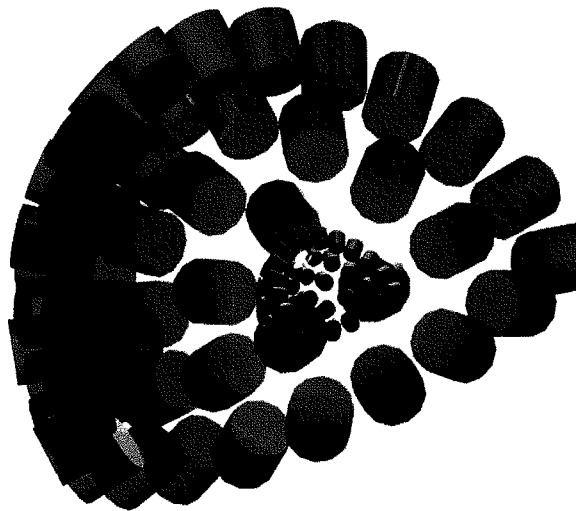


FIG. 4.1: Vue schématique du calorimètre PARIS dans la configuration en deux couches : une couche interne de scintillateurs  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  et une couche externe de détecteurs  $\text{BaF}_2$ .

Notons que dans nos expériences de capture radiative il est très important de mesurer les distributions angulaires des  $\gamma$  détectés. Pour ce faire, une géométrie homogène et symétrique nous paraît nécessaire.

La collaboration PARIS rassemble des chercheurs d'Afrique du Sud, d'Allemagne, d'Angleterre, de Bulgarie, du Danemark, des Etats-Unis, de France, de Grèce, de Hongrie, d'Inde, d'Italie, de Norvège, des Pays-Bas, de Pologne, de Russie, de Suède et de Turquie. Différents groupes de travail ont été formés pour mener à bien ce projet. Je suis responsable de la mécanique (dessin, choix des matériaux, construction) associée au calorimètre, membre du comité de pilotage du projet, et responsable de la définition d'une expérience test du futur ensemble de détection.

<sup>3</sup>Tomographie à Emission de Positron.

### 4.2.2 Recherche de transitions électromagnétiques entre états moléculaires

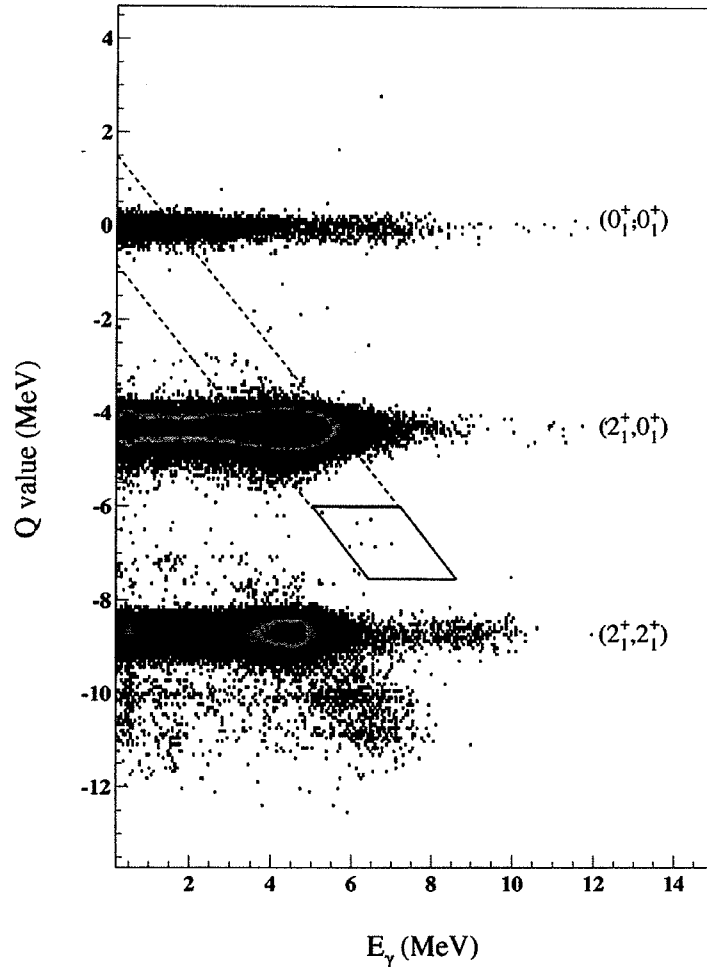


FIG. 4.2: Chaleur de réaction de  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*)^{12}\text{C}^*$  à  $E_{lab} = 32,9$  MeV en fonction de l'énergie des  $\gamma$  émis par les fragments. Le spectre a été obtenu avec la condition de coïncidence fragment-fragment- $\gamma$ .

La formation d'agrégats dans la matière nucléaire a de fortes implications sur la forme des noyaux. Les molécules nucléaires sont en effet des structures très déformées dont la rotation produit un spectre caractéristique d'états. Tout comme pour les noyaux superdéformés, ces états forment des bandes et doivent être reliés par des transitions intra-bande, de type E2 très accélérées. L'observation de telles transitions serait une signature définitive de la formation de clusters, mais n'ont pas pu être définitivement mises en évidence à ce jour. Des transitions  $\gamma$  fortement accélérées ont cependant été observées dans le spectre de noyaux conjugués  $\alpha$ , comme  $^{16}\text{O}$ , pour lesquels des transitions E2 de largeur 65 u.W. et 27 u.W. ont été mesurées entre les états  $4^+$ ,  $2^+$  et  $0^+$  excités de la bande basée sur le  $0^+$  excité (4p-4h) de structure  $^{12}\text{C}-\alpha^4$ .

<sup>4</sup>basée sur une excitation 4p-4h, voir la section 3.1. de ce mémoire.

Une expérience prometteuse de recherche de transitions électromagnétiques entre états moléculaires a été réalisée par F. Haas *et al.* en 1997 auprès de l'accélérateur Tandem à Orsay [124]. Il s'agissait de mesurer la transition  $\gamma$  entre les états cluster résonnants  $10^+$  et  $8^+$  de  $^{24}\text{Mg}$  alimentés dans la réaction  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ . Le système de détection utilisant la Château de Cristal et deux jonctions à localisation Si a permis d'enregistrer des coïncidences fragment-fragment- $\gamma$ . La Fig. 4.2 montre un spectre en Q de réaction en fonction de l'énergie des  $\gamma$  émis par les fragments  $^{12}\text{C}$ . Les événements correspondant à des transitions entre les états résonnants  $10^+$  et  $8^+$  se trouvent dans la région sélectionnée dans le cadre noir, qui contient 7 événements après une semaine de temps de faisceau et illustre toute la difficulté d'une mesure de transitions  $\gamma$  entre états moléculaires. Les auteurs ont estimé pour ces transitions une largeur radiative partielle,  $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{total}}$ , faible, de l'ordre de  $1,2 \cdot 10^{-5}$ .

Nous avons présenté dans ce mémoire la résonance à  $E_x = 60$  MeV et à  $J^\pi = 36^+$  dans  $^{48}\text{Cr}(^{24}\text{Mg}-^{24}\text{Mg})$ . Les calculs du modèle moléculaire prédisent pour la bande moléculaire une transition E2  $36^+ \rightarrow 34^+$  dont la largeur réduite  $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{total}}$  serait  $2,3 \cdot 10^{-4}$  et le B(E2) correspondant gigantesque de 1990 u.W. ! Le dispositif expérimental PRISMA + CLARA à faible efficacité utilisé dans notre étude ne nous permettait pas d'observer une telle transition pour laquelle nous avons estimé que le taux de comptage était d'un événement par semaine.

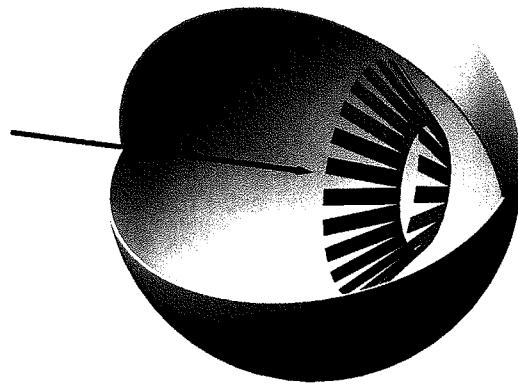


FIG. 4.3: Ensemble de détection proposé pour la recherche de transitions  $\gamma$  entre états moléculaires. Les 24 jonctions à localisation sont représentées en vert.

Nous nous proposons d'améliorer nos chances de mesurer les transitions électromagnétiques entre états moléculaires en construisant un multidétecteur de fragments couvrant un large domaine angulaire. Nous avons réalisé une étude pour un ensemble de 24 jonctions Si à localisation de  $5 \times 1$  cm<sup>2</sup> qui serait disposé à  $45^\circ$  où les effets résonnants sont les plus forts. Ce multidétecteur de fragments serait associé à une détection  $\gamma$  très efficace, existante comme la boule de cristal de Heidelberg-GSI ou bien à développer comme le projet PARIS, évoqué dans le paragraphe précédent. La Fig. 4.3 montre de façon schématique un tel ensemble.

### 4.2.3 Molécules ... exotiques

Il a été montré, très tôt dans l'étude des molécules nucléaires que la structure en agrégat d' $\alpha$  par exemple semble survivre à l'ajout de quelques neutrons 'de valence' (voir la section 3.1.) au cœur  $\alpha$ . Peut-on imaginer qu'il en soit de même pour les isotopes riches en neutrons de nos molécules stars telles que les noyaux Mg ou Si ?

Le groupe japonais sous la direction de H. Horiuchi a décrit l'émergence d'agrégats dans les noyaux stables et instables des couches *sd* et *fp*. Leurs calculs microscopiques de type AMD permettent de prédire l'apparition d'états moléculaires (ce que le modèle en couches ne permet pas) sans supposer a priori leur préformation dans les noyaux [125, 126]. Ils décrivent avec succès les résonances moléculaires dans  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  et  $^{32}\text{S}$ . Pour ce dernier, ils calculent conjointement les états normalement déformés, superdéformés et les résonances de type  $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ . Ils obtiennent pour les noyaux riches en neutrons un remarquable accord avec l'expérience pour le calcul des niveaux excités de  $^{32}\text{Mg}$ . Ils ont montré que l'état fondamental de ce noyau, qui fait partie de l'îlot d'inversion est basé sur une excitation  $2\hbar\omega$  et qu'il existe une bande excitée très déformée, basée sur une excitation  $4\hbar\omega$ . Les auteurs prédisent par ailleurs des bandes d'états cluster dans  $^{36}\text{Ar}(3^{12}\text{C})$ ,  $^{40}\text{Ca}(2^{28}\text{Si}-^{12}\text{C})$ , et  $^{28}\text{Mg}(^{14}\text{C}-^{14}\text{C}, ^{18}\text{O}-^{10}\text{Be})$ . Pour ces deux derniers noyaux, Y. Kanada *et al.* trouvent un fort recouvrement avec des états superdéformés.

Il serait intéressant par exemple de mesurer l'évolution de la structure en agrégats dans les noyaux Mg riches en neutrons via l'identification d'éventuelles résonances dans les collisions  $^{14}\text{C}+^{12+xn}\text{C}$  et de les lier aux états superdéformés de  $^{26+xn}\text{Mg}$ .

## 4.3 Capture radiative et taux de réactions astrophysiques

La capture radiative de particules légères (p, n,  $\alpha$ ) est l'une des réactions les plus importantes pour la formation des éléments dans l'univers. Les sections efficaces faibles pour le processus conduisent à utiliser les faisceaux les plus intenses possibles. De plus, les taux de production de noyaux d'intérêt varient grandement selon la particule capturée. En effet, un faisceau de 2 MeV de particules  $\alpha$  perd pratiquement 10 fois plus d'énergie qu'un faisceau de protons en traversant une même cible. Pour une largeur identique de la résonance, la production est bien moindre avec un faisceau d' $\alpha$ . Ainsi, les réactions (p, $\gamma$ ) ont été étudiées bien plus que les réactions ( $\alpha$ , $\gamma$ ).

J'ai récemment participé à une campagne de mesures de l'une des plus importantes réactions thermonucléaires de la nucléosynthèse non-explosive  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$  [127, 128]. Cette réaction est d'une importance cruciale dans la description de l'évolution des étoiles. Elle suit directement la production de  $^{12}\text{C}$  via la réaction de fusion  $3\alpha$ . Le taux de réaction  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$  est par ailleurs un paramètre important dans la compréhension de la nucléosynthèse des éléments de masse intermédiaire dans les étoiles massives.

L'expérience a utilisé un faisceau très intense de particules  $\alpha$  de 500  $\mu\text{A}$  délivré par le Dynamitron de l'Université de Stuttgart. Les distributions angulaires des photons émis ont été mesurées dans un ensemble  $4\pi$  de détecteurs au Ge de gros volume munis d'enceintes anti-Compton. Une grande attention a été portée à la préparation et au suivi de l'évolution des cibles de  $^{12}\text{C}$  hautement enrichies. A partir des distributions angulaires des transitions vers l'état fondamental de  $^{16}\text{O}$ , nous avons évalué les facteurs S astrophysiques

pour les composantes E1 et E2 en fonction de  $E_{cm} = 1,30$  à  $2,78$  MeV. Ceci permet de décrire l'évolution de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$  et d'extrapoler un facteur S qui augmenterait vers des énergies plus basses non accessibles par cette réaction en cinématique directe. Ce comportement vers les basses énergies demeure cependant incertain : aux températures stellaires, les section efficaces de  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$  sont connues avec une incertitude de 30 à 40 % selon les études [129].

Nous proposons de contraindre les extrapolations des facteurs S à basse énergie en mesurant la contribution des  $\gamma$  décroissant par cascade au fondamental de  $^{16}\text{O}$ , dans la réaction en cinématique inverse. Cette étude a fait l'objet d'une lettre d'intention à la collaboration ERNA<sup>5</sup> [130]. Nous souhaitons d'utiliser le spectromètre à  $0^\circ$  ERNA pour identifier les noyaux de recul  $^{16}\text{O}$  et détecter les  $\gamma$  en coïncidence dans un ensemble de détecteurs Ge que nous nous proposons de mettre en place. Les premiers tests concernant ce projet ont débuté à l'Université de Bochum (Allemagne) où est installé ERNA et nos expériences devraient débuter à l'automne 2007. Dans un second temps, en 2008, ERNA devrait être installé au laboratoire CIRCE de Caserta (Italie) auprès du Tandem Pelletron de 3 MV. Nous projettons d'y poursuivre notre étude.

Ce spectromètre à  $0^\circ$  pourrait par ailleurs s'avérer très utile dans nos études futures de capture radiative résonnantes entre ions lourds en y associant une détection  $\gamma$  efficace.

---

<sup>5</sup>European Recoil separator for Nuclear Astrophysics.



## Chapitre 5

# Enseignement, de la physique des ondes à celle des noyaux et particules

Après avoir été monitrice de l'enseignement supérieur puis ATER et avoir ainsi enseigné en DEUG (électromagnétisme et physique générale) et en DEA (calcul scientifique, projets d'informatique), j'occupe un poste de maître de conférences à l'Université Louis Pasteur depuis la rentrée 2000. Je n'entends pas ici décrire en détails mes enseignements annuels, mais simplement en rappeler l'essentiel et discuter en quelques lignes de sujets ou matières que je pense ne pas avoir abordés de façon classique.





## Physique expérimentale et adossement du Master I (Recherche) de Physique aux laboratoires du CNRS

J'ai la responsabilité de la Physique Expérimentale en Master I de Physique à l'Université Louis Pasteur. J'y intervins dans deux domaines :

- Un cours de Physique Nucléaire expérimentale qui aborde les notions de base de la détection suivi de l'encadrement de session expérimentales effectuées par les étudiants dans les locaux de l'IPHC. Il s'agit pour les étudiants de monter de petites expériences en groupe à l'aide de matériel de détection fourni par le CNRS et l'ULP. Tous les étudiants de Master I abordent deux thèmes parmi les suivants dans leurs mini-expériences : décroissance radioactive, absorption du rayonnement  $\beta$  ou  $\gamma$ , spectrométries  $\beta$ ,  $\alpha$  et  $\gamma$ , coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ , efficacité de différents spectromètres. Ils définissent et construisent leurs chaînes de mesures, partagent et suivent des cahiers de d'expérience avec d'autres équipes d'étudiants et rendent compte de façon synthétique de leurs résultats.
- J'ai été chargée avec Pierre Panissod (DR, Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg) de la mise en place d'une nouvelle formule de stages dans les cadre de la réforme LMD (licence Master Doctorat) de l'Université Louis Pasteur. Ceci représente une grande partie du travail d'adossement du Master I de Physique aux différents laboratoires strasbourgeois du CNRS. Nous réunissons un ensemble de propositions de stages (une vingtaine par an) en collaboration avec les directions des différents laboratoires<sup>1</sup>. Les étudiants choisissent parmi ces propositions un stage long et puis nous discutons avec eux d'un stage court susceptible de compléter leur formation. J'organise enfin un journée de soutenances orales. Responsables de stages et stagiaires peuvent assister à toutes les présentations et à toutes les discussions.

J'ai par ailleurs encadré autour de mes thèmes de recherche décrits dans ce document, les stages de Master I de A. Degiron et B. Dorion (1999, Fusion à la barrière et noyaux Exotiques), de R. Hadeler (Décroissance  $\beta$  auprès du séparateur Isolde au CERN et à Ganil), de S. Heinrich et S. Fellingner (en 2001 à propos de Noyaux Exotiques à  $N \sim 20$ ), de M.-D. Salsac et G. Lutter (en 2003, à propos de Noyaux Exotiques déficients en neutrons) et enfin de S. Salvador et F. Boisson (en 2005 à propos des Clusters et Molécules dans les noyaux). Ces encadrements ainsi que ceux en Master 2 (DEA) et en thèse ont été mentionnés au début des chapitres de ce manuscrit.

## Electromagnétisme (TD) et Optique en L3 (Licence, troisième année)

- Il s'agissait de décrire et/ou rappeler des problèmes statiques concernant les diélectriques, les conducteurs, de développer en multipôles une distribution de charges quelconque, d'introduire la notion de tenseur des moments. Nous avons ensuite abordé

---

<sup>1</sup>IPHC, IPCMS, Institut Charles Sadron, Institut de Mécanique des Fluides, Observatoire de Strasbourg, groupes théoriques, groupe de biophysique et imagerie de l'Hopital Civil ...

la notion de jauge, son importance en Physique dans de nombreux domaines et en particulier pour la Physique des Particules. Des problèmes plus classiques ont été traités ensuite tels la propagation des ondes électromagnétiques dans différents milieux comme les plasmas. J'ai ensuite proposé, pour ces étudiants de troisième année, de travailler sur les plasmas de manière plus originale. Nous avons traité un tel milieu comme un fluide soumis à une perturbation magnétohydrodynamique, siège d'ondes dites d'Alfvén<sup>2</sup> [131]. Il s'agit de décrire le gaz ionisé à la fois avec les outils de l'électromagnétisme mais aussi ceux de la mécanique des fluides (équations d'Euler, de Navier-Stockes). Nous avons discuté d'applications astrophysiques et exploité des données expérimentales réelles pour mesurer par exemple la densité du plasma.

Enfin nous avons étudié le rayonnement d'une charge ponctuelle en mouvement, discuté la notion de charge apparente, de potentiels de Liénard-Wiechert et calculé champs, forces et puissance rayonnée par une telle charge.

- J'ai assuré la partie Optique du cours d'électromagnétisme en L3. Cela a consisté en un rappel des bases de l'optique géométrique puis un traitement détaillé de phénomènes plus complexes d'interférences et de différents types de diffraction.

Dans un même domaine de physique j'ai assuré des travaux dirigés d'Ondes et Applications.

## Ondes et Applications en L2

Parmi les thèmes abordés, je rappellerai ici :

- Les oscillations simples et couplées, mécaniques et électriques.
- Les oscillations à N degrés de liberté, la relation de dispersion, l'application à une chaîne infinie d'atomes, le passage au continu, la définition des zones de Brillouin.
- La corde vibrante, la modélisation du problème et l'application à la corde de piano, l'obtention de l'équation de d'Alembert. J'ai proposé d'étudier la solution de l'équation de d'Alembert sous la forme d'une série de Fourier, de modéliser ainsi les ondes sonores de différents instruments de musique, à cordes frappée (piano) ou pincée (clavecin, guitare, harpe). Nous avons décrit de manière 'objective' la 'richesse' du son en termes d'harmoniques présentes ou atténuées dans la série de Fourier.
- L'effet Doppler, son étude théorique, son application médicale à la mesure du débit sanguin et au calcul de la vitesse d'éloignement des galaxies.
- La propagation des ondes électromagnétiques dans différents milieux.

---

<sup>2</sup>Hannes Alfvén 1908-1995, Prix Nobel de Physique en 1970 pour ses travaux en magnétohydrodynamique.

### Physique Subatomique (cours en L3)

Il s'agit d'un cours intégré de 35h, en deux volets : Physique Nucléaire et Physique des Particules. Pour la partie Nucléaire, je me suis proposée de suivre le fil conducteur de deux observables, a priori macroscopiques, mais pas immédiatement mesurables pour les noyaux : leur forme et leur masse. Autour de ces deux notions j'ai traité :

- différents modèles : la goutte liquide, le gaz de Fermi, le modèle en couches, les modèles collectifs,
- différentes mesures de masses et spectromètres utilisés aujourd'hui, au CERN par exemple,
- les radioactivités,
- quelques aspects des Noyaux Exotiques,
- la détection et l'interaction rayonnement / matière.

Dans la partie concernant la Physique des Particules, j'ai décrit les types d'interactions pour les différentes particules ainsi que les symétries et lois de conservation dans le cadre du modèle standard. J'ai ensuite discuté en détails le fonctionnement de différents accélérateurs et collisionneurs, les principales expériences actuelles de Physique des Particules ainsi que les détecteurs utilisés en proposant un parallèle avec la Physique des Noyaux.

J'ai par ailleurs assuré pendant cinq années les travaux dirigés de Physique Subatomique associés au cours de Master I de Physique.

Depuis le monitorat, ces dix années d'enseignement m'ont permis d'encadrer les travaux de nombreux étudiants. Bien sûr il y a eu les cours magistraux, travaux dirigés et travaux pratiques académiques, mais aussi le suivi de nombreux projets plus individuels :

- projets informatiques de DEA (Master 2 R, Physique Subatomique et Astroparticules),
- mini-expériences de Physique Nucléaire pour tous les étudiants de Master 1 de Physique,
- stages de Master 1 de Physique,
- stages de Master 2 et travaux de thèse concernant mes domaines de recherche.



# Bibliographie

- [1] N.K. Glendenning, *Rev. Mod. Phys.* **47** (1975) 659.
- [2] M. Beckerman, *Rep. Prog. Phys.* **51** (1988) 1047.
- [3] W. Reisdorf *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 1811.
- [4] J.R. Leigh *et al.*, *Phys. Rev. C* **52** (1995) 3151.
- [5] M. Beckerman *et al.*, *Phys. Rev. C* **25** (1982) 837.
- [6] H. Esbensen *et al.*, *Nucl. Phys. A* **352** (1981) 147.
- [7] W. Reisdorf *et al.*, *Nucl. Phys. A* **438** (1985) 212.
- [8] R.A. Broglia, C.H. Dasso, S. Landowne et A. Winther, *Phys. Rev. C* **27** (1983) 2433.
- [9] M.A. Nagarajan, A.B. Balantekin et N. Takigawa, *Phys. Rev. C* **34** (1986) 894.
- [10] N. Rowley, G.R. Satchler et P.H. Stelson, *Phys. Lett. B* **254** (1991) 25.
- [11] H.A. Aljuwair *et al.*, *Phys. Rev. C* **30** (1984) 1223.
- [12] A.M. Stefanini *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 864.
- [13] S. Courtin *et al.*, *Acta Phys. Pol. B* **30** (1999) 1549.
- [14] D.J. Hinde *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 1295.
- [15] A.M. Stefanini, M. Trotta, B.R. Behera, L. Corradi, E. Fioretto, A. Gadea, A. Latina, S. Szilner, Y.W. Wu, S. Beghini, G. Montagnoli, F. Scarlassara, A.Yu. Chizhov, I.M. Itkis, N.A. Kondratiev, I.V. Pokrovskiy, R.N. Sagaidak, G.N. Kniajeva, E.M. Kozulin, V.M. Voskressensky, S. Courtin *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **23** (2005) 473.
- [16] A.Yu. Chizhov *et al.*, *Phys. Rev. C* **67** (2003) 011603(R).
- [17] M. Trotta, A.M. Stefanini, S. Beghini, B.R. Behera, A.Yu. Chizhov, L. Corradi, S. Courtin *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **24** (2005) 615.
- [18] S. Courtin *et al.*, *Nucl. Phys. A* **724** (2003) 125.
- [19] D. Ackermann *et al.*, *J. Phys. G* **23** (1997) 167.
- [20] M.L. Halbert *et al.*, *Phys. Rev. C* **40** (1989) 2558.
- [21] M.S. Hussein *et al.*, *Phys. Rev. C* **46** (1992) 377.
- [22] C.H. Dasso and A. Vitturi, *Phys. Rev. C* **50** (1994) R12.
- [23] M. Trotta, Thèse, CEA Saclay (2000).
- [24] M. Trotta *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 2342.
- [25] J.-L. Sida *et al.*, *Nucl. Phys. A* **685** (2001) 51c.
- [26] R. Raabe, J.L. Sida, J.L. Charvet, N. Alamanos, C. Angulo, J.M. Casandjian, S. Courtin *et al.*, *Nature* **431** (2004) 823.

- 
- [27] H. Freiesleben, G.T. Rizzo and J.R. Huizenga, *Phys. Rev. C* **12** (1975) 42.
- [28] T. Tamura, *Phys. Rep.* **14** (1974) 50.
- [29] I.J Thompson, *Comput. Phys. Rep.* **7** (1988) 167.
- [30] E. Caurier *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **77** (2005) 427.
- [31] B.H. Wildenthal, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **11** (1984) 5.
- [32] A. Poves and A. Zucker, *Phys. Rep.* **70** (1981) 4.
- [33] S. Kahara, H.C. Lee and C.K. Scott, *Phys. Rev.* **180** (1969) 180.
- [34] C. Thibault *et al.*, *Phys. Rev. C* **12** (1975) 644.
- [35] B.H. Wildenthal, M.S. Curtin and B.A. Brown, *Phys. Rev. C* **28** (1983) 1343.
- [36] A. Poves and J. Retamosa, *Phys. Lett. B* **184** (1987) 311.
- [37] T. Otsuka and N. Fukunishi, *Phys. Rep.* **264** (1996) 297.
- [38] S. Péru, M. Girod et J.F. Berger, *Eur. Phys. J. A* **9** (2000) 35.
- [39] E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves and J. Retamosa, *Phys. Rev. C* **58** (1998) 2033.
- [40] C. Detraz *et al.*, *Phys. Rev. C* **19** (1979) 644.
- [41] T. Motobayashi *et al.*, *Phys. Lett. B* **346** (1995) 9.
- [42] S. Nummela, F. Nowacki, P. Baumann, E. Caurier, J. Cederkäll, S. Courtin *al.*, *Phys. Rev. C* **64** (2001) 054313.
- [43] D. Guillemaud-Mueller *et al.*, *Nucl. Phys. A* **426** (1984) 37.
- [44] S. Nummela *et al.*, *Phys. Rev. C* **63** (2001) 044316.
- [45] Z. Radivojevic, P. Baumann, E. Caurier, J. Cederkall, S. Courtin *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **481** (2002) 464.
- [46] E. Hagebö *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **70** (1992) 165.
- [47] R. Silberberg and C.H. Tsao, ORNL Report (1973) 7593.
- [48] P. Bonche *et al.*, *Nucl. Phys. A* **443** (1985) 39.
- [49] W. Nazarewicz *et al.*, *Nucl. Phys. A* **435** (1985) 397.
- [50] M. Bender, P. Bonche et P.-H. Heenen, *Phys. Rev. C* **74** (2006) 024312.
- [51] A. Petrovici, K.W. Schmid and A. Faessler, *Nucl. Phys. A* **605** (1996) 290.
- [52] I. Hamamoto *et al.*, *Phys. Rev. C* **48** (1993) R690.
- [53] I. Hamamoto and X.Z. Zhang, *Z. Phys. A* **353** (1995) 145.
- [54] P. Sarriguren *et al.*, *Nucl. Phys. A* **691** (2001) 631.
- [55] P. Sarriguren, R. Alvarez-Rodriguez, E. Moya de la Guerra, *Eur. Phys. J. A* **24** (2005) 193.
- [56] P. Dessagne *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **20** (2004) 405.
- [57] I. Piqueras *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **16** (2003) 313.
- [58] C. Miehé *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **5** (1999) 143.
- [59] C.L. Duke *et al.*, *Nucl. Phys. A* **151** (1970) 609.
- [60] K.H. Johansen *et al.*, *Nucl. Phys. A* **203** (1973) 481.
- [61] R.C. Greenwood *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **314** (1992) 514.

- 
- [62] Eric Poirier, Thèse, Université Louis Pasteur 2002, N° d'ordre 4174, Rapport interne de l'IReS 03-01.
- [63] E. Poirier, F. Maréchal, P. Dessagne, A. Algora, M.J.G. Borge, D. Cano-Ott, J.C. Caspar, S. Courtin *et al.*, Phys. Rev. C **69** (2004) 034307.
- [64] C. Chandler, *et al.*, Phys. Rev. C **56** (1997) R2924.
- [65] F. Becker *et al.*, Eur. Phys. J. A **4** (1999) 103.
- [66] E. Bouchez *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 082502.
- [67] E. Nácher, A. Algora, B. Rubio, J.L. Tain, D. Cano-Ott, S. Courtin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 232501.
- [68] E. Nácher, PhD Thesis, University of Valencia, (2001).
- [69] C.J. Lister *et al.*, Phys. Rev. C **42** (1990) R1191.
- [70] X. Liang *et al.*, Phys. Rev. C **74** (2006) 014311.
- [71] G. Neyens *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 022501.
- [72] A. Gade *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 022501 et commentaire dans A. Gade *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 189901.
- [73] E. Clément *et al.*, Phys. Rev. C **75** (2007) 054313.
- [74] H. Aldersey-Williams, The most beautiful molecule : The Discovery of the Buckyball, Ed. Wiley (1995).
- [75] K. Ikeda, N. Takigawa, H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. (1968) (Suppl.) 464.
- [76] L.R. Halfstad and E. Teller, Phys. Rev. **54** (1938) 681.
- [77] H. Bethe and R.F. Bacher, Rev. Mod. Phys. **8** (1936) 168.
- [78] A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear Structure Vol.II, Benjamin In., Reading MA (1975).
- [79] H. Morinaga, Phys. Lett. **21** (1966) 78.
- [80] D.A. Bromley *et al.*, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 365.
- [81] D.A. Bromley, Lecture Notes in Physics **156**, Ed. J. Ehlers, Springer-Verlag (1982) 1.
- [82] C. Beck *et al.*, Phys. Rev. C **49** (1994) 2618.
- [83] A. Morsad *et al.*, Z. Phys. A **338** (1991) 61.
- [84] F. Haas and S. Courtin, AIP Conference Proceedings **802** (2006) 163, International Symposium on Exotic Nuclear Systems, Debrecen, Hungary, June 20-25, 2005.
- [85] R.W. Zurmühle *et al.*, Phys. Lett. **129 B** (1983) 384.
- [86] A.M. Sandorfi, Treatise on Heavy-Ion Science, Vol. 2, Sec. III (Ed. Allan Bromley) (1983) 53.
- [87] J.G. Keller *et al.*, Phys. Rev. C **29** (1984) 1569.
- [88] F. Camera *et al.*, Phys. Lett. **560 B** (2003) 155.
- [89] A.M. Nathan, A.M. Sandorfi and T.J. Bowles, Phys. Rev. C **49** (1994) 2618.
- [90] A.M. Sandorfi and A.M. Nathan, Phys. Rev. Lett. **40** (1978) 1252.
- [91] B. Dechant and E. Kuhlman, Z. Phys. A **330** (1988) 93.



- [92] M.T. Collins, A.M. Sandorfi, D.H. Hoffman and M.K. Salomaa, Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 1553.
- [93] M.-D. Salsac, Thèse, Université Louis Pasteur 2006, N° d'ordre 2599, Rapport interne de l'IPHC 07-003.
- [94] A. Gadea *et al.*, Eur. Phys. JA **20** (2004) 193.
- [95] S. Saini *et al.*, Phys. Lett. **185 B** (1987) 316.
- [96] A.M. Stefanini *et al.*, Nucl. Phys. A **701** (2002) 217.
- [97] M.D. Salsac, F. Haas, S. Courtin *et al.*, AIP Conférence Proceedings **853** (2006) 165, Fusion 06, San Servolo, Venice (Italy), March 2006.
- [98] E. Uegaki and Y. Abe, Phys. Lett. **231 B** (1989) 28.
- [99] D. Bazzacco and the GASP collaboration, Proc. Int. Conf. Nuclear Structure at High Angular Momentum, Ottawa, (1992) 376 et C. Rossi-Alvarez, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A359** (1995) 500.
- [100] E. Farnea *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A400**, (1997) 87.
- [101] A. Maj *et al.*, Nucl. Phys. A **731** (2004) 319.
- [102] K. Pomorski and J. Dudek, Phys. Rev. **67** (2003) 044316.
- [103] E. Caurier *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 2466.
- [104] S. Courtin *et al.*, AIP Conférence Proceedings **853** (2006) 134, Fusion 06, San Servolo, Venice (Italy), March 2006.
- [105] B.R. Fulton *et al.*, Phys. Lett. **267 B** (1991) 325.
- [106] N.I. Ashwood *et al.*, Phys. Rev. C **63** (2001) 034315.
- [107] C.J. Metelko *et al.*, J. Phys. (London) **G 29** (2003) 697.
- [108] P. Descouvemont and D. Baye, Phys. Lett. **169 B** (1986) 143.
- [109] D. Baye and P.H. Heenen, Phys. Rev. C **29** (1984) 1056.
- [110] S. Ohkubo and K. Yamashita, Phys. Lett. **578 B** (2004) 304.
- [111] D.G. Jenkins *et al.*, Phys. Rev. C **71** (2005) 041301.
- [112] I.Y. Lee, Nucl. Phys. A **520** (1990) 641c.
- [113] D.A. Hutcheon *et al.*, Nucl. Inst. Methods A **498** (2003) 190.
- [114] S. Bishop *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 162501.
- [115] C. Ruiz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 252501.
- [116] <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/> (1993).
- [117] D. Lebhertz, Rapport de Stage de Master 2R, Université Louis Pasteur, Juin 2006.
- [118] J.E. Pearson, Measurement of the Dragon Acceptance, Triumf Internal Report, [www.dragon.ca](http://www.dragon.ca).
- [119] P.M. Endt, Atomic Data and Nucl. Data Tables **55** (1993) 171.
- [120] H. Flocard, P.H. Heenen, S.J. Krieger et S.M. Weiss, Prog. Theo. Phys. **72** (1984) 1000.
- [121] O. Häusser *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 320.
- [122] S. Szilner *et al.*, Eur. Phys. J. A **21** (2004) 87.

- 
- [123] AIP Conférence Proceedings **853** (2006), Fusion 06, San Servolo, Venice (Italy), March 2006.
- [124] F. Haas *et al.*, Nuovo Cim. **110A** (1997) 989.
- [125] Y. Kanada-En'yo, M. Kimura and H. Horiuchi, Nucl. Phys. **A 734** (2004) 341.
- [126] H. Horiuchi, Y. Kanada-En'yo and M. Kimura, Nucl. Phys. **A 722** (2003) 80c.
- [127] M. Assunção, M. Fey, A. Lefebvre-Schuhl, J. Kiener, V. Tatischeff, J.W. Hammer, C. Beck, C. Boukari-Pelissie, A. Coc, J.J. Correia, S. Courtin *et al.*, Phys. Rev. **C 73** (2006) 055801.
- [128] J.W. Hammer, M. Fey, R. Kunz, J. Kiener, V. Tatischeff, F. Haas, J.L. Weil, M. Assunção, C. Beck, C. Boukari-Pelissie, A. Coc, J.J. Correia, S. Courtin *et al.*, Nucl.Phys. **A752**, (2005) 514c.
- [129] C. Angulo *et al.*, Nucl. Phys. **A 656** (1999) 3. NACRE-Compilation.
- [130] D. Rogalla *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A 513** (2003) 573.
- [131] H. Alfvén, *Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves*, Nature **150** (1942) 405.



# **Annexe A**

## **Liste de publications**

Cette annexe regroupe ma liste de publications depuis 1998.



[1] Phys.Rev. C **75**, 047301 (2007)

G.Benzoni, J.Robin, A.Bracco, F.C.L.Crespi, A.De Conto, S.Leoni, B.Million, D.Montanari, G.Duchene, D.Curien, Th.Byrski, F.A.Beck, P.Bednarczyk, S.Courtin, O.Dorvaux, B.J.P.Gall, P.Joshi, A.Nourreddine, I.Piqueras, J.P.Vivien, P.J.Twin.

*Selective studies of the excited rotational bands in the superdeformed nucleus  $^{151}\text{Tb}$ .*

[2] Proc.VI Latin American Symp, on Nuclear Physics and Applications, Iguazu, Argentina, 3-7 Oct. 2005, O.Civitarese, C.Dorso, G.Garcia Bermudez, A.J.Kreiner, A.J.Pacheco, N.N.Scoccola, Eds. p.195 (2007) ; AIP Conf.Proc. **884** (2007).

M.Trotta, G.N.Kniazheva, A.M.Stefanini, S.Beghini, B.R.Behera, A.Yu.Chizhov, L.Corradi, S.Courtin, E.Fioretto, A.Gadea, P.R.S.Gomes, F.Haas, I.M.Itkis, M.G.Itkis, N.A.Kondratiev, E.M.Kozulin, A.Latina, G.Montagnoli, I.V.Pokrovsky, N.Rowley, R.N.Sagaidak, F.Scarlassara, A.Szanto de Toledo, S.Szilner, V.M.Voskressensky.

*Influence of entrance channel on fusion hindrance and quasi-fission.*

[3] Proc.Frontiers in Nuclear Structure, Astrophysics, and Reactions, Isle of Kos, Greece, 12-17 Sept. 2005, S.V Harissopulos, P.Demetriou, R.Julin, Eds., p. 134 (2006) ; AIP Conf.Proc. **831** (2006).

J.C.Angelique, C.Timis, S.Pietri, N.L.Achouri, P.Baumann, C.Borcea, A.Buta, W.Catford, S.Courtin, J.M.Daugas, P.Dessagne, F.De Oliveira, Z.Dlouhy, S.Grevy, D.Guillemaud-Mueller, R.Hadeler, A.Knipper, F.R.Lecolley, J.L.Lecouey, M.Lewitowicz, E.Lienard, C.Miehe, J.Mrazek, F.Negoita, F.Nowacki, N.A.Orr, Y.Penionzhkevich, J.Peter, E.Poirier, M.Stanoiu, O.Tarasov, G.Walter.

*Spectroscopy Near the  $N=20$  Shell Closure :  $\beta$ -n Decay Studies of  $^{33}\text{Mg}$  and  $^{35}\text{Al}$ .*

[4] Phys.Rev. C **73**, 055801 (2006)

M.Assuncao, M.Fey, A.Lefebvre-Schuhl, J.Kiener, V.Tatischeff, J.W.Hammer, C.Beck, C.Boukari-Pelissie, A.Coc, J.J.Correia, S.Courtin, F.Fleurot, E.Galanopoulos, C.Grama, F.Haas, F.Hammache, F.Hannachi, S.Harissopulos, A.Korichi, R.Kunz, D.LeDu, A.Lopez-Martens, D.Malcherek, R.Meunier, Th.Paradellis, M.Rousseau, N.Rowley, G.Staudt, S.Szilner, J.P.Thibaud, J.L.Weil.

*$E1$  and  $E2$   $S$  factors of  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  from  $\gamma$ -ray angular distributions with a  $4\pi$ -detector array.*

[5] Phys.Rev. C **74**, 014313 (2006)

F.Perrot, F.Marechal, C.Jollet, Ph.Dessagne, J.-C.Angelique, G.Ban, P.Baumann, F.Benrachi, U.Bergmann, C.Borcea, A.Buta, J.Cederkall, S.Courtin, J.-M.Daugas, L.M.Fraile, S.Grevy, A.Jokinen, F.R.Lecolley, E.Lienard, G.Le Scornet, V.Meot, Ch.Miehe, F.Negoita, N.A.Orr, S.Pietri, E.Poirier, M.Ramdhane, O.Roig, I.Stefan, W.Wang.

$\beta$ -decay studies of neutron-rich K isotopes

[6] Proc.Fusion06 : Reaction Mechanisms and Nuclear Structure at the Coulomb Barrier, San Servolo, Venice, Italy, 19-23 March 2006, L.Corradi, et al. Eds. p. 134 (2006) ; AIP Conf.Proc. **853** (2006).

S. Courtin, F. Haas, M.-D. Salsac, D. Lebhertz, A. Michalon, C. Beck, M. Rousseau, A. Sanchez i Zafra, D.J. Jenkins, R.G. Glover, P.E. Kent, D. Hutcheon, C. Davis, J.E. Pearson and the Dragon collaboration, C.J. Lister.

*Decay Modes of Narrow Molecular Resonances.*

[7] Proc.Fusion06 : Reaction Mechanisms and Nuclear Structure at the Coulomb Barrier, San Servolo, Venice, Italy, 19-23 March 2006, L.Corradi, et al. Eds. p. 165 (2006) ; AIP Conf.Proc. **853** (2006).

M.-D.Salsac, F.Haas, S.Courtin, C.Beck, M.Rousseau, A.Sanchez i Zafra, A.Algora, S.Beghini,

B.R.Behera, R.Chapman, L.Corradi, Z.Dombradi, E.Farnea, E.Fioretto, A.Gadea, D.G.Jenkins, A.Latina, S.Lenzi, X.Liang, N.Marginean, G.Montagnoli, D.Napoli, P.Papka, I.Pokrovsky, G.Pollarolo, F.Scarlassara, A.M.Stefanini, S.Szilner, M.Trotta, Z.M.Wang.

*Nature and decay of a  $J^\pi = 36^+$  resonance in the  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$  reaction.*

[8] Proc.ENS2005, 20-25 Juin 2005 Debrecen ; AIP Conf.Proc. **802** (2006) 163.

F. Haas and S. Courtin.

*Experimental Study of Nuclear Molecular States.*

[9] Nucl.Phys. **A752**, 514c (2005)

J.W.Hammer, M.Fey, R.Kunz, J.Kiener, V.Tatischeff, F.Haas, J.L.Weil, M.Assuncao, C.Beck, C.Boukari-Pelissie, A.Coc, J.J.Correia, S.Courtin, F.Fleurot, E.Galanopoulos, C.Grama, F.Hammache, S.Harissopoulos, A.Korichi, E.Krmpotic, D.Le Du, A.Lopez-Martens, D.Malcherek, R.Meunier, P.Papka, T.Paradellis, M.Rousseau, N.Rowley, G.Staudt, S.Szilner.

*New determination of the  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  reaction rate from  $\gamma$ -ray angular distribution measurements.*

[10] Nucl.Phys. **A758**, 363c (2005)

J.W.Hammer, M.Fey, R.Kunz, J.Kiener, V.Tatischeff, F.Haas, J.L.Weil, M.Assuncao, C.Beck, C.Boukari-Pelissie, A.Coc, J.J.Correia, S.Courtin, F.Fleurot, E.Galanopoulos, C.Grama, F.Hammache, S.Harissopoulos, A.Korichi, E.Krmpotic, D.Le Du, A.Lopez-Martens, D.Malcherek, R.Meunier, P.Papka, T.Paradellis, M.Rousseau, N.Rowley, G.Staudt, S.Szilner. *E1 and E2 capture cross section and astrophysical reaction rate of the key reaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ .*

[11] Phys.Rev. **C 72**, 024304 (2005)

D.Pantelica, I.Gh.Stefan, N.Nica, M.-G.Porquet, G.Duchene, A.Astier, S.Courtin, I.Deloncle, F.Hoellinger, A.Bauchet, N.Buforn, L.Donadille, O.Dorvaux, J.Duprat, B.J.P.Gall, C.Gautherin, T.Kutsarova, S.Lalkovski, R.Lucas, M.Meyer, A.Minkova, A.Prevoist, N.Redon, N.Schulz, H.Sergolle, O.Stezowski, Ts.Venkova, A.Wilson.

*High-spin states in  $^{92-96}\text{Zr}$  nuclei.*

[12] Nucl.Phys. **A752**, 251c (2005)

B.Rubio, E.Nacher, A.Algora, M.J.G.Borge, L.Caballero, D.Cano-Ott, S.Courtin, Ph.Dessagne, D.Escrig, L.M.Fraile, W.Gelletly, A.Jungclaus, G.Le Scornet, F.Marechal, Ch.Miehe, E.Poirier, J.L.Tain, O.Tengblad.

*Beta decay studies far from stability with the Total Absorption Technique : the case of  $^{76}\text{Sr}$ .*

[13] Proc. XLIII Intern.Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, 14 - 19 March 2005, I.Iori and A.Bortolotti, eds., p.224 (2005)

A.Sanchez i Zafra, C.Beck, F.Haas, P.Papka, V.Rauch, M.Rousseau, F.Azaiez, P.Bednarczyk, S.Courtin, D.Curien, O.Dorvaux, A.Nourreddine, J.Robin, M.D.Salsac, W.von Oertzen, B.Gebauer, T.Kokalova, S.Thummerer, C.Wheldon, G.de Angelis, A.Gadea, S.Lenzi, D.R.Napoli, S.Szilner, W.N.Catford, D.Jenkins.

*Study of binary reaction channels in the  $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$  collision.*

[14] Eur.Phys.J. **A 23**, 473 (2005)

A.M.Stefanini, M.Trotta, B.R.Behera, L.Corradi, E.Fioretto, A.Gadea, A.Latina, S.Szilner, Y.W.Wu, S.Beghini, G.Montagnoli, F.Scarlassara, A.Yu.Chizhov, I.M.Itkis, N.A.Kondratiev, I.V.Pokrovsky, R.N.Sagaidak, G.N.Kniajeva, E.M.Kozulin, V.M.Voskressensky, S.Courtin, F.Haas, N.Rowley.

*Fusion-evaporation cross-sections for  $^{48}\text{Ca} + ^{154}\text{Sm}$  near the Coulomb barrier : Evidence for*

*fusion enhancement and hindrance.*

[15] J.Phys.(London) **G31**, S1965 (2005)

C.Timis, J.C.Angelique, A.Buta, N.L.Achouri, D.Baiborodin, P.Baumann, C.Borcea, S.Courtin, P.Dessagne, Z.Dlouhy, J.M.Daugas, S.Grevy, D.Guillemaud-Mueller, A.Knipper, F.R.Lecolley, J.L.Lecouey, M.Lewitowicz, E.Lienard, S.M.Lukyanov, F.M.Marques, C.Miehe, J.Mrazek, F.Negoita, F.Nowacki, F.de Oliveira, N.A.Orr, J.Peter, S.Pietri, Yu.E.Penionzhkevich, E.Poirier, M.Stanoiu, G.Walter.

*Spectroscopy around  $N = 20$  shell closure :  $\beta$ - $n$  decay study of  $^{35}\text{Al}$ .*

[16] Eur.Phys.J. **A 25**, Supplement 1, 615 (2005)

M.Trotta, A.M.Stefanini, S.Beghini, B.R.Behera, A.Yu.Chizhov, L.Corradi, S.Courtin, E.Fioretto, A.Gadea, P.R.S.Gomes, F.Haas, I.M.Itkis, M.G.Itkis, G.N.Kniajeva, N.A.Kondratiev, E.M.Kozulin, A.Latina, G.Montagnoli, I.V.Pokrovsky, N.Rowley, R.N.Sagaidak, F.Scarlassara, A.Szanto de Toledo, S.Szilner, V.M.Voskressensky, Y.W.Wu.

*Fusion hindrance and quasi-fission in  $^{48}\text{Ca}$  induced reactions : Implications for super-heavy element production.*

[18] Eur.Phys.J. **A 20**, 199 (2004)

A.Algora, L.Batist, M.J.G.Borge, D.Cano-Ott, R.Collatz, S.Courtin, Ph.Dessagne, L.M.Fraile, A.Gadea, W.Gelletly, M.Hellstrom, Z.Janas, A.Jungclaus, R.Kirchner, M.Karny, G.Le Scornet, Ch.Miehe, F.Marechal, F.Moroz, E.Nacher, E.Poirier, E.Roeckl, B.Rubio, K.Rykaczewski, J.L.Tain, O.Tengblad, V.Wittmann, and the GSI-TAS and LUCRECIA-TAGS Collaborations.

*Beta-decay studies using total absorption spectroscopy.*

[19] Braz.J.Phys. **34**, 850 (2004)

S.Courtin, P.Baumann, Ph.Dessagne, F.Marechal, Ch.Miehe, F.Perrot, E.Poirier, M.Ramdhane, and the ISOLDE Collaboration.

*Beta Decay and Structure of Exotic Nuclei in the Mass Regions  $N=Z$ ,  $A \sim 70$  and Near the  $N=20$  Closed Shell.*

[20] Nucl.Phys. **A736**, 39 (2004)

H.O.U.Fynbo, M.J.G.Borge, J.Cederkall, S.Courtin, P.Dessagne, B.Jonson, G.Le Scornet, T.Nilsson, G.Nyman, E.Poirier, K.Riisager, O.Tengblad, K.Wilhelmsen, and the ISOLDE Collaboration.

*New information on the  $\beta$ -decay of  $^{11}\text{Li}$  from Doppler broadened  $\gamma$  lines.*

[21] Nucl.Phys. **A734**, 369 (2004)

S.Grevy, S.Pietri, L.Achouri, J.C.Angelique, P.Baumann, C.Borcea, A.Buta, W.Catford, S.Courtin, J.M.Daugas, F.De Oliveira, P.Dessagne, Z.Dlouhy, D.Guillemaud-Mueller, R.Hadeler, A.Knipper, F.R.Lecolley, J.L.Lecouey, M.Lewitowicz, E.Lienard, C.Miehe, J.Mrazek, F.Negoita, N.A.Orr, Y.Penionzhkevich, J.Peter, E.Poirier, M.Stanoiu, O.Tarasov, C.Timis, G.Walter.

*Spectroscopy at the  $N = 20$  shell closure : the  $\beta$ -decay of  $^{32}\text{Mg}$ .*

[22] Phys.Lett. **B 594**, 252 (2004)

S.Grevy, J.C.Angelique, P.Baumann, C.Borcea, A.Buta, G.Canchel, W.N.Catford, S.Courtin, J.M.Daugas, F.de Oliveira, P.Dessagne, Z.Dlouhy, A.Knipper, K.L.Kratz, F.R.Lecolley, J.L.Lecouey, G.Lehrsenneau, M.Lewitowicz, E.Lienard, S.Lukyanov, F.Marechal, C.Miehe, J.Mrazek, F.Negoita, N.A.Orr, D.Pantelica, Y.Penionzhkevich, J.Peter, B.Pfeiffer, S.Pietri, E.Poirier, O.Sorlin, M.Stanoiu, I.Stefan, C.Stodel, C.Timis.

*Beta-decay half-lives at the  $N=28$  shell closure.*



[23] Nucl.Phys. **A746**, 145c (2004)

S.Grevy, J.C.Angelique, P.Baumann, C.Borcea, A.Buta, G.Canchel, W.N.Catford, S.Courtin, J.M.Daugas, F.De Oliveira, P.Dessagne, Z.Dlouhy, A.Knipper, K.L.Kratz, F.R.Lecolley, J.L.Lecouey, G.Lehrsenneau, M.Lewitowicz, E.Lienard, S.Lukyanov, F.Marechal, C.Miehe, J.Mrazek, F.Negoita, N.A.Orr, D.Pantelica, Y.Penionzhkevich, J.Peter, B.Pfeiffer, S.Pietri, E.Poirier, O.Sorlin, M.Stanoiu, I.Stefan, C.Stodel, C.Timis.

*$\beta$ -decay studies at the  $N=28$  shell closure : indications for a weakening of the spin-orbit force far from stability ?*

[24] Nucl.Phys. **A734**, E65 (2004)

J.Mrazek, S.Grevy, S.Iulian, A.Buta, F.Negoita, J.C.Angelique, P.Baumann, C.Borcea, G.Canchel, W.Catford, S.Courtin, J.M.Daugas, Z.Dlouhy, P.Dessagne, A.Knipper, G.Lehrsenneau, F.R.Lecolley, J.L.Lecouey, M.Lewitowicz, E.Lienard, S.Lukyanov, F.Marechal, C.Miehe, F.de Oliveira, N.A.Orr, D.Pantelica, Y.Penionzhkevich, J.Peter, S.Pietri, E.Poirier, O.Sorlin, M.Stanoiu, O.Stodel, O.Tarasov, C.Timis.

*Study of neutron-rich argon isotopes in  $\beta$ -decay.*

[25] Phys.Rev.Lett. **92**, 232501 (2004)

E.Nacher, A.Algora, B.Rubio, J.L.Tain, D.Cano-Ott, S.Courtin, Ph.Dessagne, F.Marechal, Ch.Miehe, E.Poirier, M.J.G.Borge, D.Escrig, A.Jungclaus, P.Sarriguren, O.Tengblad, W.Gelletly, L.M.Fraile, G.Le Scornet.

*Deformation of the  $N = Z$  Nucleus  $^{76}\text{Sr}$  using  $\beta$ -Decay Studies.*

[26] Nucl.Phys. **A734**, E84 (2004)

E.Nacher, A.Algora, B.Rubio, J.L.Tain, D.Cano-Ott, M.J.G.Borge, S.Courtin, Ph.Dessagne, D.Escrig, L.M.Fraile, W.Gelletly, A.Jungclaus, G.Le Scornet, F.Marechal, Ch.Miehe, E.Poirier, O.Tengblad.

*Total absorption spectroscopy of  $^{76}\text{Sr}$  with the Lucrecia spectrometer at ISOLDE.*

[27] Phys.Rev. **C 69**, 034307 (2004)

E.Poirier, F.Marechal, Ph.Dessagne, A.Algora, M.J.G.Borge, D.Cano-Ott, J.C.Caspar, S.Courtin, J.Devin, L.M.Fraile, W.Gelletly, G.Heitz, A.Jungclaus, G.Le Scornet, Ch.Miehe, E.Nacher, B.Rubio, P.Sarriguren, J.L.Tain, O.Tengblad, C.Weber, and the ISOLDE Collaboration.

*$B(GT)$  strength from  $\beta$ -decay measurements and inferred shape mixing in  $^{74}\text{Kr}$ .*

[28] Nature(London) **431**, 823 (2004)

R.Raabe, J.L.Sida, J.L.Charvet, N.Alamanos, C.Angulo, J.M.Casandjian, S.Courtin, A.Drouart, D.J.C.Durand, P.Figuera, A.Gillibert, S.Heinrich, C.Jouanne, V.Lapoux, A.Lepine-Szily, A.Musumarra, L.Nalpas, D.Pierroutsakou, M.Romoli, K.Rusek, M.Trotta.

*No enhancement of fusion probability by the neutron halo of  $^6\text{He}$ .*

[29] Nucl.Phys. **A734**, 245 (2004)

M.Trotta, A.M.Stefanini, L.Corradi, E.Fioretto, A.Gadea, S.Szilner, S.Beghini, G.Montagnoli, F.Scarlassara, A.Yu.Chizhov, I.M.Itkis, G.N.Kniajeva, E.M.Kozulin, N.A.Kondratiev, I.V.Pokrovsky, R.N.Sagaidak, V.M.Voskressensky, S.Courtin, O.Dorvaux, F.Haas, N.Rowley.

*Fusion of  $^{48}\text{Ca} + ^{154}\text{Sm}$  near the Coulomb barrier : enhancement vs. suppression.*

[30] Phys.Rev. **C 67**, 054602 (2003)

C.Beck, F.A.Souza, N.Rowley, S.J.Sanders, N.Aissaoui, E.E.Alonso, P.Bednarczyk, N.Carlin,

S.Courtin, A.Diaz-Torres, A.Dummer, F.Haas, A.Hachem, K.Hagino, F.Hoellinger, R.V.F.Janssens, N.Kintz, R.Liguori Neto, E.Martin, M.M.Moura, M.G.Munhoz, P.Papka, M.Rousseau, A.Sanchez i Zafra, O.Stezowski, A.A.Suaide, E.M.Szanto, A.Szanto de Toledo, S.Szilner, J.Takahashi.  
*Near-barrier fusion of weakly bound  $^6\text{Li}$  and  $^7\text{Li}$  nuclei with  $^{59}\text{Co}$ .*

[31] Acta Phys.Hung.N.S. **18**, 297 (2003)

C.Beck, M.Rousseau, P.Papka, A.Sanchez i Zafra, C.Bhattacharya, V.Rauch, P.Bednarczyk, S.Courtin, O.Dorvaux, F.Haas, A.Nourreddine, I.Piqueras, J.Robin, L.El Bakali, C.Enaux, E.Galmar, S.Szilner, O.Stezowski, A.Prevost, S.Thummerer, W.von Oertzen, A.Hachem, E.Martin, A.Fahli, A.Morsad, A.Szanto de Toledo, S.J.Sanders.

*Search for Cluster Emission and Extremely Deformed Shapes Using Charged-Particle Spectroscopy.*

[32] Nucl.Phys. **A724**, 125 (2003)

S.Courtin, N.Rowley, F.Haas, D.Ackermann, D.Bazzacco, A.J.Boston, M.Cinausero, J.Durell, F.Hannachi, F.Hoellinger, A.Lopez-Martens, T.Martinez, J.C.Merdinger, E.S.Paul, C.Rossi-Alvarez, M.Rousseau, H.C.Sraggs, P.Spolaore, A.M.Stefanini, O.Stezowski, B.Varley, G.Viesti, J.-P.Vivien.

*Influence of fusion barrier distributions on spin populations.*

[33] Nucl.Phys. **A722**, 190c (2003)

S.Courtin, F.Haas, N.Rowley, D.Ackermann, D.Bazzacco, A.J.Boston, M.Cinausero, A.Lopez-Martens, E.S.Paul, C.Rossi-Alvarez, M.Rousseau, H.C.Sraggs, P.Spolaore, O.Stezowski, G.Viesti.  
*Spin distributions at the Coulomb barrier in the  $^{58}\text{Ni} + ^{60}\text{Ni}$  fusion reaction from gamma-ray multiplicity measurements.*

[34] Nucl.Phys. **A722**, 424c (2003)

S.Grevy, J.Mrazek, J.C.Angelique, P.Baumann, C.Borcea, A.Buta, G.Canchel, W.Catford, S.Courtin, J.M.Daugas, F.De Oliveira, P.Dessagne, Z.Dlouhy, A.Knipper, K.L.Kratz, F.R.Lecolley, J.L.Lecouey, G.Lehrsenneau, M.Lewitowicz, E.Lienard, S.Lukyanov, F.Marechal, C.Miehe, F.Negoita, N.A.Orr, D.Pantelica, Y.Penionzhkevich, J.Peter, B.Pfeiffer, S.Pietri, E.Poirier, O.Sorlin, M.Stanoiu, C.Stodel, C.Timis.

*Beta-decay studies at the  $N = 28$  shell closure.*

[35] Eur.Phys.J. **A 16**, 359 (2003)

J.Huikari, M.Oinonen, A.Algora, J.Cederkall, S.Courtin, P.Dessagne, L.Fraile, S.Franchoo, H.Fynbo, W.X.Huang, A.Jokinen, A.Knipper, F.Marechal, C.Miehe, E.Nacher, K.Perajarvi, E.Poirier, L.Weissman, J.Aysto, and the ISOLDE Collaboration.

*Mirror decay of  $^{75}\text{Sr}$ .*

[36] Acta Phys.Pol. **B34**, 2343 (2003).

P.Papka, C.Beck, F.Haas, V.Rauch, M.Rousseau, P.Bednarczyk, S.Courtin, O.Dorvaux, K.Eddahbi, J.Robin, A.Sanchez I Zafra.

*Cluster emission and extremely deformed shapes in the  $N = Z$  nucleus  $^{44}\text{Ti}$ .*

[37] Nucl.Phys. **A722**, 248c (2003)

A.Szanto de Toledo, E.E.Alonso, N.Carlin, R.Liguori Neto, M.M.Moura, M.G.Munhoz, A.A.Suaide, F.A.Souza, E.M.Szanto, J.Takahashi, C.Beck, M.Rousseau, P.Bednarczyk, S.Courtin, F.Haas, O.Stezowski, S.Szilner, S.J.Sanders.

*Fusion of light weakly bound nuclei.*

[38] Phys.Rev. **C65**, 034324 (2002)

Th.Byrski, F.A.Beck, P.Bednarczyk, N.Kintz, K.Zuber, J.P.Vivien, S.Courtin, D.Curien, G.Duchene, C.Finck, B.Gall, A.Nourreddine, A.Odahara, O.Stezowski, C.Theisen.  
*Enhanced Population of Superdeformation in the Mass  $A = 150$  Region.*

[39] Nucl.Phys. **A701**, 410c (2002)

S.Nummela, P.Baumann, E.Caurier, S.Courtin, P.Dessagne, O.Holmlund, A.Jokinen, A.Knipper, G.Le Scornet, C.Miehe, F.Nowacki, L.G.Lyapin, M.Oinonen, E.Poirier, Z.Radivojevic, M.Ramdhane, W.H.Trzaska, G.Walter, J.Aysto, and the ISOLDE Collaboration.  
*Study of the Neutron-Rich Nuclei with  $N = 21$ ,  $^{35}\text{Si}$  and  $^{33}\text{Mg}$ , by Beta Decay of  $^{35}\text{Al}$  and  $^{33}\text{Na}$ .*

[40] Nucl.Instrum.Methods Phys.Res. **A481**, 464 (2002)

Z.Radivojevic, P.Baumann, E.Caurier, J.Cederkall, S.Courtin, Ph.Dessagne, A.Jokinen, A.Knipper, G.Le Scornet, V.Lyapin, Ch.Miehe, F.Nowacki, S.Nummela, M.Oinonen, E.Poirier, M.Ramdhane, W.H.Trzaska, G.Walter, J.Aysto, and the ISOLDE Collaboration.  
*Beta-Delayed Neutron Decay of  $^{33}\text{Na}$ .*

[41] Eur.Phys.J. **A 10**, 145 (2001)

A.Bauchet, I.Deloncle, M.-G.Porquet, A.Astier, N.Buorn, M.Meyer, S.Perries, N.Redon, B.J.P.Gall, F.Hoellinger, N.Schulz, G.Duchene, S.Courtin, Ts.Venkova, P.A.Butler, N.Amzal, R.D.Herzberg, A.Chewter, R.Cunningham, M.Houry, R.Lucas, W.Urban, A.Nowak, E.Piasecki, J.Duprat, C.Petrache, T.Kroll.  
*First Identification of Rotational Bands in  $^{103}\text{Tc}$  : Evolution of intrinsic proton states of the  $^{97-105}\text{Tc}$  Isotopes.*

[42] Acta Phys.Hung.N.S. **13**, 189 (2001)

A.Bauchet, I.Deloncle, M.-G.Porquet, A.Astier, N.Buorn, M.Meyer, S.Perries, N.Redon, B.J.P.Gall, F.Hoellinger, N.Schulz, G.Duchene, S.Courtin, Ts.Venkova, P.A.Butler, N.Amzal, R.Herzberg, A.Chewter, R.Cunningham, M.Houry, R.Lucas, A.Nowak, E.Piasecki, W.Urban, J.Duprat, C.Petrache, T.Kroll.  
*High-Spin Structures of Odd- $A$   $^{97-105}\text{Tc}$  Isotopes.*

[43] Phys.Rev. **C64**, 054313 (2001)

S.Nummela, F.Nowacki, P.Baumann, E.Caurier, J.Cederkall, S.Courtin, P.Dessagne, A.Jokinen, A.Knipper, G.Le Scornet, L.G.Lyapin, Ch.Miehe, M.Oinonen, E.Poirier, Z.Radivojevic, M.Ramdhane, W.H.Trzaska, G.Walter, J.Aysto, and the ISOLDE Collaboration.  
*Intruder Features in the Island of Inversion : The case of  $^{33}\text{Mg}$ .*

[44] Phys.Lett. **511B**, 145 (2001)

M.Oinonen, J.Aysto, P.Baumann, J.Cederkall, S.Courtin, P.Dessagne, S.Franchoo, H.Fynbo, M.Gorska, J.Huikari, A.Jokinen, A.Knipper, U.Koster, G.Le Scornet, C.Miehe, A.Nieminen, T.Nilsson, Yu.Novikov, K.Perajarvi, E.Poirier, A.Popov, D.M.Seliverstov, T.Siiskonen, H.Simon, O.Tengblad, P.Van Duppen, G.Walter, L.Weissman, K.Wilhelmsen-Rolander, and the ISOLDE Collaboration.  
*Non-Analog  $\beta$  Decay of  $^{74}\text{Rb}$ .*

[45] Phys.Lett. **521B**, 165 (2001)

G.Viesti, V.Rizzi, D.Fabris, M.Lunardon, G.Nebbia, M.Cinausero, E.Fioretto, G.Prete, A.Brondi, G.La Rana, R.Moro, E.Vardaci, M.Aiche, M.M.Aleonard, G.Barreau, D.Boivin, J.N.Scheurer, J.F.Chemin, K.Hagel, J.B.Natowitz, R.Wada, S.Courtin, F.Haas, N.Rowley, B.M.Nyako, J.Gal,

J.Molnar.

*Exploring the Emission Barriers in Hot Nuclei.*

[46] Phys.Rev. **C61**, 024607 (2000).

B.Djerroud, B.Schaly, S.Flibotte, G.C.Ball, S.Courtin, M.Cromaz, D.S.Haslip, T.Lampman, A.O.Macchiavelli, J.M.Nieminen, C.E.Svensson, J.C.Waddington, D.Ward, J.N.Wilson.  
*Fission Barriers, Coupled-Channel, and Shell Effects at the Coulomb Barrier in the  $A \sim 190$  Mass Region.*

[47] Eur.Phys.J. **A 7**, 449 (2000)

E.S.Paul, A.J.Boston, S.Courtin, P.J.Dagnall, J.L.Durell, C.Finck, B.Gall, B.Haas, F.Haas, F.Hannachi, F.Hoellinger, J.C.Lisle, A.Lopez-Martens, J.C.Merdinger, N.Rowley, H.C.Scraggs, O.Stezowski, B.J.Varley, J.P.Vivien.  
*The Low-Spin Structure of  $^{115}\text{Xe}$ .*

[48] Acta Phys.Pol. **B30**, 1549 (1999)

S.Courtin, F.Hoellinger, N.Rowley, A.Lopez-Martens, F.Hannachi, O.Stezowski, A.J.Boston, P.Dagnall, J.Durell, C.Finck, B.J.-P.Gall, B.Haas, F.Haas, J.Lisle, A.Lunt, J.-C.Merdinger, E.S.Paul, H.C.Scraggs, B.Varley, J.-P.Vivien.  
*Entrance-Channel Effects in the Fusion of Nickel Isotopes at Near-Barrier Energies.*

[49] Phys.Lett. **467B**, 15 (1999).

Ch.Finck, O.Stezowski, N.Kintz, J.P.Vivien, K.Zuber, A.Nourreddine, D.E.Appelbe, C.W.Beausang, F.A.Beck, T.Byrski, S.Courtin, D.Curien, G.de France, G.Duchene, S.Erturk, B.J.P.Gall, B.Haas, N.Khadiri, E.Pachoud, C.Rigollet, M.Smith, Ch.Theisen, P.J.Twin.  
*First Evidence for Linking Transitions between the Superdeformed Yrast Band and the Normal Deformed States in  $^{149}\text{Gd}$ .*

[50] Eur.Phys.J. **A 4**, 319 (1999) ; Erratum Eur.Phys.J. **A 5**, 445 (1999).

F.Hoellinger, N.Schulz, S.Courtin, B.J.P.Gall, M.-G.Porquet, I.Deloncle, A.Wilson, T.Kutsarova, A.Minkova, J.Duprat, H.Sergolle, C.Gautherin, R.Lucas.  
*High-Spin Structures Observed in the  $^{101}\text{Tc}$  Fission Fragment.*

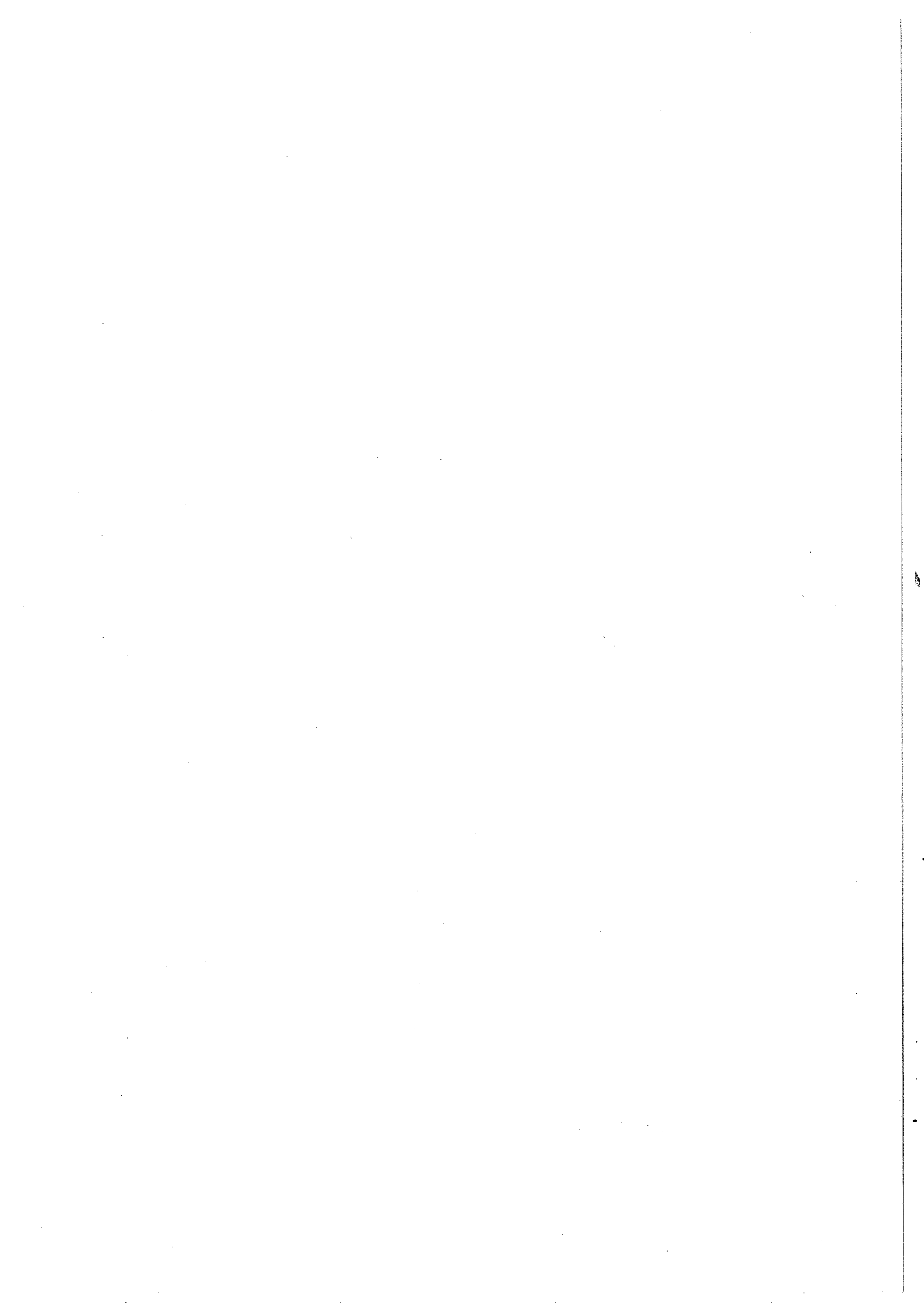
[51] Eur.Phys.J. **A 2**, 123 (1998)

C.Finck, O.Stezowski, F.A.Beck, D.E.Appelbe, T.Byrski, S.Courtin, D.M.Cullen, D.Curien, G.de France, G.Duchene, S.Erturk, B.J.P.Gall, U.Garg, B.Haas, N.Khadiri, B.Kharraja, N.Kintz, A.Nourreddine, D.Prevost, C.Rigollet, H.Savajols, P.J.Twin, J.P.Vivien, K.Zuber.  
*Quadrupole Moment of Superdeformed Bands in  $^{151}\text{Tb}$ .*

[52] Eur.Phys.J. **A 3**, 311 (1998)

W.Meczynski, P.Bednarczyk, R.Chapman, S.Courtin, J.Grebosz, F.Hannachi, P.Jones, J.Kownacki, M.Lach, A.Lopez-Martens, K.H.Maier, J.C.Merdinger, D.Middleton, M.Palacz, M.B.Smith, K.M.Spohr, N.Schulz, M.Zieblinski, J.Styczen.  
*Gamma-Spectroscopy of the  $^{199}\text{At}$  Nucleus with the Recoil Filter Detector.*







Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien

Service de reprographie  
Michel Schlée

23, rue du Loess  
67037 Strasbourg Cedex 2